

二维光子晶体中极化原子自发辐射的开关效应*

周云松^{1 †} 王雪华² 顾本源² 王福合¹

(1 首都师范大学物理系 北京 100037)

(2 中国科学院物理研究所 北京 100080)

摘要 利用二维光子晶体的各向异性,结合原子的偶极辐射能量分布特点,提出通过改变原子的极化方向,可以使其自发辐射寿命显著地缩短或者延长,实现开关控制.发现在某些空间位置上,极化原子寿命的改变可高达33倍.

关键词 原子自发辐射,光子晶体,寿命分布函数

Switching effect of spontaneous emission of polarized atoms in two-dimensional photonic crystals

ZHOU Yun-Song^{1 †} WANG Xue-Hua² GU Ben-Yuan² WANG Fu-He¹

(1 Department of Physics, Capital Normal University, Beijing 100037, China)

(2 Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract Taking into consideration both the anisotropy of two-dimensional photonic crystals and the characteristics of the energy distribution of atomic dipole radiation, we propose a new way to effectively control the atomic spontaneous emission by tuning the polarized orientation of the atoms in these crystals. We find that, at certain positions inside the crystal, the change of the atomic lifetimes can attain a factor of 33.

Keywords atomic spontaneous emission, photonic crystals, lifetime distribution function

光子晶体^[1,2]的出现为人工控制原子自发辐射提供了新的途径,引起了人们很大的兴趣^[3-13].三维光子晶体具有完全的光子带隙(photonic band gaps, PBGs),可以在各个方向上禁止光波传播,从而完全抑制原子的自发辐射过程.同时由于光子晶体的导带边缘的态密度十分大,当原子的辐射频率落在导带边时,其自发辐射反而会得到显著的增强.因此利用光子晶体可以灵活地控制自发辐射,具有重要的科学意义和潜在的应用前景^[14-19].

二维光子晶体制作简便,利于实际应用^[19-22],因此利用二维光子晶体来控制原子自发辐射成为十分切合实际的可行方案.假定二维光子晶体的介电常数在 xy 平面上是周期变化的,而与 xy 平面垂直的方向(记为 z 轴)介电常数是均匀的.二维光子晶体通常不存在完全的带隙.只有当光波沿着 xy 面或者稍微偏离 xy 平面传播时,才可能出现PBG效应,称为赝带隙结构.赝带隙对于许多应用是已经足够

了,例如,光子线路、光子晶体反射镜、滤波器等.这些应用都满足一个共同条件,即光波传播被限制在 xy 平面内.但是,对于原子自发辐射问题,就不那么简单了,它不满足这个条件,因为发光原子作为内光源,发出的光辐射撒向四面八方的.由于二维光子晶体沿 z 轴方向,没有PBG,光辐射可以沿着此方向逃逸.过去有些学者在讨论低维光子晶体中的原子自发辐射问题时,忽略了这一逃逸现象,显而易见这种做法过于简单,不可能给出准确信息.正确的处理是,不论三维或二维光子晶体,在讨论自发辐射问题时,都要当作三维体系处理.

既然光子可能沿着 z 轴方向逃逸,那么首先应当弄清楚二维光子晶体到底能否有效控制原子自发

* 国家重点基础研究发展计划(批准号2001CB610402)和北京市自然科学基金资助项目

2006-05-19收到

† 通讯联系人. Email: 263zys@263.net

辐射?控制力度如何?最近我们的研究表明,虽然二维光子晶体没有完全带隙,但是它的光子态密度及局域态密度在带隙内仍然是很小,因此仍可有效控制自发辐射^[23,24]。考虑到非均匀介质中不同空间位置上的原子具有不同的自发辐射寿命,需要引进原子自发辐射寿命分布函数(lifetime distribution function, LDF)的概念^[13],利用来描述在非均匀系统中各种不同寿命的激发原子分布情况,各自所占比例数额。计算表明,二维光子晶体的带隙对LDF的影响与三维光子晶体中的PBG效应是可比的^[22],这就为利用二维光子晶体实现控制自发辐射提供了有利的理论依据。

在控制原子自发辐射的力度上,二维光子晶体要略差于三维光子晶体,但它具备其他方面的优势。最近我们将二维光子晶体的各向异性与极化原子的辐射特性相结合,理论上论证了对于极化原子自发辐射的可实现有效的开关控制^[25]。

考虑由正方形空气柱在介电材料背景中,排列成正方形格子的二维光子晶体。背景材料的介电常数为 $\epsilon = 12.96$ 。取方形散射柱绕 z 轴旋转统一角度 $\theta = 30^\circ$ 。假设原子均匀地散布在电介质中,我们计算原子的LDF,它的定义是^[13,23,26]

$$\rho(\tilde{\tau}, \omega) = \sum_i W_i \frac{1}{\sqrt{\pi}\sigma} \exp\left\{-\frac{[\tilde{\tau} - \tilde{\tau}(\mathbf{r}_i, \omega)]^2}{\sigma^2}\right\}, \quad (1)$$

这里求和号表示遍及所有原子, W_i 代表位于 \mathbf{r}_i 处的原子权重。在原子均匀分布的情况下, $W_i = 1$ 。 σ 是为了使LDF曲线平滑化而引入的一个参数,在计算中取 $\sigma = 0.05$, ω 是原子跃迁频率, $\tilde{\tau}(\mathbf{r}_i, \omega) = \tau(\mathbf{r}_i, \omega) / \tau(\omega) \rho(\mathbf{r}_i, \omega)$,和 $\tau(\omega)$ 分别是原子在光子晶体中给定位置 \mathbf{r}_i 处和在完全均匀空间中的自发辐射寿命。 $\tau(\mathbf{r}_i, \omega) = 1/\Gamma(\mathbf{r}_i, \omega)$, $\Gamma(\mathbf{r}, \omega)$ 是自发辐射速率,由下式给出

$$\Gamma(\mathbf{r}, \omega) = \frac{\pi\omega u_d^2}{3\epsilon_0\hbar} \Pi_u(\mathbf{r}, \omega), \quad (2)$$

其中

$$\Pi_u(\mathbf{r}, \omega) = 3 \sum_{nk} |E_{nk}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{u}_d|^2 \delta(\omega - \omega_{nk}) \quad (3)$$

是极化局域态密度,它和原子偶极子 $\mathbf{u}_d = u_d \hat{\mathbf{u}}$ 有关。 ω_{nk} 和 $E_{nk}(\mathbf{r})$ 是光子晶体中电磁模的本征频率和本征电场,可由平面波展开法求出。当原子极化方向沿着空气柱的 z 轴时,称为 z 极化,而当原子极化方向

沿周期平面(xy 平面)中的 x 轴时,称为 x 极化。一旦分别计算两种极化原子的LDF,就可以展示出极化原子的自发辐射特性。

在填充因子 $f = 0.60$ 的光子晶体中,计算跃迁频率为 $\omega = 0.425(2\pi c/a)$ 的极化原子的LDF,结果如图1所示。 $\tilde{\tau} = 1$ 代表在 $\epsilon = 12.96$ 的均匀电介质材料中原子的自发辐射寿命。如果原子寿命位于这一点的左侧,表示将电介质打孔制作成光子晶体后,原子寿命就缩短了,因此原子自发辐射被增强。反之,则表示寿命加长了,自发辐射被抑制。图1中的实(虚)线是 $x(z)$ 极化原子的LDF曲线, z 和 x 极化原子的LDF曲线几乎没有交叠,正好分别位于 $\tilde{\tau} = 1$ 的左、右两侧。这表明 z 极化原子的寿命几乎全都缩短了,而 x 极化原子的寿命全都延长了。所以只要通过改变原子的极化方向,就可以使原子自发辐射寿命实现人工剪裁,为实现自发辐射的开关控制提供了一种途径。

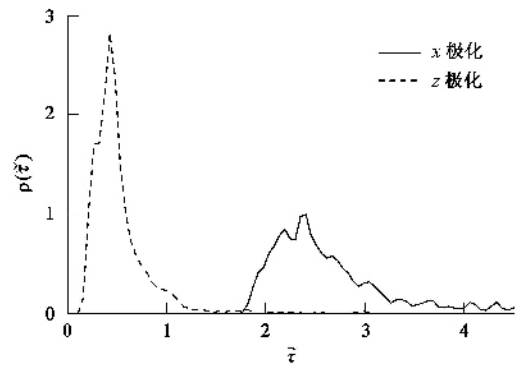


图1 极化原子均匀地散布在二维光子晶体电介质背景中的寿命分布函数(其中跃迁频率为 $\omega = 0.425(2\pi c/a)$,填充因子为 $f = 0.60$)

在光子晶体中,处于不同位置的原子寿命是不同的,而在同一个位置上,两种不同极化取向的原子寿命也不相同。希望能找到某些位置,使得两种极化取向的原子寿命差别尽量地大。为此定义一个寿命比函数 $R(\mathbf{r}) = \tilde{\tau}_x(\mathbf{r}) / \tilde{\tau}_z(\mathbf{r})$,其中 $\tilde{\tau}_x(\mathbf{r})$ ($\tilde{\tau}_z(\mathbf{r})$)是 $x(z)$ 极化原子在 \mathbf{r} 处的自发辐射寿命。与图1相同的样品中的极化原子寿命比函数如图2所示,其中有四个空白区域表示空气柱位置,那里不放原子。图2的中间位置有一个高峰,数值约为33,这表明如果在介质的中心部位(远离空气柱)放置极化原子,就有可能使寿命改变高达33倍,从而有效地实现原子自发辐射的开关控制。

我们也计算了其他结构的样品,图1和图2是其中比较理想的一种情况。理想情况包括以下四个

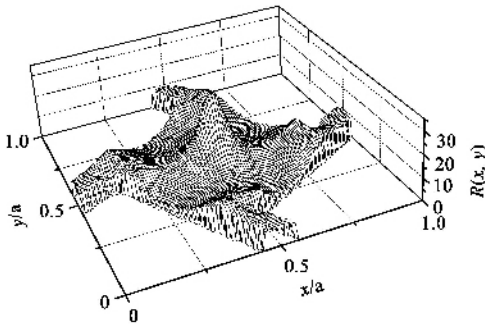


图2 极化原子的寿命比函数(计算参数与图1的相同)

要素 第一,两种极化取向原子的相应曲线不重叠;第二,二曲线以 $\tilde{\tau} = 1$ 为分界,分别位于其两侧;第三,寿命比函数具有高的峰值;第四,峰值出现在光子晶体一单胞的中心处.上述前三个要素都有利于实现自发辐射过程的开关控制.第四个要素是使制作简便,因为如果峰值出现在空气和介质的交界处,放置极化原子时,不容易准确定位.

影响极化原子自发辐射特性的因素是,在二维光子晶体主要有两点,一是PBG效应,另一是各向异性.PBG效应指的是在带隙(赝带隙)中对于自发辐射的抑制和在导带边对于自发辐射的加速.对于 $f=0.60$ 这个样品,可以计算出它的赝带隙位于 $[0.375, 0.395] (2\pi c/a)$ 频率范围内.而所考虑的原子跃迁频率是 $\omega = 0.425 (2\pi c/a)$,它既不在带隙内,也不在导带边,PBG效应应当是不强的.所以对于极化原子自发辐射的影响主要来自于光子晶体的各向异性,它导致空气柱和介质交界处的电场出现突变,在介质中电场比较弱,因为介质的介电常数比空气大.但是这种突变只对界面处电场的垂直分量才持有的,而其平行分量还是保持连续的.当原子极化沿着 x 方向时,根据偶极辐射的特点,辐射的电磁波的电场主要是垂直于空气和介质界面的,此时光子晶体中电场本征模的垂直分量取值较小,压制了自发辐射.但是,当原子极化沿着 z 方向时,辐射电场主要平行于界面,本征电场值较大,因此加速了自发辐射过程.这就是二维光子晶体的各向异性的效应,它是三维光子晶体所不具有的.

参考文献

- [1] Yablonovitch E. Phys. Rev. Lett. ,1987 58 :2059
- [2] John S. Phys. Rev. Lett. ,1987 58 :2486
- [3] Martorell J ,Lawandy N M. Phys. Rev. Lett. ,1990 ,65 :1877
- [4] Petrov E P ,Bogomolov V N ,Kalosha I I *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1998 81 :77
- [5] Megens M ,Schriemer H P ,Lagendijk A D *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1999 83 :5401
- [6] Petrov E P ,Bogomolov V N ,Kalosha I I *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1999 83 :5402
- [7] John S ,Wang J. Phys. Rev. Lett. ,1990 64 :2418
- [8] Bay S ,Lambropoulos P ,Molmer K. Phys. Rev. Lett. ,1997 ,79 :2654
- [10] Zhu S Y ,Chen H ,Huang H. Phys. Rev. Lett. ,1997 ,79 :205
- [11] Li Z Y ,Lin L L ,Zhang Z Q. Phys. Rev. Lett. ,2000 84 :4341
- [12] Wang X H ,Wang R ,Gu B Y *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2002 ,88 :093902
- [13] Wang X H ,Gu B Y ,Wang R *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2003 ,91 :113904
- [14] Gratzel M. Nature ,2001 414 :338
- [15] Zrenner A *et al.* Nature ,2002 418 :612
- [16] Painter O *et al.* Science ,1999 284 :1819
- [17] Kim J *et al.* Nature ,1999 397 :500
- [18] Kuhn A ,Henrich M ,Rempe G. Phys. Rev. Lett. ,2002 ,89 :067901
- [19] Yoshie T *et al.* Nature ,2004 432 :200
- [20] Noda S *et al.* Science ,2001 293 :1123
- [21] Colombelli R *et al.* Science ,2003 302 :1374
- [22] Park H G *et al.* Science ,2004 305 :1444
- [23] Zhou Y S ,Wang X H ,Gu B Y *et al.* Phys. Rev. E ,2005 ,72 :017601
- [24] Zhou Y S ,Wang X H ,Gu B Y *et al.* Chinese Physics ,2005 ,14 :2241
- [25] Zhou Y S ,Wang X H ,Gu B Y *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2006 96 :103601
- [26] Wang F H ,Wang X H ,Gu B Y. Phys. Rev. A ,2003 67 :035802