

## 磁光平面波导的单向传播特性\*

李航天<sup>1)</sup> 王智<sup>1)2)†</sup> 王慧莹<sup>1)</sup> 崔燊<sup>1)</sup> 李智勇<sup>2)</sup>

1) (北京交通大学理学院光信息科学与技术研究所, 发光与光信息技术教育部重点实验室, 北京 100044)

2) (集成光电子学国家重点联合实验室, 北京 100083)

(2019年11月26日收到; 2019年12月25日收到修改稿)

表面磁等离子体 (surfacedmagnetoplasmons, SMPs) 是一种在电介质和偏置磁场作用下磁光材料界面处传播的近场电磁波. 其独特的非互易传播特性引起了大量科研工作的关注, 但在具体的波导结构设计上仍存在很多问题. 本文研究了一种银-硅-磁光材料的3层平面波导结构, SMPs在磁光材料和硅的界面处传播, 发现在特定的频率范围内, SMPs的基模及高阶模式均具有正向或反向的单向传播特性. 分别计算了旋磁与旋电材料平面波导的色散方程, 研究了硅层厚度与外加磁场对能带结构及SMPs单向传播区域的影响, 发现无论是旋磁或旋电材料的结构, 硅层厚度的增加使高阶模式出现在更低的频率位置, 使单向传输带宽变小甚至消失, 外加磁场的变大使磁光材料的能带结构频率增大的同时带隙中也引入了高阶模式. 计算了2种磁光材料平面波导的正向和反向的单向传播带宽宽度, 发现旋磁材料YIG的单向SMPs模式出现在GHz波段, 最大单向带宽可达到2.45 GHz; 旋电材料InSb的单向SMPs模式出现在THz波段, 最大单向带宽达到3.9 THz.

关键词: 单向传播, 磁光材料, 表面磁等离激元, 非互易性

PACS: 42.82.Et, 52.25.Xz

DOI: 10.7498/aps.69.20191795

## 1 引言

单向传播模式是指电磁波仅能沿着通道的一个方向传播的特性<sup>[1,2]</sup>, 这个概念是由斯坦福大学的Raghu和Haldane提出的, 其关键原理是法拉第旋光效应打破了时间反演对称性. 根据施加磁场后磁光材料的属性变化, 可将磁光材料分为旋磁<sup>[3]</sup>和旋电<sup>[4]</sup>两类. 理论上, 单向传播模式由旋磁或旋电磁光介质激发, 磁场导致磁光材料的磁导率或介电常数2阶张量的非对角线元素不对称<sup>[5]</sup>, 因此磁光材料和介质界面处的表面等离激元 (surfaceplasmons, SPs)<sup>[6]</sup>可以实现不对称地非互易传播<sup>[7]</sup>, 这种在磁场作用下非互易传播的SPs

被称为表面磁等离激元 (surfacedmagnetoplasmons, SMPs)<sup>[3,4,8]</sup>. 由于单向传播模式能够不受背向散射影响而具有优良的抗干扰性, 引起了科研工作者的关注, 随后人们利用光子晶体波导<sup>[5,9-13]</sup>和平面介质波导<sup>[14-17]</sup>结构的单向传播特性, 进行了大量关于集成光隔离器<sup>[18,19]</sup>、偏振器件<sup>[20]</sup>等的相关研究工作. 在先前的非互易器件研究工作中, 由于器件工艺复杂且工作带宽窄等问题, 因此没有得到广泛的应用.

本文利用磁光材料与硅构成的平面磁光波导, 对模式的单向传播特性进行分析, 分别研究了旋磁材料和旋电材料的波导厚度以及外加磁场强度对波导色散特性和单向传播带宽等非互易特性的影响.

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61571035) 和集成光电子学国家重点联合实验室 (批准号: IOSKL2018KF22) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhiwang@bjtu.edu.cn

## 2 波导结构和磁光材料的 2 阶张量性质

图 1 是本文研究的 3 层磁光平面波导结构, 表面磁等离子体在硅和磁光材料的界面处传播, 银限制电磁场, 外部磁场  $B$  沿  $y$  方向均匀作用于磁光材料. 在外磁场的作用下, 磁光材料性质会发生变化, 根据其磁导率或介电常数的变化可分为旋磁或旋电两类. 通常, 在微波频段, 材料属性的变化出现在磁导率上, 在兆赫兹至光频段, 材料属性的变化出现在介电常数上. 在外磁场的作用下, 旋磁材料的磁导率 2 阶张量和旋电材料的介电常数 2 阶张量可写成下面的形式 [3,4]:

$$\boldsymbol{\mu} = \begin{bmatrix} \mu_r & 0 & -i\mu_k \\ 0 & \mu_0 & 0 \\ i\mu_k & 0 & \mu_r \end{bmatrix}, \quad \boldsymbol{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon_1 & 0 & i\varepsilon_2 \\ 0 & \varepsilon_3 & 0 \\ -i\varepsilon_2 & 0 & \varepsilon_1 \end{bmatrix}. \quad (1)$$

在旋磁或旋电材料中, 由于法拉第旋光效应使偏置磁场和磁场矢量 (或电位移矢量) 不在同一方向上, 因此 2 阶矩阵的反对角线元素都是不对称的. 正是这种不对称性使得电磁波在磁光材料中沿特定方向传播时具有非互易性, 甚至在一定频率范

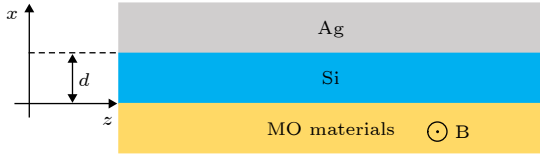


图 1 3 层磁光平面波导结构

Fig. 1. Structure of three layers magneto-optical planar waveguide.

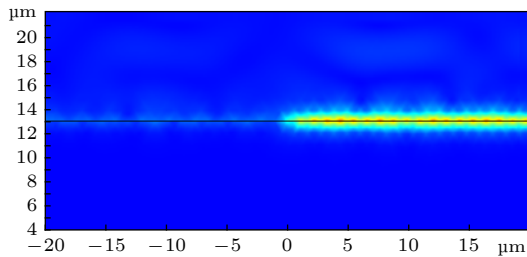


图 2 磁流线源激励的单向传播模式, 图中显示电场振幅沿传播方向的演化. (Si 厚度为  $9.6 \mu\text{m}$ , 磁光材料为  $8 \mu\text{m}$  厚的 InSb, 外加磁场强度为  $0.3 \text{ T}$ , 电磁波频率为  $1.56 \text{ THz}$ )

Fig. 2. The one-way propagation mode of the magnetic current source excitation, the figure shows the evolution of the electric field amplitude along the propagation direction. (The thickness of the Si and magneto-optical materials InSb are  $0.6 \mu\text{m}$  and  $8 \mu\text{m}$ , the applied magnetic field strength is  $0.3 \text{ T}$ , and the electromagnetic frequency is  $1.56 \text{ THz}$ ).

围内能够实现单向传播.

将磁流线源放置在硅和磁光材料的界面上  $0$  点处激发 SMPs, 波导中 Si 的厚度为  $9.6 \mu\text{m}$ , 外加磁场强度为  $0.3 \text{ T}$  时, 调整电磁波频率, 发现在  $9.1\text{--}10.4 \text{ THz}$  频率区间内, 只有向左或向右稳定单向传播的 SMPs 模式, 如图 2 所示, 激励了向右单向传播的 SMPs, 仿真得到的正向传播  $15 \mu\text{m}$  处与反向传播  $15 \mu\text{m}$  处的消光比达到  $22.6 \text{ dB}$ . 我们称激发这种模式的电磁波频率区间即为单向传播区域.

## 3 旋磁波导 SMPs 模式的色散特性

不考虑损耗, 旋磁材料的磁导率二阶张量矩阵元有以下形式 [21]:

$$\begin{aligned} \mu_r &= \mu_0 \left( 1 + \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \right), \\ \mu_k &= \mu_0 \frac{\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中,  $\omega_m = \mu_0 \gamma M_s$  表示特征角频率, 相应的波数和波长分别为  $k_m = \omega_m / c$ ,  $\lambda_m = 2\pi c / \omega_m$ ,  $\omega_0 = \mu_0 \gamma H_0$  表示进动角频率,  $M_s$  和  $H_0$  分别是材料的饱和磁化强度和外加磁场强度.

本文选用微波频段下的钇铁石榴石 (Yttrium Iron Garnet, YIG) 作为旋磁材料.

在 YIG 中 ( $x < 0$ ),

$$E_y = B e^{\alpha_1 x} e^{i(kz - \omega t)}, \quad (3)$$

$$H_z = -i \frac{B(\alpha_1 \mu_r - k \mu_k)}{\omega(\mu_r^2 - \mu_k^2)} e^{\alpha_1 x} e^{i(kz - \omega t)}. \quad (4)$$

在 Si 中 ( $0 < x < d$ ),

$$E_y = (A_1 e^{-\alpha_2 x} + A_2 e^{\alpha_2 x}) e^{i(kz - \omega t)}, \quad (5)$$

$$H_z = -\frac{i}{\omega \mu_2} (-\alpha_2 A_1 e^{-\alpha_2 x} + \alpha_2 A_2 e^{\alpha_2 x}) e^{i(kz - \omega t)}. \quad (6)$$

在 Ag 中 ( $x > d$ ),

$$E_y = C e^{-\alpha_3 x} e^{i(kz - \omega t)}, \quad (7)$$

$$H_z = \frac{i C \alpha_3}{\omega \mu_3} e^{-\alpha_3 x} e^{i(kz - \omega t)}. \quad (8)$$

其中  $\alpha_1 = \sqrt{k^2 - \omega^2 \varepsilon_1 \mu_\nu}$ ,  $\alpha_2 = \sqrt{k^2 - \omega^2 \varepsilon_2 \mu_2}$ ,  $\alpha_3 = \sqrt{k^2 - \omega^2 \varepsilon_3 \mu_3}$ ,  $\mu_\nu = (\mu_r^2 - \mu_k^2) / \mu_r$  是 YIG 的 Voigt 磁导率常数,  $\mu_2$  和  $\mu_3$  是 Si 和 Ag 的相对磁导率.  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$ ,  $\varepsilon_3$  分别是 YIG, Si 和 Ag 的相对介电常数.

旋磁材料中 TM 模式的 SMPs 不具有非互易性, 因此仅讨论 TE 模式的电磁场分量  $E_y$  和  $H_z$  在  $x = 0$  和  $x = d$  两界面处的连续性, 利用边界条件, 得到

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 & -1 & 0 \\ \frac{\alpha_2}{\mu_2} & -\frac{\alpha_2}{\mu_2} & \frac{\mu_r \alpha_1 - \mu_k k}{\mu_r^2 - \mu_k^2} & 0 \\ e^{-\alpha_2 d} & e^{\alpha_2 d} & 0 & -e^{-\alpha_3 d} \\ \frac{\alpha_2}{\mu_2} e^{-\alpha_2 d} & -\frac{\alpha_2}{\mu_2} e^{\alpha_2 d} & 0 & -\frac{\alpha_3}{\mu_3} e^{-\alpha_3 d} \end{vmatrix} = 0. \quad (9)$$

化简得到 TE 模 SMPs 的色散方程:

$$\tanh(\alpha_2 d) = -\frac{\alpha_1 - \frac{\mu_k}{\mu_r} k + \frac{\alpha_3}{\mu_3} \mu_v}{\left(\alpha_1 - \frac{\mu_k}{\mu_r} k\right) \cdot \frac{\mu_2 \alpha_3}{\mu_3 \alpha_2} + \frac{\mu_v \alpha_2}{\mu_2}}. \quad (10)$$

外磁场  $H_0 = 600$  Oe 时, 图 3(a)(b)(c) 分别给出了硅的厚度  $d$  为  $0.08\lambda_m$ ,  $0.13\lambda_m$ ,  $0.25\lambda_m$  的色散曲线. 图中黄色区域表示 YIG 材料的能带. 红色实线表示在硅和旋磁材料界面处的 SMPs 基模. 与无磁光效应中波导的表面等离子激元色散方程不同,

式 (10) 的传播常数  $k$  的一次项系数不为 0, 导致 SMPs 不关于  $k = 0$  对称,  $k > 0$  表示电磁波正向传播,  $k < 0$  表示电磁波反向传播. 增大硅层厚度  $d$  或外加磁场  $H_0$ , 出现高阶模式, 如图 3(b)(c)(d) 中的绿色实线. 橙色虚线对应  $\omega = \pm kc$ , 内部区域的数值解具有超光速的伪意义, 因此应舍去, 图中基模与高阶模在此区域内均用虚线表示. 在蓝色区域对应的频段中, 色散方程仅有  $k > 0$  的解, 电磁波仅能朝  $k > 0$  的方向传播, 称这个区域为正向单向传播区. 在绿色区域对应的频段中, 色散方程仅有  $k < 0$  的解, 称这个区域为反向单向传播区.

对比图 3(a)(b)(c) 中的不同硅厚度的色散曲线, 可以看出, 在  $d = 0.08\lambda_m$  时, 实线表示的基模在 YIG 的带隙中存在 2 个方向的单向传播区, 当  $d$  增大到  $0.13\lambda_m$  时, 2 条实线分别表示基模与 2 阶模式的色散曲线, 基模色散曲线底部与 YIG 能带结构重叠, 导致反向单向传播区消失, 而 2 阶模式的出现使正向单向传播区被压缩. 当  $d$  继续增大到  $0.25\lambda_m$  时, 在频率更低处就出现了 2 阶模式以及 3 阶模式, 使得此结构的基模不再支持波导单向传播.

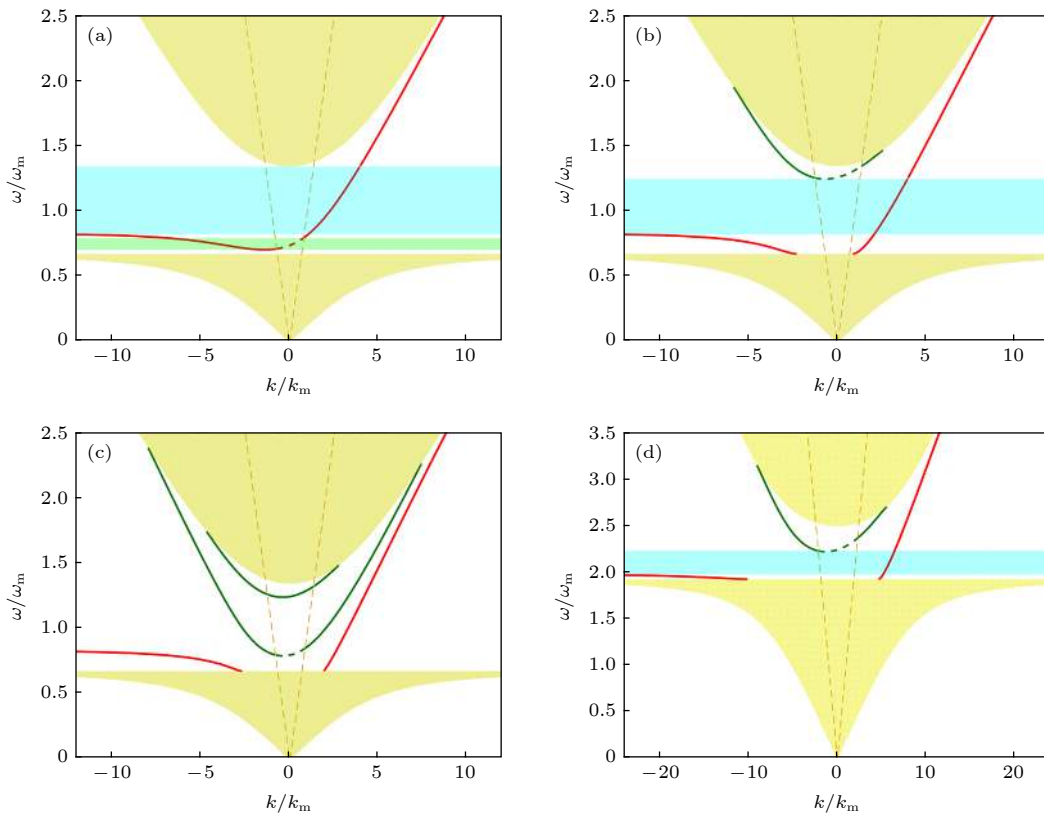


图 3 旋磁平面波导的色散曲线 (a)–(c)  $H_0 = 600$  Oe,  $d = 0.08\lambda_m, 0.13\lambda_m, 0.25\lambda_m$ ; (d)  $H_0 = 2600$  Oe,  $d = 0.08\lambda_m$

Fig. 3. Dispersion curve of the gyromagnetic plane waveguide (a)–(c)  $H_0 = 600$  Oe,  $d = 0.08\lambda_m, 0.13\lambda_m, 0.25\lambda_m$ ; (d)  $H_0 = 2600$  Oe,  $d = 0.08\lambda_m$ .

对  $d = 0.08\lambda_m$  的波导, 当外加磁场强度增大为  $H_0 = 2600$  Oe 时, 对比图 3(a) 和 (d) 可以发现, 增大磁场使 YIG 的能带上移, 单向传播区的频率也随之增大, 但高阶模式也会随之出现, 使反向单向传播区域消失, 正向单向传播也受到挤压变窄.

#### 4 旋电波导 SMPs 模式的色散特性

不考虑损耗, 旋电材料的介电常数 2 阶张量矩阵元有以下形式 [4]:

$$\begin{aligned}\varepsilon_1 &= \varepsilon_\infty \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2} \right), \\ \varepsilon_2 &= \varepsilon_\infty \frac{\omega_c \omega_p^2}{\omega(\omega^2 - \omega_c^2)}, \\ \varepsilon_3 &= \varepsilon_\infty (1 - \omega_p^2/\omega^2),\end{aligned}\quad (11)$$

其中,  $\varepsilon_\infty$  是高频近似介电常数,  $\omega_c = eB_0/m^*$  是电子的回旋频率,  $\omega_p = \sqrt{Ne^2/(\varepsilon_0 m^*)}$  是磁光材料的等离子体频率, 相应的波数和波长分别为  $k_p = \omega_p/c$ ,  $\lambda_p = 2\pi c/\omega_p$ . 旋电材料产生的 TE 模式没有非互易性, 因此本文仅对由 Ag、Si 和 InSb 组

成的平面波导中的 TM 模式的 SMPs 进行分析.

根据边界条件可推导出色散曲线方程 [17]

$$\tanh(\alpha_2 d) = - \frac{\alpha_s + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} k + \frac{\varepsilon_v \alpha_m}{\varepsilon_m}}{\left( \alpha_s + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} k \right) \cdot \frac{\varepsilon_r \alpha_m}{\varepsilon_m \alpha_r} + \frac{\varepsilon_v \alpha_r}{\varepsilon_r}}, \quad (12)$$

其中,  $\alpha_s = \sqrt{k^2 - \omega^2 \mu_0 \varepsilon_v}$ ,  $\alpha_r = \sqrt{k^2 - \omega^2 \mu_2 \varepsilon_2}$ ,  $\alpha_m = \sqrt{k^2 - \omega^2 \mu_3 \varepsilon_3}$ ,  $\varepsilon_v = (\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2)/\varepsilon_1$  是 InSb 的 Voigt 介电常数.

外加磁场  $B_0 = 0.3$  T 时, 图 4(a)(b)(c) 分别给出了硅的厚度  $d$  为  $0.08\lambda_p$ ,  $0.13\lambda_p$ ,  $0.2\lambda_p$  时的色散曲线. 图中黄色区域表示 InSb 材料的能带. 红色实线表示在 Si 和 InSb 界面处的 SMPs 基模, 绿色实线代表高阶模式, 橙色虚线对应  $\omega = \pm kc$ , 蓝色区域对应正向单向传播区, 绿色区域对应反向单向传播区.

对比图 4(a)(b)(c) 中的不同硅厚度的色散曲线, 可以看出当  $d = 0.08\lambda_p$  时, 不仅存在基模的正向传播区, 还存在有 2 阶模的反向传播区. 当  $d$  增大到  $0.13\lambda_p$  时, 2 阶模的单向传播区消失, 基模单向传播区被 2 阶模压缩. 当  $d$  继续增大到  $0.2\lambda_p$  时,

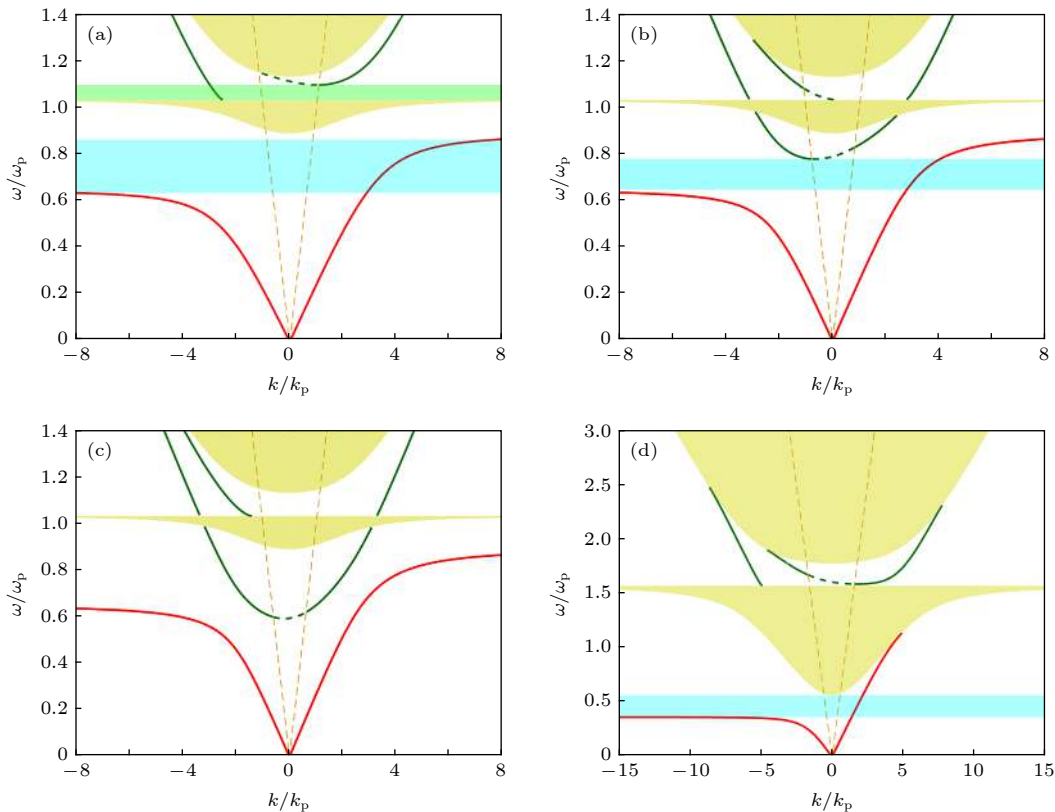


图 4 旋电平面波导的色散曲线 (a)–(c)  $B_0 = 0.3$  T,  $d = 0.08\lambda_p$ ,  $0.13\lambda_p$ ,  $0.2\lambda_p$ ; (d)  $B_0 = 1.5$  T,  $d = 0.08\lambda_p$ .

Fig. 4. Dispersion curve of the gyroelectric plane waveguide (a)–(c)  $B_0 = 0.3$  T,  $d = 0.08\lambda_p$ ,  $0.13\lambda_p$ ,  $0.2\lambda_p$ ; (d)  $B_0 = 1.5$  T,  $d = 0.08\lambda_p$ .

在此结构中不再支持单向传播. 对  $d = 0.08\lambda_p$  时的波导, 当外加磁场强度增大到  $B_0 = 1.5$  T 时可以发现, InSb 的能带及单向传播区域频率变高, 更高阶的模式使带隙中 2 阶模的反向单向传播区消失.

### 5 外磁场和 Si 厚度对单向传播的影响

在 400—2000 Oe 磁场范围内及给定的波导厚度下, 对每组  $H_0$  和  $d$  计算如图 3 所示的波导 SMPs 色散方程及磁光材料能带结构, 正向单向传播模式 (蓝色区域) 和反向传播模式的宽度 (绿色区域) 的频率宽度, 得到的数值用颜色表示, 即可得到如图 5(a) 和图 5(b) 所示的正向和方向的旋磁波导单向带宽. 深蓝色代表单向带宽为 0, 即在该结构参数下, 波导不存在单向传播模式, 亮黄色代表带宽在计算范围内达到最大. 可以看出, 正向单

向传播的最大带宽为  $0.5\omega_m$  ( $\omega_m = 4.9$  GHz, 最大带宽为 2.45 GHz), 对应图中亮黄色区域, 且磁场改变时, 相应调整 Si 层厚度, 仍然可以达到最大单向带宽. 当 Si 厚度较小时, 正向单向带宽随 Si 增厚而增大, 直到最大单向带宽; 若 Si 层厚度继续增加, 由于高阶模式的影响, 单向传输带宽逐步减小并最终消失. 反向传播模式的最大单向带宽仍可达  $0.5\omega_m$ , 磁场强度越大, 能够在更薄的波导中获得最大单向带宽.

类似地, 在 0.1 至 1 T 磁场范围内及给定的波导厚度下, 对每组  $B_0$  和  $d$  计算如图 4 所示的波导 SMPs 色散方程及磁光材料能带结构, 正向单向传播模式 (蓝色区域) 和反向传播模式的宽度 (绿色区域) 的频率宽度, 得到的数值用颜色表示, 即可得到如图 6(a) 和图 6(b) 所示的正向和方向的旋磁波导单向带宽. 可以发现, 随着 Si 厚度变大, 旋电 InSb 波导的正向单向传播带宽逐步变小直至消失.

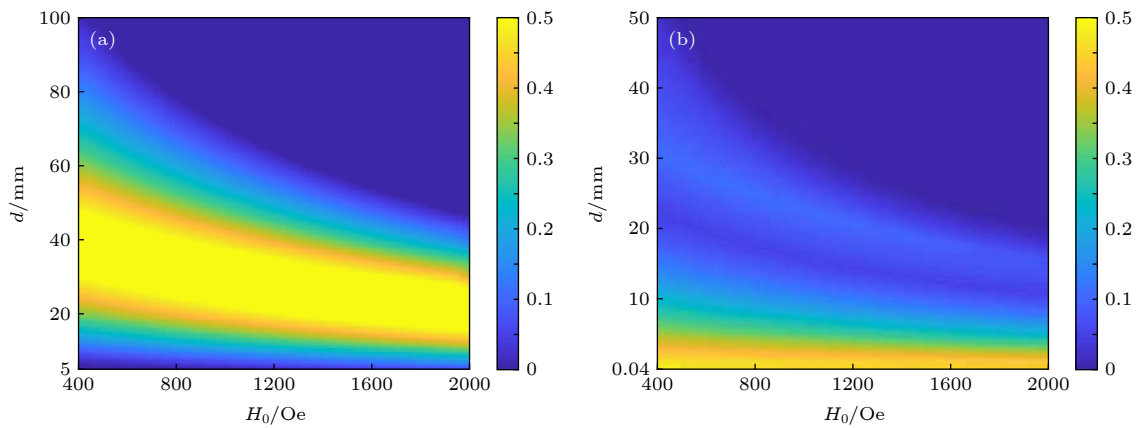


图 5 旋磁波导单向带宽 (a) 正向单向传播模式; (b) 反向单向传播模式

Fig. 5. One-way propagation mode bandwidth of the gyromagnetic waveguide (a) Forward one-way propagation mode; (b) Backward one-way propagation mode.

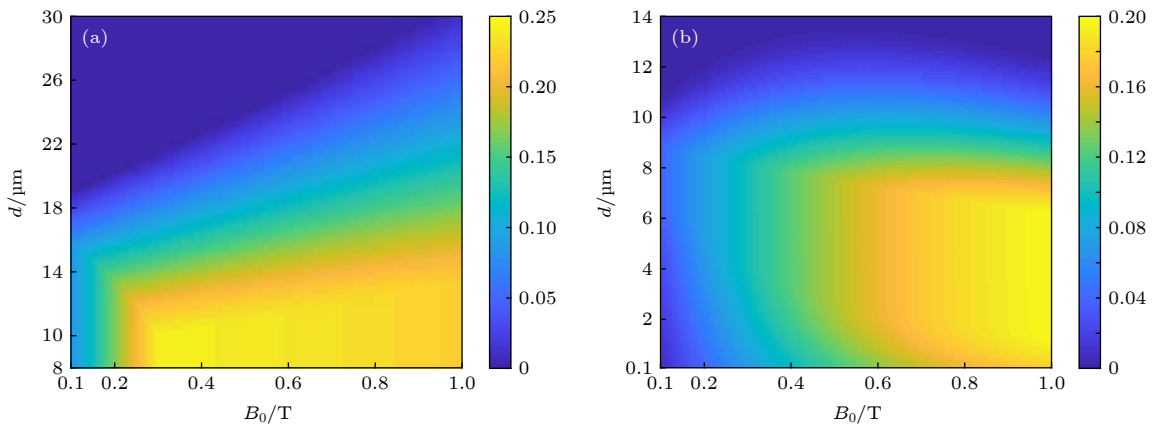


图 6 旋电波导单向带宽 (a) 正向单向传播模式; (b) 反向单向传播模式

Fig. 6. One-way propagation mode bandwidth of the gyroelectric waveguide (a) Forward one-way propagation mode; (b) Backward one-way propagation mode.

最大单向带宽随外加磁场的变化而改变, 当外磁场在 0.3—0.4 T 之间, Si 厚度小于 10  $\mu\text{m}$  时能够达到最大单向带宽  $0.25\omega_p$  ( $\omega_p = 15.6$  THz, 最大带宽为 3.9 THz), 如当  $B_0 = 0.3$  T 时, 单向带宽为  $0.64\omega_p - 0.89\omega_p$  (约为 9.98—13.88 THz). 反向单向传播模式是出现在 InSb 带隙中的高阶模式, 最大单向带宽随磁场的增大逐步递增, 在本文的计算范围内能够达到  $0.2\omega_p$ .

## 6 结 论

本文研究了 2 种 3 层磁光平面波导的单向传播特性, 其中传播的模式本质是在旋磁材料 (如 YIG) 与硅之间传播的 TE 模式 SMPs, 或者在旋电材料 (如 InSb) 与硅之间传播的 TM 模式 SMPs, 其结构简单且拥有较大的工作带宽. 通过数值分析得到了 3 层磁光平面波导的能带及色散方程解析形式, 结果表明基模和高阶模式都可能存在单向传播区, 位于磁光材料的能带结构下方或带隙中. Si 厚度的增加会使高阶模式出现在更低频的位置, 从而使基模的单向传播区域带宽变窄, 甚至使该结构失去单向传播特性. 基于 YIG 的旋磁 3 层平面波导最大单向带宽可在 GHz 频段达到 2.45 GHz, 基于 InSb 的旋电 3 层平面波导最大单向带宽可在 THz 频段达到 3.9 THz. 本文的研究结果, 对单向传输的非互易波导设计和制作具有重要而有效的意义.

## 参考文献

- [1] Haldane F D M, Raghu S 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 013904
- [2] Raghu S, Haldane F D M 2006 *Phys. Rev. A* **78** 033834
- [3] Hartstein A, Burstein E, Maradudin A A, Brewer R, Wallis R F 1973 *J. Phys. C* **6** 1266
- [4] Brion J J, Wallis R F, Hartstein A, Burstein E 1972 *Phys. Rev. Lett.* **28** 1455
- [5] Jiang C, Zhu H 2010 *Opt. Express* **18** 006914
- [6] Maier S A (translated by Zhang T) 2015 *Plasmonics: Fundamentals and Applications* (Nanjing: Southeast University Press) pp14–23 (in Chinese) [麦尔著 (张彤译) 2015 等离子体学——基础与应用 (南京: 东南大学出版社) 第14—23页]
- [7] Khanikaev A B, Baryshev A V, Inoue M, Kivshar Y S 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 011101
- [8] Kushwaha M S, Halevi P 1988 *Phys. Rev. B* **38** 12428
- [9] Shoji Y, Mizumoto T 2014 *Sci. Technol. Adv. Mat.* **15** 014602
- [10] Chen S, Fan F, Wang X, Wu P, Zhang H, Chang S 2015 *Opt. Express* **23** 001015
- [11] You Y, Deng X, Shen L, Wu J J, Yang T J 2016 *Plasmonics* **12** 399
- [12] Huang D, Pintus P, Zhang C, Paul M, Yuya S, Tetsuya M 2017 *Optica* **4** 000023
- [13] Fei F, Chuan ZX, Jie R C, Jiang C S 2018 *Opt. Lett.* **43** 000687
- [14] Hu B, Wang Q J, Zhang Y 2012 *Opt. Express* **20** 010071
- [15] Shen L F, You Y, Wang Z Y, Deng X H 2015 *Opt. Express* **23** 000950
- [16] Kwiecien P, Richter I, Kuzmiak V, Ctyroky J 2017 *J. Opt. Soc. Am. A* **34** 000892
- [17] Wang H Y, Wang Z, Cui C, Li H T, Li Q, Zhan X K, Wang J, Wu C Q 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 154203 (in Chinese) [王慧莹, 王智, 崔璨, 李航天, 李强, 詹翔空, 王健, 吴重庆 2019 物理学报 **68** 154203]
- [18] Tien M C, Mizumoto T, Pintus P, Kromer H, Bowers J E 2011 *Opt. Express* **19** 011740
- [19] Bi L, Hu J, Jiang P, Kim D H, Dionne G F, Kimerling L C, Ross C A 2011 *Nat. Photonics* **5** 758
- [20] Qianyi M U, Fan F, Chen S, Xu S T, Xiong C Z, Zhang X, Wang X H, Chang S J 2019 *Photonics Res.* **7** 000325
- [21] Pozar D M (translated by Zhang Z Y) 2015 *Microwave Engineering* (3rd Ed.) (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) pp380–386 (in Chinese) [波扎著 (张肇仪译) 2015 微波工程 (第3版) (北京: 电子工业出版社) 第380—386页]

# Properties of one-way propagation in the magneto-optical planar waveguide\*

Li Hang-Tian<sup>1)</sup> Wang Zhi<sup>1)2)†</sup> Wang Hui-Ying<sup>1)</sup> Cui Can<sup>1)</sup> Li Zhi-Yong<sup>2)</sup>

1) (*Key Laboratory of Luminescence and Optical Information, Ministry of Education, Institute of Optical Information, School of Science, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China*)

2) (*State Key Laboratory on Integrated Optoelectronics, Beijing 100083, China*)

( Received 26 November 2019; revised manuscript received 25 December 2019 )

## Abstract

Surface magnetoplasmons (SMPs) is a kind of near-field electromagnetic wave, which propagates at the interface of dielectric and magneto-optical material under the action of biased magnetic field. Because SMPs have excellent anti-interference and backscattering-immune properties, it has attracted wide attention of researchers in recent years, but there are still many problems in the design of waveguide structures. When electromagnetic waves propagate in magneto-optical materials, the Faraday rotation effect makes the bias magnetic field and the magnetic field vector (or electrical displacement vector) not in the same direction, so the anti-angle elements of the second-order matrix of magnetic permeability (or dielectric constant) are asymmetric. This asymmetry makes electromagnetic waves non-reciprocal when propagating in specific directions in magneto-optical materials, and can even achieve one-way propagation in a certain frequency range. In this paper, a structure of three-layer planar waveguide with silver, silicon, and magneto-optical material is studied. SMPs propagate at the interface between silicon and magneto-optical materials. This work numerically calculates the dispersion relation of the waveguide and the band gap of the magneto-optical material. It is found that both the fundamental mode and the higher-order mode of SMPs have one-way propagation characteristics in forward or backward direction within a specific frequency range. The dispersion relation of the planar waveguides with gyromagnetic material and gyroelectric material are calculated respectively. As a result, the thickness of silicon layer and the external magnetic field have significant influence on bulk mode and the one-way propagation region of SMPs. By increasing the thickness of the silicon layer or increasing the intensity of the magnetic field, the higher-order mode can appear at the lower frequency region, thus compressing the one-way propagation region or even losing the one-way propagation mode. The one-way propagation bandwidth of planar waveguides with gyromagnetic material YIG and gyroelectric material InSb are calculated. By calculating the dispersion relation of the waveguide SMPs and the band gap of the magneto-optical material for each group of magnetic field and the thickness of Si, the colormap of YIG waveguide and InSb waveguide under 400–2000 Oe magnetic field and 0.1–1 T magnetic field are obtained. As a result, the one-way mode of YIG waveguide appears in GHz band, and the maximum bandwidth for both forward and backward one-way propagation is 2.45 GHz. While, the one-way mode of InSb waveguide appears in THz band, the maximum one-way propagation bandwidth in forward and backward directions are 3.9 THz and 3.12 THz. The research results in this paper are of great significance for the design and fabrication of non-reciprocal waveguides with one-way propagation characteristics.

**Keywords:** one-way propagation, magneto-optical material, surface magnetoplasmons, nonreciprocity

**PACS:** 42.82.Et, 52.25.Xz

**DOI:** 10.7498/aps.69.20191795

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61571035) and the State Key Laboratory on Integrated Optoelectronics, China (Grant No. IOSKL2018KF22).

† Corresponding author. E-mail: zhiwang@bjtu.edu.cn