



高等学校规划教材
工科电子类

光纤光学

刘德明 向清 黄德修



国防工业出版社

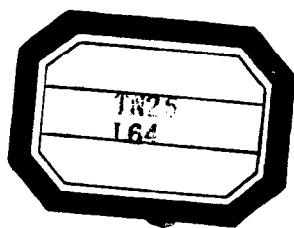
TN25

435720

L64

光 纤 光 学

刘德明 向清 黄德修



6

国防工业出版社

·北京·

(京)新登字 106 号

图书在版编目(CIP)数据

光纤光学/刘德明等编. —北京:国防工业出版社,
1995. 5

ISBN 7-118-01357-9

I. 光… II. 刘… III. 纤维光学 IV. TN 25

中国版本图书馆 CIP 数据核字(94)第 13897 号

国防工业出版社 出版发行

(北京市海淀区紫竹院南路 23 号)

(邮政编码 100044)

北京怀柔新华印刷厂印刷

新华书店经售

*

开本 787×1092 1/16 印张 17 ¼ 397 千字
1995 年 5 月第 1 版 1995 年 5 月北京第 1 次印刷
印数:1—2000册 定价:10.10 元

(本书如有印装错误,我社负责调换)

出版说明

根据国务院关于高等学校教材工作的规定,我们承担了全国高等学校和中等专业学校工科电子类专业教材的编审、出版的组织工作。由于各有关院校及参与编审工作的广大教师共同努力,有关出版社的紧密配合,从1978~1990年,已编审、出版了三个轮次教材,及时供给高等学校和中等专业学校教学使用。

为了使工科电子类专业教材能更好地适应“三个面向”的需要,贯彻国家教委《高等教育·“八五”期间教材建设规划纲要》的精神,“以全面提高教材质量水平为中心,保证重点教材,保持教材相对稳定,适当扩大教材品种,逐步完善教材配套”,作为“八五”期间工科电子类专业教材建设工作的指导思想,组织我公司所属的八个高等学校教材编审委员会和四个中等专业学校专业教学指导委员会,在总结前三轮教材工作的基础上,根据教育形势的发展和教学改革的需要,制订了1991~1995年的“八五”(第四轮)教材编审出版规划。列入规划的,以主要专业主干课程教材及其辅助教材为主的教材约300余种。这批教材的评选推荐和编审工作,由各编委会或教学指导委员会组织进行。

这批教材的书稿,其一是从通过教学实践、师生反应较好的讲义中经院校推荐,由编审委员会(小组)评选择优产生出来的,其二是在认真遴选主编人的条件下进行约编的,其三是经过质量调查在前几轮组织编写出版的教材中修编的。广大编审者、各编审委员会(小组)、教学指导委员会和有关出版社,为保证教材的出版和提高教材的质量,作出了不懈的努力。

限于水平和经验,这批教材的编审、出版工作还可能有缺点和不足之处,希望使用教材的单位,广大教师和同学积极提出批评和建议,共同为不断提高工科电子类专业教材的质量而努力。

电子工业部教材办公室

前 言

本教材系按电子工业部教材办公室制定的编审出版规划,由电子物理与器件编审委员会激光与红外编审小组组织征稿、评选、推荐出版。

本教材的编写工作是在黄德修教授主持下进行的,负责编写的有刘德明教授与向清两位同志,由上海交通大学许政权教授担任主审。

本教材参考教学时数为 50 学时,主要包括光纤传输的基本理论,光纤的传输特性及其性能参数测试技术,光纤有源与无源器件,光纤中光与物质的相互作用及其所产生的非线性效应,以及各种光纤应用技术和一些正在发展的前沿课题。

本教材是在作者多年从事光纤光学教学与科研工作的基础上编写而成,并根据推荐编写大纲作了内容的精选、更新和充实,既注重了系统、深入的理论描述;同时也力求反映光纤技术研究领域的最新成果,使之不但可作为工科大学光电子技术等专业研究生教材或高年级本科生选修教材,而且也可供有关领域技术人员参考。

本教材由向清编写第六、七、八章和第五章“受激喇曼散射及其应用”一节;第三章“光纤激光器与光纤放大器”及第五章“光孤子与光孤子通信”两节由黄德修编写;其余各章节由刘德明编写,全书最后由刘德明统编定稿。

本教材编写工作得到蓝信钜教授和张耀宁副教授的大力支持与帮助,闵双全同志协助编写了“光纤偏振控制器”一节,王家敏同志协助进行了书稿的整理工作,在此一并表示最诚挚的感谢。

由于编者水平有限,加之时间仓促,书中一定存在不少错误和不妥之处,热切希望读者指正。

编 者

内 容 简 介

本书较系统地论述了光纤光学的基本理论以及光纤的传输特性与主要性能参数的测试技术,介绍了一些正在发展的有源与无源光纤器件,并阐述了光纤在通信和传感等方面的应用。

本书内容全面、系统,理论叙述深入浅出,注重介绍各种实用技术和研究成果,每章后还附有习题与参考文献,以供读者复习与进一步研究之用。本书可作为光电子技术、信息与通信技术等专业本科生教材和相近专业研究生的参考书,也可供有关工程技术人员参考。

目 录

第一章 光纤光学的基本理论	1
§ 1.1 引言	1
§ 1.2 光纤光学的基本方程	4
§ 1.3 光线理论	10
§ 1.4 光纤中的模式及性质	16
§ 1.5 阶跃折射率分布光纤中的场解	21
§ 1.6 弱导光纤与线偏振模	29
§ 1.7 渐变折射率分布光纤中的场解	36
§ 1.8 单模光纤中的场解	42
习题与思考	52
参考文献	53
第二章 光纤的特性及特征参数测量	54
§ 2.1 引言	54
§ 2.2 光纤的损耗	55
§ 2.3 光纤的色散与带宽	60
§ 2.4 单模光纤模场半径	67
§ 2.5 单模光纤截止波长	69
§ 2.6 光纤的物理化学特性	70
§ 2.7 光纤参数测试技术	71
习题与思考	83
参考文献	84
第三章 光纤无源及有源器件	85
§ 3.1 自聚焦透镜	85
§ 3.2 光纤定向耦合器	92
§ 3.3 光纤偏振控制器	99
§ 3.4 光纤激光器与光纤放大器	108
习题与思考	120
参考文献	120
第四章 光纤的连接与耦合	122
§ 4.1 光纤—光纤的连接损耗	122
§ 4.2 光纤固定接头	128
§ 4.3 光纤活动连接器	133
§ 4.4 光纤—光源的耦合	136

§ 4.5 光纤—光无源器件的耦合	144
习题与思考	147
参考文献	147
第五章 光纤中的非线性效应及其应用	149
§ 5.1 引言	149
§ 5.2 参量过程及自相位调制与交叉相位调制	150
§ 5.3 受激喇曼散射及其应用	162
§ 5.4 光孤子与光孤子通信	171
§ 5.5 光纤脉冲压缩技术	180
习题与思考	184
参考文献	185
第六章 光纤传感技术	187
§ 6.1 光纤传感器概述	187
§ 6.2 强度调制光纤传感器	192
§ 6.3 频率调制光纤传感器	201
§ 6.4 波长(颜色)调制光纤传感器	206
§ 6.5 相位调制光纤传感器	211
§ 6.6 偏振态调制光纤传感器	225
§ 6.7 复用式和分布式光纤传感器	231
习题与思考	234
参考文献	235
第七章 光纤技术的主要应用	236
§ 7.1 光纤技术在通信中的应用	236
§ 7.2 光纤技术在工业上的应用	240
§ 7.3 光纤技术在军事上的应用	243
§ 7.4 光纤技术在医学上的应用	246
§ 7.5 光纤技术在信息处理中的应用	250
习题与思考	255
参考文献	255
第八章 特种光纤及应用	256
§ 8.1 零色散平移光纤和色散平坦光纤	256
§ 8.2 保偏光纤及低双折射光纤	258
§ 8.3 红外光纤	259
§ 8.4 衰减场光纤	262
§ 8.5 其它特种光纤	264

第一章 光纤光学的基本理论

§ 1.1 引言

光纤光学是一门研究光波在光纤中传播特性的科学。光纤是一种介质圆柱光波导，它能够约束并导引光波在其内部或其表面附近沿其轴线方向向前传播。

光纤的基本结构如图 1.1.1 所示，由纤芯、包层和套层构成。纤芯由高度透明的介质材料(如石英玻璃等)经过严格的工艺制成，是光波的传播媒体；包层是一层折射率稍低于纤芯折射率的介质材料，它一方面与纤芯一起构成光波导，另一方面也保护纤壁不受污染或损坏；套层一般由高损耗的柔软材料(如塑料等)制成，起着增强机械性能，保护光纤的作用，同时也阻止纤芯光功率串入邻近光纤线路，抑制串扰。

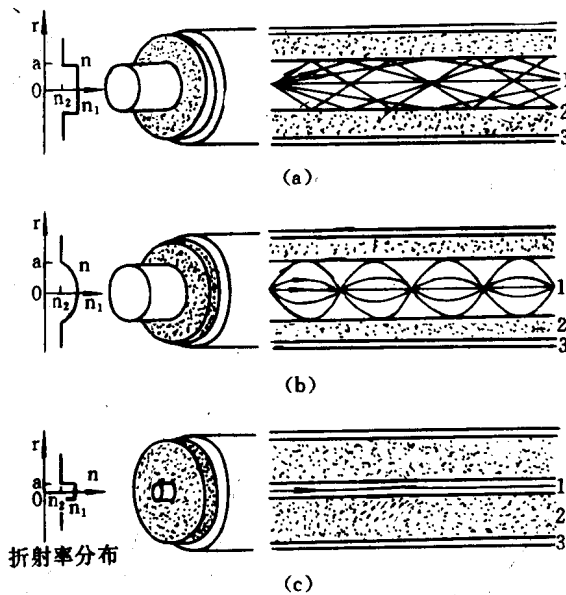


图 1.1.1 光纤的结构
(a)阶跃光纤；(b)渐变光纤；(c)单模光纤。

1—纤芯；2—包层；3—套层。

一般讲，光纤可分为两大类，一类是通信用光纤，另一类是非通信用光纤。前者主要用于各种光纤通信系统之中；后者则在光纤传感、光纤信号处理、光纤测量及各种常规光学系统中广为应用。对于通信用光纤，在系统工作波长处应满足低损耗、宽传输带宽(大容量)以及与系统元器件(如光源、探测器和光无源器件)之间的高效率耦合等要求。同时，也要求光纤具有良好的机械稳定性、低廉的成本和抗恶劣环境的性能。

非通信用光纤通常要求具有特殊的性能(例如高双折射、物理敏感性强以及具有非线性等),而在其它方面的要求则相应降低。

根据光纤的结构、材料、折射率分布和传播特性可将其分为如下几种类型:

1. 阶跃折射率分布光纤(SIOF)与渐变折射率分布光纤(GIOF)

两种光纤的折射率分布如图 1.1.1(a)、(b)所示,其中 SIOF 中纤芯各处折射率均等于 n_1 ,包层各处的折射率均等于 n_2 ,且有 $n_1 > n_2$,在纤芯与包层分界面处折射率发生突变或阶跃变化。其折射率分布形式为^[1]:

$$n(r) = \begin{cases} n_1 & 0 \leq r \leq a \quad (\text{纤芯中}) \\ n_2 & r > a \quad (\text{包层中}) \end{cases} \quad (1.1.1)$$

在 GIOF 中,纤芯中的折射率是变化的,在轴线处最高(n_1),沿径向则随半径 r 的增大而减小,在包层与纤芯分界面处最低(n_2),在包层中折射率一般恒定不变。多数 GIOF 遵从 g 型折射率分布:

$$n(r) = \begin{cases} n_1 [1 - 2\Delta(r/a)^g]^{1/2} & 0 \leq r \leq a \\ n_2 & r > a \end{cases} \quad (1.1.2)$$

这里, a 为纤芯半径, Δ 为纤芯轴线折射率与包层折射率的相对差(简称为“相对折射率差”)

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1} \quad (1.1.3)$$

g 是折射率分布参数,它决定了折射率分布曲线的形状,当 $g \rightarrow \infty$ 时,为 SIOF;当 $g=2$ 时为平方律分布或抛物线分布光纤;又称为“自聚焦光纤”; $g=1$ 时为三角分布光纤。

2. 单模、双模与多模光纤

模式是光纤传播的一种极为重要的特性,其严格的意义将在本章第二节中讨论。这里,可直观地将光纤的模式看成光场在光纤截面上的一种分布图。当光纤中只允许一个模式传播时,就称之为单模光纤,当光纤中允许两个或更多的模式传播时,就称之为双模光纤或多模光纤。在光纤中允许存在的模式数目可由下式来估算:

$$M = \frac{g}{2(g+2)} V^2 \quad (1.1.4)$$

其中 V 称为光纤的归一化频率,是一个反映光纤结构特征的重要参数,定义为

$$V = k_0 a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \frac{2\pi a}{\lambda_0} n_1 \sqrt{2\Delta} \quad (1.1.5)$$

式中 k_0 ——真空中的光波波数;

λ_0 ——真空中光波的波长。

当 V 很大时,光纤中可以传输几十甚至几百个模式;当 V 值较小时,则只允许少数几个或单个模式传播。阶跃单模光纤确切的判据是:

$$V < 2.405 \quad (1.1.6)$$

这时,在光纤中只有一个模式传播,称之为主模或基模。

很显然,当波长 λ_0 和折射率参数确定之后,光纤中允许传播的数目就与纤芯半径 a 有关。因此,多模光纤芯径较粗(50~60 μm),而单模光纤芯径就很细(5~10 μm ,与入射波长 λ_0 有关)。

3. 石英、塑料与红外光纤

石英玻璃光纤是采用改进的化学汽相沉积法(MCVD法:Modified Chemical Vapour Deposition)或汽相轴向沉积法(VAD法:Vapour Phase Axial Deposition),以 SiCl_4 为原始材料, GeCl_4 , PoCl_3 及 BCl_3 等为掺杂材料,在高温下沉积为“预制棒”,然后进行拉丝、套塑和成缆(光缆)等等。

图 1.1.2 示出了石英光纤制备工艺流程。石英光纤的主要优点是通过严格的提纯工艺来减少原材料中的 Cr^{3+} 、 Fe^{2+} 和 Cu^{2+} 等过渡金属元素离子以及 OH^- 离子,可获得损耗极低的光纤。目前已研制出在 $1.55\mu\text{m}$ 波长处损耗低达 0.16dB/km 的单模光纤。

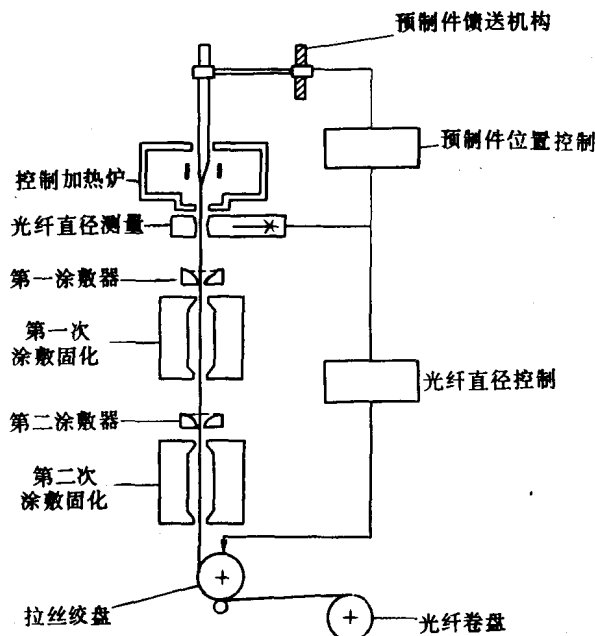


图 1.1.2 光纤拉制工艺

塑料光纤是采用高度透明的光学塑料为材料制成的光纤,具有重量轻(为石英光纤的 $1/3\sim 1/2$),韧性好(直径 2mm 仍可自由弯曲不断裂,而同样粗的石英光纤实际上已成为玻璃棒了),工艺简便,成本低廉以及在远红外和紫外波段光波透过率优于石英玻璃等诸多优点,在导弹制导、人造卫星、宇宙航行等领域都有重要的应用。

红外光纤是利用红外材料(如氟化物玻璃和硫属化合物玻璃等)制作的光纤。这种光纤具有极低的理论损耗极限(10^{-3}dB/km),因此在长距离光纤通信,尤其是跨洋通信中具有极其诱人的前景。同时,红外光纤透过区域可延伸到几微米甚至十几微米,因此在红外探测与传输方面具有石英光纤无法替代的作用。不过,由于工艺和技术上的原因,目前红外光纤的损耗还相当高(每公里几十至几百分贝),还需要进行更深入的理论与实验研究方可达到实用。

4. 特种光纤

特种光纤是指具有某种特殊性能的光纤,它包括:

(1)保偏(单偏振)光纤 通过波导结构的特殊设计,使在纤芯中传播的基模只沿一个

方向偏振,且在传播过程中保持偏振方向不变。

(2)有源光纤 利用具有增益的激活材料制作纤芯,在外光源泵浦下可输出激光(光纤激光器)或对外来微弱光信号进行直接光放大(光纤放大器)。

(3)双包层或多包层光纤 这种光纤具有模场半径大,弯曲损耗小的特点,且在很宽的波长范围内均具有较低的色散,在波分复用光纤通信系统中具有重要应用。

(4)增敏光纤 通过增强光纤的磁光、电光或温度敏感效应,使光纤的特征参数对外界物理量(如磁场、电流、温度、压力、转速等)的敏感性增强,从而构成各种灵敏的光纤传感系统。

(5)特殊涂层光纤 对于应用于恶劣环境中的光纤,其涂层材料不能采用普通的石英类或硅胶类材料,而必须采用一些硬质材料(如 SiN_2 或金属等),以增强光纤的抗压或耐高温、耐酸碱等性能。

(6)耐辐射光纤 当光纤工作于大剂量核辐射环境下时,普通的石英玻璃会因染色而失去透光能力。为此,采用耐辐射玻璃材料(如含铈玻璃)来制作光纤的纤芯和包层,这样的光纤就可以在核辐射环境下正常工作。

(7)发光光纤 采用磷光体、发光晶体以及其它发光材料制成的光纤,可用于探测 X 射线、高能粒子以及其它带电粒子。

与其它任何光波导研究一样,光纤光学的理论研究所涉及到的基本问题是:光波如何进入光纤以及光波在光纤中如何传播?具体讲,主要包括以下几个方面的内容:

- (1)光纤模式的激励(或光的入射);
- (2)光纤中的模式分布(或光线传播轨迹);
- (3)模式的传播速度(或光线的时延);
- (4)模式沿光纤横截面场分布;
- (5)光信号的传输损耗;
- (6)光信号的畸变;
- (7)模式的偏振特性;
- (8)模式的耦合。

光纤光学研究的目的是要通过对光纤传输特性的理论分析,为光纤技术的应用奠定基础。

本章将从光纤光学的基本方程出发,首先利用光线理论来分析光在光纤中的传播特性,并对光纤中的模式及其基本性质进行初步讨论;然后用波动理论来进一步深入分析光纤中的导波场的特性,依据光纤波导的边界条件求解波导场方程,导出本征值方程,并根据导模的截止和远离截止条件对光纤中的模式特性进行详细讨论。

本章的基本概念、思路、分析方法以及所得出的重要结论是后续各章分析的基础,读者应重点掌握其物理内涵而不必拘泥于繁杂的数学运算之中。

§ 1.2 光纤光学的基本方程

迄今为止,已经提出了许多种研究光纤波导的理论。这里,我们只介绍其中最基本的两种,即光线理论和波动理论。

当光纤芯径远大于光波波长 λ_0 时,可近似认为 $\lambda_0 \rightarrow 0$,从而将光波近似看成由一根一根光线所构成。因此,可采用几何光学的方法来分析光线的入射、传播(轨迹)以及时延(色散)和光强分布等特性,这种分析方法即为光线理论。

光线理论的主要优点是简单直观,在分析芯径较粗的多模光纤时可以得到较精确的结果。但由于采用了几何光学近似,光线理论不能够解释诸如:模式分布、包层模、模式耦合以及光场分布等现象;而且,当不满足 λ_0 远小于芯径的近似条件时(如对于单模光纤),光线理论的分析结果存在很大的误差。

波动理论是一种更为严格的分析方法,其严格性在于:(1)从光波的本质特性——电磁波出发,通过求解电磁波所遵从的麦克斯韦方程,导出电磁场的场分布,具有理论上的严谨性;(2)未作任何前提近似,因此适用于各种折射率分布的单模光纤和多模光纤。

两种理论分析问题的基本思路如图 1.2.1 所述:

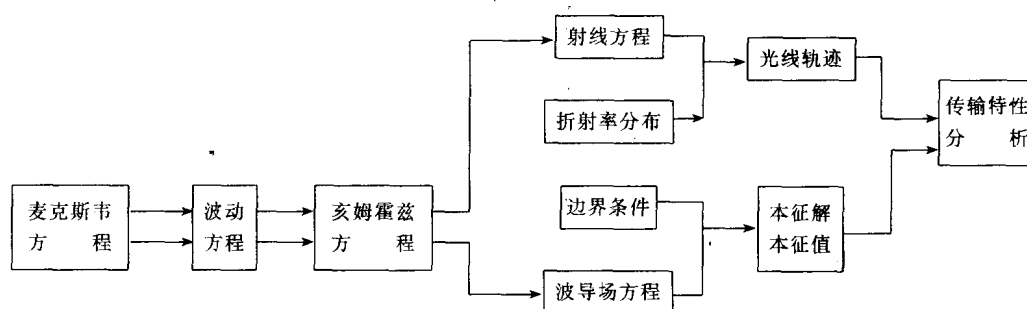


图 1.2.1 光线理论与波动理论分析思路

下面将按照上述思路导出光线理论与波动理论各自的基本方程。

§ 1.2.1 麦克斯韦方程与亥姆霍兹方程

光纤是一种介质光波导,这种波导具有如下特点:(1)无传导电流;(2)无自由电荷;(3)线性各向同性。在其中传播的电磁波遵从下列麦克斯韦方程组:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \partial \mathbf{D} / \partial t \quad (1.2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \partial \mathbf{B} / \partial t \quad (1.2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \quad (1.2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.2.4)$$

式中 \mathbf{E} 、 \mathbf{D} 、 \mathbf{H} 、 \mathbf{B} 分别为电场强度、电位移矢量、磁场强度及磁感应矢量。 ∇ 为梯度算符,在直角坐标系与圆柱坐标系中分别为:

$$\nabla = \mathbf{e}_x \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{e}_y \frac{\partial}{\partial y} + \mathbf{e}_z \frac{\partial}{\partial z} \quad (1.2.5)$$

$$\nabla = \mathbf{e}_r \frac{\partial}{\partial r} + \mathbf{e}_\phi \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial \phi} + \mathbf{e}_z \frac{\partial}{\partial z} \quad (1.2.6)$$

这里, \mathbf{e}_x 、 \mathbf{e}_y 、 \mathbf{e}_z 是沿 x 、 y 、 z 方向的单位矢量; \mathbf{e}_r 与 \mathbf{e}_ϕ 是沿径向与角向的单位矢量。

电位移矢量 \mathbf{D} 与电场强度 \mathbf{E} 以及磁场度 \mathbf{H} 与磁感应矢量 \mathbf{B} 之间由下列关系式相联系:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad (1.2.7)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (1.2.8)$$

式中 μ 是材料的磁导率, 在真空中为 μ_0 , 对于非磁性材料一般有 $\mu = \mu_0$ 为常数; ε 是材料的介电常数, 在真空中为 ε_0 , 一般物体中 ε 是空间坐标的函数为 $\varepsilon(x, y, z)$ 或 $\varepsilon(r, \phi, z)$ 。 ε 与材料折射率 n 的关系为:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 n^2 \quad (1.2.9)$$

光纤中电磁场传播的另一重要特性是: 在两种介质交界面(光纤纤壁)处电磁场满足边界条件, 即 \mathbf{E} 与 \mathbf{H} 的切向分量以及 \mathbf{D} 与 \mathbf{B} 的法向分量均连续, 其数学表达式为:

$$\mathbf{E}_{1t} = \mathbf{E}_{2t}; \mathbf{H}_{1t} = \mathbf{H}_{2t}; \mathbf{B}_{1n} = \mathbf{B}_{2n}; \mathbf{D}_{1n} = \mathbf{D}_{2n} \quad (1.2.10)$$

在麦克斯韦方程组中, 一方面既有电场又有磁场, 两者交互变化; 另一方面既有空间坐标又有时间坐标, 两者相互影响。为此必须利用分离变量法进行电、磁矢量分离与时、空坐标分离, 以得到一个易于求解的方程。

1. 电矢量与磁矢量分离: 波动方程

将(1.2.8)式代入(1.2.2)式取旋度, 并借助于矢量关系式:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{D}}{\varepsilon} \right) = \frac{1}{\varepsilon} \nabla \cdot \mathbf{D} + \mathbf{D} \cdot \nabla \left(\frac{1}{\varepsilon} \right) = -\mathbf{E} \cdot \frac{\nabla \varepsilon}{\varepsilon}$$

可得到只与电场强度 \mathbf{E} 有关的方程式:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \nabla \left(\mathbf{E} \cdot \frac{\nabla \varepsilon}{\varepsilon} \right) = \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (1.2.11)$$

同理, 只与磁场强度 \mathbf{H} 有关的方程式为:

$$\nabla^2 \mathbf{H} + \left(\frac{\nabla \varepsilon}{\varepsilon} \right) \times (\nabla \times \mathbf{H}) = \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (1.2.12)$$

(1.2.11)与(1.2.12)两式称为矢量波方程, 这是一个普遍适用的精确方程式。在光纤中, 折射率(或介电常数)的变化非常缓慢(例如在 $1\mu\text{m}$ 距离上折射率的变化小于 4×10^{-4}), 因此可以近似认为 $\nabla \varepsilon \approx 0$ 。这时, 矢量波方程化简为下述标量波方程:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \varepsilon \mu \partial^2 \mathbf{E} / \partial t^2 \quad (1.2.13)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \varepsilon \mu \partial^2 \mathbf{H} / \partial t^2 \quad (1.2.14)$$

对于光纤中的一般问题, 均可用标量波方程解决, 只是在进行更精密的分析时, 方才使用矢量波方程。

2. 时、空坐标分离: 亥姆霍兹方程

如果在光纤中传播的是单色光波, 即电磁波具有确定的振荡频率 f , 角频率 $\omega = 2\pi f$, 则可令:

$$\Phi(x, y, z, t) = \Psi(x, y, z) e^{i\omega t} \quad (1.2.15)$$

这里, Φ 代表 \mathbf{E} 或 \mathbf{H} 的某一场分量。将式(1.2.15)代入标量波方程可得到下述方程式:

$$\nabla^2 \Psi(x, y, z) + k^2 \Psi(x, y, z) = 0 \quad (1.2.16)$$

其中, k 是光纤中光波的波数。

$$k = \omega \sqrt{\varepsilon \mu} = \omega / V_p = 2\pi / \lambda = nk_0 \quad (1.2.17)$$

式中 λ 为光纤中光波波长; V_p 为光波相速; $k_0 = 2\pi / \lambda_0$ 为真空中光波的波数。

拉普拉斯算符 ∇^2 在直角坐标系与圆柱坐标系中分别为:

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (1.2.18)$$

$$\nabla^2 = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (1.2.19)$$

(1.2.16)式即亥姆霍兹方程,该方程对任何电磁波的传播都适用。由此方程出发,加上边界条件即可求出任意波导中光波场的场分布。

§ 1.2.2 波导场方程与模式的概念

亥姆霍兹方程有一个重要的特征:算符 ∇^2 作用在函数 Ψ 上的结果等于该函数 Ψ 与一常数 $-\kappa^2$ 的乘积。这一类方程在数学上称为本征方程,常数 κ 称为本征值。因此,波动理论的实质是对于给定的边界条件求本征方程的解——本征解及其对应的本征值,在数学上称之为“本征值问题”。

在光纤波导中,电磁波在纵向(轴向)以“行波”的形式存在,在横向以“驻波”的形式存在。其特征是:场分布沿轴向的变化只体现在相位上,场的幅度(或强度)不随轴向传播距离而变化(假设光纤中无模式耦合,也不存在损耗与增益)。若规定光纤轴向为 z 方向,则场分布与 z 坐标的关系具有 $e^{-i\beta z}$ 的形式(β 为 z 向传播常数)。因此可进一步对亥姆霍兹方程进行空间坐标纵、横分离。令:

$$\Psi(x, y, z) = \psi(x, y)e^{-i\beta z} \quad (1.2.20)$$

代入式(1.2.16)得到:

$$\nabla_t^2 \psi(x, y) + \chi^2 \psi(x, y) = 0 \quad (1.2.21)$$

其中, ∇_t^2 是横向拉普拉斯算符:

$$\nabla_t^2 = \nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (1.2.22)$$

χ 与 β 分别是横向与纵向传播常数,由下式相联系:

$$\chi^2 = \omega^2 \epsilon \mu - \beta^2 = n^2 k_0^2 - \beta^2 \quad (1.2.23a)$$

$$\beta = nk_0 \cos \theta_z \quad (1.2.23b)$$

其中, θ_z 是波矢 \mathbf{K} 与 z 轴夹角。

式(1.2.21)即光纤波导中光传播时遵从的波导场方程。式中的 $\psi(x, y)$ 代表 \mathbf{E} 和 \mathbf{H} 的横向场分布,即有:

$$\nabla_t^2 \begin{bmatrix} \mathbf{E}(x, y) \\ \mathbf{H}(x, y) \end{bmatrix} + \chi^2 \begin{bmatrix} \mathbf{E}(x, y) \\ \mathbf{H}(x, y) \end{bmatrix} = 0 \quad (1.2.24)$$

上式是波动理论的最基本方程。显然,这也是一个典型的本征方程,其本征值为 χ 或 β 。当给定波导的边界条件时,求解波导场方程可得本征解及相应的本征值。通常将本征解定义为“模式”,它相应于某一本征值并满足全部边界条件。每一个模式对应于沿光纤轴向传播的一种电磁波。应特别指出:模式是波导结构的固有电磁共振属性的表征。一给定的光纤波导中能够存在的模式及其性质是已确定了的,外界激励源只能激励起光纤中允许存在的模式而不会改变模式的固有性质。

模式的场矢量 $\mathbf{E}(x, y)$ 和 $\mathbf{H}(x, y)$ 具有六个场分量: E_x, E_y, E_z 和 H_x, H_y, H_z (或 E_r, E_ϕ, E_z

和 H_x, H_ϕ, H_z)。只有当这六个场分量全部求出方可认为模式的场分布唯一确定。但实际上这并不必要。因为场的横向分量可由纵向分量 E_z 和 H_z 来表示。经过代数运算,可导出如下关系式:

$$\chi^2 E_x = -i \left(\omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial y} + \beta \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \quad (1.2.25)$$

$$\chi^2 E_y = -i \left(-\omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial x} + \beta \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad (1.2.26)$$

$$\chi^2 H_x = -i \left(-\omega\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial y} + \beta \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (1.2.27)$$

$$\chi^2 H_y = -i \left(\omega\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial x} + \beta \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \quad (1.2.28)$$

$$\chi^2 E_r = -i \left(\omega\mu \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \phi} + \beta \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) \quad (1.2.29)$$

$$\chi^2 E_\phi = -i \left(-\omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial r} + \beta \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right) \quad (1.2.30)$$

$$\chi^2 H_r = -i \left(-\omega\varepsilon \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \phi} + \beta \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) \quad (1.2.31)$$

$$\chi^2 H_\phi = -i \left(\omega\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial r} + \beta \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \right) \quad (1.2.32)$$

因此,只要解出场的纵向分量 E_z 和 H_z ,就可以通过上述关系式求出场的横向分量,这将给求解波导场方程带来很大方便。尤其是在光纤中, E_z 和 H_z 满足独立的波导场方程:

$$\nabla_t^2 \begin{bmatrix} E_z \\ H_z \end{bmatrix} + \chi^2 \begin{bmatrix} E_z \\ H_z \end{bmatrix} = 0 \quad (1.2.33)$$

而场的横向分量却没有如此简单的分量方程。故一般总是先由(1.2.33)式求解 E_z 和 H_z ,再利用式(1.2.25)~式(1.2.32)求横向场分量。反之,如果已知场的横向分量,则场的纵向分量也可由下述关系式给出:

$$E_z = -i \frac{1}{\omega\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (1.2.34)$$

$$H_z = -i \frac{1}{\beta} \left(\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} \right) = \frac{i}{\omega\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \quad (1.2.35)$$

$$E_z = -i \frac{1}{\omega\varepsilon} \left[\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rH_\phi) - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \phi} \right] \quad (1.2.36)$$

$$\begin{aligned} H_z &= -i \frac{1}{\beta} \left[\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rH_r) + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_\phi}{\partial \phi} \right] \\ &= \frac{i}{\omega\mu} \left[\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (rE_\phi) - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_r}{\partial \phi} \right] \end{aligned} \quad (1.2.37)$$

由场的纵横关系式还可知,对于无损耗光纤(n 为实数),场的纵向分量与横向分量的相位相差 $\pi/2$,即两者最大值在时间上相差 $1/4$ 周期,在空间上相差 $1/4$ 波长。

根据场的纵向分量 E_z 和 H_z 的存在与否,可将模式命名为:

- (1)横电磁模(TEM): $E_z = H_z = 0$;
- (2)横电模(TE): $E_z = 0, H_z \neq 0$;
- (3)横磁模(TM): $E_z \neq 0, H_z = 0$;

(4) 混杂模(HE 或 EH): $E_z \neq 0, H_z \neq 0$ 。

光纤中存在的模式多数为 HE(EH)模,有时也出现 TE(TM)模。

§ 1.2.3 程函方程与射线方程

从亥姆霍兹方程可以导出光线理论的基本方程——射线方程,它描述光线在任意光纤波导中传播的光线轨迹。

在几何光学中,光线定义为等相面的法线。若将场矢量任一分量 $\Psi(x, y, z)$ 写成下列形式:

$$\Psi(x, y, z) = \Psi_0(x, y, z) \exp[-ik_0 Q(x, y, z)] \quad (1.2.38)$$

则 Ψ_0 是 Ψ 的振幅,而 $k_0 Q$ 是 Ψ 的相位。将上式代入到亥姆霍兹方程式中,利用梯度算符运算法则进行化简、整理,并按 k_0 的幂降幂排列有:

$$k_0^2(k^2/k_0^2 - \nabla Q \cdot \nabla Q)\Psi_0 - ik_0(2\nabla Q \cdot \nabla \Psi_0 - \Psi_0 \nabla^2 Q) + \nabla^2 \Psi_0 = 0$$

根据光线理论的几何光学近似条件,有 $\lambda_0 \rightarrow 0$ 或 $k_0 \rightarrow \infty$,故上式近似为:

$$(\nabla Q)^2 = k^2/k_0^2 = n^2(x, y, z) \quad (1.2.39)$$

上式描述光波的光程函数 Q 的变化,故称之为“程函方程”。当已知折射率分布时,可由程函方程求出光程函数 Q ,并进而由下式确定等相位面:

$$Q(x, y, z) = \text{const.} \quad (1.2.40)$$

于是,也就确定光线轨迹。然而,在光线理论中通常希望能够直接确定光线轨迹的数学表达式,而不是由程函方程建立等相位面来间接确定光线轨迹。

为此,考察如图 1.2.2 所示光线,其轨迹可由光线 AB 上各点到参考点 O 的矢径 r 描述:

$$\mathbf{r} = x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y + z\mathbf{e}_z$$

设 S 为光线 AB 弧长,则光线上任意一点的切向单位矢量 τ 为:

$$\tau = d\mathbf{r}/dS \quad (1.2.41)$$

另一方面, τ 垂直于等相位面,所以应与 ∇Q 平行。由程函方程得

$$\tau = \nabla Q/n \quad (1.2.42)$$

由式(1.2.41)与式(1.2.42),注意到 $\frac{d}{dS} = \frac{d\mathbf{r}}{dS} \cdot \nabla$, 得:

$$\frac{d}{dS} \left(n \frac{d\mathbf{r}}{dS} \right) = \nabla n(\mathbf{r}) \quad (1.2.43)$$

上式即光线方程,它将光线轨迹(由 \mathbf{r} 描述)和空间折射率分布(n)联系起来。一旦给出了光纤的折射率分布,由光线方程可以直接求出光线轨迹表达式。

以上光线方程是在 $\lambda_0 \rightarrow 0$ 的几何光学近似条件下得到的,它也可由费玛原理出发加以证明,还可以根据 Snell 定律导出。

当光线与 z 轴夹角很小时,光线方程可取近似形式:

$$\frac{d}{dz} \left(n \frac{d\mathbf{r}}{dz} \right) = \nabla n(\mathbf{r}) \quad (1.2.44)$$

由光线方程描述的光线轨迹与媒体折射率分布有关。对于 SIOF,纤芯中 n 为常数,

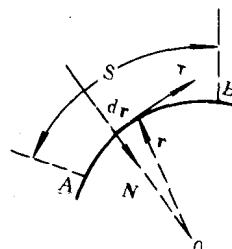


图 1.2.2 光线轨迹图