

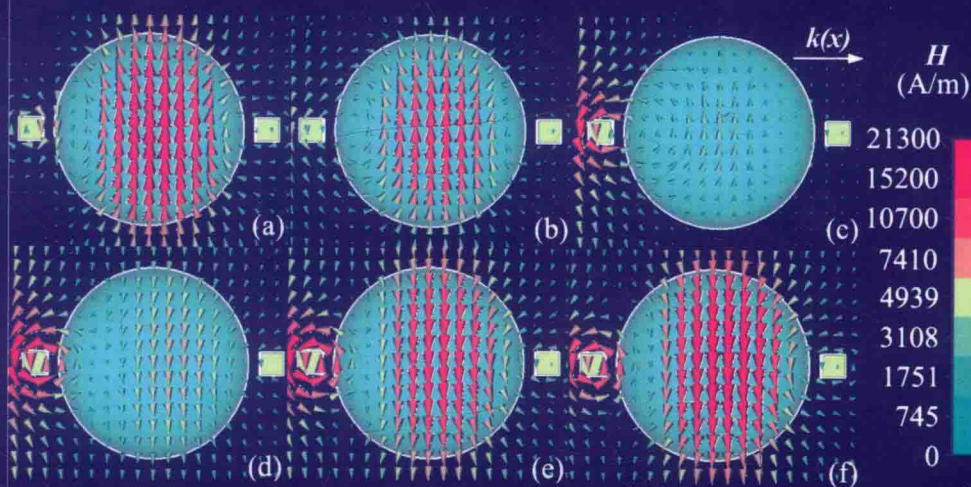
周济 等著

Merging of Metamaterials
and Natural Materials

超材料与自然材料的融合

(第一卷)

非金属基超常电磁介质



科学出版社

超材料与自然材料的融合 (第一卷)

非金属基超常电磁介质

周 济 等 著

科 学 出 版 社

北 京

内 容 简 介

超材料指的是一大类具有自然材料所不具备的超常物理性质的人工材料。作者提出了超材料与自然材料融合的思想,旨在获得兼具超材料和自然材料优势的新型功能材料系统,同时也提供了一种构造具有超常功能材料的新方法。本书是在这种思想指导下关于一些新型材料的设计与构筑实践的成果。本卷内容总结了作者所在课题组近年来在非金属基超常电磁介质构造方面的工作,即利用非金属自然材料的某些功能与结构,使其融合到超材料当中,以解决常规的金属基超材料的高损耗、复杂结构、各向异性等问题。重点介绍了一些典型非金属基超常介质的构筑原理、设计方法和研究结果。

本书可供从事功能材料与器件,特别是超材料、超常电磁介质、新型电磁器件研究和开发的科学工作者、工程技术人员、研究生参考阅读,也可作为材料科学与工程、电子科学与技术、光学等专业的高年级本科生、硕士研究生和博士研究生的参考书。

图书在版编目(CIP)数据

超材料与自然材料的融合. 第一卷/周济等著. —北京: 科学出版社, 2017
ISBN 978-7-03-051598-8

I. ①超… II. ①周… III. ①复合材料—研究 IV. ①TB33

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2017) 第 006758 号

责任编辑: 鲁永芳 赵彦超 / 责任校对: 彭 涛
责任印制: 张 伟 / 封面设计: 铭轩堂

科学出版社 出版

北京东黄城根北街 16 号

邮政编码: 100717

<http://www.sciencep.com>

北京通州皇家印刷厂 印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2016 年 12 月第 一 版 开本: 720 × 1000 1/16

2016 年 12 月第一次印刷 印张: 19 1/4 插页: 8

字数: 374 000

定价: 158.00 元

(如有印装质量问题, 我社负责调换)

前 言

进入 21 世纪以来,超材料 (metamaterials) 作为一种新的概念进入了人们的视野,引起了科技界、工业界和军工界的广泛关注,并成为跨越物理学、材料科学和信息科学等学科的活跃的研究前沿。

“Metamaterial”一词是由美国得州大学奥斯汀分校 Rodger M. Walsler 教授于 1999 年提出的,用来描述自然界不存在的、人工制造的、三维的、具有周期性结构的复合材料。2000 年以后,这一概念越来越频繁地出现在各类科学文献中,并迅速发展出跨越电磁学、物理学、材料科学等学科的前沿交叉学科和公认的新型功能材料分支。但目前对“metamaterial”一词还没有一个严格的、权威的定义,各种不同的文献上给出的定义也各不相同。一般都认为“metamaterial”是“具有自然材料所不具备的超常物理性质的人工材料”,具有 3 个重要特征:通常是具有新奇人工结构的复合材料;具有超常的物理性质;其性质往往不来源于构成该人工结构的材料自身,而仅仅决定于其中的人工结构。迄今已发展出的“metamaterial”系统包括:左手材料 (left-handed media)、隐身衣 (invisible cloak)、非正定介质 (indefinite media) 等。

超材料研究的重大科学价值及其在诸多应用领域呈现出的革命性应用前景,使其得到了世界各国的密切关注,并且发达国家政府都投入了大量的财力开展相关的研究。2008 年,超材料被《今日材料》杂志评选为材料科学领域“50 年中的 10 项重大成果”之一。2010 年,美国《科学》杂志又将超材料列为 21 世纪前 10 年自然科学领域的 10 项重大突破之一。

超材料研究是一项意义深远的前沿课题。当代科学技术进步和经济发展越来越依赖于材料性能的提高。而常规材料的性能主要取决于材料的自然结构,包括原子结构、电子结构、分子结构、化学键结构、晶体结构、晶粒-晶粒晶界结构等。随着材料科学和技术的进步,对这些结构的操控能力逐渐增强,材料的性能不断提高,越来越趋近于材料的自然极限。因此,探索突破常规功能材料自然极限的新途径已成为材料科学发展中迫在眉睫的问题。

从材料学的角度看,超材料的设计摒弃了基于自然结构的材料基因,而通过人工结构重构材料基因。因此,“超材料”的重要意义不仅仅体现在几类新奇的人工材料,它更提供了一种全新的思维方法,并为新型功能材料的设计提供了一个广阔的空间:昭示人们可以在不违背基本的物理学基本规律的前提下,获得与自然材料具有迥然不同的超常物理性质的“新物质”。这为发展新型功能材料提供了一种

新的途径。常规材料的性质主要决定于构成材料的基本单元及其结构，如原子、分子、电子、价键、晶格等。这些单元和结构之间相互关联，相互影响。因此，在材料的设计中需要考虑多种复杂的因素，这些因素的相互影响也往往是决定材料性能极限的原因。而将“超材料”作为结构单元，则可望简化影响材料的因素，进而打破制约自然材料功能的极限，发展出自然材料所无法获得的新型功能材料。

众所周知，人类漫长的文明演进过程正是以材料的使用为标志的。按照历史唯物主义的观点，人类从类人猿进化出来的起点是旧石器时代，这个时代人们学会了使用天然材料；此后的新石器时代，人们开始学习掌握天然材料的加工技术；而到了青铜器时代，人们开始掌握从天然材料进一步合成新材料的技术，直到今天。这些合成材料是符合天然材料构造规律的材料，仍属于常规材料。而超材料的出现，则标志着一个新的历史纪元的开始。

如果把材料简单地划分为常规材料和超材料，可以看出这两类材料的界限是非常清晰的，无论是构造方法还是构造形式都完全不同。各自的优势和劣势不同——常规材料来自自然，易于获得而难于设计；超材料正好相反，易于设计，但在很多情况下却难于获得。为此我们提出了超材料与常规（自然）材料融合的思想，旨在获得兼具超材料和自然材料优势的新型功能材料系统。这套专著正是在这种思想指导下的一些新型材料的设计与构筑实践。

作为第一部分，我们尝试利用自然材料的某些功能与结构，使其融合到超材料中，以解决常规的金属基超材料的高损耗、复杂结构、各向异性等问题。

超材料的主流技术是基于英国科学家 Pendry 提出的 LC 谐振单元阵列的金属图形结构。其中最为典型的人工结构单元的是 Pendry 提出的金属开口谐振环 (split ring resonators, SRRs)^[3] 及其衍生结构 (如 Ω 型结构、U 型结构、双棒结构、渔网结构等)。随着超材料技术的发展，这类技术面临一系列挑战，如加工技术问题、物理学极限、材料学困难、各向异性问题以及可调性问题等。

近年来，我们试图将常规功能材料融合超材料系统突破上述问题。在国家“863”计划和国家自然科学基金重点项目等的支持下，我们在国际上率先开展了非金属基超材料的研究。我们从探索非金属材料中的超常电磁响应的基本原理出发，利用非金属材料中丰富的电磁极化机制，初步建立了非金属基超材料的基本理论和设计原则，先后发展出了基于 Mie 谐振、铁磁共振、晶格谐振、电子电磁偶极跃迁、强各向异性等机制的新型超材料和超常介质，降低了超材料的损耗，简化了材料结构，赋予材料以可调性，实现了与电子元器件技术的兼容，并在一定程度上解决了高频超材料难于设计和难于制备的难题，拓展了通过人工电磁结构与功能材料融合提高超材料性能、简化结构的途径。

本书是清华大学超材料课题组的集体研究成果，全书由周济统稿，其中第 1 章由周济、康雷撰写，第 2 章由赵乾、康雷、杜波和周济撰写，第 3 章由赵宏杰和周

济撰写,第4章由王睿和周济撰写,第5章由傅晓建、周济撰写,第6章由孙竞博和周济撰写,第7章由周济撰写。

该书所涉及的研究工作得到了一系列国家计划的支持,主要项目包括:国家“863”计划课题“介质基及本征型超材料的机制探索与材料制备”(项目编号:2012AA030403)、“新一代高性能片式元件”(项目编号:2003AA32G030)、“片式无源集成材料与技术”(项目编号:2007AA03Z400),国家“973”计划课题“集成信息功能陶瓷系统的基础问题研究”(项目编号:2002CB613306),国家自然科学基金重点项目“本征型光频超常电磁介质研究”(项目编号:51032003)、“陶瓷超材料中谐振模态耦合、调控及相关新功能”(项目编号:51532004),国家杰出青年基金“功能陶瓷基超材料研究”(项目编号:50425204),国家自然科学基金面上项目“基于晶体中极化激元的超常电介质材料研究”(项目编号:90922025)、“基于稀土离子电磁偶极跃迁的光频超常介质研究”(项目编号:11274198)等。在此感谢科学技术部和国家自然科学基金委员会的支持。

借此机会也感谢长期支持该研究工作的专家和同行,包括:清华大学李龙土院士、南策文院士、朱静院士、张孝文教授、岳振星教授、王晓慧教授、张政军教授,北京交通大学徐叙瑑院士、黄世华教授,青岛科技大学雷清泉院士,电子科技大学李言荣院士,香港科技大学温维佳教授、汤子康教授、沈平教授,南京大学陈延峰教授、祝世宁院士,东南大学崔铁军教授,西安交通大学姚熹院士、徐卓教授,西北工业大学赵晓鹏教授、张富利副教授,浙江大学陈湘明教授、何赛灵教授、彭华新教授,钢铁研究总院周少雄教授,哈尔滨工业大学赵连城院士、李垚教授,同济大学张治文教授,空军工程大学屈绍波教授,深圳光启高等理工研究院刘若鹏院长、赵治亚副院长,中国科学院半导体研究所陈宏达研究员,中国科学院物理研究所陈立泉院士、顾长志研究员、丘祥冈研究员,南京工业大学黄维院士,航空材料研究院陈祥宝院士,复旦大学资剑教授、周磊教授,北京大学杨槐教授、朱生传教授,北京有色金属研究总院屠海令院士,中国科学院金属研究所张劲松教授,北京工业大学李静教授,国家自然科学基金委员会高瑞平副主任、陈克新教授、苗鸿燕教授,美国纽约州立大学布法罗分校 N.Litchinitser 教授,法国里尔大学 D.Lippens 教授,新加坡南洋理工大学孙长庆教授,美国得州大学陈伟教授,美国佐治亚理工大学蔡文杉教授,以及超常电磁介质理论的奠基人、俄罗斯科学院 V.G.Veselago 教授等。还要特别感谢两位故去的良师,一位是国际电磁科学院的创始人、美国麻省理工学院孔金瓯教授,另一位是原 798 厂总工、我的北京大学学长张药西先生,作为非金属基超常电磁介质研究初期最坚定的支持者和引导者,其思想和精神一直伴随我们的探索。

十余年来,清华大学超材料课题组筚路蓝缕、艰难前行,终于在暗夜中找到了一条通向光明的道路,开拓出一片新的天地。研究成果已为国内外同行所接受,产

生的一些新概念，如“超材料与自然材料的融合”“非金属基超常介质”“全介质超材料”“自然超构材料”等，逐渐成为相关领域研究文献中的关键词，“非金属基超常电磁介质的原理与构筑”荣获 2016 年度国家自然科学基金二等奖。在这一进程中，我的助手和学生们付出了艰苦的努力。除参与本书撰写的几位同学外，还要感谢李勃副教授、白洋教授、宗瑞隆高级工程师、齐西伟教授、董国艳副教授、刘凌云副教授、郝立峰副教授、富鸣副教授、毕科副教授、杜波博士、吴红亚博士、郭云胜副教授等。

最后感谢科学出版社策划编辑鲁永芳博士及其他编辑人员在本书出版过程中给予的帮助和付出的辛勤努力。

周 济

2016 年 10 月 20 日于清华园

目 录

前言

第 1 章 构筑超常电磁介质的常规路线	1
1.1 左手材料及其特性	1
1.2 左手材料的实现	5
1.3 新的结构单元的探索	8
1.4 基于金属谐振单元超材料的挑战	11
参考文献	12
第 2 章 基于陶瓷颗粒电磁谐振单元的介质基超材料	18
2.1 基于 Mie 谐振的有效电磁参数理论分析与模拟	18
2.1.1 Lewin 模型	18
2.1.2 理论计算	19
2.1.3 数值模拟	22
2.2 陶瓷颗粒超材料样品的设计与制备	24
2.2.1 样品设计	24
2.2.2 陶瓷颗粒样品的制备及表征	25
2.2.3 陶瓷超材料样品的组装	27
2.3 测试结果	28
2.4 各向同性负有效磁导率超材料	29
2.4.1 模拟场分布验证	29
2.4.2 色散计算验证	31
2.4.3 左手透射通带实验验证	32
2.5 介质人工分子——陶瓷颗粒间的相互作用	35
2.5.1 电磁波电场方向的电磁相互作用	36
2.5.2 电磁波磁场方向的电磁相互作用	41
2.5.3 电磁波传播方向的电磁相互作用	46
2.5.4 立方晶格常数 a 的影响	51
2.6 小结	60
参考文献	61
第 3 章 基于铁氧体铁磁共振的超材料	62
3.1 基本思路与原理	62

3.1.1	磁矩进动的物理过程	63
3.1.2	无限大旋磁介质在静磁场和交变磁场共同作用下的磁导率	64
3.1.3	平面波在无限大旋磁介质中的传播	66
3.1.4	铁磁共振的高频行为	71
3.2	铁氧体片/金属线复合左手材料的构造与电磁传输	78
3.2.1	研究方法	79
3.2.2	单独铁氧体片的电磁传输特性	81
3.2.3	YIG 片/金属线(柱)复合结构左手传输特性的实验与模拟	85
3.2.4	基于 YIG 片/金属线复合的非互易左手传输的实验与模拟	94
3.3	铁氧体棒/金属线复合左手材料的构造与电磁传输	98
3.3.1	YIG 棒阵列的电磁传输特性	99
3.3.2	YIG 棒/金属线复合结构左手传输特性的实验与模拟	109
3.3.3	YIG 棒/金属线之间的电磁耦合	112
3.3.4	具有低损耗的铁氧体壳/金属线芯结构单元的左手材料	121
3.3.5	YIG 方块/金属线复合结构的构造及其左手传输	125
3.3.6	S 波段下 YIG 片(棒)/金属线复合结构的左手传输	129
3.3.7	垂直波导窄边加场 YIG/金属线复合结构的左手传输	133
3.4	铁氧体/电介质复合全介质左手材料	139
3.4.1	高介电常数电介质电共振理论	139
3.4.2	SRR/BST 棒复合介质的左手传输	140
3.4.3	YIG 棒/BST 棒复合介质的左手传输	143
3.5	铁氧体/金属线复合左手材料的负折射表征	146
3.5.1	实验原理与背景	146
3.5.2	实验装置及检验	149
3.5.3	实验结果与分析	152
3.6	小结	157
	参考文献	159
第 4 章	基于极性晶格振动的本征超常电磁介质	161
4.1	极性晶格振动实现超常介电响应的机制与原理	161
4.1.1	极性晶格振动与介电谐振	161
4.1.2	横模频率对超常介电特性的影响	164
4.1.3	阻尼系数对超常介电特性的影响	164
4.1.4	静态介电常数对超常介电特性的影响	165
4.1.5	高频介电常数对超常介电特性的影响	165
4.1.6	元素电负性对超常介电特性的影响	166

4.2 介电常数成分可调的红外超常电介质	167
4.2.1 材料体系确定	168
4.2.2 实验样品准备与表征	168
4.2.3 测试方法	169
4.2.4 实验结果	171
4.3 红外波段电磁隐身斗篷设计和模拟	180
4.3.1 模拟方法	181
4.3.2 二维各向同性环形隐身斗篷设计和模拟	182
4.3.3 二维地毯式隐身斗篷设计和模拟	189
4.4 红外全介质左手材料设计和模拟	198
4.4.1 红外全介质左手材料	199
4.4.2 电、磁单元间耦合效应对左手特性影响	205
4.4.3 全介质左手材料折射行为研究	211
4.5 基于晶格振动的强各向异性介质及其负折射特性	213
4.5.1 强各向异性材料实现负折射的基本原理	214
4.5.2 样品准备、测试方法和模拟手段	218
4.5.3 基于极性晶格振动的强介电各向介质	219
4.6 小结	225
参考文献	227
第 5 章 基于电子共振跃迁的光频超常电磁响应	230
5.1 稀土掺杂晶体的电子跃迁行为	230
5.2 电偶极跃迁型超常介电响应	231
5.2.1 电偶极跃迁的物理模型	231
5.2.2 稀土掺杂晶体的介电响应	234
5.3 磁偶极跃迁型超常磁响应	237
5.3.1 磁偶极跃迁的物理模型	237
5.3.2 稀土掺杂晶体的磁响应	238
5.4 负折射行为与左手通带	240
5.5 小结	241
参考文献	242
第 6 章 基于层状化合物的天然非正定介质	244
6.1 非正定介质	244
6.1.1 非正定介质及其电磁参数	244
6.1.2 非正定介质的特性	245
6.1.3 非正定介质的应用	248

6.2 单晶石墨的非正定介电性质及负折射行为	250
6.2.1 石墨介电性能	251
6.2.2 基于椭偏法的单轴各向异性晶体介电常数测试理论	253
6.2.3 石墨的介电测试	257
6.2.4 石墨的负折射行为测试	260
6.2.5 石墨负折射的模拟结果	263
6.3 其他层状化合物中的非正定介质	266
6.3.1 MgB_2 材料的非正定介电性质及负折射行为	267
6.3.2 铜基超导材料中的非正定介电性质	271
6.3.3 锶钉氧 RP 相系列材料的非正定介电性质	280
6.3.4 本征非正定介质分类	285
6.4 小结	287
参考文献	288
第 7 章 思考与展望	291
7.1 关于超材料意义的再思考	291
7.2 非金属基超常介质的应用前景	293
参考文献	296

彩图

第 1 章 构筑超常电磁介质的常规路线

超常电磁介质作为一类新型人工材料，具有与常规材料迥异的奇特电磁特性(如负介电常数、负磁导率、负折射率等)。这类材料颠覆了传统电磁理论描述的若干规则，有望成为新的学科生长点，引发信息技术等领域的重大技术变革。作为超常电磁介质的主流技术，基于金属谐振单元的超材料 (metamaterial) 取得了重大成功，被“Materials Today”杂志评选为材料 50 年 10 项重大突破之一。

下面以左手材料为例，介绍基于金属超材料的超常电磁介质的构筑策略。

1.1 左手材料及其特性

我们知道，介电常数 ϵ 和磁导率 μ 是描述材料电磁特性的两个基本宏观参数，能够表征材料对电场和磁场的响应能力。因此，理论上可得如图 1.1 所示的材料介电常数 ϵ 和磁导率 μ 象限图 [1]。

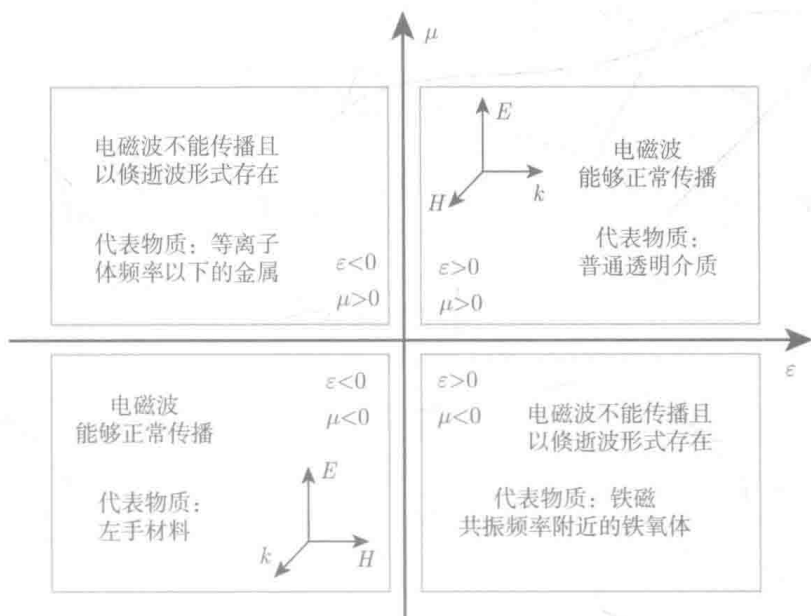


图 1.1 材料的介电常数与磁导率象限图

可以看到，当材料具有同时为负值的 ϵ 和 μ 时 (对应图 1.1 中第三象限) 其折射率将为实数，因此电磁波可以在其中传播。结合 Maxwell 方程及介质的本构方

程, 苏联物理学家 Veselago 教授最早系统地讨论了电磁波在 ϵ 和 μ 同时为负值的材料中传播时的特殊行为 [2]。

通过将平面单色波形式 ($\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)]$ 及 $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)]$) 代入各向同性无源介质 Maxwell 方程组的旋度方程并结合介质本构方程, 可得材料中电磁波电场矢量 \mathbf{E} 、磁场矢量 \mathbf{H} 及波矢 \mathbf{k} 满足的关系, 如式 (1-1)、式 (1-2) 所示。可以看出, 不同于普通材料 ($\epsilon > 0$ 且 $\mu > 0$) 中的情形, 当电磁波在 ϵ 和 μ 同时小于零的材料中传播时, 电磁波的波矢 \mathbf{k} 、电场 \mathbf{E} 和磁场 \mathbf{H} 三矢量将满足“左手定则”, 如图 1.2(b) 所示; 左手材料也因此而得名。更为重要的是, ϵ 和 μ 同时小于零的性质将使左手材料中电磁波波矢 \mathbf{k} 与坡印亭矢量 $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$ 的方向相反, 即相速度 \mathbf{v}_p 和群速度 \mathbf{v}_g 方向相反 [2]。左手材料又被称为“双负介质” [3] “负折射介质” [4] 和“后向波介质” [5] 等。

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E} = \frac{\omega}{c} \mu \mathbf{H} \quad (1-1)$$

$$\mathbf{k} \times \mathbf{H} = -\frac{\omega}{c} \epsilon \mathbf{E} \quad (1-2)$$

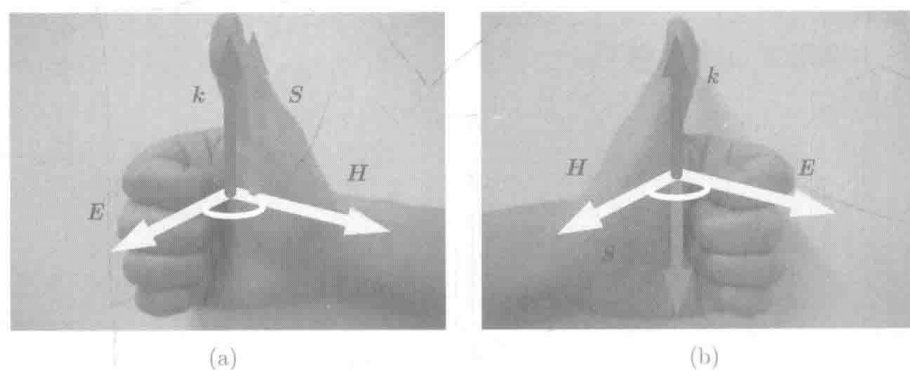


图 1.2 左、右手介质中各矢量方向关系

(a) 右手介质; (b) 左手介质

群速度与相速度方向相反的特性使在左手材料中传播的电磁波表现出许多反常行为, 如负折射 (negative refraction) 效应、完美透镜 (superlens) 成像、反常 Cherenkov 辐射、反常 Doppler 效应等, 以下分别对其进行介绍。

1. 负折射效应

当电磁波由一种介质入射至另一种介质时, 将在两介质界面处发生折射和反射。该过程满足电磁波电场及磁场边界连续条件, 并因此可得描述界面处电磁波折射行为的 Snell 定律:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (1-3)$$

其中, n_1 和 n_2 分别为界面两侧介质的折射率; θ_1 和 θ_2 分别为入射角和折射角。

如图 1.3(a) 所示, 当电磁波由普通材料 ($\varepsilon_1 > 0, \mu_1 > 0$) 入射另一种普通材料 ($\varepsilon_2 > 0, \mu_2 > 0$) 时, 将发生我们熟悉的反射、折射现象。此时, 入射波与折射波分别位于界面法线两侧, 我们称其为“正折射”。如图 1.3(b) 所示, 当电磁波由普通材料入射至 $\varepsilon_2 < 0$ 且 $\mu_2 < 0$ 的左手材料时, 由于连续性边界条件的要求, 折射波与入射波将位于界面法线同侧, 我们称其为“负折射”^[6-8]; 此时 Snell 定律中对应的材料折射率应取为负值。

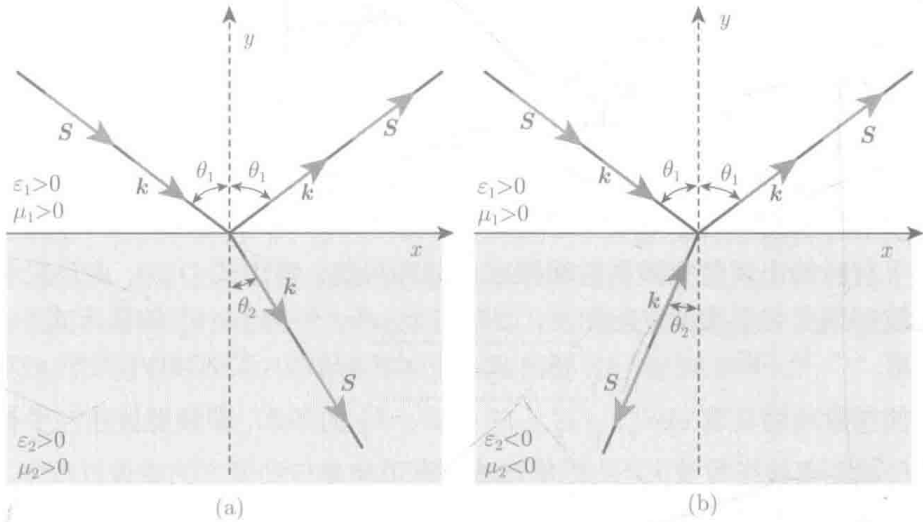


图 1.3 界面折射示意图

(a) 正折射; (b) 负折射

2. 完美透镜成像

对于传统的光学透镜成像, 假设光源为以固有频率 ω 振动的电偶极子, 透镜的光轴沿 z 方向, 则其辐射场的电场分量的傅里叶级数展开式为^[9]

$$E(r, t) = \sum_{\sigma, k_x, k_y} E\sigma(k_x, k_y) \cdot \exp(ik_z z + ik_x x + ik_y y - i\omega t) \quad (1-4)$$

其中, k_x , k_y 和 k_z 分别为波矢 k 在 x , y 和 z 方向的分量。

将式 (1-4) 代入 Maxwell 方程, 可得 k_z 的表达式为

$$k_z = \sqrt{\omega^2 c^{-2} - k_x^2 - k_y^2} \quad (1-5)$$

由式 (1-5) 可见, 当 $\omega^2 c^{-2} > k_x^2 + k_y^2$ 时, k_z 为实数, 对应的电磁波场能够传播; 而当 $\omega^2 c^{-2} < k_x^2 + k_y^2$ 时, 式 (1-5) 开根号将得到为虚数的 $k_z = \pm i\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - \omega^2 c^{-2}}$,

考虑到此时 k_z 沿 z 轴正向, 因此根号取正值, 即 $k_z = i\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - \omega^2 c^{-2}}$, 对应电磁波场为沿 z 方向呈指数衰减的倏逝波。倏逝波随传播距离迅速衰减, 从而无法到达成像面参与成像。因此, 普通光学成像过程仅有 k_z 为实数的电磁波场对成像有贡献, 而不包括倏逝波成分所携带的物体信息。而由傅里叶光学可知, 这部分空间频率较大的衰减电磁波场所携带的正是物方的细节信息。因此, 普通成像过程像面上的信息受到式 (1-6) 限制, 这也是普通光学透镜理论最大分辨率约为波长量级的原因。

$$k_x^2 + k_y^2 < \omega^2 c^{-2} \quad (1-6)$$

上述普通成像过程中无法实现物方小于波长细节在像方再现的限制被称为衍射极限问题。可以看到, 衍射极限从根本上制约了光学系统的信息传递能力。由上述分析可以看出, 要想使光学系统突破衍射极限成像, 其根本在于使携带物方小于波长细节信息的倏逝波参与成像过程。

左手材料的出现使突破衍射极限成像成为可能。考虑式 (1-5), 由于左手材料中电磁波相速度与群速度方向相反, 因此对于 $\omega^2 c^{-2} < k_x^2 + k_y^2$ 的情形式 (1-5) 开根号将取“-”号, 即, $k_z = -i\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - \omega^2 c^{-2}}$ 。从而, 式 (1-4) 中关于 z 方向电磁波场的指数项将具有 $\exp\left(z\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - \omega^2 c^{-2}}\right)$ 的形式, 即倏逝波在左手材料当中将随传播距离被指数放大, 从而使倏逝波有可能参与到像方的成像过程中, 使成像系统获得突破衍射极限的分辨能力^[9-14]。需要指出的是, 由于倏逝场只在 x 、 y 方向传播, 在 z 方向并不传递能量, 因此上述放大过程并不违反能量守恒定律。另外, 由于左手材料的负折射特性, 由其制成的透镜将不必具有传统透镜类似球面的形状, 从而没有固定的光轴、不受傍轴条件的限制, 也将不存在球差等由于透镜形状引起的像差。

在左手材料特殊电磁行为的基础上, Pendry 教授提出了“完美透镜”的概念^[11]。他指出, 处于真空中的物体发出的电磁波入射至相对介电常数及磁导率均为 -1 (即 $\epsilon = -1$, $\mu = -1$) 的平板透镜, 物方光场包括倏逝波在内的所有成分都将无反射地参与像方成像, 从而实现“理想成像”。Pendry 教授称这种能实现“理想成像”的左手材料透镜为“完美透镜”。

3. 反常 Cherenkov 辐射

当带电粒子 (通常是电子) 以超过介质中光的相速度的速度 v 在介质中运动时, 将会在其周围引起诱导电流并因此辐射出电磁场, 即产生 Cherenkov 辐射效应 (图 1.4)。普通介质中 Cherenkov 辐射产生的电磁波等相位面形成锥角向后的锥形。然而, 如果带电粒子在左手材料中运动, 则产生的 Cherenkov 辐射方向与粒子运动方向相反、形成的电磁波等相位锥面锥角向前, 即发生反常 Cherenkov 辐射^[2]。

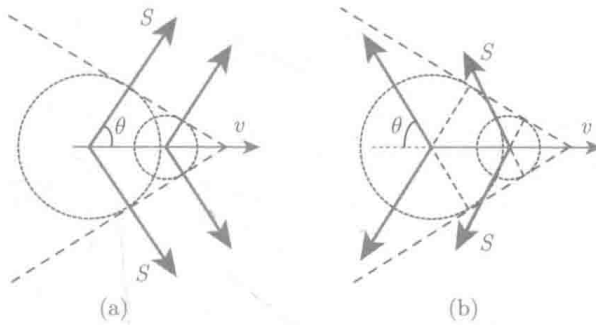


图 1.4 右手材料 (a) 和左手材料 (b) 中的 Cherenkov 辐射 [16]

4. 反常 Doppler 效应

Doppler 效应 [15] 是指, 在普通介质中, 当波源和探测器互相接近时, 观察到的振动频率高于波源实际频率; 而当两者互相远离时, 观察到的振动频率小于波源实际频率。然而, 由于左手材料当中传播的电磁波相速度与群速度方向相反, 因此这一现象在左手材料当中将表现为相反的行为, 即出现反常 Doppler 效应 [2,13,14,16]。利用该效应实现宽频带 GHz 电磁脉冲发生器的研究已有报道 [17]。

1.2 左手材料的实现

由于自然界中不存在介电常数和磁导率同时小于零的物质, 因此在很长的时期内 Veselago 教授所提出的左手材料都仅被视为一种理论假设, 其相关研究基本处于停滞状态。然而, 科学的发展不会永远止步不前。英国伦敦帝国大学的 Pendry 教授于 1996 年和 1999 年发表理论研究论文, 分别提出了实现低频负有效介电常数和负有效磁导率的金属线 (wire) [18] 及开口谐振环 (split ring resonator, SRR) [19] 周期性人工材料模型, 使实现左手材料成为可能。随后, 美国加州大学圣迭戈分校 Smith 课题组通过金属铜线及 SRR 阵列的复合首次实现了左手材料 [20], 并在不久之后通过棱镜样品成功验证了微波波段左手材料的负折射行为 [21]。以下将分别介绍实现负有效介电常数及负有效磁导率的理论模型及方法。

1. 负有效介电常数

图 1.1 给出的自然中介电常数小于零的情况并不罕见, 等离子体 (plasma) 就是一例 [22]。具体来说, 等离子体介电常数随频率 ω 色散的关系可表达为 $\epsilon(\omega) = 1 - (\omega_p^2/\omega^2)$, 其中 ω_p 为等离子体频率。可以看出, 当 $\omega < \omega_p$ 时, 其介电常数为负值。

电磁波作用下的金属表现出等离子体行为, 且其等离子体频率可表达为 [18]

$$\omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_{\text{eff}}} \quad (1-7)$$

其中, n_e 为电子数密度, e 为电子电量, m_{eff} 为电子有效质量, ϵ_0 为真空介电常数。通过代入具体数值可以看到, 一般金属的等离子体频率 ω_p 在紫外光波段。例如, 金属铝的等离子体频率 ω_p 约为 3.6×10^{15} Hz, 即在低于其该频率的电磁波段, 金属铝具有负的介电常数。然而, 通过分析可以发现, 随着频率的降低, 金属的介电常数将迅速减小而呈现绝对值很大的负值, 且其损耗也将随频率降低而迅速增大。如何获得可控的负介电常数, 是 Pendry 教授所提出的金属线阵列模型的主要意义所在。

由式 (1-7) 可以看出, 要控制金属等离子体频率, 可通过控制其系统内的电子有效数密度及电子有效质量来实现。半径为 r 的金属线按照一定晶格 a 形成的阵列如图 1.5 所示, 可以得到其电子的有效数密度为

$$n_{\text{eff}} = \frac{\pi r^2}{a^2} n_e \quad (1-8)$$

另外, 由于自感效应的存在, 金属线阵列的电子有效质量可表示为

$$m_{\text{eff}} = \frac{\mu_0 \pi r^2 e^2 n_e}{2\pi} \ln(a/r) \quad (1-9)$$

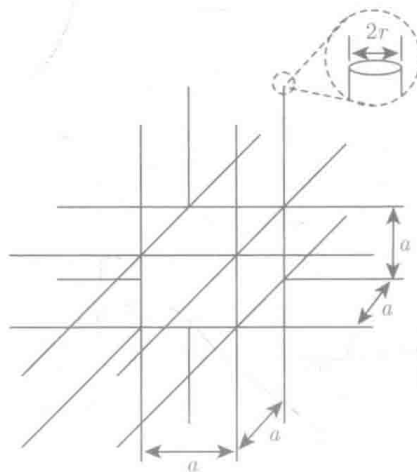


图 1.5 金属线阵列模型^[18]

可以看到, 金属线阵列的电子有效数密度及电子有效质量均是结构参数 r 及 a 的函数, 因此其等离子体频率也必将受到结构参数的调制。在 1996 年发表的论文当中, Pendry 等预言半径为 $1\mu\text{m}$ 、晶格常数为 5mm 的金属铝线阵列等离子体频率将降低至 8.2GHz , 从而为微波左手材料负有效介电常数部分的实现提供了理论基础。这一理论预言很快得到了实验的验证^[23]。