

http://www.cip.com.cn/ ISBN 7-04-026394-9

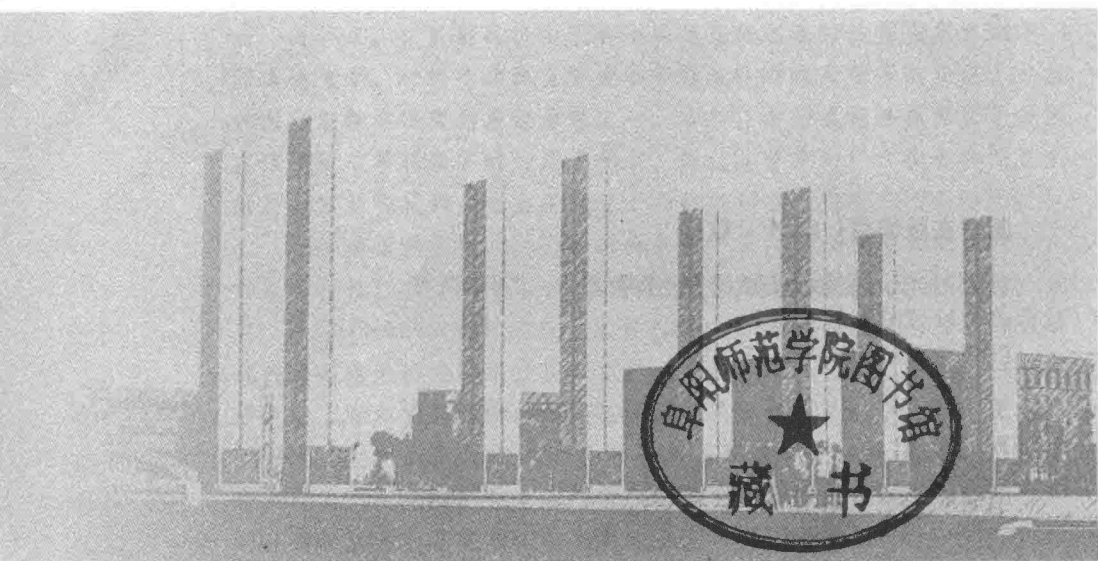
负折射光子晶体的基础研究

王燕 著

FUNDAMENTAL RESEARCH OF PHOTONIC
CRYSTAL WITH NEGATIVE REFRACTION

高等教育出版社

负折射光子晶体的基础研究



王燕 著

FUNDAMENTAL RESEARCH OF PHOTONIC
CRYSTAL WITH NEGATIVE REFRACTION

高等教育出版社·北京

图书在版编目(CIP)数据

负折射光子晶体的基础研究/王燕著.--北京:高等教育出版社,2015.2

ISBN 978-7-04-041674-9

I. ①负… II. ①王… III. ①光学晶体-研究 IV. ①O734

中国版本图书馆CIP数据核字(2014)第295123号

策划编辑 王超 责任编辑 王超 封面设计 李卫青 版式设计 于婕
插图绘制 杜晓丹 责任校对 李大鹏 责任印制 朱学忠

出版发行	高等教育出版社	咨询电话	400-810-0598
社 址	北京市西城区德外大街4号	网 址	http://www.hep.edu.cn
邮政编码	100120		http://www.hep.com.cn
印 刷	北京鑫海金澳胶印有限公司	网上订购	http://www.landrac.com
开 本	787mm×1092mm 1/16		http://www.landrac.com.cn
印 张	8.5	版 次	2015年2月第1版
字 数	120千字	印 次	2015年2月第1次印刷
购书热线	010-58581118	定 价	39.00元

本书如有缺页、倒页、脱页等质量问题,请到所购图书销售部门联系调换

版权所有 侵权必究

物料号 41674-00

前 言

近年来,负折射材料由于其不同寻常的电磁特性在应用电磁学、固体物理学、材料科学和应用光学等领域获得越来越多的关注,是当前国际电磁学研究的前沿课题之一。本书作者希望能够根据自己多年在该领域从事科研实践的成果积累,通过此著作向广大读者介绍负折射材料发展现状和二维负折射光子晶体的制备及实验的相关知识。

与普通材料相比,负折射材料具有一系列完全相反的电磁特性,如双负特性、左手特性、后向波特性和负折射特性、反常 Doppler 效应、反常 Cerenkov 辐射效应、反常 Goos-Hanchen 位移效应等。作者所在的课题组是国内较早开展负折射光子晶体材料研究的单位之一,课题组对二维负折射光子晶体的样品设计、制备和反常效应等方面进行了研究,为了让更多的学者了解和参与到负折射光子晶体的研究中来,作者把在读博期间的多年研究积累以专著的形式出版,力争为我国在负折射光子晶体领域的发展起一定的促进作用。

本书作者在文字上力求简洁易读,清晰流畅,注重理论与实践相结合。本书第 1 章,较为详细地介绍了负折射材料的研究现状。第 2 章介绍了光子晶体的基本理论及 RSoft 仿真。第 3 章介绍了二维负折射光子晶体样品设计及组件制作。第 4 章及第 5 章分别介绍了光子晶体反常 Doppler 效应实验平台的设计方案及实验结果。

本书的研究工作得到了国家自然科学基金项目(项目批准号:61308096)、省部级基金(项目批准号:GJJ12202、2011ZBAB215036)、江西省光电子与通信重点实验室和江西师范大学物理与通信电子学院微纳材料与传感工程实验室的资助,在此表示由衷的感谢。

限于作者的学识和水平有限,成书的时间也很仓促,书中难免有欠妥之处,敬请读者和有关专家提出宝贵意见,以便今后修改和提高。

作者

2013 年 12 月

目 录

第 1 章 绪 论	1
§ 1.1 负折射材料的研究现状	1
§ 1.1.1 负折射材料的反常特性	2
§ 1.1.2 负折射现象的实验表征方法	6
§ 1.1.3 负折射材料的实验研究进展	8
§ 1.2 本书的选题背景及意义	14
§ 1.3 本书的内容安排	15
§ 1.4 本书的特色	16
第 2 章 光子晶体的基本理论及 RSoft 仿真	17
§ 2.1 光子晶体的基本知识	17
§ 2.1.1 光子晶体的概念	17
§ 2.1.2 光子晶体的分类	18
§ 2.1.3 光子晶体的基本特性	19
§ 2.2 光子晶体的理论研究方法	20
§ 2.2.1 平面波展开法	22
§ 2.2.2 时域有限差分法	24
§ 2.3 RSoft 软件仿真光子晶体的过程	30
§ 2.3.1 RSoft 仿真软件简介	30
§ 2.3.2 光子晶体波导仿真过程	31
§ 2.4 本章小结	41
第 3 章 二维负折射光子晶体样品设计及组件制作	42
§ 3.1 实验用二维负折射光子晶体样品的设计	42
§ 3.1.1 负折射光子晶体的理论设计依据	42
§ 3.1.2 实验用二维负折射光子晶体样品的理论设计过程	44
§ 3.2 二维负折射光子晶体样品的制备	48
§ 3.3 实验用光子晶体组件的制作	51
§ 3.4 本章小结	54

第 4 章 光子晶体反常 Doppler 效应实验平台的设计	55
§ 4.1 Doppler 效应原理及应用	55
§ 4.2 反常 Doppler 效应实验的光路设计原理	56
§ 4.2.1 马赫-曾德尔干涉仪原理	57
§ 4.2.2 光路设计原理 (从 Doppler 效应的角度分析)	58
§ 4.2.3 光路设计原理 (从光程的角度分析)	63
§ 4.3 实验系统所需装置	65
§ 4.3.1 光路系统	66
§ 4.3.2 扫描控制系统	68
§ 4.3.3 数据采集系统	76
§ 4.4 实验控制程序的总体设计方案	81
§ 4.5 本章小结	83
第 5 章 负折射光子晶体反常 Doppler 效应的实验验证	85
§ 5.1 正常 Doppler 效应实验	85
§ 5.1.1 正常 Doppler 效应实验系统	85
§ 5.1.2 632.8nm 波长的正常 Doppler 效应实验结果	87
§ 5.1.3 10600nm 波长的正常 Doppler 效应实验结果	94
§ 5.1.4 不同电机驱动的电移台的实验测试	96
§ 5.2 光子晶体的负折射实验结果	101
§ 5.3 负折射光子晶体的反常 Doppler 效应实验	103
§ 5.3.1 光子晶体反常 Doppler 效应实验结果	103
§ 5.3.2 光子晶体反常 Doppler 效应实验的问题讨论	111
§ 5.4 本章小结	112
第 6 章 总结及展望	113
参考文献	115
致谢	127

第1章 绪论

近年来,新的合成原理和微米、纳米制造技术的发展使得构造自然界不存在的超常物理特性介质的结构或复合人工介质成为可能,这种新型的材料称为负折射材料,它是通过在传统的介质材料中嵌入某种几何结构的单元,构造出自然介质不具有的新型电磁特性的人工材料^[1-18]。迄今为止,人们所使用的各类功能材料都是建立在自然介质物理性质的改进和提高上。随着介质制备技术水平的不断改进与提高,对自然介质各种性质和功能的进一步发掘与利用的潜力空间逐渐缩小并趋于极限,因此负折射材料思想的提出无疑会对新介质的设计与开发带来新的机会。负折射材料是电磁学理论发展史上的重要事件,为经典电磁理论开辟了崭新的研究空间,其重大的科学意义及巨大的应用前景对未来的卫星通信、移动通信、雷达、武器、微电子、超声波成像和医学成像等将产生极为重要的影响。左手材料^[19-63]、LC网络^[64-77]和光子晶体^[78-111]虽然同属负折射材料范畴,但各自所涉及的物理机理大相径庭。近年来,负折射材料引起了学术界的广泛关注,如负折射材料被美国《Science》杂志评为2003年的十大科技突破之一,2006年基于负折射材料思想设计的梯度超介质实现电磁波隐形又被美国《Science》杂志评为十大科技突破之一,2007年世界上最大的出版公司 Elsevier 发行了新期刊《Metamaterials》。

本章介绍了负折射材料的研究现状,包括负折射材料的特性、负折射现象的实验表征方法及负折射材料的实验研究进展,说明了本书的选题背景、研究意义、本书的内容安排及本书的特色。

§1.1 负折射材料的研究现状

负折射材料不同于自然界存在的或普通的人工合成材料,是一类在一定的频段下同时具有负磁导率 μ 和负介电常数 ε 的材料,对电磁波的传播形成负的折射率。1968年,苏联科学家 V. G. Veselago 首先详细研究了负折射材料^[1]的独特性质。该理论认为光(或微波)穿过负折射材料时将射向与斯涅耳(Snell)定律不同的方向。断言平面电磁

波在一个同时具有负 ε 和负 μ 的介质中传播时其相位的传播方向将与能量的传播方向相反。

电磁波在介质中的传播行为是由其 μ 和 ε 决定。一束平面波在各向同性均匀介质中传播时,假设其波矢为 \mathbf{k} ,频率为 ω ,则由 Maxwell 方程组

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

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1-2)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H} \quad (1-3)$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E} \quad (1-4)$$

可以得到电磁场矢量 \mathbf{E} 、 \mathbf{H} 和波矢 \mathbf{k} 之间的关系

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E} = \frac{\omega}{c} \mu \mathbf{H} \quad (1-5)$$

$$\mathbf{k} \times \mathbf{H} = -\frac{\omega}{c} \varepsilon \mathbf{E} \quad (1-6)$$

这结果不是从波方程得到,因在无源情况下该方程保持不变,而是从单独的 Maxwell 旋度方程得出的。在一般介质中,当 μ 和 ε 同时为正值时,电场旋度方程为电场强度 \mathbf{E} 、磁场强度 \mathbf{H} 和波矢 \mathbf{k} 三者的方向提供了明确的右手规则(右手握拳,四指的方向为由 \mathbf{E} 转到 \mathbf{H} ,则拇指指向的方向就是 \mathbf{k} 的方向,并垂直于 \mathbf{E} 和 \mathbf{H} 确定的平面),而当 μ 和 ε 同时为负值时,波矢量方向与能量方向相反, \mathbf{E} 、 \mathbf{H} 、 \mathbf{k} 形成左手规则,也即 \mathbf{k} 指向 $-(\mathbf{E} \times \mathbf{H})$ 的方向。这时电磁波在负折射材料中的传播会发生一系列有趣的现象。

§1.1.1 负折射材料的反常特性

首先来看负折射材料中电磁波能量的传播,即群速度的方向。这个方向由 Poynting 矢量($\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$)决定,在常规材料中,如图 1.1 左所示, \mathbf{k} 和 \mathbf{S} 总是同方向,即相速和群速方向是一致的。但在负折射材料中,如图 1.1 右所示,这两个方向却正好相反,因此负折射材料又被称为“负群速度材料”。

负折射现象是负折射材料最直观的特性,如图 1.2 所示。折射率是描写介质光学性质的一个重要参量。在光的电磁理论中,折射率定义为 $n = \sqrt{\varepsilon \mu}$,这里 ε 和 μ 分别是介质的介电常数和磁导率。对于一般的光学材料,如玻璃,在光学频段,介电常数是一个大于 1 的实数,而因一般光学材料不具有磁性,磁导率基本为 1,所以折射率是一个大于 1

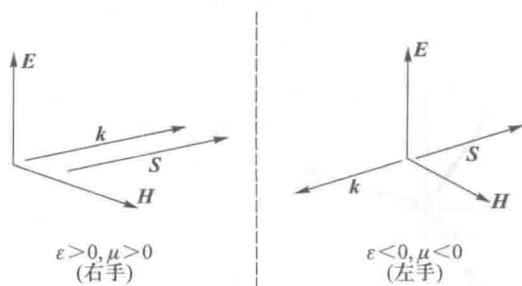


图 1.1 相速与群速方向示意图

的实数。如果单从电磁波方程 $\nabla^2 E + (\omega^2 n^2 / c^2) E = 0$ 来看, 折射率取正号和取负号都是容许的, 但实际上, 折射率的符号并不任意, 而是要受到物理要求的限制。对于负折射材料, 电磁波仍满足此波动方程, 但折射率必须取为负的。折射率可写成 $n = \sqrt{\epsilon} \sqrt{\mu}$, 如果 $\epsilon < 0, \mu < 0$, 则 $n < 0$ 。所以当电磁波经过常规材料与负折射材料界面的时候, 会有令人吃惊的事情发生。电磁波从介质 1 射向介质 2, 在界面处要满足 Maxwell 方程的边界条件:

$$\begin{aligned} E_{t1} &= E_{t2}, & H_{n1} &= H_{n2} \\ \epsilon_1 E_{n1} &= \epsilon_2 E_{n2}, & \mu_1 H_{t1} &= \mu_2 H_{t2} \end{aligned} \quad (1-7)$$

这里 t 代表平行于界面的分量, n 代表垂直于界面的分量。当 1, 2 两种介质都是常规材料时, 如图 1.2(a) 所示, 入射电磁波从介质 1 射向介质 2, 在界面处折射光满足我们熟悉的 Snell 定律 $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$, 折射光线与入射光线分居在界面法线的两侧, 且折射光线的能流 S 与波矢 k 方向一致; 而在图 1.2(b) 中, 入射光进入第二介质(负折射材料)后, 折射光的偏折方向与入射光在界面法线的同一侧, 折射光线的能流 S 与波矢 k 反向平行。此时将 Snell 定律做一推广, 但 $\theta_2 < 0, n_2 < 0$, 这种情况也能符合 Snell 定律的形式。因此负折射率材料又称 NIR (Negative Index of Refraction) 介质。

反常 Doppler (多普勒) 效应^[1] 是负折射材料的一个重要特性。Doppler 效应是奥地利物理学家及数学家多普勒于 1842 年在他的文章“on the colored light of double stars”中首先提出来的。该效应是指当波源与观察者的相对位置发生变化的时候, 观察者接收到的波的频率会发生变化的现象。在常规介质中, 当观察者朝波源运动时, 观察者所观察到的频率要高于波源振动的频率, 而当观察者离开波源运动时, 观察者接收到的频率将降低, 这即正常 Doppler 效应, 如图 1.3(a) 所示。

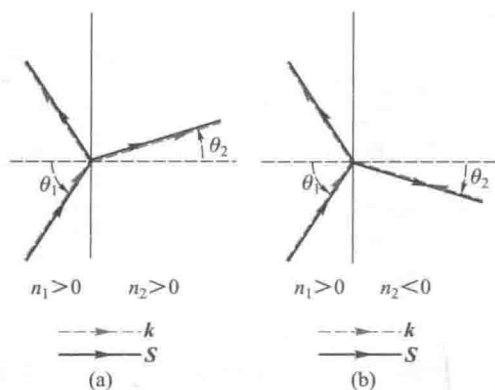


图 1.2 折射现象(a:正常,b:反常)

在负折射材料中所观测到的频率变化与常规介质中的效应相反。在负折射材料中,同样当观察者朝波源运动时,观察者所观察到的频率要低于波源振动的频率,这即反常 Doppler 效应,如图 1.3(b)所示。

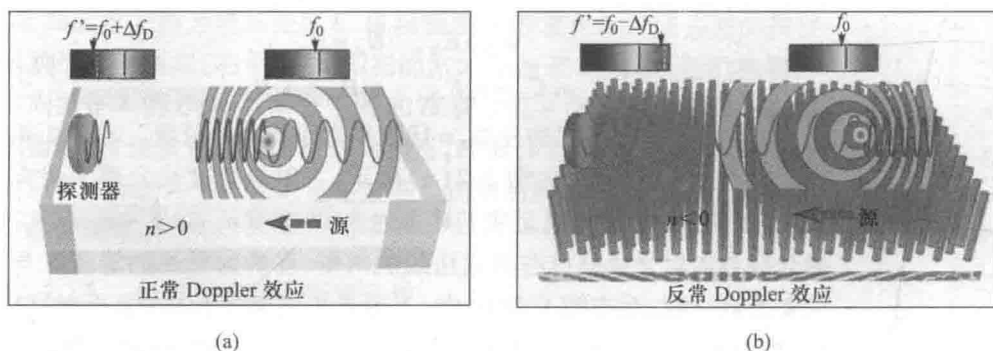


图 1.3 Doppler 效应示意图

反常 Cerenkov(切伦科夫)辐射效应是负折射材料的又一重要特性。根据电动力学理论,在真空中,匀速运动的带电粒子不会辐射出电磁波,而当带电粒子在介质中匀速运动会在其周围诱导出电流,而在其路径上形成一系列次波源,分别发出次波。如果粒子速度超过介质中的光速,这些次波相互干涉,从而辐射出电磁场,称为 Cerenkov 辐射。正常材料中,干涉后形成的波前是一个锥面,电磁能量沿此锥面法线方向辐射,是向前辐射,形成一个向后的锥角,能量辐射方向与粒子运动方向夹角 θ 满足 $\cos\theta = c/nv$,其中 v 是粒子的运动速度。但在负折射材

料中,能量传播方向与相速传播方向相反,因而辐射将背向粒子运动方向发出,辐射方向形成一个向前的锥角,这就是反常 Cerenkov 辐射。图 1.4 示意了这两种情况下的 Cerenkov 辐射情形。J. Lu 等详细讨论了负折射材料的反常 Cerenkov 辐射效应^[19]。

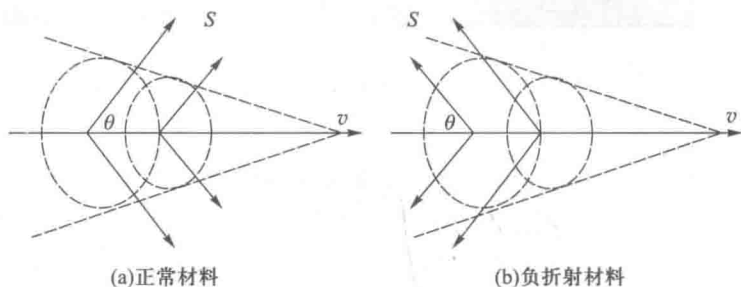


图 1.4 Cerenkov 辐射的示意图

反常 Goos-Hanchen(古斯-汉欣——GH)位移效应是负折射材料的另一重要性质。众所周知, GH 位移最早在 1947 年被提出,其描述的是在全反射过程中,反射光会经历一个侧向位移,而非几何光学指出的反射点出射。GH 位移的产生是由于实际的入射光都不是理想的单色平面波,都具有一定的空间谱宽,它们指向同一入射点,但入射角有一定宽度产生的。把入射光分解成一系列的单色平面波,每个平面波分量都具有与其他分量稍微不同的波矢切向分量。这样在经历全反射时,每个平面波分量都会获得与其他分量稍微不同的相移。这些反射的平面波分量再合成以后,就组成了实际的反射光束。反射光束强度的最大值就与入射光强度的最大值之间会有段横向偏移,这就是 GH 位移。根据这个结果,我们不难理解平面波全反射时发生的相变根源在于 GH 位移,这是光波的空间位置变化引起的光波相变,我们不会感到陌生。图 1.5 所示为光波在正常与反常介质中的 GH 位移示意图,很明显在正常介质中由于在不同介质界面的正常折射使得 GH 位移是沿 x 轴正向,而在负折射材料中,此 GH 位移方向正好相反。

负折射材料的另一个有趣的特性是“完美透镜”,如图 1.6 所示。J. B. Pendry 从理论上证明负折射材料构成的薄片可当作完美透镜^[20],与普通透镜成像有很大不同。完美透镜是平行板结构,易加工制作,其物理原理可简单描述如下,考虑一个点源置于负折射介质平板前,点光源辐射出的电磁波包含两种成分:第一种为传播波,可传播到远场区

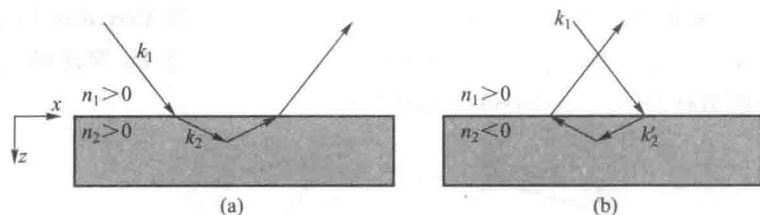


图 1.5 GH 位移示意图(a:正常 b:反常)

区域,第二种为倏逝波,将随距离的增加而指数衰减,无法传播到远场区域,只能局域在物点附近。传统的光学透镜的焦平面位于物点光源的远场区域,只能接收到传播波信号,而不能接收到倏逝波信息,因此成像的分辨率总有一个可以和波长相比拟的极限,称为衍射分辨率极限。而平板负折射材料透镜将不会丢失这些信息,其关键是对物体精细结构所发射的倏逝波可进行放大或恢复,当倏逝波透过平板材料时其幅度不是衰减而是放大的,因此透过平板负折射材料透镜聚焦成的像包含传播波和倏逝波,像的分辨率要高于波长尺度的限制,比传统透镜成像更加完美。“完美透镜”虽然可以实现亚波长的分辨率,但是实现的条件相当苛刻。若要实现“完美”聚焦效果,“完美”透射且无反射产生,不仅要求负折射材料的折射率 n_L 与常规介质的折射率 n_R 满足条件 $n_L = -n_R$,而且其本构关系必须满足 $\epsilon_L = -\epsilon_R, \mu_L = -\mu_R$,这个条件比 $n_L = -n_R$ 的约束条件更加严格,这就是完美透镜难以实现的重要原因之一。而且由于负折射材料是色散介质,必然存在损耗,吸收损耗和耗散的存在极大地影响了完美透镜的效果。

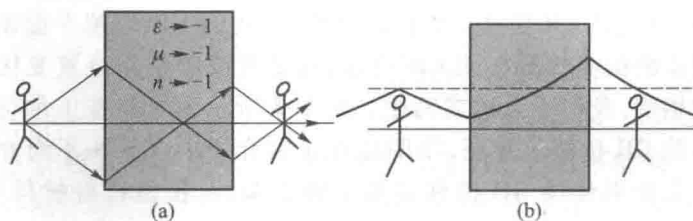


图 1.6 完美透镜成像(a:远场 b:近场)

§1.1.2 负折射现象的实验表征方法

负折射材料的研究过程并不是一帆风顺的,在其早期研究中,也有人提出反对意见。2002年 P. M. Valanju 等人发表文章质疑负折射材料

存在的合理性^[21],认为负折射材料的存在违反了因果定律和群速不可能超过光速这两个物理量的限制。国际上随即有不同的研究小组对此作出反驳,J. A. Kong 等指出能量传播方向应是通过计算各处的 Poynting 矢量的方向来决定,并通过理论推导得出 Poynting 矢量的方向确实朝负方向折射^[22];J. B. Pendry 等人也从群速原始定义出发,得出群速是沿负方向折射的结论^[23];R. W. Ziolkowski 通过时域仿真的结果发现电磁波在负折射材料中的传播特性符合因果定律,电磁波束入射到常规介质/负折射材料交界面时将经历很长的延时才向负方向偏折^[24]。但到目前为止,有关负折射材料是否存在的争论已经结束,越来越多的理论研究及实验进展都充分表明负折射材料是确实存在的。为判断所设计制备的材料是否具有异向传输特性和推导负折射率,有以下几种实验表征方法:

(1) 棱镜折射法。如图 1.7(a)所示,将样品加工成直角三角形棱镜形状,使入射波垂直于棱镜的一条直角边入射,进入棱镜内部的电磁波方向不发生改变。在棱镜斜边处,入射波按一定角度发生折射。对于常规介质,由于折射率大于零,折射波和入射波会在法线的两侧,而对于负折射材料的折射波和入射波则会在法线的同一侧。

(2) 波束位移法。如图 1.7(b)所示,将样品加工成平行四边形的形状,入射波从介质 1 中以一定角度倾斜入射到介质 2 上,在平板前后界面处发生两次折射后,其透射波束将平行于入射波束,相对于入射波束有一个位移,通过测量出射波束相对入射波束的位移来验证其折射率特性。

(3) T 型波导法。如图 1.7(c)所示,把样品加工成 L 型形状,在拐角处加工成 45°角的切面。把样品放入到 T 型波导中,电磁波从端口 1 进入,在波导中传播一段距离后入射到空气与负折射材料交界面处发生折射,通过对比端口 2 和 3 的出射功率,可确认电磁波经过空气/负折射材料交界面后是否发生了负折射现象。棱镜折射实验由于测量直角三角形棱镜在横向尺度上的厚度不一致,易被质疑波束偏向负角度方向,这是由于介质厚度不同所产生的。T 型波导法排除了棱镜折射实验中损耗因素对测量结果的影响,因负折射材料在 T 型波导两个出射端口的长度相同,经历的损耗程度一样。

(4) 波束聚焦法。如图 1.7(d、e、f)所示,把样品分别加工成平行平板、凸透镜、凹透镜形状。由图知平行平板可实现聚焦功能,在平板内部和外部均有聚焦;与由常规介质构成的凸透镜/凹透镜分别对电磁波具有聚焦和发散的功能相反,负折射材料构成的凸透镜和凹透镜具有“逆聚焦”和“逆发散”现象。

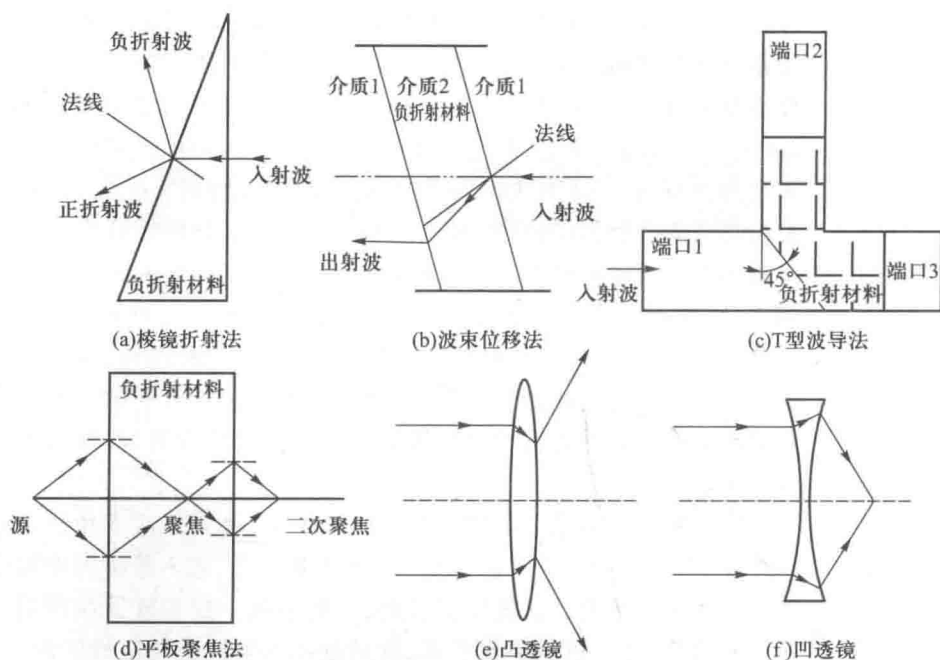


图 1.7 负折射现象实验表征方法原理图

§1.1.3 负折射材料的实验研究进展

目前广泛研究的负折射材料包括左手材料、LC 网络、光子晶体等，以下对其各自的实验研究进展进行阐述。

1. 左手材料

左手材料的基本物理机理是等效介质理论。当构成左手材料的基本谐振单元相互间的距离相对波长很短时，大量的单元可以呈现出整体的电磁效应，在这种情况下可定义等效 ϵ 和 μ 来描述电磁波的总体运动情况。在最近的几年里左手材料在理论和实验上都获得了突破。

在 1996—1999 年间，英国皇家科学院的 J. B. Pendry 等人相继构造出了由周期性排列的细金属棒 (Rod) 阵列和金属开口谐振环 (SRR) 组成的人工介质^[25-27]，通过调整 Rod 及 SRR 周期性尺寸及其大小，在微波频段相重叠的区域内实现负等效 ϵ 和 μ 。左手材料自其提出以来一直是一种假说，在美国加州大学圣地亚哥分校 (UCSD) 的 D. R. Smith 等人^[28-36] 将其实现以后才迎来了这个领域的研究热潮。D. R. Smith 等人根据 J. B. Pendry 的理论模型^[37-39]，通过周期排列使外部电场和磁场在金属结构上的感应电流同时起作用，并使其等效 ϵ 和 μ 均服从 Drude 模型关系，制成了世界上第一块左手材料，据功率透射实验结果

推断频率范围为 4.7 GHz ~ 5.1 GHz 之间的频段等效 ε 和 μ 同时为负值。2001 年, D. R. Smith 等人的“棱镜折射实验”^[40], 所用试物不是一种材料, 而是一个经仔细设计的独特的系统。采用 PCB 电路板印制技术, 将方环结构 SRR 印制在 PCB 一侧, 而将 Rod 印制在 PCB 电路板另一侧, 将 PCB 板通过切割和组合构造二维的 Smith 结构左手材料如图 1.8(a) 所示。待测样品单元尺寸 5 mm, 整体厚度 1.2 cm, 入射源采用 10.5 GHz 的微波, 微波波长 2.8 cm, 所以对此入射源可以认为样品是“均匀”的。利用图 1.8(b) 所示的实验装置, 将被测样品置于两块圆形铝板(直径 30 cm)之间, 板距 1.2 cm, 粗黑箭头表示来波方向和折射方向, 探测器安装在可旋转的架子上(1.5°)步进。首次从实验上证明了电磁波斜入射到左手材料和常规介质的分界面时, 折射波的方向与入射波的方向处在分界面法线的同侧, 首次实验证明左手材料的存在, 其实验结果如图 1.8(c) 所示。实验测量了探测器接收到的能量和角度的关系, 角度 0° 处表示棱镜斜边法线的方向, 正角度方向为偏向钝角的方向, 负角度方向为偏向锐角的方向, 所测 Teflon 材料棱镜的折射角度为 27°, 其折射率为 1.43, 而 Smith 左手材料的折射角度为 -61°, 其折射率为 -2.76。

也有其他研究者用棱镜折射实验来判断负折射现象, 如 C. G. Parazzoli 等^[41] 将左手材料放置在开放空间中进行测量, 采用喇叭口天线发射和接收电磁波信号, 用 12.6 GHz 的微波通过棱镜折射实验, 计算所得折射率为 -1.05。浙江大学电磁科学院研究小组也进行了左手材料的棱镜实验^[42]。

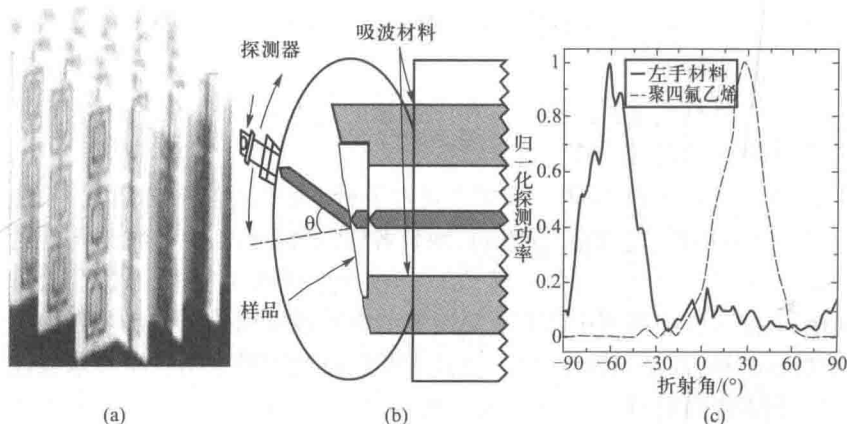


图 1.8 Smith 结构棱镜样品、实验装置及结果图

J. B. Pendry 在 2000 年进一步指出左手材料平板除了能恢复传输波的相位^[20]以外,还能对倏逝波的幅度进行恢复,由此可实现完美透镜。由于源发出的波由两部分组成,一部分是传输波,相位随着传输的距离而变化,而幅度不变;另一部分是倏逝波,幅度随着传输的距离呈指数衰减,普通的光学透镜不能使倏逝波恢复,这部分信息随着传输的距离被损失掉了,而倏逝波经过左手材料却能使幅度增大,从而在成像处的幅度与源处的幅度相同。因此,负折射材料平板^[43-49]所成的像的分辨率能够达到一个波长的精度,这是现有的光学透镜无法达到的。

A. A. Houck 等^[50]构造了能够在两维方向上测量电磁波平面分布状况的实验装置,测量到左手材料前后一个区域内的电磁波束的能量分布状况,通过棱镜折射实验观察到了明显的负折射波束,并且观察到了一个点源透过左手材料平板后的能量汇聚现象,证明了左手材料平板聚焦的可能性。B. I. Popa 等人^[51]通过左手材料内部场的直接测量验证了左手材料中能量方向和相速度方向相反的特征,并直接测量验证了无源左手材料中的倏逝波放大的特性。

由中国浙江大学电磁科学院研究小组在左手材料平板波导中利用图 1.9 所示装置实验验证了对 Smith 结构左手材料高斯波束位移测量^[52-54]。

由中国浙江大学电磁科学院研究小组建立的 T 型波导实验^[55]是一种验证左手材料较好的方法,能够排除损耗因素的影响。用 HP8722ES 矢量网络分析仪测出频率为 9.73GHz(对应折射率为-1)时 T 型波导端口 2 和端口 3 的输出功率。实验结果表明输入功率在交界面上被左手材料折了 90°,即相对法线折了-45°,从而证实了该左手材料的负折射特性。

左手材料凸透镜的逆聚焦和凹透镜的逆发散现象,由于受单元长度的限制还难以从实验上得到验证。

左手材料的构造、设计和加工是左手材料研究的重要内容之一,性能良好(低损耗、宽频带、固态的、均匀各向同性)的左手材料结构是世界各国科研工作者的研究目标^[56-62]。在左手材料的实现形式方面,目前的大部分样品都是由印有金属图案的电路板排列成蜂窝状或者中空的层状结构,样品易碎不实用,浙江大学的研究人员采用热压技术实现了全固态左手材料^[63]。通过人工构造的左手材料存在结构复杂、难于加工、工作频带较窄、损耗较高和不宜推广到光波段等缺点。

2. LC 网络

2002 年,G. V. Eleftheriades 提出了基于电感电容(LC)网络结构实

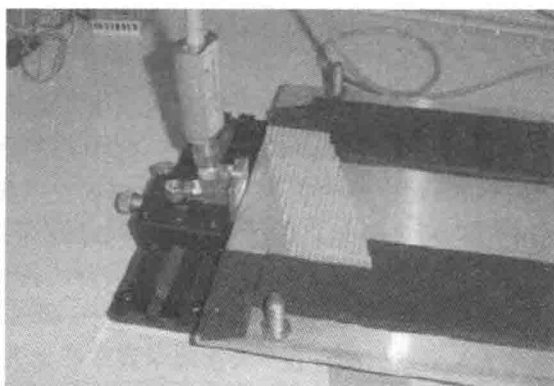


图 1.9 高斯波束位移实验装置

现负折射的新方案^[64]。LC 网络是这样一类传输线：当电磁波在该传输线中传播时，在某个频率范围内其传播特性呈现“负折射率特性”——等效 ϵ 和 μ 同时为负值，电场、磁场、波矢量遵从左手定则；而在其他频率范围内呈现“右手特性”——等效 ϵ 和 μ 同时为正值，电场、磁场、波矢量遵从右手定则。由于传输线结构本身具有损耗低及结构上的连续性特点，使微带线构成的 LC 网络在带宽和损耗方面都远远超过由负介电常数和负磁导率结构复合而成的左手材料。T. Itoh 等从传输线理论角度，提出重构电路结构实现异向特性的理论和实验^[65]。由串联电容和并联电感的高通传输线基本单元构成的一维、二维或三维周期阵列结构实现，其基本思想是将常规低通传输线基本单元——串联电感和并联电容的连接方式对偶交换，产生的高通传输线的等效 ϵ 和 μ 同时为负。因此从某种意义上讲，LC 网络是左手材料的微带线实现形式。LC 网络的基本物理机理是集总传输线理论，其色散曲线存在带隙和负的斜率，其工作机理是后向波传播特性，电磁特性相对单一。

很多的研究者进行过很多的理论研究工作证实在特定的色散介质中可以产生反常 Doppler 效应，但在实验上难以实现。直到 2003 年，在《Science》上报导了由 N. Seddon 和 T. Bearpark 采用 LC 网络首次从实验上证明了反常 Doppler 效应的存在^[66]。

LC 网络^[67-76]的负折射效应与次波长成像在实验上均得到了验证，2004 年《Science》对此专门发表了评论^[77]：“如果频率能够做到核磁共振成像的工作频率（20MHz），病人在 1m 以外的区域仍然可以得到超级分辨率的医学成像，这将给现有的仪器带来一个重大的突破。”