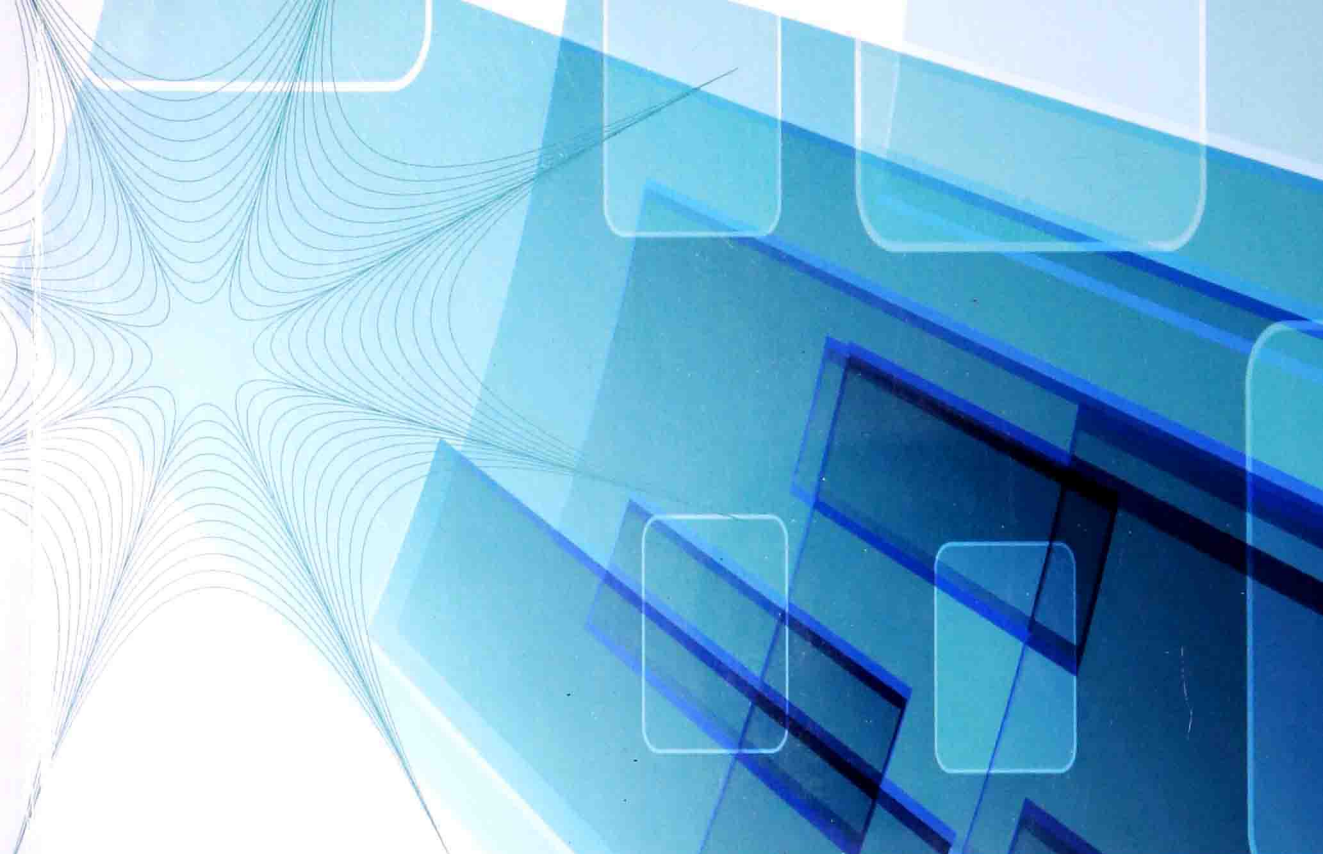




刘顺华 刘军民 董星龙 段玉平 ◎ 等编著

电磁波屏蔽及 吸波材料

第二版

DIANCIBO PINGBI JI
XIBO CAILIAO



化学工业出版社

电磁波屏蔽及 吸波材料

第二版

DIANCIBO PINGBI JI
XIBO CAILIAO

刘顺华 刘军民 董星龙 段玉平 © 等编著



化学工业出版社

本书是《电磁波屏蔽及吸波材料》的第二版,介绍了电磁波屏蔽及吸波材料的相关知识,具体内容包括电磁波理论基础、电磁波的危害及其屏蔽原理、屏蔽体的设计、介电材料与透波材料、磁性材料与电性材料基础、电磁波吸收剂、吸波体基础知识、吸波体设计原理、吸波体设计、电磁屏蔽与吸波特性测试方法、电磁屏蔽与吸收材料的应用。本书力求理论联系实际,提供较丰富的相关理论及实例表述,对相关行业从业人员有较好的指导意义。

本书适宜电磁波屏蔽及吸波材料行业从业人员,以及大专院校相关专业师生参考。

图书在版编目(CIP)数据

电磁波屏蔽及吸波材料/刘顺华等编著. --2版. --北京:
化学工业出版社, 2013. 10
ISBN 978-7-122-18332-3

I. ①电… II. ①刘… III. ①电磁波-电磁屏蔽②电磁波 吸
收-材料 IV. ①0441.4

中国版本图书馆CIP数据核字(2013)第207013号

责任编辑:邢涛

文字编辑:颜克俭

责任校对:陶燕华

装帧设计:韩飞

出版发行:化学工业出版社(北京市东城区青年湖南街13号 邮政编码100011)

印 装:三河市延风印装厂

710mm×1000mm 1/16 印张26 $\frac{3}{4}$ 字数571千字

2014年1月北京第2版第1次印刷

购书咨询:010-64518888(传真:010-64519686) 售后服务:010-64518899

网 址: <http://www.cip.com.cn>

凡购买本书,如有缺损质量问题,本社销售中心负责调换。

定 价:98.00元

版权所有 违者必究

第二版前言

电磁波吸收与屏蔽材料涉及电磁场与电磁波理论、材料学科的众多分支（金属材料、陶瓷、高分子材料、微纳米材料、薄膜与涂层、复合材料、材料工艺学）以及电磁波与材料相互作用引申出的反射、折射（透射）现象及与之相关的材料结构和组合，是多学科的交汇。

屏蔽与吸收材料不仅在军事上有其特殊的战略地位，在民用上也日趋广泛。因此，各国争相投入大量人力和物力进行广泛的研究。应该说电磁屏蔽理论和实践已日趋成熟。但是，电磁波吸收材料方面仍有许多问题尚不清楚。为了促进吸波材料设计和研究的不断深入，本书在分析和总结了吸波体的组成特征后，提出了吸波体由透波材料和吸波剂两种要素构成。透波材料和吸波剂的有效组合决定了吸波体的阻抗匹配。指出吸波体应具有电磁波的导行功能，只有将电磁波引入吸波体内部才能吸收电磁波。因此，在吸波体中不仅有传输线，而且还应有谐振腔和介质波导或是它们的组合。同时提出吸波体的设计不仅应满足阻抗匹配，还必须满足能量守恒。阻抗匹配为电磁波的透入创造了前提，能量守恒则为计算电磁损耗提供了依据。上述观点集中分布在书中第7~9章中。对阻抗匹配的思考在众多的文献中早有阐述，并已为实践所证明。这里需要指出的是：仅仅有阻抗匹配并不能解决吸收效能问题，吸收效能或电磁损耗需从能量守恒中去探寻。对于实用吸波体来说，二者缺一不可。在前言里指出这些观点是想让读者在阅读本书时进行深思熟虑，提出问题，引起讨论，并提出批评指正。

全书共计11章。第1章主要介绍了麦克斯韦方程、平面电磁波和导行系统；第2、3章介绍了电磁屏蔽原理和屏蔽体的设计；第4~6章给出了电磁波吸收材料所必备的透波材料和吸波剂（磁介质吸波剂和电介质吸波剂）以及相关的基础知识；第7~9章为本书的重点，分别介绍了吸波体基础知识、设计原理和各类吸波体的设计；第10章为检测方法；第11章介绍了屏蔽材料与吸波材料的应用。本次再版对第5、8、9和11章有较多补充和改动。

本书由刘军民负责编写第1、2、10章，董星龙负责编写第5、6章，段玉平负责编写第4、7、11章，管洪涛负责编写第3章及9.2节，刘顺华负责编写第8、9（除9.2节）两章，全书由刘顺华负责统稿。

电磁波屏蔽与吸波材料涉及面广，不仅涉及电磁场与电磁波理论，还涉及材料学科中的众多分支领域（纳米与薄膜材料、高分子与陶瓷材料、导电与导磁

材料、涂层工艺与技术)，尤其是电磁波与各种材料（包括不同形态与粒度）之间的相互作用，尚有许多不明之处，这也正是世界各国科学家争相研究的重点所在，由于作者水平有限，书中不足之处在所难免，恳请读者批评指正。

刘顺华
2013 年 7 月

目 录

第1章 电磁波理论基础

1

1.1 电磁场基本方程	1
1.1.1 麦克斯韦方程组	1
1.1.2 静态电磁场基本方程	3
1.1.3 电磁场边界条件	4
1.1.4 电磁场的能量	6
1.2 媒质的电磁特性	7
1.2.1 电介质的极化	7
1.2.2 磁介质的磁化	9
1.3 平面电磁波基本方程	11
1.3.1 理想介质空间的平面电磁波	11
1.3.2 有耗媒质空间的平面电磁波	14
1.3.3 电磁波的极化	16
1.4 均匀平面波的反射与折射	19
1.4.1 均匀平面电磁波对分界面的垂直入射	20
1.4.2 多层媒质分界面上的垂直入射	24
1.4.3 均匀平面电磁波对分界面的斜入射	26
1.5 导行电磁波	29
1.5.1 传输线理论	30
1.5.2 平行板波导	37
1.5.3 矩形波导	39
1.5.4 矩形谐振腔	44
1.5.5 圆柱波导及圆柱谐振腔的特性参数	45
参考文献	48

第2章 电磁波的危害及其屏蔽原理

49

2.1 电磁波的危害	49
2.1.1 电磁波污染的分类	49
2.1.2 电磁波对人体的影响	50
2.1.3 电磁波对环境的影响	52
2.1.4 电磁波对设备的影响	53

2.1.5 电磁污染的途径	53
2.2 电磁屏蔽原理	54
2.2.1 电磁屏蔽的类型	54
2.2.2 静电屏蔽	55
2.2.3 交变电场的屏蔽	56
2.2.4 磁场的屏蔽	57
2.2.5 电磁屏蔽与屏蔽效能	59
2.3 电磁防护标准	61
2.3.1 电磁辐射容许值标准	61
2.3.2 我国的电磁防护标准	62
2.3.3 美国的电磁防护标准	63
2.3.4 前苏联的电磁防护标准	64
2.3.5 IRPA 的电磁防护标准	65
参考文献	66

第3章 屏蔽体的设计

67

3.1 理想屏蔽体	67
3.1.1 屏蔽原理	67
3.1.2 接地系统	69
3.1.3 电源线的处理	71
3.2 屏蔽板材的厚度	72
3.2.1 厚度计算	72
3.2.2 屏蔽体的选材	73
3.3 缝隙对屏蔽体的影响	74
3.3.1 孔隙对屏蔽效能的影响及其计算	74
3.3.2 孔隙的处理	77
3.3.3 网材屏蔽效能	78
参考文献	82

第4章 介电材料与透波材料

84

4.1 概述	84
4.2 介质的极化	85
4.2.1 半径为 R 的球核模型	85
4.2.2 分子的极化	86
4.3 极性分子的极化	88
4.3.1 极化的表征	88
4.3.2 德拜弛豫与介电损耗	89
4.3.3 化学键的电偶极矩	91
4.4 介电材料	92
4.4.1 介电材料的分类	92
4.4.2 介电材料的特性参数	93

4.4.3 有耗介电材料	95
4.4.4 无耗或低耗介电材料	100
4.5 透波材料	110
4.5.1 透波原理	110
4.5.2 无机透波材料	113
4.5.3 有机透波材料与有机-无机透波材料	116
参考文献	120

第5章 磁性材料与电性材料基础

122

5.1 物质的磁性	122
5.1.1 物质磁性的来源	122
5.1.2 磁质的分类	125
5.1.3 磁性相关基本物理量	126
5.1.4 磁性材料的静磁能——外场能和退磁能	127
5.1.5 磁晶各向异性及能量	129
5.1.6 磁性理论发展简介	130
5.2 磁性材料的结构——磁畴	131
5.2.1 布洛赫壁	133
5.2.2 奈耳壁	134
5.3 磁性材料的静态磁化与反磁化	135
5.3.1 静态磁化过程	136
5.3.2 畴壁位移过程	137
5.3.3 磁化矢量转动过程	138
5.3.4 静态反磁化过程	139
5.4 铁磁材料在动态磁化过程中的磁损耗	141
5.4.1 概述	141
5.4.2 磁体的磁损耗和储能	143
5.4.3 铁磁体的 Q 值和损耗角正切 $\tan\delta_p$	144
5.4.4 磁滞损耗	144
5.4.5 涡流损耗	145
5.4.6 磁后效损耗	147
5.4.7 尺寸共振损耗	149
5.4.8 铁磁共振	149
5.4.9 自然共振损耗	153
5.4.10 畴壁共振	153
5.4.11 自旋波共振	156
5.5 电性材料基础	160
5.5.1 电子类载流子导电机制	160
5.5.2 离子类载流子导电机制	166
5.6 复合材料的电性能	168
5.6.1 复合材料概述	168

5.6.2	复合效应	169
5.6.3	复合材料的结构参数	170
5.6.4	复合材料中的逾渗理论	171
参考文献		182

第6章 电磁波吸收剂

185

6.1	吸收剂的性能表征	185
6.1.1	吸收剂的电磁参数	185
6.1.2	吸收剂的密度	187
6.1.3	吸收剂的粒度	188
6.1.4	吸收剂的形状	188
6.1.5	工艺性	188
6.1.6	化学稳定性和耐环境性能	188
6.2	电磁波吸收剂的类型	189
6.2.1	电阻型吸收剂	189
6.2.2	电介质型吸波剂	193
6.2.3	磁介质型吸波剂	193
6.2.4	吸波剂的改性	217
6.2.5	新型吸波剂	222
6.3	吸波剂研究展望	229
参考文献		230

第7章 吸波体基础知识

239

7.1	吸波体的组成特征	239
7.1.1	均匀分布	240
7.1.2	层状分布	240
7.1.3	球形分布	240
7.1.4	沿开放式多孔泡沫分布	241
7.2	吸波体的结构类型	242
7.2.1	涂覆型吸波材料	243
7.2.2	结构型吸波材料	247
7.3	折射率与介电常数	256
7.4	介质波导	259
7.4.1	引言	259
7.4.2	介质波导	260
7.5	谐振腔	264
7.5.1	开放式谐振腔	264
7.5.2	谐振腔的稳定性	265
7.5.3	谐振腔的特性与参数	267
7.5.4	谐振球	272
参考文献		273

第8章 吸波体设计原理

279

8.1 能量守恒原理	279
8.2 吸波体中的电磁干涉	280
8.3 吸波体的阻抗匹配	282
参考文献	285

第9章 吸波体设计

286

9.1 吸波体的设计目标与思路	286
9.1.1 设计目标	286
9.1.2 设计思路	286
9.2 传输线理论在吸波体中的应用	293
9.2.1 传输线理论	293
9.2.2 传输线理论在单层吸波体中的应用	295
9.2.3 传输线理论在多层吸波体中的应用	304
9.2.4 传输线理论的局限性	308
9.3 具有均匀分布特征的涂层与平板的设计	309
9.3.1 组织设计	309
9.3.2 结构设计	312
9.3.3 均匀分布涂层与平板的改进	314
9.4 微波暗室用吸波体的设计	314
9.4.1 吸波体的结构类型	315
9.4.2 频宽设计	316
9.4.3 吸收效能设计	318
9.4.4 材料及工艺	319
9.4.5 存在问题	321
9.5 谐振型吸波体的设计	322
9.5.1 综述	322
9.5.2 组织特征	323
9.5.3 理论模型分析	325
9.5.4 吸收性能	327
9.5.5 制造工艺	330
9.5.6 谐振型吸波体的应用和发展前景	332
参考文献	332

第10章 电磁屏蔽与吸波特性测试方法

336

10.1 基本测试条件简介	337
10.1.1 屏蔽室和电波暗室	337
10.1.2 亥姆霍兹线圈	338
10.1.3 平行板线	338

10.1.4	TEM 小室	339
10.2	主要测试仪器	340
10.2.1	测量接收机	340
10.2.2	网络分析仪	341
10.2.3	驻波测量线	342
10.2.4	微波功率计	343
10.2.5	场强计与天线	344
10.3	基本电磁特性的测试	345
10.3.1	驻波测量	345
10.3.2	反射系数测量	348
10.3.3	阻抗测量	349
10.4	材料电磁特性参数的测量	350
10.4.1	终端短路法	350
10.4.2	长试样法	353
10.5	材料屏蔽与吸波特性的测试	354
10.5.1	驻波测量线法	354
10.5.2	场强计法	355
10.5.3	网络分析仪法	356
	参考文献	357

第11章 电磁屏蔽与吸波材料的应用

358

11.1	概述	358
11.1.1	微波暗室的屏蔽	359
11.1.2	通信电缆的屏蔽	373
11.1.3	电磁辐射的防护	375
11.2	隐形材料在军工产品上的应用	378
11.2.1	飞机隐身技术	379
11.2.2	坦克隐身技术	386
11.2.3	舰船隐身技术	388
11.2.4	巡航导弹隐身技术	393
11.2.5	反隐身技术	395
11.3	隐形材料在民用产品上的应用	397
11.3.1	环境电磁辐射及防护	397
11.3.2	人体防护	400
11.3.3	建筑防护	403
11.3.4	精密仪器	406
11.3.5	日用品	407
11.3.6	电磁信息泄漏防护	410
11.4	吸波贴片材料在无线射频识别技术中的应用	412
	参考文献	415

第1章 | 电磁波理论基础

1.1 电磁场基本方程

1.1.1 麦克斯韦方程组

麦克斯韦方程组是英国物理学家 J. C. 麦克斯韦 (1831—1879) 于 1873 年建立的。方程组全面地概括了此前电磁学实验和理论研究的全部成果, 用数学的方法深刻揭示了电场与磁场、场与场源以及场与媒质间的互相关系和变化规律, 并且预言了电磁波的存在。因此, 麦克斯韦方程组是经典电磁理论的核心, 是研究一切宏观电磁现象和工程电磁问题的理论基础。

若用 $\mathbf{r}$ 表示三维空间位置矢量, t 表示时间变量, 麦克斯韦方程组的微分形式为:

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) + \frac{\partial \mathbf{D}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (1.1.1a)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (1.1.1b)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (1.1.1c)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \rho(\mathbf{r}, t) \quad (1.1.1d)$$

式中 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ ——电场强度矢量, V/m;

$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ ——磁场强度矢量, A/m;

$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$ ——电位移矢量, C/m²;

$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ ——磁感应强度矢量, T;

$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$ ——电流密度矢量, A/m²;

$\rho(\mathbf{r}, t)$ ——电荷密度, C/m³。

式(1.1.1a) 称作全电流安培定律, 它揭示了磁场与其场源的关系。 $\mathbf{J}$ 是自由电子在导电媒质中运动形成的传导电流或在真空、气体中运动形成的运动电流, 换句话说, 就是真实的带电粒子运动而形成的电流。这些电流可以是外加的电流源, 也可以是电场在导电媒质中引起的感应电流。 $\partial \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) / \partial t$ 称作位移电流, 其本质是时变电场的时间变化率, 具有与传导电流相同的量纲。位移电流没有传统意义上电流的概念, 只是在产生磁效应方面与一般电流等效。然而, 位移电流的引入正是麦克斯韦对电磁理论的重要贡献之一, 它表明时变电场可以产生磁场, 并由此预言了电磁波的存在和时变电磁场的波动性。

式(1.1.1b)称作电磁感应定律,是麦克斯韦对法拉第电磁感应定律进行推广而得出的,它反映了随时间变化的磁场可以产生电场的事实。式(1.1.1c)称作磁通连续性原理,由此说明自然界不存在磁荷,磁力线必然是无头无尾的闭合线。式(1.1.1d)称作高斯定律,它表明电荷是产生电场的场源之一。

对应式(1.1.1a)~式(1.1.1d)的积分形式的麦克斯韦方程组为

$$\oint_C \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \int_S \left(\mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) \cdot d\mathbf{s} \quad (1.1.2a)$$

$$\oint_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = - \int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{s} \quad (1.1.2b)$$

$$\oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = 0 \quad (1.1.2c)$$

$$\oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{s} = Q \quad (1.1.2d)$$

麦克斯韦方程组中,各个方程并不是完全独立的,或者说上述各式是非限定形式的。为了使麦克斯韦方程组具有限定的形式,需要引入场量与媒质特性之间的关系,这些关系被称作电磁场本构关系。在各向同性线性媒质中,本构关系为

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \epsilon \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \quad (1.1.3)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mu \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \quad (1.1.4)$$

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = \sigma \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \quad (1.1.5)$$

式中, $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$, $\mu = \mu_r \mu_0$ 。 $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$ (F/m), $\mu_0 = 1.257 \times 10^{-6}$ (H/m) 分别为真空介电常数和磁导率。 ϵ_r 、 μ_r 分别为媒质的相对介电常数和相对磁导率,二者均无量纲。 σ 为媒质的电导率,单位为 S/m。

利用本构关系,仅含有场量 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ 和 $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ 的麦克斯韦方程组为

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \sigma \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \epsilon \cdot \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (1.1.6a)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\mu \cdot \frac{\partial \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (1.1.6b)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (1.1.6c)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{\rho(\mathbf{r}, t)}{\epsilon} \quad (1.1.6d)$$

以上给出的麦克斯韦方程组对于随时间做任意变化的电磁场都是适用的。但是,在实际应用中,最常遇到的是随时间做正弦变化的电磁场,也称作时谐电磁场。工程应用中的激励源通常就是这种场,因此,分析时谐场的麦克斯韦方程具有重要的意义。

时谐场是指场矢量的每一个坐标分量都随时间做正弦变化的场。以电场强度为例,在直角坐标系中,时谐电场可表示为

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{a}_x E_{xm}(\mathbf{r}) \cos[\omega t + \phi_x(\mathbf{r})] + \mathbf{a}_y E_{ym}(\mathbf{r}) \cos[\omega t + \phi_y(\mathbf{r})] + \mathbf{a}_z E_{zm}(\mathbf{r}) \cos[\omega t + \phi_z(\mathbf{r})]$$

式中, $E_{xm}(\mathbf{r})$ 、 $E_{ym}(\mathbf{r})$ 和 $E_{zm}(\mathbf{r})$ 分别为三个坐标分量的振幅, $\phi_x(\mathbf{r})$ 、 $\phi_y(\mathbf{r})$

和 $\phi_z(\mathbf{r})$ 分别为三个坐标分量的空间相位, 它们都仅是空间位置的函数, $\mathbf{a}_x$ 、 $\mathbf{a}_y$ 和 $\mathbf{a}_z$ 分别为三个坐标方向的单位矢量, ω 为时谐电磁场的角频率。

分析时谐场的有力工具是复数。根据复数的性质, 上式可重新表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = & \mathbf{a}_x \operatorname{Re}[E_{xm}(\mathbf{r}) e^{j\phi_x(\mathbf{r})} e^{j\omega t}] + \mathbf{a}_y \operatorname{Re}[E_{ym}(\mathbf{r}) e^{j\phi_y(\mathbf{r})} e^{j\omega t}] + \\ & \mathbf{a}_z \operatorname{Re}[E_{zm}(\mathbf{r}) e^{j\phi_z(\mathbf{r})} e^{j\omega t}] = \operatorname{Re}[\dot{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) e^{j\omega t}] \end{aligned} \quad (1.1.7)$$

式中, $\dot{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) = \mathbf{a}_x E_{xm}(\mathbf{r}) e^{j\phi_x(\mathbf{r})} + \mathbf{a}_y E_{ym}(\mathbf{r}) e^{j\phi_y(\mathbf{r})} + \mathbf{a}_z E_{zm}(\mathbf{r}) e^{j\phi_z(\mathbf{r})}$

称作电场强度复矢量, 仅是空间坐标的函数, 与时间无关。同理, $\mathbf{H}$ 、 $\mathbf{D}$ 、 $\mathbf{B}$ 、 $\mathbf{J}$ 和 ρ 各物理量均可表示为复矢量与因子 $e^{j\omega t}$ 相乘的形式。由于

$$\frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{Re}[\dot{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) e^{j\omega t}] = \operatorname{Re}[j\omega \dot{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) e^{j\omega t}]$$

代入式(1.1.1a) 运算得

$$\nabla \times \dot{\mathbf{H}}(\mathbf{r}) = \dot{\mathbf{J}}(\mathbf{r}) + j\omega \dot{\mathbf{D}}(\mathbf{r}) \quad (1.1.8)$$

将上式与式(1.1.1a) 相比较可以发现, 二者具有明显的区别。为了书写方便, 省略符号 “ $\cdot$ ”, 并且对式(1.1.1b)~式(1.1.1d) 做同样处理后得到复数形式的麦克斯韦方程组为

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \mathbf{J}(\mathbf{r}) + j\omega \mathbf{D}(\mathbf{r}) \quad (1.1.9a)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = -j\omega \mathbf{B}(\mathbf{r}) \quad (1.1.9b)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) = 0 \quad (1.1.9c)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}) = \rho(\mathbf{r}) \quad (1.1.9d)$$

复数麦克斯韦方程组中的场量仅是空间坐标的函数, 并且方程由偏微分简化为代数方程形式, 从而使电磁问题的求解更加容易。

1.1.2 静态电磁场基本方程

静态电磁场是指不随时间变化的电磁场。这种场的特点是电场与磁场相互独立, 电场由静止电荷或恒定电流产生, 磁场由恒定电流产生。

在式(1.1.1a)~式(1.1.1d) 和式(1.1.6a)~式(1.1.6d) 中令 $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = 0$, $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0$, 并略去时间变量 t , 则得到静态场的基本方程如下

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \mathbf{J}(\mathbf{r}) \quad (1.1.10a)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0 \quad (1.1.10b)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) = 0 \quad (1.1.10c)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}) = \rho(\mathbf{r}) \quad (1.1.10d)$$

$$\oint_C \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \int_S \mathbf{J} \cdot d\mathbf{s} \quad (1.1.11a)$$

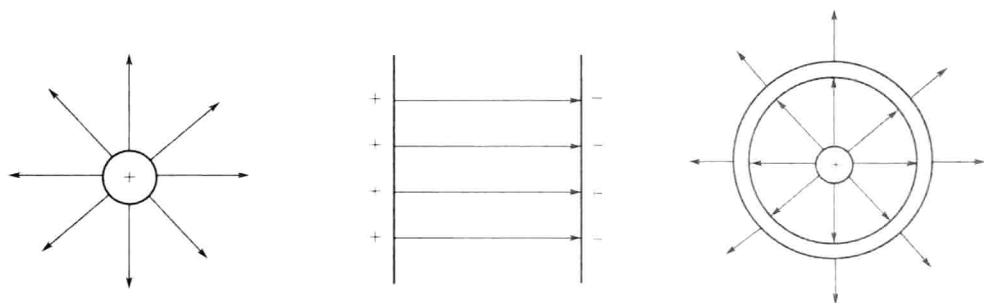
$$\oint_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = 0 \quad (1.1.11b)$$

$$\oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = 0 \quad (1.1.11c)$$

$$\oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{s} = \int_V \rho dv \quad (1.1.11d)$$

1.1.2.1 静电场的基本性质

式(1.1.10b)、式(1.1.10d)表明,静电场是有散无旋场,因此静电场的电力线起始于正电荷而终止于负电荷,如图1.1.1所示。



(a) 孤立球形带电体电荷的电场分布 (b) 平板电容器内的场分布 (c) 包围电荷的导体球壳的场分布

图 1.1.1 静电场分布实例

根据式(1.1.11b),静电场是一种保守场,因此,电场强度矢量可以用一个标量函数表示为

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\nabla\varphi(\mathbf{r}) \quad (1.1.12)$$

而

$$\varphi(\mathbf{r}) = \int_r^{r_0} \mathbf{E}(\mathbf{r}) \cdot d\mathbf{l} + \varphi(\mathbf{r}_0) \quad (1.1.13)$$

标量函数 $\varphi(\mathbf{r})$ 称作电位函数,其数值上等于静电力将单位正电荷从 $\mathbf{r}$ 点沿任意路径移动到 $\mathbf{r}_0$ 点时所做的功。 $\mathbf{r}_0$ 点称作电位参考点,参考点不同,空间各点的电位也不同,因此电位是一个相对量。实际中通常令 $\varphi(\mathbf{r}_0) = 0$, 于是

$$\varphi(\mathbf{r}) = \int_r^{r_0} \mathbf{E}(\mathbf{r}) \cdot d\mathbf{l} \quad (1.1.14)$$

式(1.1.11d)称作静电场的高斯定律,其物理本质表示电位移矢量 $\mathbf{D}$ 穿过任意闭合曲面 s 的通量,式中的 v 是 s 所围成的体积。值得指出的是,虽然高斯定律描述的是电场的通量,但是,当电场分布具有某种对称性时,利用高斯定律可以简便地求得电场强度 $\mathbf{E}$ 。

1.1.2.2 恒定磁场的基本性质

恒定电流产生的磁场称作恒定磁场,其分布与时间无关。式(1.1.10a)、式(1.1.10c)表明,恒定磁场是有旋无散场,电流是磁场的源,磁力线是围绕着电流的闭合线,磁力线的方向与电流方向满足右手螺旋关系。

式(1.1.11c)称作恒定磁场的安培定律,当磁场分布具有某种对称性时,利用此式可以十分方便地求解恒定磁场问题。

1.1.3 电磁场边界条件

实际中,场所在的空间总是不可避免地会存在多种媒质以及不同媒质的分界面。在这些分界面上,媒质特性参数的突变将导致场量发生突变,这种突变必须

遵守一定的规律, 这些规律称作电磁场边界条件。

1.1.3.1 一般形式的边界条件

将积分形式的麦克斯韦方程应用于分界面上, 得到电磁场的边界条件。参考图 1.1.2 并根据麦克斯韦方程组, 很容易得到一般情况下的电磁场边界条件为

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) = \mathbf{J}_s \quad (1.1.15a)$$

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = 0 \quad (1.1.15b)$$

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) = 0 \quad (1.1.15c)$$

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) = \rho_s \quad (1.1.15d)$$

式中 $\mathbf{n}$ 为分界面法线单位矢量, 从媒质 1 指向媒质 2, $\mathbf{J}_s$ 为电流面密度, ρ_s 为电荷面密度。边界上场量的方向关系为

$$\frac{\tan \alpha_1}{\tan \alpha_2} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \quad (1.1.16a)$$

$$\frac{\tan \theta_1}{\tan \theta_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2} \quad (1.1.16b)$$

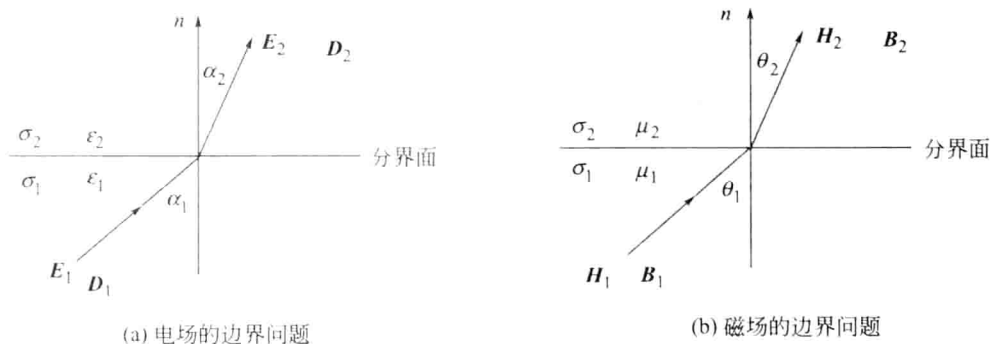


图 1.1.2 一般媒质的边界

1.1.3.2 特殊情况的边界条件

下面给出几种实际中常见的特殊情况的边界条件。

(1) 理想介质边界

理想介质是指电导率为 0 的媒质。由于理想介质分界面上不存在自由电荷和传导电流, 即 $\rho_s = 0$, $\mathbf{J}_s = 0$, 所以边界条件简化为

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) = 0 \quad (1.1.17a)$$

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = 0 \quad (1.1.17b)$$

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) = 0 \quad (1.1.17c)$$

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) = 0 \quad (1.1.17d)$$

式(1.1.17a)~式(1.1.17d)表明, 理想介质边界上 $\mathbf{D}$ 、 $\mathbf{B}$ 的法向分量以及 $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{H}$ 的切向分量是连续的。

(2) 理想导体表面

假设图 1.2 中的媒质 1 为理想导体, 媒质 2 为理想介质。由于理想导体的电导率为无穷大, 根据 $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$ 分析可知, 理想导体内部将不存在时变电磁场和传

导电流, 即 $E_1=0$, $D_1=0$, $H_1=0$, $B_1=0$ 。因此, 由式(1.1.15) 得到理想导体边界条件为

$$n \times H_2 = J, \quad (1.1.18a)$$

$$n \times E_2 = 0 \quad (1.1.18b)$$

$$n \cdot B_2 = 0 \quad (1.1.18c)$$

$$n \cdot D_2 = \rho, \quad (1.1.18d)$$

可看出, 在理想导体表面上, 电场方向与导体表面相垂直, 磁场与导体表面平行。此结果对分析金属屏蔽体上的缝隙问题是非常重要的, 当已知理想导体外部的电磁场时, 可以利用上式求解导体表面的感应电荷和感应电流分布。如果金属体上的缝隙方向顺着其上感应电流的方向, 则不会发生电磁能量泄漏。

虽然理想导体实际并不存在, 但是在实际应用中, 对于电导率较大的良导体, 如银、铜、铝等金属, 可以近似当作理想导体处理, 以简化问题的分析与求解。

1.1.4 电磁场的能量

电荷在电场中会受到电场力的作用, 电流在磁场中会受到磁场力的作用, 这些现象都表明电磁场具有能量, 而且电磁能量同样遵守能量守恒定律。

1.1.4.1 坡印廷定理

坡印廷定理是描述电磁能量转换关系的重要定理, 可以直接从麦克斯韦方程组的微分形式得出。根据矢量恒等式

$$\nabla \cdot (E \times H) = H \cdot (\nabla \times E) - E \cdot (\nabla \times H)$$

将式(1.1.1a)、式(1.1.1b) 代入则有

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

再代入本构关系并整理得

$$-\nabla \cdot (E \times H) = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \mu H^2 + \frac{1}{2} \epsilon E^2 \right) + \sigma E^2$$

将上式在电磁场空间中的任意体积 v 内积分, 并运用矢量散度定理得

$$-\oint_s (E \times H) \cdot ds = \frac{\partial}{\partial t} \int_v \left(\frac{\mu}{2} H^2 + \frac{\epsilon}{2} E^2 \right) dv + \int_v \sigma E^2 dv \quad (1.1.19)$$

此式称作坡印廷定理, 其中 s 为包围体积 v 的闭合曲面。

下面对坡印廷定理中各项的物理意义加以说明。

量纲分析发现, $\frac{1}{2} \mu H^2$ 和 $\frac{1}{2} \epsilon E^2$ 的单位都是 J/m^3 , 也就是能量密度, 前者为磁场能量密度, 后者为电场能量密度, 因此式(1.1.19) 右边第一项代表体积 v 内单位时间增加的电磁能量, 第二项 $\int_v \sigma E^2 dv$ 则代表 v 内媒质的焦耳热损耗。

根据能量守恒定律, 上式左边则表示穿过闭合面 s 进入 v 内的电磁能量。若改变符号, 积分