



高等院校“光电名师堂”系列教材

# 光纤技术及应用

GUANGXIAN JISHU JI YINGYONG

石顺祥 孙艳玲 编著  
马琳 刘继芳

华中科技大学出版社

<http://www.hustp.com>

# 光纤技术及应用

石顺祥 孙艳玲 马琳 刘继芳 编著

华中科技大学出版社  
中国·武汉

图书在版编目(CIP)数据

光纤技术及应用/石顺祥 孙艳玲 马琳 刘继芳 编著. —武汉:华中科技大学出版社,  
2009年9月

ISBN 978-7-5609-5455-4

I. 光… II. ①石… ②孙… ③马… ④刘… III. 光学纤维-高等学校-教材  
IV. TN25

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2009)第 094669 号

光纤技术及应用

石顺祥 孙艳玲 马琳 刘继芳 编著

责任编辑:王新华

封面设计:潘群

责任校对:刘竣

责任监印:周治超

出版发行:华中科技大学出版社(中国·武汉)

武昌喻家山 邮编:430074 电话:(027)87557437

录排:华中科技大学惠友文印中心

印刷:通山金地印务有限公司

开本:787mm×1092mm 1/16

印张:17

字数:420 000

版次:2009年9月第1版

印次:2009年9月第1次印刷

定价:30.00元

ISBN 978-7-5609-5455-4/TN·146

(本书若有印装质量问题,请向出版社发行部调换)

# 高等院校“光电名师堂”系列教材

## 编委会

### 顾问

郁道银 天津大学教授  
光电信息科学与工程专业教学指导分委员会主任委员

### 主任

金伟其 北京理工大学教授  
光电信息科学与工程专业教学指导分委员会副主任委员  
杨坤涛 华中科技大学教授  
光电信息科学与工程专业教学指导分委员会副主任委员

### 编委 (以姓氏拼音为序)

白廷柱 北京理工大学教授  
邸旭 长春理工大学教授  
光电信息科学与工程专业教学指导分委员会委员  
胡先志 武汉邮电科学研究院教授  
刘德明 华中科技大学教授  
刘继芳 西安电子科技大学教授  
刘劲松 华中科技大学教授  
石顺祥 西安电子科技大学教授  
王文生 长春理工大学教授  
阎吉祥 北京理工大学教授  
竺子民 华中科技大学教授

## 内 容 提 要

本书以光的电磁理论为基础，系统地介绍光纤技术的基本原理、基本器件和光纤通信技术、光纤传感技术基础知识。第1章主要阐述光传输的理论基础，第2章讨论平板光波导的传输理论，第3、4章详细讨论光纤传输原理和光纤传输特性，第5章介绍光纤无源和有源器件，第6章简单地介绍光纤及光缆制造技术，第7章较系统地介绍光纤通信技术，第8章较系统地介绍光纤传感技术。

本书可作为光电子技术、电子科学与技术、光信息科学与技术、通信工程等专业本科生的专业课教材，也可供高校相关专业师生和有关科技人员参考。

## 前 言

20 世纪 70 年代, 伴随着半导体激光器的实用化和低损耗光纤的成功研制, 光纤通信技术和光纤传感技术有了飞速发展, 并构成了光电子技术产业的两大支柱。20 世纪 90 年代以来, 全世界信息化的浪潮已成为不可阻挡的趋势, 光纤通信已成为信息高速公路的主体, 而光纤传感技术的发展、光纤传感器系统的逐步实用化, 也推动了作为信息技术重要基础的传感技术的蓬勃发展。可以说, 光纤通信将是未来通信发展的主流趋势, 光纤传感技术也必将成为传感技术的主导, 光网络、光计算机则将会把人们带入一个崭新的光信息时代。为了适应这种新形势的发展, 特别是对于光电子技术、光纤通信、集成光学、光纤传感技术等专业的学生和科技人员来说, 学习和研究光波在光纤中的传输理论、光纤器件和制作技术, 学习和研究光纤通信技术、光纤传感技术的基本理论和应用, 是十分必要的。

本教材是作者在西安电子科技大学长期从事光电子技术专业“光纤技术及应用”课程教学的基础上, 根据光电子技术、电子科学与技术专业和光信息科学与技术专业的专业课“光纤技术及应用”的教学大纲编写的, 目的是通过该课程的学习使相关专业的学生基于光的电磁理论, 系统地掌握光波在光纤中的传输原理和传输特性, 掌握实用的光纤传输器件和光纤通信、光纤传感技术的基础理论和应用。本教材的主要内容包括光波在平板波导、光纤中的传输理论, 光纤器件, 光纤制造技术, 光纤通信技术和光纤传感技术的基本原理。在教材的编写中, 特别注意光电子技术专业人员的电磁理论教学体系, 特别注意工科技术人员的培养特点, 突出教材的系统性、逻辑性, 内容由浅入深, 便于学习。

本教材共分为 8 章。第 1 章主要阐述光波传输的理论基础; 第 2 章讨论最简单, 同时又具有实用价值的平板光波导传输理论; 第 3、4 章分别用射线光学和波动光学两种理论详细讨论光纤传输原理, 特别讨论光纤中的模式特性、光纤的损耗和色散特性, 这是从事光纤技术及应用人员必须掌握的理论基础; 第 5 章介绍光纤技术中常用的光纤无源和有源器件; 第 6 章简单地介绍光纤及光缆制造技术; 第 7、8 章较系统地介绍光纤通信技术和光纤传感技术及应用。

本教材的参考学时为 60 学时, 可作为光电子技术、电子科学与技术、光信息科学与技术、通信工程等专业的本科生专业课“光纤技术及应用”的教材, 对于研究生和相关科技人员也可以作为参考书。使用本教材的先修课程是大学普通物理, 对于具有一定的电磁场理论知识和物理光学知识的人员, 使用本教材更加有利。

本教材由西安电子科技大学石顺祥主编, 孙艳玲编写第 1、2、3、4 章, 马琳编写第 5、6 章, 刘继芳编写第 7 章, 石顺祥编写第 8 章并统稿。在编写过程中, 得到了西安电子科技大学技术物理学院老师们的帮助, 对此表示衷心的感谢。

由于编者水平有限, 错误在所难免, 恳请读者批评指正。

作 者

2009 年 5 月 1 日

# 目 录

<b>第 1 章 光传输的理论基础</b> .....	(1)
1.1 麦克斯韦方程和波动方程 .....	(1)
1.1.1 麦克斯韦方程和边界条件 .....	(1)
1.1.2 波动方程 .....	(2)
1.2 平面光波及其在介质界面上的反射和折射 .....	(3)
1.2.1 均匀平面光波 .....	(3)
1.2.2 平面光波在介质界面上的反射和折射 .....	(5)
1.2.3 平面光波的全反射 .....	(6)
1.3 程函方程与光线方程 .....	(8)
思考题 .....	(10)
参考文献 .....	(10)
<b>第 2 章 平板介质波导</b> .....	(11)
2.1 理想平板波导的射线光学理论.....	(11)
2.1.1 均匀平面光波在平板波导中的传输 .....	(11)
2.1.2 非均匀平面光波在平板波导中的传输 .....	(15)
2.2 理想平板波导的波动光学分析.....	(17)
2.2.1 平板波导中的模式 .....	(17)
2.2.2 导模 .....	(18)
2.2.3 辐射模 .....	(21)
2.2.4 泄漏模、消失模 .....	(22)
2.3 模式的正交性和完备性.....	(23)
2.3.1 模式的正交性 .....	(23)
2.3.2 模式的完备性 .....	(24)
2.4 非理想波导中的模式耦合.....	(24)
2.4.1 耦合模理论 .....	(25)
2.4.2 周期性平板波导 .....	(26)
2.4.3 波导间的模式耦合 .....	(31)
思考题 .....	(33)
参考文献 .....	(34)
<b>第 3 章 光纤</b> .....	(35)
3.1 光纤的射线光学理论.....	(35)
3.1.1 阶跃光纤.....	(35)
3.1.2 梯度光纤.....	(38)
3.2 光纤的波动光学理论.....	(41)
3.2.1 阶跃光纤中的矢量解 .....	(41)
3.2.2 弱导光纤中场的标量近似解(LP 模).....	(46)

3.2.3 梯度光纤中的导模场解 .....	(49)
3.3 非均匀光纤 .....	(52)
3.3.1 光纤光栅 .....	(52)
3.3.2 光子晶体光纤 .....	(55)
3.4 特殊材料光纤 .....	(58)
附录 I 贝塞尔函数 .....	(60)
思考题 .....	(62)
参考文献 .....	(62)
<b>第 4 章 光纤的传输特性</b> .....	<b>(64)</b>
4.1 光纤损耗 .....	(64)
4.1.1 光纤损耗的表示 .....	(64)
4.1.2 光纤损耗机制 .....	(64)
4.2 光纤色散 .....	(66)
4.2.1 光纤色散的定义和种类 .....	(66)
4.2.2 光信号在色散光纤中的传输 .....	(69)
4.2.3 色散优化光纤 .....	(72)
4.3 光纤偏振 .....	(74)
4.3.1 光纤(模式)双折射 .....	(74)
4.3.2 单模光纤的偏振模色散 .....	(75)
4.3.3 保偏光纤 .....	(76)
4.4 光纤中的非线性效应 .....	(77)
思考题 .....	(80)
参考文献 .....	(80)
<b>第 5 章 光纤器件</b> .....	<b>(81)</b>
5.1 光纤无源器件 .....	(81)
5.1.1 光纤无源器件的主要性能参数 .....	(81)
5.1.2 光纤连接器 .....	(82)
5.1.3 光纤定向耦合器 .....	(84)
5.1.4 光波分复用器 .....	(88)
5.1.5 光纤隔离器和环行器 .....	(91)
5.1.6 窄带光学滤波器 .....	(93)
5.1.7 光纤光栅 .....	(94)
5.1.8 光开关和光衰减器 .....	(103)
5.2 光纤有源器件 .....	(105)
5.2.1 光纤放大器 .....	(106)
5.2.2 光纤激光器 .....	(109)
5.3 光纤器件的研究 .....	(112)
思考题 .....	(114)
参考文献 .....	(114)
<b>第 6 章 光纤光缆的制备</b> .....	<b>(116)</b>



---

6.1	光纤材料与提纯 .....	(116)
6.2	光纤预制棒的制备 .....	(117)
6.2.1	CVD 制作光纤预制棒的发展历史 .....	(117)
6.2.2	MCVD 法 .....	(118)
6.2.3	VAD 法 .....	(121)
6.2.4	其他预制棒制造技术 .....	(123)
6.3	拉丝、涂覆和套塑 .....	(125)
6.4	光纤成缆技术 .....	(128)
	思考题 .....	(135)
	参考文献 .....	(135)
<b>第 7 章</b>	<b>光纤通信技术</b> .....	<b>(136)</b>
7.1	光纤通信系统的基本组成 .....	(136)
7.1.1	信源 .....	(136)
7.1.2	发送机 .....	(136)
7.1.3	信道 .....	(137)
7.1.4	接收机 .....	(138)
7.1.5	信宿 .....	(138)
7.2	光纤通信原理基础 .....	(139)
7.2.1	模拟通信与数字通信 .....	(139)
7.2.2	信息及其度量 .....	(140)
7.2.3	信道及信道容量 .....	(143)
7.2.4	通信系统的主要性能指标 .....	(145)
7.3	光通信系统的光源和调制特性 .....	(147)
7.3.1	通信中调制的一般概念 .....	(147)
7.3.2	光通信中的光源及其调制特性 .....	(157)
7.4	光纤通信系统中的光放大和光放大器 .....	(163)
7.5	光检测原理和光检测器 .....	(166)
7.5.1	光检测原理 .....	(166)
7.5.2	光检测器 .....	(167)
7.6	光纤通信系统中的复用技术 .....	(170)
7.6.1	复用技术的基本概念 .....	(170)
7.6.2	光时分复用技术 .....	(170)
7.6.3	光波分复用技术 .....	(175)
7.6.4	副载波复用技术 .....	(179)
7.6.5	光频分复用技术 .....	(179)
7.7	相干光纤通信系统 .....	(179)
7.7.1	相干检测的基本原理 .....	(180)
7.7.2	相干光通信的调制技术 .....	(182)
7.7.3	相干通信的接收机 .....	(182)
7.8	光孤子通信简介 .....	(184)

---

7.9 光纤通信分布式网络 .....	(187)
思考题.....	(190)
参考文献.....	(191)
<b>第8章 光纤传感技术</b> .....	<b>(192)</b>
8.1 光纤传感技术概述 .....	(192)
8.1.1 传感技术概述 .....	(192)
8.1.2 光纤传感器概述 .....	(201)
8.2 光纤的光波调制技术 .....	(204)
8.2.1 光纤传感器利用的物理效应 .....	(204)
8.2.2 光纤的光波调制技术 .....	(204)
8.3 光纤传感器 .....	(215)
8.3.1 光纤温度传感器 .....	(215)
8.3.2 光纤压力传感器 .....	(224)
8.3.3 光纤流量流速传感器 .....	(230)
8.3.4 光纤位移传感器 .....	(232)
8.3.5 光纤电磁参量传感器 .....	(236)
8.3.6 光纤陀螺 .....	(242)
8.3.7 光纤白光干涉传感器 .....	(248)
8.3.8 复用式和分布式光纤传感器 .....	(252)
思考题.....	(261)
参考文献.....	(261)

# 第 1 章 光传输的理论基础

光是一种光频范围内的电磁波,描述光在介质中传播规律的基本理论是光的电磁理论。本书所研究的光波在各种介质波导、光纤中的传输特性、基本技术和应用,都是以光的电磁理论为基础的。

作为全书内容的理论基础,本章主要介绍光的电磁理论,重点讨论波动光学和射线光学中的基本方程,以及光在两种不同介质界面上的传播特性。

## 1.1 麦克斯韦方程和波动方程

### 1.1.1 麦克斯韦方程和边界条件

#### 1. 麦克斯韦方程

由光的电磁理论,光波的电场强度  $\mathbf{E}$  和磁场强度  $\mathbf{H}$  满足下面的麦克斯韦方程:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.1-1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \quad (1.1-2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (1.1-3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.1-4)$$

式中,  $\mathbf{D}$ 、 $\mathbf{B}$  分别为电位移矢量和磁感应强度,  $\mathbf{J}$  为电流密度,  $\rho$  为电荷密度。由于我们讨论的是光在光波导中的传输问题,远离光源、不存在自由电荷和传导电流,所以取  $\mathbf{J}=\mathbf{0}$  和  $\rho=0$ 。

另外,描述介质特性对光波电磁场影响的关系是物质方程:

$$\mathbf{D} = \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{E} \quad (1.1-5)$$

$$\mathbf{B} = \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{H} \quad (1.1-6)$$

式中,  $\boldsymbol{\varepsilon}$ 、 $\boldsymbol{\mu}$  分别为介质的介电张量和磁导率张量。对于各向同性介质,介电张量和磁导率张量均为标量,上面两式变为

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E} \quad (1.1-7)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} \quad (1.1-8)$$

其中,  $\varepsilon_0$ 、 $\mu_0$  分别为真空中的介电常数和磁导率,  $\varepsilon_r$ 、 $\mu_r$  分别为介质的相对介电常数和相对磁导率。由于大多数光波导材料为非磁性电介质,通常有

$$\mu_r = 1 \quad (1.1-9)$$

$$\varepsilon_r = n^2 \quad (1.1-10)$$

本书中,凡是涉及磁导率的地方均以  $\mu_0$  表示;凡是涉及线性光学范畴的问题,折射率  $n$  和相对介电常数  $\varepsilon_r$  要么是常数,要么仅仅是坐标的函数。

#### 2. 边界条件

在光纤和其他光波导中,折射率  $n$  的空间分布有两种情况:一种是分区均匀分布,即同一

区域的折射率为常数,不同区域的折射率不相等;另一种是折射率在一个区域内连续变化,即  $n=n(x,y,z)$ ,各个区域的变化规律不同。不论哪种情况,在两个不同区域的界面上,电场强度和磁场强度均满足如下边界条件:

$$E_{1t} = E_{2t} \quad (1.1-11)$$

$$H_{1t} = H_{2t} \quad (1.1-12)$$

$$D_{1n} = D_{2n} \quad (1.1-13)$$

$$B_{1n} = B_{2n} \quad (1.1-14)$$

式中,下标“1”和“2”分别代表介质1和介质2,下标“t”和“n”分别代表介质界面上电场或磁场的切向分量和法向分量。由于  $\mathbf{E}$  与  $\mathbf{D}$ 、 $\mathbf{H}$  与  $\mathbf{B}$  相关,后两式与前两式并不独立,因此可以只考虑前面两关系式。该两式表明,在介质的界面上,电场强度和磁场强度的切向分量连续。

电磁理论已经证明,在一定的边界条件和初始条件下,麦克斯韦方程组有唯一的解。由于通常不考虑场源和场源对波导的激励过程,因此在同一边界条件下光波导的电磁场解并不唯一,可能存在无穷多个场分布或模式。只是在限制了光波导的结构后,才有可能只有一个模式传输。在一般情况下,究竟在光波导中存在哪些模式,各模式的相对强度如何,还需要进一步由波导的激励过程来确定。

### 1.1.2 波动方程

下面从麦克斯韦方程出发,推导各向同性的均匀介质中,远离辐射源、不存在自由电荷和传导电流区域内的光波场矢量满足的波动方程。

将关于磁感应强度的物质方程(1.1-8)代入式(1.1-1),并进行旋度运算,可得

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\nabla \times \left( \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right) = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{H}) \quad (1.1-15)$$

利用  $\mathbf{H}$  与  $\mathbf{D}$  之间的关系式(1.1-2),可得

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (1.1-16)$$

再利用矢量恒等式  $\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A}$  和式(1.1-7),可以得到电场强度满足的波动方程:

$$\nabla \left( \mathbf{E} \cdot \frac{\nabla \epsilon}{\epsilon} \right) + \nabla^2 \mathbf{E} = \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (1.1-17)$$

同理,可以得到磁场强度满足的波动方程:

$$\left( \frac{\nabla \epsilon}{\epsilon} \right) \times (\nabla \times \mathbf{H}) + \nabla^2 \mathbf{H} = \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (1.1-18)$$

在均匀的各向同性介质中,  $\nabla \epsilon = 0$ ,上面两式可简化为如下的波动方程:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (1.1-19)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (1.1-20)$$

波动方程对  $\mathbf{E}$  和  $\mathbf{H}$  的每个分量都适用,即每个分量都满足如下形式的标量波动方程:

$$\nabla^2 \psi = \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \quad (1.1-21)$$

其中

$$\frac{1}{v^2} = \frac{n^2}{c^2} = \mu_0 \epsilon \quad (1.1-22)$$

式中,  $v$  是介质中的光速,  $c$  是真空中光速,  $n$  是折射率。

另外, 作为一个光波, 其电磁场能量将在空间传播, 表征电磁场能量传播的能流密度由坡印廷矢量  $\mathbf{S}$  表示, 即

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad (1.1-23)$$

需要指出的是, 上述波动方程是从均匀介质中的麦克斯韦方程推导出来的, 而光纤和其他光波导中的介质分布除分区均匀分布外, 还有非均匀分布情形, 在介质非均匀分布的情况下,  $\epsilon$  和  $n$  都是坐标的函数。但是在一般情况下, 只要  $\epsilon$  和  $n$  的变化非常缓慢, 即在一个光波长范围内, 有

$$\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} \ll 1 \quad (1.1-24)$$

则上述波动方程可近似成立。对于光纤传输中的一般问题, 均可由上述波动方程解决, 只是在进行更精确的研究时, 才采用精确形式即式(1.1-17)和式(1.1-18)进行分析。

## 1.2 平面光波及其在介质界面上的反射和折射

### 1.2.1 均匀平面光波

#### 1. 亥姆霍兹方程

通常只考虑简谐波的传输, 这时采用复数形式表示电磁场更为方便, 即令

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}[\mathbf{E}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}] \quad (1.2-1)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}[\mathbf{H}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}] \quad (1.2-2)$$

式中的  $\text{Re}[\ ]$  表示取实部。此时, 麦克斯韦方程变为复数形式:

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = i\omega\mu_0\mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (1.2-3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) = -i\omega\epsilon\mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (1.2-4)$$

对于我们最关心的平面波情况, 其电磁场的一般表示式为

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}(\mathbf{r})e^{-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \quad (1.2-5)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}(\mathbf{r})e^{-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \quad (1.2-6)$$

式中,  $\mathbf{k}$  为平面波的波矢量, 其大小为波数  $k$ , 且有

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \omega \sqrt{\mu_0\epsilon} = nk_0 \quad (1.2-7)$$

式中,  $\lambda$  为介质中的波长,  $\omega$  为光波圆频率,  $n$  为介质折射率,  $k_0$  为平面波在真空中的波数。相应的波动方程(1.1-19)和(1.1-20)变为

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}) + k^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{0} \quad (1.2-8)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}) + k^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \mathbf{0} \quad (1.2-9)$$

这两个方程称为矢量亥姆霍兹方程。在直角坐标系中, 电场、磁场的  $x$ 、 $y$ 、 $z$  分量均满足标量亥姆霍兹方程:

$$\nabla^2 \psi(x, y, z) + k^2 \psi(x, y, z) = 0 \quad (1.2-10)$$

在圆柱坐标系里, 只有纵向电磁场分量  $E_z$  和  $H_z$  满足上述形式的标量亥姆霍兹方程, 其横向电磁场分量不满足此式。

#### 2. 均匀平面光波

均匀平面光波(简称平面波)是最简单的一种光波, 并且是研究实际光波的基础。单色平

面光波的电磁场表示式为

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \quad (1.2-11)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 e^{-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \quad (1.2-12)$$

式中,复振幅  $\mathbf{E}_0$ 、 $\mathbf{H}_0$  是常矢量。平面波的波阵面为无穷大平面,在同一波阵面上电场强度  $\mathbf{E}$  和磁场强度  $\mathbf{H}$  的大小为常数,且两者同相。

假设平面波沿  $+z$  方向传播,传播常数为  $\beta$ ,传播因子表示为  $e^{i\beta z}$ ,电场矢量平行于  $xoy$  平面,则由波动方程(1.2-8)可得

$$-\beta^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (1.2-13)$$

从而得到

$$\beta = k \quad (1.2-14)$$

因此,平面波的相速度(等相位面传播的速度)沿着  $+z$  方向,其大小为

$$v = \frac{\omega}{\beta} = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{n} \quad (1.2-15)$$

进一步,将平面波的光场表达式(1.2-11)和(1.2-12)代入麦克斯韦方程(1.2-3)和(1.2-4),并利用矢量恒等式  $\nabla \times (\varphi \mathbf{A}) = \nabla \varphi \times \mathbf{A} + \varphi \nabla \times \mathbf{A}$ ,可得

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E}_0 = \omega \mu_0 \mathbf{H}_0 \quad (1.2-16)$$

$$\mathbf{k} \times \mathbf{H}_0 = -\omega \epsilon \mathbf{E}_0 \quad (1.2-17)$$

即在各向同性的均匀介质中,平面波为横电磁波,光场的方向结构如图 1.2-1(a)所示,即  $\mathbf{E}_0$ 、 $\mathbf{H}_0$ 、 $\mathbf{k}$  三者相互正交,  $\mathbf{E}_0 \times \mathbf{H}_0$  与  $\mathbf{k}$  平行;又根据坡印廷矢量的定义,  $\mathbf{S}$  在  $\mathbf{E}_0 \times \mathbf{H}_0$  方向上,所以在各向同性的均匀介质中,  $\mathbf{k}$  与  $\mathbf{S}$  同方向。又根据电磁理论,平面波的电场强度与磁场强度之比称为波阻抗  $\eta$ ,由上面的关系可得

$$\eta = \frac{|\mathbf{E}|}{|\mathbf{H}|} = \frac{|\mathbf{E}_0|}{|\mathbf{H}_0|} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \quad (1.2-18)$$

在真空中,  $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} \approx 377 \Omega$ 。由式(1.1-23)可得时间平均的坡印廷矢量为

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} \text{Re}[\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*] \quad (1.2-19)$$

对于均匀、各向异性介质,  $\mathbf{k}$  与  $\mathbf{E}_0$ 、 $\mathbf{H}_0$  的关系分别为

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E}_0 = \omega \mu_0 \mathbf{H}_0 = \omega \mathbf{B}_0 \quad (1.2-20)$$

$$\mathbf{k} \times \mathbf{H}_0 = \omega \boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{E}_0 = -\omega \mathbf{D}_0 \quad (1.2-21)$$

即  $\mathbf{D}_0$ 、 $\mathbf{H}_0$ 、 $\mathbf{k}$  三者相互正交;又因在一般情况下,根据式(1.1-5),  $\mathbf{D}$  和  $\mathbf{E}$  方向不同,所以  $\mathbf{k}$  与  $\mathbf{S}$  方向不同。  $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{D}$ 、 $\mathbf{H}$ 、 $\mathbf{B}$ 、 $\mathbf{S}$  与  $\mathbf{k}$  的方向关系如图 1.2-1(b)所示。

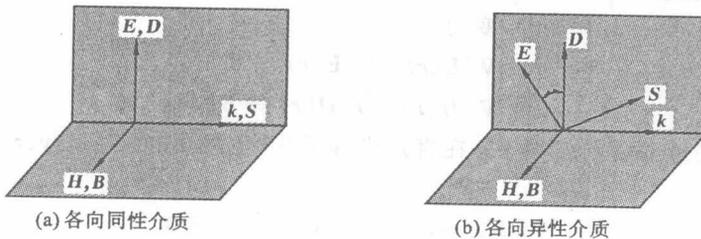


图 1.2-1  $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{D}$ 、 $\mathbf{H}$ 、 $\mathbf{B}$  的关系

## 1.2.2 平面光波在介质界面上的反射和折射

### 1. 反射定律与折射定律

如图 1.2-2 所示,入射波、反射波及折射波分别以下标  $i$ 、 $r$ 、 $t$  表示,入射波矢量  $k_i$  与介质界面交于坐标原点,  $n$  为介质 2 指向介质 1 的界面法线单位矢量。若入射波、反射波和折射波都是平面波,其电场可分别表示为

$$E_i = E_{i0} e^{-i(\omega t - k_i \cdot r)} \quad (1.2-22)$$

$$E_r = E_{r0} e^{-i(\omega t - k_r \cdot r)} \quad (1.2-23)$$

$$E_t = E_{t0} e^{-i(\omega t - k_t \cdot r)} \quad (1.2-24)$$

$H_i$ 、 $H_r$  和  $H_t$  有类似的表示式。在两种不同介质的界面上,电场、磁场应满足边界条件:  $E_{1t} = E_{2t}$  和  $H_{1t} = H_{2t}$ , 即有

$$n \times (E_i + E_r) = n \times E_t \quad (1.2-25)$$

$$n \times (H_i + H_r) = n \times H_t \quad (1.2-26)$$

将式(1.2-22)~(1.2-24)代入式(1.2-25)和式(1.2-26),相位和振幅因子分别满足

$$k_i \cdot r = k_r \cdot r = k_t \cdot r \quad (1.2-27)$$

和

$$n \times (E_{i0} + E_{r0}) = n \times E_{t0} \quad (1.2-28)$$

$$n \times (H_{i0} + H_{r0}) = n \times H_{t0} \quad (1.2-29)$$

由于  $r$  在界面上,有  $r \cdot n = 0$ , 所以关系式(1.2-27)意味着  $k$  在界面上的切向分量相等,即

$$k_i \times n = k_r \times n = k_t \times n \quad (1.2-30)$$

这说明,  $k_i$ 、 $k_r$ 、 $k_t$  与  $n$  共面。又根据图 1.2-2 所示的关系,式(1.2-27)可表示为

$$n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_r \quad (1.2-31)$$

$$n_1 \sin \theta_i = n_1 \sin \theta_t \quad (1.2-32)$$

这两个关系式就是介质界面上的反射定律和折射定律(又称为斯奈尔(Snell)定律),它们给出了入射波、反射波和折射波三者传播方向之间的关系。

进一步,若二介质均为各向同性介质,则有

$$\theta_i = \theta_r \quad (1.2-33)$$

$$n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_t \quad (1.2-34)$$

此即在各向同性介质中的反射定律和折射定律。

### 2. 菲涅耳公式

反射定律和折射定律确定了入射波、反射波和折射波三者的传播方向关系,而下面给出的由式(1.2-28)和式(1.2-29)导出的菲涅耳公式则给出了三种波光场之间的振幅和相位关系。这种关系通常用反射系数和透射系数表征,反射系数是反射波复振幅与入射波复振幅之比,透射系数是透射波复振幅与入射波复振幅之比,它们不仅取决于入射角,而且与光的偏振状态有关。

#### 1) TE 波

TE 波是指电场振动方向垂直于波法线和界面法线构成的人射面的光波,如图 1.2-3(a) 所示,其反射系数和透射系数分别为

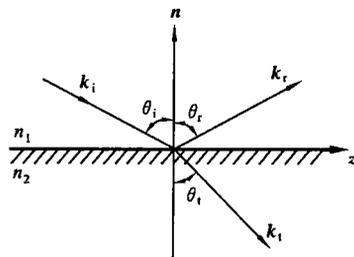


图 1.2-2 均匀平面光波在界面的反射、折射

$$r_{TE} = \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} = \frac{\sin(\theta_i - \theta_t)}{\sin(\theta_i + \theta_t)} \quad (1.2-35)$$

$$t_{TE} = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} = \frac{2 \cos \theta_i \sin \theta_t}{\sin(\theta_i + \theta_t)} \quad (1.2-36)$$

2) TM 波

TM 波是指电场振动方向平行于波法线和界面法线构成的入射面的光波,如图 1.2-3(b)所示,其反射系数和透射系数分别为

$$r_{TM} = \frac{n_2 \cos \theta_i - n_1 \cos \theta_t}{n_2 \cos \theta_i + n_1 \cos \theta_t} = \frac{\tan(\theta_i - \theta_t)}{\tan(\theta_i + \theta_t)} \quad (1.2-37)$$

$$t_{TM} = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_2 \cos \theta_i + n_1 \cos \theta_t} = \frac{2 \cos \theta_i \sin \theta_t}{\sin(\theta_i + \theta_t) \cos(\theta_i - \theta_t)} \quad (1.2-38)$$

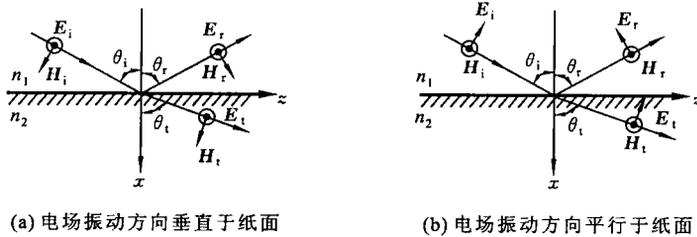


图 1.2-3 平面波在介质界面上反射、折射的两种情况

式(1.2-35)~(1.2-38)就是著名的菲涅耳公式。

反射系数和透射系数描述了界面上二光场之间的关系,在实际应用中还经常采用反射率和透射率描述入射光与反射光、折射光的能量关系。反射率定义为

$$R = rr^* = r^2 \quad (1.2-39)$$

透射率定义为

$$T = tt^* = \frac{n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i} t^2 \quad (1.2-40)$$

容易证明,TE 波和 TM 波的反射和折射均满足能量守恒定律,即有

$$R + T = 1 \quad (1.2-41)$$

1.2.3 平面光波的全反射

1. 平面光波的全反射

当光波从光密介质入射到光疏介质( $n_1 > n_2$ )时,会发生全反射现象,即当入射角  $\theta_i$  大于临界入射角  $\theta_c$  ( $\theta_c = \arcsin(n_2/n_1)$ ) 时,入射光能量全部反射。由折射定律可知,当  $\theta_i > \theta_c$  时,  $\sin \theta_t = (n_1 \sin \theta_i)/n_2 > 1$ ,所以折射角的余弦应为虚数:

$$\cos \theta_t = \sqrt{1 - \sin^2 \theta_t} = \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sin^2 \theta_i} = -i \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sin^2 \theta_i - 1} \quad (1.2-42)$$

此时,根据式(1.2-24),可将折射光的电场表示为

$$E_t = E_{t0} e^{-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} = t E_{i0} e^{-i\omega t} e^{i(k_2 \cos \theta_t x + k_2 \sin \theta_t z)} = t E_{i0} e^{ik_{2x} x} e^{-i(\omega t - \beta z)}$$

式中

$$|\mathbf{k}_t| = k_2 = n_2 k_0 \quad (1.2-43)$$

$$\beta = n_2 k_0 \sin \theta_i > n_2 k_0 \quad (1.2-44)$$



$$k_{2x}^2 = |n_2 k_0 \cos \theta_1|^2 = n_2^2 k_0^2 - \beta^2 < 0 \quad (1.2-45)$$

可见,光在介质界面上发生全反射时,介质2(光疏介质)中并非像几何光学描述的那样不存在光场,而是存在一个沿 $x$ 方向指数衰减、沿 $z$ 方向传输的波,其等相位面和等幅面垂直,该波称为迅衰波、消逝波或倏逝波。这个迅衰波的电磁场集中在介质2紧贴界面小于一个波长的较小范围内,离开表面,场迅速衰减,所以又称为表面波。需要指出的是,迅衰波是光纤传输中最重要的物理现象之一,是影响光纤传输特性(如包层的损耗)和构成光纤器件(如耦合器)的基础。

当平面光波发生全反射时,由式(1.2-22)和式(1.2-23),并令 $|\mathbf{k}_i| = |\mathbf{k}_r| = k_1$ ,可得介质1内的光场如下:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_i + \mathbf{E}_r = (\mathbf{E}_{i0} e^{ik_1 \cos \theta_1 x} + \mathbf{E}_{r0} e^{-ik_1 \cos \theta_1 x}) e^{-i(\omega t - k_1 \sin \theta_1 z)} \quad (1.2-46)$$

$$\beta = n_1 k_0 \sin \theta_1 \quad (1.2-47)$$

$$k_{1x}^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2 > 0 \quad (1.2-48)$$

由于发生全反射, $|\mathbf{E}_{i0}| = |\mathbf{E}_{r0}|$ ,因此上式括号内的两项可化简为 $\cos(k_1 \cos \theta_1 x + \varphi_1)$ 或 $\sin(k_1 \cos \theta_1 x + \varphi_2)$ ,即在发生全反射时,介质1中的光电场沿 $x$ 方向为驻波分布,而沿 $z$ 方向为行波传输。以上讨论的是光波中的电场矢量 $\mathbf{E}$ ,其磁场矢量 $\mathbf{H}$ 的性质与 $\mathbf{E}$ 类似,此处不再赘述。

全反射时的相移是研究光波导的一个重要问题。将式(1.2-42)代入菲涅耳公式(式(1.2-35)和式(1.2-37)),可得全反射时的相移为

$$\delta_{\text{TE}} = 2\phi_{\text{TE}} = 2 \arctan \frac{\sqrt{\sin^2 \theta_1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}}{\cos \theta_1} \quad (1.2-49)$$

$$\delta_{\text{TM}} = 2\phi_{\text{TM}} = 2 \arctan \frac{\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sqrt{\sin^2 \theta_1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}}{\cos \theta_1} \quad (1.2-50)$$

因为有相移,所以可以设想平面波的入射点与反射点不在同一点上,反射点与入射点有一段距离。

## 2. 全反射时的古斯-哈恩斯位移

古斯(Goos)和哈恩斯(Hanchen)于1947年做了一个全反射实验,证明实际光的反射点离开入射点有一段距离,称为古斯-哈恩斯位移,如图1.2-4所示。

产生古斯-哈恩斯位移的原因是由于我们用无穷细的光线代表了光的传播方向,即将光波看做波阵面为无限大的平面波。实际上,光的传播不能简单地视为平面光波的行为,必须考虑光是以光束的形式传播,即使空间里的一条极细的光束也是由若干更加细的光线组成的。假设每一条光线在传播过程中的相移为 $\varphi$ ,单位长度的相移为 $\beta$ ,则其在传播过程中的位移 $\Delta s$ 应表示为

$$\Delta s = \frac{d\varphi}{d\beta} \quad (1.2-51)$$

以TE波为例,按照式(1.2-49),一光束发生全反射时的相移正切的平方为

$$\tan^2 \varphi = \frac{n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2}{n_1^2 \cos^2 \theta_1} = \frac{k_0^2 (n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2)}{n_1^2 k_0^2 \cos^2 \theta_1} = \frac{\beta^2 - n_2^2 k_0^2}{n_1^2 k_0^2 - \beta^2}$$

对上式进行微分,可得

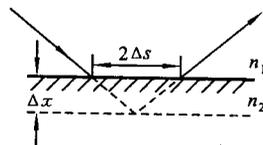


图 1.2-4 古斯-哈恩斯位移