

基于异质结界面优化的光子晶体二极管 单向传输特性研究*

程立锋¹⁾ 任承^{1)†} 王萍¹⁾ 冯帅²⁾

1) (烟台大学光电信息科学技术学院, 烟台 264005)

2) (中央民族大学理学院, 北京 100081)

(2014年1月29日收到; 2014年3月4日收到修改稿)

基于光子晶体异质结结构的全光二极管是目前的一个研究热点, 使其具有更好的单向传输特性是研究的一个目标. 本文中通过改变异质结界面处的光子晶体结构, 提出了不同的优化设计方案, 在宽频带内实现了高对比度全光二极管的高效率单向传输, 并且该结构还具有分束特性.

关键词: 光子晶体二极管, 单向传输, 异质结

PACS: 42.70.Qs, 42.25.Bs

DOI: 10.7498/aps.63.154213

1 引言

基于电流单向流动的电子二极管是集成电路等领域的基本组成单元, 对基础科学和先进技术等领域的发展起了革命性的推动作用. 与之相对应, 全光集成领域中的一个基本问题就是如何实现光信号的单向传输, 在此基础之上光学二极管应运而生^[1-4]. 利用光子替代电子传输更大容量的信息不仅仅是目前科技追求的目标, 也是社会未来发展的现实要求. 与电子传输相比, 光子作为信息载体具有很多优点, 例如数据损耗低、搭载信息量大、传输速度快、保密性好等. 因此近年来对于全光二极管研究引起了很多人的兴趣, 而基于光子晶体^[5-7](PC)结构的全光二极管^[8-19]由于其独特的性能更是科研工作者的研究热点, 国内外有许多研究小组在从事电磁波在不同光子晶体异质结结构的传输特性的研究工作. Scolora等在1994年设计出第一个光子晶体全光二极管^[12,13]; Hwang等利用液晶材料的光子带隙效果以及非对称的异质结界面, 实现了对圆偏振光的单向传输, 然而液晶材料由于较大的

尺寸不适合于实际的集成应用^[14]; Lu等利用二维光子晶体异质结结构在实验上实现了低功率高对比度的光学二极管^[15,16]; Wang等根据光子晶体方向带隙的差别在硅材料上实现了近红外波段的光子晶体二极管, 并为构建硅基的无源光网络开辟了道路^[17]; Feng等设计了新颖的二维光子晶体异质结结构, 可以在近红外波段有效地实现光的单向传输和分束特性^[18,19].

不同光子晶体组成的异质结界面在实现光的单向传输上起着非常重要的作用, 常用的异质结界面有两种: 一种异质结界面方向与入射光方向非正交; 另外一种异质结界面方向与入射光的方向相垂直. 一个性能优良的全光二极管应该能够在较宽的频带内能实现高的正向透过率和低的反向透过率, 也就是说该二极管具有高的正、反向对比度. 本文中, 利用Feng等提到的正交异质结界面作为研究对象, 通过优化异质结界面处的光子晶体结构, 在较宽的频带内实现了全光二极管的高效率单向传输, 除此之外, 该全光二极管还能有效地实现分束特性.

* 国家自然科学基金(批准号: 11004169, 11374378)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: cren@ytu.edu.cn

2 二极管结构的优化和透过谱

本文中的光子晶体二极管结构由图 1 (a) 所示, 其基本单元包括两个正方晶格的光子晶体 PC₁ 和 PC₂, 二者具有相同的晶格常数 a , 不同的空气孔半径 r , 其中 PC₁ 空气孔半径 $r_1 = 0.15a$, PC₂ 空气孔半径 $r_2 = 0.40a$, 正交异质界面处的空气孔为半径 r_1 和 r_2 相间分布, 形成一个界面耦合区. 除去中心的界面区, PC₁ 和 PC₂ 长度均为 21 列空气孔, 宽度均为 21 行空气孔. 文中提到的光子晶体 PC₁ 和 PC₂ 是在硅材料上打孔的二维正方晶格空气柱组成, 背景硅材料的折射率 $\varepsilon = 11.9$.

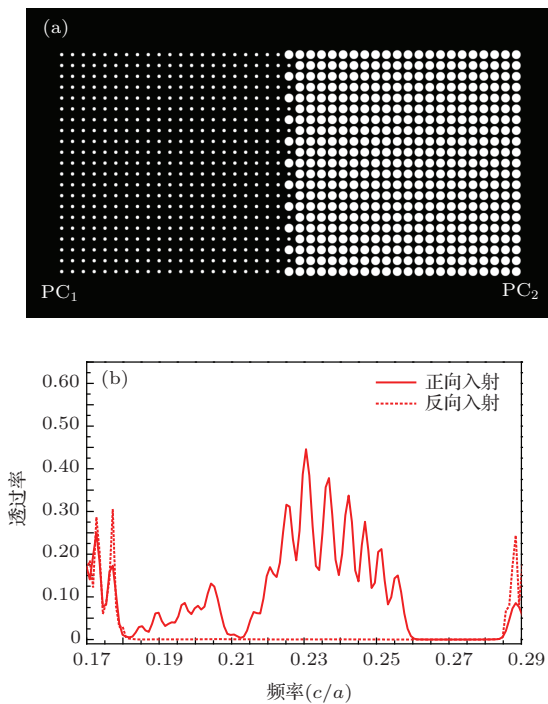


图 1 (网刊彩色) (a) 异质结构组成的光子晶体二极管示意图 (左边的光子晶体为 PC₁, 右边的光子晶体为 PC₂, 其中黑色部分代表背景硅材料, 白色部分代表空气孔); (b) 该异质结构的正、反向透过谱 (红色实线代表正向入射, 红色虚线代表反向入射)

为了更好的理解该图 1 (a) 中正交异质结构的单向传输特性, 利用平面波展开法计算光子晶体 PC₁ ($r_1 = 0.15a$) 和 PC₂ ($r_2 = 0.40a$) 的 TE 模色散关系, 计算结果分别如图 2 (a) 和 (b) 所示. 正如文献 [18] 中所述, PC₁ 光子晶体在 0.16—0.29 c/a 频率范围内沿着 Γ -X 方向存在着方向通带; PC₂ 光子晶体在 0.18—0.286 c/a 频率范围内沿着 Γ -X 方向是一个禁带, 同时在频率低于 0.261 c/a 内沿着 Γ -M 方向上存在着方向通带, 其中 c 为真空中的

光速. 通过比较上述 PC₁ 和 PC₂ 光子晶体的色散关系, 发现在 0.18—0.261 c/a 的频率范围内可以实现基于 PC₁ 和 PC₂ 异质结构的全光二极管, 问题的关键在于对于指定的频率范围 PC₁ 光子晶体是全方向导带, 而 PC₂ 光子晶体存在相应的方向带隙.

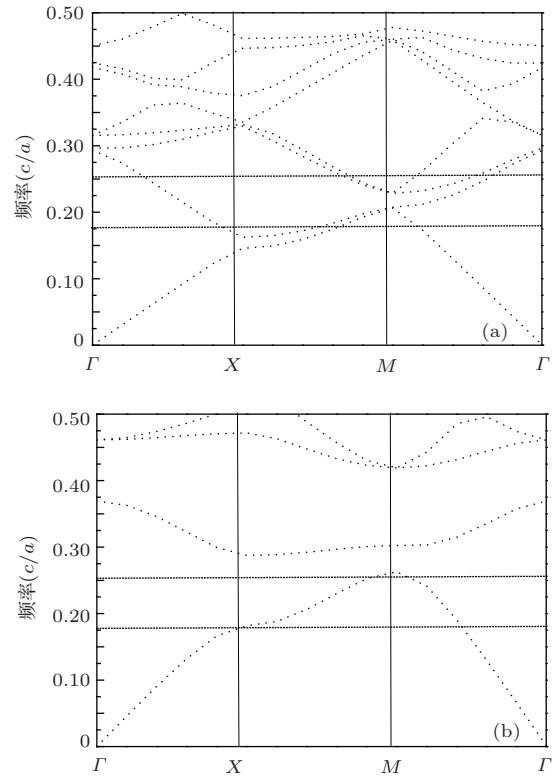


图 2 (a) PC₁ 光子晶体的 TE 模色散关系; (b) PC₂ 光子晶体的 TE 模色散关系

上述分析只是说明在一定频率范围内该光子晶体异质结构从原则上可以实现光的单向传输, 然而是否是高效率的全光二极管还需要对其正、反向透过率进行计算, 理想情况下是在保持高对比度的前提下实现: 1) 尽可能高的正向透过率, 理想情况为 100%; 2) 尽可能低反向透过率, 理想情况为 0%. 利用二维时域有限差分 (FDTD) 方法 [20,21] 计算图 1 (a) 所示的异质结构的正向入射 (由左向右) 和反向入射 (由右向左) 的透过谱. 在我们的模拟中, 每个晶格常数 a 分为 40 个网格并结合 PML 吸收边界条件可以保证我们计算的准确性. 具体的结果如图 1 (b) 所示, 其中红色实线和红色虚线分别代表正向入射和反向入射时的透过谱, 约在 0.18—0.260 c/a 频率范围内可以实现对光的单向传输, 即可以实现光学二极管效应. 其反向透过率可以保持很低, 接近于 0.1%; 而

正向透过率在上述频率范围内却有着较大的差异, 其中从 $0.225\text{--}0.255c/a$ 频率范围内可以保持在20%—50%左右, 而 $0.18\text{--}0.22c/a$ 频率范围内仅能保持在15%以下, 单向传输特性保持在一个较低的水平.

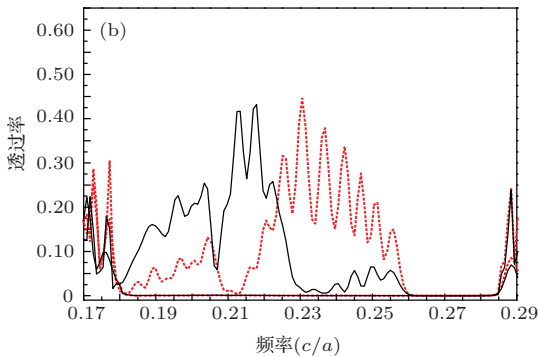
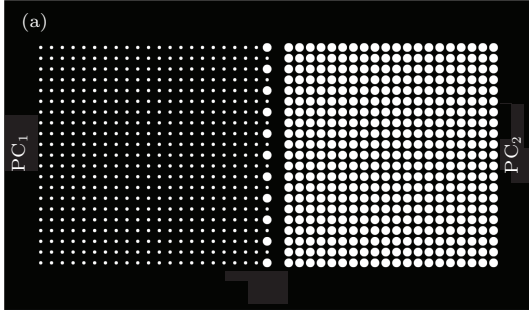


图3 (网刊彩色) (a) 优化后的异质结构示意图; (b) 黑色实线表示图3(a)结构的正、反向透过谱, 红色虚线表示图1(a)结构的正、反向透过谱

为了提高全光二极管的单向传输特性, 我们针对异质界面处的结构进行了重新的设计优化, 希望在保持较低反向透过率的前提下, 能在较宽频带内实现高的正向透过率. 首先去掉异质界面右侧紧邻的一列空气孔, 即在 PC_2 光子晶体区域去掉了一列空气孔, 而其他的参数均与图1(a)所示结构相同, 具体的优化后结构如图3(a)所示. 利用二维时域有限差分方法计算图3(a)所示结构的正、反向透过谱, 具体结果如图3(b)中的黑色实线所示. 在模拟的过程中, 除了结构与图1(a)不同外, 其他模拟参数的设置均保持不变, 因此不同结构的透过谱是具有可比性的. 同时为了比较方便我们将图1(a)所示原始结构的正、反向透过谱合并并在图3(b)中, 具体如图3(b)的红色虚线所示. 由于优化前后结构的反向透过率均可以保持在一个很低的水平上, 接近于0.1%, 因此表示这两个结构反向透过谱的黑色实线和红色虚线几乎重合在一起. 理论计算结果表明, 优化后的结构的反向透

率基本保持不变, 而正向透过率有了明显的变化, 其中在 $0.180\text{--}0.225c/a$ 频率范围内正向透过率有了显著提高. 尤其要注意的是, 在 $0.185\text{--}0.205c/a$ 范围内, 图1(a)所示的未优化结构的正向透过率只能在5%左右, 最高才能达到10%; 而图3(a)所示的优化后结构的正向透过率在20%左右, 最高能达到25%, 因此在该频段内优化后结构有着更高的正向透过率, 单向传输特性的效率更高. 除此之外, 在 $0.205\text{--}0.225c/a$ 范围内, 图1(a)结构正向透过率从1%到20%之间变化, 维持在一个比较低的水平; 而图3(a)结构正向透过率从20%到45%之间, 可以维持在一个更高的水平上. 结果表明, 在上述频段内优化后的异质结构具有效率更高的单向传输特性.

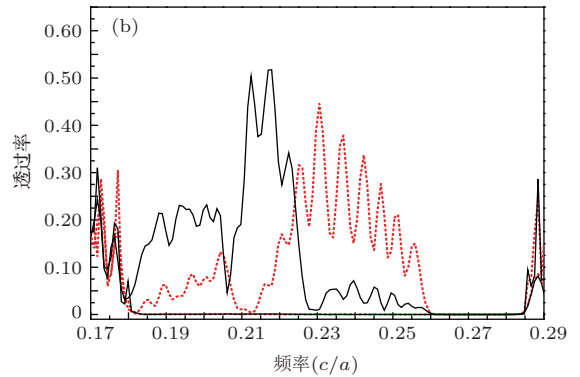
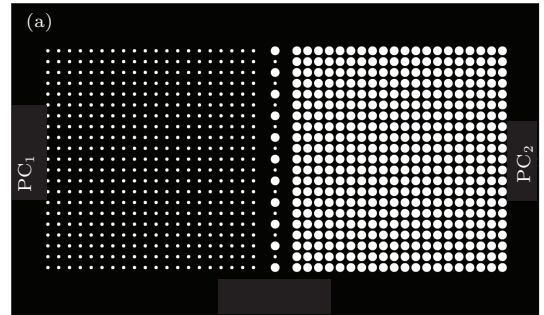


图4 (网刊彩色) (a) 优化后的异质结构示意图; (b) 黑色实线表示图4(a)结构的正、反向透过谱, 红色虚线表示图1(a)结构的正、反向透过谱

为了进一步提高全光二极管的单向传输特性, 我们在图3(a)优化后结构的基础之上作了进一步的设计, 保持中间耦合界面区的结构不变, 去掉与中间耦合界面区左侧紧邻的一列空气孔, 即在 PC_1 光子晶体区去掉了一列空气孔, 这样与原始结构相比较, PC_1 和 PC_2 光子晶体区各自去掉了一列空气孔, 具体结构如图4(a)所示. 二维时域有限差分方法用来计算该异质结构的正、反向透过谱, 计算结果如图4(b)的黑色实线所示. 在模拟的过程

中, 模拟参数的设置同样保持不变. 为了便于比较我们将图 1(a) 所示原始结构的正、反向透过谱也合并并在图 4(b) 中, 具体如图 4(b) 的红色虚线所示. 计算表明, 在 $0.180\text{--}0.260c/a$ 频率范围内优化后结构的反向透过率与原始结构相比基本保持不变, 接近 0.1% ; 而正向透过率有了明显的变化. 特别是在 $0.185\text{--}0.205c/a$ 频率范围内, 图 4(a) 所示的优化后结构的正向透过率基本能保持在 20% 左右, 这和图 3(a) 所示的优化结构保持在相类似的水平, 但是稳定性更好一些; 在 $0.210\text{--}0.225c/a$ 频率范围内, 图 4(a) 所示的优化后结构正向透过率在 20% 到 55% 之间, 比图 3(a) 所示的优化结构的最高正向透过率提升了 10% 左右. 上述结果表明, 在指定频段内优化后的异质结结构具有更好的单向传输特性.

将优化后两种结构的单向传输特性分别与优化前的相比较不难发现: 1) 在 $0.185\text{--}0.225c/a$ 频率范围内两种优化结构的单向传输特性比未优化结构的有了整体的改善和提高; 2) $0.225\text{--}0.261c/a$ 频率范围内优化结构的正向传输特性比未优化结构的有了明显退化. 在保持高对比度的前提下, 能在更宽的频带内实现全光二极管高效率的单向传输是一个理想的目标, 那么, 能否找到一个更加优化的结构, 实现从 $0.185\text{--}0.261c/a$ 整个频率区域的单向传输特性都好于原未优化结构呢?

基于上述的目标, 我们设计了另外一种光子晶体异质结结构. 相比图 1(a) 所示的未优化结构, 新的设计中只作了较少改动, 仅将异质结界面右侧 (PC_2 光子晶体区) 紧邻的一列空气孔隔行去掉, 其他均与原始结构保持一致, 具体的优化结构如图 5(a) 所示.

二维时域有限差分方法用来计算该结构的正、反向透过谱, 在计算的过程中所采用的参数设置与前面的计算保持相同, 因此对于结果的讨论同样具有可比性, 计算结果如图 5(b) 黑色实线所示. 为了便于比较我们也将图 1(a) 所示原始结构的正、反向透过谱合并并在图 5(b) 中, 具体如图 5(b) 的红色虚线所示. 通过比较图 5(b) 中黑色实线和红色虚线不难发现, 优化后结构的单向传输特性几乎在整个频段 $0.185\text{--}0.255c/a$ 内都得到了很好的改善和提高. 除了 $0.21c/a$ 频率附近, 以及频率区的始末端附近很窄的一些频率区域, 优化后结构的正向透过率相比未优化结构的整体提高了 20% 左右, 最高的正向透过率达到了 62% , 而且其反向透过率基本保

持不变, 因此该优化结构的单向传输特性得到了更好的改善. 综上, 我们实现了从 $0.185\text{--}0.255c/a$ 整个频率区域的单向传输特性都好于原未优化结构, 其单向传输特性的效率更高.

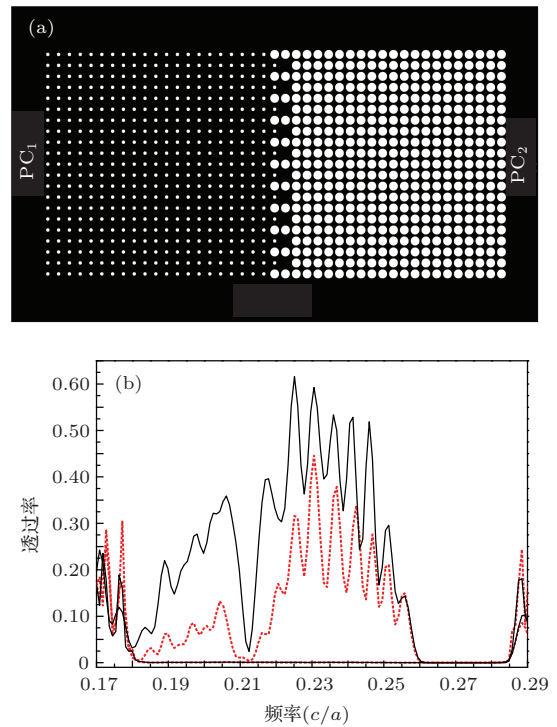


图 5 (网刊彩色) (a) 优化后的异质结结构示意图; (b) 黑色实线表示图 5(a) 结构的正、反向透过谱, 红色虚线表示图 1(a) 结构的正、反向透过谱

3 场分布

为了更直观的观察上述异质结结构对于入射光的单向传输特性, 我们利用时域有限差分法来模拟电磁波正、反向入射到异质结结构时的场分布图. 为了具有可比较性, 取入射频率为 $0.20c/a$ 的入射场为例, 其他电磁参数都保持相同.

首先计算了图 1(a) 所示的原始未优化结构的正向入射和反向入射的场分布图, 计算结果分别如图 6(a) 和图 6(b) 所示. 对比两个图可以发现: 正向入射时, 在异质结结构的右侧可以明显的看到存在出射场, 而且在离开 PC_2 光子晶体后还可以观察到分束现象; 反向入射时, 由于该频率位于 PC_2 光子晶体 Γ - X 方向带隙区域, 因此电磁波不能有效在 PC_2 中传输, 在异质结结构左侧看仅有微弱的出射场存在. 上述分析表明该结构能实现光的单向传输. 但是缺点是正入射时出射端的光强相对较弱, 即正向透过率较低, 如图 1(b) 所示约为 8% 左右.

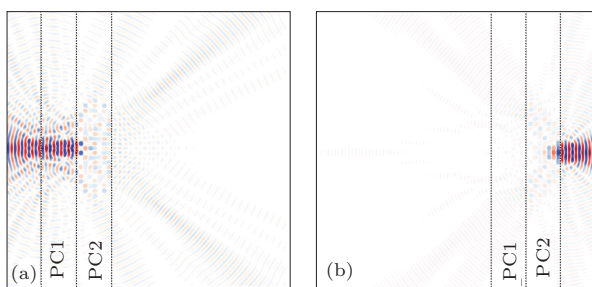


图6 频率为 $0.20c/a$ 时图1(a)结构的磁场Hz分布图 (a) 正向入射; (b) 反向入射

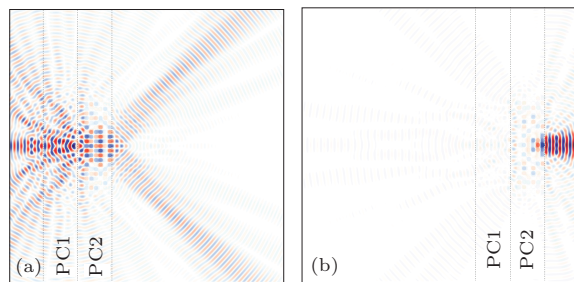


图7 频率为 $0.20c/a$ 时图3(a)结构的磁场Hz分布图 (a) 正向入射; (b) 反向入射

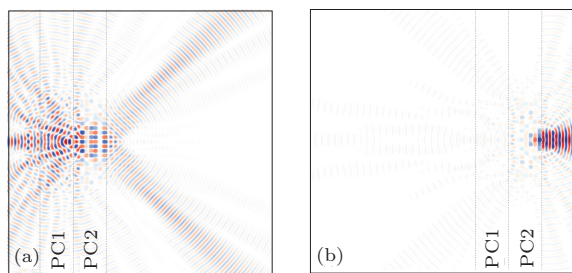


图8 频率为 $0.20c/a$ 时图4(a)结构的磁场Hz分布图 (a) 正向入射; (b) 反向入射

在保持入射频率 $0.20c/a$ 不变的前提下, 分别计算了图3(a)、图4(a)和图5(a)所示的优化后的异质结结构的正、反向入射时的场分布, 具体的计算结构如图7、图8和图9所示. 通过比较我们可以发现, 优化后的三种结构在电磁波以频率 $0.20c/a$ 正向入射时, 在右侧输出端的输出场相比未优化结构有了明显的提高, 而其分束特性也更加显著; 而在反向入射时, 在左侧输出端均能够保持很微弱的输出场. 图7、图8和图9所示三种优化结构在频率为 $0.20c/a$ 时的正向透过率分别约为18%, 20%和25%, 均比图1(a)所示的原始结构在该频率处的正向透过率要高, 而反向透过率基本保持在0.1%左右. 结果表明通过场分布观察到的现象和透过谱的计算结果能够保持很好的一致性. 因此无论是透过谱的计算还是场分布的直观观察, 都能够说明优

化后的结构进一步提高了光子晶体异质结结构的单向传输特性.

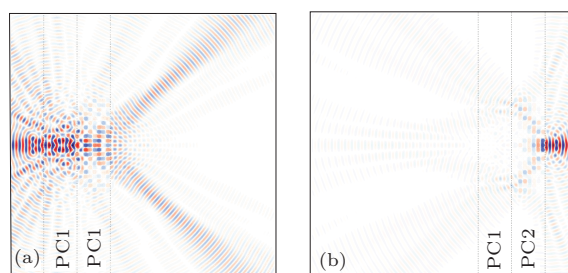


图9 频率为 $0.20c/a$ 时图5(a)结构的磁场Hz分布图 (a) 正向入射; (b) 反向入射

4 结 论

本文研究了一种基于二维光子晶体异质结结构的全光二极管的传输特性. 通过改变异质结界面处的光子晶体结构, 提出了三种不同的优化设计, 并利用时域有限差分方法对其正、反向传输特性进行了研究. 在宽频带内实现了高对比度全光二极管的高效率单向传输, 并且该结构还具有分束特性. 本研究结果对全光二极管器件的设计与应用具有重要的参考价值.

参考文献

- [1] Tocci M D, Bloemer M J, Scalora M, Dowling J P, Bowden C M 1995 *Appl. Phys. Lett.* **66** 2324
- [2] Gallo K, Assanto G, Parameswaran K R, Fejer M 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 314
- [3] Fan L, Wang J, Varghese L T, Shen H, Niu B, Xuan Y, Weiner A M, Qi M 2012 *Science* **335** 447
- [4] Zhang X Z, Feng M, Zhang X Z 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 024201 (in Chinese) [张学智, 冯鸣, 张心正 2013 物理学报 **62** 024201]
- [5] Cai X H, Zheng W H, Ma X T, Ren G, Xia J B 2005 *Chin. Phys.* **14** 2507
- [6] Zhou Y, Yin L Q 2012 *Chin. Phys. Lett.* **29** 064213
- [7] Xu X S, Wang Y Q, Han S Z, Cheng B Y, Zhang D Z 2004 *Chin. Phys.* **13** 1474
- [8] Chen J Y, Chen L W 2006 *Opt. Express* **14** 10733
- [9] Espinola R L, Izuhara T, Tsai M C, Osgood R M, Dotsch H 2004 *Opt. Lett.* **29** 941
- [10] Wang D W, Zhou H T, Guo M J, Zhang J X, Evers J, Zhu S Y 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 093901
- [11] Wang L H, Yang X L, Meng X F, Wang Y R, Chen S X, Huang Z, Dong G Y 2014 *Chin. Phys. B* **23** 034215
- [12] Scalora M, Dowling J P, Bowden C M, Bloemer M J 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 1368
- [13] Scalora M, Dowling J P, Bowden C M 1994 *J. of Appl. Phys.* **76** 2023

- [14] Hwang J, Song M H, Park B, Nishimura S, Toyooka T, Wu J W, Takanishi Y, Ishikawa K, Takezoe H 2005 *Nat. Mater.* **4** 383
- [15] Lu C C, Hu X Y, Yang H, Gong Q H 2011 *Opt. Lett.* **36** 4668
- [16] Lu C C, Hu X Y, Zhang Y B, Li Z Q, Xu X A, Yang H, Gong Q H 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 051107
- [17] Wang C, Zhou C Z, Li Z Y 2011 *Opt. Express* **19** 26948
- [18] Feng S, Wang W, Wang Y 2012 *Jap. J. of Appl. Phys.* **51** 112001
- [19] Feng S, Ren C, Wang W Z, Wang Y Q 2013 *Opt. Commun.* **289** 144
- [20] Johnson S G, Joannopoulos J D 2001 *Opt. Express* **8** 173
- [21] Taflove A, Hagness S C 2000 *Computational electrodynamics: The finite-difference time-domain method* (Second Edition, Artech House Publishers, Boston)

Study on unidirectional transmission of photonic crystal diodes based on heterostructure interface optimization*

Cheng Li-Feng¹⁾ Ren Cheng^{1)†} Wang Ping¹⁾ Feng Shuai²⁾

1) (School of Opto-Electronic Information Science and Technology, Yantai University, Yantai 264005, China)

2) (School of Science, Minzu university of China, Beijing 100081, China)

(Received 29 January 2014; revised manuscript received 4 March 2014)

Abstract

In recent years, all-optical diodes based on photonic crystal heterostructures have attracted much attention, and their good characteristics of one-way transmission are the long pursued target. In this paper, different optimized designs are proposed by modifying the photonic crystal structure at the heterostructure interface. And the all-optical diodes with high contrast, which have both efficient unidirectional transmission and beam splitting, are realized in wide bandwidths.

Keywords: photonic crystal diode, unidirectional transmission, heterostructure

PACS: 42.70.Qs, 42.25.Bs

DOI: 10.7498/aps.63.154213

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11004169, 11374378).

† Corresponding author. E-mail: cren@ytu.edu.cn