非对称电磁二维锑化铟-空气-锑化铟波导中的模式

Saeed Pahlavan 电子与计算机工程
学院 塔比阿特莫达勒斯大学 伊朗德黑兰
s_pahlavan@modares.ac.ir

摘要— 本文研究了电磁波在锑化铟薄板中切割出的二维空气狭缝内的非对称传播。研究表明，由于锑化铟在直流磁偏置下具有各向异性的磁性，正向波和反向波在空气狭缝内呈现不同的场分布。所提出的波导在毫米波和亚太赫兹频段具有潜在的非对称应用。

关键词—磁光；各向异性；传播；色散；介电常数张量；手性。

I. 引言

磁性材料受到广泛研究，基于其各向异性磁导率开发的微波隔离器和滤波器等产品也已推向市场。各向异性表现为磁导率张量的非对角元素不相等，其具体形式取决于外加磁偏置的方向。例如，若磁场沿 z 方向施加，

permeability is [1]:

$$\bar{\bar{\mu}} = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_1 & -j\mu_2 & 0 \\ j\mu_2 & \mu_1 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_3 \end{bmatrix} \quad (1)$$

含磁性材料的结构中的 s 揭示了一些独特特性，这些特性在普通微带、矩形或平行板波导，甚至周期性结构等中都绝不会出现。因此，如果金属-介质-金属结构是互易的，加入铁氧体等磁性材料就能使其表现为隔离器 [2-8]。

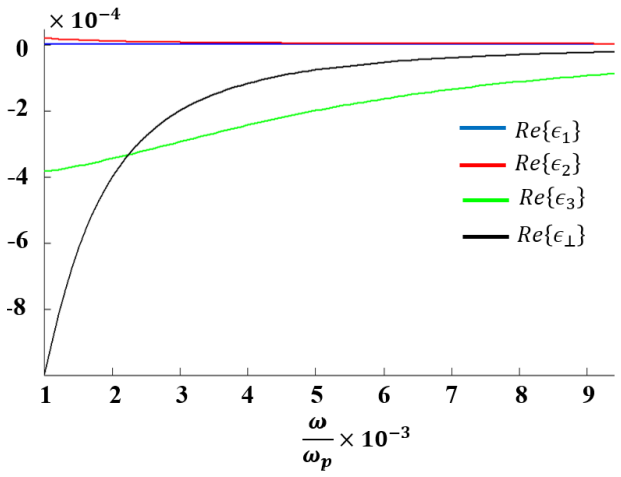

图 1：锑化铟介电常数张量各元素的实部随归一化频率的变化。

然而，磁性材料仅在较低的微波频率下表现出这一有趣特性，而过去十年间，由于对更高带宽和更小电路尺寸的需求日益增长，对毫米波、太赫兹、红外和光学频率下的隔离器的需求也在不断增加。这促使我们寻求适用于这些频率的新解决方案。

在所有手性材料中， [9]，磁光材料在外加磁偏置场作用下表现出一种有趣的特性。以亚太赫兹频段为例，锑化铟的介电常数张量取决于外加磁场的方向。

本文分析了由作为磁光材料的锑化铟包围的二维空气填充波导的电磁特性，并讨论了所提出结构与类似金属结构 [10] 之间的差异。

II. 磁光材料中的负介电常数

磁光材料的介电常数表现类似于铁氧体的磁导率。然而，它们的工作频率不同。铁氧体工作于微波频段，而锑化铟适用于太赫兹附近的频段，因为在沿 z 方向的直流偏置磁场 $\overrightarrow{B_0}$ 作用下，介电常数张量将

be [9]:

$$\bar{\bar{\epsilon}} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_1 & -j\epsilon_2 & 0 \\ j\epsilon_2 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{bmatrix} \quad (2.1)$$

$$\epsilon_1 = \epsilon_\infty - \frac{{\omega_p}^2(\omega^2+i\gamma\omega)}{(\omega^2+i\gamma\omega)^2-\omega^2{\omega_c}^2} \quad (2.2)$$

$$\epsilon_2 = \frac{\omega\omega_c{\omega_p}^2}{(\omega^2+i\gamma\omega)^2-\omega^2{\omega_c}^2} \quad (2.3)$$

$$\epsilon_3 = \epsilon_\infty - \frac{{\omega_p}^2}{(\omega^2+i\gamma\omega)^2} \quad (2.4)$$

其中， ω_p 和 ω_c 分别为等离子体角频率和回旋角频率，$\frac{\gamma}{2\pi}$ 为碰撞频率，$B_0 \sim \frac{\omega_c}{\omega}{}_p$为施加的磁通量， $\epsilon_\infty \simeq 15.68$为锑化铟（InSb）[9]的高频背景介电常数。

有效介电常数 $\epsilon_\perp = \epsilon_1 - {\epsilon_2}^2/\epsilon_1$定义了磁光材料 [10]中横磁（TM）波的电磁场传播特性。如图 1 所示，该量的实部在低于 300GHz 的频率范围内高度为负，因此这种材料可作为金属的理想替代材料。在下一节中，我们将展示这一特性如何影响 InSb-Air-InSb 狭槽中的波传播。

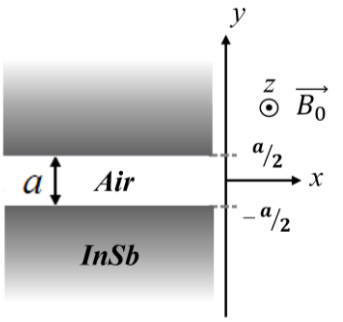

图 2：二维锑化铟-空气-锑化铟波导。

III. 二维锑化铟-空气-锑化铟波导

图 2 所示的结构是一种二维波导，因为它在 z 方向上具有不变性。因此，它与经典平行板波导 [5]非常相似，对于这类波导，具有张量介电常数的麦克斯韦方程可以写为：

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{H} \Longrightarrow \begin{cases} \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} = -j\omega\mu H_x \\ \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} = -j\omega\mu H_y \\ \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} = -j\omega\mu H_z \end{cases} \tag{3}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\bar{\bar{\epsilon}}\mathbf{E} \Longrightarrow \begin{cases} \frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial y} = j\omega\epsilon_0\left(\epsilon_1 E_x - j\epsilon_2 E_y\right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} = j\omega\epsilon_0\left(j\epsilon_2 E_x + \epsilon_2 E_y\right) \\ \frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial x} = j\omega\epsilon_0\epsilon_3 E_z \end{cases} \tag{4}$$

由于 $\frac{\partial}{\partial z}= 0$，麦克斯韦方程组可得两个相互独立的亥姆霍兹方程，分别对应横向电场和横向磁场：

$$TE:\ \nabla_{x,y}{}^2 E_z + k_0{}^2\epsilon_3 E_z = 0 \tag{5.1}$$

$$TM: \nabla_{x,y}^2 H_z + k_0^2\varepsilon_\perp H_z = 0 \tag{5.2}$$

在 $\varepsilon_\perp$ 为负值的频率范围内，TM 波分量的一般形式为：

$$H_z^{air} = (A\sinh\alpha_0 y + B\cosh\alpha_0 y)e^{-j\beta x} \tag{6.1}$$

$$E_x^{air} = \frac{1}{j\omega\epsilon_0}\alpha_0 e^{-j\beta x}(B\sinh\alpha_0 y + A\cosh\alpha_0 y) \tag{6.2}$$

and

$$H_z^{MO} = e^{-j\beta x}\begin{cases} Ce^{-\alpha\left(y-\frac{a}{2}\right)} & y>a/2 \\ De^{\alpha\left(y+\frac{a}{2}\right)} & y<-a/2 \end{cases} \tag{7.1}$$

$$E_x^{MO} = \begin{cases} \frac{D(+\epsilon_1\alpha-\epsilon_2\beta)}{j\omega\epsilon_0\epsilon_1\epsilon_\perp} e^{-j\beta x}e^{+\alpha\left(y-\frac{a}{2}\right)} & y < \frac{-a}{2} \\ \frac{C(-\epsilon_1\alpha-\epsilon_2\beta)}{j\omega\epsilon_0\epsilon_1\epsilon_\perp} e^{-j\beta x}e^{-\alpha\left(y-\frac{a}{2}\right)} & y > \frac{a}{2} \end{cases} \tag{7.2}$$

$$\alpha_0 = \sqrt{\beta^2 - k_0^2},\ \alpha = \sqrt{\beta^2 - k_0^2\epsilon_\perp} \tag{7.3}$$

其中，β 和 k_0 分别是波导内部和自由空间中沿 x 轴方向的波传播常数，而 α 和 α_0 分别是锑化铟和空气中沿 y 轴方向的波数。此外，A、B、C 和 D 是未知振幅，可通过求解控制边界条件得到。另外，求解切向场分量的边界条件可得色散关系：

$$\left(\frac{2\sqrt{\beta^2-k_0^2\epsilon_\perp}}{\epsilon_\perp\sqrt{\beta^2-k_0^2}}\right)\coth\left(a\sqrt{\beta^2-k_0^2}\right) + 1 + \frac{(\epsilon_1{}^2(\beta^2-k_0^2\epsilon_\perp)-\epsilon_2{}^2\beta^2)}{(\sqrt{\beta^2-k_0^2\epsilon_\perp}\epsilon_1\epsilon_\perp)^2} = 0 \tag{8}$$

图 3 显示，所提出波导内的传播常数 β 不同于自由空间波数。毋庸置疑，对于 PCE 平行板波导，基模为以 k_0 传播的 TEM 模式。

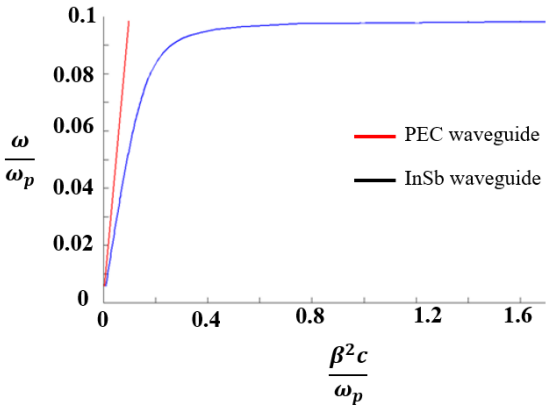

图 3：空气狭缝内的归一化传播常数；PEC 波导与锑化铟波导的比较。

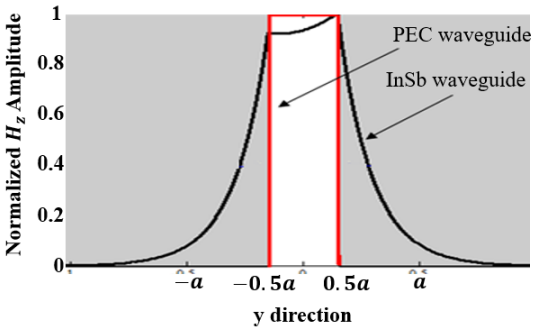

图 4：归一化横向磁场幅度；PEC 波导与锑化铟波导的比较。

这种不对称性在根据公式（7）和（8）绘制的归一化横向磁场分布中显而易见，如图 4 所示。显然，根据公式（7.2），正向波和反向波的电场并不相等，因为它不是 β 的偶函数。移除外部偏置后，锑化铟

进入均匀介质，因为 ε_2 消失。在这种情况下，改变 β 的符号不会改变电场分布。

IV. 结论

基于锑化铟的波导

一种新型二维波导构成材料时其非对称介电常数张量，本文提出并研究了一种具有非对称正向和反向传播模式的波导。所提出的波导是在外加直流磁场偏置下，于锑化铟薄板中切出一道空气狭缝。通过模态匹配法推导出的传播场分布显示，沿不同传播方向会呈现不同的场分布，这对毫米波和亚太赫兹非对称应用具有很大潜力。

参考文献

[1] Quéffélec、Patrick、Marcel Le Floc'h 和 Philippe Gelin。“确定宽[illegible]术汇[illegible] P. Pahlavan、M. S. Sork[illegible]波导[illegible] 2011 [illegible] . Z. Aslam 和 N. Ebrahimi，“一种新型双频双向非线性射频识别应答器电路，”2022 IEEE/MTT-S国际微波研讨会 - IMS 2022，2022，第44-47页，doi: 10.1109/IMS37962.2022.9865478。[4] Pozar, David M. 微波工程。John [illegible]与材料。[illegible]a 和P. [illegible] 2021 [illegible]第01-05[illegible]263。[7] Abba[illegible]的用于[illegible].1 (2023[illegible]36-40。[8] Ozgür,Umit,Yahya Alivov和Hadis Morkoç。“微波铁[illegible]》20.10[illegible]基础、[illegible]]Payn[illegible]法布里-[illegible]研究与技术杂志》（IJERT）第10卷，[illegible]本中表[illegible] [12] [illegible]，《[illegible]》，高频研究生学术研讨会，2001年。第6届IEEE