

近零折射率材料相位特性及应用

丁俊伟, 梁斌明, 蒋 强, 陆志仁, 庄松林

上海理工大学光电信息与计算机工程学院, 上海 200093

摘要 采用时域有限差分(FDTD)方法研究了二维六边形排列结构的光子晶体近零折射率材料的相位特性, 提出利用电场相位的空间频谱计算等效折射率的新方法, 该方法可直观地反映电场相位的变化, 解释了负折射的传播机理。利用该方法分析了横磁(TM)模波长和温度对等效折射率的影响。

关键词 材料; 光子晶体; 零折射率; 时域有限差分法; 等效折射率

中图分类号 TH74 文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP54.031603

Phase Characteristic of Near Zero Refractive Index Material and Its Application

Ding Junwei, Liang Binming, Jiang Qiang, Lu Zhiren, Zhuang Songlin

School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China

Abstract The phase characteristic of two dimensional hexagonal photonic crystal with near-zero refractive index is investigated by finite-difference time-domain (FDTD) method. A new method to calculate the equivalent refractive index is proposed by using the spatial spectrum of electric field phase. The proposed method can directly reflect the change of the electric field phase, which clarifies the transmission mechanism of the negative refraction. By this method, the influences of the wavelength of transverse magnetic (TM) mode and temperature on equivalent refractive index are studied.

Key words materials; photonic crystals; zero refractive index; finite-difference time-domain method; equivalent refractive index

OCIS codes 160.4670; 130.5440; 130.3120; 350.5030

1 引言

近几十年来,随着超材料^[1-3]的发现,人们利用和控制电磁场的能力逐渐增强。近零超材料^[4]作为超材料的一种,在会聚光束、实现高增益的定向辐射方面得到广泛研究与应用。研究者利用近零超材料制作出很多光电器件,例如激光分束器^[5]、激光合束器^[6]、完美透镜、激光点火器件^[7]和隐形斗篷等^[8]。光子晶体作为超材料新成员,其信息容量大、传输速度快且无传统材料中的电子库仑力作用,突破了传统材料瓶颈,广泛应用于各种光电器件中,如利用光子晶体^[9-12]实现无衍射的激光准直、亚波长成像、光开关和衰减器等。2011年,Huang等^[13]提出方形的二维(2D)光子晶体结构,该结构在狄拉克点处等效介电常量和等效磁导率同时为零,该结构光子晶体可以用来获得零折射率材料。

本文用时域有限差分法(FDTD)模拟仿真了折射率分布在 $[-0.5, 0.5]$ 时,光在基于光子晶体近零折射率超材料(NIZM)中的传播情况;提出利用空间电场相位频谱图计算等效折射率的方法,并利用该方法研究了横磁模(TM模)入射光归一化频率和温度对近零折射率等效折射率的影响,为光子晶体近零折射率材料光电器件的设计提供了理论依据。

收稿日期: 2016-11-04; 收到修改稿日期: 2016-12-01

作者简介: 丁俊伟(1989—),男,硕士研究生,主要从事光子晶体器件方面的研究。E-mail: 806866472@qq.com

导师简介: 梁斌明(1977—),男,博士,副教授,硕士生导师,主要从事微纳光学方面的研究。

E-mail: Liangbinming@sina.com (通信联系人)

2 光子晶体结构

仿真实验采用图 1(a)所示的二维硅柱六边形结构光子晶体,红点表示硅介质柱(折射率为 3.42),介质柱的直径即波导宽度 $b = 2r = 0.38a$ (a 为晶格常数,此处 $a = 1 \mu\text{m}$)。图 1(b)所示为三角晶格光子晶体结构。

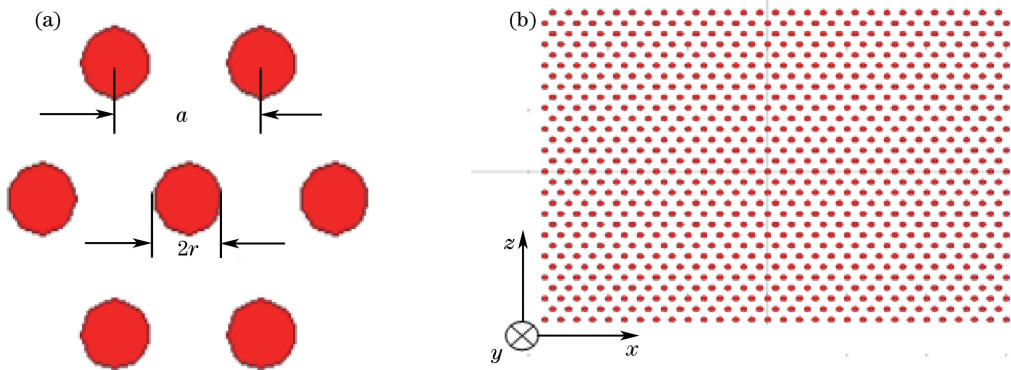


图 1 二维光子晶体结构。(a)介质柱六边形排列结构;(b)三角晶格光子晶体结构

Fig. 1 Structure of 2D photonic crystals. (a) Hexagonal structure of dielectric cylinder; (b) triangular lattice structure of photonic crystals

波导宽度为 $0.38a$ 时的光子晶体 TM 模如图 2 所示,其中 TM 模的磁场方向垂直于 x 轴与 z 轴构成的平面,即平行于 y 轴,坐标系如图 1(b)所示。从图 2 可以看到,在 Γ 点(波矢大小 $k=0$)得到狄拉克锥,入射光在狄拉克锥处的归一化频率 $f = 0.6a/\lambda$,光子晶体可视为零折射率材料,其中 λ 为介质中的光波长。

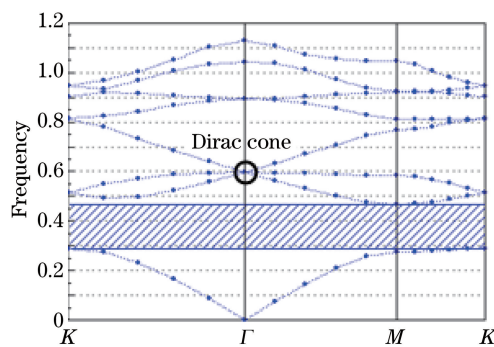


图 2 光子晶体能带图

Fig. 2 Band diagram of photonic crystals

3 光子晶体等效折射率的计算

光子晶体的等效折射率 n_{eff} 一般通过折射定律 $n_{\text{eff}} = \sin \theta_1 / \sin \theta_2$ 来计算,其中 θ_1 为入射角, θ_2 为出射角。或者根据等频图计算等效折射率,波矢大小 k 和归一化频率 f 的计算公式为

$$k = \frac{\omega}{c} \cdot n_{\text{eff}}, \quad (1)$$

$$f = \frac{\omega a}{2\pi c}, \quad (2)$$

式中 ω 为角频率, c 为光速。由(1)、(2)式可得等效折射率 n_{eff} 为

$$n_{\text{eff}} = \frac{k \cdot a}{2\pi f}, \quad (3)$$

式中波矢大小 $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}$, 其中 k_x 、 k_y 、 k_z 分别为波矢在 x 、 y 、 z 方向的分量大小,且 $k_y = 0$ 。

空气中电场相位的空间频率 $f_{s0} = 1/\lambda_0$, 光子晶体中电场相位的空间频率 $f_s = 1/\lambda$, 由 $n_{\text{eff}} = \lambda_0/\lambda = f_s/f_{s0}$ 可计算出光子晶体的等效折射率,其中 λ_0 为空气中入射光的波长。

选取归一化频率 $f = 0.4717a/\lambda$ 的入射光,借助 Rsoft 软件和时域有限差分法对光在硅介质中的电场传播

进行仿真模拟实验,并提取电场分量,用 Matlab 软件进行数据分析,得到图 3(a)所示的电场分布。从图 3(a)可以看出,电场分布具有周期性,符合光在单硅介质中的传播特性。图 3(b)为对采集到的电场进行快速傅里叶变换(FFT)得到的空间频谱。横坐标对应光波的空间频率,即 $f_s = 1/\lambda$ 。根据 $n_{\text{eff}} = \lambda_0/\lambda = f_s/f_{s0}$, 由频谱的主峰频率计算可得 $n_{\text{eff}} = 3.407$, 对比仿真实验中设置的均匀硅介质折射率 3.42, 误差仅为 0.2%, 故可用此方法来计算光子晶体等效折射率大小。

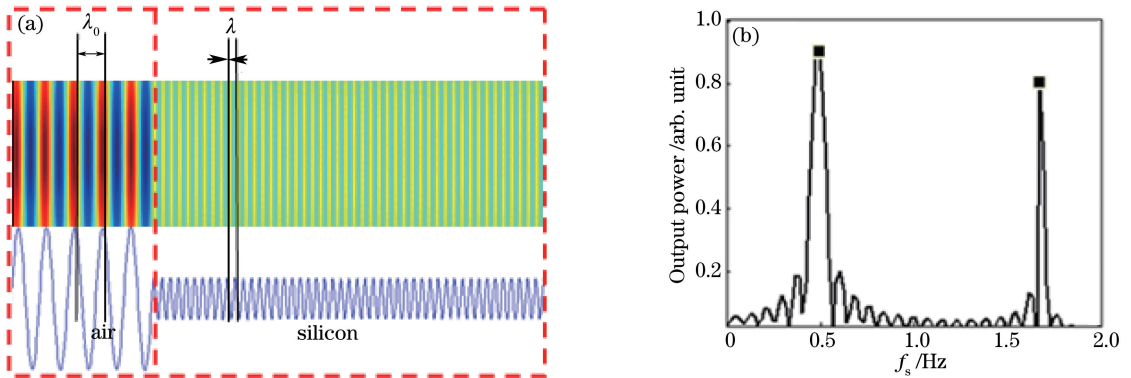


图 3 硅介质的(a)电场分布和(b)频谱

Fig. 3 (a) Electric field distribution and (b) frequency spectrum of silicon dielectric

图 4(a)为图 2 所示第二能带的等频图,其中 $k'_x = k_x/(2\pi c/a)$, $k'_z = k_z/(2\pi c/a)$ 。可以看出,当入射光归一化频率在 0.4797~0.5831 范围内时,随着频率的增加,等频线由外向内变化,即群速度与波矢方向相反,等效折射率为负。图 4(b)为入射光的归一化频率 $f = 0.5376$ 时,利用时域有限差分法模拟的光束传播图。

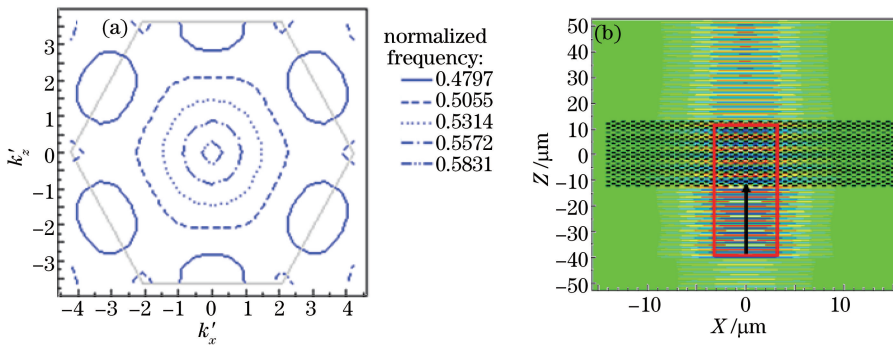


图 4 近零负折射率材料(a)等频图和(b)实验仿真图

Fig. 4 (a) Equifrequency contour and (b) experimental simulation diagram of near-zero negative refractive index material

对图 4(b)红色实线框中光场数据进行处理得到的空间电场相位分布和空间频谱图如图 5 所示。可以得出,两个空间主频率分别对应入射光的空间频率和光子晶体中的光波空间频率,其中入射光的空间频率为 0.5376,光子晶体中的光波的空间主频率为 0.1971。根据图 5 中空间频谱数值可以计算出归一化频率在 0.5376 时的等效折射率的绝对值 $|n_{\text{eff}}| = 0.367$ 。

选取时间间隔 Δt 为 8.3 fs 的三个时刻 t_1, t_2, t_3 , Δt 远小于该入射光的周期 $T(T = 56.7 \text{ fs})$ 。其中 t_1 为前一时刻, t_2 为中间时刻, t_3 为后一时刻。分别滤出图 5(b)中两个主空间频率(0.1971 和 0.5376), 并进行傅里叶逆变换(IFFT)还原空间主频率对应的电场相位, 得到电场相位分布, 如图 6 所示。从图 6 可以看出, 光在空气中传播时, 随着时间的变化, 其能量和相位都是向前传播的; 在光子晶体中传播时, 能量向前传播, 相位向后传播即 $\Delta\varphi < 0$, 对应的电场相位传播方向和能量的传播方向相反, 相速度 $v = \Delta\varphi/(k\Delta t) < 0$, 可见入射光归一化频率 $f = 0.5376$ 时, 等效折射率为负值, 故等效折射率 $n_{\text{eff}} = -0.367$ 。

图 7 为当入射光频率 $f = 0.6553$ 时, 两个空间主频率(入射光在空气中的空间主频率 $f_{s0} = 0.6553$, 光子晶体中的光波的空间主频率 $f_s = 0.2097$) 经过 IFFT 还原得到的不同时刻电场相位分布图。从图 7 可以看出, 光在空气和光子晶体中传播时, 能量向前传播时, 其相位都是向前传播即 $\Delta\varphi > 0$, 对应的电场相位传播方

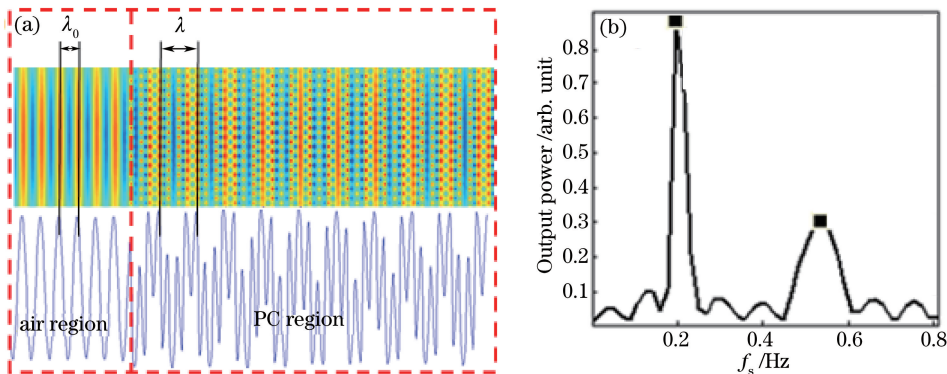


图 5 近零负折射率材料的(a)电场分布和(b)频谱图

Fig. 5 (a) Electric field distribution and (b) frequency spectrum of near-zero negative refractive index material

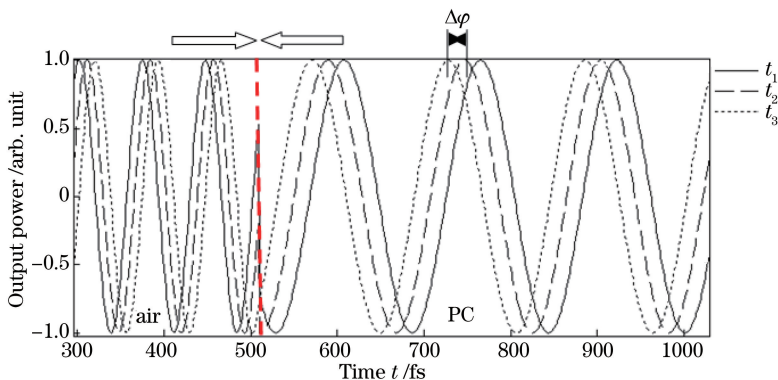


图 6 入射光频率 $f=0.5376$ 时,不同时刻的电场相位分布图

Fig. 6 Electric field phase distributions at different moment when incident light frequency $f = 0.5376$

向和能量的传播方向相同,相速度 $v = \Delta\phi / (k \Delta t) > 0$, 可见入射光归一化频率 $f = 0.6553$ 时,等效折射率为正值,故等效折射率 $n_{\text{eff}} = 0.320$ 。

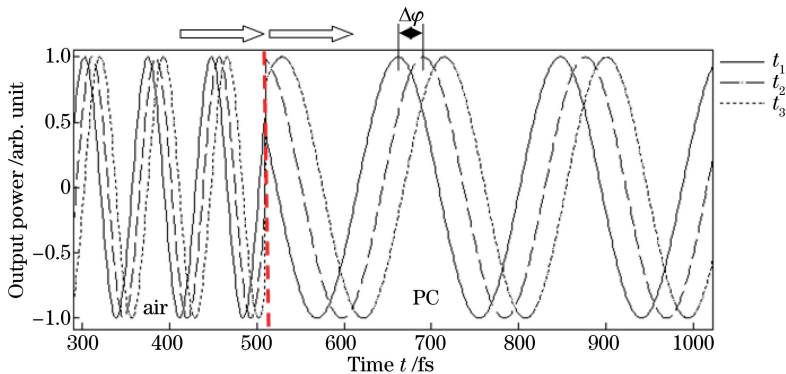


图 7 入射光频率 $f=0.6553$ 时,不同时刻的电场相位分布图

Fig. 7 Electric field phase distributions at different moment when incident light frequency $f = 0.6553$

图 8 为利用空间频谱和等频图两种不同方法计算得到的不同入射光频率对应的等效折射率图,其中 $f' = f / (a / \lambda)$ 。随着入射光频率从 0.533 逐渐增大到 0.5795 时,由于等效折射率为负,等效折射率的绝对值随着入射光频率的增大而逐渐减小;当入射光频率在 0.6 处即狄拉克锥处时,等效折射率为 0,光子晶体可作为零折射率材料;当入射光频率从 0.6150 逐渐增大到 0.6775 时,等效折射率随着入射光频率的增大而逐渐增大。

由于热光效应,当光子晶体工作环境的温度变化时,硅柱折射率的变化会影响光子晶体等效折射率的变化,硅柱折射率可表达为

$$n = n_0 + \alpha n_0 \Delta T, \quad (4)$$

式中 n_0 为 0°C 时的折射率; ΔT 为温度变化值; α 为介质的热光系数, 且 $\alpha = 1.86 \times 10^{-4}/^\circ\text{C}$ 。保持硅柱其他参数不变, 选取入射光频率 $f = 0.58$, 改变光子晶体的温度, 得到光子晶体工作温度的变化对等效折射率的影响, 如图 9 所示。可以看出, 等效折射率在 $0 \sim 100^\circ\text{C}$ 范围内为负值, 随着温度的升高, 等效折射率绝对值下降, 从 0°C 时的 -0.068 变为 100°C 时的 0 ; 等效折射率在 $100 \sim 200^\circ\text{C}$ 范围内为正值, 随着温度的升高, 等效折射率逐渐增大, 从 100°C 时的 0 增大到 200°C 时的 0.068 。

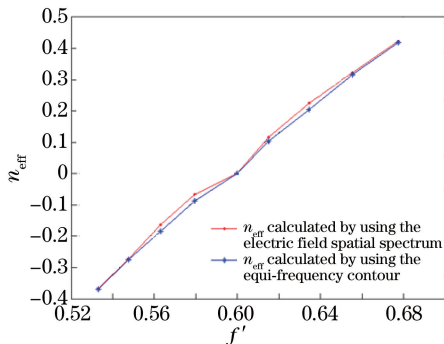


图 8 两种不同方法计算得到的不同入射光频率对应的等效折射率

Fig. 8 Equivalent refractive index calculated by two different methods under different frequencies of incident light

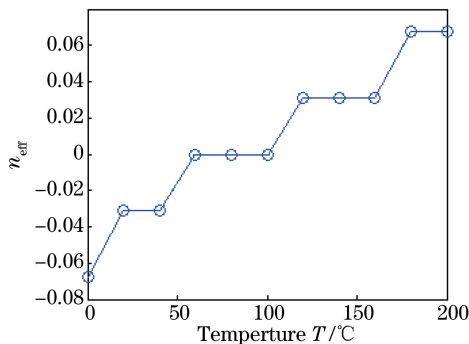


图 9 入射光频率 $f = 0.58$ 时, 温度对有效折射率的影响

Fig. 9 Effect of temperature on effective refractive index when incident light frequency $f = 0.58$

4 结 论

模拟研究了光 TM 模在二维光子晶体近零折射材料中的传播特性, 提出利用空间相位频谱图计算等效折射率的新方法, 该方法物理含义清晰, 比较直观地反映了空间电场相位变化, 解释了负折射效应的传播机理。利用此方法研究了不同入射光归一化频率和温度对近零折射率等效折射率的影响。在只改变入射光归一化频率的情况下, 当归一化频率由 0.533 增大到 0.5795 时, 等效折射率为负, 等效折射率的绝对值逐渐减小; 当归一化频率由 0.6150 增大到 0.6775 时, 等效折射率为正, 等效折射率的值逐渐增大。当温度变化时, 当入射光频率为 0.58 时, 等效折射率在 $0 \sim 100^\circ\text{C}$ 范围内为负, 其绝对值随温度升高逐渐减小; 等效折射率在 $100 \sim 200^\circ\text{C}$ 范围内为正, 等效折射率随温度升高而升高。

参 考 文 献

- [1] Jiang H T, Chen H, Li H Q, *et al.* Omnidirectional gap and defect mode of one-dimensional photonic crystals containing negative index materials[J]. *App Phys Lett*, 2003, 83(26): 5386-5388.
- [2] Zhang X D. Absolute negative refraction and imaging of unpolarized electromagnetic waves by two-dimensional photonic crystals[J]. *Phys Rev B*, 2004, 70(20): 205102.
- [3] Li J S, Zhou L, Chan C T, *et al.* Photonic band gap from a stack of positive and negative index materials[J]. *Phys Rev Lett*, 2003, 90(8): 083901.
- [4] Silveirinha M G, Engheta N. Tunneling of electromagnetic energy through subwavelength channels and bends using ϵ -near-zero materials[J]. *Phys Rev Lett*, 2006, 97(15): 157403.
- [5] Luo J, Xu P, Gao L, *et al.* Manipulate the transmissions using index-near-zero or epsilon-near-zero metamaterials with coated defects[J]. *Plasmonics*, 2012, 7(2): 353-358.
- [6] Lu Zhiren, Liang Binming, Ding Junwei, *et al.* Goos-Hänchen shift based on near zero-refractive-index materials[J]. *Acta Physica Sinica*, 2016, 65(15): 154028.
陆志仁, 梁斌明, 丁俊伟, 等. 近零折射率材料的古斯汉欣位移的特性研究[J]. *物理学报*, 2016, 65(15): 154028.
- [7] Li H, Wang J X, Lin H, *et al.* Amplification of fluorescent contrast by photonic crystals in optical storage[J]. *Advanced Materials*, 2010, 22(11): 1237-1241.
- [8] Hao J, Yan W, Qiu M. Super-reflection and cloaking based on zero index metamaterial[J]. *Appl Phys Lett*, 2010,

96(10): 101109.

- [9] Wang Ting, Liang Binming, Jiang Qiang, *et al.* Anti-reflection characteristics of photonic crystals[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2016, 53(4): 041602.
王 婷, 梁斌明, 蒋 强, 等. 光子晶体减反特性的研究[J]. *激光与光电子学进展*, 2016, 53(4): 041602.
- [10] Alù A, Silveirinha M G, Salandrino A, *et al.* Epsilon ϵ -near-zero metamaterials and electromagnetic sources: Tailoring the radiation phase pattern[J]. *Phys Rev B*, 2007, 75(15): 155410.
- [11] Jiang Qiang, Liang Binming, Hu Aiqing, *et al.* Terahertz-wave modulator based on self-collimation effect and Fabry-Perot cavity[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2013, 50(6):062301.
蒋 强, 梁斌明, 胡艾青, 等. 基于自准直效应和法布里-珀罗腔的太赫兹波调制器[J]. *激光与光电子学进展*, 2013, 50(6): 062301.
- [12] Ma Luming, Hu Jinbing, Jiang Qiang, *et al.* Analysis of equiphase frequency spectrum in photonic crystal based on FDTD method[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2015, 52(6): 061602.
马路明, 胡金兵, 蒋 强, 等. 基于 FDTD 算法的光子晶体等相位面频谱分析[J]. *激光与光电子学进展*, 2015, 52(6): 061602.
- [13] Huang X, Lai Y, Hang Z H, *et al.* Dirac cones induced by accidental degeneracy in photonic crystals and zero-refractive-index materials[J]. *Nature Materials*, 2011, 10(8): 582-586.