

基于二维特异材料波导的表面电磁波的慢波实验研究*

王五松¹⁾ 张利伟¹⁾²⁾ 张冶文^{1)†} 方恺¹⁾

1) (同济大学物理系先进微结构材料教育部重点实验室, 上海 200092)

2) (河南理工大学物理化学学院, 焦作 454000)

(2012年5月16日收到; 2012年6月29日收到修改稿)

本文在理论分析的基础上, 实验研究了二维 MNG/DPS/MNG (磁单负材料/双正材料/磁单负材料) 表面波波导中的慢波效应. 该波导的色散曲线随着电路参数 (单元电容) 的改变而改变, 而且在色散曲线的截止频率点, 电磁波的群速度理论上等于零. 因此可以通过改变 MNG 区域的电路参数, 得到在不同截止频率的慢波特性. 另外, 本文还通过改变 MNG 区域的电路参数实现在某一固定频率下波速度渐变的慢波效应. 实验结果与仿真结果相一致.

关键词: 特异材料波导, 表面电磁波, 慢波

PACS: 42.25.Bs, 42.82.Et

DOI: 10.7498/aps.62.024203

1 引言

慢光是近年来的研究热点之一, 它具有许多潜在的应用价值, 如非线性光存储、光开关和光学记忆等^[1,2]. 在光通信中, 为便于对光信号的处理, 首要解决的问题就是使光传播变慢而且可控. 目前, 获得慢光的可能途径有两种: 第一, 通过改变材料的色散 $\frac{dn}{d\omega}$ 来获得, 例如电磁感应透明^[3], 第二, 通过改变波导的色散 $\frac{dn}{dk}$ 来获得, 例如谐振腔的直接耦合^[4] 和光子晶体波导等^[5,6]. 近年来特异材料 (metamaterials) 的实现, 使多种慢波结构可以用来实现慢波效应^[7]. 特异材料包含双负材料 (DNG) 和单负材料^[8,9]. 介电常数和磁导率同时为负的材料称为双负材料 ($\epsilon < 0, \mu < 0$), 单负材料包含电单负材料和磁单负材料, 其中介电常数为负而磁导率为正的材料称为电单负材料 (ENG, $\epsilon < 0, \mu > 0$), 介电常数为正而磁导率为负的材料称为磁单负材料 (MNG, $\epsilon > 0, \mu < 0$). 普通介质材料的介电常数

和磁导率都为正, 所以又称为双正材料 (DPS, $\epsilon > 0, \mu > 0$). 由特异材料和普通的介质材料组成的波导可用来实现慢光, 该种波导支持光波的前向模式和后向模式^[10], 这两种模式在某一频率处简并. 尤其是在渐变结构的左手材料波导中可以实现电磁驻留^[11], 并在波导中实现强局域场. 另外, 在不同频段基于特异材料表面等离子激元 (surface plasma polaritons, SPPs) 的慢波系统也在理论上得以实现^[12,13].

SPPs 是指沿两个介质的分界面传播的电磁波, 并且在偏离分界面时, 其振幅随距离增加按指数衰减^[14,15]. 在微波频段, 它以表面电磁波的形式出现. 而 SPPs 只存在于介电常数 (对 TM 波) 或磁导率 (对 TE 波) 符号相反的两种介质的界面上. 一般来说, 表面等离子体的激发需要动量匹配, 常用的方法有衰减全反射法^[15]. 然而对于对称结构的特异材料波导所支持的表面等离子体, 可在动量不匹配的条件下, 通过垂直入射平面波的方法来激发^[16].

由于 SPPs 特殊的色散关系, 在色散曲线的截

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2011CB922001)、国家自然科学基金 (批准号: 10904032) 和河南省高等学校青年骨干教师资助计划项目 (批准号: 2012GGJS-060) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: yewen.zhang@tongji.edu.cn

止频率处,表面波具有明显的慢波特性^[12,15],甚至能使信号停滞,利用这一点可以达到信号储存的目的.目前,已有学者开展了关于不同的频段的慢波的理论研究^[17].文献[18]基于前向波和后向波简并机理,对于微波频段的慢光通过单负特异材料平面波导进行了实验研究,最终获得了约1/15倍真空中光速的慢光.本文在理论分析的基础上,通过基于二维微带线的MNG/DPS/MNG波导结构对表面电磁波在波导中的慢波特性进行实验研究.研究发现,这种MNG/DPS/MNG波导的色散曲线可以通过改变加载的单元电容来调整,在不同的截止频率都能实现慢波效应.另外,本文还研究了在固定频率点波速度随频率渐变的电磁波慢传播效应.实验结果和仿真结果符合很好.

2 理论模型与分析

考虑如图1(a)所示的二维MNG/DPS/MNG波导结构,该波导结构由宽度为 d' 的DPS介质夹在两个半无限大的MNG材料包层之间构成,其中介电常数和磁导率分别为 $\epsilon_1, \mu_1, \epsilon_2, \mu_2$.对于图1所示的对称结构,TE极化的表面等离子体激元存在对称和反对称两种色散关系^[19]

$$\frac{1 - \exp(k_2 \times d')}{1 + \exp(k_2 \times d')} = \frac{k_1 \times \mu_1}{k_2 \times \mu_2}, \quad (1)$$

$$\frac{1 + \exp(k_2 \times d')}{1 - \exp(k_2 \times d')} = \frac{k_1 \times \mu_1}{k_2 \times \mu_2}, \quad (2)$$

这里 $k_1 = \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \mu_1 \epsilon_1}$, $k_2 = \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \mu_2 \epsilon_2}$, c 为

真空中的光速, k 为表面等离子体激元的波数(单位: 1/m). 在该MNG/DPS/MNG波导中,由于两界面上等离子波之间的耦合,导致原来单一的表面等离子模式分裂为两个模式.并且随着 d' 的减小,这种分裂表现的更强烈.方程(1)对应表面等离子激元对称模式(这种模式的场分布是对称的),方程(2)对应表面等离子激元非对称模式(这种模式的场分布是非对称的)^[20].图1(b)中的红色虚线为真空中的光线,两条红色实线为该MNG/DPS/MNG表面等离子激元波导的色散曲线,其中取 $\mu_1 \approx 1 - \frac{9.88 \times 10^{18}}{f^2}$, $\epsilon_1 \approx 6.6$, $\mu_2 \approx 1$, $\epsilon_2 \approx 6.6$,这些参数可以由低损耗的(L-C加载的)传输线网络结构来实现^[21].其中上面的一支红色曲线对应表面等离子体的非对称模式,下面的一支红色曲线对应表面等离子体的对称模式.可以看出,随着波数的增加,两种模式都显示出慢波的特性.对于表面等离子体的对称模式来说,群速度 v_g 和相速度 v_p 之间的关系为 $v_p \cdot v_g > 0$,而对于表面等离子体的非对称模式来说,群速度和相速度之间的关系为 $v_p \cdot v_g < 0$.由于结构的对称性,垂直入射波只能激发低频段的对称表面等离子体,所以在本文中,我们只研究对称表面等离子体的性质.

文献[22]给出了二维传输线结构特异材料的参数理论.据此,本论文MNG/DPS/MNG波导结构中MNG的相对介电常数和相对磁导率可写为

$$\mu \approx 1 - \frac{1}{C \times (2\pi f)^2 \times g \times d'}, \quad \epsilon \approx 6.6, \quad (3)$$

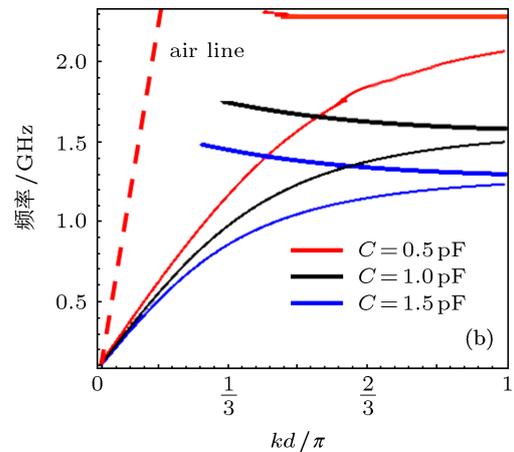
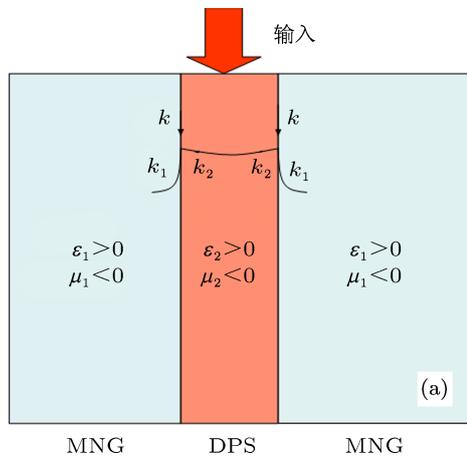


图1 (a) MNG/DPS/MNG波导模型; (b) 波导的色散关系

其中 C 为加载的单元电容, g 和 d 为常数. 可见, 在该等离子体波导中, 加载的单元电容值决定着波导中相对磁导率的取值, 另外, 由方程 (1) 和方程 (2) 可知, 相对磁导率的取值决定着波导的色散关系. 所以, 在这种 MNG/DPS/MNG 波导中, 单元电容取值的变化必然会带来波导色散关系的改变. 当 MNG 区域的单元电容 $C = 0.5 \text{ pF}$ 时, 即可实现图 1(b) 中两条红色曲线所示的色散关系, 当 MNG 区域的单元电容 $C = 1 \text{ pF}$ 时, 该波导的色散关系对应图 1(b) 中两条黑色曲线, 当 MNG 区域的单元电容 $C = 1.5 \text{ pF}$ 时, 该波导的色散关系对应图 1(b) 中两条蓝色曲线.

由图 1(b) 可以看出, 随着波数的增加, 上述色散关系都显示出更加明显的慢波特性, 在截止频率点, 表面电磁波的群速度 $v_g = \frac{d\omega}{dk}$ 理论上等于零, 而且随着单元电容的取值增加, 色散曲线的截止频率向低频移动. 对于不同的单元电容 $C = 0.5 \text{ pF}$, $C = 1 \text{ pF}$ 和 $C = 1.5 \text{ pF}$, 色散曲线的截止频率分别为 $f_{\text{cutoff}} = 2.1 \text{ GHz}$, $f_{\text{cutoff}} = 1.5 \text{ GHz}$ 和 $f_{\text{cutoff}} = 1.3 \text{ GHz}$. 通过改变 MNG 区域的单元电容, 在不同的截止频率点都能观察到慢波. 同样, 把频率固定在 $f = 1.3 \text{ GHz}$, 通过改变 MNG 区域的单元电容也能

实现群速度渐变的慢波特性.

3 结果与讨论

图 2(a) 是 MNG/DPS/MNG 波导的实际的电路结构图. 在一定的频率范围内该波导可以由微带传输线来实现^[22], 其中基材为相对介电常数为 4.75、厚度为 1.6 mm 的 FR-4 环氧树脂复合玻璃纤维布覆铜板, 传输线单元线宽 $w = 11 \text{ mm}$, 周期长度 $d = 10 \text{ mm}$. DPS 材料为正常二维微带线网格, MNG 材料由周期性加载串联电容的二维微带线构成. 为抑制电磁波的反射, 微带线和地之间跨接 85Ω 的匹配电阻. 图 2(b) 和 (c) 分别给出了单元电容 $C = 0.5 \text{ pF}$ 时该波导的透射谱和色散关系的仿真及测量结果. 由测量结果可以看出, 对于在 $[0 \text{ GHz}, 2.1 \text{ GHz}]$ 频率范围内该波导对电磁波是透明的. 超出了这一频率范围, 电磁波的透射率就会急剧下降, 因为这时 MNG/DPS/MNG 组合结构不再具备波导的特性. 另外, 由色散关系可知, 随着波数的增加慢波效应表现得越来越明显, 仿真得到的截止频率约为 2.2 GHz, 测量得到的截止频率约为 2.1 GHz, 该色散关系对应表面等离子体激元的对称模式.

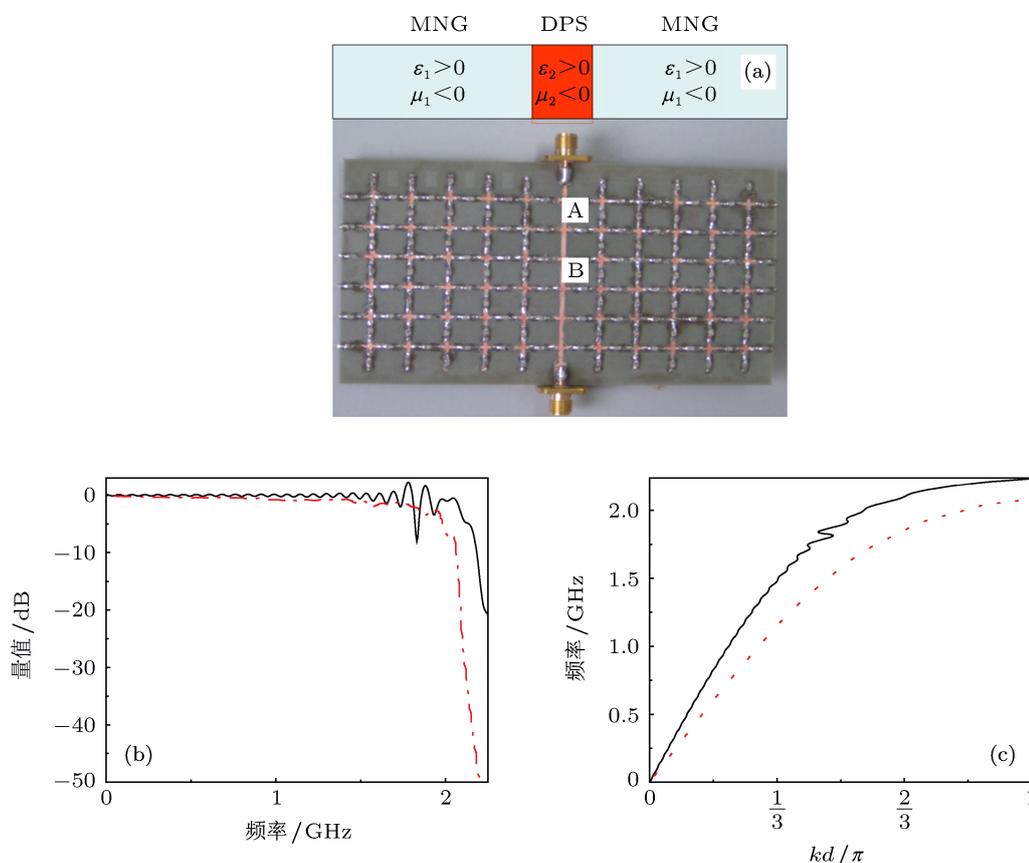


图 2 (a) MNG/DPS/MNG 波导的电路结构 (6 × 11 单元); (b) 仿真和测量的透射谱 (实线为仿真结果, 虚线为测量结果); (c) 仿真和测量的色散关系 (实线为仿真结果, 虚线为测量结果); 单元电容 $C = 0.5 \text{ pF}$

以上通过色散关系证明了 MNG/DPS/MNG 波导的表面波特特性, 为了更清楚地观察波导的电磁特性, 作者把中间 DPS 层的宽度增加到 30 mm, 并对波导的电场分布进行 CST 仿真 (仿真频率 $f = 1.2$ GHz. 该频率位于 SPP 通带内, 此时波导中存在的主要是 SPP 模式). 图 3 给出了波导电场分布的 CST 仿真结果, 其中红色 (或者黄色) 和蓝色 (或者绿色) 分别表示电场强度幅度的正值和负值, 颜色的深与浅分别表示电场的强与弱. 图 3(a) 为二维电场强度的标量俯视图, 图 3(b) 为从波导的下方向上

方看去的三维电场强度叠加图. 在图 3(a) 中, 临近 MNG 区域和 DPS 区域界面的颜色更深, 表明界面附近的电场更强, 在图 3(b) 中, 临近 MNG 区域和 DPS 区域界面的红色 (蓝色) 覆层更厚, 同样也说明界面附近的电场较强. 仿真结果表明, 电场强度主要集中在界面附近, 并向两侧的 MNG 区域衰减, 与图 1(a) 的理论模型相符合, 证明该波导中存在表面电磁波. 同时, 从图 4 的 CST 仿真结果可以看出, 该结构的电场分布是对称的.

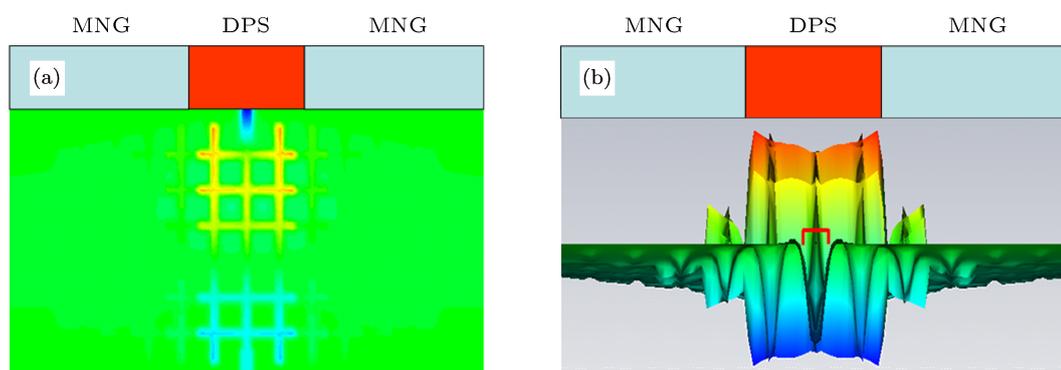


图 3 MNG/DPS/MNG 波导的电场分布 (单元电容 $C=0.5\text{pF}$) (a) 俯视图; (b) 叠加起来的三维图形

3.1 不同截止频率的慢波效应

为了精确地分析 MNG/DPS/MNG 波导中表面电磁波的传输特性, 本论文引入时域分析法. 将调制后的高斯波包 (单元电容 $C = 0.5$ pF 时, 载波信号的频率为截止频率 $f = 2.1$ GHz, 单元电容 $C = 1$ pF 时, 载波信号的频率为截止频率 $f = 1.5$ GHz, 单元电容 $C = 1.5$ pF 时, 载波信号的频率为截止频率 $f = 1.3$ GHz) 经由图 2 波导的上端口输入, 下端口输出, 利用单端有源高阻抗探头 Tektronix P7260 在 “A”, “B” 两点进行测量分别得到调制高斯波包在二点的输出波形. 图 4(a) 给出了单元电容 $C = 0.5$ pF 时仿真和实验测量得到的 “A”, “B” 两点的时域波形 (载波信号频率为 $f = 1.5$ GHz), 这里为清楚起见, 作者分别标画出了 A 点波形和 B 点波形的 CST 模拟结果及实验结果的波包轮廓, 并标出了高斯波峰值位置的移动 (对于模拟结果, 高斯波峰值位置的移动为 Δt ; 对于测量结果, 高斯波峰值位置的移动为 $\Delta t'$). 结合文献 [23], 由图 2(a) 可知 “A”, “B” 两点相距 2 cm, 同时根据图 4(a) 可知波传播 2 cm 距离产生的群延迟约为 $\Delta t' = 2.35$ ns, 这样即可得到

单元电容 $C = 0.5$ pF 时该波导中表面电磁波的群速度测量值为 $v_g = \frac{2 \times 10^{-2}}{2.35 \times 10^{-9}} \approx 8.5 \times 10^6$ (m/s). 另外, 图 4(a) 中波形图上方 “+” 表示相位的移动, 即等相位点移动 2 cm 距离产生的延迟为 2.25 ns, 所以得到单元电容 $C = 0.5$ pF 时该波导中表面电磁波的相速度测量值为 $v_p = \frac{2 \times 10^{-2}}{2.25 \times 10^{-9}} \approx 8.9 \times 10^6$ (m/s). 同样方法可得到单元电容分别为 $C = 1$ pF 和 $C = 1.5$ pF 时该波导内表面波在截止频率处的波速度, 如图 4(b) 所示. 可以看出, 单元电容 $C = 0.5$ pF 时波导的群速度测量结果约为真空中光速的 $1/38$ ($0.026c$), 单元电容 $C = 1$ pF 时波导的群速度测量结果约为真空中光速的 $1/37$ ($0.027c$), 单元电容 $C = 1.5$ pF 时波导的群速度测量结果约为真空中光速的 $1/45$ ($0.022c$), 上述波速度均为慢波.

为了在更多的频率点观察 MNG/DPS/MNG 波导中表面电磁波的慢传播特性, 本文把单元电容从 $C = 0.5$ pF 改变到 $C = 1.5$ pF (间隔 $\Delta C = 0.1$ pF). 改变单元电容, 就会导致 MNG 区域磁导率的变化, 由方程 (1) 和方程 (2) 可知, 该波导的色散曲线也会改变. 因此, 不同的单元电容就对应不同的表面波

色散曲线, 而且由于表面波特殊的色散关系, 在每一条色散曲线的截止频率点, 表面电磁波的群速度 $v_g = \frac{d\omega}{dk}$ 和相速度 $v_p = \frac{\omega}{k}$ 理论上都为零. 时域仿真结果如图 4(b) 所示, 可以看出, 对于不同的单元电容, 本文在不同的截止频率仿真得到的表面电磁波波速度均为慢波, 其中最慢的群速度约为真空中光速的 1/45 (即 0.022c). 理论分析、仿真与实验测量结果有很好地符合.

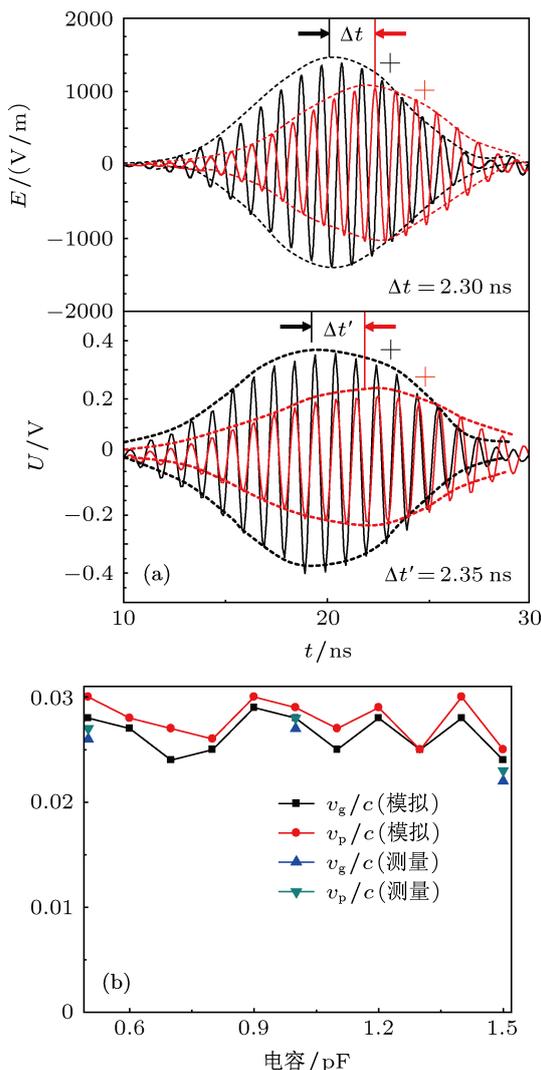


图 4 (a) 图 2 中 A 点、B 点的时域波形 (单元电容 $C = 0.5$ pF) (上图为仿真结果, 下图为测量结果); (b) 改变单元电容值 $C = 0.5$ pF, $C = 0.6$ pF, ..., $C = 1.5$ pF 时的表面波群速度 v_g 和相速度 v_p 的仿真与测量结果

3.2 波速度渐变的慢波效应

以上讨论了 MNG/DPS/MNG 波导中表面电磁波在多个截止频率的慢波效应, 接下来本论文讨论在一个固定的频率点波速度渐变的慢波现象. 采用文献 [23] 的时域分析方法可得出单元电容分别取值为 $C = 0.5$ pF, $C = 1$ pF, $C = 1.5$ pF 时该波导

中表面电磁波在 $f = 1.3$ GHz 频率的波速度, 如图 5 所示. 可以看出, 当单元电容取值为 $C = 0.5$ pF 时, 表面波群速度的测量值约为真空中光速的 1/6 (0.17c), 当单元电容取值为 $C = 1$ pF 时, 表面波群速度的测量值约为真空中光速的 1/21 (0.05c), 当单元电容取值为 $C = 1.5$ pF 时, 表面波群速度的测量值约为真空中光速的 1/45 (0.022c). 上述波速度均为慢波, 并且是渐变的.

为了对 MNG/DPS/MNG 表面波波导在 $f = 1.3$ GHz 频率波速度渐变的特性进行深入研究, 本文把单元电容从 $C = 0.5$ pF 改变到 $C = 1.5$ pF (间隔 $\Delta C = 0.1$ pF) 来对该波导中的电磁波传播特性进行 CST 时域仿真分析, 高斯波包的载频为 $f = 1.3$ GHz. 由图 1(b) 可以看出, 单元电容取值分别为 $C = 0.5$ pF, $C = 1$ pF, $C = 1.5$ pF 时, 该表面波波导的色散关系也随之产生变化. 在 $f = 1.3$ GHz 的频率, 随着单元电容取值的变大, 色散曲线的斜率越来越小, 也就是表面波的群速度 $v_g = \frac{d\omega}{dk}$ 越来越小, 而且在这一固定的频率, 随着单元电容取值的增加, 表面波的波数也是不断增大的, 所以表面波的相速度 $v_p = \frac{\omega}{k}$ 也会越来越小. 对于 0.5—1.5 pF (间隔 $\Delta C = 0.1$ pF) 的其他单元电容取值, 波速度也是同样的趋势. 时域仿真结果如图 5 所示, 可以看出, 随着单元电容取值的增加, 电磁波的波速度越来越慢, 其中群速度最快的约为真空中光速的 1/6, 群速度最慢的约为真空中光速的 1/45, 速度变化范围约为 [0.022c, 0.17c]. 理论分析、仿真与实验测量结果基本一致. 尽管本实验的工作频率是在微波波段进行的, 随着特异材料在红外和光波段的实现, 该结果在相应波段也是适用的.

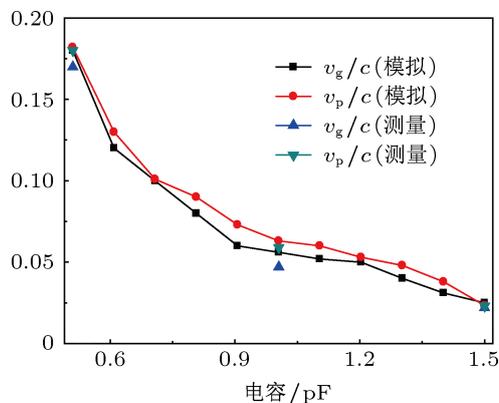


图 5 固定频率 $f = 1.3$ GHz, 改变单元电容值 $C = 0.5$ pF, $C = 0.6$ pF, ..., $C = 1.5$ pF 时的表面波群速度 v_g 和相速度 v_p 的仿真与测量结果

4 结 论

本文基于二维 MNG/DPS/MNG 表面波波导, 通过仿真和实验分别研究了改变电路参数, 在不同的截止频率点均能实现慢波效果以及在固定频率的情况下, 改变电路参数波速度渐变的慢波效应. 实验与仿真结果表明, 改变电路参数, 对应不同截止频率点电磁波均为慢波传播, 且波速度具

有相同数量级. 同时, 固定频率 $f = 1.3 \text{ GHz}$ 时, 随着电路参数的变大, 波速度越来越慢, 实验测量中波速度的变化区间为 $(c/6, c/45)$, 这一结果可以推广到色散曲线内的其他频率点. 本实验的关键是通过改变单元电容来达到上述目的, 因此, 若在 MNG/DPS/MNG 波导中用变容二极管代替单元电容, 就能获得宽频带的慢波以及波速度可调的慢波效应.

-
- [1] Krauss T F 2008 *Nat. Photon.* **2** 48 50
- [2] Kirby E I, Hamm J M, Sakmakidis K L T, Hess O 2009 *J. Opt. A: Pure appl. Opt.* **11** 114027
- [3] Han Z H, Sergey I B 2011 *Opt. Express* **19** 4
- [4] Melloni A, Morichetti F, Martinelli M 2003 *Opt. Photonics News* **14** 44
- [5] Vlasov Y A, Boyle M O', Hamann H F, McNab S J 2005 *Nature* **438** 65
- [6] He J L, Jin Y, Hong Z, He S 2008 *Opt. Express* **16** 15
- [7] Tsakmakidis K L, Klaedtke A, Aryal D P, Jamois C, Hess O 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 201103
- [8] Liu D, Han P 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7066 (in Chinese) [刘冬梅, 韩鹏 2010 物理学报 **59** 7066]
- [9] Zhang L W, Xu J P, He L, Qiao W T 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7863 [张利伟, 许静平, 赫丽, 乔文涛 2010 物理学报 **59** 7863]
- [10] Jiang T, Zhao J, Feng Y 2009 *Opt. Express* **17** 170
- [11] Tsakmakidis K L, Boardman A D, Hess O 2007 *Nature* **450** 397
- [12] Gan Q, Fu Z, Ding Y J, Bartoli F J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 256803
- [13] Lu W T, Savo S, Didier B, Casse F, Srinivas S 2009 *Microw. Opt. Techn. Lett.* **51** 11
- [14] Kats A V, Savel'ev S, Yampol'skii V A, Nori 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 073901
- [15] Park K, Lee B J, Fu C J, Zhang Z M 2005 *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 5
- [16] Stegeman G I, Wallis R F, Maradudin A 1983 *Opt. Lett.* **8** 7
- [17] Thevenaz L 2008 *Nature Photon.* **2** 474
- [18] Savo S, Casse B D F, Lu W T, Sridhar S 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 171907
- [19] Ruppin R 2001 *J. Phys.: Condens. Matter* **13** 1811
- [20] Shadrivov V I, Sukhorukov A A, Kivshar Y S 2003 *Phys. Rev. E* **67** 057602
- [21] Caloz, Itoh T 2006 *Electromagnetic Metamaterials: Transmission Line Theory and Microwave Applications* (New York: Wiley & Sons) p133
- [22] Ashwin K I, Kremer P C, Eleftheriades G V 2003 *Opt. Express* **11** 7
- [23] Wang Y Z, Zhang Y W, He L, Liu F Q, Li H Q, Chen H 2006 *J. Appl. Phys.* **100** 113503

Experimental studies of slow wave based on the surface waves in a two-dimensional metamaterials waveguide*

Wang Wu-Song¹⁾ Zhang Li-Wei¹⁾²⁾ Zhang Ye-Wen^{1)†} Fang Kai¹⁾

1) (MOE Key Laboratory of Advanced Micro-structure Materials, Department of Physics, Tongji University, Shanghai 200092, China)

2) (School of Physics and Chemistry, Henan Polytechnic University, Jiaozuo 454000, China)

(Received 16 May 2012; revised manuscript received 29 June 2012)

Abstract

In this paper, we study the slow propagation characteristics of surface electromagnetic waves according to theoretical analysis in the MNG (μ -negative)-DPS (double-positive)-MNG waveguide, which is composed of two-dimensional (2D) metamaterials. The dispersion curves of this waveguide vary with circuit parameter (unit capacitors) of MNG metamaterial. At the cutoff frequency of the dispersion curve the group velocity of electromagnetic wave is equal to zero in theory. So we can obtain slow propagation of the surface waves at different cutoff frequencies just by changing the unit capacitor of the MNG metamaterial. Theoretical analysis also shows that the step changes in slow waves are obtained at some fixed frequencies through changing the unit circuit parameters. The experimental results are in good agreement with simulation results.

Keywords: metamaterial waveguide, surface electromagnetic waves, slow wave

PACS: 42.25.Bs, 42.82.Et

DOI: 10.7498/aps.62.024203

* Project supported by the National Basic Research Program (973) of China (Grant No. 2011CB922001), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10904032), and the Excellent Youth Teachers Program of Universities in Henan Province (Grant No. 2012GGJS-060).

† Corresponding author. E-mail: yewen.zhang@tongji.edu.cn