



(12) 发明专利

(10) 授权公告号 CN 101389998 B

(45) 授权公告日 2012. 07. 04

(21) 申请号 200580031901. 6

(22) 申请日 2005. 07. 22

(30) 优先权数据

60/590, 702 2004. 07. 23 US

(85) PCT申请进入国家阶段日

2007. 03. 22

(86) PCT申请的申请数据

PCT/US2005/026052 2005. 07. 22

(87) PCT申请的公布数据

W02006/023195 EN 2006. 03. 02

(73) 专利权人 加利福尼亚大学董事会

地址 美国加利福尼亚州

(72) 发明人 戴维·R·史密斯 戴维·舒里格

安东尼·F·斯塔尔 杰克·J·莫克

(74) 专利代理机构 北京市柳沈律师事务所

11105

代理人 马高平 杨梧

(51) Int. Cl.

G02B 27/44 (2006. 01)

(56) 对比文件

US 2001/0038325 A1, 2001. 11. 08, 全文.

US 2004/0140945 A1, 2004. 07. 22, 全文.

CN 1472548 A, 2004. 02. 04, 全文.

John B. Pendry and David R. Smith.

Reversing light with negative refraction.

Physics Today. 2004, 37-43.

审查员 刘宝荣

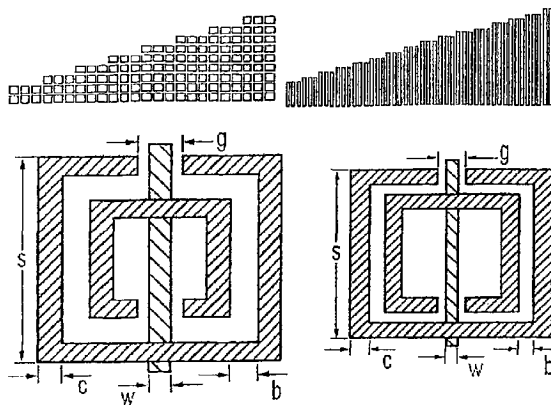
权利要求书 1 页 说明书 27 页 附图 13 页

(54) 发明名称

特异材料

(57) 摘要

一种示范性的特异材料由多个单独晶胞形成,其至少一部分相比另一部分具有不同的导磁率。所述多个晶胞的布置提供具有沿至少一个轴的梯度折射率的特异材料。该材料可用于形成例如透镜。



1. 一种具有空间变化电磁性质的人造结构复合特异材料,包括:

电介质主体,所述电介质主体支撑形成复合材料的多个元件,所述多个元件中至少一部分元件与其它元件的电或磁或电磁极化不同,其中,所述复合材料沿一个或更多轴具有空间变化的介电系数和导磁率中的一个或多个,所述导磁率的变化独立于所述介电系数。

2. 根据权利要求1所述的人造结构复合特异材料,其中,所述至少一部分所述元件的尺寸设计成沿所述一个或更多轴提供导磁率和介电系数的梯度。

3. 根据权利要求1所述的人造结构复合特异材料,其中,所述电介质主体及所述多个元件构造成多个单独的晶胞,其中,至少第一部分所述单独的晶胞的尺寸与至少第二部分所述晶胞的尺寸不同,其中,所述第一部分晶胞具有与第二部分晶胞不同的导磁率。

4. 根据权利要求1所述的人造结构复合特异材料,其中,所述多个元件和所述电介质主体布置为沿所述一个或更多轴提供空间变化的所述特异材料的所述导磁率和所述介电系数,所述导磁率与所述介电系数的比值大致保持为常数,并大致等于与所述特异材料相邻的自由空间或第二材料之一的导磁率与介电系数的比值。

5. 根据权利要求1所述的人造结构复合特异材料,其中,所述多个元件和所述电介质主体布置为所述导磁率和所述介电系数的符号都小于零。

6. 根据权利要求1所述的人造结构复合特异材料,其中,所述电介质主体包括基板,所述多个元件包括多个裂环谐振器,至少第一部分所述裂环谐振器具有与第二部分裂环谐振器不同的尺寸。

7. 根据权利要求1所述的人造结构复合特异材料,

所述电介质主体和所述多个元件布置为提供沿至少一个轴变化的有效折射率并将入射的电磁辐射聚焦在所述特异材料上。

8. 根据权利要求1所述的人造结构复合特异材料,其中,所述特异材料包括两个大致平的相对表面,其中,所述电介质主体包括电介质基板,并且所述多个元件包括多个裂环谐振器,所述多个裂环谐振器中至少一部分裂环谐振器的尺寸与其它裂环谐振器不同。

9. 根据权利要求1所述的人造结构复合特异材料,其中,所述电介质主体包括基板,所述多个元件包括多个导体,所述特异材料进一步包括两个大致平的相对表面,并且所述电介质基板和多个导体布置成在所述相对表面的中心部分提供最大折射率 n 并且从所述中心部分径向向外提供逐渐减小的折射率 n 。

10. 根据权利要求1所述的人造结构复合特异材料,其中,

所述电介质主体支撑至少一个传导元件点阵以形成一特异材料;以及所述特异材料还包括:

嵌入所述传导元件点阵的至少一个电子元器件,所述电子元器件包括电容器、二极管、放大器、晶体管、电感、电阻中的至少一个或更多。

11. 根据权利要求10所述的人造结构复合特异材料,其中,所述至少一个传导元件点阵包括具有间隙的环谐振器,其中,所述至少一个电子元器件在所述间隙中包括电容器。

特异材料

技术领域

[0001] 本发明的领域是特异材料 (Metamaterial)。本发明的另一个领域是复合特异材料。本发明的另一个领域是透镜和光学元件。本发明的另一个领域是磁性元件。

[0002] 背景技术

[0003] 现有包括本发明人及同事等所作出的范例,其中在本文称之为特异材料的人工构造材料中获得了在常规材料中要么目前无法观察到、要么难以实现的电磁材料响应。非常规的特异材料响应的实例可在负折射率特异材料中发现,该材料在有限频带以上同时具有负介电系数 (ϵ) 和导磁率 (μ)。由于负折射率是现有材料中不可得的一种材料特征,因此负折射的基本性质成为特异材料在材料物理学中的一个关键用途。

[0004] 可通过 Drude-Lorentz (德鲁特-洛仑兹) 模型给出对材料响应的概要说明,其给出以下 ϵ 和 μ 的频散形式:

$$[0005] \quad \epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{0e}^2 + i\Gamma_e \omega}$$

$$[0006] \quad \mu(\omega) = 1 - \frac{\omega_{pm}^2}{\omega^2 - \omega_{0m}^2 + i\Gamma_m \omega}$$

[0007] 这些形式或极其近似的表达式不仅可用于描述常规材料响应,也可用于人工构造的特异材料的响应。在比谐振频率 (ω_{0e} 或 ω_{0m}) 大的频率上, ϵ 或者 μ 会具有负值。

[0008] 可设计出电或磁谐振方面没有等同的已知材料的特异材料。电和磁谐振可处于特异材料结构中的任何频率上。具体地,通过组合电和磁结构,可实现在一频带上 ϵ 和 μ 同时为负的材料。对于这种材料,由 ϵ 和 μ 乘积的平方根所确定的折射率是实数,表明这种材料对于辐射是透明的。但是,已示出当 ϵ 和 μ 都为负时,平方根的符号的正确选择是负。这样,对于 ϵ 和 μ 都是负的材料,也可表征为负折射率材料 (NIM)。

[0009] 现有技术中的特异材料包括由裂环谐振器 (split ring resonator) 阵列构成的宏观晶胞 (macroscopic cell) 的集合。这些例子在部分本发明人及同事的在先工作中描述。2001 年 3 月 16 日申请的题为 Left Handed Composite Media (左手复合介质) 的公开号为 US-2001-0038325-A1 及申请号为 09/811,376 的美国专利在此引用作为参考。

[0010] 负折射率材料的范例已证实有关负折射率材料会拥有的特征的各种理论。由于基础物理学解释总是考虑右手磁材料和正折射率,许多基础电磁学和光学原理需要重新考虑。

发明内容

[0011] 这里提供一些本发明特征的概述以强调本发明的某些方面。其它发明特征可在所附实施例的描述中找到。在本发明的一些实施例中,特异材料用于实现光学效应。这里所说的光学元件和光学效应包括对可见光波长以及对电磁波的控制。在本发明的实施例中,优化负折射率材料以生成负折射率透镜。在本发明的另一些实施例中,修改特异材料以形成衍射光学器件。在本发明的另一些实施例中,修改特异材料以形成梯度折射率光学器

件。

[0012] 在本发明的实施例中,光学器件具有可计量的效应。计量 (scaling) 可用于制造特异材料,包括在宽频 (即从低频 (RF、微波) 频率到高频 (mm、THz)) 范围内的负折射率透镜、衍射光学器件以及梯度折射率器件。本发明的负折射率特异材料透镜比正折射率透镜表现出减小的像差。作为示例实施例,本发明的一个平凹负折射率特异材料透镜,折射率值为 -0.61 ,使像差最小化。由于本发明的示范特异材料由宏观晶胞形成,并由于物理特征 (尺寸、电介质材料类型、相对位置、几何结构等) 可改变,一般而言可使其它负折射率透镜中及本发明的器件中的光学效应最优化。在 THz 及更低时该效应更容易实现,但特异材料的性质也允许在可见波长下实现光学效应。

[0013] 本发明的示范特异材料由多个宏观晶胞形成。这在光学和其它器件的形成中具有许多优势。在本发明的衍射光学器件的情况下,特异材料的表面轮廓被修正成具有更广的频率带宽 (较小色差) 和其它优势的衍射表面。特异材料的性质还可逐晶胞地修正晶胞以生成梯度折射率光学元件。梯度折射率透镜具有许多光学应用。特异材料的优势在于可根据需要特别修正折射率轮廓以提供聚焦、射束控制、射束成形或其它光学功能。由于特异材料基于宏观晶胞,可实现材料的逐晶胞地调整及有源控制。结合梯度折射构思以及可由有源电子器件或电磁器件实现的上述控制,可实现适应性的光学器件。

附图说明

[0014] 图 1(a)–1(d) 示出本发明的一种示例性特异材料的各种视图;

[0015] 图 2 示出本发明的一种示例性特异材料的特性;

[0016] 图 3 示出本发明的一种示例性特异材料的特性;

[0017] 图 4 示出本发明的一种示例性特异材料的特性;

[0018] 图 5 示出本发明的一种示例性特异材料的特性;

[0019] 图 6 示出本发明的一种示例性特异材料的特性;

[0020] 图 7 示出本发明的一种示例性特异材料的特性;

[0021] 图 8 示出本发明的一种示例性特异材料的特性;

[0022] 图 9 示出本发明的一种示例性特异材料的特性;

[0023] 图 10 示出本发明的一种示例性特异材料的特性;

[0024] 图 11 示出本发明的一种示例性特异材料的特性;

[0025] 图 12 示出本发明的一种示例性特异材料的特性;

[0026] 图 13 示出本发明的一种示例性特异材料的特性;

[0027] 图 14 示出本发明的一种示例性特异材料的特性;

[0028] 图 15 示出本发明的一种示例性特异材料;

[0029] 图 16 示出本发明的一种示例性特异材料;

[0030] 图 17(a)–17(b) 示出本发明的一种示例性特异材料的特性;

[0031] 图 18 示出本发明的一种示例性特异材料的特性;

[0032] 图 19 示出本发明的一种示例性特异材料的特性;

[0033] 图 20 示出本发明的一种示例性特异材料;

[0034] 图 21 概略示出本发明的一种示例性特异材料的一个方面;

- [0035] 图 22 概略示出本发明的一种示例性特异材料的一个方面；
- [0036] 图 23 示出本发明的一种示例性模块特异材料；
- [0037] 图 24 概略示出在本发明的各种特异材料中使用的导体谐振器；
- [0038] 图 25 概略示出用于制造本发明的特异材料的示例性方法；
- [0039] 图 26 示出本发明的一种示例性特异材料的特性；
- [0040] 图 27 示出本发明的一种示例性特异材料的特性；
- [0041] 图 28 示出本发明的一种示例性特异材料的特性；
- [0042] 图 29 示出本发明的一种示例性特异材料的特性；
- [0043] 图 30 示出本发明的一种示例性特异材料的特性；
- [0044] 图 31 概略示出本发明的一种示例性特异材料的一个方面；

具体实施方式

[0045] 本发明的实施例引入极大扩展特异材料特性范围的各种新的特异材料，使得具有新的物理和光学性质，以及成为独特的电磁器件。特异材料是一种人工构造的材料，包括在一个或多个维度上构图的多个元件，每个元件在波传播方向上的物理尺寸小于入射波长或与其同量级，每个元件的结构根据所施加的电磁场表现所需的电和磁极化。在许多（但不是全部）特异材料中，这些元件由导体制成并由电介质基板支撑。这些元件的优选实施例包括直导线导体点阵和裂环谐振器点阵。

[0046] 这里所用“由电介质基板（或“主体”）支撑”中的术语“支撑”指的是广义的理解，而不局限于保持在基板的表面上。例如，导体可包含或嵌入在电介质基板内而由电介质基板支撑。这里所用的术语“电介质”和“电介质主体”广义地指电绝缘材料，其介电常数大于或等于大约 +1，优选大于 +1。电介质主体可为气体（例如空气），或可为基板（例如电介质聚合物、玻璃和石英等）。

[0047] 示例性的特异材料包括支撑同样元件例如导体的重复排列的晶胞（即，周期结构）的电介质主体。其它示例性特异材料可由设计为在介电系数、磁导率、折射率或波阻抗这样的—个或多个有效介质参数方面形成梯度的元件的非均质集合而形成。

[0048] 本发明是设计实现特殊功能的特异介质。例如，本发明的实施例是设计在折射率上体现空间变化的特异介质。本发明的其它实施例是制造特异介质的方法。本发明的实施例可在光学元件和透镜以及其它领域中得到有用的应用。可理解这里所用的术语“光学元件”和“透镜”是广义的理解，不局限于只在光波长上应用的装置。例如，“透镜”可包括可用于控制例如不在可见频率的电磁波的装置。本发明的特异介质（包括特异介质透镜）与传播中的自由空间波相互作用，不限于任何维度方向。

[0049] 通过以下示例性实施例进一步讨论和说明本发明。

[0050] A 在负折射率特异材料表面上的光栅的增强衍射

[0051] 本发明的一个方面是负折射率材料，其表面特性被优化以调整折射和衍射。已发现在正的和负的折射率材料之间的界面上与衍射光束的耦合得以增强。由于衍射光学元件实质上是构图光栅 (patterned grating)，本发明的实施例采用负折射率材料的特殊光栅作为透镜元件。光栅的设计可根据下式 1。用这种关系，负折射率光栅透镜可用常规的光学方法最优化。本发明的该实施例的一个重要好处在于采用特异材料的效率高得多，使得

可实现比现有技术现有透镜更紧凑的透镜。

[0052] 一个示范实施例包括在任何合适频率上形成并成型为设计成聚焦或者控制光或其它电磁波的光栅结构的负折射率材料。

[0053] 在负折射率特异材料光楔样本上的测量以及数值仿真表明,折射界面的不可避免的台阶——由于特异材料固有的有限晶胞尺寸造成的——可产生负折射光束之外的轮廓分明的衍射光束。衍射光束的方向与基本衍射理论一致;但是,与较高阶光束的耦合比正折射率材料的情况大得多。

[0054] 最近具有负折射率(n)的人造材料的示范开启了应用这些材料的探索,以研究新的物理学及发展新的应用。在负折射材料中预测出现如此多的奇异非凡的电磁现象,如反 Cerenkov 辐射和反 Doppler 频移,因此对于负折射率介质,甚至最基本的电磁和光学现象也必须认真地重新验证。例如,在分析 $n = -1$ 的平板的成像性质时,预计可实现超过任何正折射率光学元器件的解析度。

[0055] 制造出由两个散布的导体元件点阵组成的人造介质,并且报告其具有负的折射率。该材料组成的光楔样品,如图 1 所示,已证实为以与负折射率材料一致的方式折射微波。该介质由在两个维度上布置的传导裂环谐振器(SRR)和导线带(wire strip)组成,传导裂环谐振器在 $\sim 11.0\text{GHz}$ 到 11.5GHz 的频带上提供等效负导磁率,导线带在更大并重叠的频率范围上提供负导磁率的频带。SRR和线带都由电介质基板支撑。

[0056] 在所用样本中,5mm的晶胞尺寸大约小于自由空间波长的六分之一,使得材料可期待被有效的介质理论适当表征。但是,有限的晶胞尺寸导致不可避免的表面台阶:为实现 18.4° 的折射表面,如图 1(a)所示,特异介质表面台阶被切成每一个晶胞三个晶胞的台阶。所得表面 C 的台阶为 $\lambda/2$ 的量级。

[0057] 图 1(a) 是用于证实负折射率的特异材料光楔的示意图。如图中白线所示,该结构在两个维度上布图。图 1(b) 是示出本发明的特异材料光楔的一个晶胞的示意图。该示范性光楔由尺寸为 2.5mm 的晶胞制成,只沿所示的一个维度(即,列)成型。图 1(c) 是图 1(a) 所用的 SRR 的示意图,尺寸为 $s = 2.63\text{mm}$; $c = 0.25\text{mm}$; $b = 0.3\text{mm}$, $g = 0.46\text{mm}$; $w = 0.25\text{mm}$; 图 1(d) 是图 1(b) 的特异材料中所用的本发明的一个单元 SRR 的示意,其尺寸为 $s = 2.2\text{mm}$, $c = 0.2\text{mm}$, $b = 0.15\text{mm}$, $g = 0.3\text{mm}$, $w = 0.14\text{mm}$ 。所用的电介质基板是 0.25mm 厚的 FR4 电路板 ($\epsilon = 3.8$),铜厚度为大约 0.014mm。

[0058] 特异材料样本上的表面台阶构成光栅,该光栅将产生包括零级衍射光束在内的衍射光束。产生零级和更高级光束的条件可根据以下公知的光栅公式确定:

$$[0059] \quad \sin \theta = \frac{m\lambda}{d} + n \sin \theta_m \quad (1)$$

[0060] 其中 θ_m 是从介质侧相对于界面法线的入射角, θ 是折射角。式 1 把折射(第二项)和衍射(第一项)都考虑到了。

[0061] 引出式 1 的基本观点不能确定入射束到各种可能的出射束的相对耦合。在正负折射率材料之间,光栅衍射的平面波的理论分析预测出衍射级的增强耦合。该增强耦合可由以下论点理解。入射在周期性构图的表面上的波可耦合到任何透射和反射波,其沿界面的波矢量匹配入射波的波矢量(k_x)到对等的点阵向量内(即 $k_x + m\pi/d$, 其中 m 是整数)。这组模式包括两个传播分量——零级折射波和更高的衍射级——以及 $(k_x + m\pi/d) > \omega/c$

c 的渐逝分量。在正负折射率介质之间的表面上产生的渐逝波的反射和透射系数比在两个同样折射率符号的介质之间产生的具有大得多的幅度。在某种意义上,光栅调制引起入射光束与所有衍射光束之间的耦合,其由消散分量作为媒介。由于这些分量在正负介质间可具有非常大的幅度,入射光束与更高级之间的耦合也相应地大得多。

[0062] 为检测负折射率样本中的衍射光束性质,我们仿真一束波入射在负折射率光楔和自由空间之间的界面上,如图 3 所示。用基于有限元的电磁模式解算器中的被动解法 (driven solution) 进行这种仿真。除了该光楔被当作具有负 ϵ 和 μ 的均质材料而非 SRR 和导线阵列外,仿真的几何结构与实验中所用的类似。通过驱动 6cm 宽、1cm 高、与吸收剂排成行的通道的一端,建立有限宽度的入射光束。该吸收剂将波导向样本光楔的平表面。对于光楔样本具有光滑折射界面的情况,不论折射率是正还是负,在由 Snell 定律决定的角度上总是观察到一个折射光束 (即,非衍射光束)。

[0063] 加到正折射率光楔的表面台阶产生与光滑光楔一样的单个折射束;而加到图 2 所示负折射率光楔的表面台阶导致出现第二光束。

[0064] 图 2 是示出在负折射率光楔的台阶界面上的折射和衍射光束的场图。对于该仿真中的光楔, $\epsilon = -5.09$, $\mu = -1.41$, 使得 $n = -2.68$ 。仿真的频率是 11.5GHz。沿光楔折射面的台阶的尺寸是 15mm 乘 5mm。与实验类似,受电边界条件 (平行于页面) 约束,仿真 1cm 高 (在垂直于页面方向上) 和 6cm 宽的导向区域。与式 1 一致,折射和衍射的光束分别以 -58° 和 $+30^\circ$ 射出板。

[0065] 用在式 1 中时,图 2 所示仿真中的几何参数显示相对表面法线 -58° 的零级折射光束,以及角度取决于视在 (apparent) 光栅长度的第一级衍射光束。式 1 表明,光楔的折射率保持常数的情况下,入射光束波长的变化使第一级光束的偏转角漂移,但零级光束不会变化。这可在图 3 所示角度幂光谱 (angular power spectra) 中看出。图 3 示出以 40mm 的半径远离图 1 的台阶负折射率光楔表面的仿真角度幂光谱。每条曲线相应于不同的入射波长 (频率)。所有角度都是相对于折射表面法线。

[0066] 图 3 中不同的曲线相应于不同的入射激励频率值,在其它所有参数保持不变的情况下,该频率从 9.0GHz 变化到 11.75GHz。作为频率 (或波长) 的函数,第一级峰的峰角可用于经验地确定 d 值,其倒数作为系数代入式 1 中波长。尽管表面台阶物理尺寸为 $15 \times 5\text{mm}$, 建议为 $d \sim 16\text{mm}$, 对图 3 数据的拟合表明视在光栅台阶尺寸为 $d = 19\text{mm}$ 。该导出的 d 值在从 11.75GHz 到大约 10GHz 的频率上与所观测的仿真数据良好拟合。

[0067] 在 8.5GHz 以下,式 1 的右侧超过单位 1,衍射光束不再可能。于是可以预测衍射光束的耦合强度在该频率附近将接近零,这与仿真结果一致。图 3 的数值分析指示出入射波到零级和第一级光束的相对耦合。衍射峰比折射峰的相对大小随着波长变小而增加,直到衍射峰可主导散射光谱。在频率保持常数而表面台阶尺寸变化的情况下,类似的数值研究表明与图 3 相似的结果。

[0068] 尽管这里所述的仿真基于连续、均质的材料,人造的负折射率特异材料也可近似为连续材料。于是可以相信并期望在这种特异材料中的表面台阶会导致与均质、台阶光楔样本上的上述仿真中发现相同的衍射现象。

[0069] 上述仿真表明对于图 1(a) 所用的样本,折射率为负时,频率状态中应观察到第二光束。在最初的实验中没有报道第二光束,但在类似的实验中观察到了。由于样本的设计

细节,各板分开大致 2mm,大于 10mm(0.4 英寸)的标准 X 波段间距,造成该实验中一个变化源。

[0070] 为了进一步实验研究和明确更高级次光束的情况,我们进行作为频率的函数的由两个不同的特异材料光楔样本中的每一个传输的场的角度分散映射。其中一个样本是图 1(a) 所用的,尺寸如图 1(c) 所示。另一个光楔样本采用图 1(d) 所示新的晶胞设计。

[0071] 该实验所用装置基于已知的板形波导。通过将来自 X 波段同轴电缆-波导适配器(HP X281A)的微波耦合到板形波导的通道中,产生具有最小横向相变的入射束。对吸收器(Microsorb Technologies Inc. MTL-73)构图,使得沿光路从 0.9" 的适配器宽度逐渐扩宽,形成大约 15cm(6") 的出口光阑。该通道连接到平板半圆中心室,特异材料样本位于该室的中心。该通道的长度(同轴电缆适配器-出口光阑)为 40cm。波导检测器位于半圆板的半径上,距离样本 40cm,并能扫过接近 180 度的角度范围。

[0072] 作为控制,测量从与图 1(a) 的样本尺寸和表面台阶大小相同的 Teflon 样本折射的角度幂分布。图 3 所示的结果表明该光束如预期地折射到正角度。没有检测到其它衍射束,尽管在所示频率范围上,式 1 预测可能出现第一级次模式(例如,11.5GHz 下, -63°)。

[0073] 与正折射率介质相反,负折射率介质本身具有频率发散性。对于图 1(a) 所用样本,负折射的期望频率区域是从 10.5GHz 到 11.1GHz,但是由于上下板相对样本的定位,该限制某种程度上是模糊的。在本研究中,腔室板固定在 1.27cm(0.5") 的距离。

[0074] 图 4 是对于 15mm×5mm 台阶的 Teflon 光楔(上图)、图 1(a) 的光楔(中图)、以及本发明的 2.5mm 的台阶表面光楔特异材料(下图),作为频率(垂直轴)和偏离直接入射的角度(水平轴)的函数的传输功率的图。如从图 4(中图)可见,在与预期的负折射率频带一致的频率上,入射光束的确弯向负角度。另外,如式 1 所示,在相应于第一级衍射束的正角度上还有第二光束。衍射束的位置和发散与式 1 一致,假定从图 3 的仿真分析导出 d 值。

[0075] 考虑到假设连续介质的理论的简单性,这种一致非常好。这些结果表明,不仅整块特异材料表现如同具有负折射率的连续的材料,而且表面台阶也提供该性质,并可如其它连续材料中的台阶一样建模。

[0076] 已由式 1 和仿真发现并证实,通过适量减小晶胞大小,有效减小折射表面光栅长度,可消除衍射束。本发明的一个实施例包括一种新的特异材料样本,其台阶表面的单元台阶大小为 2.5mm——在传播平面中图 1(a) 晶胞所用的一半大小。“台阶大小”指的是每个晶胞沿 3 晶胞台阶长度方向上的长度,以及将每个台阶彼此分离的垂直距离。在图 1(b) 中示意性示出光楔样本的示意图,同时特异材料晶胞的详细尺寸在图 1(d) 中示出并在上面详细讨论。折射表面角度又是 18.4° , 并且每一个晶胞台阶有 3 个晶胞。

[0077] 在图 4(c) 中示出 2.5mm 样本的作为频率和角度函数的传输功率的图。如从在新晶胞上仿真所得,所预测的左手波段在从 11.3GHz 到 12.2GHz 出现。如预期,所测频谱在该频段上表现出负折射率,最重要的是没有出现衍射波段。

[0078] 这里所示的仿真与图 4 的实验数据一起,用于示出负折射率介质上折射实验中表面不均匀性的作用。尽管特异材料样本代表了略为复杂的系统,我们的结果和分析表明式 1 正确地考虑到零级和更高级光束的存在。另外,该结果证实负折射率样本提高衍射级次耦合。这种增加的耦合是正负折射率介质性质之间一个重要的区别,并表明表面周期性在后

者中起到更重要的作用。

[0079] B 负折射率透镜像差

[0080] 本发明的另一个方面涉及负折射率透镜。近年来,负折射率人造材料(NIM)很引人注目。一方面是理想透镜概念。理想透镜是折射率减一的平板(flat slab),可以用超出正折射率光学元件可能的分辨率的分辨率聚焦图像。可在负折射率介质上由曲面聚焦。由负折射率介质组成的传统球面轮廓透镜比起对应的正折射率透镜有几个优势:更紧凑,可完美地匹配到自由空间。进一步地,发现它们还可具有出众的聚焦性能。

[0081] 本发明的示范性特异材料透镜构造为复合结构,使其电磁性质在整个复合物内空间改变。重要的是,介电系数和导磁率都可在本发明的结构内独立地变化,产生先前未实现的光学器件。一个示范实施例是人工构造的复合特异材料,由支撑多个传导元件的电介质基板或主体材料组成,每个传导元件设计为根据电磁场表现所需电和磁极化,该复合物沿一个或多个轴在介电系数和/或导磁率上表现所需空间变化,使得至少一个元件的电或磁极化与其它元件不同。这里所用的术语“空间变化”应广义地理解为指随空间位置的变化。例如,具有空间变化的导磁率的特异材料可具有随沿特异材料中 X、Y、Z 轴的一个或更多轴上的位置变化的导磁率。

[0082] 重要的是,导磁率的空间变化与所述介电系数无关——在本发明的特异材料中,导磁率和介电系数可彼此独立地“调整”。这种特异材料可具有许多有用和有利的应用。例如,在本发明的一些示范特异材料中,导磁率与介电系数的比值被保持为大致常数,并大致等于相邻或围绕该特异材料材料(其例包括自由空间或该复合特异材料所嵌入的第二材料)的相同比值,从而实现阻抗匹配。另外,可控制特异材料导磁率和介电系数的符号,在某些示范特异材料中,两者都是负的以提供负折射率材料。考虑到以下示范实施例的详细讨论,这些和其它优势可对本领域技术人员显见。

[0083] 透镜的单色成像质量可表现为五个 Seidel 像差:球差、慧差、像散、场曲和畸变。简单的 Gaussian 光学公式的这些公知校正通过波前偏离球面的第四级展开计算。(球面波前在射线光学元件中会聚到一个理想的焦点)。该展开式中的系数量化光学元件对于给定物和像位置的非理想聚焦性质。我们发现几个 Seidel 像差关于零折射率的不对称。考虑到相对折射率 +1 的界面是惰性的(inert),而相对折射率 -1 的界面是强折射的,这种不对称并不令人惊讶。但是,这种不对称对负折射率透镜会产生超聚焦性质则是令人惊讶、出人意料的结果。

[0084] 负折射率介质必然频率发散,这意味着色差增加,带宽减小。但是,具有类似限制的衍射光学元件在窄带应用中有用。为证实分析的像差结果,研发出不依赖于折射率的符号的定制的射线追踪码,其只依赖于介电系数 ϵ 、导磁率 μ 、Maxwell 方程和能量守恒,以确定射线的路径。在均匀介质中,在界面之间,射线跟随 Poynting 矢量的方向在直线上传播。从标号 1 区域到标号 2 区域的界面上的折射如下。在区域 2 中找出满足发散关系的波解(wave solution)(由 Maxwell 方程获得)。

$$[0085] \quad \frac{c^2}{\omega^2} k_2 \cdot k_2 = \epsilon_2 \mu_2 \quad (1)$$

[0086] 其中 k_2 是区域 2 中的波矢量。该解还必须满足匹配入射波的边界条件,要求:

$$[0087] \quad n \times (k_2 - k_1) = 0 \quad (2)$$

[0088] 其中 $\mathbf{n}$ 是界面的单位法线。如果入射波带入能量,出射、折射波则必然从表面带走能量:

$$[0089] \quad (\mathbf{P}_2 \cdot \mathbf{n}) (\mathbf{P}_1 \cdot \mathbf{n}) > 0 \quad (3)$$

[0090] 其中 $\mathbf{P} = \frac{1}{2} \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*)$ 是时间平均 Poynting 矢量。最后,由于假设该介质是无源的、无损的,该波不能指数增长或衰减, $I_{\text{in}}(\mathbf{k}_2) = 0$ 。如果存在满足以上所有条件的解,该射线以新找到的波矢量和 Poynting 矢量继续。另外,由于我们只考虑各向同性介质,该解是唯一的。

[0091] 在光学元件文献中发现对于薄球透镜的 Seidel 像差,负折射率介质的表达式形式不变。这一结论通过只用光程长定义和 Fermat 原理从第一原理重新推导这些表达式得以证实。我们认为如果 C 平行于 Poynting 矢量,光程长 $\text{OPL} = \int_C n(s) ds$ 为波会沿路径 C 传播的相位变化(以自由空间波长为单位)。光程可具有负属性使得 Poynting 矢量和波矢量是反平行的,即,折射率为负。这些像差公式进一步确认了我们的射线追踪结果。波像差 ΔOPL 是一般射束与参考射束的光程长的差,其中参考射束在孔径光阑处通过光轴,而一般射束由其在孔径光阑上的坐标 r 和其在像平面上的坐标 h 确定参数,如图 5 所示。

[0092] 图 5 示出用于像差计算的结构。标记为 AS 的孔径光阑在该薄透镜(尽管透镜表示成厚的)的位置。Gaussian 像平面标记为 IP。孔径光阑坐标矢量 r 和像平面坐标矢量 h 不一定平行,如图所示。

[0093] 为符合 Gaussian 光学限制,即球形界面产生最佳成像, r 和 h 必须接近 0。在该参数下波像差的一系列展开如下:

$$[0094] \quad \Delta \text{OPL} = \sum_{l,m,n=0}^{\infty} C_{lmn} (r \cdot r)^l (r \cdot h)^m (h \cdot h)^n \quad (4)$$

[0095] 这些展开得到所需任意级次的 Gaussian 光学校正。在透镜平面中具有孔径光阑的薄球面透镜的最低级次校正如下给出:

$$[0096] \quad C_{200} = -\frac{1}{32 f'^3 n(n-1)^2} \times [n^3 + (n-1)^2 (3n+2)p^2 + 4(n+1)pq + (n+2)q^2] \quad (5a)$$

$$[0097] \quad C_{110} = -\frac{1-p}{8 f'^3 n(n-1)} \times [(2n-1)(n-1)p + (n+1)q] \quad (5b)$$

$$[0098] \quad C_{020} = -\frac{(1-p)^2}{8 f'^3} \quad (5c)$$

$$[0099] \quad C_{101} = -\frac{(1-p)^2}{16 f'^3 n} (n+1) \quad (5d)$$

$$[0100] \quad C_{011} = 0 \quad (5e)$$

[0101] 这些系数分别是 Seidel 像差:球差、慧差、像散、场曲和畸变。位置因数 p 和形状因数 q 也出现在这些表达式中。该位置因数如下给出:

$$[0102] \quad p \equiv 1 - \frac{2f'}{S'} \quad (6)$$

[0103] 其中 f' 是像侧焦距, S' 是像位置。通过该薄球面透镜成像方程,

$$[0104] \quad \frac{1}{S'} - \frac{1}{S} = \frac{1}{f'} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \quad (7)$$

[0105] 其中 S 是物位置, 而 R_1 和 R_2 是透镜曲率半径, 位置因数直接关系到放大率,

$$[0106] \quad M = \frac{S'}{S} = \frac{p+1}{p-1} \quad (8)$$

[0107] 形状因数如下给出:

$$[0108] \quad q = \frac{R_2 + R_1}{R_2 - R_1} \quad (9)$$

[0109] 形状因数为 0 的透镜是对称的, 而 ± 1 则是平曲面透镜。用形状和位置因数, 可描述所有薄球面透镜结构。

[0110] 首先检测的是一种重要的情况: 物源处于无穷远的距离。这时位置因数是 -1 。我们剩下两个参数 n 和 q 可用于减少像差。我们将把 q 值设置为消除其中一个像差, 而将其余像差与折射率的函数比照。我们将注意力集中到适当的折射率值上。折射率的绝对值大时, 像差逼近不依赖于符号的相同值, 但是具有高折射率的电介质透镜因为与自由空间的阻抗不匹配而具有显著的反射系数。像差的一般级次 (ordering) 是以光阑坐标系 r 的级次从最高到最低。如果以有效透镜光阑成像, 这个级次图像质量下降最少, 但较小调节像尺寸, 这在应用中常出现。这样, 球面像差是明显的消除目标。但是, 对于折射率大于 1 的值, C200 没有根, 这就是为什么该像差指的是球面像差, 由于这是球面透镜固有的。优选的实践是消除慧差 (队列中的下一个), 而所得透镜球面像差的值恰巧非常接近最小可能值。调整形状因数 q 常被称为透镜弯曲。如果我们为得到零慧差而弯曲透镜, 可找到 C110 相对 q 的根:

$$[0111] \quad q_c = \frac{(2n+1)(n-1)}{n+1} \quad (10)$$

[0112] 将该 q 值和 $p = -1$ 代入 (5) 式并在图 6 中绘出其余三个非零像差系数及 q_c 。

[0113] 图 6 中, 上图示出对于聚焦无限远物并为零慧差弯曲的透镜, 作为折射率函数的球形像差 (A), 像散 (下水平线), 场曲 (B) 和形状因数 (C)。细垂线表示射线追踪图 (下图) 中所示透镜的性质、子午线轮廓 (左) 和像斑 (右)。入射角是 0.2 弧度, 透镜是 $f/2$ 。折射率形状因数、相对 rms 斑大小、和斑图放大由列表表示出。在子午线轮廓中, 透镜主平面示为细黑垂线, 光轴和 Gaussian 像平面示为灰线。在斑图中, Gaussian 焦点在十字准线的中心。

[0114] 注意 $q = 1$ 时有两个折射率值, 表示平凹 / 凸透镜。设式 (10) 等于:

$$[0115] \quad n^2 - n - 1 = 0 \quad (11)$$

[0116] 其根是普遍存在的“黄金”或最优比, $n = \phi = \text{大约 } 1.62$; 而 $n = 1 - \phi' = \text{大约 } -0.62$ 。我们还注意到有一个接近 $n = -0.7$ 的折射率值窗 (window), 其中球面像差和场曲都小。正折射率时没有等效的窗。因此, 本发明的一个实施例是折射率 n 大约为 -0.6 到大约 -0.7 的 NIM 制成的透镜, 优选的透镜折射率为大约 -0.6 。

[0117] 为图 6 中的特殊折射率值示出具有子午线射线和射线斑图的几个射线追踪图。参考透镜具有与可见光透镜中所用的通常值接近的折射率 ϕ , 并且为了合理的低反射足够接近 $n = 1$ 。所示负折射率透镜实际上接近 $n = -1$, 是另一个允许理想透射的折射率, 所以这是个公平的比较。所有的负折射率透镜都比正折射率透镜表现出明显更致密的焦距。如果我们试图弯曲 $p = -1$ 的透镜以获得零球面像差, 我们得到两个解:

$$[0118] \quad q_s = \frac{2(n^2 - 1) \pm n\sqrt{1 - 4n}}{n + 2} \quad (12)$$

[0119] 该表达式只对 $n \leq 1/4$ 有实数值, 所以用普通材料不可能实现这种透镜 (嵌入在自由空间内)。

[0120] 令人惊讶并且重要的结果是, 负折射率允许可聚焦远物到实焦点的整个系列的无球面像差球面透镜, 如图 7 所示。图 7 与图 6 相同, 除了为零球面像差弯曲透镜外, 慧差由 (D) 示出。实线和虚线表示不同的解。斑大小 r_{rms} 是相对于图 7 的下透镜斑图。所有斑图是相同的比例。

[0121] 表达式中负符号 q_s 的解 (实线) 对于适度的折射率负值具有较小的慧差, 因此为该解示出射线追踪图。我们注意到在 $n = -1$ 时, 场曲也是零, 这样该透镜只有五个 Seidel 像差中的两个, 慧差和像散。对于正折射率参照, 我们使用上述零慧差、 $n=\phi$ 的透镜。再次, 负折射率透镜实现比对照的正折射率透镜更致密的焦距。

[0122] 现在我们检查 $|p| < 1$ 的情况, 即实物和实像都在有限远的位置。由于 p 和 q 都是自由参数, 我们可能消除两个像差。如果我们消除球面像差和慧差, 所得透镜被称作等光程透镜 (aplanatic)。广为人知但并不准确的是, 球面透镜只能有虚的等光程焦点对。更准确的表述是只有负折射率球面透镜可具有实的等光程焦点对。如果我们将 C200 和 C110 设置成零并求解 p 和 q , 可获得四个解, 两个非平凡解如下给出:

[0123]

$$p_{sc} = \mp \frac{n+1}{n-1} \quad (13a)$$

$$[0124] \quad q_{sc} = \pm (2n+1) \quad (13b)$$

[0125] 我们将注意力集中到 p 为负号 q 为正号的解。该解对于放大图像的透镜构造具有较小的像差。其它解对于图像缩小较好。将表达式 (13) 代入 (5) 中, 我们可在图 8 中绘出两个剩余的非零系数, 以及 p_{sc} 和 q_{sc} 的值。

[0126] 图 8 与图 7 一致, 除了以下方面: 透镜构造是物像在有限远位置, 并为零球面像差和慧差而弯曲。该位置因数示为 (D)。像散 (在前的水平线) 示为 (E)。实像物对 (object pair) 只在位置因数处于阴影区域 $|p| < 1$ 时出现。透镜对是 $f/1.23$ 、 $f/1.08$ 、 $f/0.90$, 并具有放大率 -1 、 -2 、 -3 。在倒数第二个斑图中, 水平 (10x) 和垂直 (100x) 放大不相等。

[0127] 示出放大率 -1 、 -2 、 -3 的透镜的射线图。还示出每个透镜的参照正折射率透镜。参照透镜 (不能是等光程的) 具有适度的折射率 ϕ , 并具有与其相对照的透镜相同的放大率和 $f/\#$ 。它们为了零慧差弯曲, 但还具有接近该构造的最小可能的球面像差。再次, 负折射率透镜产生出众的焦距。

[0128] 折射率 -1 且放大率 -1 的透镜尤其引起人兴趣。在该折射率值时, 场曲也为零。这种值得注意的透镜结构只有五个 Seidel 像差中的一个, 像散。这由在像平面上示出一维“斑”的射线追踪证实。这是在弧矢状 (sagittal) 平面中理想的聚焦。在弧矢状聚焦之前, 还在子午面中出现理想聚焦。有人可能要问为什么这个非对称透镜 $q = -1$ 在对称结构 $p = 0$ 中表现得这么好。这种透镜可等效地视为一个组件的双凹二重透镜 (doublet)。我们发现具有任意折射率 $\pm n$ 的所有双凹二重透镜都具有理想的聚焦性质。唯一可观察到的区别是在总是关于平面对称的内部射线中, 但在更高折射率放大时具有更大的极限角。

[0129] 任何这些负折射率透镜可用周期结构的人造材料制造。人造材料设计可在有从兆赫兹到兆兆赫兹的频率上进行,这时有许多通讯和成像应用。例如,透镜天线可同时具有像差减小和质量减小的好处,前者直接增加增益,后者则由低密度人造材料实现。另外,这些透镜甚至比完美透镜更易于实现,这是因为它们不需要每种波长要求的严格的结构周期,并更能容忍损耗。通过利用已显示负折射潜能的光子晶体 (photonic crystal),在可见光频率的负折射率透镜也是可能的。采用现在的光学系统设计范例,通过结合系数符号相反的元件,像差被最小化。但是,更多的元件意味着更高的复杂性和成本。利用包括负折射率的展开参数空间的优势,可减少所需元件数,只有一个元件的透镜成为可能。

[0130] 通过进一步说明,描述本发明的另外的示范实施例。本发明的一个示范特异材料透镜由均匀的各向同性折射介质组成,其具有由同轴球面限定的两个相对面,使得透镜厚度比它的直径和到它的计划焦点的距离小。在几何结构限制中,零球面像差地,透镜将平行光(来自非常远或准直源的光)聚焦到实像点。为实现该形状因数, $q = \frac{R_2 + R_1}{R_2 - R_1}$, 其中 R_1 和 R_2 是两个透镜表面的曲率半径,折射率 n 的调整使得 $q = \left[2(n^2 - 1) \pm n\sqrt{1 - 4n} \right] / (n + 2)$, 其中 n 必须小于 $1/4$ 。在空气或真空环境中,这不可能用传统材料实现。可由特异材料实现。

[0131] 另一个示范特异材料透镜如上,只是构造为 $n = -1$ 的特殊情况。该透镜零球面像差、零场曲像差地将平行光聚焦到实像点。

[0132] 本发明的另一个示范特异材料透镜包括均匀的、各向同性折射介质,具有由同轴球面限定的两个相对面,使得透镜厚度比它的直径和到它的计划焦点的距离小。在几何结构限制中,该透镜将有限位置处的点光源的光聚焦到零球面像差、零慧形像差的实等光程点上。为实现这一点,调整形状因数 q 和位置因数 p ($p \equiv 1 - (2f/S')$), 其中 f 是焦距, S' 是从透镜到像的距离), 以及折射率 n 使得 $q = \pm 2(n+1)$, 并且 $p = \mp [(n+1)/(n-1)]$ 。我们注意到只有 $n < 0$ 时才可能有实的等光程点。该透镜也构造为 $n = -1$ 的特殊情况。在这种情况下,场曲像差也为零。

[0133] 本发明的另一个示范实施例包括由在其平面侧彼此接连的两个平凹子透镜组成的双凹二重透镜。这两个子透镜具有相等的厚度和相等的球面。组成该子透镜的折射介质的关系为 $n_1 = -n_2$ 。该胶合透镜具有以上透镜的所有性质——可零球面像差、零慧形像差、零场曲像差地聚焦实像。要求 $n < 0$, 不过可由特异材料实现。

[0134] 尽管这里讨论和示出的特异材料透镜具有负折射率,可理解特异材料制成的正折射率透镜也同样有用。

[0135] C 梯度折射率特异材料

[0136] 本发明的一个方面是具有梯度折射率的特异材料。本发明的这一方面的一个实施例包括基于导电裂环谐振器 (SRR) 的结构化特异材料,其有效折射率具有恒定的空间梯度。通过在广域频率上测量微波束被复合特异材料的平板的偏转来实验性地确定该梯度。本发明的梯度折射率材料是尤其是在更高频率下可能更优的梯度折射率透镜和类似光学元件的可选方案。具体地,本发明的梯度折射率材料可适于兆兆赫应用,其中近来已证实 SRR 的磁谐振响应。

[0137] 在有限频带上同时具有负介电系数 (ϵ) 和导磁率 (μ) 的负折射率材料中可发现反常的特异材料响应的例子。目前确认的负折射率特异材料由传导元件周期性阵列而成,

其大小和间距远小于针对的波长。所重复的传导元件的形状决定集合的电磁响应,其可被近似为具有电或磁响应。有效介质理论应用到整个周期构图的复合物使得可通过整体各向同性或各向异性的 ϵ 和 μ 来描述。

[0138] 图 9 的插图所示的裂环谐振器 (SRR) 是可用作体现磁性质的特异材料中的重复元件的一个示范导体。单个 SRR 以类似于磁“原子”的方式响应电磁场,表现为谐振磁偶极响应。由周期性定位的 SRR 组成的介质可由以下频率相关的导磁率 μ 近似地表征:

$$[0139] \quad \mu(\omega) = 1 - \frac{F\omega^2}{(\omega^2 - \omega_r^2) + i\omega\gamma} \quad (1)$$

[0140] 其中 ω_r 是由 SRR 几何结构确定的谐振频率, γ 是阻尼, F 是填充系数。SRR 介质还表现出有效介电系数 ϵ , 其也被示出是作为频率的函数发散的。但是,该频率相关特性在远离谐振的频率上很小,而在小晶胞尺寸的限制内接近常数,因此这里我们在整个频率上将介电系数近似为常数。另外, SRR 相对所用场极化方向的取向表明:电和磁响应是解耦的。

[0141] 图 9 示出 SRR 的仿真分散曲线。较粗的黑色曲线对(包括上下分支)相应于平基板上的 SRR(下图)。开口圆表示仿真的相前移。后继的曲线对相应于基板绕 SRR 周围移除的情况(上图)。每组曲线之间切割深度增加 $6 \mu\text{m}$ 。

[0142] 在现有技术中,特异材料由包含理想元件的重复晶胞构成,使得所得介质可认为是均质的,即,平均电磁响应在整个结构上不会变化。相反,本发明的实施例包括平均电磁性质作为位置函数改变的特异材料。由于例如可用在包括透镜化和滤波的多种应用中,这种空间发散材料引人注目。本发明的一个实施例是基于 SRR 的特异材料,其中由沿垂直于传播方向的方向上,每个连续元件的性质变化略微变化,由此引入空间发散图。所得特异材料沿该特异材料的轴具有恒定的梯度折射率,这可由光束偏转实验证实。

[0143] 尽管已知 SRR 介质主要具有磁响应,但这不是这里的主要兴趣。我们更关心 SRR 介质的折射率 $n(\omega)$, 从 $n(\omega) = \sqrt{\epsilon(\omega)\mu(\omega)}$ 中获得,用式 1 给出的 $\mu(\omega)$ 和近似为常数的 $\epsilon(\omega)$ 得到 $n(\omega)$ 。该发散形式 $\omega = ck/n(\omega)$ 可与单个晶胞由 Maxwell 方程获得的数值解相比较。为数值计算该发散图,我们应用在垂直于传播方向的方向上零相前移的周期性边界条件以及在传播方向上具有各种相前移的周期性边界条件计算单个晶胞的本征频率(图 9,插图)。该仿真用一种基于有限元的电磁求解器 HFSS(Ansoft) 进行。以频率比晶胞的相前移 ϕ 示出的所得发散图揭示出所期望的谐振形式。具体地,存在由频带隙分离的两个传播模式分支。下分支从零频率开始,在 ω_r 处结束,相前移 180° 。另一个分支在 $\omega_0 = \omega_r / \sqrt{1-F}$ (7) 开始。传播常数 k 可从 $k=\phi/d$ 得到,其中 d 是晶胞的大小。

[0144] SRR 的谐振频率 ω_r 相当敏感地依赖于 SRR 的几何参数以及局部电介质环境。由于 $\mu(\omega)$ 强烈依赖于 ω_r (式 1), 基础重复晶胞相对小的变化会导致复合物导磁率相当大的变化,尤其是在谐振附近。折射率 $n(\omega) = \sqrt{\epsilon(\omega)\mu(\omega)}$ 随谐振频率的变化可用式 1 计算。由于所关心频带上介电系数的主要作用是重调发散曲线,为方便起见我们忽略阻尼并设 $\epsilon(\omega) = 1$ 。在低频时 ($\omega \ll \omega_r$), 折射率相对谐振频率上的小变化线性地变化:

$$[0145] \quad \Delta n \sim -\frac{\omega^2}{\omega_r^3} \Delta \omega_r \quad (2)$$

[0146] 而在高频限制 ($\omega \gg \omega_r$) 下,我们发现

$$[0147] \quad \Delta n \sim -\frac{\omega_r}{\omega^2} \Delta \omega_r \quad (3)$$

[0148] 假设 $\Delta \omega_r / \omega_r \ll 1$ 并忽略高阶项,对于式 1 所述模型系统,梯度对于 $\omega \ll \omega_r$ 随频率的平方增加,而对于 $\omega \gg \omega_r$ 则随频率平方的倒数减小。

[0149] 本领域技术人员将理解 SRR 或其环境可有许多变形,用于在 ω_r 中引入变量。例如,可调整导体阵列的大小、数量、间距或几何结构或介电系数。一个示例方法是调整围绕 SRR 的电介质基板材料的切割深度。该方法与示范样本的制造兼容,其中 SRR 用数控微粉碎机布图在覆铜电路板上。从接近 SRR (对于 FR4 电路板 $\epsilon \sim 3.8$) 的区域移除电介质材料改变 SRR 的局部电介质环境,从而改变谐振频率。

[0150] 图 9 中,几个发散曲线相应于围绕 SRR 的各种基板材料深度的 SRR 复合物。相邻的发散曲线之间的基板深度相差 $6 \mu\text{m}$ 。图 9 示出 ω_r 随切割深度近似线性并单调的漂移,直到深度 $36 \mu\text{m}$ 。进一步仿真表明该近似线性直到 $240 \mu\text{m}$ 有效。

[0151] 由于 SRR 表现出作为基板切割深度函数而线性增长的谐振频率 ω_r ,因此便于设计梯度折射率特异材料。具体地,本发明的特异材料包括 ω_r 作为晶胞数目的函数变化的 SRR 线性阵列之一。例如,如果特异材料的基板切割深度作为晶胞数目的函数线性增加,则 ω_r 也会作为晶胞数目的函数而线性增加,即, ω_r 变得线性正比于距离。在式 2 和 3 中利用该关系,我们看到至少对于足够远离 ω_r 的频率,折射率梯度会是作为距离函数的近似常数。

[0152] 通过观测入射在折射率线性变化 (在垂直于入射辐射的方向上) 的平面特异材料板上的光束偏转而实验性地确定常数梯度特异材料。为计算该偏转,我们考虑两个正交入射而偏离的射线进入厚度 t 的梯度折射率平板,如图 10 所示。图 10 的曲线图示出波被具有常数梯度折射率的结构偏转。

[0153] 射束在传播通过板时获得不同的相前移。假设两个射束在沿板面的位置 x 和 $x + \Delta x$ 处进入,然后穿过该板两个射束的所得相差为:

$$[0154] \quad \Phi(x + \Delta x) - \Phi(x) \sim kt \frac{dn}{dx} \Delta x \quad (4)$$

[0155] 该相差必然等于在图 10 中标记为 L 的路程上的相前移。于是有:

$$[0156] \quad \sin(\theta) \sim t \frac{dn}{dx} = t \frac{dn}{d\omega_r} \frac{d\omega_r}{d\delta} \frac{d\delta}{dx} \quad (5)$$

[0157] 示出对于具有常数空间梯度折射率的材料,射束被均匀地偏转。这里 $\delta(x)$ 是作为沿板的距离的函数的切割深度。这种简化的分析优选地应用到薄样本,否则在材料内相前会不均匀。注意 $\Phi(x)$ 是在任意厚度板上的相移。如果板的厚度是一个晶胞,则对于 SRR 晶胞该相移是先前定义的 Φ 。

[0158] 本发明的一个示范梯度折射率特异材料包括电介质基板,彼此分散并由该电介质基板支撑的至少两个导体点阵。所述至少两个导体点阵和电介质的尺寸沿至少一个轴提供有效导磁率梯度。这里所用的术语“尺寸”应广义理解,包括形成具有各种具体尺寸的元件。例如,确定电介质和导体点阵的尺寸可包括设置导体的大小、导体之间的间距、所用电介质的类型、所用电介质的数量以及其中一个导体的电容等。应理解尽管在示范特异材料中,电介质的切割深度被用于定义晶胞尺寸以产生梯度折射率,也可使用其它确定尺寸的方法。

[0159] 一个示范常数梯度折射率特异材料包括 SRR 线性阵列,其中基板深度是在垂直于

传播的方向上晶胞数目的线性增长函数。然后所得阵列应使入射束偏转可由图 9 中的发散曲线图预测的角度。为估计该偏转角度,我们可利用图 9 中任何两条曲线之差来寻找每晶胞的相移梯度。每晶胞相移等价于在传播方向上厚度为一个晶胞的梯度折射率特异材料会产生的射束偏转。图 11 中示出作为频率函数的偏转角度结果图,由图 1 中的发散曲线获得。图 11 示出对于图 1 所示 SRR 材料,每晶胞的频率比相差,其中每个相邻晶胞切割深度之差为 $6\mu\text{m}$ 。

[0160] 图 11 的曲线可只用于计算梯度为常数时的频率的偏转角,这可通过例如分析图 10 中几个发散曲线之间的差而确定。另外,在下边上的谐振频率附近,吸收谐振引起一块反常发散区域,其中仿真结果(不考虑损耗)不再有效。另一个变复杂的因数是分析结构是周期性的,使得在式 1 中未述的高于 ω_r 的频率上存在更高级次的波段。不过,图 11 示出在带隙 (band gap) 以上的频率上,可从厚度为一个晶胞的 SRR 板获得一度或更多的每晶胞相移,其中每个后继晶胞相对之前晶胞多移除的 $6\mu\text{m}$ 的基板电介质。

[0161] 为制造示范的梯度折射率特异材料样本,用 LPKF 微磨机从覆铜(单面)FR4 电路板基板上磨削长度变化的 SRR 条(多个晶胞)。制造出具有 1、3 或 5 晶胞厚度(在传播方向上)的几个样本。复合特异材料由大致四十条间隔一个晶胞的条带组成,每个条带的基板磨到不同的深度。每个 SRR 条带的谐振频率在角度分解微波分光计 (angular resolved microwave spectrometer, ARMS) 中测量。在图 12 中绘出每个条带的测得谐振频率对切割的深度,证实了制造过程的线性度。图 12 示出所加工 SRR 样本的谐振频率对基板深度。相邻磨道之间,基板厚度的标称差是 $6\mu\text{m}$ 。注意在两个深度上不满足线性,这种与线性的偏差和磨削机上刀头变化一致,示出将磨削定位在标称零切削深度位置时部分缺乏再现性。然而,所得线性却证实足以用于偏转实验。

[0162] 在 ARMS 装置中测量复合梯度折射率样本。为确定样本中的梯度,一微波束正交地导向样本面上(如图 10 所示),所测功率是在半径 40cm 远的角度的函数。该实验由平面波导(一种有效二维几何结构,其电场在两个导电(铝)板之间极化)实施。

[0163] 图 13 示出作为入射微波束频率的函数,透射功率对检测角的图。图中比较了两个样本:图 13(上图)示出包含 5 晶胞深 SRR 特异材料的控制样本,其中每个 SRR 条带是相同的(没有梯度)。图 13(上图)中的图示出在相应于带通的频率的透射,以及相应于导磁率为负的衰减频率区域。如图 13 所示,该微波束以零度为中心,没有偏转地从样本射出。

[0164] 图 13(下图)示出本发明的将 3 和 5 晶胞样本结合在一起而形成的 8 晶胞厚(在传播方向上)梯度折射率样本上的测量结果。图中的角度偏转是明显的,尤其是在隙区域的高频侧,其中可看到与图 11 所预测的一致特征尾部。除了在隙的低频侧偏转较不明显外,曲线的性质与以上理论和仿真一致。不过由于低频侧相应于谐振,吸收(在发散图中忽略)较强,这种不对称也是预期的。

[0165] 在图 14 中详细示出对于 4 和 8 晶胞厚梯度折射率特异材料的测量和计算的偏转角对频率。该曲线相应于由图 11 所确定的梯度,开口黑色圆是测量点。对发散曲线施加变频以使所计算的带隙与实际结构中测得的带隙一致,不再进行其它拟合或调整。图 14 示出 8 晶胞厚度的梯度折射率 SRR 板测得的偏转角(黑色圆)。灰线由图 11 中示出的获取但频率做了变换,使得计算和测量的带隙区域重叠。图 14 所示极好的一致性证明制造过程的精度,如图 12 所示。这种一致性还提供重要的证据证明,由于该效应的分析依赖于在结构内

逐点可控改变的折射率,即使单个晶胞也可描述为具有良好边界的折射率。

[0166] 图 13 和 14 示出本发明设计的空间离散结构的实用性。在这种情况下,导入的线性梯度具有将一束束均匀地偏转可通过设计调整的角度的效应。尽管其它特异材料结构也可用在本发明中,包括例如 DSRR,裂环谐振器及其它,由于 SRR 易于构建的性质,用 SRR 系统较为方便。具体地,SRR 的谐振频率相对容易识别,可通过略微修改晶胞参数(包括但不限于基板切割深度)而容易地调整,并可用于粗略地参数化 SRR 的整个频率依赖性。尽管不是引入梯度的唯一方法,梯度折射率 SRR 的结构表明通过结合宏观元件有可能生成另一种独一无二的特异材料类型。

[0167] 本发明的梯度特异材料的另一个实施例包括梯度折射率透镜。板中沿垂直于波传播方向的轴的折射率抛物线(与线性不同)分布形成会聚辐射而不是偏转辐射的结构。该梯度折射率透镜的例子包括用在光学频率上的径向折射率杆透镜,以及用在微波频率上的 Luneberg 透镜。

[0168] 梯度折射率杆透镜采用通过热扩散而离子掺杂的光学玻璃材料。该过程只能产生折射率的适度变化(小于 0.2)并局限于相当小直径的杆(小于 1cm)。要求相当宽的折射率范围 $n = 1$ 到 $n = 2$ 的 Luneberg 球面或半球面透镜可由没有具体尺寸限制的分级折射率器件实现。这种器件都只在介电系数上具有梯度,因此具有与周围介质匹配的有限阻抗。梯度折射率特异材料可提供一种有用的替代方法研制光学元件。随着现在在特异材料(包括负折射率材料)中认识的材料响应范围增加,可用从传统的和人造结构介质形成的平面透镜中实现明显更多的灵活性和性能改进。本发明的梯度折射率特异材料包括例如导磁率梯度的梯度折射率特异材料,可用于研制折射率空间变化但保持与自由空间匹配的材料。另外,相信本发明梯度折射率特异材料可在包括 THz 在内的更高频率下实现。

[0169] 具有梯度折射率的特异材料可众多其它应用。例如本发明的特异材料包括由具有梯度折射率的特异材料形成的透镜。该梯度折射率可用于提供各种各样的聚焦效应。例如,具有平面并由多个晶胞形成的圆形特异材料可构成具有在中心区域的第一折射率和径向向外梯度减小(或增加)的折射率。这可导致由大致平的特异材料引起的多种聚焦效应。其它几何结构(包括圆形以外的非平表面和外周形状)同样也可采用。另外,具有梯度折射率的多个特异材料可以互相堆叠的结构布置,以根据需要引导射束。例如可引导射束“绕过”目标,从而使其几乎“不可见”。

[0170] D 负折射率复合特异材料的制造和特性

[0171] 本发明的另一个方面是复合特异材料。示范性的负折射率包括 2.7mm 厚的复合面板,负折射率在 8.4 到 9.2GHz 之间。示范的复合特异材料用常规的工业多层电路板印刷技术制造;通过采用过孔在垂直于电路板表面的方向上形成散射部分而引入三维物理(相对于电磁)结构。由散射参数测量,明确地确定复合物的复合介电系数、导磁率、折射率和阻抗。这些测量使得可定量确定负折射率波段及相关损耗。提取的材料参数表现出与仿真结果极为一致。

[0172] 现有技术特异材料的构造和使用实验性地证明了在微波频率的负折射。用双裂环谐振器(SRR)阵列制成的具有负 μ 的这种材料,与具有负 ϵ 的导线阵列散布。由于负 ϵ 区域与 SRR 相关的负 μ 区域重叠,复合物具有负折射率的频带。在该材料中,SRR 和导线通过光学平版印刷布图在电路板基板的任一侧上。已知 SRR/导线结构难以制造。例如,

SRR 元件给制造增加特别的 负担 :将复杂的一层增加到当前负折射率材料设计中。不像直导线, SRR 元件通常在波传播方向上需要明显的长度, 以提供强的电磁响应。为满足这种约束, 先前基于 SRR 的电路板设计要求将一个平面 SRR 电路板分段成条带, 或用几片平面电路板, 取向使得入射波方向在平面内, SRR 轴垂直于入射波的传播方向。

[0173] 本发明的一个示范特异材料利用多层电路板技术制造负折射率特异材料结构, 如图 15(a) 和 (b) 所示, 不要求额外的装配步骤。本发明的示范设计不需要按照先前特异材料固有的“酒箱”(wine-crate) 装配步骤, 而适合于大规模生产。在一个示范设计中, 用单 SRR 而不是双 SRR 实现负 μ 。在现有技术特异材料结构中, 内装的双 SRR 用作增加谐振元件电容的便利手段 ; 这里, 过孔焊盘的直径与介入层的更高介电系数相结合引入足够的电容, 从而不必有第二环的额外电容。

[0174] 一个示范复合特异材料由三个层叠的电介质层 50、52 和 54 装配而成。顶 50 和底 54 层由 Rogers 4003 电路板层 ($\epsilon = 3.38, \tan d = 0.003$) 以及夹在两者间的 Gore Speed Board 板 ($\epsilon = 2.56, \tan d = 0.004$) 预浸层 52 组成。示范层 52 是 0.0015" 厚的 Gore Speedboard 层。于是该结构 (层 50、52 和 54) 的总厚度是大约 0.064in。进一步的实验尺寸在表 1 中示出。这些层利用例如在 Gore 和 Rogers 电路界面之间的粘合剂层叠在一起。

[0175] 表 1 以毫米计的负折射率复合结构的测量和仿真参数

[0176]

尺寸	测量	仿真
晶胞		
X	3.01 ± 0.01	3.00
Y	3.01 ± 0.01	3.00
Z	2.62 ± 0.01	2.616
通孔		
外径	0.131 ± 0.006	0.1305813
内径	0.090 ± 0.009	0.0896786
高度	2.41 ± 0.05	2.4245
盲孔		
高度	1.07 ± 0.03	1.052376
层厚度		
Gore	0.078 ± 0.003	0.077831
Rogers 4003	0.92 ± 0.03	0.894081
SRR 尺寸		
孔间距	2.51 ± 0.02	2.5121047
间隙	0.320 ± 0.006	0.3197473
外层, 厚度	0.094 ± 0.009	0.093967
外层, 宽度	0.176 ± 0.009	0.1761885
外层, 长度	2.90 ± 0.06	2.899336
导线尺寸		
厚度	0.0249 ± 0.0004	0.024906
宽度	0.500 ± 0.005	0.50

[0177] 两个 Rogers 电路板 50、54 最初都有铜的薄导体层（半盎司或厚度 $12 \mu\text{m}$ ）淀积在两面上，由此元件采用常规光学制版布图。导线元件在 Rogers 板的与 Gore SpeedBoard 相对的面上布图成条带 56，如图 15(a) 所示。选择所用的具体的双导线几何参数使得该结构在波传播方向上保持反射对称。其它几何参数会在本发明用到。如下所述从散射 (S-) 参数中推算材料参数时，对称结构比较方便。例如位于结构中心的单个导线会给出接近相同的结果，但是这种位置在当前多层设计中不采用。

[0178] 名义矩形的 SRR 元件的两侧布图在具有薄的铜制导体带 58 的 Rogers 电路板的外表面上。导体的其余的两个垂直面或脚由延伸通过电路板层叠层 50、52 和 54 中的过孔（板通孔）形成。一侧 60 由连续延伸通过电路板全部三层的通孔形成。最后一侧 SRR 由两个盲孔 62 和 64 形成，每个盲孔在电路板 66 的中层 54 的相应侧中止。电介质层 52 在板 66 之间定义一个间隙。可提供另外的电介质层 68，以覆盖叠层的最上和最下表面。小环引入电容隙。图 15(b) 是示范制造的复合物的图，包括布置成阵列的图 15(a) 的多个单独晶胞。所示经构图的铜条是嵌入式环谐振器的一面。所得 SRR 的侧视图如图 15(c) 所示。

[0179] 应理解在本发明的实践中,除了图 15 所示的以外还可有许多等效结构。其它几何参数和构造也是可能的。例如,导体环谐振器可形成在层 50 的顶表面和层 52 的底表面上,其中顶和底表面之间的过孔中大致直的导体垂直于导体环。或者,大致直孔可位于中间层 52 上。作为额外的例子,导体环谐振器可形成在中间层上,以及直导体形成在层 50 和 54 的表面上。另外,也可采用单环谐振器以外的导体。

[0180] 也有许多其它具体实施例。本领域的技术人员将理解本发明的特异材料部件,以图 15 中的为例,一个重要优势是制造上的柔性,可采用工业电路板制造方法。这种柔性导致可用电路板电介质有效实现的各种各样的不同导体和电介质构造。

[0181] 另外,图 15 的实施例本身可做修改而在晶胞之间提供变化的介电系数或导磁率。以这种方式,可形成具有梯度折射率的特异材料。通过改变部分特异材料晶胞的尺寸(如图 15 所示)并将其与其它晶胞结合而形成一特异材料,可形成具有梯度折射率的特异材料。图 16 示出一个合适的示范实施例,其尺寸通过去除电介质以改变其电容而形成。在内层层叠 52 中用孔生成空气隙电容可例如减小电介质损耗。该气隙腔还可由在将内部层叠到一侧时后用 CNC 激光切床(如 Microline Cut 350, LPKF)切削而成。

[0182] 可进一步改变如图 15 晶胞的尺寸以改变介电系数或导磁率。通过例子,一个可改变的示范尺寸是板 68 的大小。其它可改变的示范尺寸包括板 68 与导体 56 之间的距离,导体 56 的大小,电介质的量和层 52 的厚度等。可理解如果采用其它导体结构,也可进行其它尺寸变化以改变介电系数。这些都是可采用平版印刷、MEM 或电路板制造方法的工业制造方法改变的尺寸。

[0183] 采用一种基于有限元的求解 Maxwell 方程的软件包(HFSS)(Ansoft)中的被动解,为图 15 所示各种变化的晶胞仿真 S 参数,并用标准方法推算材料参数。通过该分析,建立在 x 波段频率上提供近似匹配负折射率波段的合适结构。然后制造出最优化的结构。在样本上进行散射测量之前,进行详细的物理测量使得可获得与数值仿真的最佳比较。在其中一个样本片上制成不同平面上的几个切口。然后抛光每个所得表面并在显微镜下照相。结构中每个关键元件的尺寸通过计数相应数字图像中的像素而确定。用长度已知为 0.1mm 的硬度试验块实现校准。然后在以下所示比较仿真中应用表 1 概括的物理测量。

[0184] 为确认负折射率复合物期望性质,测量 S 参数(S_{11} 和 S_{21})的幅度和相位。该实验在自由空间中进行。在实验中,用 Agilent 8510B 矢量网络分析器扫描 7-13GHz 频率范围的微波。两个微波喇叭(horn)(加拿大 Santee 的 Ronzendal Associates Inc.)用作源和检测器。安装在喇叭上的透镜组件在大约 30.5cm(12in.)的距离产生聚焦点。样本位于该焦点上。对于透射实验,采用共焦设置,源和检测器位于到样本的一个焦距上。可用“通过”测量进行校准,在没有任何材料的情况下测量透射功率。对于反射测量,喇叭移动到样本的同侧。由于喇叭/透镜组件的有限尺寸,两个喇叭互相偏离使得功率以相对样本表面法线 16° 的角度入射。该反射通过测量从铝板反射的功率来校准——假设该测量是理想的反射器(有 180° 相移)。

[0185] 单层负折射率复合物的 S 参数的幅度和相位在图 7 中示出。该图示出单层负折射率复合物的 S 参数: S_{21} (黑线)和 S_{11} (灰线)相位。

[0186] 先前著作中一种证明负折射率的方法首先测量仅通过 SRR 样本的透射功率,识别 $\mu < 0$ 时停止波段的频率范围;然后测量只通过导线结构的功率;最后测量通过复合结构

的功率。没有相位数据时以及负折射率频率形成边界清晰的通带时该方法比较方便。但是，如图 17 所示，从清楚地示出负折射率的图 17(b) 的单层透射功率中，没有容易识别的特征。但是，图 17(a) 中所测相位数据的噪声水平相当低，表明全 S 参数推算过程应提供稳定的结果。

[0187] 对于特异材料，通过从有限厚度的板上测量透射和反射的幅度和相位来进行材料参数的全推算。对于连续的、各向同性材料，透射和反射系数具有可容易反转的解析形式。例如，散射方程的反转具有如下可确定折射率的形式：

$$[0188] \quad \cos(nkd) = \operatorname{Re}\left(\frac{1}{S_{21}}\right) - \frac{1}{2|S_{21}|^2}(A_1 S_{11} + A_2 S_{21}) \quad (1)$$

[0189] 其中 A_1 和 A_2 是实值函数，在没有损耗时趋于零。方程 (1) 示出，对于无损样本，折射率可仅从 S_{21} 的相位和幅度确定。另外，对于粗匹配样本，式 (1) 示出 S_{21} 的相位与折射率之间强相关性。图 17(上图) 所示 S_{21} 相位上的偏离表明本发明的示范样本在 8-9GHz 频率区域上的某处具有负折射率。但既然从我们的测量中可得到所有分量，我们不需要依赖这种近似，而可以重新获得复数折射率以及复数阻抗的精确函数，如下给出：

$$[0190] \quad z = \pm \sqrt{\frac{(1+S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1-S_{11})^2 - S_{21}^2}} \quad (2)$$

[0191] 在测量的 S 参数以及 HFSS 中仿真的 S 参数上都进行确定阻抗 (z) 和折射率 (n) 的推算程序。尽管由于式 (1) 的反余弦函数， n 的推算由于多个分支而通常变得更复杂，然而这些分支对于所测薄样本（厚度为一个晶胞度）充分分开，因而不需要复杂的推算运算。但是 n 和 z 的符号有不确定性，该不确定性可通过施加 $\operatorname{Re}(z) > 0$ 和 $\operatorname{Im}(n) > 0$ 以及 $\operatorname{Im}(n) > 0$ （对于起因 (causal) 材料必然要求）而消除。除了在测量的 S 参数数据上应用 31 点平滑以减少安装固有的电压驻波比 (VSWR) 谐振的冲击外，数据上不进行其它处理。注意式 (1) 和 (2) 忽略因手征对称 (chirality) 或双各向异性 (bianisotropy) 而产生的任何可能效应。本发明的负折射率复合物的设计使得消除或至少最小化任何磁电介质偶 (magneto dielectric coupling)，从而这些简单公式对于推算程序近似有效。

[0192] 所推算的 z 和 n 分别在图 18(上图) 和 18(下图) 中示出。图 18(上图) 示出从仿真数据（虚线）和从测量的 S 参数（实线）中重新得到的一个晶胞结构的阻抗 (z)。图 18(下图) 示出从仿真数据（虚线）和从测量的 S 参数（实线）中重新得到的折射率 (n)。黑色曲线是实部；灰色曲线是虚部。

[0193] 所测样本中在 8.4 到 9.2GHz 之间出现负折射率频带。在负折射率区域上仿真数据与测量数据之间的吻合在数量和质量上都很好。四组曲线之间存在的任何不一致都可通过略微改变材料参数，例如调整用于铜元件的导电率而进一步最小化。某些不一致可能由 S_{11} 测量中所用的非正交入射造成。

[0194] 介电系数 (ϵ) 和导磁率 (μ) 根据 $\epsilon = n/z$ 和 $\mu = nz$ 而简单地与 n 和 z 相关。所得的频率相关的 ϵ 和 μ 在图 19 中示出，该图由图 18 所绘出的 n 和 z 值获得。

[0195] 图 19(上图) 示出对于一个晶胞的结构从仿真数据（虚线）和从测量数据（实线）重新获得的介电系数 (ϵ)。图 19(下图) 示出从仿真数据（虚线）和从测量数据（实线）重新获得的导磁率 (μ)。黑色曲线是实部；灰色曲线是虚部。

[0196] ϵ 的实部是零, 低于其即为负。复合物的 μ 表现出特征谐振形式, 主要是由于 SRR 响应引起, 其具有一个 μ 的实部为负的区域。 ϵ 和 μ 的实部都为负的频带与图 18(b) 中发现的负折射率波段一致。

[0197] 总结一下, 本发明的一个示范方面是一种复合特异材料, 该材料在一个频带上折射率为负。一种示范结构具有许多优势和好处, 包括例如在制造方面由于可用常规的多层电路板技术完全装配, 避免了切割和进一步的装配步骤。示范结构适于进行数值仿真, 其表现出与测量结构很好的一致性。

[0198] 全 S 参数推算以直接方式提供示范样本的材料参数的完整信息。尽管间接方法如 Snell 定律测量可提供重要的补充信息, S 参数测量和推算可成为半自动特异材料定性程序的基础。

[0199] E 本发明的其它特异材料实施例

[0200] 特异材料在表面等离子体激元光学元件 (plasmon optics)、负折射率特异材料以及其它方面中引起广泛注目。但是, 在负折射率特异材料中, 负响应与其固有局限有关。谐振频率附近的频率区域表现出增强的吸收性, 其中 ϵ 或 μ (取决于哪一项谐振) 的虚部变得相对大。这种表现与谐振行为一致并是后者所固有的, 并最终在负材料上形成关键的限制。对于无源负材料:

[0201] 1. 负材料响应与材料谐振有关。

[0202] 2. 负材料会随频率发散。

[0203] 3. 负材料会具有有限带宽。

[0204] 4. 负材料会通常表现更大的损耗。

[0205] 需强调对于无源材料, 导向 Drude-Lorentz 形式的因果关系意味着上述结论。为追求负材料的物理性质及用负材料研制有竞争力的应用, 本发明包括最小化一个或几个这些基本约束的工程材料。

[0206] 理解这些限制的一个替代方式是考虑存储的能量密度。材料中场能密度的熟悉的表达式是:

$$[0207] \quad \langle U_{medium} \rangle = \frac{1}{2} \epsilon E^2 + \frac{1}{2} \mu H^2$$

[0208] 但是, 因为 ϵ 和 μ 随时间变成非局部变量, 通过在时间上平均 Poynting 矢量获得的该表达式在存在离散材料时并不有效。由于材料内有与振荡电荷有关的惯量, 频域上易于跟随的大正或负材料响应的代价是: 在时域上, 有明显延迟直到获得稳定的状态 (单色) 解。由于很多与负材料有关的物理性质取决于在频域上找到的解, 这些动态性在决定稳定状态解的可行性时具有关键的作用。

[0209] 考虑到 Drude-Lorentz 介质的细节时, 可找到如下离散介质的能量密度的更通用表达式:

$$[0210] \quad \langle U_{medium} \rangle = \frac{1}{2} \frac{d(\omega \epsilon)}{d\omega} E^2 + \frac{1}{2} \frac{d(\omega \mu)}{d\omega} H^2$$

[0211] 该表达式在阻尼相对小时有效。该表达式表明 ϵ 或 μ 可在给定频率下为负, 但必须是频率发散的从而保持正的能量密度。

[0212] 已知 ϵ 或 μ 负的材料。在自然产生的材料中, 引起 Drude-Lorentz 形式的谐振在通常受限制的频率范围内出现。例如, 电谐振易于在高 THz 频率或更高时出现, 并由声子模

式、载流电子的类等离子振荡 (plasma-like oscillation of the conduction electron) 或其它基本过程产生。磁谐振通常出现在固有磁材料中, 与如铁磁或抗铁磁谐振这样的过程有关。这些谐振在较高的 GHz 频率趋于逐渐停止, 并在 THz 频率下在除少量特殊之外的所有系统中消失。

[0213] 特异材料可设计成具有没有等效已知材料存在的电或磁谐振。在特异材料结构中, 电和磁谐振可适于直到 THz 频率的任何频率。具体地, 通过结合电和磁结构, 可获得一种材料, 其在一个频带上 ϵ 和 μ 同时为负。对于这种材料, 通过取 $\epsilon \mu$ 积的平方根来确定的折射率 n 是实数, 表明这种材料对于辐射是透明的。但是, 当 ϵ 和 μ 都为负时, 已示出平方根的符号的正确选择应是负的。因此, 对于 ϵ 和 μ 都是负的材料, 也可表征为负折射率材料 (NIM)。

[0214] NIM 令人感兴趣的原因包括, 它们允许先前不可获得的 Maxwell 方程的解。如此, NIM 表现出利用特异材料的惊人例子。然而, 尽管为 NIM 预期了非凡的物理现象, 负折射率材料的基本限制还是必须谨记。例如, 已知 $\epsilon = \mu = -1$ 的表面可为非反射的。但是, 可将该式局限于稳态条件; 如果来自自由空间的波前入射在该表面上, 可能发生瞬时相关的反射直到达到稳态解。

[0215] 过去几年的努力已证明负折射率材料可设计、制造并定性。稳态实验中的负折射率已得到证实。最初工作整体已明确证实了负折射率: 现在我们推动了这种材料和方法使这种新颖的材料有用。本发明的示范实施例是新颖有用的特异材料。尽管为负折射率材料示出几个实施例, 他们也可以正折射率特异材料的形式得到应用。

[0216] E(1) 双偏振 NIM 研发

[0217] 至今没有对于任意入射偏振的波具有负折射率的材料证据。本发明包括这样一种材料, 如图 20 所示示范实施例。这种示范结构的制造要求晶胞包含与第一回路垂直的额外的磁回路, 以及与第二电极化方向成行的额外的电线元件。

[0218] 图 20 所示示范实施例是采用四层 (Cu) PCB 制造技术的双极化 NIM 设计。在相交剖面图中的矩形导体是对于每个偏振具有两个电容隙 (capacitance gap) 的 SRR。具有 2D 各向同性的正交直导线提供负介电系数。45 度旋转使得元件之间的耦合最小化, 平行层方法可利用形成电容板的同一层 Cu 而不引入双各向性或类似复杂因素。

[0219] 图 20 所示示范设计对于入射电磁波的两个偏振都表现出负折射率。这种设计在晶胞设计内包含额外的元素, 但在制造上不引入额外的困难。

[0220] E(2) 基于分量的 NIM 结构

[0221] 为实现与 NIM 有关的磁响应, 下层晶胞包含耦合到入射 EM 波磁场分量的谐振电路元件。尽管在通常的现有技术中, 采用双裂环谐振器 (DSRR) 以提供磁响应, 适当设计的单环谐振器也可实现等效的磁响应, 并且更易于制造。

[0222] 本发明通过在晶胞内嵌入小型化封装的电子元件而在微波频率范围拓展已知 NIM 的功能性。该步骤通过将关键的电性能元件集中到可根据需要改变、升级或修改的单个模块封装内, 使得设计具有更大的柔性。该基本 SRR 具有图 21(a) 所示的简化等效电路。这是一种由 $\omega_0 = 1/\sqrt{L_s C_s}$ 给出谐振频率的基本 LC 谐振电路。该电路内电流由通过该电路的时变磁通量产生的感应电磁力驱动。串联电阻 R_s 由晶胞制造中所用的金属电阻产生, 由于集肤深度 (skin depth) 很小, R_s 强烈地依赖于表面条件。

[0223] 对于包括（但不限于）低频结构的结构，比起通过几何构造设置 SRR 电路中的电容，已发现可用（标准）封装电容代替。SRR 的谐振频率可由所选电容值设置。但是，采用封装电容器或其它元器件增加了所示简化电路的限制。其它因素变得重要：因高电场区域内的损耗角正切而产生的电介质损耗，如电容器电介质材料，或电容本身附加的寄生电感或电阻。这些附加效应必须包括在这些元件的建模中，如图 21 (b) 所示改变电路。由于寄生元件，封装电容的完整阻抗具有 $Z_{cap} = R_p + j\left(\omega L_p - \frac{1}{\omega C_s}\right)$ 的形式。

[0224] 阻抗的谐振形式示出封装电容器本身会具有谐振频率。这种因寄生电感而产生的自谐振会限制封装元器件可使用的频率范围。另外，电容及寄生电感的电抗不能通过谐振频率的单独测量而分离，相反，需要电感起主要作用时的高频性质来决定相关影响。然而，谐振时的电流会依赖于这些相关影响，由于损耗会强烈依赖于电流，这在 NIM 性能中会成为关键。

[0225] 图 22 示意性示出嵌入商业元器件的概念。单层电容器，这里是 0201SMT 封装中的 Vishay HPC0201a 系列 RF 硅电容器，用于提供所需电容。如所示，采用每环两个电容器，总电容由通常的串联相加法则获得。

[0226] 所用电容器的选择依赖于几个考虑。由损耗角正切 δ 表示的电介质损耗很重要。空气隙电介质表现出最小的电介质损耗，尽管这种结构的构造通常较为困难，并且自由空间相对低的介电系数使得较高的电容难以实现。

[0227] 最方便的电容器构造的寄生电感导致低的自谐振频率，使这种类型电容器不能用于本应用。这对于许多嵌入式电容器方法也是问题，这些方法在用特殊工艺和材料层接合电路板期间实现电容器。对电介质材料的尺寸的控制和约束通常导致高速电容器的性能很差，损耗和不受控制的电感造成这些困难。

[0228] 幸运的是，近来单层电容器 (SLC) 的发展提供吸引人的替代方案。这些是用高度控制尺寸的平版印刷生成，并采用专门用于电容器应用的最新电介质材料设计。这种简单的构造能产生非常低的寄生电感，这些电容器现已商业化，其定标自谐振频率高于 10GHz。

[0229] 由于其复杂性及小尺寸，已知的数值仿真技术会不易于定性和预测这些结构的性质。另外，电容器通常是通过 DC 值而不是其高频特性来定性。本发明包括采用混合方法来分析示范结构，结合以复杂阻抗评估的元器件传统的电学工程特性与以全自由空间 S 参数评估的已获得的负折射率材料的全波解。通过在 HFSS 或 MWS 中建立简单结构的模型，如 SLC，并验证与电感性 / 电容性电阻相关的预期频率，我们建立能用有源元件有效设计结构的法则。这种混合模型与有源元件联用，由此除了线性元器件外，寄生元件的影响也被考虑到。

[0230] E(3) 基于 3-D NIM 的电路板

[0231] 本发明的另一个方面是基于特异材料的电路板。示范实施例包括由可装配在一起的多个独立的电路板片制成的模块特异材料。每个电路板部分包括多个晶胞，每个晶胞包括支撑散布的导体阵列的电介质基板的大致平的电路板。所述晶胞可包括一中心隙。所述平面电路板布置在互相垂直的三个维度上，一旦装配则形成三维阵列。

[0232] 图 23 是采用机加工电路板技术的本发明的示范 NIM 的三维草图。图 23(a) 示出包括多个相同的晶胞的电介质基板 100。每个晶胞具有布置在大致方形中心通道 104 周围的

一对相对的导体 102。相对导体 102 可为所示大致 U 形的铜条带。第二导体阵列 106 也可用铜形成,支撑在基板 100 上,并具有大致网格结构。基板 100 进一步包括插座孔 108。每个导体 102 和 106 可为淀积或其它方式布置于电介质板 100 上的铜条带或其它导体材料。导体 102 和 106 优选地位于板 100 的两个相对面上。

[0233] 图 23(b) 示出包括多个相同晶胞的单个电介质条板 120。每个晶胞具有相对的导体 122,该导体可为围绕大致方形通道 124 的 U 形铜条。同样可为铜条的第二导体 126 位于每个晶胞之间,并向上延伸形成与插座孔 108 匹配的插头针 128。槽 130 同样限定在每个晶胞之间。如图所示,槽 130 优选地至少部分由导体 126 限定,导体 126 衬在槽 130 的相对面。每个导体 122 和 126 可为淀积或其它方式布置于电介质板 120 上的铜条或其它导体材料。导体 122 和 126 优选地位于板 120 的两个相对面上。

[0234] 多个条板 120 可装配在一起形成三维网格状阵列,如图 23(c) 所示。互相垂直布置时反的条板 120 与第二个条板相接,这时每个条板 120 通过槽 130 的相互作用而互相匹配。然后图 23(c) 的网格状阵列 FIT 通过插头针 128 与插座孔 108 的啮合可与基板 100 接合,得到图 23(d) 的结构。通过一个接一个地堆叠这些条板,可建立图 23(d) 所示的三维特异材料。

[0235] 阵列 106 和 126 通过插头针 128 与插座孔 128 的啮合而互相导通。另外,阵列 126 通过槽 130 的相互接合而与另一个条板 120 上的阵列 126 连通。整个结构上元件之间的电连接由回流焊接技术形成。

[0236] 可理解以图 23 为例的本发明的示范性模块电路板结构具有许多好处和优势,包括例如制造容易又廉价。同样可理解图 13 的示范模块特异材料只是一个例子,也可采用许多其它基于本发明的特异材料的模块电路板实施例。这些实施例中的很多都是由具有连接器以将其彼此机械连接以及在至少一个连续的电导体点阵电连接的通常平面电路板制造。

[0237] E(4) 通过最优化电流 - 电压比控制 NIM 晶胞内的损耗

[0238] NIM 内的损耗的出现是由于与导体(通常是铜)有关的传导损耗以及经历电场的电介质材料的损耗角正切。在先前所述的环谐振器的简单图中,LC 电路的谐振电流是

$$[0239] \quad i = \frac{EMF}{(Z_R + Z_L + Z_C)} = \frac{EMF}{R + j\left(\frac{1}{\omega L} - \frac{1}{\omega C}\right)}$$

[0240] 本发明的一个方面是通过认识到谐振频率由 LC 积设置以及在选择电感和电容组合上存在自由度来控制 NIM 损耗的方法和结构。该选择使得可改变电介质或欧姆损耗通道的相对贡献。需要认识到电感不仅是由 SRR 形成的回路的尺寸所造成,还由用于形成该电路的导线的尺寸和几何结构设置(例如导线的自感),以及在使用其它封装或非封装元器件时这些元件的寄生电感。

[0241] 通过改变电感/电容比,损耗通过改变感应电流(引起欧姆损耗)与感应电压(引起电介质损耗)的相对幅值而最小化。即,在储存在电场($CV^2/2$)与磁场($LI^2/2$)的能量之间正常振荡的谐振电路可通过改变 L/C 比而改变 V/I 比。对此有实用性的限制——SRR 设置的电感和电容有必须耦合到传播 EM 模式的最小值。如果可减小任一损耗机制,则可实现网络低损耗。利用低损耗电介质包括空气是一种减小损耗的途径。例如,图 15(c) 所示是先前讨论的电路板 NIM 结构的一个修改,其中用空气隙消除与结构中所用的层叠材料有关的损耗。

[0242] E(5) 可用于 THz 频率的特异材料

[0243] 现有技术中微波频率下的特异材料包括双裂环谐振器 (DSRR), 图 24(a) 中示意性示出四个 DSRR。图 24(a) 中示意性示出四个的单裂环谐振器 (SRR) 是另一种有用的谐振器。另一种谐振器构造相信可用在高频, 包括如图 24(c) 中所示 THz。除了其它结构外, 图 23(a) 和 (b) 的 DSRR 和 SRR 同样被认为可用于包括 THz 的高频。另一种环谐振器——C 形环谐振器——在图 23(d) 中示出。也可有双 C 形环谐振器。图 23 的所有谐振器可用在本发明的示范性特异材料中。它们还可与其它导体, 如直导线点阵结合。

[0244] 图 24 中, G 是内外环之间的间隙, W 是金属线的宽度, L 是外环的长度, S 是相邻晶胞之间的间隔, T 是环的裂口。现参照图 24(c) 的 L 形谐振器 (LSRR), 每个单独的晶胞包括布置成“重叠方形”的四个 L 形导体 200, 其构造如图所示。每个 L 形导体 200 的一个脚接近并通常平行于另一个 L 形导体 200 的一个脚并与其同向延伸。在每个导体 200 之间限定一间隙。各导体 200 由各导体 200 的重叠区域形成其电容。理论和初步实验研究指出对于同样的晶胞大小, LSR 比 DSRR 具有更高的谐振频率。由于所需关键尺寸可较大, 这种设计可使对于相同设计频率的制造变得容易。

[0245] 本发明的特异材料包括与支撑在电介质基板上的其它结构结合以实现 THz 特异材料的图 24 的结构。一个例子是细导线结构——导线的周期性点阵——已知在由点阵参数设置的截止频率以下具有负介电系数。将导线结构与 SRR 结构结合已成为在低频下利用的实现 NIM 的方法。THz NIM 结构会要求以微米级解析度来制造相当复杂的结构。对于这种制造, 本发明提供基于微机电系统 (MEMS) 的独特工艺。

[0246] 本发明的一个示范性方法包括在第一电介质基板上形成牺牲层, 在牺牲层中形成模, 并将导体淀积在模中形成导体环, 如 SRR、DSR 或 LRR 等。然后牺牲层被移除, 导体环被支撑在所述电介质基板的表面上。形成第二电介质层, 使其覆盖在第一电介质基板表面上并覆盖导体环。第二牺牲层形成在第二电介质层上, 第二模形成在第二牺牲层中。第二导体淀积在第二模中, 第二牺牲层被移除, 其中第二导体被支撑在导体环上方的第二电介质层上。

[0247] 以这种方式可形成多个导体谐振器环, 或者这些步骤可用于形成单个晶胞, 所述多个所述晶胞顺序结合到一起。如此, 第一和第二电介质层、导体环和第二导体形成在一频带上同时具有负介电系数和导磁率的负折射率介质。本领域的技术人员会理解这些步骤可用各种不同的电介质、导体、牺牲层和尺寸等实施。在某些实施例中, 用非常小的比例形成微芯片。

[0248] 通过进一步说明, 在图 25 中描述本发明的一个示范实施例。首先, 负光刻层 (PR) 250 旋涂到电介质基板 252 上 (可为例如透明石英), 接下来接触模式的平版印刷工艺将所设计的 SRR 图案作为模 253 转印, 如图 25(a) 剖面所示。尽管示范模图案 253 形成一 SRR, 同样可形成其它图案, 包括例如 DRR、LRR 和 C 形。第一平版印刷过程后, 淀积 100nm 铬和 1 μ m 厚铜导体层 254 以填充模内部并覆盖层 250, 如图 25(b) 所示。接下来, 采用提升过程 (lift-off process) 以转印在两面抛光石英基板上构图的 SRR 层, 如图 25(c) 所示。图 25(d) 示出此时结构的顶视图以更好地示出如此形成的 DRR。

[0249] 接下来, 通过应用旋涂 (spin-on) 玻璃层将表面形态平面化, 如图 25(e) 所示。另一层 PR 258 形成在层 256 上, 并应用第二平版印刷工艺形成等离子体激元导线的模 257, 如

图 25(f) 所示,并淀积导体层 260 如铜,如图 25(g) 所示。示范厚度是 $1\mu\text{m}$ 。第二金属蒸发和提升步骤之后,产生在由旋涂玻璃层 256 隔离的 SRR 结构的顶上的模 257 中形成的大致直的金属细线 262,如图 25(h)。在图 25(i) 中示出顶视图。

[0250] 通过重复以上示范步骤,可制造一系列重复的 SRR 和细导线。或者,可应用这些步骤同时形成如图 25 所示布置成阵列的多个晶胞。如此可制造包括如多个图 25 所示多个单独晶胞的特种材料。本发明的这个和其它 MEMS 制造技术提供集成这两个微结构制造块以形成高频 NIM 的有效方法。

[0251] E(6) 用 NIM 空间滤波

[0252] 对于本发明的无源 NIM 一个示范应用是空间滤波,其中入射场分布由平面材料进行处理。空间滤波的概念在图 26 中示出,其中传统 (a) 空间滤波在图 26(a) 中示出,而采用本发明的 NIM 的空间滤波在图 26(b)。图 26(b) 所示 NIM 器件由补偿双层各向异性 NIM 形成。已发现包括一个或更多类型各向异性 NIM 的复合物可紧凑地实现与传统多元件常规系统相同的空间滤波功能。为一个或更多入射角选择薄平面(无源)NIM 板。这一材料可适于集成到例如天线罩的结构中,以应用于例如减少 RF 通讯检测。

[0253] 图 27 示意性示出入射在带通滤波器上的 Gaussian 束的反射和透射。该束宽度为 10,入射角为 9° (方)、 34° (星) 和 69° (圆)。为实现图 27 所示的功能,本发明的四个各向异性 NIM 的独立平面层装配在一起。这种应用要求在制造平面 NIM 结构时具有相当的控制,因此利用本发明的方法的优势有效地制造 NIM 器件。

[0254] E(7) 通过有源元件动态调整特种材料

[0255] 本发明的另一方面是利用特种材料中包括 NIM 中的有源元件。本发明的示范性 NIM 包括嵌入式有源和非线性器件以实现 NIM 某些响应参数的外部控制。例如,可通过在基于 SRR/ 连续导线的 NIM 的电场或磁场元件中嵌入增益元件,实现有效折射率的有源控制。这是比不包括任何分立有源元件的线性响应 NIM 更复杂的结构。

[0256] 有源元件应以不过度影响电场和磁场分布并保持对有源元件中增益和相移的控制的方式嵌入。另一个复杂的因素是需要为有源元件提供功率和接地而又不影响 NIM 在相应负折射率频率段的电磁性质。在本发明的示范 NIM 中,相应的功率和地的引线由散布功率引线而增加,其设计是调整在负折射率波段中具有高(非传输)阻抗的短线(stub),又保持在低(功率)频率下低阻抗。该非线性和增益元件与 NIM 材料的连续导线和 SRR 结构都集成:变容二极管可位于磁有源 SRR 的电容隙区域,如可为 PIN 二极管。HEMT 晶体管可用于要么通过将其嵌入到 LHM 的导线部分而放大电场信号,要么通过将其嵌入到 SRR 元件的环中放大磁场信号。

[0257] 有用的示范性有源元件包括 Agilent ATF50000 和 ATF30000 系列假立方 HEMT 晶体管,通常在 1-6GHz 波段具有 15-35dB 的增益,在增加到 18GHz 增益略有减少但仍可用。来自同一制造商的高频 PIN 二极管允许双端使用以用于射束控制和波相移。可采用来自 MicroSemi 的变容二极管(MTV2100 和 GC1500A)以使能调整 SRR/ 导线实现的电容部分。可嵌入多于一个有源元件,例子包括一个有源元件嵌入在环导体隙内,而第二个嵌入在直导线导体点阵中。

[0258] 图 28 中示意性示出一个示范有源 NIM 在 X 波段微波区域的操作。Microsemi 变容二极管,具有 pF 电容 4 : 1 调整范围的偏压可变电容器在右侧示出。封装是工业标准 0402

大小,适于用商用的高容量组件的拾取安放机械操作。左侧示出有源 NIM 组件。在裂环组件平面下方示出用于介电系数的铜导线层(为清楚起见未受支撑)。在电路板基板上示出每环具有两个隙的 3×4 裂环阵列。变容二极管跨过每个隙,提供一动态可调电容。变容二极管由施加高达 20V 的电压调整。该偏压由图 28 所示线路提供。由于基本没有电流流过(在初始电容充电后),可用非常低导电率的线路提供该偏压。该线路的高电阻会防止相邻晶胞被控制线路短接。也可采用对 RF 具有高阻抗但对控制信号低阻抗的高电感线路,不过制造上有难度。可采用多个低导电率材料,包括聚合物基导体或粒状石墨材料。注意该偏压线路是交替地偏置到 V_b 和地,交替行中的变容二极管的物理取向相反以容纳简化的晶胞偏置装置。

[0259] E(8) 通过有源电路降低损耗的特异材料

[0260] 有源电路可用于平衡电阻网络中的电阻损耗。这种潜在的重要技术可在所有频率范围上具有价值,尤其是在输送(pumped)材料容易获得的光学领域。但是,低频下,该技术可用成品放大器和等效元器件研发,从而可研究受控损耗的基本概念。

[0261] 本领域已知负阻抗转换器(NIC)。图 29 示出简单的草图。本质上,NIC 通过利用线性放大器响应所施电压驱动反向电流而工作。这样,流动通过电路电阻的电流(因而损失 I^2R 的功率)由进给功率(从放大器功率源导出)补偿回到电路内。只要该系统在放大器的线性区域内工作,这一电路就可补偿电阻损耗。NIC 必须在所需的频率下操作。理论上已提出在 NIM 中用 NIC 补偿损耗。高频放大器和元器件的使用会扩展该技术在更短波长的应用。

[0262] 如果在电路中出现网络相位响应,则该相位响应增加到其余材料部分,并可用于进一步控制材料的负折射率特性。这一电路可被限制为在基本元器件的工作频率下工作,例如,在低 GHz 区域。元器件的大小也可限制它们在更长波长的应用。

[0263] E(9) 非线性特异材料

[0264] 本身具有频率发散的特异材料结构与非线性的结合引起潜在有用的性质类型。例如,由于认为在谐振特异材料的电容区域局部电场增强,位于这一结构内的非线性材料可被强烈增强。已知,如果具有 Kerr 非线性(即,折射率的形式为 $n = n_1 + n_2 E^2$)的材料嵌入到 SRR 阵列内,则可得到光学双稳态形式。

[0265] 尽管对于光学频率,存在各种非线性材料(例如, $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$),在一个示范的目标频率范围中优选地利用二极管或类似的固态元件实现所需非线性响应。本发明的一个方面是利用嵌入式二极管电路以将模拟的 Kerr 非线性导入 SRR 介质中的非线性 NIM。复合材料会表现出可基于入射场密度从正到负切换的折射率。由于有源材料如二极管的使用需要仔细偏置和平衡,以入射密度评估的工作区域较窄。图 30 示出对于谐振质量因数的两个值,无因次(dimensionless)非线性谐振频率对场强。曲线示出在(强度相关)谐振频率中的双稳态性质的可能。

[0266] 尽管 NIM 的窄波段可为线性频域应用的一个限制,利用 NIM 独特性质的替代方法是搜索利用 NIM 的发散性质的波传播现象和应用。例如,电磁脉冲包含一个频带分量,使得脉冲的形状通常由通过发散介质的透射改变。与 NIM 相互作用的脉冲会为折射率波段内的每个频率分量进行负相移。尽管完全在线性负折射率材料与在正折射率材料内传播的脉冲之间没有特别的区别,有些 NIM 结构可对波传播具有显著的冲击,包括本发明的示范 NIM。

[0267] 例子包括由发散正负折射率材料的结合形成的结构。另一类结构是具有非线性的 NIM。对于体现不同类型非线性的 NIM 有多种应用。在低频,如前例所示,非线性分量——如适当偏置的二极管——可用于生成对入射电磁场产生非线性响应的负折射率特异材料。

[0268] E(10) 有源高频 NIM

[0269] 对于在 NIM 中嵌入有源控制和非线性元件有两种优选路线:分立电子元器件与基于电路板的 NIM 结构的集成,如上所述;以及 NIM 结构与包括有源元件的定制半导体材料的集成。采用分立元器件的前种方法较易实施和测试设计方法,但会受限低于 20GHz 的频率。后种方法中,定制的有源元件用平版印刷术布图在与 LHM 结构相同的半导体基板上,对于有源元件最后会允许高得多工作频率,该频率可接近 100–200GHz 和更高,但也造成明显更高的成本和研发中更长的交付周期。

[0270] 替代地,结合前述两者的方案,包括利用分立而非封装的元器件,芯片模尺寸在 100 μm 的量级,可允许明显更高的工作频率以及足够复杂的类电路板技术,采用可用 MEMS 技术构图的半导体(例如 Si 和聚 Si)基板,使得能给由高度抛光刚性半导体提供的刚性、超平的表面增加过孔及相应的互联能力。

[0271] E(11) 可调整 THz NIM

[0272] TiO_2 的电介质功能可通过所施电场在 THz 频率下改性。为此制造图 31 中示意性示出的本发明的一个示范器件。采用在作为底电极的掺杂硅上进行的物理汽相淀积(PVD)生长 2000 埃的 TiO_2 层。该结构中顶电极的作用由作为绝缘体的聚 3-己基噻吩(P3HT)膜实现。但是,当通过场效应掺杂注入电荷时,P3HT 在室温下具有相当的导电性。该 PET 结构适于在所施电场下 TiO_2 的 THz 及红外研究。器件的新颖性包括大面积($> 1\text{cm}^2$)“栅极”结构,适于从远红外到近红外的透射实验,后者的截止由 Si 基板的带隙决定。掺杂物的浓度在 10^{18}cm^{-3} 范围,基板以及整个器件从次 THz 直到 Si 的带隙能量表现出高透射比 $T(\omega) \cong 20-30\%$ 。

[0273] 因 TiO_2 对所施电场的 THz 响应使得在器件上出现透射率的变化。这些变化具有与接近 TiO_2 振动频率出现的谐振的形式,其中 $\epsilon_1(\omega)$ 的电场感应改性可超过 50–80%。注意, SRR 阵列会易于集成在底接触 FET 构造中,从而建立该器件调整的新颖的方案。

[0274] 尽管这里示出和说明了本发明的具体实施例,应理解对于本领域的技术人员其它修改、替换和选择是显然的。可在不背离应由所附权利要求确定的本发明的精神和范围的情况下做出这些修改、替换和选择。

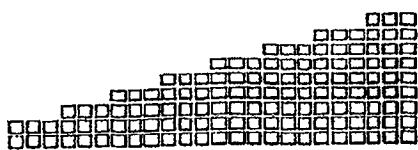


图 1(a)

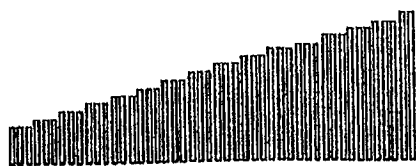


图 1(b)

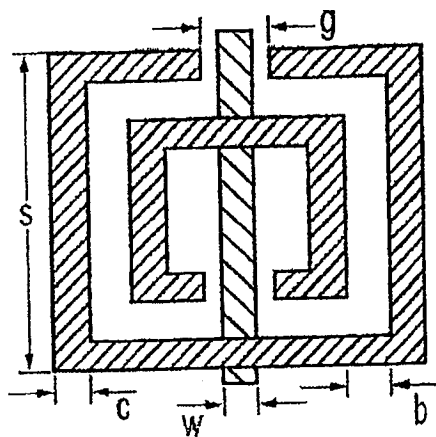


图 1(c)

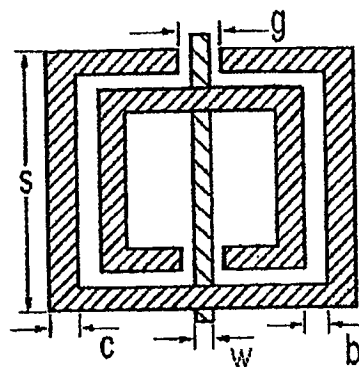


图 1(d)

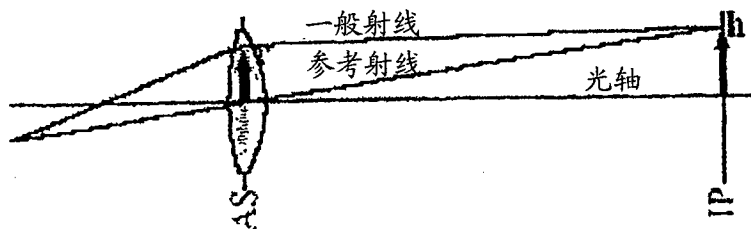


图 5

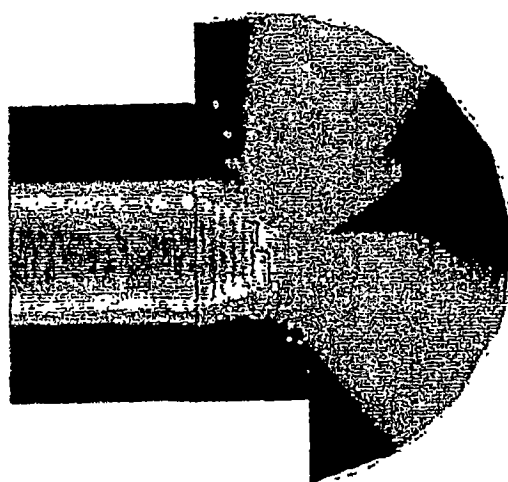


图 2

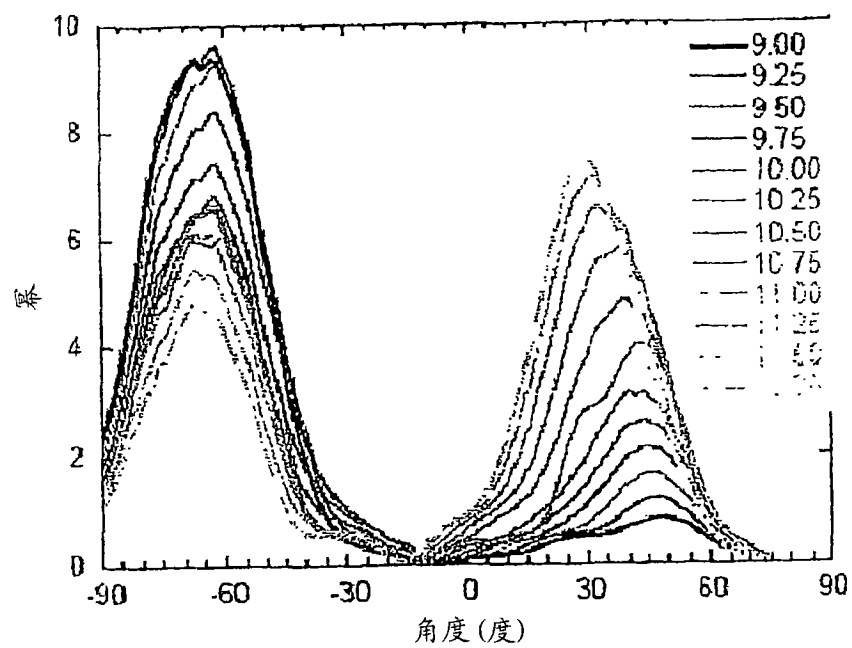


图 3

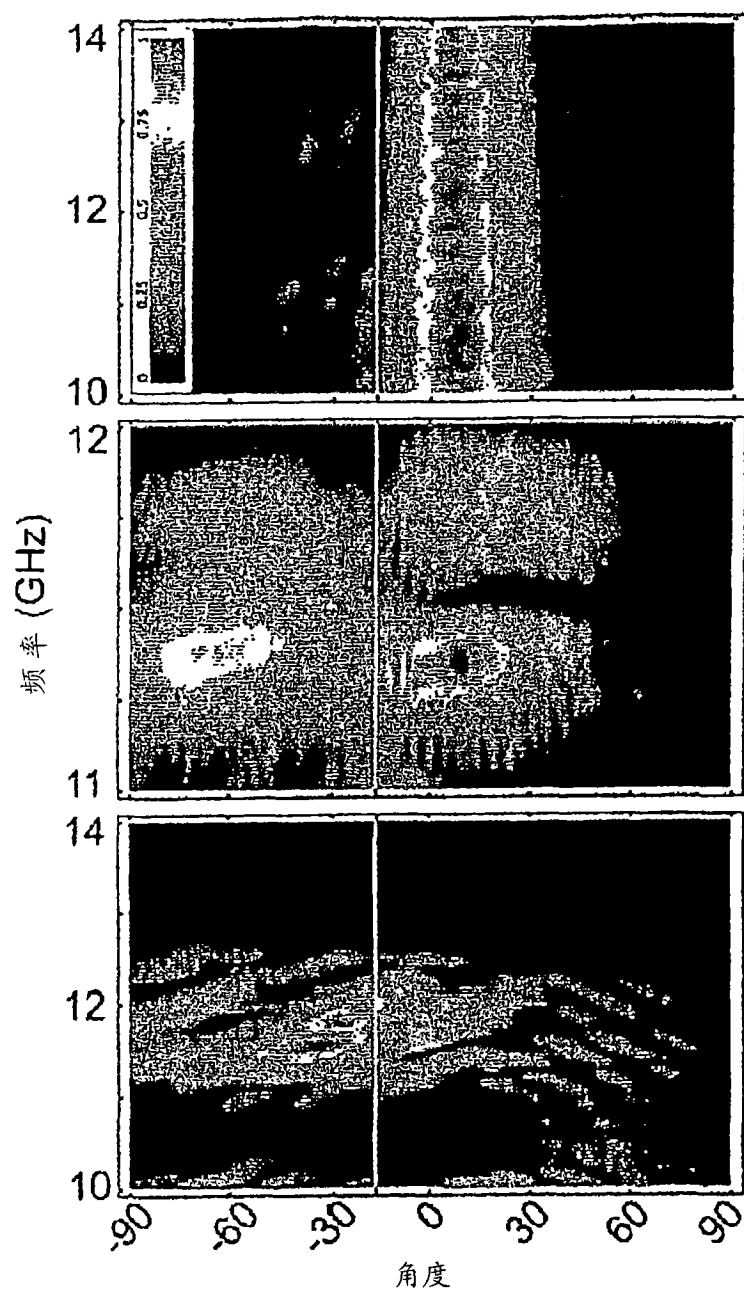


图 4

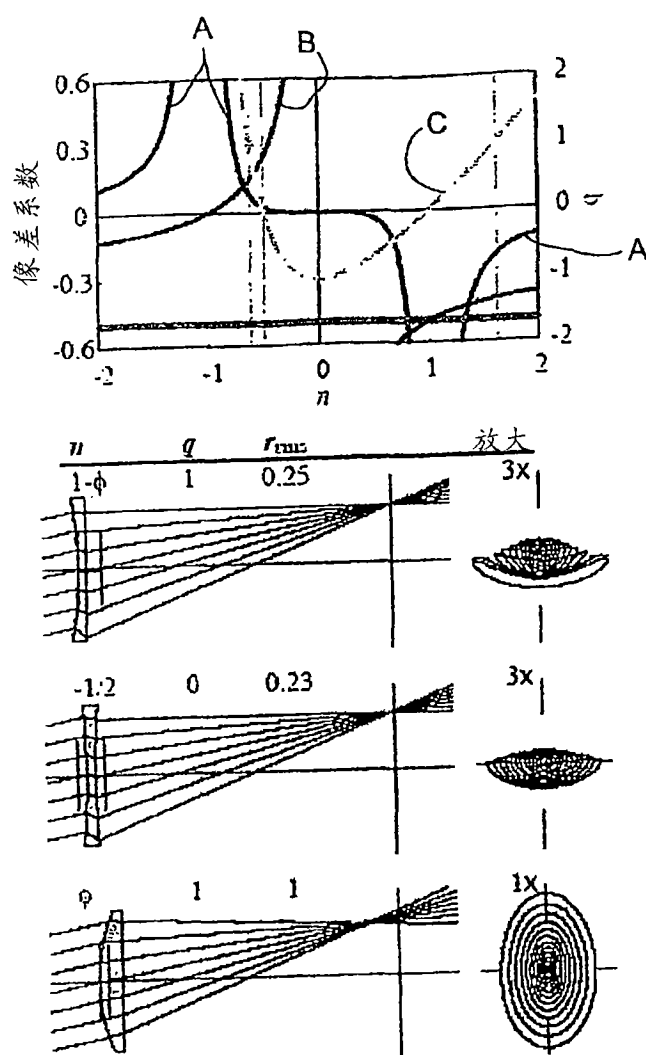


图 6

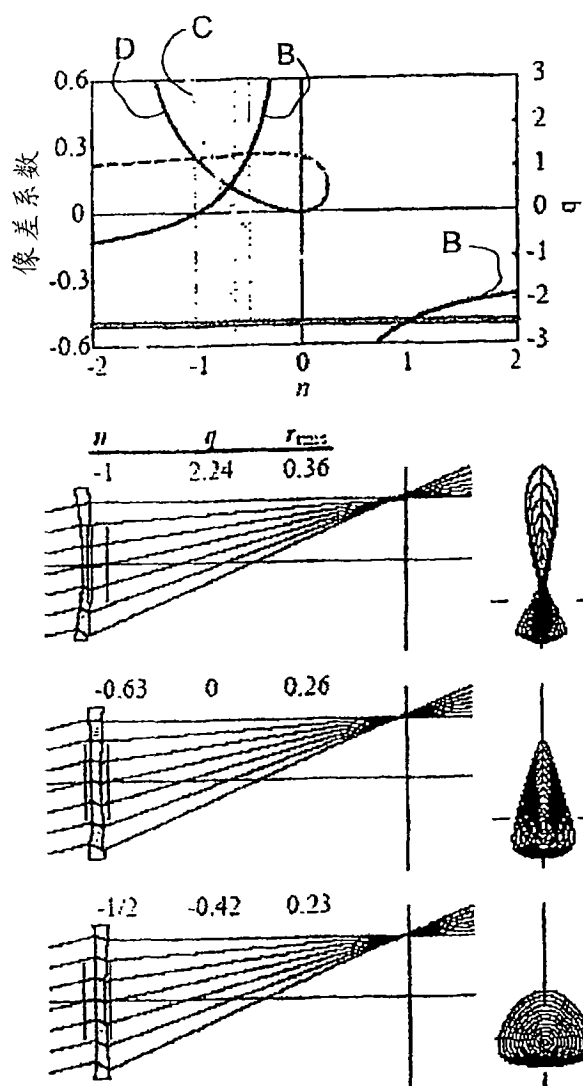


图 7

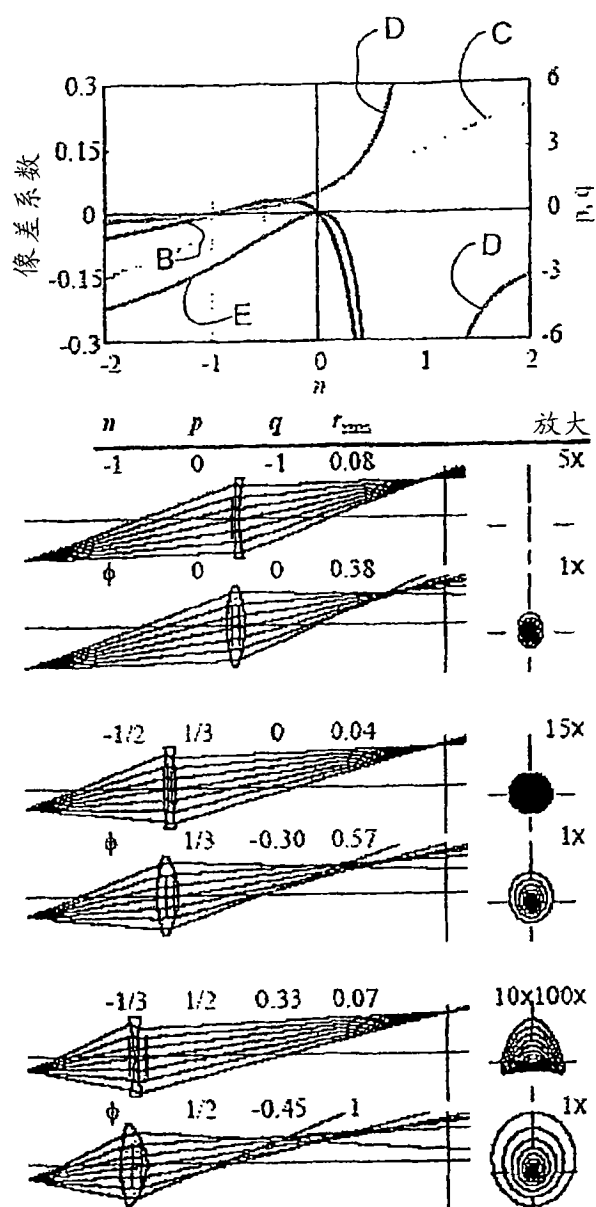


图 8

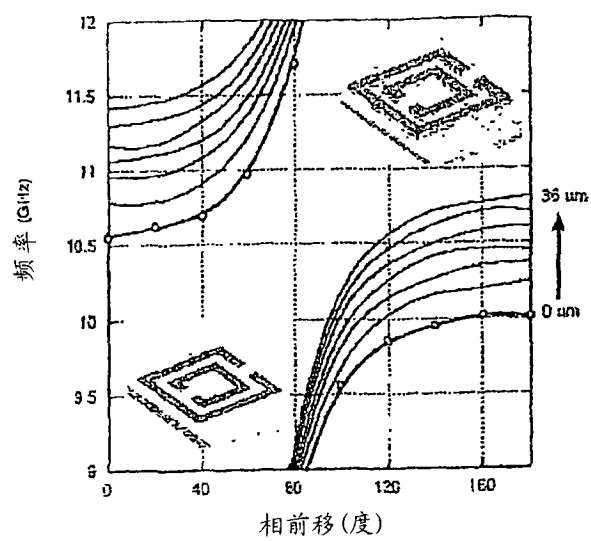


图 9

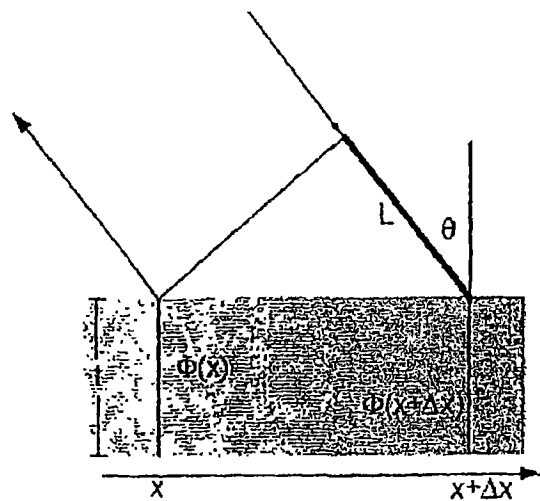


图 10

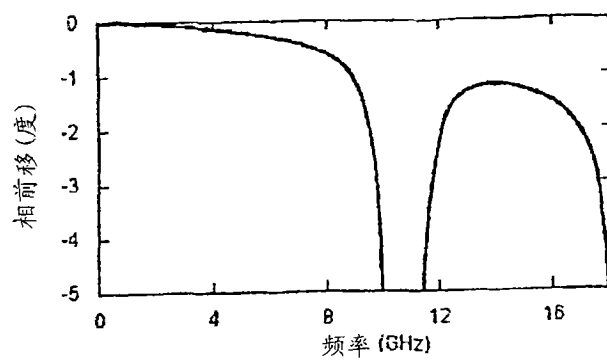


图 11

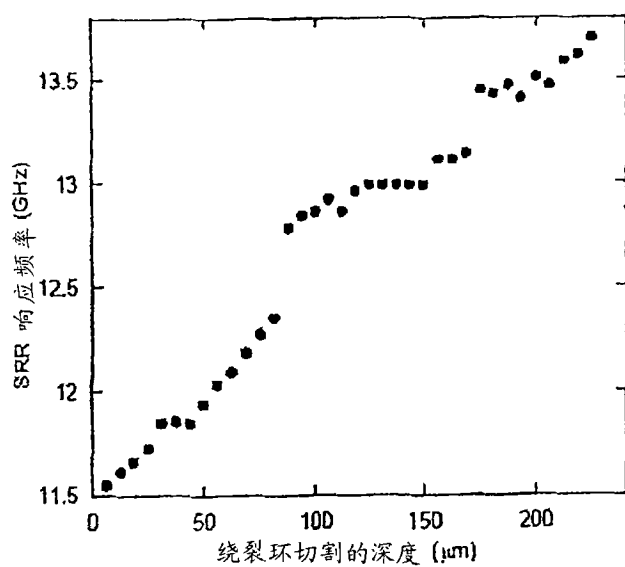


图 12

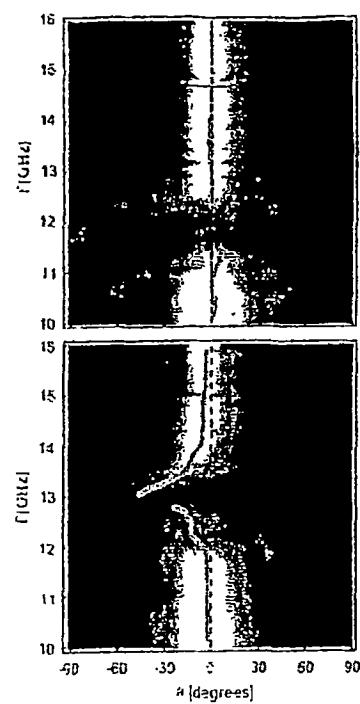


图 13

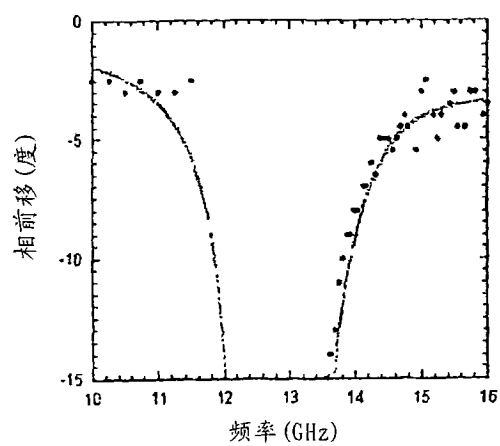


图 14

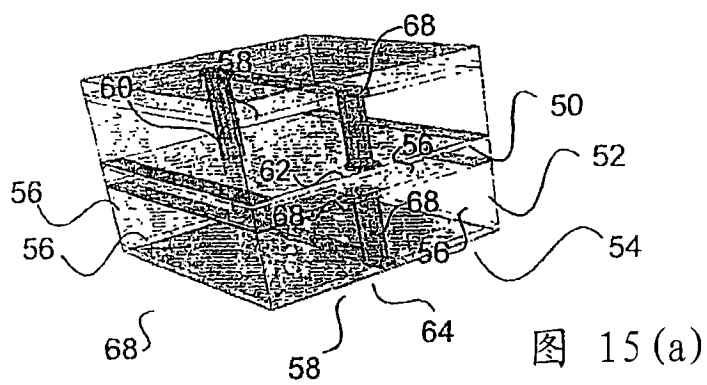


图 15(a)

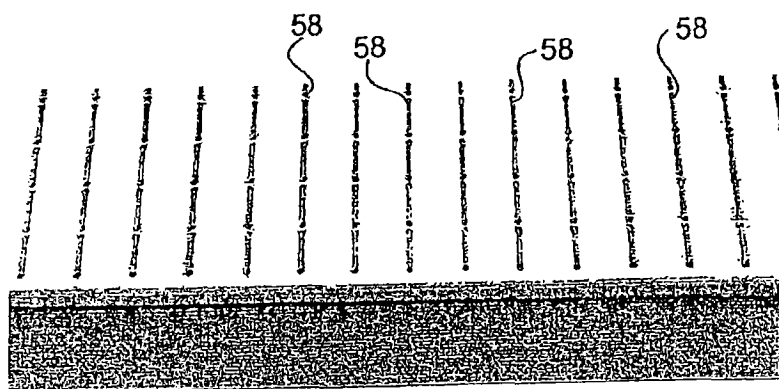


图 15(b)

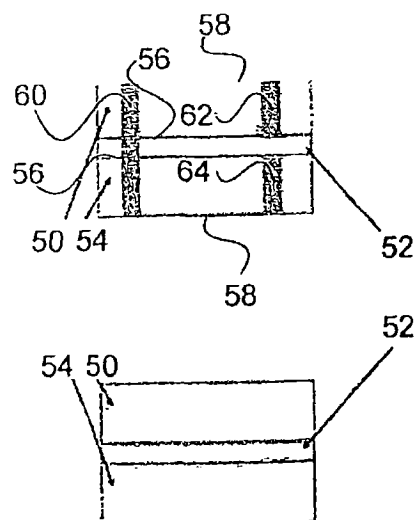


图 15(c)

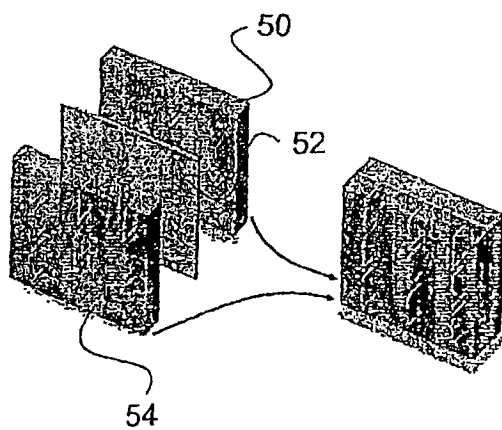


图 16

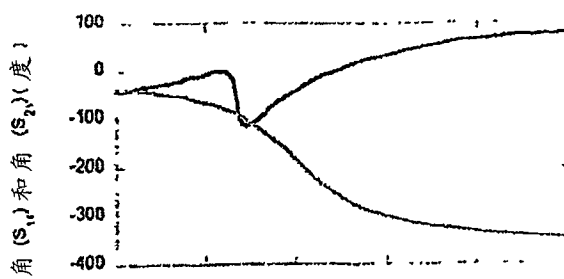


图 17(a)

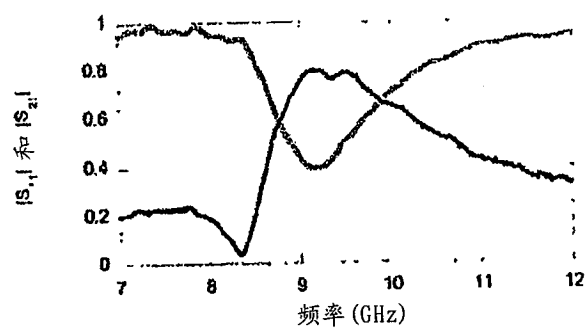


图 17(b)

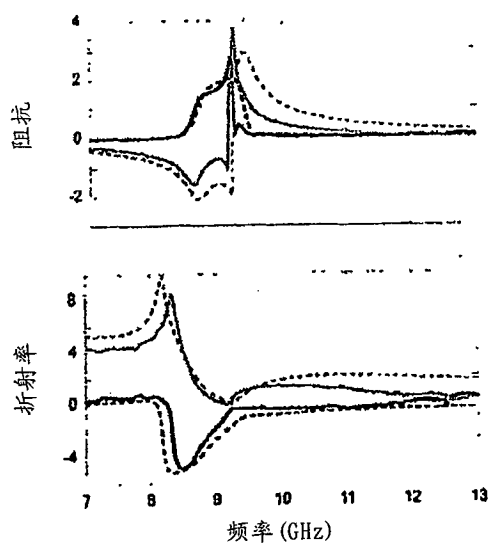


图 18

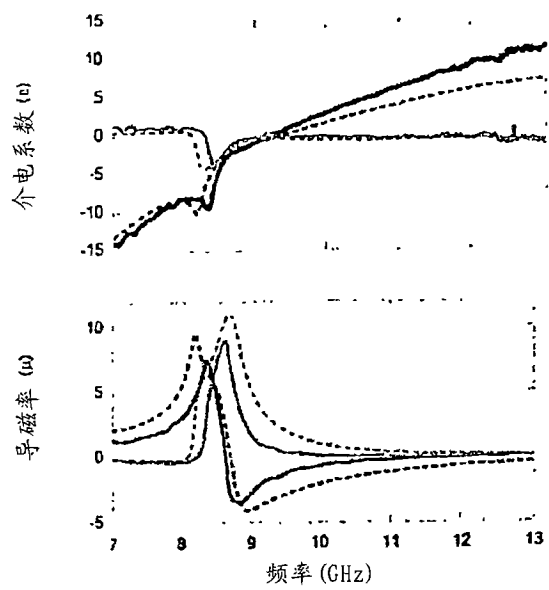


图 19

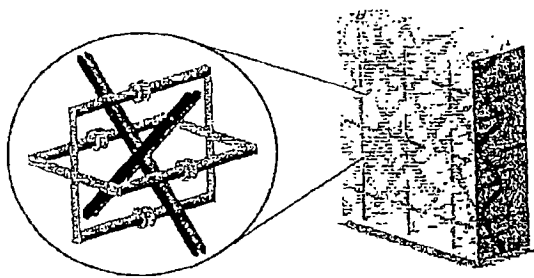


图 20

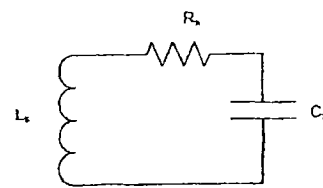


图 21(a)

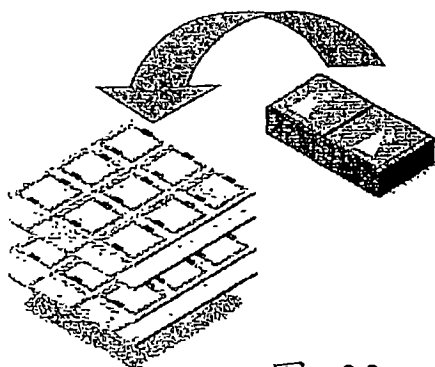


图 22

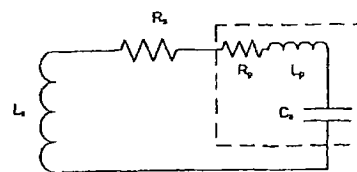


图 21(b)

图 23(a)

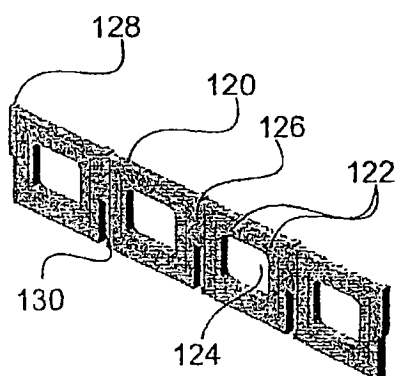
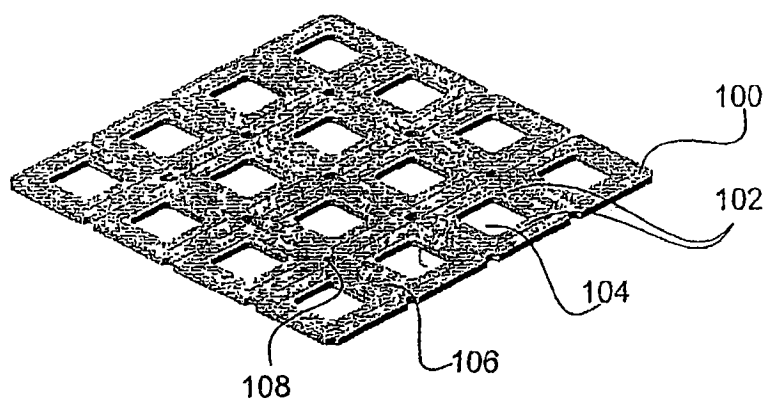


图 23(b)

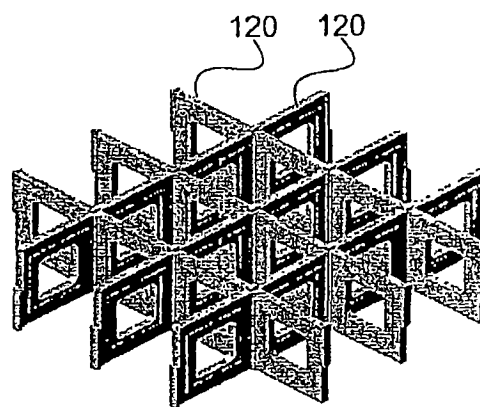


图 23(c)

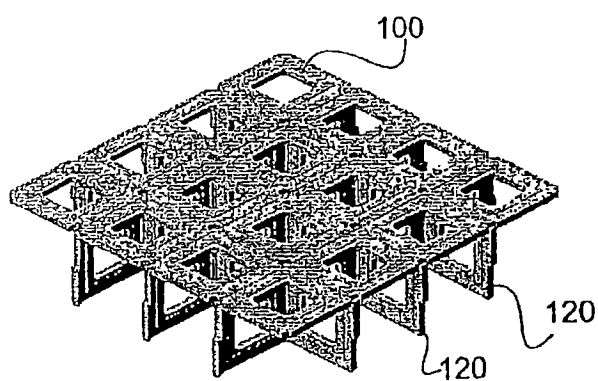


图 23(d)

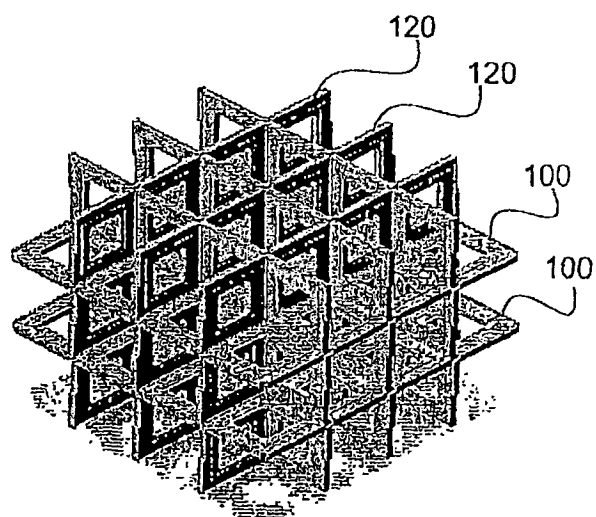


图 23(e)

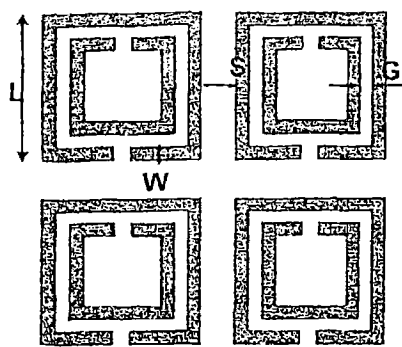


图 24(a)

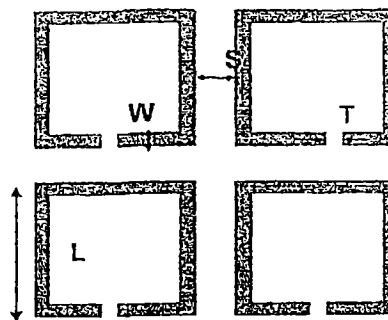


图 24(b)

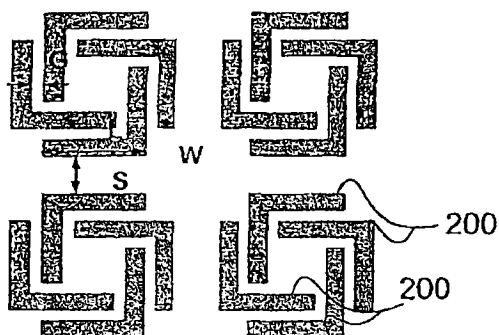


图 24(c)

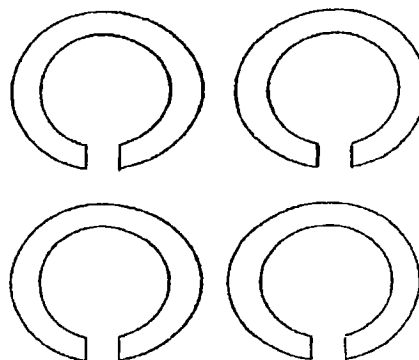


图 24(d)

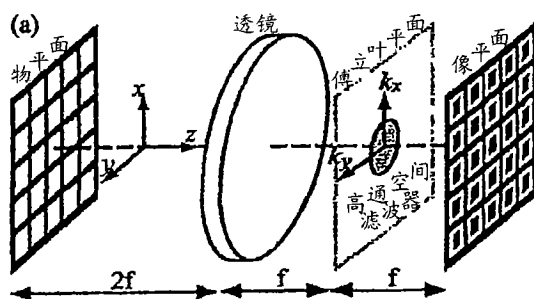


图 26(a)

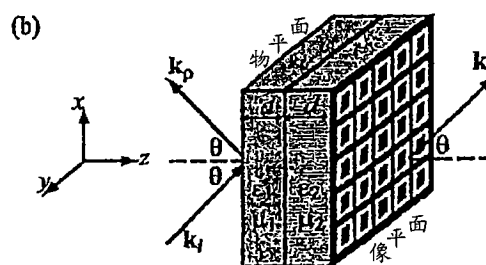


图 26(b)

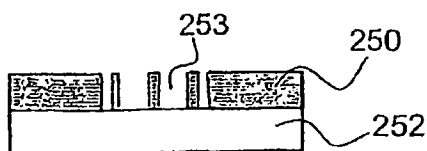


图 25(a)

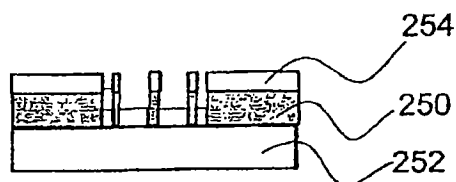


图 25(b)



图 25(c)

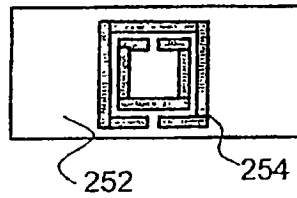


图 25(d)

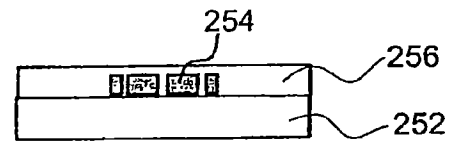


图 25(e)

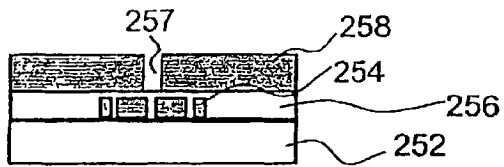


图 25(f)

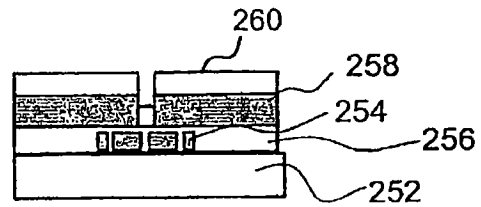


图 25(g)

图 25(h)

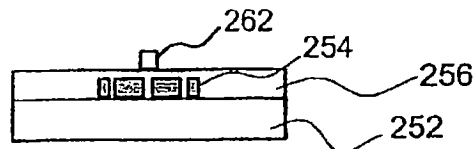


图 25(i)

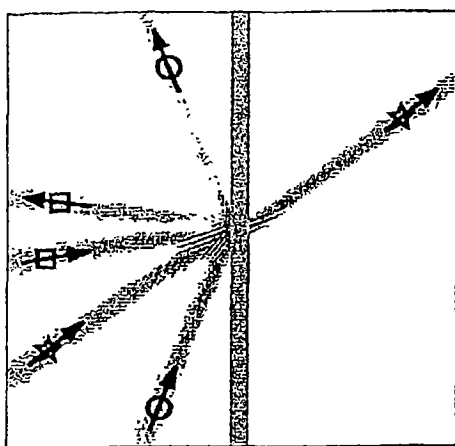
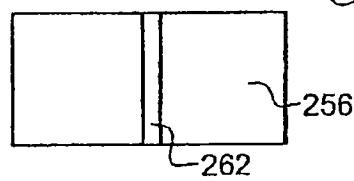


图 27

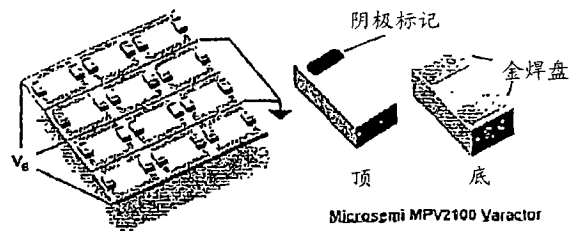


图 28

