

文章编号 1004-924X(2017)01-0034-08

二维光子晶体中反常 Doppler 效应的相位演变

蒋 强¹, 陈家璧¹, 张 磊¹, 梁斌明^{1*}, 王 燕², 庄松林¹

(1. 上海理工大学 光电信息与计算机工程学院, 上海 200093;

2. 江西师范大学 物理与通信电子学院, 江西 南昌 330022)

摘要:光在具有负等效折射率的二维光子晶体中传输时会产生反常 Doppler 现象, 为了分析光在该反常效应中传输时的相位变化, 首先用时域有限差分(FDTD)法仿真了光经过静止光子晶体时的负折射现象, 然后对光子晶体中沿光传输方向的 Bloch 波做快速傅里叶(FFT)处理。对滤波后的频谱, 用 iFFT 反演出各平面波分量, 并通过分析各平面波分量的相位演变, 分离出与负折射产生有关的后退波分量。然后, 将实验中的连续运动过程分解为各静止瞬间, 分析了各相邻时刻探测面上信号光和参考光的相位变化, 此处两束光的相位变化差随时间的变化量就是差频。静态 FDTD 方法仿真计算得到的差频与理论值的误差约为 20%, 能较好解释反常 Doppler 效应发生过程中光的相位变化。本文的研究揭示了反常 Doppler 效应发生时光子晶体中起作用的分量的相位变化, 也为研究光在运动介质中的传输特性提供了新的思路。

关键词:光子晶体; 反常 Doppler 效应; 负折射; 相位演变

中图分类号:O734;O438 **文献标识码:**A **doi:**10.3788/OPE.20172501.0034

Phase evolution of inverse Doppler effect in two-dimensional photonic crystal

JIANG Qiang¹, CHEN Jia-bi¹, ZHANG Lei¹, LIANG Bin-ming^{1*}, WANG Yan², ZHUANG Song-lin¹

(1. College of Information Science and Engineering,
University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China;

2. Institute of Physics and Communication Electronic,
Jiangxi Normal University, Nanchang 330022, China)

* Corresponding author, E-mail: bmliang78@aliyun.com

Abstract: The inverse Doppler effect in two dimensional photonic crystal with negative index was proved. In order to analysis the phase evolution of light propagated through this effect, the negative refraction was simulated in static photonic crystal by the Finite Difference Time Domain (FDTD) method. Subsequently, the Bloch wave along the propagating direction was analyzed based on the Fast Fourier Transform (FFT) method. Then, the components were retrieved by iFFT method from the filtered spectrum. The phase evolution of each component was analyzed for the extraction of the backward wave component related to the negative refraction. Furthermore, the phase evolution of signal beam and reference beam on the detecting surface was deduced by dividing the continuous

收稿日期:2016-09-06;修订日期:2016-10-12.

基金项目:国家青年科学基金资助项目(No. 61308096);国家自然科学基金资助项目(No. 61177043)

movement of the platform into a series of static moment, where the variation of phase difference with time is the beat frequency. These values obtained with this method are closed to the theoretical values, with an error of 20%, which can explain the phase evolution of light in the inverse Doppler effect. The result reveals the phase evolution of the backward wave in photonic crystal, and provides a new way in dealing with the case of light passing through moving objects.

Key words: photonic crystal; inverse Doppler effect; negative refraction; phase evolution

1 引言

1968年, Veselago 提出若材料在一定的频段下同时满足 $\epsilon < 0$ 和 $\mu < 0$, 则其折射率 $n < 0$, 在该类介质中, 相速度方向将与能量的传播方向相反, 会发生反常 Doppler 效应。随着人工左手材料的实现, 关于反常 Doppler 效应的理论和实验研究也取得了较大的进展^[1-4]。2003年, Evan J. Reed 等人通过施加冲击波到由相同弹性模量、不同介电常数的两种材料构成的一维光子晶体上, 仿真了入射光经光子晶体反射后的反常 Doppler 现象^[5]。该方法中, 产生频移的原因是光被具有禁带特性的光子晶体反射, 且反射面的反射率和位置均随时间变化。同年, Seddon 等人在 Science 上展示了非线性传输线中的反常 Doppler 效应。该非线性传输线具有异常色散特性, 抽运脉冲的注入使非线性传输线中形成饱和区和不饱和区, 这两个区域的分界面形成了一个不断后移的反射面, 由此造成了反射波的反常 Doppler 频移^[6]。非线性传输线实验及 Reed 的计算都是对反射波的 Doppler 现象的研究, 且是微波频段的研究。2011年, 本课题组在 Nature 杂志上展示了光频段透射光反常 Doppler 效应的验证实验^[7]。该实验使用具有体负折射率效应的硅柱型光子晶体^[8], 材料的 ϵ 和 μ 均大于 0, 而非 Veselago 提出的在一定的频段下同时满足 $\epsilon < 0$ 和 $\mu < 0$ 的左手材料。事实上, 光在光子晶体中的传输特性和它在各向同性的左手材料中的传输特性是不同的。在光子晶体中, 光以布洛赫波的形式向前传播, 每个布洛赫波分量都有各自的相速度; 而各向同性的左手材料中, 光波不是由分量叠加而成, 因而其相速度的方向和大小都是唯一的。因此, 在这两种负折射率材料中发生反常 Doppler 效应的机理

也有区别。

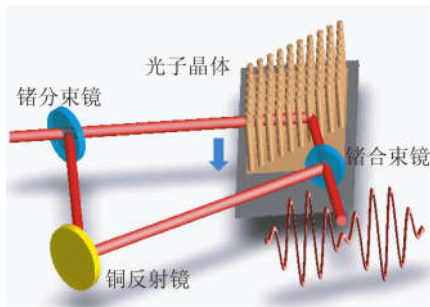
本文对光在光子晶体中传输时的光场进行了分析, 尤其对布洛赫波分量中体现负折射效应的分量在传输过程中进行了相位变化分析, 揭示了二维负折射光子晶体中反常 Doppler 现象的产生机理。

2 光子晶体中负折射电场分量的提取

验证实验中, 外差干涉光路如图 1(a) 所示^[7]。10.6 μm 的光经过锗(Ge)分光镜后被分为两束光, 透射光作为信号光垂直入射到光子晶体第一界面, 沿 ΓM 方向传输经过光子晶体后, 从第二界面以负折射的形式折射出去; 反射光作为参考光, 经铜(Cu)反射镜和 Ge 合束镜反射后, 与信号光在探测器接收面处形成拍频。光子晶体和 Ge 合束镜安放于同一个电位移平台上, 该平台沿图示箭头方向移动。

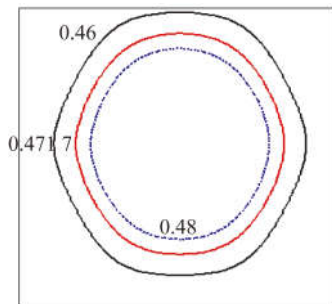
实验所用的二维三角晶格光子晶体是顶角为 60° 的楔形结构, 其硅柱半径 $r = 0.2a$, 其中 $a = 5 \mu\text{m}$ 为光子晶体周期。实验测得光子晶体的负折射率为 -0.5062 。为最大程度仿真该实验, 这里对 r 进行微小调整, 并通过等频图得到对应的等效折射率。当 $r = 0.226a$ 时, 等频图如图 1(b) 所示, 此时的等效折射率为 -0.503 , 很接近实验测得的数值。

用时域有限差分法(Finite-Difference Time Domain, FDTD)仿真光在静止的楔形光子晶体中的传输, 其光场分布如图 1(c) 所示。可以看到, 等频图中对应频率为 $0.4717(2\pi c/a)$ (c 为真空中光速) 的等频线在垂直光传输方向(ΓM)较平坦, 这使得光在光子晶体中自准直传输^[9-10], 且等频图中频率向内收缩, 光经过光子晶体时发生了负折射现象。



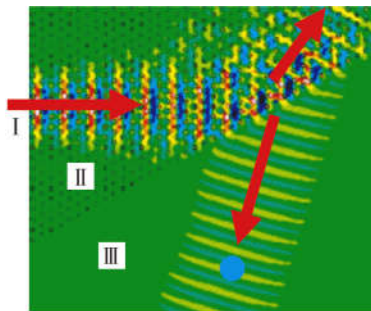
(a)反常 Doppler 效应验证实验光路

(a) Scheme of proofed experiment of inverse Doppler effect



(b)等频图

(b) Equi-frequency contour



(c)光子晶体中的负折射

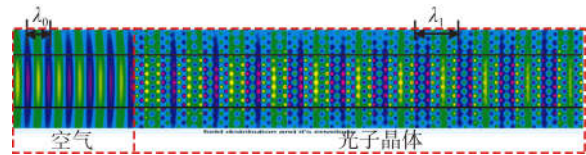
(c) Negative refraction in photonic crystal

图 1 反常 Doppler 效应的测量光路及负折射光子晶体的特性

Fig. 1 Scheme of verifying experiment of inverse Doppler effect and characteristics of photonic crystal with negative index

在光子晶体中传输时,信号光的周期性很明显。为研究该周期性特征,对光在整体尺寸更大的光子晶体中的传输进行了仿真,其电场分布如图 2(a)所示。对等振幅面比较平坦的区域内(图中黑色粗线之间的范围)的电场做平均,得到沿光传输方向光子晶体内外的一维电场分布,如图 2(b)中蓝线所示(彩图见期刊电子版)。对该一维电场

分布做快速傅里叶变换(Fast Fourier Transform, FFT),其对应的频谱图 3(a)中展示了 3 个主峰,分别为 0.047 34,0.094 3 和 0.183 2 MHz。其中,光源的空间频率为 $1/10.6 \mu\text{m}$,正好是 0.094 3 MHz,用 f_0 标示,而 f_1 和 f_2 是光子晶体内电场分布的空间频率。对 FFT 处理后的频谱进行带通滤波,只保留频率谱 f_1 和 f_2 ,其他频率谱置零,再对该频谱做逆傅里叶变换(iFFT),得到还原的电场分量,将其用虚线框标记在图 2(b) 和图 2(c)中。其中, f_0, f_1 和 f_2 对应的电场分量分别记为 E_0, E_1 和 E_2 。



(a)光子晶体内外的电场分布

(a) Field distribution inside and outside photonic crystal

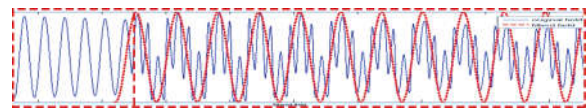
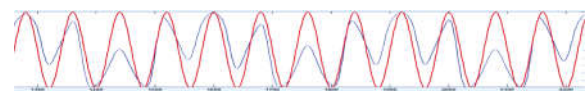
(b)沿光轴方向的一维光场分布及提取出来的电场分量 E_1 (b) Field distribution along optical axis and extracted component E_1 (c)另一主分量 E_2 的电场分布(c) Field distribution of another component E_2

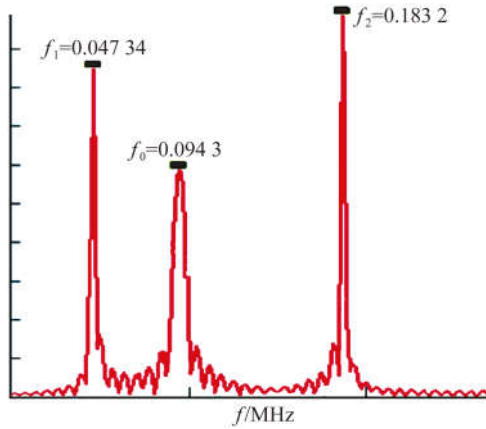
图 2 光子晶体中的电场分布

Fig. 2 Field distribution in photonic crystal

考虑这 3 个空间频率之间的关系,根据折射率 $|n| = \lambda_0/\lambda_i = f_i/f_0$,可以计算出光子晶体对应于电场分量 E_1 和 E_2 的折射率分别为 0.501 6 和 1.940 6。其中,0.501 6 很接近实验测得的光子晶体等效折射率^[7],因此猜测它对应的电场分量 E_1 跟负折射现象的产生有关。对提取出来的电场分量的相位演变进行分析,这里记录了 3 个相邻时刻的 E_1 光场分布(时间间隔 4.067 fs 小于光传输一个波长的时间 35.3 fs,以保证相位分析的准确性),并以同样的方法分离出每个时刻电场

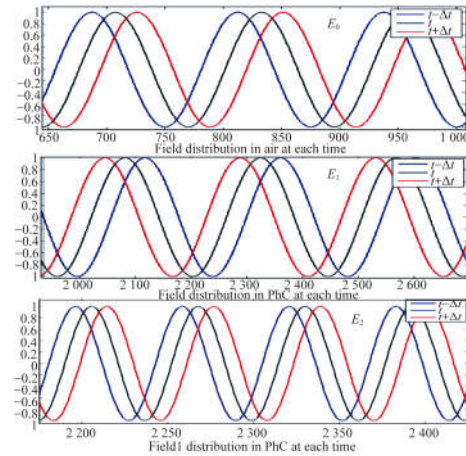
分布中的 E_0 和 E_2 分量。其空间波形如图 3(b)

所示。



(a) 光轴方向的电场频谱图

(a) Frequency spectrum of field distribution along optical axis



(b) 频谱图中各分量的相位演变分析

(b) Analysis of phase evolution for each component in frequency spectrum

图 3 Bloch 波的频谱及相位演变

Fig. 3 Frequency spectrum of Bloch wave and its phase evolution

图 3(b)中,从上到下分别为 E_0 , E_1 和 E_2 分量在相邻时刻的电场分布,其中,蓝线表示前一时刻电场的空间分布,黑线表示中间时刻,红线表示后一时刻(彩图见期刊电子版)。首先分析 E_0 的传输,随着时间推进,电场沿着 x 轴正向移动,相速度 $v_b > 0$,相速度与能流方向相同,这符合电磁波在常规介质中的传输性质。同样,在光子晶体中, E_2 分量的相速度与能流方向相同,这意味着光子晶体对应 E_2 分量的等效折射率是正的。而 E_1 则与 E_0 和 E_2 不同,随着时间的推进, E_1 沿着 x 轴反向移动,相速度方向与能流方向相反, $v_b \cdot S < 0$,也即通常所谓的后退波,此时等效折射率是负的。因此,可以将折射率的绝对值符号去掉,对于电场分量 E_1 ,光子晶体的等效折射率为 $n_1 = -0.501 6$;对于电场分量 E_2 ,光子晶体的等效折射率为 $n_2 = 1.940 6$ 。

考虑到空气的折射率为 1, n_1 和 n_2 的绝对值分别大于 1 和小于 1。因此, E_2 分量是从光密介质入射到光疏介质,且其全反射临界角 ($\theta = \arcsin(1/n_2) = 31^\circ$) 小于入射角 (60°),此时将发生全反射,不能出射到空气中,这从图 1(b)中可以看出。那么只有 E_1 分量能折射到空气中,因此,在分析光在光子晶体中传输并发生反常 Doppler 效应的过程中,可以仅考虑 E_1 分量。

3 发生反常 Doppler 效应时探测器上的相位变化分析

图 1(a)所示的光路可以简化为信号光和参考光两个部分的传输。设电位移平台以速度 v 向上移动,从 t_1 到 t_2 时刻,在时间间隔 Δt 内移动了 Δx ,安放在其上的光子晶体和 Ge 合束镜的位置变化如图 4 所示(彩图见期刊电子版)。图中,蓝色粗线表示探测面的位置, θ_1 和 θ_2 分别为入射角和折射角。可见,随着平台向上移动,信号光在光子晶体中的路程(即图 1(c)中 II 过程的长度)减小;而信号光在出射光子晶体后,其路程(图 1(c)中 III 过程的长度)增加。因为折射率 $n_1 < 0$,因此, II 过程的光程增大;而参考光的光程随着平台的上移也逐渐增大。信号光与参考光的相位差恒定,形成拍频。

目前,常用 FDTD 算法研究电磁波在光子晶体中的传输,但现有商用软件 FDTD solutions 不能处理物体运动的情况。由于实验中物体运动速度远远小于光速,且光传输经过光子晶体并达到光场稳态的时间也远小于物体的运动速度,这里将整个运动过程离散为若干个等时间间隔的静态瞬间,再分析相邻时刻的相位变化。

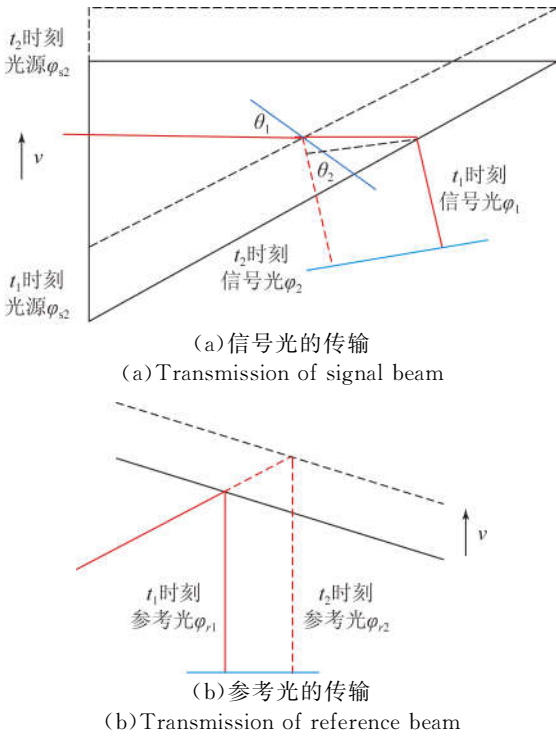


图 4 平台运动前后信号光和参考光的传输变化

Fig. 4 Transmissions of signal beam and reference beam before and after platform movement

光子晶体运动前后两个瞬间,光路如图 4(a)中实线和虚线所示,由光程变化导致的信号光相位变化 $\Delta\varphi_{ps}$ 为:

$$\Delta\varphi_{ps} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot v \cdot \Delta t \cdot \tan \theta_1 \cdot [n_1 - \cos(\theta_1 + \theta_2)]. \quad (1)$$

相应地,光子晶体运动前后两个瞬间,探测面处信号光的相位变化为:

$$\Delta\varphi_{sig} = \varphi_2 - \varphi_1 = \varphi_{s2} - \varphi_{s1} + \Delta\varphi_{ps}. \quad (2)$$

参考原实验中的数据,取 $v=0.0488 \text{ mm/s}$,运动距离 $\Delta x = v \cdot \Delta t = 1 \text{ }\mu\text{m}$,在该时间间隔内光源的相位变化 $\Delta\varphi_s = \varphi_{s2} - \varphi_{s1}$,由此可得: $(\lambda/c)/(\Delta x/v) = 2\pi/\Delta\varphi_s$. 显然, $\Delta\varphi_s = 2m\pi + \Delta\varphi_{s0}$ (m 为整数),其中 $\Delta\varphi_{s0} \in (-\pi, \pi)$. 通过文献中的参数 ($n_1 = -0.5062$, $\theta_1 = \pi/3$, $\theta_2 = \arcsin(|n_1| \cdot \sin \theta_1)$) 计算得到 $\Delta\varphi_{ps}$ 的理论值为 -0.19π . 因此,信号光的总相变可以表示为:

$$\Delta\varphi_{sig} = 2m\pi + \Delta\varphi_{s0} + \Delta\varphi_{ps}. \quad (3)$$

同理,参考光的相变可以表示为光源相变与增加光程引起的相变之和,即:

$$\Delta\varphi_r = \Delta\varphi_{r2} - \Delta\varphi_{r1} = \Delta\varphi_{s2} - \Delta\varphi_{s1} + \Delta\varphi_{pr} = 2m\pi + \Delta\varphi_{s0} + \Delta\varphi_{pr}. \quad (4)$$

结合参考文献中的参数和所建立的几何模型可得:

$$\Delta\varphi_{pr} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot v \cdot \Delta t \cdot (1 + \cos 45^\circ) \frac{\sin 71.5^\circ}{\sin 67.5^\circ}. \quad (5)$$

那么信号光与参考光在探测面处的频率差可以由下式计算:

$$\Delta f = \frac{\Delta\varphi}{2\pi \cdot \Delta t} = \frac{\Delta\varphi_{sig} - \Delta\varphi_r}{2\pi \cdot \Delta t} = \frac{\Delta\varphi_{ps} - \Delta\varphi_{pr}}{2\pi \cdot \Delta t}. \quad (6)$$

上述计算将光子晶体在宏观上等效为折射率 $n = -0.5062$ 的均匀介质,纯粹是一个几何光学的计算方法。事实上,光子晶体是非均匀的各向异性介质,光在光子晶体中的传输是一个复杂的物理过程,涉及光的衍射、散射和电磁波与物质的相互作用等。因此,为了最大程度还原光在运动光子晶体中的相位变化,这里采用静态 FDTD 方法分析该实验。具体操作如下:

(1) 设置光源的初始相位为 0,对光传输经过光子晶体的过程进行仿真,设置好 FDTD 的停止时间,使之在运行结束前,光场达到稳定状态,记录下运行停止后整个空间的电场分布;

(2) 计算出光子晶体以速度 v 运动距离 Δx 时,光源的相位变化 $\Delta\varphi_s$,将得到的数值设置为光源的初始相位,同时将探测器和光源的位置横向移动 Δx ,以此仿真光子晶体相对光源和探测器移动 Δx 的过程。运行 FDTD,达到稳态时保存整个空间的电场分布;

(3) 重复步骤(2),此时光源的初始相位设置为 $2\Delta\varphi_s$. 记录下整个空间的电场分布,仿真光子晶体运动到各相邻位置处的运动瞬间。

用上面的分析方法,从记录的电场分布中提取出光传输整个过程中,沿光传输方向的有效电场的空间分布,如图 5 所示。其中,虚线为光子晶体第一界面处,箭头为光子晶体第二界面处,圆圈为探测面位置。

用后一时刻圆圈处电场的相位减去前一时刻对应位置电场的相位,得到相邻时刻信号光的相变应为 $2m\pi + \Delta\varphi_{s0} + \Delta\varphi_{ps}$,但整数 m 不能在仿真中确

定。考虑到参考光的相位变化为 $2m\pi + \Delta\varphi_{s0} + \Delta\varphi_{ps}$, 两者相减计算相位差时, $2m\pi$ 项将消掉, 所以在记录图 5 相邻时刻电场的相位差 $\Delta\varphi_{sig}$ 时, 只需考

虑 $\Delta\varphi_{s0} + \Delta\varphi_{ps}$ 即可, 即令 $\Delta\varphi_{sig} = (\Delta\varphi_{s0} + \Delta\varphi_{ps}) \in (-\pi - 0.19\pi, \pi - 0.19\pi)$ 。从图 5 中读出探测位置的相位, 如表 1 所示。

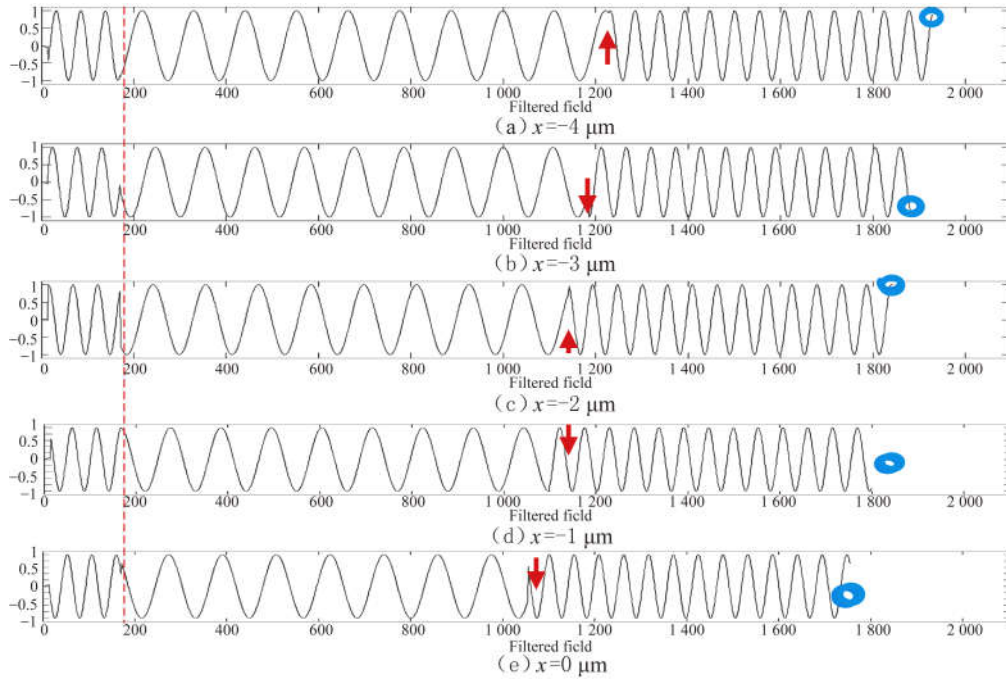


图 5 各相邻移动瞬间光子晶体内外的电场分布

Fig. 5 Field distribution inside and outside photonic crystal at each adjacent moving moment

表 1 速度为 0.048 8 mm/s 时各移动瞬间探测面上的信号光相位

Tab. 1 Phase of signal beam on detecting surface at each moving moment for velocity of 0.048 8 mm/s

光子晶体位置 $x/\mu\text{m}$	信号光相位 $\varphi/(\text{°})$	相邻时间相位差 $\Delta\varphi_{sig}/(\text{°})$
-4	-82.52	—
-3	-22.16	60.36
-2	35.76	57.92
-1	85.42	49.66
0	141.16	55.74
1	210.20	69.04
2	270.00	59.80

利用文献中推导的公式^[7]:

$$f_{sig} = f_0 \left[1 - \frac{v \cot(\pi/6)}{c} n_p \right] \left[\frac{c}{c - v \cot(\pi/6) \cos(\pi/3 + \theta)} \right],$$

$$f_{ref} = f_0 \left[1 + \frac{v_1'}{c} \right] \left[\frac{c}{c - v_1' \cos \beta} \right], \quad (8)$$

可计算得理论差频值 $|\Delta f| = |f_{sig} - f_{ref}| = 3.457 \text{ Hz}$, 而文献[7]实验所得数值为 3.65 Hz。显然, 用

理论上, 相邻时刻的相位差应该是一样的。但实际上, 在 FDTD 模拟中, 由于网格不够小、仿真误差等问题, 各相邻时刻的 $\Delta\varphi_{sig}$ 有些许差别, 对其做平均可得 $\Delta\varphi_{sig} = 58.75^\circ$ 。同样, 在计算参考光在各相邻时刻的相位差时, 也只需考虑 $\Delta\varphi_{s0} + \Delta\varphi_{pr}$ 。移动探测器与光源的位置, 利用同样的仿真方法可以得到探测点处参考光的相位变化约为 212.79° 。此时拍频为:

$$\Delta f = \frac{\Delta\varphi}{2\pi \cdot \Delta t} = \frac{\Delta\varphi_{sig} - \Delta\varphi_r}{2\pi \cdot \Delta t} = \frac{58.75 - 212.79}{360 \times 5 \times 10^{-6} / (0.0488 \times 10^{-3})} = -4.1762 \text{ (Hz)}. \quad (7)$$

FDTD 方法仿真进行相位计算得到的拍频略大于理论计算值, 误差为 20.8%。采用同样的方法,

可仿真得到光子晶体以其他速度运动时的信号光相变,如表 2 所示。同样地,对应的参考光的相变和差频也可计算出来,如表 3 所示,将它们与理论计算值和实验值进行对比。

表 2 不同速度下各移动瞬间探测面上的信号光相位

Tab. 2 Phase of signal beam on detecting surface at each moving moment for different velocities

速度/(mm·s ⁻¹)	0.073 2		0.024 4		0.012 2	
光子晶体 位置/ μm	探测点 相位/(°)	相邻时刻 相差/(°)	探测点 相位/(°)	相邻时刻 相差/(°)	探测点 相位/(°)	相邻时刻 相差/(°)
-4	-82.52	—	277.50	—	277.48	—
-3	26.13	108.65	190.17	-87.31	255.2	-22.28
-2	134.65	108.52	101.51	-88.66	232.3	-22.90
-1	243.24	108.59	13.44	-88.07	209.89	-22.41
0	347.46	104.22	-78.52	-91.96	184.55	-25.34
1	455.25	107.79	-165.67	-87.15	162.39	-22.16
2	568.00	112.70	-253.86	-88.19	139.99	-22.40

表 3 不同方法得到的差频的对比

Tab. 3 Comparison of beat frequencies obtained by different methods

速度/(mm·s ⁻¹)	信号光 平均相变/(°)	参考光 相变/(°)	差频/Hz			仿真与计算 误差/%
			仿真计算	公式计算	实验测得	
0.073 2	108.42	262	6.240	5.211	5.14	19.7
0.024 4	-88.56	66	2.089	1.734	1.83	20.5
0.012 2	-22.92	132	1.053	0.855	0.89	23.1

由表 3 可知,用 FDTD 仿真得到的拍频数值与公式的理论计算值约有 20% 的误差。该误差主要来源于两个方面:一方面为 FDTD 算法仿真时网格细分不够带来的误差;另一方面为将连续运动的状态分解为一个离散静态运动而未考虑前一时间光场对后一时间光场的影响所带来的误差。对于由网格细分带来的误差,理论上来说网格越小结果越精确,但越细的网格,仿真需要的内存和时间越长。网格为 500 nm 时,仿真结果和计算误差大于 25%,综合考虑误差和计算时间,这里采用 100 nm 的网格,此时的计算时间约为 8 h。对于离散运动带来的误差,因为现在商用的 FDTD 软件不能模拟光在运动物体中的传输,因此暂时不能定量该误差。

4 结 论

本文对光在光子晶体中传输时的相位特性进行了分析。首先,分析了光传输经过静止的光子晶体并发生负折射现象时,光子晶体内布洛赫波分量中各主分量的相速度方向,并提取出了与负折射有关的电场分量。其次,将运动过程分解为多个相邻的静态瞬间,由此分析了光传输经过运动的光子晶体并发生反常 Doppler 效应时,各运动速度下信号光和参考光的相位变化及对应的差频。用该方法仿真得到的差频和理论计算的数值比较接近,误差约为 20%。上述研究从相位变化的角度阐明了负折射光子晶体中发生反常 Doppler 效应的机理。

参考文献:

- [1] 钱玮,陈家璧.微波波段的反常多普勒效应的原理和实验研究进展[J].光学仪器,2009,31(6):86-90.
QIAN W, CHEN J B. A survey on principal and experimental development of inverse Doppler effect [J]. *Optical Instruments*, 2009,31(6): 86-90. (in Chinese)
- [2] RAN J, ZHANG Y W, FANG K, *et al.*. Realization of the inverse Doppler effect in tunable transmission lines [C]. *Proceedings of the 2015 IEEE 4th Asia-Pacific Conference on Antennas and Propagation*, IEEE, 2015: 552-553.
- [3] GHAFOR F, BACHA B A, KHAN S. Inverse Doppler shift and control field as coherence generators for the stability in superluminal light [J]. *Physical Review A*, 2015, 91(5): 053807.
- [4] RAN J, ZHANG Y W, CHEN X D, *et al.*. Realizing tunable inverse and normal Doppler shifts in reconfigurable RF metamaterials [J]. *Scientific Reports*, 2015, 5:11659.
- [5] REED E J, SOLJAI M, JOANNOPOULOS J D. Reversed Doppler effect in photonic crystals [J]. *Physical Review Letters*, 2003,91(13): 133901.
- [6] SEDDON N, BEARPARK T. Observation of the inverse Doppler effect [J]. *Science*, 2003, 302(5650):1537-1540.
- [7] CHEN J B, WANG Y, JIA B H, *et al.*. Observation of the inverse Doppler effect in negative-index materials at optical frequencies [J]. *Nature Photonics*, 2011,5(4): 239-245.
- [8] 梁斌明,胡艾青,蒋强,等.光子晶体负折射效应在糖溶液浓度检测中的应用[J].光学精密工程,2014,22(4):877-883.
LIANG B M, HU A Q, JIANG Q, *et al.*. Application of photonic crystal negative refraction effect to sugar solution concentration detection [J]. *Opt. Precision Eng.*, 2014,22(4): 877-883. (in Chinese)
- [9] 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.
JIANG Q, LIANG B M, HU A Q, *et al.*. Terahertz-wave modulator based on self-collimation effect and Fabry-Perot [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2013,50(6):062301. (in Chinese)
- [10] 陈胜钰,庄冬霞,强则焯,等.基于自准直效应的硅基光子晶体 1×4 光复用器[J].光学精密工程,2012,20(12):2626-2632.
CHEN SH Y, ZHUANG D X, QIANG Z X, *et al.*. 1×4 optical multiplexer based on self-collimation effect in silicon photonic crystals [J]. *Opt. Precision Eng.*, 2012,20(12): 2626-2632. (in Chinese)

作者简介:



蒋强(1989—),男,湖南郴州人,博士研究生,主要研究方向为微纳光子器件理论及应用。E-mail: jiangqiangj@126.com



陈家璧(1946—),男,江苏南京人,教授,博士生导师,主要研究方向为信息光学和医学光学。E-mail: jbchenk@163.com