

具有缓变折射率的太赫兹宽带增透器件*

陈吴玉婷¹⁾ 韩鹏昱¹⁾ Kuo Mei-Ling²⁾ Lin Shawn-Yu²⁾ 张希成[†]

1) (Center for Terahertz Research, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy 12180, USA)

2) (Physics Department, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy 12180, USA)

(2011年6月29日收到; 2011年8月10日收到修改稿)

用高阻硅制作的光学元件是太赫兹系统里常用的器件,但是其高达 3.42 的相对折射率所引起的阻抗失配严重影响了太赫兹系统的功率,因此研究人员尝试了各种各样的方式在高阻硅表面镀上有效的增透膜.在太赫兹波段,缺乏合适的材料是增透研究中亟需解决的一个重要问题.介绍一种结构新颖的硅材料增透器件——三维光子倒置光栅.与普通高阻硅片相比,当结构周期为 15 μm 时,该器件在 0.2—7.3 THz 范围内对太赫兹波具有明显的增透作用,且覆盖了大部分太赫兹波段.此外,该器件的使用不受太赫兹偏振方向限制,适用于大入射角情形,并具有高达 116.3% 的相对 3 dB 带宽.

关键词: 太赫兹, 宽带, 增透, 光栅

PACS: 84.40.-x, 78.67.Pt, 78.67.-n

1 引言

在光谱学中降低反射率对于减少干涉和增大输出具有重要意义.增透技术在可见光范围内的发展已进入十分成熟的阶段,然而在太赫兹波段该技术还处于寻找合适材料及实现阶段.以高阻硅这种材料为例,因为其在整个太赫兹波段拥有高透过率和低色散的优点,所以被广泛应用于观察窗、滤波器、分光镜等太赫兹器件上.与此同时,其高折射率却带来非常大的菲涅耳损耗.一般而言,太赫兹系统的功率不高,因此降低损耗对于提高整个系统的动态范围和光谱分辨率起着举足轻重的作用.在高阻硅上镀增透膜能够有效地降低菲涅耳损耗,常用的增透技术包括以下几种:一是单层干涉设计^[1,2].这种设计采用最简单的四分之一波长匹配原理,在高阻硅上镀上一层厚度为中心波长四分之一的薄膜,而且薄膜的相对折射率为高阻硅相对折射率的平方根.然而在太赫兹波段没有完全适合作为薄膜的材料,因此总体的增透效果和带宽并不理想.二是较常用的金属吸收设计^[3-5].其原理

是利用金属纳米层将太赫兹时域波形的反射峰吸收掉.这种方法虽然可以达到提高光谱分辨率的目的,但是同时降低了主峰的峰值,所以应用价值不高.三是近来较为热门的表面浮雕设计^[6-10].这种设计通过在高阻硅的表面进行切割或腐蚀来实现亚波长的表面浮雕结构.由于太赫兹波长介于纳米与毫米之间,如果运用半导体加工技术,那么整个制作流程将会耗费很多时间,如果运用毫米切割技术又很难得到微米级的特征尺寸.因此这种设计虽然比前两种方法有效,但仍然存在带宽的局限性.最新的一种纳米针增透设计就完全利用了纳米加工技术,在硅的表面腐蚀出 1.6 μm 高的针状结构^[11].虽然实验表明其增透的有效带宽从可见光一直延伸到太赫兹波段,但受其高度限制,太赫兹波段的增透效果并不令人满意.除此之外,值得一提的是超材料在近年也被运用到增透设计上^[12,13].不过现阶段超材料的增透带宽只能达到 1—2 THz,所以其应用范围有限.最后一种增透方法是多层设计^[14,15].理论上,如果在硅的表面镀上多层相对折射率介于硅与空气之间的材料就能达到增透效果.

* 美国国家科学基金(批准号: 033314) 和美国能源部(批准号: DE-FG02-06ER46347) 资助的课题.

† E-mail: zhangxc@rpi.edu

研究人员已经成功地在锗上运用这种设计, 不过太赫兹波段材料的缺乏却使其无法在硅上实现. 本文将介绍一种新型的多层增透设计. 这种方法不仅能够用于包括硅的多种基板材料上, 而且可以适用于不同的波段.

2 设计原理及模拟结果

要将不同折射率的两个介质之间的菲涅耳损耗减小至零, 需要一个拥有渐变折射率的结构. 由于现实中不存在符合条件的结构, 我们运用具有缓变折射率的增透薄膜理论^[16]来制作出一种功能近似的结构. 首先利用最小折射率(1, 空气)和最大折射率(3.42, 硅)计算出连续的高斯分布图, 然后用离散化方法得到多个薄片层的折射率和对应的相对波长(即传播光的波长与单位波长之比)厚度. 图 1(a) 示出了三层、五层和七层结构相对于单位波长的设计反射率模拟结果. 仔细观察可以看出, 划分的薄片层数越多增透效果越好.

为了更明确地了解这种设计以及方便与其他设计作比较, 图 1(b) 中, 我们将横坐标从相对波长换成频率. 从图 1(b) 可以看出, 随着薄片层数的增加, 增透带宽也随之增大.

在太赫兹波段, 折射率介于空气与硅之间的适用材料非常有限. 在实验中, 我们在硅中刻蚀不同密度的空气柱, 以此调节空气与硅的比率, 从而实现每层所需的有效折射率. 在普通的光栅中, 一般用硅作为基本的周期性元素材料. 在本文所设计的器件中, 我们用空气柱作为基本的周期性元素材料, 而硅用来填充这些基本元素之间的空间, 因此我们称这种新型设计为三维光子倒置光栅. 图 2 展示了从渐变结构、多层薄膜结构、单材料刻蚀结构到三维光子倒置光栅的设计演变过程. 渐变结构是最理想的设计, 不过受制作工艺和材料的限制, 现阶段还无法实现. 多层薄膜结构已经在可见光波段实现, 但是太赫兹波段由于缺乏合适的材料还处于理

论阶段. 单材料刻蚀结构类似于古埃及的金字塔, 与三维光子倒置光栅相比, 其尺寸在制作过程中更难控制, 从而会影响其增透效果. 所以, 我们最终选择了三维光子倒置光栅的设计.

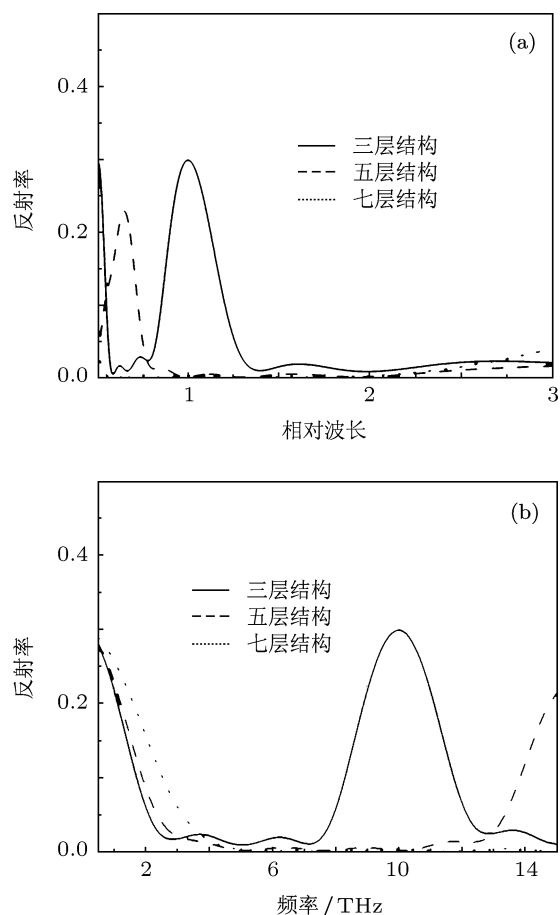


图 1 结构设计分别为三层、五层、七层的三维光子倒置光栅的模拟反射率 (a) 反射率随相对波长的变化; (b) 反射率随频率的变化

从图 1(b) 可知, 五层和七层结构的宽带效果比三层结构更为显著. 但随着层数的增加, 刻蚀工艺的难度也随之升高. 考虑到制作的可行性, 我们最终选择了三层结构. 该三层器件的总厚度和单位波长相当, 增透分布随器件结构总厚度的变化而改变. 该三层结构器件在正入射时的反射率可以用传递矩阵方法计算得出.

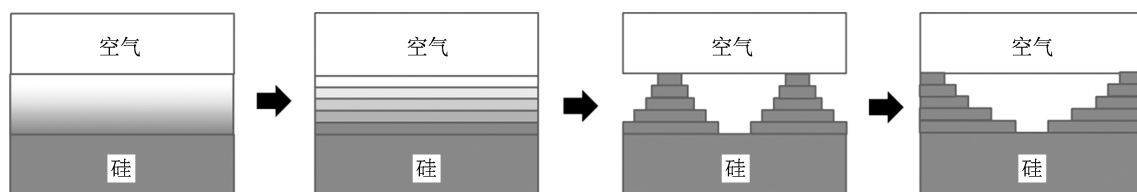


图 2 从渐变结构、多层薄膜结构、单材料刻蚀结构到三维光子倒置光栅的设计演变过程

每一层可以用一个传输矩阵 $P(t)$ 表示, 而每两相邻层的界面可以用一个透射矩阵 $T(t)$ 表示. 总的透射矩阵 M 由这些矩阵相乘而得,

$$M = P_{(0)} \prod_{i=1}^4 T_{(i-1)} P_{(i)}. \quad (1)$$

将透射矩阵 M 转换为散射矩阵 S 就可求得反射比和透射比. 图 3 模拟了三层结构总厚度分别为 20, 28, 36 μm 的器件在正入射角度下的反射率 [17].

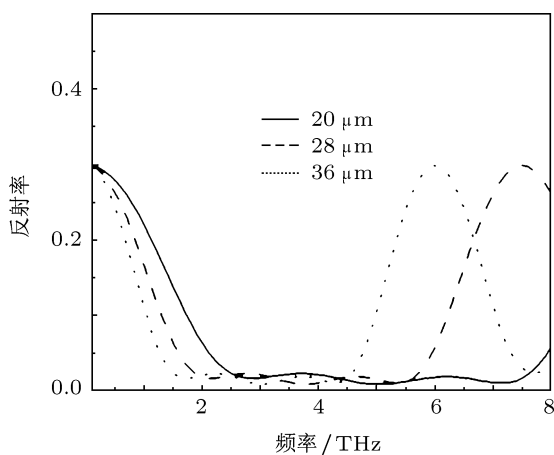


图 3 结构总厚度分别为 20, 28, 36 μm 的三维光子倒置光栅的模拟反射率

应用类似电容器的公式 [18] 推导, 每层结构的有效折射率为

$$n = \sqrt{\frac{n_{\text{Si}}^2 \alpha}{n_{\text{Si}}^2 \alpha + 1 - \alpha} + n_{\text{Si}}^2 (1 - \alpha)}, \quad (2)$$

式中 n_{Si} 为硅的折射率, α 表示某一层中空气柱填充系数的平方根. 在该增透器件的设计过程中, 以下两个参数非常重要: 一个是器件的厚度, 它涉及增透的中心频率; 另一个是器件的结构周期 Λ , 它涉及到衍射特性. 在我们所设计的器件中, 当其周期 Λ 为 20 和 15 μm 时, 其衍射极限分别大约为 6 和 8 THz. 如选择器件厚度为 20 μm , 其在 2—6 THz 范围内器件的反射比能降到 5% 以下. 该三层结构器件的设计参数如表 1 所列.

表 1 周期为 20 和 15 μm 的三维光子倒置光栅的设计参数

结构层	空气	1	2	3	硅
折射率	1.00	1.55	2.25	2.95	3.42
结构层高度 / μm		8.9	6.3	4.8	
占空比 / %	100.00	77.44	42.25	10.89	0.00
光栅尺寸 ($\Lambda = 20 \mu\text{m}$) / μm		17.6	13.0	6.6	
光栅尺寸 ($\Lambda = 15 \mu\text{m}$) / μm		13.2	9.7	4.9	

3 器件制作及性能评价

在本文所设计的三维光子倒置光栅的制作过程中, 首先使用紫外光刻来形成光刻胶硬掩模. 光刻胶硬掩模将会在后面的一系列刻蚀过程中作为保护层. 为了在三层结构上得到较高的纵横比, 我们采用深反应离子刻蚀技术对硅进行刻蚀. 照相平印术和刻蚀过程首先在硅片的最底层开始, 然后从底层向上重复两次. 此外, 在制作过程中各层都会通过标记来对准, 以保证空气柱的准确位置. 三维光子倒置光栅在扫描电子显微镜 (SEM) 下的俯视图和总体设计样板如图 4 所示.

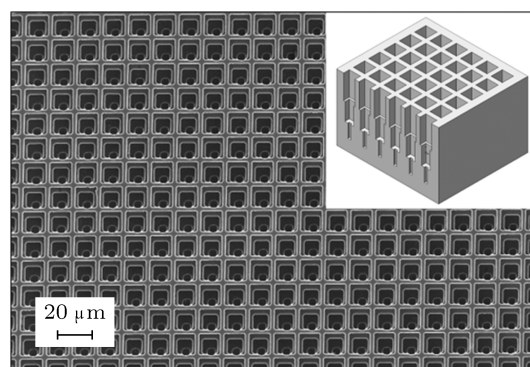


图 4 通过 SEM 得到的厚度为 20 μm , 周期为 15 μm 器件的俯视图和总体设计样板图

在器件制成后, 我们采用太赫兹波空气电离相干探测法 [19,20] 来评估厚度为 20 μm 的两款增透器的质量. 该系统的带宽为 0.2—10 THz. 由于高阻硅晶片在太赫兹波段吸收系数很小, 入射波在增透器件的表面会被反射、透射和散射掉. 为了得到一个客观的实验结果, 我们将一个二维的高阻硅晶片作为参考.

首先, 测量三维光子倒置光栅的反射率. 从参考硅片、周期分别为 20 和 15 μm 的增透器件上反射出来的太赫兹时域波形如图 5(a) 所示. 两款增透器件上的反射波振幅要比参考硅片上的反射波振幅小很多, 这反映了增透器显著的抗反射效果. 将时域波形通过傅里叶变换, 可以计算出两款增透器的反射率频谱, 结果如图 5(b) 所示. 二维高阻硅片在太赫兹波段的反射率约为 30%. 通过器件的抗反射作用, 在 2.2—5.5 THz 范围反射率减小到 5% 以下.

其次, 我们测量了太赫兹波透射 (即零阶衍射) 特性, 并通过分析实验结果更好地理解三维光子

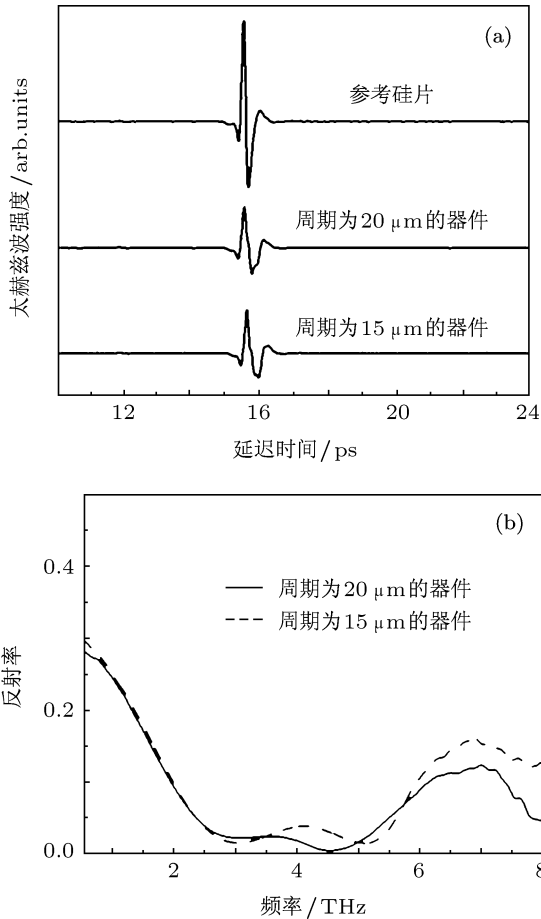


图5 增透器件反射的太赫兹时域波形和反射率频谱 (a) 参考硅片、周期分别为 20, 15 μm 增透器件反射的太赫兹时域波形; (b) 周期分别为 20, 15 μm 的增透器件的反射率频谱

倒置光栅的透射和衍射特性. 图 6(a) 显示了从参考硅片、周期分别为 20 和 15 μm 的增透器件上透射的太赫兹时域波的波形. 通过两个器件后变大的太赫兹峰值幅度反映了透射率的增强. 为了更好地比较频率对增透效果的影响, 我们通过对相应波形使用傅里叶光谱变换并与参考硅片归一化得到这两个器件的相对场透射率频谱, 如图 6(b) 所示. 两种器件的模拟分析结果用虚线也示于图 6(b) 中. 相对场透射率的理论值可以用增透器与硅片的透射系数比的平方根计算得到 [21]. 一个完美的太赫兹波段增透器件 (反射率为 0%), 其相对场透射率为 1.1947. 在没有发生衍射的情况下, 实验结果与模拟结果符合很好. 当太赫兹波长接近器件结构周期的数量级时, 就会产生衍射. 这会导致透射率下降, 如图 6(b) 所示. 导致衍射产生的波长可以根据以下公式得出:

$$\lambda = \Lambda n_{\text{Si}}, \quad (3)$$

式中 λ 是太赫兹波长 [22]. 对于周期为 20 μm 的器件, 衍射发生在 4.3 THz 附近; 而对于周期为 15 μm 的器件, 衍射则大致发生在 5.8 THz 处. 当频率增加到衍射阈值以上时, 衍射主导了透射. 所以对于周期为 20 和 15 μm 的增透器件, 其增透作用分别在 5.9 和 7.3 THz 处终止. 对于周期分别为 20 和 15 μm 的增透器件, 由公式 (3) 计算出的衍射阈值分别为 5.7 和 7.1 THz, 这与实验观察到的衍射情况相符. 另外, 增透器件的 3 dB 带宽覆盖范围为 1.4—6 THz, 其中心频率 $f_c = (f_L + f_H)/2$ 为 3.7 THz. 因此由 $\delta f/f_c$ 确定的相对 3 dB 带宽可达 116.2%.

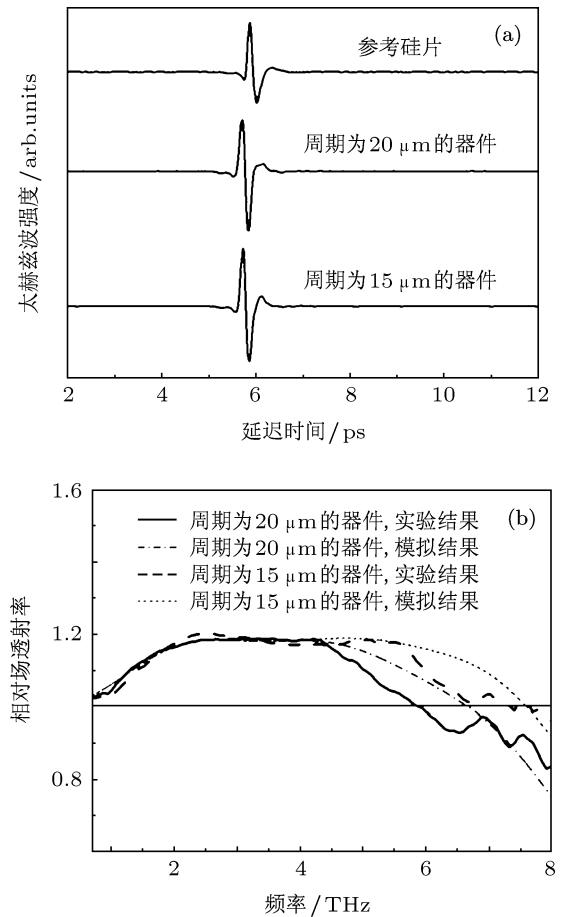


图6 增透器件透射的太赫兹时域波形和相对透射率频谱 (a) 参考硅片、周期分别为 20, 15 μm 增透器件透射的太赫兹时域波形; (b) 周期分别为 20, 15 μm 的增透器件的相对透射率及其模拟结果

在实际应用中, 一个增透器件的增透效果如果不受偏振方向和入射角度的限制, 那么它的用途将更为广泛. 为了相对全面地研究三维光子倒置光栅, 我们特别测量了偏振方向和入射角度对其透射功能的影响. 本文以周期为 15 μm 的器件在中心频率

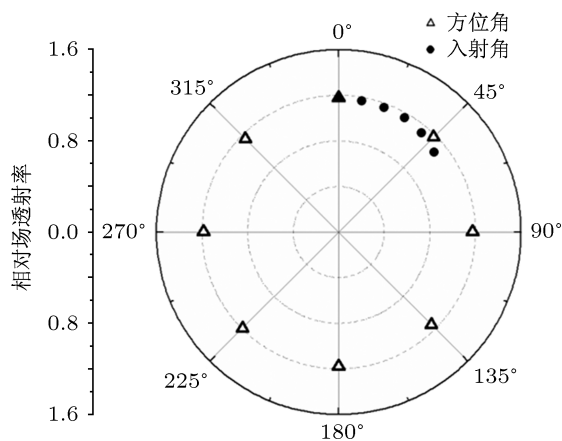


图7 周期为 $15\ \mu\text{m}$ 的器件在中心频率 $3.7\ \text{THz}$ 处其方位角以 45° 步长在 $0^\circ\text{--}360^\circ$ 范围内的相对场透射率和入射角以 10° 步长在 $0^\circ\text{--}50^\circ$ 范围内的相对场透射率

为 $3.7\ \text{THz}$ 的相对场透射率为测量目标, 图7给出的实验数据显示了相对场透射率在 $0^\circ\text{--}360^\circ$ 方位角范围内的变化. 仔细观察可以发现, 透射率的变化在2%以下, 这证明了增透器的效果并不受偏振方向的影响. 接着, 我们用类似的方法在 $0^\circ\text{--}50^\circ$ 入射角测量了相对场透射率的变化, 所得结果也示于

图7. 从图7可以看出, 在入射角小于 30° 的情况下, 透射率只减小了1.7%. 但当入射角继续增大时, 透射率出现了明显的下降趋势.

4 结论

本文设计、制造并评估了一种三维光子倒置光栅, 它能在 $0.2\text{--}7.3\ \text{THz}$ 波段内有效地减少硅与空气界面中产生的反射. 这是我们所知道同类型研究中所取得的最大带宽, 并且结构周期为 $15\ \mu\text{m}$ 的器件有 $4.7\ \text{THz}$ 的 $3\ \text{dB}$ 增透带宽. 该增透器件与偏振特性无关且拥有很大的入射角范围, 因此可以用于太赫兹系统中的各类光学器件. 器件的总厚度 ($20\ \mu\text{m}$) 比太赫兹的波长小很多, 其小巧紧凑的特性适用于大部分太赫兹系统. 制作该器件所涉及的工艺是标准的半导体制造工艺, 所以制作时间短、成品可靠性高且成本较低. 此外, 三维光子倒置光栅的设计具有很高的灵活性, 它既可以用硅以外的其他半导体材料来制造, 也可以通过调整结构周期用作其他波长的增透器件.

- [1] Englert C R, Birk M, Maurer H 1999 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **37** 1997
- [2] Gatesman A J, Waldman J, Ji M, Musante C, Yngvesson S 2000 *IEEE Microwave Guided Wave Lett.* **10** 264
- [3] Mcknight S W, Stewart K P, Drew H D, Moorjani K 1987 *Infrared Phys.* **27** 327
- [4] Kroll J, Darmo J, Unterrainer K 2007 *Opt. Express* **15** 6552
- [5] Thoman A, Kern A, Helm H, Walther M 2008 *Phys. Rev. B* **77** 195405
- [6] Dobrowolski J A 2005 *Proc. SPIE* **5963** 596303
- [7] Schallenberg U B 2006 *Appl. Opt.* **45** 1507
- [8] Bruckner C, Pradarutti B, Stenzel O, Steinkopf R, Riehemann S, Notni G, Tunnermann A 2007 *Opt. Express* **15** 779
- [9] Kuroo S, Shiraishi K, Sasho H, Yoda H, Muro K 2008 *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Conference on Photonic Applications Systems and Technologies* (San Jose: Optical Society of America) CThD7
- [10] Chen Y W, Han P Y, Zhang X C 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 041106
- [11] Huang Y, Chattopadhyay S, Jen Y, Peng C, Liu T, Hsu Y, Pan C, Lo H, Hsu C, Chang Y, Lee C, Chen K, Chen L 2007 *Nature Nanotech.* **2** 770
- [12] Zhang J, Ade P A R, Mauskopf P, Moncelsi L, Savini G, Whitehouse N 2009 *Appl. Opt.* **48** 6635
- [13] Chen H T, Zhou J, O'Hara J F, Chen F, Azad A K, Taylor A J 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 073901
- [14] Poitras D, Dobrowolski J A 2004 *Appl. Opt.* **43** 1286
- [15] Hosako I 2005 *Appl. Opt.* **44** 3769
- [16] Chen M H, Chang H, Chang A S P, Lin S, Xi J Q, Schubert E F 2007 *Appl. Opt.* **46** 6533
- [17] Chen Y W, Han P Y, Zhang X C, Kuo M L, Lin S Y 2010 *Opt. Lett.* **35** 3159
- [18] Kadlec C, Kadlec F, Kuzel P, Blary K, Mounaix P 2008 *Opt. Lett.* **33** 2275
- [19] Karpowicz N, Dai J, Lu X, Chen Y, Yamaguchi M, Zhao H, Zhang X C, Zhang L, Zhang C, Price-Gallagher M, Fletcher C, Mamer O, Lesimple A, Johnson K 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 011131
- [20] Ho I C, Guo X, Zhang X C 2010 *Opt. Express* **18** 2872
- [21] Saleh B E A, Teich M C 2007 *Fundamentals of Photonics* (New Jersey: Wiley) p1138
- [22] Bruckner C, Kasebier T, Pradarutti B, Riehemann S, Notni G, Kley E, Tunnermann A 2009 *Opt. Express* **17** 3063

Terahertz broadband antireflection photonic device with graded refractive indices*

Chen Yu-Ting-Wu¹⁾ Han Peng-Yu¹⁾ Kuo Mei-Ling²⁾ Lin Shawn-Yu²⁾
Zhang Xi-Cheng¹⁾†

1) (Center for Terahertz Research, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy 12180, USA)

2) (Physics Department, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy 12180, USA)

(Received 29 June 2011; revised manuscript received 10 August 2011)

Abstract

High resistivity silicon is a very common optical component in a terahertz system. However, its high relative refractive index of 3.42 causes a large impedance mismatch at the silicon-to-air interface. This severely reduces the available power in a terahertz system which motivates researchers to find a good anti-reflection solution. In the terahertz region, the lack of proper materials for broadband anti-reflection severely hinders such a research development. A photonic grating with graded refractive indices is demonstrated on silicon. Compared with the case of planar silicon wafer, the transmission is observed to increase from 0.2 THz to over 7.3 THz for a device with 15 μm period, which covers most of the terahertz band. With a striking relative 3 dB bandwidth of 116.3%, the device is polarization-independent and can be used under a wide incidence angle.

Keywords: terahertz, broadband, antireflection, photonic grating

PACS: 84.40.-x, 78.67.Pt, 78.67.-n

* Project supported by the National Science Foundation of United States (Grant No. 0333314) and the United States Department of Energy Service (Grant No. DE-FG02-06ER46347).

† E-mail: zhangxc@rpi.edu