

单负材料异质结构中损耗诱导的场局域增强和光学双稳态

董丽娟 薛春华 孙勇 邓富胜 石云龙

Loss-induced localized field enhancement and optical bistable state in heterostructure containing single-negative materials

Dong Li-Juan Xue Chun-Hua Sun Yong Deng Fu-Sheng Shi Yun-Long

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 114207 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.114207

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.114207>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I11>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

偶极子位置及偏振对激发光子晶体 H1 微腔的影响

Effects of location and polarization of a dipole source on the excitation of a photonic crystal H1 cavity

物理学报.2016, 65(13): 134206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.134206>

一种基于共享孔径 Fabry-Perot 谐振腔结构的宽带高增益磁电偶极子微带天线

Design of a broadband and highgain shared-aperture fabry-perot resonator magneto-electric microstrip antenna

物理学报.2016, 65(13): 134205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.134205>

二维函数光子晶体

Two-dimensional function photonic crystal

物理学报.2016, 65(13): 134207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.134207>

光子晶体理论研究的新方法-----混合变分法

A powerful method to analyze of photonic crystals: mixed variational method

物理学报.2016, 65(12): 124206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.124206>

表层厚度渐变一维耦合腔光子晶体的反射相位特性及其应用

Reflection phase characteristics and their applications based on one-dimensional coupled-cavity photonic crystals with gradually changed thickness of surface layer

物理学报.2016, 65(7): 074201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.074201>

单负材料异质结构中损耗诱导的场局域增强和光学双稳态*

董丽娟¹⁾⁴⁾⁵⁾ 薛春华²⁾ 孙勇^{3)†} 邓富胜¹⁾⁴⁾⁵⁾ 石云龙¹⁾⁴⁾⁵⁾

1) (山西大同大学固体物理研究所, 大同 037009)

2) (广西科技大学计算机科学与通信工程学院, 柳州 545006)

3) (同济大学波耳固体物理研究所, 上海 200092)

4) (山西大同大学, 微结构电磁功能材料省市共建山西省重点实验室, 大同 037009)

5) (山西大同大学, 新型微结构功能材料山西省高等学校重点实验室, 大同 037009)

(2016年1月20日收到; 2016年3月4日收到修改稿)

光学双稳态的阈值取决于非线性材料中的场局域程度, 场局域越强, 阈值越低. 而材料的损耗是影响场局域强弱的重要因素. 之前, 人们普遍认为, 增加损耗会削弱场局域, 不利于降低阈值. 本文研究了由磁单负材料和电单负材料组成的异质结构中光学双稳态现象, 发现随着损耗的增大, 其阈值可以呈现先降后升的非单调变化. 进一步研究表明, 异质结构界面处的电磁场强度随着损耗增大呈现先降后升的非单调变化, 即增加损耗也有可能增强场局域. 研究结果揭示了场局域程度与材料损耗之间的非单调依赖关系, 为设计开发非线性功能器件提供了新的思路.

关键词: 单负特异材料, 损耗, 光学双稳态

PACS: 42.70.Qs, 41.20.Jb, 42.25.Bs

DOI: 10.7498/aps.65.114207

1 引言

特异材料 (metamaterials) 具有自然界中正常材料没有的特性, 通过人工微结构可以制备并实现很多正常材料无法实现的新物理性能^[1-6]. 单负特异材料是特异材料的一种, 有磁单负材料 (介电常数大于零, 磁导率小于零) 和电单负材料 (介电常数小于零, 磁导率大于零) 两种. 在单层单负材料中, 电磁场以倏逝波的形式存在, 因此电磁波很难进入单负材料中. 然而, 2003年 Alù 和 Engheta 的理论研究^[4] 可以发现, 当用磁单负 (μ -negative, MNG) 材料和电单负 (ϵ -negative, ENG) 材料组成双层结构, 并且在特定频率下两种单负材料之

间满足虚阻抗匹配和虚相位匹配时, 电磁波能够在两种单负材料之间发生共振隧穿效应, 结构可以变成透明的, 电磁场强烈局域在两种单负材料间的界面上.

最近, 从损耗 (loss) 的角度研究材料或者复合结构的各种物理现象引起了人们的广泛兴趣^[7-18]. 在实际材料中, 无论是金属、介质还是半导体, 损耗都是不可避免的. 损耗所起的作用一般被分为两类, 一类是消极的作用, 另一类是积极的作用. 在传统的观念中, 人们理解的损耗都是消极意义上的, 一般采取选用低损耗材料和特殊复合结构^[7-10] 降低损耗, 或者利用增益来补偿损耗^[11] 等办法解决. 然而, 在近几年的研究中, 人们发现损耗可以

* 国家自然科学基金 (批准号: 11274207, 11504210, 11504211, 11264003, 11204217)、山西省科技攻关项目 (批准号: 2015031002-2)、山西省自然科学基金 (批准号: 2013011007-2, 2013021010-5) 和大同市科技攻关项目 (批准号: 2015015, 201308, 201422-3) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yongsun@tongji.edu.cn

起到积极的作用^[12-18]. 例如, 文献^[12]通过各向异性介电常数近零(epsilon-near-zero, ENZ) 特异材料中的损耗诱导了其透射增强和自准直效应; 文献^[13]通过特殊微结构实现了吸收诱导透明; 文献^[14]利用损耗的高阻抗表面实现了可调的宽带吸收; 文献^[15]通过调节耦合性能和限制损耗的关系, 设计并实现了太赫兹定向耦合器. 由此可见, 损耗并不都是消极的, 而在很大程度上可以利用损耗, 并且可以实现新的物理现象.

对于损耗型单负特异材料(lossy single-negative metamaterials), 损耗在其中所起的作用比较出乎人们的意料, 2009年以来, 人们已经对其有所研究^[19-22]. 在文献^[19]中, 通过解析的方法对损耗型单负材料进行了较详细的研究, 结果表明, 在单层损耗型单负材料中透射随损耗的增大呈现先降后升的非单调变化规律, 其后该性质在实验上也得到了验证^[20]. 我们知道, 金属在低于其等离子振荡频率时具有负的介电常数, 是一种自然界中天然存在的电单负材料. 许多金属的三阶非线性极化系数比典型介质材料的高出5—6个量级, 因而金属的非线性光学特性引起了众多科研工作者的关注, 具有重要的研究和应用价值^[23,24]. 本文利用损耗型单负材料的这种特殊性质对磁单负材料和电单负材料组成的异质结构非线性透射展开了研究. 研究发现了损耗诱导的异质结构界面处局域场增强这一新奇现象; 当考虑电单负材料的非线性时, 增加损耗反而可以降低光学双稳态的阈值, 从而诱导出双稳态透射. 总之, 双稳态阈值随着损耗的增加呈现反常的先降低后升高的非单调变化. 这一发现揭示了场局域程度与材料损耗之间的非单调依赖关系, 这一规律可以用于非线性功能器件的开发和设计.

2 MNG/ENG 异质结构线性非单调透射

考虑一个置于空气中的由磁单负材料和电单负材料组成的隧穿异质结构, 异质结构可以写成 MNG/ENG. 磁单负材料的介电常数和磁导率设为

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_a, \quad \mu_1 = \mu_a - \frac{\omega_{mp}^2}{\omega^2 + i\gamma_m \omega}, \quad (1)$$

电单负材料的介电常数和磁导率设为:

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_b - \frac{\omega_{ep}^2}{\omega^2 + i\gamma_e \omega}, \quad \mu_2 = \mu_b. \quad (2)$$

以上的色散关系可以在特殊的集总电容-电感结构上实现^[4,25,26]. 在方程(1)和(2)中, ω 是单位为GHz的圆频率, ω_{mp} 和 ω_{ep} 分别为磁单负材料和电单负材料的等离子体频率(电路参数可调), γ_m 和 γ_e 分别为磁单负材料和电单负材料的损耗系数. 磁单负材料层和电单负材料层的厚度分别设为 d_1 和 d_2 . 假定入射电磁波的波矢 \mathbf{k} 位于 xz 平面(入射面, z 为法线方向). 位于 z 和 $z + \Delta z$ 处的电场分量和磁场分量通过以下转移矩阵相连接^[27]:

$$M(\Delta z) = \begin{pmatrix} \cos(k\Delta z) & -\frac{\mu}{\sqrt{\varepsilon\mu - \sin^2\theta}} \sin(k\Delta z) \\ \frac{\sqrt{\varepsilon\mu - \sin^2\theta}}{\mu} \sin(k\Delta z) & \cos(k\Delta z) \end{pmatrix}, \quad (3)$$

其中 θ 是入射角; $k = \sqrt{\varepsilon\mu - \sin^2\theta}\omega/c$ 是单负材料中的有效波矢, c 为真空中的光速. 假定连接结构的入射电磁场和出射电磁场的矩阵为 $\mathbf{X}(\omega)$, 经过简单计算得到结构的透射系数和反射系数为

$$t(\omega) = \frac{2 \cos \theta}{(x_{22} + x_{11}) \cos \theta + i(x_{12} \cos^2 \theta - x_{21})}, \quad (4)$$

$$r(\omega) = \frac{(x_{22} - x_{11}) \cos \theta + i(x_{12} \cos^2 \theta + x_{21})}{(x_{22} + x_{11}) \cos \theta + i(x_{12} \cos^2 \theta - x_{21})}, \quad (5)$$

其中 $x_{mn}(m, n = 1, 2)$ 为 $\mathbf{X}(\omega)$ 的矩阵元. 结构的透射率和反射率则为 $T = |t(\omega)|^2$ 和 $R = |r(\omega)|^2$, 吸收率为 $A = 1 - T - R$. 本文只考虑正入射($\theta = 0$)的情形, 假设磁单负材料和电单负材料均为各向同性的材料, 并选取 $\mu_a = \varepsilon_b = 1$, $\varepsilon_a = \mu_b = 3$, $\omega_{mp} = \omega_{ep} = 10$ GHz, $d_1 = d_2 = 0.02$ m.

对于双层单负材料异质结构, 由于要满足麦克斯韦边界条件, 会在两种单负材料之间的界面上形成界面模, 如果两种单负材料的参数满足虚阻抗和虚相位匹配, 则在匹配频率处会出现隧穿现象^[4]. 图1给出了MNG/ENG异质结构的透射率随频率的变化曲线. 在图中, 电单负材料的损耗系数 γ_e 取0, 即电单负材料为无损材料; 而磁单负材料的损耗系数选取了3个不同的值. 图1中的黑色实线对应 $\gamma_m/2\pi$ 等于 10^{-6} GHz时的透射率曲线, 此时由于损耗系数比较小, 因此满足虚阻抗和虚相位匹配的条件, 在匹配频率0.79 GHz处达到了完美透射. 但是随着损耗系数的增大, 透射率会随之降低, 如图1中的红色、蓝色实线所示. 以上是对匹配频率

处的透射率变化的分析. 然而, 在透射峰的带边(低频处)透射率随单负材料损耗系数的变化却有所不同. 图2分别给出了频率为0.3, 0.35, 0.4 GHz处异质结构透射率随损耗系数的变化曲线. 如图2所示, 在3个不同频率处, 透射率随损耗系数的变化都呈现了先降后升的非单调变化. 这是由于单层损耗型单负材料的透射率具有随着损耗系数的增大而呈现先降后升的非单调变化特性^[14]. 但是在匹配频率处, 由于匹配的特殊原因, 导致观察不到该现象. 原因是在匹配频率处, 由于损耗系数的增大, 导致虚相位和虚阻抗匹配的条件越来越不满足, 所以透射率一定是单调递减的. 为了充分说明损耗型单负材料的这种特性, 图3给出了频率为0.35 GHz时, 该异质结构对应的电磁场强度的变化, 两种单负材料的结构参数与图1和图2相同. 如图3所示, 在磁单负材料和电单负材料界面处, 无论是电场还是

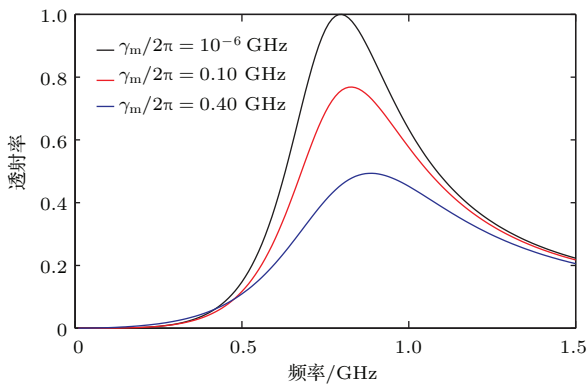


图1 (网刊彩色) MNG/ENG 双层结构透射率的变化
Fig. 1. (color online) Transmittance curves of MNG/ENG bi-layer structure.

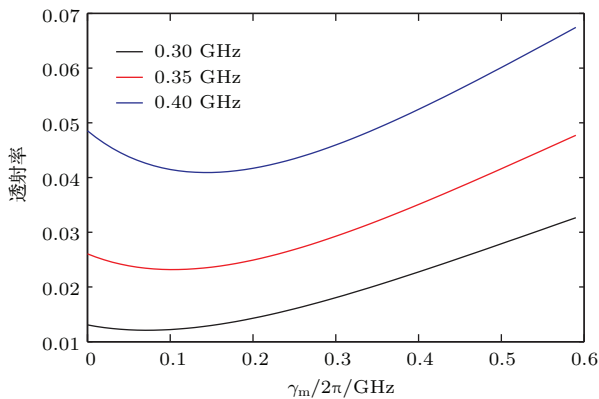


图2 (网刊彩色) MNG/ENG 双层结构对应不同频率下透射率随损耗系数的变化
Fig. 2. (color online) Transmittance curves with dissipation coefficient of MNG/ENG bi-layer structure at different frequency.

调变化. 例如电场强度, 在 $\gamma_m/2\pi$ 等于 10^{-6} GHz 时对应图3中黑色实线, $\gamma_m/2\pi$ 等于 0.1 GHz 时对应图3中的蓝色实线, $\gamma_m/2\pi$ 等于 0.4 GHz 时对应图3中的绿色实线, 可以明确看到, 蓝色实线相比黑色实线强度降低了, 但是绿色实线却相比黑色和蓝色实线都提高了, 此时损耗诱导了局域场增强. 正是由于电磁场强度的这种非单调变化性质导致了在该频率处的非单调变化的透射性质.

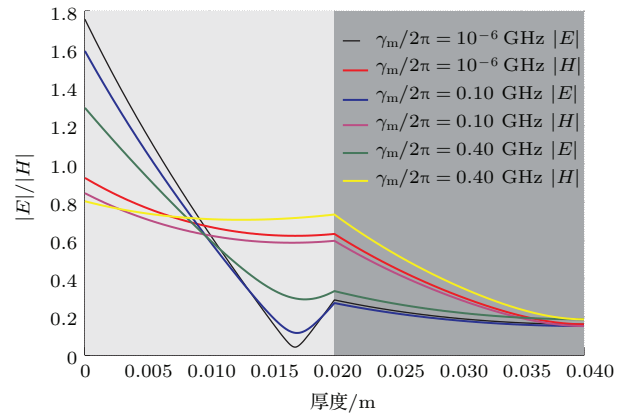


图3 (网刊彩色) 在频率 0.35 GHz 处, 电场 $|E|$ 和磁场 $|H|$ 在不同损耗系数下随厚度的分布
Fig. 3. (color online) $|E|$ and $|H|$ curves with thickness at different dissipation coefficient, frequency 0.35 GHz.

3 MNG/ENG 异质结构的非线性非单调透射

同样考虑一个置于空气中的由磁单负材料和电单负材料组成的隧穿异质结构MNG/ENG, 他们的结构参数同上, 不同的是这里考虑了电单负材料具有克尔类型的非线性. 电单负材料的非线性介电常数可以表示为电场强度依赖的形式:

$$\epsilon_2^{NL} = \epsilon_2^L + \chi_3 |E|^2, \quad (6)$$

其中 χ_3 是电单负材料的三阶非线性系数, 取 $\chi_3 = 0.057 \text{ m}^2/\text{V}^2$, $|E|$ 是电单负材料中的电场强度分布. 由于非线性介电常数依赖于结构中的电场强度, 因此对于不同的入射光强, 其造成的非线性介电常数的改变是不一样的, 将导致光学双稳态现象的出现. 光学双稳态是出现两个稳定透射状态的光学现象. 在图4(a)中, 对应MNG/ENG异质结构, 分别取5种不同的损耗系数 $\gamma_m/2\pi = 0.05, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$ GHz 时给出了频率为0.35 GHz处透射率随入射光强的变化曲线. 由图4(a)可以看到, 对应图中选取的5种不同的损耗系数, 都实现

了光学双稳态现象. 如图 4(a) 中的黑色曲线, 当入射光强逐渐增加时, 透射率缓慢地单调上升; 当入射光强到达某一临界值时, 透射率突然增大, 这时入射光强对应的临界值为上行阈值, 如图中所标注的点线 1, 此处的上行阈值对应 1.74 W/m^2 ; 如果这时减小入射光强, 则系统会保留在高透射状态; 直到入射光强到达另一临界值时, 系统才回到低透射状态, 这时入射光强对应的临界值为下行阈值, 如图中所标注的点线 2, 此处的下行阈值为 1.26 W/m^2 . 在图 4(a) 中可以看到, 其他几条不同颜色的曲线也都出现了光学双稳态的现象, 并且在损耗系数不断增大的过程中, 它们的上行阈值和下行阈值变化的情况有所不同. 先来关注上行阈值的变化: 从损耗系数为 0.05 GHz 最小值看起, 这时对应黑色曲线, 上行阈值为 1.74 W/m^2 ; 当损耗系数增大到 0.1 GHz 时, 这时对应曲线为红色曲线, 上行阈值提高到 1.82 W/m^2 ; 当损耗系数增大到 0.2 GHz 时, 这时对应曲线为蓝色曲线, 上行阈值降低为 1.76 W/m^2 ; 当损耗系数增大到 0.3 GHz 时, 这时对应曲线为绿色曲线, 上行阈值继续降低为 1.55 W/m^2 ; 当损耗系数增大到 0.4 GHz 时, 这时对应曲线为紫色曲线, 上行阈值降低为 1.33 W/m^2 . 从以上分析可以看到, 光学双稳态的上行阈值呈先升后降的非单调变化规律. 再关注下行阈值的变化: 同样从损耗系数为 0.05 GHz 开始, 下行阈值为 1.26 W/m^2 ; 当损耗系数增大到 0.1 GHz 时, 下行阈值提高为 1.39 W/m^2 ; 当损耗系数增大到 0.2 GHz 时, 下行阈值继续提高为 1.45 W/m^2 ; 当损耗系数增大到 0.3 GHz 时, 下行阈值开始降低为 1.34 W/m^2 ; 当损耗系数增大到 0.4 GHz 时, 下行阈值降低到 1.2 W/m^2 . 同样可以看到, 光学双稳态的下行阈值的变化同样呈先升后降的非单调变化规律, 不同的是两种阈值在非单调的变化过程中上升和下降对应的损耗系数不同. 为了更清楚地理解该变化趋势, 图 4(b) 给出了上行阈值和下行阈值光强随损耗系数变化的曲线, 黑色曲线对应上行阈值的变化, 红色曲线对应下行阈值的变化. 可以非常明显地看到, 无论是上行阈值光强还是下行阈值光强都呈现出先升高后降低的变化趋势. 换句话说, 在两种不同单负材料组成的异质结构中, 可以通过引入强损耗而降低光学双稳态的阈值. 同理, 该异质结构特殊的非线性非单调透射的变化行为同样也是由于电磁场强度的非单调变化导致的.

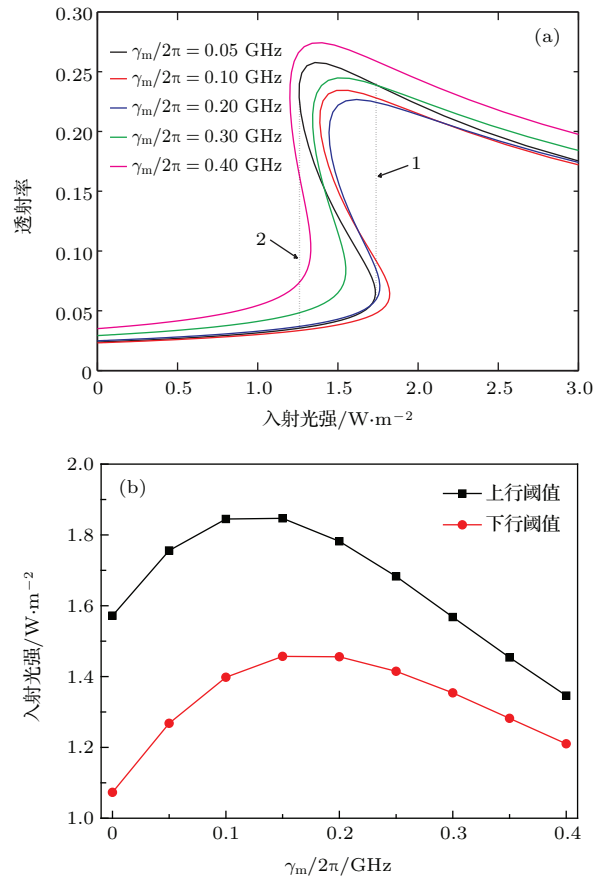


图 4 (网刊彩色) (a) MNG/ENG 双层结构对应不同损耗系数下透射率随入射光强的变化; (b) 入射光强随损耗系数的变化; 对应频率 0.35 GHz 处

Fig. 4. (color online) (a) Transmittance curves with incident intensity of MNG/ENG bi-layer structure at different dissipation coefficient; (b) incident intensity curves with dissipation coefficient.

4 结 论

利用转移矩阵方法研究了磁单负材料和电单负材料 MNG/ENG 异质结构的非线性透射行为. 在磁单负材料和电单负材料组成的异质结构中, 由于满足虚阻抗和虚相位匹配条件而实现了隧穿效应. 本文通过在磁单负材料中加入可调的损耗并考虑电单负材料存在克尔非线性时发现, 一定的损耗可以诱导局域场增强, 从而导致光学双稳态的上行和下行阈值都随损耗的增加出现了先升后降的非单调变化规律. 该规律打破了人们的传统观念, 证明了损耗不仅可以诱导异质结构的线性透射的非单调变化, 同时也能够诱导非线性透射的非单调变化. 该规律可以用来优化设计含损耗非线性功能器件.

参考文献

- [1] Shen B, Polson R, Menon R 2015 *Opt. Lett.* **40** 5750
- [2] Bhaskar M, Johari E, Akhter Z, Akhtar M J 2016 *Microw. Opt. Technol. Lett.* **58** 233
- [3] Wu H W, Wang F, Dong Y Q, Shu F Z, Zhang K, Peng R W, Xiong X, Wang M 2015 *Opt. Express* **23** 32087
- [4] Alù A Engheta N 2003 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **51** 2558
- [5] Huang L Z, Xiao Y, Wen J H, Yang H B, Wen X S 2016 *Chin. Phys. B* **25** 024302
- [6] Ding G W, Liu S B, Zhang H F, Kong X K, Li H M, Li B X, Liu S Y, Li H 2015 *Chin. Phys. B* **24** 118103
- [7] Chen X, Ma H F, Zou X Y, Jiang W X, Cui T J 2011 *J. Appl. Phys.* **110** 044904
- [8] Jiang Z H, Yun S, Lin L, Bossard J A, Werner D H, Mayer T S 2013 *Sci. Rep.* **3** 1571
- [9] Yun S, Jiang Z H, Xu Q, Liu Z W, Werner D H, Mayer T S 2012 *Acs. Nano* **6** 4475
- [10] Tan S Y, Zhai T, Zhang R K, Lu D, Wang W, Ji C 2015 *Chin. Phys. B* **24** 064211
- [11] Sun L, Yu K W 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 261903
- [12] Sun L, Feng S, Yang X D 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 241101
- [13] Rodrigo S G, Garcia-Vidal F J, Martin-Moreno L 2013 *Phys. Rev. B* **88** 155126
- [14] Dang K Z, Shi J M, Wang J C, Lin Z D, Wang Q C 2015 *Chin. Phys. B* **24** 104104
- [15] Yu Y Y, Li X Y, Sun B, He K P 2015 *Chin. Phys. B* **24** 068702
- [16] Feng S 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 193904
- [17] Adato R, Artar A, Erramilli S, Altug H 2013 *Nano Lett.* **13** 2584
- [18] Feng S, Halterman K 2012 *Phys. Rev. B* **86** 165103
- [19] Dong L J, Du G Q, Jiang H T, Chen H, Shi Y L 2009 *J. Opt. Soc. Am. B* **26** 1091
- [20] Liu Y H, Jiang H T, Chen H, Shi Y L 2012 *Eur. Phys. J. B* **85** 11
- [21] Lin W H, Wu C J, Chang S J 2010 *Prog. Electromagn. Res.* **107** 253
- [22] Lin W H, Wu C J, Chang S J 2010 *Solid State Commun.* **150** 1729
- [23] Xue C H, Jiang H T, Chen H 2011 *Opt. Lett.* **36** 855
- [24] Tai T, Ghamsari B G, Bieler T, Anlage S M 2015 *Phys. Rev. B* **92** 134513
- [25] Sanada A, Caloz C, Itoh T 2004 *IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett.* **14** 68
- [26] Zhang L W, Wang Y Z, He L, Xu J P 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6106 (in Chinese) [张利伟, 王佑贞, 赫丽, 许静平 2010 物理学报 **59** 6106]
- [27] Deng X H, Liu N H, Liu G Q 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 7280 (in Chinese) [邓新华, 刘念华, 刘根泉 2007 物理学报 **56** 7280]

Loss-induced localized field enhancement and optical bistable state in heterostructure containing single-negative materials*

Dong Li-Juan¹⁾⁴⁾⁵⁾ Xue Chun-Hua²⁾ Sun Yong^{3)†} Deng Fu-Sheng¹⁾⁴⁾⁵⁾ Shi Yun-Long¹⁾⁴⁾⁵⁾

1) (*Institute of Solid State Physics, Shanxi Datong University, Datong 037009, China*)

2) (*Department of Computer Engineering, Guangxi University of Science and Technology, Liuzhou 545006, China*)

3) (*Pohl Institute of Solid State Physics, Tongji University, Shanghai 200092, China*)

4) (*Shanxi Province Key Laboratory of Microstructure Electromagnetic Functional Materials, Shanxi Datong University, Datong 037009, China*)

5) (*Key Laboratory of New Microstructure Function Materials (Shanxi Datong University) in Shanxi Province, Datong 037009, China*)

(Received 20 January 2016; revised manuscript received 4 March 2016)

Abstract

Permittivity depends on the electric field intensity in a nonlinear material, and it changes with the incident intensity of the electromagnetic wave. This phenomenon leads to the occurrence of optical bistability. The optical bistable threshold value depends on the localized degree of electromagnetic field in the nonlinear material, and the stronger the localized field, the lower the threshold value is. However, the loss of material is one of the important factors influencing the strength of the local field. It is commonly believed that the loss is not conducive to reducing the threshold value because increased loss can weaken the localized degree of fields. For the lossy single-negative metamaterial, the transmission is nonmonotonic as the loss varies. That is to say, the transmission first decreases and then increases in the lossy single-negative metamaterial. Therefore, the nonlinear transmission in the lossy single-negative metamaterial may lead to novel physical phenomena. Permeability-negative material and permittivity-negative material are two kinds of different single-negative metamaterials. In this paper, the optical bistable phenomena in the heterostructure of permeability-negative material and permittivity-negative material are studied by using the transfer matrix method. Here, the permittivity-negative material is nonlinear material. The results show that the optical bistable threshold value first increases and then falls down as the loss increases. The variance of the localized electromagnetic field at the interface between the permeability-negative layer and the permittivity-negative layer at the discussed frequency is discussed in the present paper to understand the nonmonotonic phenomenon. Further studies indicate that the nonmonotonic localized electromagnetic field is also presented at the interface between the permeability-negative layer and permittivity-negative layer. That is to say, the enhancement of the localized field can be obtained when the loss is increased, which results in the nonmonotonic optical bistable threshold value in the heterostructure composed of the single-negative metamaterials. In the final analysis, the abnormal phenomenon is induced by the loss in the single-negative metamaterial, which is the special property of single-negative metamaterial.

Keywords: single-negative metamaterials, loss, optical bistable

PACS: 42.70.Qs, 41.20.Jb, 42.25.Bs

DOI: 10.7498/aps.65.114207

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11274207, 11504210, 11504211, 11264003, 11204217), the Science and Technology Project of Shanxi Province, China (Grant No. 2015031002-2), the Natural Science Foundation of Shanxi Province, China (Grant Nos. 2013011007-2, 2013021010-5), and the Science and Technology Project of Datong, Shanxi Province, China (Grant Nos. 2015015, 201308, 201422-3).

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