



(12) 发明专利申请

(10) 申请公布号 CN 117678122 A

(43) 申请公布日 2024. 03. 08

(21) 申请号 202280050742.8

(22) 申请日 2022.06.16

(30) 优先权数据

2021-119123 2021.07.19 JP

(85) PCT国际申请进入国家阶段日

2024.01.18

(86) PCT国际申请的申请数据

PCT/JP2022/024099 2022.06.16

(87) PCT国际申请的公布数据

W02023/002784 JA 2023.01.26

(71) 申请人 松下知识产权经营株式会社

地址 日本大阪府

(72) 发明人 寒川潮 折田真也 仲泽利行

北村英则

(74) 专利代理机构 永新专利商标代理有限公司
72002

专利代理师 高迪

(51) Int.Cl.

H01Q 15/08 (2006.01)

H01Q 1/42 (2006.01)

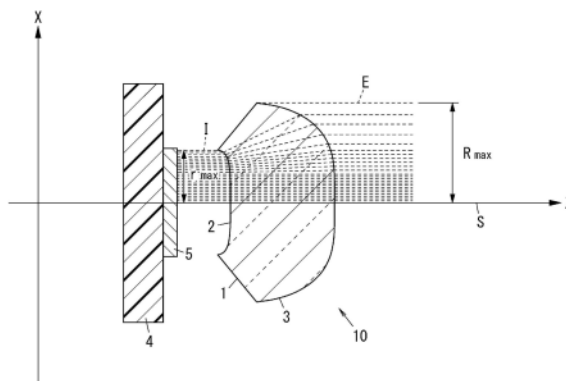
权利要求书2页 说明书9页 附图6页

(54) 发明名称

电介质透镜及天线模组

(57) 摘要

本公开提供一种能够在维持着是平面波的原状下变更为平面波的电磁波的特性的电介质透镜。电介质透镜(1)具有入射面(2)和处于与入射面(2)相反侧的出射面(3)。入射面(2)和出射面(3)各自是曲面,并且各自以假想直线(S)为中心旋转对称。入射面(2)和出射面(3)不是相互相同的形状。在使为平面波的电磁波在沿着假想直线(S)的方向行进而向入射面(2)入射的情况下,从出射面(3)出射为平面波的电磁波。



1. 一种电介质透镜，

具有入射面和处于与上述入射面相反侧的出射面；

上述入射面和上述出射面各自是曲面，并且各自以与上述入射面及上述出射面的任一个都交叉的假想直线为中心旋转对称；

上述入射面和上述出射面不是相互相同的形状；

在使为平面波的电磁波在沿着上述假想直线的方向上行进并向上述入射面入射的情况下，从上述出射面出射为平面波的电磁波。

2. 如权利要求1所述的电介质透镜，

向上述入射面入射的电磁波和从上述出射面出射的电磁波具有相互不同的电磁场强度分布。

3. 如权利要求1或2所述的电介质透镜，

向上述入射面入射的电磁波的波束半径和从上述出射面出射的电磁波的波束半径相互不同。

4. 如权利要求1或2所述的电介质透镜，

在对上述入射面入射的电磁波的电磁场强度分布在与上述假想直线正交的方向上为均匀的情况下，从上述出射面出射的电磁波的电磁场强度分布成为距上述假想直线越远越稀疏。

5. 如权利要求3所述的电介质透镜，

在对上述入射面入射的电磁波的电磁场强度分布在与上述假想直线正交的方向上为均匀的情况下，从上述出射面出射的电磁波的电磁场强度分布成为距上述假想直线越远越稀疏。

6. 如权利要求1所述的电介质透镜，

上述电介质透镜的折射率是 n ；

如果规定设经过上述假想直线的轴为 z 轴、设与上述 z 轴正交的任意的轴为 x 轴的坐标平面，

则上述坐标平面中的 x 轴坐标值为 r 处的上述入射面上的坐标 $(z_1(r), r)$ 和 x 轴坐标值为 R 处的上述出射面上的坐标 $(z_2(R), R)$ 满足下述式，其中， R 由作为 r 的函数的 $R(r)$ 表示，

[数式1]

$$\frac{dR(r)}{dr} = \kappa \frac{P_1(r)}{P_2(R)} \frac{r}{R} \quad \left(\text{with } \frac{dR(r)}{dr} \Big|_{r \rightarrow 0} = \frac{\kappa}{\kappa_0} \right)$$

$$\frac{dz_1(r)}{dr} = \frac{n \sin \phi(r)}{1 - n \cos \phi(r)}$$

$$\frac{dz_2(r)}{dr} = \frac{dz_1(r)}{dr} \frac{dR(r)}{dr}$$

$$\sin \phi(r) = \frac{n(R(r) - r)}{(z_2(r) - z_1(r)) + (n - 1)(z_{c2} - z_{c1})}$$

$$\left(\text{其中, } \kappa = \frac{\int_0^{R_{\max}} P_2(R) R dR}{\int_0^{r_{\max}} P_1(r) r dr}, \quad \kappa_0 = \frac{P_2(0)}{P_1(0)} \right)$$

在上述式中,

z_{c1} 是z轴与上述入射面的交点的z轴坐标值, z_{c2} 是z轴与上述出射面的交点的z轴坐标值;

$P_1(r)$ 是表示上述坐标平面上的x轴坐标值为r的位置处的向上述入射面入射的电磁波的电磁场强度分布的函数, $P_2(R)$ 是表示上述坐标平面上的x轴坐标值为R的位置处的从上述出射面出射的电磁波的电磁场强度分布的函数,其中, $0 \leq r \leq r_{\max}$ 并且 $0 \leq R \leq R_{\max}$;

$\varphi(r)$ 是辅助变量,是表示上述坐标平面上的x轴坐标值为r的位置处的电磁波从上述入射面入射到上述电介质透镜内的情况下的折射角的函数,并且 $\varphi(0)$ 是0。

7. 一种天线模组,

具备:

权利要求1或6所述的电介质透镜;以及

放射器,发出是平面波的电磁波,使其在沿着上述假想直线的方向上行进并向上述入射面入射。

8. 如权利要求7所述的天线模组,

上述电介质透镜兼作为天线罩。

电介质透镜及天线模组

技术领域

[0001] 本公开涉及电介质透镜及天线模组,详细地讲,涉及将入射的电磁波变换并出射的电介质透镜以及具备该电介质透镜的天线模组。

背景技术

[0002] 在专利文献1中,公开了将在树脂基板上蚀刻而制作的多个微带线(microstrip)元件(元件天线)排列成的天线阵(阵列天线)。

[0003] 此外,在专利文献2中,公开了通过将1次放射器放射的电磁波经由电介质透镜发送而仅由电介质透镜得到需要的放射指向性的技术。

[0004] 现有技术文献

[0005] 专利文献

[0006] 专利文献1:日本特开2012-220418号公报

[0007] 专利文献2:日本特开2002-246832号公报

发明内容

[0008] 本公开的课题是提供一种能够在维持是平面波的原状下变更为平面波的电磁波的特性的电介质透镜及具备该电介质透镜的天线模组。

[0009] 有关本公开的一技术方案的电介质透镜,具有入射面和处于与上述入射面相反侧的出射面;上述入射面和上述出射面各自是曲面,并且各自以与上述入射面及上述出射面中的任一个都交叉的假想直线为中心旋转对称;上述入射面和上述出射面不是相互相同的形状;在使为平面波的电磁波在沿着上述假想直线的方向上行进并向上述入射面入射的情况下,从上述出射面出射为平面波的电磁波。

[0010] 有关本公开的一技术方案的天线模组具备:上述电介质透镜;以及放射器,发出是平面波的电磁波,使其在沿着上述假想直线的方向上行进并向上述入射面入射。

附图说明

[0011] 图1是有关本公开的一实施方式的电介质透镜及天线模组的示意性的剖视图。

[0012] 图2是本实施方式的用来导出入射面及出射面的形状的光学模型的例子。

[0013] 图3是表示在本实施方式的实施例中为了具体地计算电介质透镜的形状而设定的入射波的相对电磁场强度分布的曲线图。

[0014] 图4是表示在本实施方式的实施例中为了具体地计算电介质透镜的形状而设定的入射波的相对电磁场强度分布的曲线图。、

[0015] 图5是表示在本实施方式的实施例中鉴别出的电介质透镜的形状的图。

[0016] 图6是表示在本实施方式的实施例中电磁波穿过电介质透镜的情况下的电磁场模拟结果的图。

[0017] 图7是表示根据图6的电磁场模拟结果提取出的出射波的相对电磁场强度分布的

曲线图。

[0018] 图8是表示根据图6的电磁场模拟结果提取出的入射波的相对电磁场强度分布的曲线图。

具体实施方式

[0019] 伴随着无线通信系统的使用频段的高频率化、通信方式的变迁以及利用电磁波的传感器系统的实用化等,对从天线模组发出的电磁波要求的指向性等天线特性成为多种多样。因为电磁波具有较高的指向性,所以要求电磁波是平面波。此外,电磁波的指向性受电磁波的波束直径及电磁场强度分布影响。

[0020] 因此,为了将天线模组发出的电磁波的指向性变更,必须将天线模组的设计从最开始重新进行,耗费很多工作量。例如,在专利文献1(日本特开2012-220418号公报)所公开那样的阵列天线的情况下,必须将元件天线的形状、数量、配置、供电输出等重新设计,以使电磁波具有希望的波束直径及电磁场强度分布。

[0021] 为了解决以上的课题,发明人想到,只要具有将有某种波束直径及电磁场强度分布的平面波变换为希望的波束直径及电磁场强度分布的电介质透镜即可。

[0022] 例如,在专利文献2(日本特开2002-246832号公报)所记载的技术中,使用电介质透镜将从1次放射器放射的电磁波变换而赋予指向性,但不是将发出平面波的天线装置的指向性变更。

[0023] 所以,发明人为了开发能够在维持着是平面波的原状下变更为平面波的电磁波的特性的电介质透镜而开展研究,得以完成了本公开。另外,该开发的缘由并不限制本公开的内容。

[0024] 参照图1对有关本实施方式的电介质透镜1及天线模组10进行说明。图1中的虚线表示电磁波行进的方向及电磁波的电磁场强度分布。

[0025] 电介质透镜1具有入射面2以及处于与入射面2相反侧的出射面3。入射面2和出射面3各自是曲面,并且以与入射面2及出射面3都交叉的假想直线S为中心旋转对称。入射面2和出射面3不是相互相同的形状。在使为平面波的电磁波(以下也称作入射波I)在沿着假想直线S的方向上行进而向入射面2入射的情况下,从出射面3出射为平面波的电磁波(以下也称作出射波E)。即,虽然入射面2的形状和出射面3的形状不相互相同,但在使入射波I在沿着假想直线S的方向上行进而向入射面2入射的情况下,入射面2和出射面3各自被形成为从出射面3出射为平面波的那样的形状。

[0026] 另外,在本实施方式中,电磁波为平面波可以通过以下的方法确认。从为频率f的电磁波经过的空间内的某个点处的变动电磁场成分中提取电磁波的频率f的振动成分,计测其振动相位。将由这样提取出的振动相位相等的点的集合构成的面称作相位面。假设在这样规定的相位面包含在与假想直线S正交并且隔开 $(1/4) \times \lambda$ 的间隔位置的两个假想平面之间时,电磁波为平面波。 λ 是电磁波的真空中的波长,根据电磁波的频率f和真空中的光速c由 $\lambda = c/f$ 的式子规定。

[0027] 此外,在本实施方式中,平面波的焦点距离为无限远,或可以视同无限远。

[0028] 根据本实施方式,能够利用电介质透镜1将为平面波的入射波I变换成为平面波

分布和出射波E的电磁场分布不同,此外能够使入射波I的波束半径与出射波E的波束半径不同。因此,仅用电介质透镜1能够将平面波的入射波I变换成为具有与入射波I不同的特性的平面波E。即,电介质透镜1能够在维持着为平面波的原状下变更为平面波的电磁波的特性。

[0029] 电介质透镜1优选的是由各向同性的电介质制作。各向同性的电介质是介电常数张量仅拥有对角线分量的值、并且它们拥有相同的值的物质。各向同性的电介质的具体例包含没有内部应力的玻璃、没有内部应力的氟树脂等的低介电常数树脂类、水及空气。电介质透镜1例如由玻璃或低介电常数树脂类制作。电介质透镜1的相对介电常数例如是1.8以上6.5以下。另外,电介质透镜1的相对介电常数根据用途等适当设计,也可以并不一定不是上述的范围内。

[0030] 如上述那样,电介质透镜1具有入射面2和出射面3。入射面2和出射面3在沿着与入射面2及出射面3都交叉的假想直线S的方向上排列。入射面2朝向相对于入射面2靠与出射面3侧相反侧,并且出射面3朝向相对于出射面3靠与入射面2侧相反侧。该入射面2和出射面3都以假想直线S为中心旋转对称。因此,假想直线S也可以说是在入射面2的中心与入射面2交叉、并且在出射面3的中心与出射面3交叉的线。进而,入射面2的形状与出射面3的形状不同。由此,能够使入射波I的电磁场分布与出射波E的电磁场分布不同,或者可以还使入射波I的波束半径与出射波E的波束半径不同。

[0031] 如上述那样,入射波I和出射波E优选的是具有相互不同的电磁场强度分布。由此,能够使出射波E的特性与入射波I不同。

[0032] 在入射波I和出射波E中使电磁场强度分布不同时,在入射波I的电磁场强度分布在与假想直线S正交的方向上均匀的情况下,出射波E的电磁场强度分布优选的是距假想直线S越远越稀疏。从出射面3的外边缘出射的电磁波容易成为球面波,该球面波容易成为旁瓣等的不需要的电磁波由干涉而生成的原因。但是,如果出射波E的电磁场强度分布距假想直线S越远越稀疏,则从出射面3的外缘出射的电磁波的电磁场强度分布变低,因此,不易产生旁瓣。

[0033] 如上述那样,入射波I的波束半径和出射波E的波束半径优选的是相互不同。由此,能够使出射波E的指向性与入射波I不同。即,如果出射波E的波束半径比入射波I的波束半径大,则能够将出射波E的指向性比入射波I提高,如果出射波E的波束半径比入射波I的波束半径小,则能够使出射波E的指向性比入射波I低。

[0034] 对用来实现上述的电介质透镜1的入射面2及出射面3的具体的形状的例子进行说明。

[0035] 设电介质透镜1的折射率为 n 。规定设经过假想直线S的轴为 z 轴、设与 z 轴正交的任意的轴为 x 轴的坐标平面。设 z 轴与入射面2的交点的 z 轴坐标值为 z_{c1} ,并且设 z 轴与出射面3的交点的 z 轴坐标值为 z_{c2} 。

[0036] 优选的是该坐标平面中的 x 轴坐标值为 r 时的入射面2上的坐标 $(z_1(r), r)$ 和 x 坐标值为 R 时的出射面3上的坐标 $(z_2(R), R)$ 满足下述式。坐标 $(z_1(r), r)$ 和坐标 $(z_2(R), R)$ 具有入射波I中的入射到坐标 $(z_1(r), r)$ 中的部分从坐标 $(z_2(R), R)$ 作为出射波E的部分出射的关系, R 由作为 r 的函数的 $R(r)$ 表示。

[0037] [数式1]

$$[0038] \quad \frac{dR(r)}{dr} = \kappa \frac{P_1(r) r}{P_2(R) R} \quad \left(\text{with } \frac{dR(r)}{dr} \Big|_{r \rightarrow 0} = \frac{\kappa}{\kappa_0} \right)$$

$$[0039] \quad \frac{dz_1(r)}{dr} = \frac{n \sin \phi(r)}{1 - n \cos \phi(r)}$$

$$[0040] \quad \frac{dz_2(r)}{dr} = \frac{dz_1(r)}{dr} \frac{dR(r)}{dr}$$

$$[0041] \quad \sin \phi(r) = \frac{n(R(r) - r)}{(z_2(r) - z_1(r)) + (n - 1)(z_{c2} - z_{c1})}$$

$$[0042] \quad \left(\text{其中, } \kappa = \frac{\int_0^{R_{\max}} P_2(R) R dR}{\int_0^{r_{\max}} P_1(r) r dr}, \quad \kappa_0 = \frac{P_2(0)}{P_1(0)} \right)$$

[0043] 如图2的光学模型所示,上述式中 z_{c1} 是z轴与入射面2的交点的z轴坐标值, z_{c2} 是z轴与出射面3的交点的z轴坐标值。 $P_1(r)$ 是表示坐标平面上的x轴坐标值为r的位置处的入射波I的电磁场强度分布的函数, $P_2(R)$ 是表示坐标平面上的x轴坐标值为R的位置处的出射波E的电磁场强度分布的函数。其中, $0 \leq r \leq r_{\max}$ 且 $0 \leq R \leq R_{\max}$ 。即, r_{\max} 是入射面2的半径, R_{\max} 是出射面3的半径。另外, r_{\max} 和 R_{\max} 都优选的是将入射波I的真空下的波长乘以2倍的值或比其大。 $\phi(r)$ 是辅助变量,是表示入射波I从坐标平面上的x轴坐标值为r的位置处的入射面2入射到电介质透镜1内的情况下的折射角的函数,并且 $\phi(0)$ 是0。另外,图2的光学模型不是正确地表示电介质透镜1的形状的光学模型。

[0044] 上述[数式1]中表示的4个方程式是通过使用上述的坐标系和在该坐标系上表现的各量,将入射面2和出射面3的折射定律(斯涅尔(Snell)定律)、对于电磁波的能量守恒定律及光路长一定的定律以几何光学的范畴表现,由发明人独立导出的。如果将入射面2的形状 $z_1(r)$ 和出射面3的形状 $z_2(R)$ 设为未定函数,则由于折射定律由 $z_1(r)$ 和 $z_2(R)$ 的一阶微分方程表现,所以只要将 $z_1(r)$ 和 $z_2(R)$ 以外的各量作为初始条件给出,就能够根据4个独立的方程式决定未定函数 $z_1(r)$ 、 $z_2(R)$ 。

[0045] 此外,发明人通过在实施例的栏中表示的数值实证实验,确认了上述式具有合理性。

[0046] 对于由上述[数式1]规定的入射面2的形状及出射面3的形状,容许通常可能发生的尺寸误差。例如,在将相对介电常数为 ϵ_r 的电介质透镜1用于将真空中的波长 λ 的入射波I变换的情况下,对于入射面2的形状及出射面3的形状各自在z轴方向(沿着假想直线S的方向)上至少容许 $-\lambda/16/\epsilon_r^{1/2}$ 以上 $\lambda/16/\epsilon_r^{1/2}$ 以下的尺寸误差。具体而言,在电介质透镜1的材料是相对介电常数2.0的氟树脂(聚四氟乙烯),并且将电介质透镜1用于将频率为适用于汽车防碰撞雷达的79GHz(即真空中的波长为3.8mm)的入射波I变换的情况下,对于入射面2的形状及出射面3各自的形状,在沿着假想直线S的方向上容许 $-3.8/16/2.0^{1/2}$ mm以上 $3.8/16/2.0^{1/2}$ mm以下、即 -0.17 mm以上 0.17 mm以下的尺寸误差。

[0047] 一般优选的是将出射波E的由 $P_2(R)$ 的函数表示的电磁场强度分布的值规定为R的值越大则越小。例如,由 $P_2(R)$ 的函数表示的电磁场强度分布优选的是具有高斯分布。在此情况下,出射波E的电磁场强度分布距假想直线S越远越稀疏,因此不易发生旁瓣。另外,由

于 $P_1(r)$ 、 $P_2(R)$ 能够由设计者自由地设定,具体而言,例如通过使用以切比雪夫分布为代表那样的具有指定旁瓣值且指向性最尖锐那样的电磁场强度分布,能够在抑制旁瓣的同时提高指向性(增益)。

[0048] 上述的 r_{\max} 的值和 R_{\max} 的值例如处于 $r_{\max} < R_{\max}$ 的关系。在此情况下,出射波E的波束半径比入射波I的波束半径大,因此,电介质透镜1能够提高出射波E的指向性、即提高增益。 r_{\max} 的值和 R_{\max} 的值也可以处于 $r_{\max} > R_{\max}$ 的关系。在此情况下,出射波E的波束半径比入射波I的波束半径小,因此,电介质透镜1能够降低出射波E的指向性。

[0049] 对有关本实施方式的天线模组10进行说明。

[0050] 天线模组10具备电介质透镜1和放射器4。放射器4发出为平面波的电磁波,使该电磁波在沿着假想直线S的方向上行进,向电介质透镜1的入射面2入射。该放射器4发出的电磁波成为上述的入射波I。

[0051] 放射器4具备发出为平面波的电磁波的天线5。天线5例如是具备多个元件天线的阵列天线。另外,天线5的结构并不限制于阵列天线。

[0052] 电介质透镜1例如以放射器4的天线5与电介质透镜1的入射面2对置、并且放射器4发出的电磁波(入射波I)的中心轴(光轴)与上述的假想直线S重叠的方式配置。

[0053] 电介质透镜1的入射面2和出射面3具有例如由上述的方程式规定的形状。在此情况下,优选的是放射器4发出的电磁波(入射波I)的x轴坐标值为r的位置处的电磁场强度分布由上述的 $P_1(r)$ 的函数表示,并且入射波I的波束半径为 r_{\max} 。在此情况下,电介质透镜1发出的出射波E的x轴坐标值为R的位置处的电磁场强度分布由上述的 $P_1(R)$ 的函数表示,并且出射波E的波束半径为 R_{\max} 。这样,能够由电介质透镜1在维持着为平面波的原状下变更放射器4发出的为平面波的电磁波的特性。

[0054] 因此,根据本实施方式,在使用相同的放射器4的情况下,也仅通过变更电介质透镜1的形状,就能够实现发出具有希望的特性的平面波的天线模组10。即,在本实施方式中,在具备发出平面波的放射器4的天线模组10中,为了使该天线模组10发出的平面波的特性成为希望的特性,即使不单独地设计放射器4的天线5,也只要设计电介质透镜1的形状即可。

[0055] 在本实施方式中,电介质透镜1可以兼作为天线罩。在此情况下,能够对本来为壳体的一部分的天线罩赋予将为平面波的电磁波的特性变更的功能。此外,通过变更天线罩的形状,能够实现发出具有希望的特性的平面波的天线模组10。

[0056] 实施例

[0057] 以下,表示使用在本实施方式的[数式1]中表示的式子计算出的电介质透镜的具体设计结果和通过电磁场模拟器(有限要素法)数值实验性地确认了所设计的电介质透镜是否正确地动作的结果。另外,本实施方式不受下述的内容限制。

[0058] 首先,为了使用在[数式1]中表示的式子具体地计算电介质透镜的形状,设定以下的初始条件。

[0059] —构成电介质透镜的物质的介电常数(ϵ_r):1.96

[0060] —入射面的形状:圆形

[0061] —入射面的开口径($2 \times r_{\max}$):2

[0062] —出射面的形状:圆形

[0063] —出射面的开口径 ($2 \times R_{\max}$): 3.8

[0064] —假想直线与入射面的交点和假想直线与出射面的交点之间的距离: 2.0

[0065] —入射波的电磁场强度分布: 图3所示的均匀分布。另外, 图3所示的分布是作为将入射面上的电磁场强度用假想直线与入射面的交点处的电磁场强度除所得的值的相对电磁场强度的分布。相对电磁场强度是无因次量, 但图3所示的相对电磁场强度被用dB表示, 因此, 成为假想直线上的相对电磁场强度为0dB。

[0066] —出射波的电磁场强度分布: 图4所示的 $-30\text{dB } n=4\text{pseudo Taylor}$ (伪泰勒) 分布。另外, 图4是作为将出射面3上的电磁场强度用假想直线与出射面3的交点处的电磁场强度除所得的值的相对电磁场强度的分布。图4所示的相对电磁场强度被用dB表示。

[0067] 对在选择上述初始条件时设置的设计方针及各注意事项进行说明。

[0068] 作为对电介质透镜应用的电介质而选择了聚四氟乙烯。因此, 将构成电介质透镜的电介质材料的相对介电常数 ϵ_r 设为1.96。另外, 在毫米波段以上的高频段中, 由介电损失造成的电磁波的衰减成为问题的情况较多, 另一方面, 由于聚四氟乙烯是低介电损失, 所以在毫米波段以上的频段下使用聚四氟乙烯作为电介质透镜材料的情况较多。

[0069] 此外, 在本设计中, 通过将具有圆形开口面并且发出具有均匀的电磁场强度分布的电磁波的天线与本实施方式的电介质透镜组合, 以电磁波的低旁瓣化 (不需要辐射电磁波的抑制) 和高增益化 (窄波束化) 为目的。

[0070] 通过以上的状况设定, 设定了上述的出射面中的相对介电常数强度分布。拥有均匀的相对电磁场强度分布的圆形开口天线容易设计及制造, 另一方面, 必定生成以主波束 (在光轴方向上出射的电磁波) 的最大的电磁场强度为基准的相对电磁场强度比 -17.6dB 高的旁瓣 (主波束以外的不需要电磁波)。因此, 在被要求旁瓣的相对电磁场强度为 -17.6dB 以下这样的不需要辐射抑制性的通信系统 (例如在汽车防撞雷达中要求旁瓣的相对电磁场强度为 -20dB 以下这样的不需要辐射抑制性) 中, 不能使用发出具有均匀的相对电磁场强度的电磁波的天线, 需要设计使用不需要辐射抑制性更高的天线, 或者通过将天线与本实施方式的电介质透镜组合来将电磁波修正。

[0071] 基于以上的设计方针, 在本实施例中, 设定了出射波的旁瓣的相对电磁场强度为 -30dB 以下那样的出射面上的相对电磁场强度分布 ($-30\text{dB } n=4\text{pseudo Taylor}$ (伪泰勒) 分布)。

[0072] 在上述初始条件中, 入射面与出射面的开口直径以及入射面与出射面之间的距离是无因次数, 但利用 [数式1] 的设计方法为没有频率依存性的几何光学区域中的方法, 所以仅这3个尺寸的比是重要的, 在基于 [数式1] 的设计阶段中, 不需要将实际尺寸设定为初始条件。因此, 以容易知道相对于入射面的开口径的各部尺寸比的方式, 在初始条件下将出射面的开口面半径设为1。另外, 可以在规定了在通信系统中实际需要的天线增益等具有频率相关性的天线各规格后, 才将上述3个尺寸以等比例尺放大而替换为实际尺寸。

[0073] 在图5中表示对 [数式1] 给予上述的初始条件, 应用 Runge—Kutta (龙格-库塔) 法对构成 [数式1] 的联立微分方程式求数值解而给定的电介质透镜的形状。根据图5, 入射面的形状及出射面的形状都是非球面形状。在图5中还表示通过基于入射面及出射面各自的形状的光线跟踪而求出的电磁波的路径。电磁波以其光轴穿过入射面的中心和出射面的中心、即电磁波的光轴与上述的假想直线S重叠的方式被入射到电介质透镜中。电磁波的路径

由表示电磁波的行进方向的多个线表示,该线的密度表示电磁波的强度。由于由上述初始条件设定的入射波是电磁场强度在开口面全域中为均匀的、在与光轴平行的方向上行进的平面波,所以将图5中的入射波的路径用与光轴平行的等间隔的直线表示。电磁波在穿过入射面时折射,以使得距光轴越远的位置则距光轴变得更远,因此在电介质透镜1内,电磁波的波束直径扩大。从出射面出射的电磁波(出射波)由与光轴平行的平行线表示,并且该平行线的间隔随着远离光轴而变大。这表示,出射波是在与光轴平行的方向上行进的平面波,并且出射波的相对电磁场强度距光轴越远越衰减。

[0074] 为了确认使用上述的[数式1]的电介质透镜的设计方法的合理性,通过电磁场模拟,对通过具有均匀的相对电磁场强度分布的平面波穿过如图5所示那样设计的电介质透镜而被变换为相对电磁场强度分布为 $-30\text{dB } n=4\text{pseudo Taylor}$ (伪泰勒)分布的平面波进行了确认。以下表示其结果。

[0075] 由于为了进行电磁场模拟而需要实际尺寸,所以通过将图5所示的电介质透镜的形状以等比例尺扩大,将电介质透镜的尺寸如下述那样设定。

[0076] — 计算频率(电磁波的频率): 79GHz (波长 3.80mm)

[0077] — 入射面的直径: 19mm (电磁波的波长的5倍)

[0078] — 出射面的直径: 36.1mm (电磁波的波长的9.5倍)

[0079] — 入射面与出射面的距离: 38mm (电磁波的波长的10倍)

[0080] — 使用的电磁场模拟器:Femtet 2020.1.2 64bit

[0081] 另外,只要规定了入射面的直径,根据在基于[数式1]的设计中设定的初始条件,也就唯一地决定了电介质透镜的入射面的直径以外的尺寸。此外,考虑电磁场模拟所需要的计算时间和作为[数式1]的基础的几何光学成立的电介质透镜的开口径,如上述那样选择了入射面的直径。与电磁波的波长相比电介质透镜的开口径越大,几何光学与实际电磁波的动态越一致。但是,由于在拥有这样的较大的开口径的电介质透镜中解析区域变大,所以在电磁场模拟中需要大量的时间。根据这两个相反的观点,设定了入射面的直径。

[0082] 在图6中表示了在上述的条件下电磁波穿过电介质透镜的情况下的电磁场模拟结果。图6表示作为拥有平行的电场向量且电场强度分布均匀的平面波的电磁波以该电磁波的光轴穿过入射面的中心和出射面的中心的方式即以光轴与上述的假想直线S重叠的方式对电介质透镜入射时,电磁波在入射面处被折射后在出射面处被折射的状况。另外,光轴与图6的下边界一致。图6中的深浅表示电磁场强度的强度,越白表示电磁场强度越强。根据图6,如果电磁波从入射面的左侧对入射面入射,则在电介质透镜内行进的电磁波在光轴的附近大致是平面波,但以在距光轴越远的位置处距光轴变得更远的方式扩散。接着,如果电磁波穿过出射面,则电磁波再次成为平面波,但电磁场强度越是距光轴较远的位置则越弱。进而,如果基于在图6中由深浅形成的条纹的间隔,则可观察到在电介质透镜内与相对介电常数(1.96)的 $1/2$ 次方成反比例的电磁波的波长的缩短(0.71倍)。根据以上,能够定性地确认本实施方式的基于[数式1]的电介质透镜的设计方法正确地发挥功能。

[0083] 此外,在下述中表示为了根据图6所示的电磁场强度分布进行定量的确认而调查根据电磁场模拟计算出的出射波的电场强度分布与在设计时假设的 $-30\text{dB } n=4\text{pseudo Taylor}$ (伪泰勒)分布是否一致的结果。

[0084] 图7及图8表示根据图6的电磁场模拟结果提取出的相对电磁场强度分布。图7表示

沿着图6的右边界的轴上的出射波的相对电磁场强度分布,图8表示沿着图6的左边界的轴上的入射波的相对电磁场强度分布。

[0085] 在图7中,横轴表示将出射面的半径设为1时的距离光轴的距离。图7中的圆形标记表示通过电磁场模拟计算出的相对电磁场强度。图7中的实线表示考虑入射面与出射面的各自的反射衰减而将 $-30\text{dB } n=4\text{pseudo Taylor}$ (伪泰勒)分布通过修正曲面法修正后的相对电磁场强度分布。另外,修正曲面法是指使用[数式1]的本实施方式的电介质透镜设计法。在本实施例中,不考虑入射面及出射面各自的反射衰减而设计了入射面及出射面的形状,但为了定量的确认,应该将对初始条件的 $-30\text{dB } n=4\text{pseudo Taylor}$ (伪泰勒)分布考虑反射衰减进行修正后的结果与通过电磁场模拟计算出的相对电磁场强度比较。

[0086] 此外,在图8中,横轴表示将入射面的半径设为1时的距光轴的距离。图8中的圆形标记表示通过电磁场模拟计算出的相对电磁场强度。图8中的实线表示设定为初始条件的均匀的相对电磁场强度分布。

[0087] 根据图7,在由电磁场模拟得到的结果与由修正曲面法得到的电介质透镜的透过率之间,可以看到在光轴附近有 3dB 以下、在出射面的周边有 5dB 左右的差异。但是,根据图8,由于入射面侧的电磁波的相对电磁场强度的差最大有 3dB 以上,所以图7所示的由电磁场模拟得到的结果与由修正曲面法得到的电介质透镜的透过率的差是在合理的范围内,可以判断为两者一致。另外,图8所示的通过电磁场模拟计算出的相对电磁场强度的不均匀性因为解析区域(入射面的直径)较小而发生,并不是使用的电磁场模拟器的原因。

[0088] 根据上述的实施方式可知,有关本公开的第一技术方案电介质透镜(1)具有入射面(2)和处于与入射面(2)相反侧的出射面(3)。入射面(2)和出射面(3)各自是曲面,并且各自以与入射面(2)及出射面(3)的任一个都交叉的假想直线(S)为中心旋转对称。入射面(2)和出射面(3)不是相互相同的形状。在使为平面波的电磁波在沿着假想直线(S)的方向行进而向入射面(2)入射的情况下,从出射面(3)出射为平面波的电磁波。

[0089] 根据第一技术方案,电介质透镜(1)能够在维持着为平面波的原状下变更为平面波的电磁波的特性。

[0090] 在本公开的第二技术方案中,在第一技术方案中,向入射面(2)入射的电磁波和从出射面(3)出射的电磁波具有相互不同的电磁场强度分布。

[0091] 根据第二技术方案,能够使从出射面(3)出射的电磁波与对入射面(2)入射的电磁波不同。

[0092] 在本公开的第三技术方案中,在第一或第二技术方案中,向入射面(2)入射的电磁波的波束半径与从出射面(3)出射的电磁波的波束半径相互不同。

[0093] 根据第三技术方案,能够使从出射面(3)出射的电磁波的指向性与向入射面(2)入射的电磁波不同。

[0094] 本公开的第四技术方案中,在第一至第三的任一项技术方案中,在对入射面(2)入射的电磁波的电磁场强度分布在与假想直线(S)正交的方向上为均匀的情况下,从出射面(3)出射的电磁波的电磁场强度分布成为距假想直线(S)越远越稀疏。

[0095] 根据第四技术方案,从出射面(3)的外缘出射的电磁波的电磁场强度分布变低,因此不易发生旁瓣。

[0096] 在本公开的第五技术方案中,在第一至第四的任一项技术方案中,电介质透镜(1)

的折射率为 n ,如果规定设经过假想直线(S)的轴为 z 轴、设与 z 轴正交的任意的轴为 x 轴的坐标平面,则坐标平面中的 x 轴坐标值为 r 的入射面(2)上的坐标($z_1(r), r$)和 x 轴坐标值为 R 的出射面(3)上的坐标($z_2(R), R$)满足下述式。但是, R 由为 r 的函数的 $R(r)$ 表示。

[0097] [数式2]

$$[0098] \quad \frac{dR(r)}{dr} = \kappa \frac{P_1(r) r}{P_2(R) R} \quad \left(\text{with } \frac{dR(r)}{dr} \Big|_{r \rightarrow 0} = \frac{\kappa}{\kappa_0} \right)$$

$$[0099] \quad \frac{dz_1(r)}{dr} = \frac{n \sin \phi(r)}{1 - n \cos \phi(r)}$$

$$[0100] \quad \frac{dz_2(r)}{dr} = \frac{dz_1(r)}{dr} \frac{dR(r)}{dr}$$

$$[0101] \quad \sin \phi(r) = \frac{n(R(r) - r)}{(z_2(r) - z_1(r)) + (n - 1)(z_{c2} - z_{c1})}$$

$$[0102] \quad \left(\text{其中, } \kappa = \frac{\int_0^{R_{\max}} P_2(R) R dR}{\int_0^{r_{\max}} P_1(r) r dr}, \quad \kappa_0 = \frac{P_2(0)}{P_1(0)} \right)$$

[0103] 在式中, z_{c1} 是 z 轴与入射面(2)的交点的 z 轴坐标值, z_{c2} 是 z 轴与出射面(3)的交点的 z 轴坐标值, $P_1(r)$ 是表示坐标平面上的 x 轴坐标值为 r 的位置处的向入射面(2)入射的电磁波的电磁场强度分布的函数, $P_2(R)$ 是表示坐标平面上的 x 轴坐标值为 R 的位置处的从出射面(3)出射的电磁波的电磁场强度分布的函数,其中, $0 \leq r \leq r_{\max}$ 并且 $0 \leq R \leq R_{\max}$ 。 $\phi(r)$ 是辅助变量,是表示电磁波从坐标平面上的 x 轴坐标值为 r 的位置处的入射面(2)入射到电介质透镜(1)内的情况下的折射角的函数,并且 $\phi(0)$ 为0。

[0104] 根据第五技术方案,能够实现能够在维持着是平面波的原状下变更为平面波的电磁波的特性的电介质透镜(1)。

[0105] 有关本公开的第六技术方案的天线模组(10)具备:有关第一至第五的任一项技术方案的电介质透镜(1);以及放射器(4),发出为平面波的电磁波,使其在沿着假想直线(S)的方向上行进,向入射面(2)入射。

[0106] 根据第六技术方案,电介质透镜(1)能够在维持着是平面波的原状下变更放射器(4)发出的为平面波的电磁波的特性。

[0107] 在本公开的第七技术方案中,在第六技术方案中,电介质透镜(1)兼作为天线罩。

[0108] 在第七技术方案中,能够对本来是壳体的一部分的天线罩赋予将为平面波的电磁波的特性变更的功能。

[0109] 标号说明

[0110] 1 电介质透镜

[0111] 2 入射面

[0112] 3 出射面

[0113] 4 放射器

[0114] 5 天线

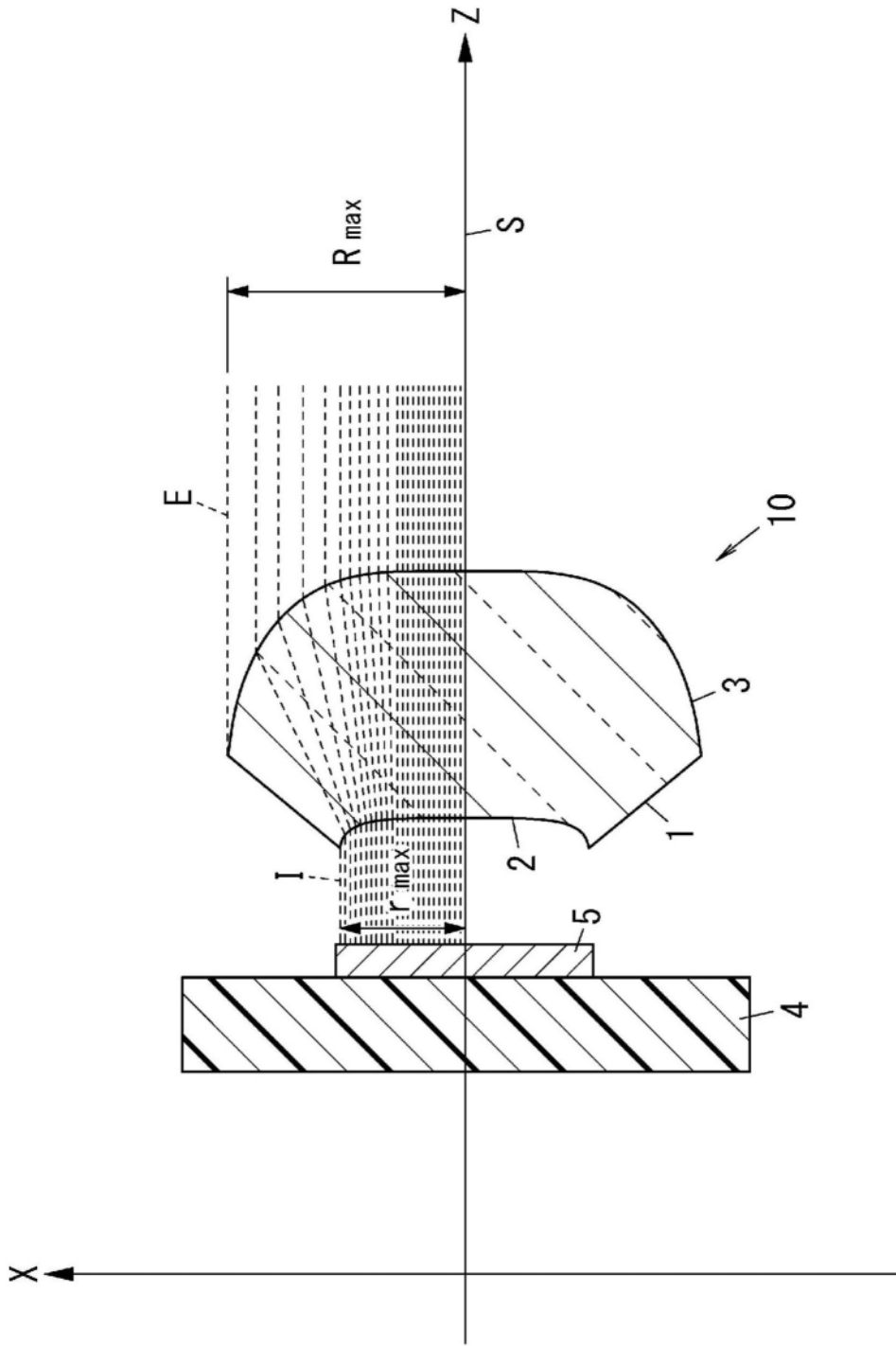


图1

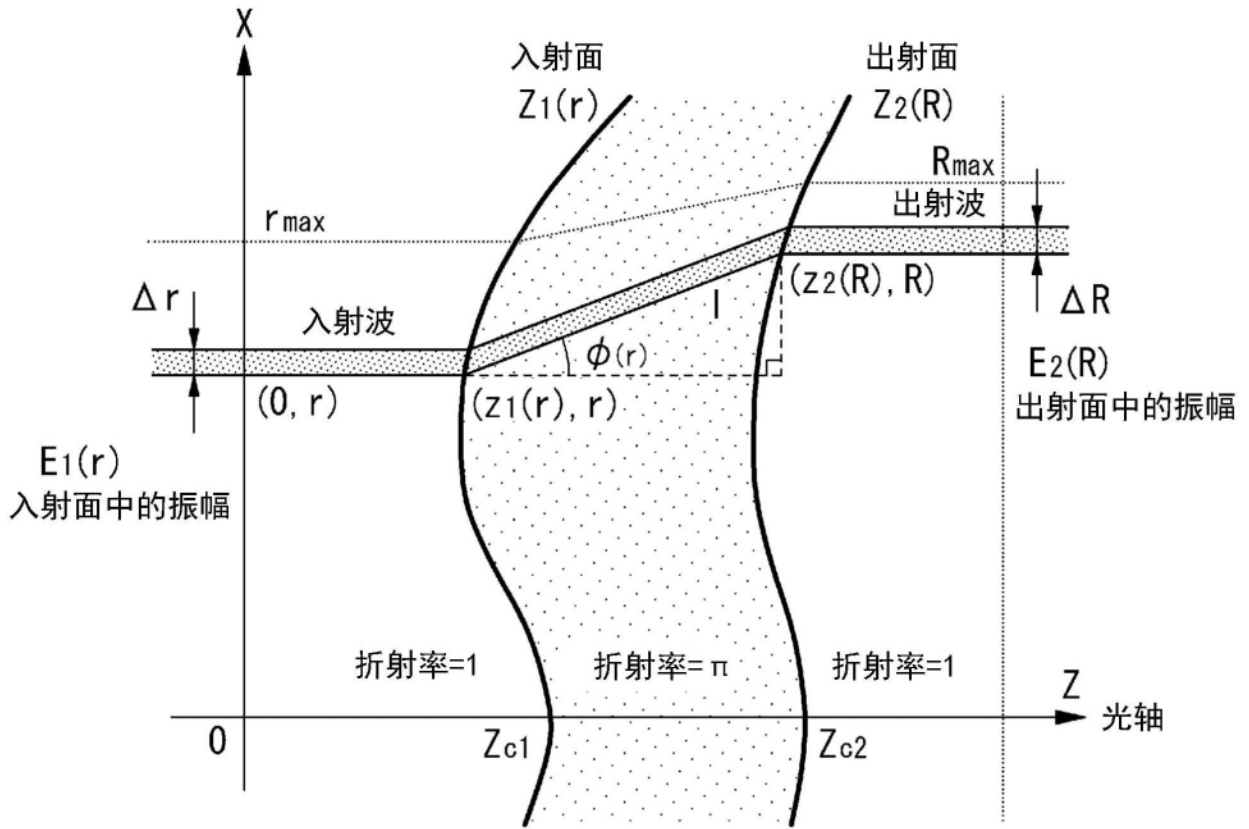


图2

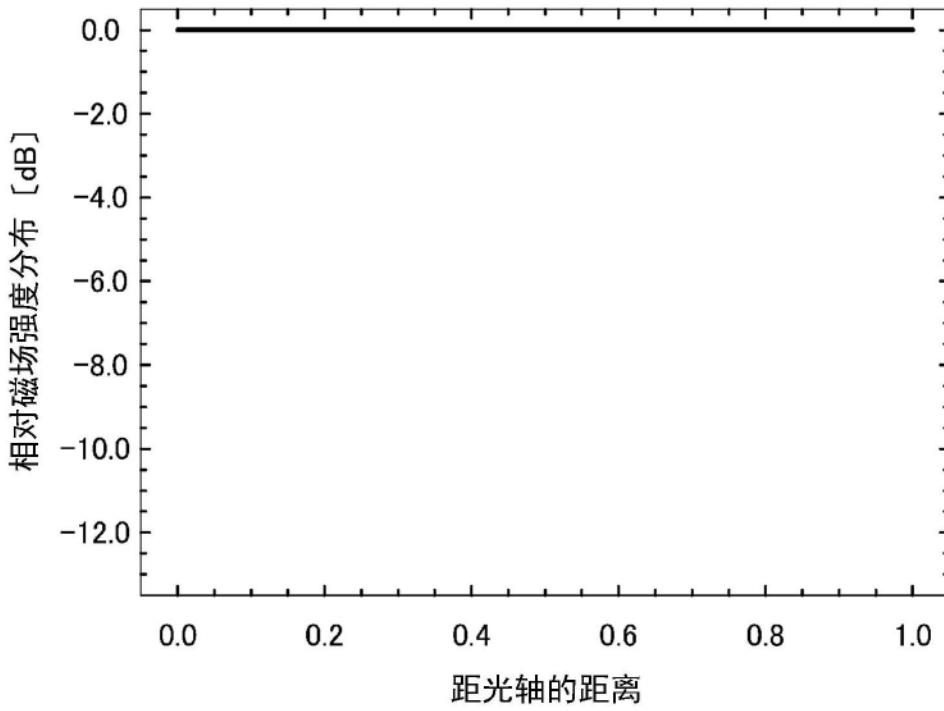


图3

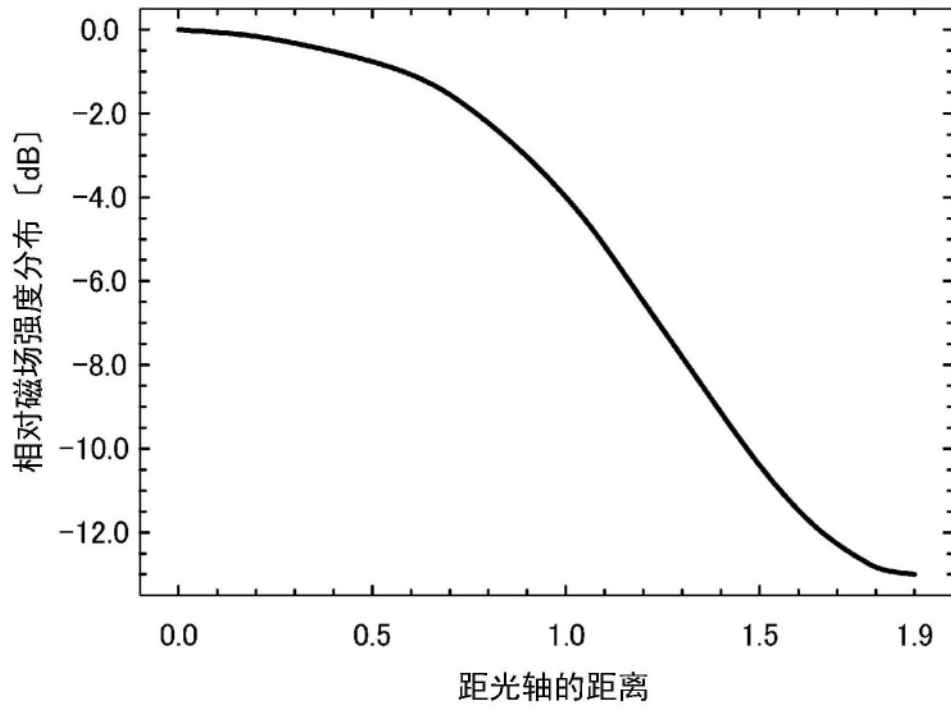


图4

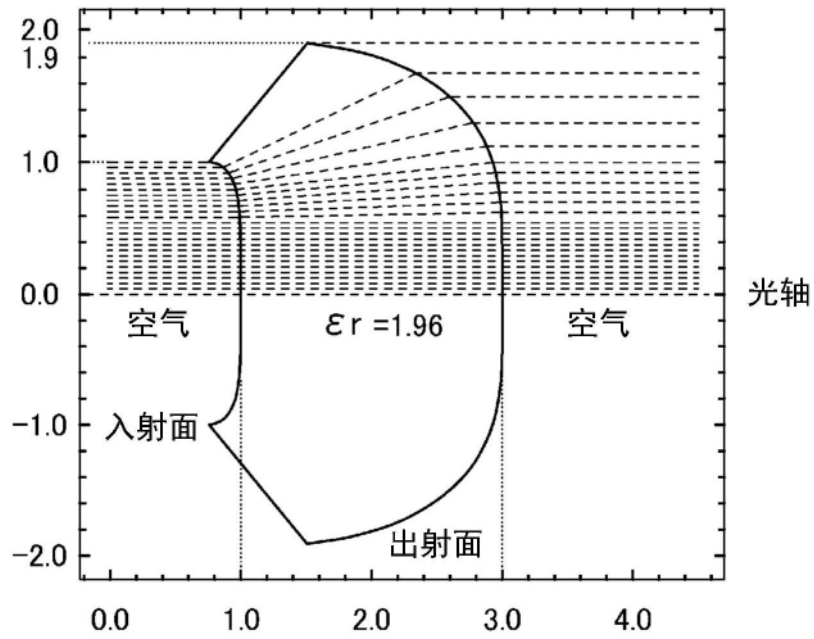


图5

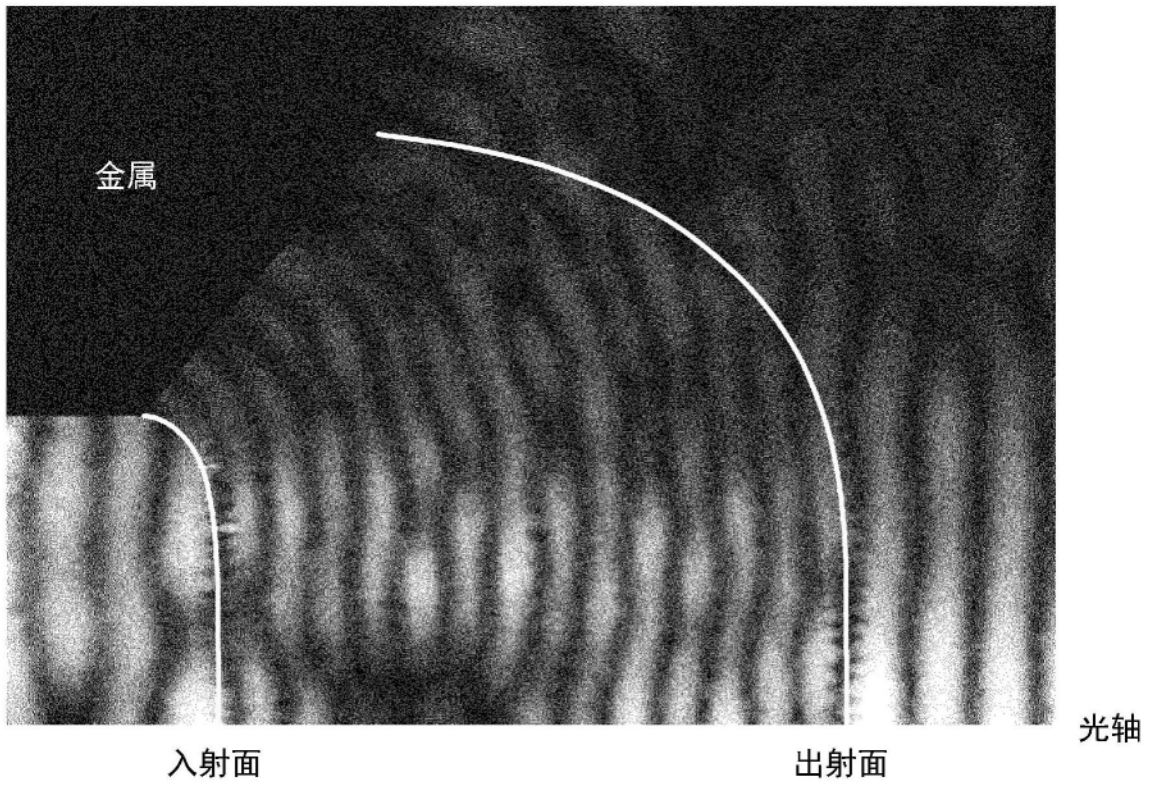


图6

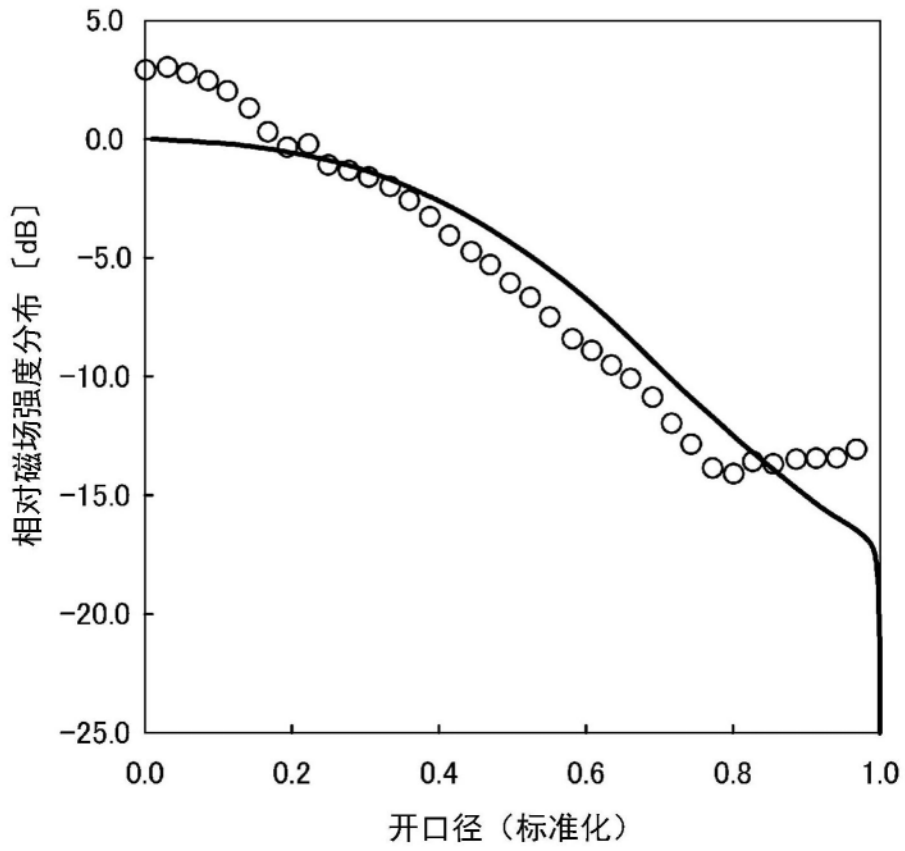


图7

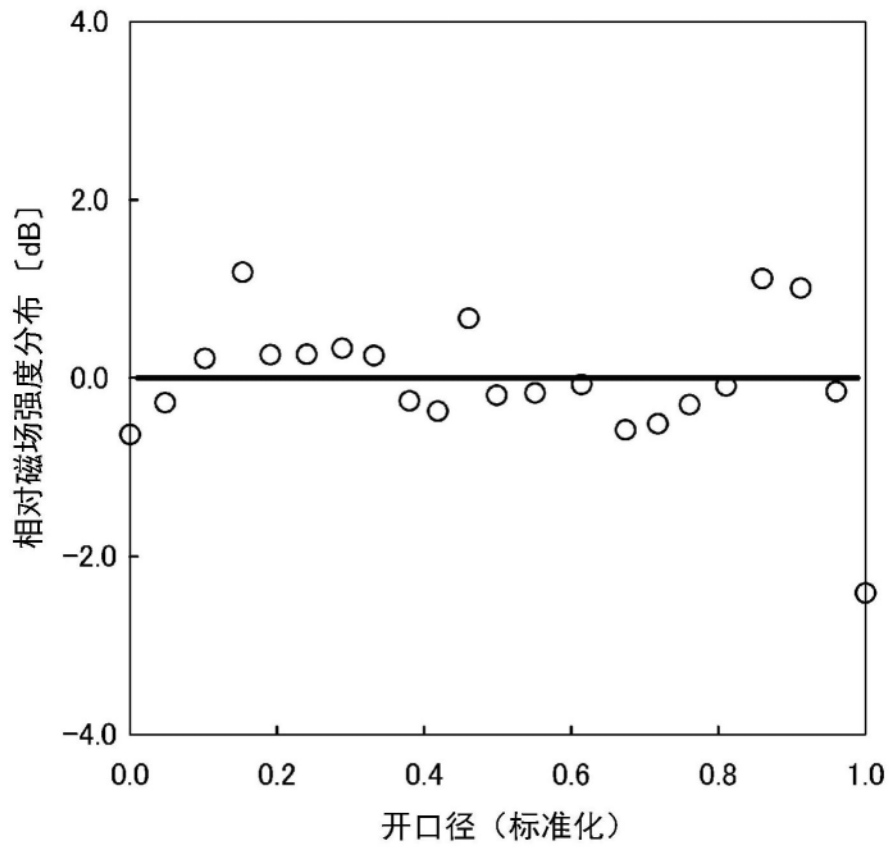


图8