

国外电子与通信教材系列

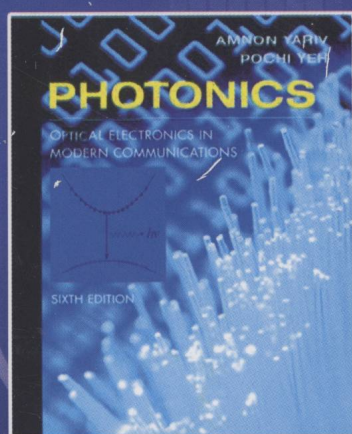
光子学

——现代通信光电子学

(第六版)

PHOTONICS

Optical Electronics in Modern Communications, Sixth Edition



[美] Amnon Yariv 著
Pochi Yeh

陈鹤鸣 施伟华 汪静丽 等译
陈鹤鸣 审校



电子工业出版社
PUBLISHING HOUSE OF ELECTRONICS INDUSTRY

<http://www.phei.com.cn>

国外电子与通信教材系列

光子学

——现代通信光电子学（第六版）

PHOTONICS

Optical Electronics in Modern Communications
(Sixth Edition)

[美] Amnon Yariv Pochi Yeh 著

陈鹤鸣 施伟华 汪静丽等译

陈鹤鸣 审校

电子工业出版社

Publishing House of Electronics Industry

北京 • BEIJING

内 容 简 介

本书是光电子学领域权威著作,是《现代通信光电子学》的最新版本,即第六版。本版反映光电子学领域的最新进展。本书主要介绍激光物理学领域各种现象和所有器件的最基本原理,尤其突出各种激光器在光纤通信中的应用,同时本书还附有大量习题和生动实例。该版本新增加的内容包括:光纤中色散和偏振模色散以及它们的补偿问题、光纤中的非线性光学效应、光纤布拉格光栅、光子晶体、布拉格反射波导、半导体光放大器、掺铒光纤放大器和拉曼放大器等。

本书既可作为高等院校光电子与光通信类专业核心教材,也可供从事实际工作的工程技术人员学习参考。

Copyright ©2007 by Oxford University Press, Inc.

This translation of Photonics, Sixth Edition, originally published in English in 2007, is published by arrangement with Oxford University Press, Inc.

本书中文简体字版专有版权由 Oxford University Press, Inc. 授予电子工业出版社,专有版权受法律保护。

版权贸易合同登记号 图字: 01-2007-0520

图书在版编目(CIP)数据

光子学——现代通信光电子学(第六版) / (美)亚里夫(Yariv, A.), (美)耶赫(Pochi, Y.) 著; 陈鹤鸣, 施伟华, 汪静丽, 等译. —北京: 电子工业出版社, 2009.6

(国外电子与通信教材系列)

ISBN 978-7-121-08793-6

I. 现… II. ①亚…②耶…③陈…④施…⑤汪… III. 光纤通信—光电子学 IV. TN929.11

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2009)第 071336 号

责任编辑: 杨丽娟 特约编辑: 明足群

印 刷: 北京东光印刷厂

装 订: 三河市皇庄路通装订厂

出版发行: 电子工业出版社

北京市海淀区万寿路 173 信箱 邮编 100036

开 本: 787×1092 1/16 印张: 50.5 字数: 1 292 千字

印 次: 2009 年 6 月第 1 次印刷

印 数: 4 000 册 定价: 85.00 元

凡所购买电子工业出版社图书有缺损问题, 请向购买书店调换。若书店售缺, 请与本社发行部联系, 联系及邮购电话: (010) 88254888。

质量投诉请发邮件至 zlts@phei.com.cn, 盗版侵权举报请发邮件至 dbqq@phei.com.cn。

服务热线: (010) 88258888。

译 者 序

光子学是研究作为信息和能量载体的光子行为及其应用的科学，在理论上，它主要研究光子的量子特性及其在与物质（包括与分子、原子、电子以及与光子自身）的相互作用中出现的各类效应及其规律；在应用方面，它的研究内容主要包括光子的产生、传输、控制以及探测规律等。以它为基础的光通信技术发展十分迅速，对人类社会和生活的各个方面产生了广泛和深远的影响。

本书根据 A. 亚里夫先生《光子学》即以前出版的《现代通信光电子学》的最新版本（第六版）译出。该书反映了光子学领域的最新进展，全书共有 18 章和 7 个附录。其中第 1~3 章是学习光电子学必须具备的基础知识。第 4~6 章及第 15~16 章是关于激光器的基本理论、结构、常用激光器以及光通信中应用的新型激光器。第 7 章是关于光纤中的色散和偏振模色散。第 8 章、第 14 章和第 18 章着重讨论各种非线性光学问题。第 9 章和第 12~13 章讨论光束的调制和耦合问题。第 10~11 章是关于光探测及其噪声的理论。本书对光子学特别是新兴光子学领域进行了较全面而系统的论述，全书结构严谨，基本概念清晰。在每个理论单元后面还附有大量的生动实例，这可使读者加深对理论的理解，为解决理论问题提供帮助。每章后都列出了参考文献，并附有习题。本书已被视为光电子领域具有权威性的奠基性著作。本书既可作为高等院校电子科学与技术、电子信息科学与技术、电子信息工程、微电子学以及应用物理学等本科专业和光学工程、物理电子学、固体电子与微电子学、电磁场与微波技术以及通信与信息系统等研究生专业的教材或参考书，也可供从事实际工作的工程技术人员学习参考。

本书的翻译是一项艰巨的任务，感谢电子工业出版社、南京邮电大学教务处和光电工程学院的支持和帮助。本书对常用名词的翻译，按照 1996 年全国自然科学名词审定委员会公布的《物理学名词》进行校核。在翻译中我们主要参考了《现代通信光电子学》（第五版）。由于本书内容广，篇幅浩大，公式中的量和符号的使用我们尽可能地遵照原书。

本书翻译中，陈鹤鸣翻译了第 1~3 章、第 7~8 章、第 13~14 章、第 18 章并校阅了全书；施伟华翻译了第 4~6 章、第 15~17 章及索引；汪静丽翻译了第 9~12 章及附录；李培丽、王国栋、闫斌英、王磊、年秀芝、顾晓蕴、胡晓磊和黄滨等做了大量的辅助工作。

由于译者水平有限，译文中恐仍有不妥之处，恳请广大读者批评指正。

译 者

2009 年 5 月于南京

前 言

光子学有时也称为光电子学，该领域在过去的十年中持续蓬勃发展，这就需要对本书的最新一版（第五版）进行更新。新版本拓宽了理论基础，也增加一些新的重要的内容。

本书保留了对基本原理进行系统和独立完美介绍的传统。第六版重点介绍了光通信和光电子技术中重要器件的物理原理和处理方法。本书既可作为工程和应用物理专业学生的教材或参考书，也可供在该领域从事实际工作的工程技术人员学习参考。

第六版反映了我们修改的两个主要成果：①增加了与光电子与光通信技术发展相关的新课题（略去了一些不太重要的内容）；②精炼和修改第五版中已有内容。在修改的过程中，我们试图使新版能适合于光通信领域的学生、工程师和科研工作者，他们有兴趣学习如何产生和熟练应用光辐射；如何将这些知识应用于信息传输中光子器件的分析与设计。本书也吸收了更多专家与学者的宝贵意见。

这一版的主要新特点为：

1. 介绍了斯托克斯参数和邦加球用于表示双折射光网络的偏振态；
2. 用费马原理导出了光线光束传播和菲涅耳衍射积分；
3. 用矩阵方法处理光波在波导耦合腔中的传播；
4. 用矩阵方法处理多腔标准具和多层膜结构；
5. 用矩阵方法处理锁模激光器中的模耦合和超模；
6. 光纤中的色散和偏振模色散以及它们的补偿问题。
7. 光纤中的非线性光学效应：自相位调制、交叉相位调制、受激布里渊散射（SBS）和受激拉曼散射（SRS），光四波混频（FMX）和频谱反转（相位共轭）。
8. 电吸收和波导电光马赫-曾德调制器；
9. 多层周期介质、光纤布拉格光栅、光子晶体和布拉格反射波导；
10. 光放大器：半导体光放大器、掺铒光纤放大器和拉曼放大器。

如前面的版本一样，使用本书的学生要求具有电磁波理论的基础知识并熟悉麦克斯韦方程以及电磁波在介质和波导中的传播，同时最好对量子力学有一定的了解。

大量的数值例子用来帮助读者构建理论与应用之间的桥梁。

作者感谢他们的学生、同事和许多专家学者，他们的宝贵意见已成为修改时的重要参考。

帕萨迪纳，加利福尼亚 Amnon Yariv

圣巴巴拉，加利福尼亚 Poch Yeh

2006年6月

目 录

第 1 章 电磁场和电磁波	(1)
1.0 引言	(1)
1.1 麦克斯韦方程和边界条件	(1)
1.2 能量密度和坡印亭矢量	(3)
1.3 单色场和复函数体系	(4)
1.4 波动方程和单色平面波	(7)
1.5 色散和群速度	(10)
1.6 偏振态及其表示(斯托克斯参数和邦加球)	(15)
1.7 各向异性介质(晶体)中的电磁波传播	(25)
1.8 平面光波在单轴各向异性介质中的相位延迟	(30)
1.9 琼斯矩阵方法	(36)
1.10 相干的基本理论	(46)
习题	(49)
参考文献	(57)
第 2 章 光线和光束的传播	(58)
2.0 引言	(58)
2.1 光线矩阵	(58)
2.2 偏折光线和重入光线	(63)
2.3 在类透镜介质中的光线	(64)
2.4 平方律折射率介质中的波动方程	(67)
2.5 均匀介质中的高斯光束	(68)
2.6 在类透镜介质中的基模高斯光束——ABCD 定律	(72)
2.7 在透镜波导中的高斯光束	(76)
2.8 在均匀介质中的高斯光束高阶模	(76)
2.9 在平方律折射率变化的介质中的高斯光束	(80)
2.10 光波在二次型增益分布介质中的传播	(83)
2.11 椭圆高斯光束	(84)
2.12 光线传播和衍射积分	(88)
习题	(93)
参考文献	(96)
第 3 章 电介质平板和光纤中的导波	(98)
3.0 引言	(98)
3.1 对称板波导中的 TE 和 TM 模	(98)

3.2	非对称平板波导中的 TE 和 TM 模	(105)
3.3	阶跃型圆柱状电介质波导 (光纤中的线性偏振模)	(112)
3.4	等效折射率理论	(122)
3.5	光纤中的波导色散	(124)
3.6	硅光纤中的损耗	(129)
	习题	(133)
	参考文献	(139)
第 4 章	光学共振腔	(141)
4.0	引言	(141)
4.1	法布里—珀罗标准具	(144)
4.2	用作光谱分析仪的法布里—珀罗标准具	(153)
4.3	球面镜光学共振腔	(155)
4.4	模的稳定性判据	(158)
4.5	广义共振腔中的模式——自洽法	(159)
4.6	光共振腔中的共振频率	(162)
4.7	光学共振腔中的损耗	(164)
4.8	环形共振腔	(165)
4.9	多腔标准具	(174)
4.10	模式耦合和耦合损耗	(183)
	习题	(185)
	参考文献	(188)
第 5 章	辐射和原子系统的相互作用	(190)
5.0	引言	(190)
5.1	原子跃迁和电磁波	(190)
5.2	原子极化和介电常数	(191)
5.3	经典电子模型	(192)
5.4	色散和复折射率	(194)
5.5	线形函数——均匀增宽和非均匀增宽	(198)
5.6	受激跃迁——吸收和放大	(201)
5.7	均匀激光介质中的增益饱和	(206)
5.8	非均匀激光介质中的增益饱和	(208)
	习题	(210)
	参考文献	(211)
第 6 章	激光振荡理论和特殊激光系统	(213)
6.0	引言	(213)
6.1	法布里—珀罗激光器	(213)
6.2	振荡频率	(217)
6.3	三能级和四能级激光器	(219)

6.4	激光振荡器的功率	(221)
6.5	激光振荡器的最佳输出耦合	(223)
6.6	多模激光振荡器和锁模	(226)
6.7	在均匀增宽激光系统中的锁模	(237)
6.8	脉冲宽度的测量和啁啾脉冲的收缩	(244)
6.9	巨脉冲(调 Q)激光器	(251)
6.10	多普勒增宽气体激光器中的烧孔效应和兰姆凹陷	(256)
6.11	一些特殊激光器系统	(259)
6.12	频率谱和光频的计量	(270)
	习题	(274)
	参考文献	(277)
第 7 章	光纤中的色散和偏振模色散	(280)
7.0	引言	(280)
7.1	光传输系统中的色散	(280)
7.2	色散介质中的光脉冲传播	(283)
7.3	光纤中的偏振效应	(288)
7.4	偏振主态	(290)
7.5	偏振模色散的矢量分析	(294)
7.6	高阶 PMD 和色散补偿器	(308)
	习题	(311)
	参考文献	(316)
第 8 章	非线性光学	(317)
8.0	引言	(317)
8.1	非线性极化的物理起源	(317)
8.2	二阶非线性现象——一般方法	(318)
8.3	电磁场方程和光学二次谐波产生	(321)
8.4	其他二阶非线性光学过程	(331)
8.5	准相位匹配	(338)
8.6	三阶非线性过程	(341)
8.7	受激布里渊散射	(347)
8.8	四波混频和相位共轭	(351)
8.9	参变振荡的频率调谐	(358)
	习题	(360)
	参考文献	(363)
第 9 章	激光光束的电光调制	(365)
9.0	引言	(365)
9.1	线性电光效应	(365)
9.2	电光调制——相位和振幅	(376)

9.3	高频调制的考虑	(384)
9.4	电吸收和电吸收调制器	(387)
9.5	液晶中的电光效率	(390)
9.6	声光效应(光弹性效应)	(395)
9.7	声波对光的散射	(401)
9.8	布拉格衍射——耦合波分析	(404)
9.9	布拉格盒和光束偏转器	(411)
	习题	(414)
	参考文献	(417)
第 10 章	光产生和光探测中的噪声	(418)
10.0	引言	(418)
10.1	噪声功率引起的限制	(418)
10.2	噪声——基本定义和定理	(421)
10.3	一系列随机发生的事件的谱密度函数	(423)
10.4	散粒噪声	(425)
10.5	热噪声(约翰孙噪声)	(426)
10.6	激光振荡器中的自发辐射噪声	(430)
10.7	激光线宽的相矢量推导	(434)
10.8	相干与干涉	(441)
10.9	二进制脉码调制系统中的误码率	(446)
	习题	(448)
	参考文献	(449)
第 11 章	光辐射的探测	(450)
11.0	引言	(450)
11.1	光激励跃迁速率	(450)
11.2	光电倍增管	(451)
11.3	电倍增管中的噪声机制	(453)
11.4	光电倍增管的外差探测	(455)
11.5	光电导探测器	(458)
11.6	p-n 结	(463)
11.7	半导体光电二极管	(466)
11.8	雪崩光电二极管	(473)
11.9	激光器的功率涨落噪声	(476)
	习题	(480)
	参考文献	(481)
第 12 章	周期性媒质中波的传播	(483)
12.0	引言	(483)
12.1	周期性媒质	(483)

12.2	周期性分层媒质——布洛赫波	(488)
12.3	布拉格反射器	(497)
12.4	耦合波分析	(501)
12.5	周期性波导	(513)
12.6	滤波器和光纤布拉格光栅	(522)
12.7	啁啾折射率光栅和锥形折射率光栅	(526)
12.8	二维和三维周期性媒质(光子晶体)	(532)
	习题	(538)
	参考文献	(539)
第 13 章 波导耦合		(541)
13.0	引言	(541)
13.1	模式的一般特性	(541)
13.2	介质微扰理论和模式耦合	(546)
13.3	两个平行波导的耦合一定向耦合器	(549)
13.4	N 个平行相同波导间的耦合——超模	(555)
13.5	相位匹配和频率选择性耦合——复用	(559)
13.6	模式转换器	(562)
	习题	(565)
	参考文献	(569)
第 14 章 光纤中的非线性光学效应		(570)
14.0	引言	(570)
14.1	克尔效应和自相位调制	(570)
14.2	交叉相位调制——极化	(574)
14.3	非简并四波混频	(577)
14.4	部分简并四波混频	(588)
14.5	光孤子	(597)
	习题	(603)
	参考文献	(605)
第 15 章 半导体激光器——理论及应用		(607)
15.0	引言	(607)
15.1	半导体物理基础知识	(607)
15.2	半导体(激光器)介质内的增益和吸收	(613)
15.3	GaAs/Ga _{1-x} Al _x As 激光器	(618)
15.4	一些实际的激光器结构	(623)
15.5	半导体激光器的直流调制	(627)
15.6	电流调制半导体激光器中的增益抑制和频率啁啾	(631)
15.7	集成光电子学	(639)
	习题	(641)

参考文献	(642)
第 16 章 先进半导体激光器	(645)
16.0 引言	(645)
16.1 量子阱内的载流子 (高级选题)	(645)
16.2 量子阱激光器的增益	(650)
16.3 分布反馈激光器	(655)
16.4 垂直腔表面发射半导体激光器	(666)
习题	(672)
参考文献	(673)
第 17 章 光放大器	(675)
17.0 引言	(675)
17.1 半导体光放大器	(675)
17.2 掺铒光纤放大器	(678)
17.3 放大自发辐射	(681)
17.4 光纤链路中的光放大	(685)
17.5 拉曼光放大器	(691)
习题	(697)
参考文献	(700)
第 18 章 量子噪声和压缩态的经典处理	(702)
18.0 引言	(702)
18.1 不确定性原理与量子噪声	(702)
18.2 光场的压缩态	(710)
习题	(717)
参考文献	(719)
附录 A 柱面坐标下的波动函数和贝塞尔函数	(720)
附录 B 阶跃型圆形波导的精确解	(725)
附录 C 克拉默斯-克勒尼希 (Kramers-Kronig) 关系	(734)
附录 D 利用薄透镜实现相干电磁场的变换	(738)
附录 E 费米能级和其温度相关性	(741)
附录 F 立方 $\sqrt{3}m$ 晶体中的电光效应	(744)
附录 G 功率单位与衰减单位的转换关系	(747)
索引	(748)

第 1 章 电磁场和电磁波

1.0 引言

这本书涉及现代光通信中的光电子学及其应用的许多重要方面，现代光通信中光波作为本地和长途通信的信息载体。本章回顾一些最重要和最基本的电磁辐射特性。这些背景材料可以作为本书的完整性考虑以及方便的参考资料。

首先回顾一下麦克斯韦方程，它主导着光波在不同介质中（包括自由空间、光学晶体、周期介质、光纤和波导）的传播，接下来描述电场和磁场强度矢量的边界条件。麦克斯韦方程最重要的贡献之一是预言了自由空间中电磁波的存在。我们讨论由于波在介质中传播所引起的能量储存和传输的表达式。接下来将推导波动方程、对单色平面波和它们的一些重要的特性进行分析。然后还将探讨光波的偏振态及它们的琼斯矩阵表示、斯托克斯参数表示和邦加球表示，并综合考虑光在各向异性介质中的传播。之后，还将详细讨论琼斯计算，这是分析光波在双折射系统中传播特性的重要技术。最后是对相干性基本理论的一些简单讨论。

1.1 麦克斯韦方程和边界条件

在著名著作《电磁论述》中，苏格兰物理学家詹姆斯·克拉克·麦克斯韦在 1873 年发表了他的关于光的电磁理论的原始发现。他的理论导致很多重要发现，包括电磁波的存在。基于他的理论，所有的电、磁、电磁和光现象都受相同的电磁基本规则的主导。这些规则用数学公式表示成麦克斯韦方程（以 MKS 为单位）

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (1.1-1)$$

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

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

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

这些方程中， $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 分别是电场强度矢量（伏特每米）和磁场强度矢量（安培每米）。这两个场矢量经常用来描述电磁场或者光波。 $\mathbf{D}$ （库仑每平方米）和 $\mathbf{B}$ （韦伯每平方米）分别是电位移矢量和磁感应强度矢量。这两个矢量用来描述电磁场在物质上的作用， ρ 和 $\mathbf{J}$ 分别是体电荷密度（库仑每立方米）和电流密度矢量（安培每平方米）。电荷和电流被认为是由 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 矢量描述的电磁辐射的源。这四个方程完全决定了电磁场，是电磁场理论的基本方程。

在光电子和光通信领域中，人们经常需要处理的是电荷密度和电流密度都为零的空间中电磁辐射的传播和传输问题。事实上，如果在麦克斯韦方程中设 $\rho=0$ 和 $\mathbf{J}=0$ ，我们发现方程存在非零解。这表示电磁场可以在没有电荷或电流的空间里存在。在没有电荷的介质中产生的电磁场叫做电磁波。麦克斯韦方程（方程式 (1.1-1) 到式 (1.1-4)）包含了 8 个标量方

程，共有 12 个变量， $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{H}$ 、 $\mathbf{D}$ 和 $\mathbf{B}$ 四个中每一个场矢量对应 3 个变量。这些变量无法得到唯一解，除非 $\mathbf{B}$ 和 $\mathbf{H}$ 、 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{D}$ 之间的关系已知。为了能唯一决定各个场矢量，麦克斯韦方程必须辅助以所谓的连续性方程（或物质方程）：

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (1.1-5)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} = \mu_0 \mathbf{H} + \mu_0 \mathbf{M} \quad (1.1-6)$$

这里的连续性参数 ε 和 μ 分别是电介质张量（或电导率）和磁导率，是 2 阶张量； $\mathbf{P}$ 和 $\mathbf{M}$ 分别是电极化强度和磁极化强度。在矢量符号中，介电张量和磁导率常常写成 3×3 的矩阵形式。当电磁场在物质中存在，电场可以影响电子运动，从而产生电荷的分离分布。这在单位体积里产生一个偶极子。类似地，磁场在材料中也可以产生磁化，其磁导率 μ 不同于自由空间中的磁导率 μ_0 。常数 ε_0 是真空中电容率，它的值是 $8.854 \times 10^{-12} \text{ H/m}$ 。常数 μ_0 是真空中磁导率，它的精确值是 $4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$ 。

如果材料介质是各向同性的，那么 ε 和 μ 简化为标量。在光电子和光通信的大部分应用中， ε 和 μ 可以认为是独立于场强的。然而，如果场足够强，例如通过聚焦激光束获得的光强或者通过在电光晶体中施加的直流电场得到的光强， ε 和 μ 对 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 的依赖性就必须考虑。这些光非线性效应将在这本书的后续章节中讨论。

边界条件

麦克斯韦方程可以在 ε 和 μ 都是连续的区域求解。在光电子和光通信领域，人们经常遇到光波在横跨一个或多个界面时，物理性质（由 ε 和 μ 表示）突然变化的情况，例如，一个介质波导由不同介电常量（或折射率）的透明层构成。虽然横跨界面时物理性质突然变化，但是在介质界面电场的某些分量存在连续性关系，这些连续性关系可以直接从麦克斯韦方程推出。

考虑由两种不同介电常量和磁导率（介质 1 和介质 2）组成的界面。为了得到 $\mathbf{B}$ 和 $\mathbf{D}$ 的边界条件，构建一个单位表面积的圆柱形扁盒，如图 1.1 (a) 所示。圆柱形扁盒的上底与下底平行于界面。我们对方程式 (1.1-3) 和方程式 (1.1-4) 两边应用高斯散度定理

$$\iiint \nabla \cdot \mathbf{F} dV = \iint \mathbf{F} \cdot d\mathbf{S} \quad (1.1-7)$$

当圆柱形扁盒的高度趋向于零时，高斯面的积分成为上下底面的积分。结果为

$$\begin{aligned} \mathbf{n} \cdot (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) &= 0 \\ \mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) &= \sigma \end{aligned} \quad (1.1-8)$$

其中 $\mathbf{n}$ 是垂直于表面从介质 1 指向介质 2 的单位矢量， $\mathbf{B}_1$ 、 $\mathbf{D}_1$ 是边界附近介质 1 一侧的场矢量， $\mathbf{B}_2$ 、 $\mathbf{D}_2$ 是边界附近介质 2 一侧的场矢量， σ 是面电荷密度（库仑每平方米）。这些边界条件常常写成

$$\begin{aligned} B_{2n} &= B_{1n} \\ D_{2n} - D_{1n} &= \sigma \end{aligned} \quad (1.1-9)$$

其中 $B_{1n} = \mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{n}$ ， $B_{2n} = \mathbf{B}_2 \cdot \mathbf{n}$ ， $D_{1n} = \mathbf{D}_1 \cdot \mathbf{n}$ ， $D_{2n} = \mathbf{D}_2 \cdot \mathbf{n}$ 。换句话说，磁感应强度的法向分量总是连续的，电位移矢量 $\mathbf{D}$ 的法向分量的差等于面电荷密度 σ 的大小。

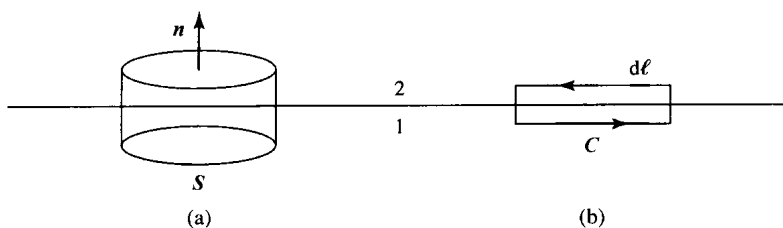


图 1.1 介质 1 和介质 2 的边界。 n 是垂直于表面的单位矢量，从介质 1 指向介质 2， $d\ell$ 是沿矩形轮廓 C 的线积分

对电场强度矢量 $\mathbf{E}$ 和磁场强度矢量 $\mathbf{H}$ ，画一个两个长边平行与不连续表面的矩形，见图 1.1 (b)。我们对方程式 (1.1-1) 和方程式 (1.1-2) 两边应用斯托克斯定理

$$\iint \nabla \times \mathbf{F} \cdot d\mathbf{S} = \int \mathbf{F} \cdot d\boldsymbol{\ell} \quad (1.1-10)$$

当矩形的宽度趋向于 0 的极限时，矩形四周的积分可以简化为只有两条边的积分，得到

$$\begin{aligned} \mathbf{n} \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) &= 0 \\ \mathbf{n} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) &= \mathbf{K} \end{aligned} \quad (1.1-11)$$

这里的 $\mathbf{K}$ 是面电流密度（安培每平方米）， $\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1, \mathbf{E}_2$ 和 $\mathbf{H}_2$ 分别是紧靠在介质 1 和介质 2 周围的场矢量。式 (1.1-11) 的电场和磁场的边界条件又常常写成

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{2t} &= \mathbf{E}_{1t} \\ \mathbf{H}_{2t} - \mathbf{H}_{1t} &= \mathbf{K} \end{aligned} \quad (1.1-12)$$

这里的下标 t 表示场矢量的切向分量。（注意：场矢量边界表面的切向分量也是表面切向平面的矢量。）换句话说，电场强度矢量 $\mathbf{E}$ 的切向分量在分界面处总是连续的，而且磁场强度矢量 $\mathbf{H}$ 的切向分量的差等于面电流密度 $\mathbf{K}$ 。

在光电子和光通信的很多领域，人们经常处理的是面电荷密度 σ 和面电流密度 $\mathbf{K}$ 不存在的情况，例如介质波导的芯层和包层的界面处。在这种环境中 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 的切向分量， $\mathbf{D}$ 和 $\mathbf{B}$ 的法向分量在通过介质 1 和介质 2 的界面时都是连续的。在光电子和光通信领域中，这些边界条件在求解很多光传输问题时都是很重要的，包括在光纤和介质波导中传导的光波。

1.2 能量密度和玻印亭矢量

我们已经知道，有时候光可以以电磁辐射的形式携带能量。太阳每天向地球释放巨大的能量（大约 1 kW/m^2 的强度）。正如我们指出的，麦克斯韦方程第一个也是最重要的显著成就是预测了电磁波的存在和能量的传播。考虑电力学中两个最重要的方面：以电磁波形式存储的能量和伴随着电磁波的功率流。为了推导能量密度和功率流，我们考虑在空间中一个很小的体积元内的能量守恒。单位体积内电磁场做的功 $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ 可以认为是单位体积内的能量损耗。这个能量扩散必须和能量密度的净减少及流向体积元外部的功率流的净减少相关。根据式 (1.1-2)，电磁波所做的功可以写成

$$\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} = \mathbf{E} \cdot (\nabla \times \mathbf{H}) - \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1.2-1)$$

如果应用矢量恒等式

$$\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) = \mathbf{H} \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) - \mathbf{E} \cdot (\nabla \times \mathbf{H}) \quad (1.2-2)$$

并应用方程式 (1.1-1)，则等式 (1.2-1) 的右边变成

$$\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} = -\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) - \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1.2-3)$$

如果进一步假定介质材料在电磁特性方面是线性的（如 ϵ 和 μ 都独立于场强），式 (1.2-3) 可以写成

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{S} = -\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} \quad (1.2-4)$$

这里的 U 和 $\mathbf{S}$ 定义为

$$U = \frac{1}{2}(\mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \mathbf{B} \cdot \mathbf{H}) \quad (1.2-5)$$

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad (1.2-6)$$

这里标量 U 表示电磁场的能量密度，用 J/m^2 来度量。矢量 $\mathbf{S}$ 代表能流，称为玻印亭矢量，用 $\text{J/m}^2\text{s}$ 来度量。把 $|\mathbf{S}|$ 看成电磁场在沿 $\mathbf{S}$ 的方向上单位面积所携带的功率 (W/m^2)，因此 $\nabla \cdot \mathbf{S}$ 表示流出单位体积电磁功率。式 (1.2-4) 被认为是连续性方程或者玻印亭原理，它体现了电磁场的能量守恒。可以用相同的方法得到电磁场的动量守恒定理（见习题 1.5）。

在不存在电流的区域里 ($\mathbf{J}=0$)，连续性方程变为

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{S} = 0 \quad (1.2-7)$$

因此，在没有电流的空间，包围体积内电磁能量密度的减少是电磁能量通过包围体积的表面流出包围空间的结果。

偶极损耗

应用物质方程式 (1.1-5) 和式 (1.1-6)，电磁场在单位体积所做的功， $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ （或方程式 (1.2-3)）可以写成

$$\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} = -\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) - \mu_0 \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - \epsilon_0 \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \mu_0 \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} - \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} \quad (1.2-8)$$

在本书中我们特别感兴趣的是右边倒数第一项

$$\mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} \quad (1.2-9)$$

它代表在单位体积中电场对电偶极子所作的功率，该功率既可增加偶极子的电势能，也可补偿当 $\mathbf{P}$ 改变时引起的能量损耗。

1.3 单色场和复函数体系

在光电子和光通信中，人们经常把单色光作为信息的载体。我们知道单色光有唯一的振荡频率，单色光的场矢量是时间的正弦函数。为了简化代数运算，我们引入复函数（分析函数）体系。为了阐明这一点，以下列函数为例

$$a(t) = |A| \cos(\omega t + \alpha) \quad (1.3-1)$$

其中 ω 为角频率（单位：弧度每秒）， $|A|$ 是振幅， α 是相位。定义复振幅 A 为

$$A = |A|e^{i\alpha} \quad (1.3-2)$$

则式（1.3-1）可以重写为

$$a(t) = \operatorname{Re}[Ae^{i\omega t}] \quad (1.3-3)$$

在复函数体系中我们经常用

$$a(t) = Ae^{i\omega t} \quad (1.3-4)$$

代替式（1.3-1）或式（1.3-3）来表示 $a(t)$ 。这样做并不是严格的，因此式（1.3-4）总是理解为取 $Ae^{i\omega t}$ 的实数部分。注意角频率 ω 和实频率 ν （赫兹）之间的关系用下面的等式表示

$$\omega = 2\pi\nu \quad (1.3-5)$$

在大多数情形下，当只涉及线性运算（如微分和积分）时，由复数形式（1.3-4）取代式（1.3-3）是不成问题的，不过当运算涉及单色场矢量的乘积（或乘方）时，如能量密度和玻印亭矢量，就会出现例外，这时必须取场矢量的实部。

以下是一个无须对实数和复数加以区分的例子，从式（1.3-1）出发，我们求 $a(t)$ 的微商

$$\frac{d}{dt} a(t) = \frac{d}{dt} |A| \cos(\omega t + \alpha) = -\omega |A| \sin(\omega t + \alpha) \quad (1.3-6)$$

如果从复数形式（1.3-4）出发可得

$$\frac{d}{dt} a(t) = \frac{d}{dt} Ae^{i\omega t} = i\omega Ae^{i\omega t} \quad (1.3-7)$$

取上式的实部，并利用式（1.3-2），就得到了式（1.3-6）。事实上，当涉及线性运算时，复数形式是最方便的。

下面再举一个必须采用实函数的例子。考虑两个正弦函数 $a(t)$ 和 $b(t)$ 的乘积，其中

$$a(t) = |A| \cos(\omega t + \alpha) = \operatorname{Re}[Ae^{i\omega t}] \quad (1.3-8)$$

$$b(t) = |B| \cos(\omega t + \beta) = \operatorname{Re}[Be^{i\omega t}] \quad (1.3-9)$$

而 $A = |A|e^{i\alpha}$, $B = |B|e^{i\beta}$ 。从实函数出发，可得

$$a(t)b(t) = \frac{|A||B|}{2} [\cos(2\omega t + \alpha + \beta) + \cos(\alpha - \beta)] \quad (1.3-10)$$

从复函数形式出发来计算乘积 $a(t)b(t)$ ，则得

$$a(t)b(t) = AB e^{i2\omega t} = |A||B| e^{i(2\omega t + \alpha + \beta)} \quad (1.3-11)$$

将上式和式（1.3-10）进行比较（式（1.3-10）采用了实函数的形式），即可看出与时间无关的直流项 $\cos(\alpha - \beta)$ 没有出现，另外，式（1.3-11）的实部是式（1.3-10）的2倍。因而采用复数形式造成了误差。一般来说，两个复数的实部的乘积不等于这两个复数乘积的实部；换句话说，如果 x 和 y 是两个任意复数，则下面式子一般是成立的

$$\operatorname{Re}[x] \cdot \operatorname{Re}[y] \neq \operatorname{Re}[xy] \quad (1.3-12)$$

正弦乘积的时间平均

在光电子学中，经常会遇到场矢量随时间快速变化的光波，例如波长为 $\lambda = 1.5\mu\text{m}$ 的单色光的周期是 $T = \lambda/c = 0.5 \times 10^{-14}\text{s}$ ，大多数光探测器在这么短的时间周期内是无法响应的，人们经常考虑的是物理量（如玻印亭矢量和能量密度）的时间平均值而不是瞬时值。常需要寻求两个相同频率的正弦函数乘积的时间平均值

$$\langle a(t)b(t) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T |A| \cos(\omega t + \alpha) |B| \cos(\omega t + \beta) dt \quad (1.3-13)$$

其中 $a(t)$ 和 $b(t)$ 由式 (1.3-8) 和式 (1.3-9) 给出，尖括号代表对时间取平均； $T = 2\pi/\omega$ 为振动周期。由于上式被积函数的周期是 T ，它可在时间 T 内求平均值。由式 (1.3-10) 直接可得

$$\langle a(t)b(t) \rangle = \frac{1}{2} |A| |B| \cos(\alpha - \beta) \quad (1.3-14)$$

上述结果也可由式 (1.3-9) 后面所定义的复数振幅 A 和 B 表达式直接得到

$$\langle a(t)b(t) \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}[A^* B] \quad (1.3-15)$$

或者以 $a(t)$ 和 $b(t)$ 的解析形式直接给出

$$\langle \text{Re}[a(t)] \text{Re}[b(t)] \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}[a(t)^* b(t)] \quad (1.3-16)$$

其中上标星号表示取复共轭。式 (1.3-16) 右边的时间依赖性消失了，这是因为 $a(t)$ 和 $b(t)$ 都含有相同的时间依赖因子 $\exp(i\omega t)$ 。式 (1.3-15) 和式 (1.3-16) 的结果很重要，而且在本书中将经常用到。当这两个函数的频率差异不大时，式 (1.3-16) 也是有用的。

通过使用场矢量 $\mathbf{E}$ ， $\mathbf{H}$ ， $\mathbf{D}$ 和 $\mathbf{B}$ 的复数形式（或解析表示），正弦变化场的玻印亭矢量的时间平均 (1.2-6) 和能量密度时间平均 (1.2-5) 可以分别表示为

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} \text{Re}[\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*] \quad (1.3-17)$$

和

$$U = \frac{1}{4} \text{Re}[\mathbf{E} \cdot \mathbf{D}^* + \mathbf{H} \cdot \mathbf{B}^*] \quad (1.3-18)$$

正弦变化场的偶极损耗可以写成

$$P_D = \frac{1}{2} \text{Re} \left(\mathbf{E}^* \cdot \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} \right) \quad (1.3-19)$$

如果电磁场写成

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0 e^{i\omega t} \\ \mathbf{H} &= \mathbf{H}_0 e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (1.3-20)$$

电极化强度写成

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi \mathbf{E}_0 e^{i\omega t} \quad (1.3-21)$$

其中 χ 是电极化系数，那么偶极损耗可以写成

$$P_D = \frac{1}{2} \text{Re}(i\omega \epsilon_0 \chi \mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{E}_0^*) \quad (1.3-22)$$

一般地， χ 是一个复数，它导致电极化强度 $\mathbf{P}$ 和电场 $\mathbf{E}$ 之间的相位延迟。相位延迟依赖于 χ 的虚部。如果介质对电场的响应是瞬时的（即没有相位延迟），那么 χ 是实数，根据