

文章编号: 0253-2239(2003)12-1497-5

# 一维光子晶体禁带的展宽\*

黄弼勤 顾培夫

(浙江大学现代光学仪器国家重点实验室, 杭州 310027)

**摘要:** 作为一维光子晶体的应用基础,一维光子晶体的禁带是研究的重点。通过传输矩阵的方法分析了一维光子晶体禁带的特性,讨论了影响带宽的因素。说明了相对带宽对光子晶体设计的重要性。在这个基础上讨论了扩展一维光子晶体带宽的方法,提出了在角域范围内对光子晶体进行叠加的方法,为设计制造一维光子晶体提供了一种行之有效的方法。分别对 2 个、3 个和 4 个晶体的叠加进行了分析,最后计算了所设计的合成晶体的反射率。其中 4 个晶体的叠加,相对带宽达到 57.52%,极大地展宽了一维光子晶体的禁带,从而证明利用角域的叠加来展宽一维光子晶体的禁带是非常有效的。

**关键词:** 光子晶体; 光子禁带; 相对带宽; 展宽

中图分类号: TN204 文献标识码: A

## 1 引 言

自从光子晶体概念的提出并得到一系列的实验验证以来,由于它所具有的独特性质和广阔的应用前景,越来越多的科学工作者和研究机构投入到这项工作中。大部分的工作主要集中在二维或者三维光子晶体的构造上。一维光子晶体直到 1998 年前后由于 Fink, Winn, Chigrin, Downing<sup>[1~4]</sup> 等人的工作才引起重视。相对于其他高维的晶体,一维光子晶体结构简单,易于制造<sup>[5,6]</sup>,同时也具备二维或者三维光子晶体的性质:在特定波段内能够全方位反射。

一维光子晶体的特性使得制造全介质反射器成为可能。相对于传统的金属反射器,全介质反射器不存在吸收,同时克服了角度带来的影响。因此非常适用于一些要求具有宽角度、宽波段且吸收小的场合。特别是一维光子晶体的全方位特性使得它有可能改变一些传统的光学器件和它们的工作方式。在波导器件和光纤中应用一维光子晶体的工作已经取得了相当的进展<sup>[7~9]</sup>。光子晶体光纤的工作已经进行了相当长的时间。此前多集中于二维光子晶体的结构<sup>[10]</sup>,但是最近的工作也预示着一维光子晶体在光传输领域广泛的应用前景,甚至能加入织物中作为光学条形码<sup>[8]</sup>。

一维光子晶体的工作目前多集中于红外波段,

由于在此波段适用的材料比较多,容易选择合适的材料制作符合条件的器件。在可见光区域也做了一些工作<sup>[11]</sup>,但是总体上获得的禁带宽度相对较小。这是由于可见光波段要求的相对带宽(relative bandwidth,  $\Delta\omega/\omega_0$ )比较大,根据现有的材料很难构造满足要求的器件。因此构造较大的相对带宽是一维光子晶体的关键,特别是对于可见光波段更是如此。本文将在讨论一维光子晶体禁带特性以及设计准则的基础上对一维光子晶体禁带的展宽进行进一步的讨论,同时提出了在可见光波段设计较大相对带宽的可行方法。

## 2 一维光子晶体禁带特性

根据布洛赫定理,利用传输矩阵可以方便地确定一维光子晶体的能带<sup>[1,12]</sup>:

$$\cos K\Lambda = \cos(k_{1x}a)\cos(k_{2x}b) - M\sin(k_{1x}a)\sin(k_{2x}b), \quad (1)$$

$$M = \begin{cases} \frac{1}{2} \left( \frac{k_{2x}}{k_{1x}} + \frac{k_{1x}}{k_{2x}} \right), & \text{TE} \\ \frac{1}{2} \left( \frac{n_1^2 k_{2x}}{n_2^2 k_{1x}} + \frac{n_2^2 k_{1x}}{n_1^2 k_{2x}} \right), & \text{TM} \end{cases} \quad (2)$$

其中  $K$  表示布洛赫波数,  $k_{1x}$ 、 $k_{2x}$  是折射率为  $n_1$ 、 $n_2$  的介质层中波矢量的法向分量( $n_1 > n_2$ ),  $a$ 、 $b$  为相应介质层的厚度,  $\Lambda$  为周期。

通过上述方程容易确定一维光子晶体能带的边界,从而获得相应晶体的能带结构。一维光子晶体能带结构的研究主要集中于禁带宽度。评价禁带宽

\* 国家自然科学基金(60078001)资助课题。

E-mail: htwoohbq@hotmail.com

收稿日期:2002-10-31; 收到修改稿日期:2002-12-23

度一般有两种方式。一种是通过计算禁带的绝对带宽,即禁带上下边界的差值;另一种则是计算绝对带宽和禁带中心的比值,即相对带宽。由于光子晶体的标度特性(scaling property)<sup>[13]</sup>,一旦材料和不同介质层的厚度比确定以后,光子晶体的能带结构就完全确定了,不受周期的影响。改变光子晶体的周期只会引起禁带中心和绝对带宽的变化,而禁带的相对带宽是确定不变的。因此相对带宽给光子晶体的设计提供了一个标度,能够对不同结构的禁带性能做出评估。比如,禁带在 1000~1500 nm 和 2000~2700 nm 的两个光子晶体,后者的绝对带宽 700 nm 要比前者大,但是相对带宽却只有 29.79%,比前者的 40% 小得多,因此前者将更加适合于设计禁带在 480~720 nm 的器件。利用比例不变的特性,通过改变晶体的周期产生禁带的漂移,使得同一种结构的光子晶体能够适用不同的波段。所以,对一维光子晶体的设计来说重要的是相对带宽,本文禁带的分析也将主要集中于相对带宽的讨论。

影响禁带宽度的因素主要有材料的折射率比和介质层的厚度比。取低折射率  $n_2 = 1.38$ , 高低折射率介质层厚度比  $a/b = 2/3$ , 则如图 1 所示相对带宽随着折射率比的增大而增大。图 2 取固定的折射率比 3,  $a/b = 2/3$ , 可以看出相对带宽随低折射率材料的折射率的提高而增宽, 这样在折射率比不高的情况下通过提高介质的折射率也能够提高相对带宽。因此, 获得大带宽的一个直接途径就是提高介质的折射率比和折射率。这个对于设计红外波段的一维光子晶体来说很有利, 因为在红外波段低吸收材料的选择比较多, 容易达到较高的折射率比和高的折射率。注意到在这两种情况下相对带宽最后总是趋向相对稳定, 因此折射率和折射率比也并非越高越好。对于可见光波段可选择材料不多, 最大的折射率比不超过 2, 因此能够获得的相对带宽很有限。

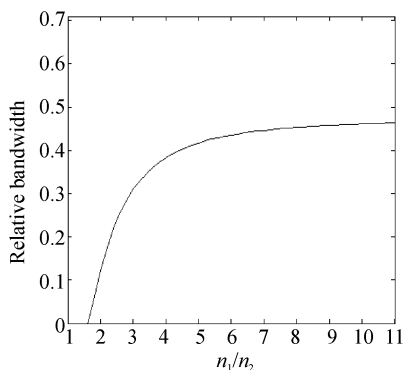


Fig. 1 Relative bandwidth vs refractive index ratio

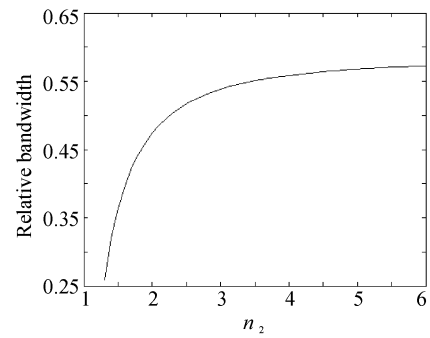


Fig. 2 Relative bandwidth vs low refractive index

从图 3 可以看出, 随着填充率的变化, 晶体的禁带相对带宽也会发生相应的改变, 对于固定的材料总是存在一个最优的介质层厚度比, 使得相对带宽达到极值。图中  $n_1 = 2.6$ ,  $n_2 = 1.38$ 。

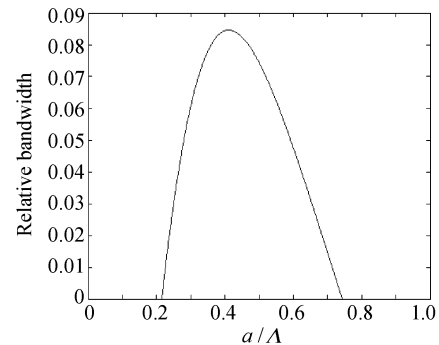


Fig. 3 Relative bandwidth vs filling ratio of material a

根据以上的分析, 在红外波段, 一维光子晶体的设计总是比较容易达到要求, 因为它要求的相对带宽不是很高, 即使是绝对带宽 400 nm, 中心位于 1500 nm 也只要求相对带宽 26.67%, 而同样的绝对带宽在可见光波段, 如 580 nm 处, 要求的相对带宽达到了 68.97%, 远远大于红外波段的要求。因此在可见光波段, 单个一维光子晶体能够达到的相对带宽远不能满足这个要求, 必须通过另外的途径扩展一维光子晶体的相对带宽。

### 3 一维光子晶体禁带的展宽

对于带宽的扩展, 目前为止采用的方法并不是很多。曾提出随机或者渐变地改变一维光子晶体每个单元内介质层的厚度来达到展宽<sup>[14~16]</sup>。虽然效果不错, 但是对于设计来说缺乏相对的可行性。另一种方法是利用几个一维光子晶体的组合<sup>[17,18]</sup>, 获得较大的相对带宽。由于光子晶体的标度特性, 对于几个不同或者相同能带结构的一维光子晶体, 总能通过改变相应的周期, 使得每个晶体的禁带互相衔接, 从而扩展了相对带宽。这样的结构类似于半

导体中的异质结<sup>[18]</sup>。

对于两个一维光子晶体的合成,可以得到合成之后晶体的相对带宽:

$$R = \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{2(b_1 \cdot b_2 - a_1 \cdot a_2)}{b_1 \cdot b_2 + a_1 \cdot a_2}, \quad (3)$$

两个光子晶体相对带宽的简单代数相加为

$$R_1 = \frac{2(b_1 - a_1)}{b_1 + a_1} + \frac{2(b_2 - a_2)}{b_2 + a_2}, \quad (4)$$

其中,  $a_1, b_1, a_2, b_2$  分别为归一化的两个晶体禁带的下边界和上边界,以  $(2\pi c/\Lambda)$  为单位。可以证明合成之后的晶体相对带宽总是略小于简单的代数相加(表 1)。从表 1 可以看出在单个晶体带宽较小时,差别不大。因此通过几个晶体的叠加能够扩展一维光子晶体的相对带宽,特别是对单个晶体带宽较大的情况更加有利。但是在可见光波段单个晶体的相对带宽一般不是很大,因此单靠这样的叠加,难以满足要求。虽然可以通过增加光子晶体的数量来实现,但是这就必然给制造增加难度。

Table 1 Comparison of relative bandwidth

Parameters of 1-D photonic crystal	Relative bandwidth	$R / (\%)$	$R_1 / (\%)$
$n_1 = 4.6, n_2 = 1.6,$ $a/b = 1/2$	42.21	80.79	84.42
$n_1 = 2.6, n_2 = 1.38,$ $a/b = 2/3$	8.44	16.87	16.88

分析发现,上述的一维光子晶体叠加实际上是在频率域的叠加,它对每一个晶体都要求有  $0 \sim 90^\circ$  的全方位禁带。考虑到全方位反射禁带的两个要求:角度和频率,可以设想,如果只要求每个晶体在一定的角度范围具有禁带,而且禁带的相对宽度大致相同,就可以将不同角度范围的晶体互相叠加,使得它们在角度域互相叠加,也能达到扩展的目的。如图 4 所示,对 ZnSe 和  $MgF_2$  构成的光子晶体进行分析,可以发现,在不同的角度范围,一维光子晶体的相对带宽有明显的变化,一般比全方位禁带大。

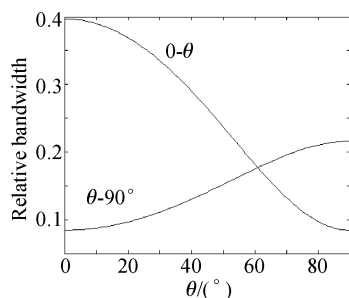


Fig. 4 Relative bandwidth vs the range of incident angles

在图中每一个角度范围的相对带宽,都是取最优的厚度比使其达到最大。 $0 \sim \theta$  的曲线表示入射角度范围为  $0 \sim \theta$  的光子禁带随入射角度上限  $\theta$  的变化关系, $\theta \sim 90^\circ$  的曲线则表示入射角度范围为  $\theta \sim 90^\circ$  的光子禁带随入射角度下限  $\theta$  的变化。

一维光子晶体在不同角度范围具有比全方位禁带大的多的相对带宽,这给角度域的叠加提供了条件。角度域的叠加可以分为如图 5 所示的两种方式,图 5(a)表示两个一维光子晶体(PC1, PC2)同时具有全方位禁带和局部角度禁带,且二者的局部禁带可以重合;图 5(b)表示 PC1 的局部角度禁带过大,要 PC2 中的局部禁带和全方位禁带相加才能和它重合。 $\theta$  表示位于  $0 \sim 90^\circ$  之间的一个角度。两种结构都充分利用了在局部角度的禁带中总是包含着的全方位禁带。利用这两种结构,对可见光和红外波段的一维光子晶体进行分析。红外波段的材料选择文献[1]中的材料,高低折射率分别为 4.6、1.6,可见光区域则选择 ZnSe 和  $MgF_2$ , 二者的折射率分别为 2.6 和 1.38。计算表明红外波段和可见光波段单个晶体最大的相对带宽分别为 43.77% 和 8.46%,对应的高折射率材料的填充率为 0.2710 和 0.4110。根据对公式(3)、(4)的分析,在频率域的叠加得到的相对带宽最大不超 87.54% 和 16.92%。从表 2 可以看出,采用角域的叠加在红外波段改变不是很明显,甚至(b)结构比频域的叠加更差,但是在可见光波段可提高约 46.39% 和 37.65%,基本上是频域 3 个一维光子晶体叠加的结果。这主要是由于红外波段本身的全方位禁带就很大,与局部角域的禁带差距不大,因此采用(b)结构反而不如直接频率的叠加。在可见光波段情况就不一样了。一般来说(a)结构相对(b)结构总是具有较大的相对带宽。

由于采用了角域的叠加使得可见光波段的相对带宽大大增加,因此可以利用合成的光子晶体在频

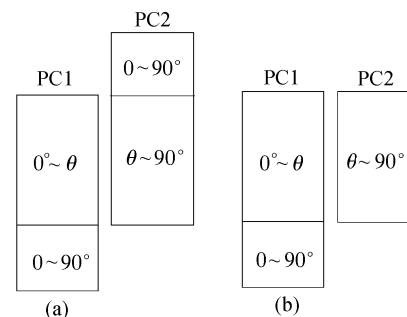


Fig. 5 The methods to integrate the one-dimensional photonic crystals

域或角域上进行再次的叠加,从而能有效地扩展带宽。同理,在角域上能够获得更大的展宽。对3个和4个晶体的叠加进行分析,得到的结果如表3所示。表中的PC0为表2中可见光的(a)结构。

1.4013(PC0)表示在PC0的基础上将各层介质的厚度扩大到原来的1.4013倍。表中可以看出,4个晶体的角域叠加相当于7个晶体在频域的合成。

Table 2 The parameters and band gap of 1-D photonic crystals used to integrate and the band gap of the integrated structures

	Visible		Infrared	
	a	b	a	b
PC1	$a/\Lambda=0.3840$ $\Lambda=166.23\text{ nm}$	$a/\Lambda=0.37$ $\Lambda=175.32\text{ nm}$	$a/\Lambda=0.2670$ $\Lambda=440.4\text{ nm}$	$a/\Lambda=0.2580$ $\Lambda=422\text{ nm}$
PC2	$a/\Lambda=0.3260$ $\Lambda=206.76\text{ nm}$	$a/\Lambda=0.354$ $\Lambda=206.422\text{ nm}$	$a/\Lambda=0.2340$ $\Lambda=761.7\text{ nm}$	$a/\Lambda=0.2700$ $\Lambda=420.74\text{ nm}$
Bandwidth of PC1 /nm	(0~90°) 513.83~558.55 (0~62°) 513.83~610	(0~90°) 536.8~582.1 (0~50°) 536.3~680.6	(0~90°) 1599.4~2495.7 (0~60°) 1599.4~2663.4	(0~90°) 1516.3~2364.1 (0~10°) 1516.3~2936.7
Bandwidth of PC2 /nm	(0~90°) 613.90~659.10 (62°~90°) 550.63~659.10	(50°~90°) 580~677.7	(0~90°) 2659.5~4117.2 (60°~90°) 2490~4117.2	(10°~90°) 1532.2~2396
Bandwidth of constructed structure	513.83~659.10	536.3~677.7	1599.4~4117.2	1516.3~2936
Relative bandwidth	24.77%	23.29%	88.09%	63.77%

Table 3 The parameters and band gap of 1-D photonic crystals used to integrate and the band gap of the integrated structures

	Three 1-D photonic crystals	Four 1-D photonic crystals
PC1	PC0	PC0
PC2	$a/\Lambda=0.3310, \Lambda=243.73\text{ nm}$	1.4013 (PC0)
Bandwidth of PC1 /nm	(0~90°) 513.5~662, (0~60°) 513.5~729.7	(0~90°) 513.5~662 (0~60°) 513.5~729.7
Bandwidth of PC2 /nm	(0~90°) 725.8~780.7 (60°~90°) 655~780.7	(0~90°) 719.6~929 (60°~90°) 659.3~929
Bandwidth of constructed structure	513.5~780.7	514~929
Relative bandwidth	41.29%	57.52%

用薄膜设计软件计算的表2中可见光(a)结构和表3中4晶体的结果如图6所示。图6(a)采用 $(H_1L_1)^9(H_2L_2)^9$ 膜系,取反射率99%以上作为禁带,则全方位禁带为516~655 nm,相对带宽为23.74%。图6(b)采用 $(H_1L_1)^9(H_2L_2)^9(H_3L_3)^9$

$(H_4L_4)^9$ 膜系,全方位禁带为519~919.3 nm,相对带宽55.66%。计算的结果与设计有点差别,特别在图6(b)中有一些频率反射率不到99%,这主要是由于计算的是有限的结构,而且计算中包括了基板玻璃的折射率。如果去掉这些因素,结果将更加理想。

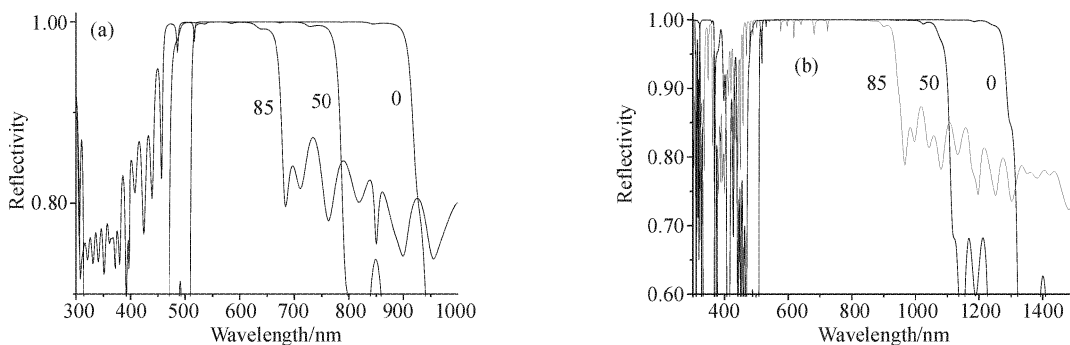


Fig. 6 Calculated reflectivity of the integrated photonic crystals consisting of (a) two 1-D photonic crystals or (b) four 1-D photonic crystals at 0, 50° and 85°

**结论** 对一维光子晶体禁带的分析表明,单个晶体在现有材料的情况下能提供的带宽总是有限。为提高带宽可以通过几个晶体在频域的叠加来实现,但是在可见光区域,由于单个一维光子晶体带宽较小,因此需要的晶体数量较多。采用在角域的叠加,可以用相对较少的晶体达到禁带展宽的目的。为设计和制造特定要求的一维光子晶体提供了一个有效的途径。

### 参 考 文 献

- 1 Fink Y, Winn J N, Fan Shanhui *et al.*. A dielectric omnidirectional reflector. *Science*, 1998, **282**(5394):1679~1682
- 2 Winn J N, Fink Y, Fan Shanhui *et al.*. Omnidirectional reflection from a one-dimensional photonic crystal. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(20):1573~1575
- 3 Chigrin D N, Lavrinenko A V, Yarotsky D A *et al.*. Observation of total omnidirectional reflection from a one-dimensional dielectric lattice. *Appl. Phys. (A)*, 1999, **68**(1):25~28
- 4 Downling J P. Mirror on the wall: you're omnidirectional after all? *Science*, 1998, **282**(5395):1841~1842
- 5 Gu Guochang, Li Hongqiang, Chen Hongtao *et al.*. Properties of light propagation in 1-D periodic dielectric structure. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2000, **20**(6):728~734 (in Chinese)
- 6 Jiang Haitao, Liu Nianhua. Normal coupled modes of photonic crystal with dispersive and nonlinear media. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2002, **22**(11):1400~1403 (in Chinese)
- 7 Ibanescu M, Fink Y, Fan S *et al.*. An all-dielectric coaxial waveguide. *Science*, 2000, **289**(5478):415~419
- 8 Fink Y, Ripin D J, Fan Shanhui *et al.*. Guiding optical light in air using an all-dielectric structure. *J. Lightwave Technol.*, 1999, **17**(11):2039~2041
- 9 Hart S D, Maskaly G R, Temelkuran B *et al.*. External reflection from omnidirectional dielectric mirror fibers. *Science*, 2002, **296**(5567):510~513
- 10 Bjarklev A, Broeng J, Barkou S E *et al.*. Photonic crystal fiber modelling and applications. *Proc OFC 2001*: TUC1.1-3
- 11 Deopura M, ULLal C K, Temelkuran B *et al.*. Dielectric omnidirectional visible reflector. *Opt. Lett.*, 2001, **26**(15):1197~1199
- 12 Yeh P, Yariv A, Hong Chishain. Electromagnetic propagation in periodic stratified media. I. General theory. *J. Opt. Soc. Am.*, 1977, **67**(4):423~438
- 13 Joannopoulos J D, Meade R D, Winn J N. *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*. Princeton: Princeton University Press, 19~20
- 14 Yablonovitch E. Engineered omnidirectional external-reflectivity spectra from one-dimensional layered interference filters. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(21):1648~1649
- 15 Li Hongqiang, Chen Hong, Qiu Xinjie. Band-gap extension of disordered 1D binary photonic crystals. *Physica (B)*, 2000, **279**(1~3):164~167
- 16 Ouyang Zhengbiao, Zhu Jun, Li Jingzhen. Photonic bandgaps in photonic crystals with tapered periods at both ends. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2002, **22**(5):612~615 (in Chinese)
- 17 Mir A, Akjouj A, Boudouti E H *et al.*. Large omnidirectional band gaps and selective transmission in one-dimensional multiplayer photonic structures. *Vacuum*, 2001, **63**(Issue:1~2):197~203
- 18 Wang Xin, Hu Xinghua, Li Yizhou *et al.*. Enlargement of omnidirectional total reflection frequency range in one-dimensional photonic crystals by using photonic heterostructures. *Appl. Phys. Lett.*, 2002, **80**(23):4291~4293

## Extension of One-Dimensional Photonic Crystal's Band Gap

Huang Biqin Gu Peifu

(State Key Laboratory for Modern Optical Instrumentation, Zhejiang University, Hangzhou 310027)

(Received 31 October 2002; revised 23 December 2002)

**Abstract:** As the basis of application of one-dimensional photonic crystals, the investigation of photonic band gap is very important. The properties of one-dimensional photonic crystal's band gap and the factors affecting it are investigated through transfer matrix method. The importance of relative bandwidth to the design of photonic crystal is described. Based on these discussions, the methods used to extend the band gap of 1-D photonic crystal are discussed. A new method, using some 1-D photonic crystals to extend the band gap at angle space, is proposed. By using this method, some structures composed of 2, 3 or 4 1-D photonic crystals are designed. At the end, the reflection of two structures at optical frequencies are calculated. The relative band width of hybrid structure consisted of four 1-D photonic crystals is up to 57.52%, which strongly indicates that the extension of relative band width of 1-D photonic crystals based on incident angle domain is very effective.

**Key words:** photonic crystal; photonic band gap; relative bandwidth; extension