

调控电磁感应透明气体折射率实现可控光子带隙结构^{*}

庄 飞^{1)†} 沈建其²⁾ 叶 军¹⁾

1) 杭州师范学院理学院凝聚态物理研究所, 杭州 310036)

2) 浙江大学(紫金港校区), 浙江大学-瑞典皇家工学院光子学联合研究中心(东 5 教学楼) 杭州 310058)

(2006 年 4 月 27 日收到, 2006 年 6 月 3 日收到修改稿)

提出了电磁感应透明(EIT)介质的一个新的相干操纵应用:控制电磁感应透明气体折射率实现可控光子带隙结构. 将一定密度的 EIT 原子气体充入以砷化钾为背景的椭圆孔柱中, 计算表明该三角晶格排列椭圆柱光子晶体的光子带隙随外加控制场而变. 通过调控自发辐射率、无辐射衰变率、控制光 Rabi 频率、原子数密度等外参数以及椭圆结构几何参数, 在高频率区域得到了大小约 $0.0503\omega_c$ ($\omega_c = 2\pi c/a$) 的完全光子带隙.

关键词: 电磁感应透明, 可控光子带隙, 光子晶体, 量子相干原子气体

PACC: 7820P, 4270Q

1. 引 言

近年来大量理论与实验工作表明多能级原子系统相位相干性可产生许多引人入胜的效应与现象. 例如, 原子布居俘获(CPT)^[1]、无布居翻转激光^[2]及电磁感应透明(EIT)^[3]等. 其中 EIT 在近共振光传播过程中表现了丰富的光学性质. EIT 是这样一种现象: 当一束共振光(探针光)射入碱金属原子气体介质后, 该光被原子介质吸收, 但是如果再引入另一束共振光(控制光)之后, 两束共振光却都不再被介质吸收, 它们可以几乎无损耗地在介质中传播. 从物理机理讲, 电磁感应透明起源于多能级原子从基态向激发态跃迁过程所导致的量子相干与相消量子干涉效应^[3]. 历史上, EIT 的物理基础奠定者是 Kocharovskaya, Khanin^[4]和 Harris^[5]等人. EIT 的第一个实验是 Harris 小组于 1991 年完成的^[6]. 在理论上, 除了用原子布居俘获机理(涉及暗态)来解释 EIT 现象外, 还可以用缀饰态干涉^[7]、多重路径干涉模型^[8]和量子场论费曼图来解释^[9]. 实现 EIT 的条件是耦合光的强度远比探针光的强度大. 在这一条件下, 碱金属原子基态自动成为暗态, 探针光在强耦合光的量子干涉(相消干涉)作用下可实现无损耗地

传播^[3, 10]. 这样的效应可以导致很多新型有趣的应用, 甚至可以预期在量子光学器件设计方面也将会有重要应用. EIT 介质的奇特性质(如共振频率附件的零吸收或低吸收以及近共振附近的强烈色散行为)对复合材料光学性质的相干操纵大有裨益, 能带来一些有意义的应用, 譬如电磁感应聚焦、超慢光速传播^[11, 12]、光存储^[12, 13]、原子基态冷却^[14]等.

人工电磁介质能控制、操纵光传播的性质在信息研究领域具有潜在的应用背景^[15]. 最近十年比较热门的人工电磁介质是光子晶体^[16, 17]、负折射率材料^[18, 19]以及量子相干原子气体^[20]. EIT 气体作为一种量子相干原子气体, 最近有人建议用它来实现各向同性可见光频段负折射率材料^[21]. 本文提出 EIT 气体的又一个新应用, 即利用 EIT 量子相干效应实现可控光子带隙结构.

光子晶体是周期排列的介质或金属, 它能够禁止频率在禁带范围内的电磁波的传播^[16, 17]. 由于它的这一奇特的物理性质, 使得光子晶体在现代光通讯领域具有应用潜力. 目前人们对二维光子晶体的带隙计算、界面传导膜、波导吸收边界条件等领域做了很多工作^[22-24]. 值得注意, 设计大禁带光子晶体的方法主要是针对某个特定晶格结构和折射率固定的材料, 通过调控其结构参数来实现大带隙优

^{*} 浙江省自然科学基金(批准号: Y404355), 浙江省教育厅配套项目(批准号: 0424XP15)和国家自然科学基金(批准号: 10604046)资助的课题.

[†] E-mail: zhuangfei_zzd@sina.com, jqshen@coer.zju.edu.cn

化^[25-28]. 由于制作光子晶体材料的折射率不能随意改变,这样就限制了优化和设计大光子带隙研究工作的深入. 因此,人们希望在调控光子晶体材料几何参数的基础上,通过调控其他外在物理量来改变光子晶体材料的折射系数,从而实现可控光子晶体带隙. 近年来,人们对于研究制作可控光子晶体带隙很感兴趣^[25,26]. 现在人们已经研究出液晶灌注的光子晶体,通过温控以及外置电压控制改变介电系数,得到随外界条件而变的光子带隙结构^[25-27]. 由于 EIT 气体对于共振的探针光具有非常微小(接近于零)的吸收率且 EIT 气体本身光学性质强烈受到外控制光等因素影响,因此可以利用 EIT 材料实现对外界条件(主要是控制光强度、失谐频率、EIT 气体密度等)敏感的光子带隙结构,实现可控带隙的光子晶体. 本文对于砷化钾背景三角晶格排列结构椭圆气柱的光子晶体,通过改变控制光 Rabi 频率、气体密度以及控制光强度与失谐频率等参数来改变气体材料的介电常数,实现可以借助外界条件进行操纵的光子带隙. 这是 EIT 效应与光子晶体相结合的应用. 由于该光子晶体结构的光子带隙能随外控制场而变,因此在实验上可以通过调控外部控制场等物理参量来得到光子带隙的最佳设计结构.

2. EIT 周期性材料

考虑如下的三能级 Λ 位型系统(图 1),该系统有一个高能级 $|1\rangle$ 与两个低能级 $|2\rangle$ 与 $|3\rangle$,其中 $|2\rangle$, $|1\rangle$ 能级之间的跃迁受弱探针光(probe light)激发, $|3\rangle$, $|1\rangle$ 能级之间的跃迁受强控制光(control light)激发. 探针光与控制光的频率失谐分别是 Δ_p 与 δ_c , Γ 与 γ 分别是各自能级的自发辐射率与无辐射衰变率.

设原子气体的原子数密度是 N ,该原子气体(EIT 气体)对于弱探针光而言相对折射率为 $n = \sqrt{\epsilon}$,其中介电系数 ϵ 为(考虑局域场修正)

$$\epsilon = 1 + \frac{N\beta_e}{1 - \frac{N\beta_e}{3}} \quad (1)$$

这里 β_e 为原子电极化率,其表达式是^[31]

$$\beta_e = \frac{i | \mathcal{D}_{12} |^2}{\epsilon_0 \hbar} \cdot \frac{\gamma + i(\Delta_p - \delta_c)}{Z} \quad (2)$$

其中

$$Z = (\Gamma + i\Delta_p) \cdot [\gamma + i(\Delta_p - \delta_c)] + \frac{1}{4} \Omega_c^* \Omega_c \quad (3)$$

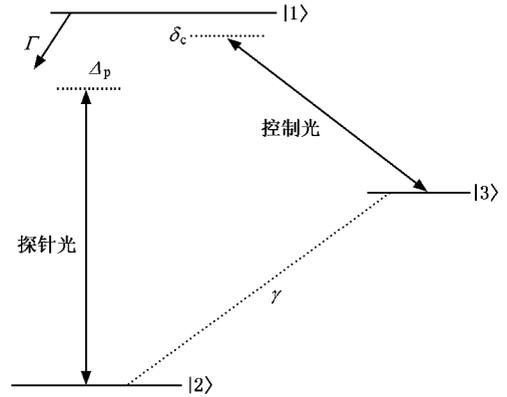


图 1 三能级 Λ 位型系统示意图(由于探针光与控制光所驱动的跃迁之间发生相消量子干涉,原子气体介质对探针光呈现透明效应,且气体光学性质强烈依赖于控制光等外界条件)

在以上公式中,探针光与控制光的频率失谐分别定义为 $\Delta_p = \omega_{12} - \omega$, $\delta_c = \omega_{13} - \omega_c$,其中 ω , ω_c 分别为探针光、控制光模式频率. 控制光的 Rabi 频率定义为 $\Omega_c = \mathcal{D}_{13} E_c / \hbar$,其中 \mathcal{D}_{13} 与 E_c 分别是 $|3\rangle - |1\rangle$ 跃迁电偶极矩阵元与控制光慢变振幅. 对于一个典型的三能级 Λ 原子系统(如碱金属原子),以上公式中的典型参数可以取作如下: $|1\rangle$, $|2\rangle$ 能级跃迁偶极矩 $\mathcal{D}_{12} = 1.0 \times 10^{-30} \text{ C} \cdot \text{m}$,自发辐射率 $\Gamma = 1.2 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ ^[26],无辐射衰变率 $\gamma = 6 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ ^[29,30].

由以上可见,弱探针光所对应的光学参数受到控制光制约,通过改变控制光强度(Rabi 频率)、失谐等条件可以改变气体介质折射率^[3,5]. 这一光学特性使得 EIT 周期性材料可以实现可控操纵的光子带隙结构,所产生的带隙可以随着外参数条件变化

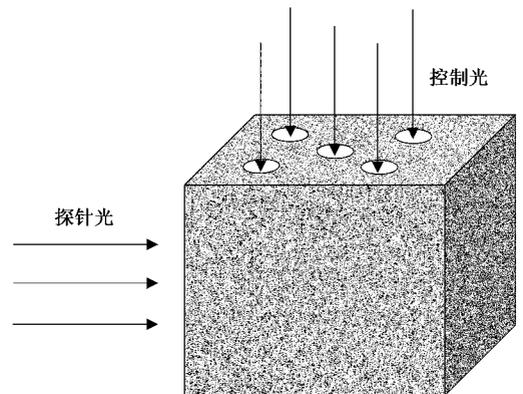


图 2 EIT 光子晶体示意图(在一块砷化钾介质中周期性打孔,在孔柱中注入 EIT 原子气体,同时控制光射入孔柱中.在 EIT 气体柱中,探针光相对介电常数(ϵ)会随着控制光强度的变化而改变)

而变化,从而可以更自由地进行人工操纵光传播.

本文所研究的 EIT 光子晶体结构是在一块砷化钾介质(相对折射率为 11.2)中周期性打三角结构的椭圆孔柱,在孔柱中注入 EIT 原子气体. 探针光在二维周期性势场中传播,随着控制光强度的变化^[3,5],气柱介电常数将发生改变,最终导致光子晶体带隙结构的变化(见图 2).

3. EIT 光子晶体可控带隙结构

在背景材料砷化钾($\epsilon = 11.2$)打出周期排列的三角晶格结构椭圆状空气孔,结构如图 3 所示.

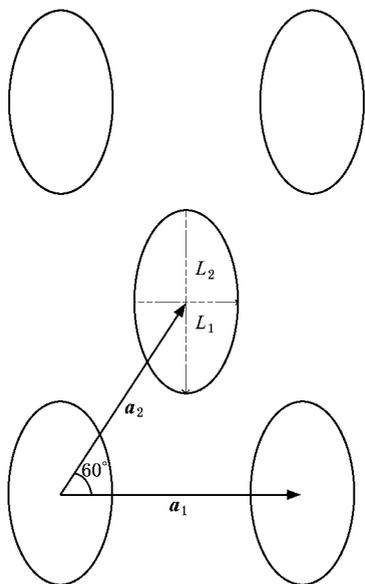


图 3 二维椭圆介质柱三角晶胞示意图(a_1, a_2 为晶胞基矢, L_1 为椭圆的半短轴, L_2 为椭圆的半长轴. a_1, a_2 之间的夹角为 60°)

采用规范的光子带隙的计算方法^[28],我们设计 $L_1 = 0.35a, L_2 = 0.42a$. 选择参数 $\Gamma = 1.2 \times 10^8 \text{ s}^{-1}, \gamma = 1.2 \times 10^7 \text{ s}^{-1}, \Delta_p = 1.0 \times 10^8 \text{ s}^{-1}, \delta_c = 0, \Omega_c = 1.0 \times 10^9 \text{ s}^{-1}, N = 1.092 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$. 计算表明,在选择以上参数的情况下,在高频区域得到了大约 $0.0503\omega_c$ 的最大完全光子带隙. 由于构造大尺寸的光子晶体器件相对比较容易(它对应于一个晶格常数 a 较大的 PBG 器件). 因此,从构造的观点来看,在较大的归一化频率区域 $\omega a / 2\pi c (\omega / \omega_c)$ 找到较大的带隙更重要,具有实际的意义. 因为这便于理论计算模拟和实验制作进行比较.

高频率区域的完全光子禁带的大小由控制光拉

比频率的调控计算结果如表 1 所示.

表 1 控制光拉比频率调控光子带隙计算结果

控制光拉比频率(Ω_c) $/10^9 \text{ s}^{-1}$	空气柱相对 介电常数(ϵ)	光子带隙 $\Delta(\omega/\omega_c)$
0.80	0.3814	0.0427
0.85	0.4420	0.0451
0.90	0.4944	0.0481
0.95	0.5400	0.0492
1.00	0.5800	0.0503
1.05	0.6152	0.0467
1.10	0.6463	0.0436
1.15	0.6739	0.0407
1.20	0.6984	0.0382
1.25	0.7204	0.0259
	1.0000	0.0000

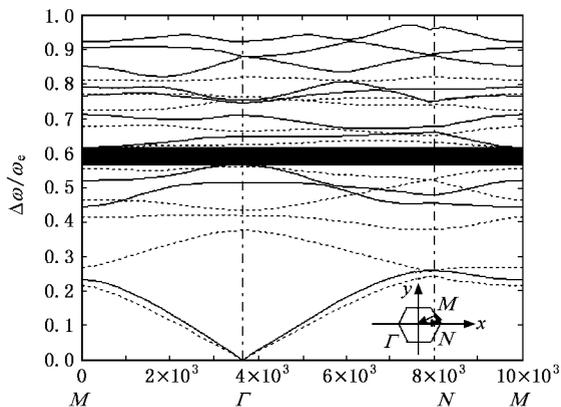


图 4 最大带隙示意图(具体参数为:拉比频率 $1.00 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$, 气体相对介电常数 0.5800, 最大光子带隙 $0.0503\omega_c$)

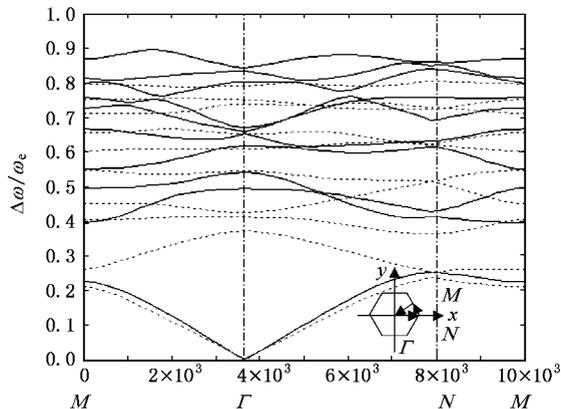


图 5 气体柱($\epsilon = 1$)零带隙示意图

从表 1 看出, 气体介电常数和光子晶体带隙大小随着拉比频率变化. 当拉比频率为 $1.00 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ 时, 可获得最大的光子带隙 $0.0503 \omega/\omega_e$. 具体的带隙结构如图 4 所示. 值得注意的是, 若孔内为一般的填充空气 ($\epsilon = 1$) 时(表 1 最后一行), 该光子晶体带隙为零. 带隙计算结果如图 5 所示.

4. 结果与讨论

实现可人工控制光子晶体带隙的关键在于调控两种材料的折射率差, 其要点在于电磁感应气体的引入和采用椭圆孔光子晶体结构. 前者的功能是实现折射率可控材料, 后者主要利用其各向异性使得当折射率差增大时形成完整带隙结构并且存在最佳折射率差使得带隙最大. 对于砷化钾为背景的三角晶格排列结构椭圆气体柱光子晶体, 通过调控自发辐射率、无辐射衰变率、控制光 Rabi 频率、原子数密度等外场参数以及椭圆结构参数可以改变 EIT 气体

的介电常数, 使得原来没有完整带隙结构的椭圆孔砷化镓基底材料产生了较大的光子晶体带隙, 从而实现了可随外界条件而变的光子晶体带隙结构. 在这些参数的调控过程中控制光 Rabi 频率对 EIT 气体的介电常数控制更为重要, 其作用类似于光开关. 这对于未来设计新型光通信器件具有现实意义.

本文所研究的基于 EIT 的可控光子晶体仅限于稳态 EIT 情形, 前提是外界条件(控制光)变化呈绝热过程. 我们也可以研究瞬态 EIT 光子晶体, 分析在控制光场强变化后, 带隙如何随着时间演化. 此外, 四能级以上的受多个控制光操纵的 EIT 光子晶体因为可控参数增多, 可以有更多自由度控制光子带隙结构, 因此也值得进一步研究. EIT 量子相干气体对于共振的探测光损耗微小且其传播特性强烈依赖于外界条件(如控制光变化), 因此是人工操纵光传播的理想材料, 将它与其他人造光电功能材料^[30-32]结合, 可以产生具有非凡意义的效应, 导致光子学与量子光学器件领域的新型应用.

- [1] Arimondo E 1996 *Prog. in Opt.* **35** 257
- [2] Scully M O, Zhu S Y, Gavrielides A 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 2813
- [3] Scully M O, Zubairy M S 1997 *Quantum Optics* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, England) Chapt. 7
- [4] Kocharovskaya O A, Khanin Y I 1988 *Jetp Lett.* **48** 630
- [5] Harris S E 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 1033
Harris S E 1997 *Phys. Today* **50**(7) 36
- [6] Boller K J, Imamoglu A, Harris S E 1991 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1107
- [7] Marangos J P 1998 *J. Mod. Opt.* **45** 471
- [8] Moseley R R, Shepherd S, Fulton D J, Sinclair B D, Dunn M H 1995 *Opt. Commun.* **119** 61
- [9] Cohen J L, Berman P R 1997 *Phys. Rev. A* **55** 3900
- [10] Lukin M, Yellin S, Zibrov A, Scully M 1999 *Laser Physics* **9** 759
- [11] Hau L V, Harris S E, Dutton Z, Behroozi C H 1999 *Nature* **397** 594
- [12] Liu C, Dutton Z, Behroozi C H, Hau L V 2001 *Nature* **397** 490
- [13] Phillips D F, Fleischhauer M, Mair A, Walsworth R L, Lukin M D 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 783
Fleischhauer M, Yelin S F, Lukin M D 2000 *Opt. Commun.* **179** 395
Lukin M D, Yelin S F, Fleischhauer M 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4232
- [14] Morigi G, Eschner J, Keitel C H 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 4458
Roos C F, Leibfried D, Mundt A et al 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 5547
- [15] Shen J Q 2004 *Ann. Phys. (Leipzig)* **13** 335
- [16] Berrier A, Mulot M, Swillo M, Qiu M, Thylen L, Talneau A, Anand S 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 073902
- [17] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
- [18] Smith D R, Padilla W J, Vier D C et al 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4184
Shelby R A, Smith D R, Schultz S 2001 *Science* **292** 77
- [19] Shen J Q 2006 *Phys. Rev. B* **73** 045113
- [20] Yan M, Rickey E G, Zhu Y 2001 *Phys. Rev. A* **64** 041801
Shen J Q, Ruan Z C, He S L 2004 *Phys. Lett. A* **330** 487
- [21] Oktel M Ö, Müstecapoglu Ö E 2004 *Phys. Rev. A* **70** 053806
Shen J Q, Ruan Z C, He S L 2004 *J. Zhejiang Univ. Science (China)* **5** 1322
- [22] Che M, Zhou Y S, Wang F H, Gu B Y 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4770 (in Chinese) [车明、周云松、王福合、顾本源 2005 物理学报 **54** 4770]
- [23] Che M, Zhou Y S, Wang F H, Gu B Y 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2096 (in Chinese) [车明、周云松、王福合、顾本源 2005 物理学报 **54** 2096]
- [24] Zhang B 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5677 (in Chinese) [张波 2005 物理学报 **54** 5677]
- [25] Yoshino K, Satoh S, Shimoda Y 1999 *Appl. Phys. Lett.* **75** 932
- [26] Yoshino K, Satoh S, Shimoda Y, Kawagishi Y 1999 *Appl. Phys. (Part 2)* **38** L961
- [27] Yoshino K, Nakayama K, Tatsuhara S et al 1999 *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **329** 433

- [28] Zhuang F , Wu L , He S L 2002 *Chin. Phys. Lett.* **19** 73 [沈建其、庄 飞 2004 物理学报 **53** 2000]
 [29] Li Y Q , Xiao M 1995 *Opt. Lett.* **20** 1489 Zhuang F , Shen J Q 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 955 (in Chinese)
 Schmidt H , Imamoglu A 1996 *Opt. Lett.* **21** 1936 [庄 飞、沈建其 2005 物理学报 **54** 955]
 [30] Meier C , Beswick J A 2004 *J. Chem. Phys.* **121** 4550 [32] Shen J Q , He S L 2006 *J. Phys. A : Math. Gen.* **39** 457
 [31] Shen J Q , Zhuang F 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2000 (in Chinese)

Controlling the photonic bandgap structures via manipulation of refractive index of electromagnetically induced transparency vapor^{*}

Zhuang Fei^{1)†} Shen Jian-Qi²⁾ Ye Jun¹⁾

¹ *Science College & Institute of Condensed Matter Physics , Hangzhou Teachers ' College , Hangzhou 310036 , China)*

² *Joint Research Centre of Photonics of the Royal Institute of Technology (Sweden) and Zhejiang University , Zhejiang University (Zijiang Campus) , Hangzhou 310058 , China)*

(Received 27 April 2006 ; revised manuscript received 3 June 2006)

Abstract

A new application of coherent manipulation of EIT(electromagnetically induced transparency) medium is suggested. A two-dimensional photonic crystal with a triangle lattice of elliptic air cylinders , which are filled with the EIT atomic vapor , in the KAs background material is designed. By manipulating the refractive index of the EIT vapor via the external control field , one can obtain the controllable bandgap structure that is sensitive to the variations of external conditions(e. g. the intensity of the control field). It is shown that a large complete bandgap of about $0.0503\omega_e$ in the region of high normalized frequency could be achieved by choosing the specific parameters such as the spontaneous decay rate , dephasing rate , Rabi frequency of control light , atomic number density as well as elliptic geometric parameters.

Keywords : electromagnetically induced transparency , controllable photonic bandgap , photonic crystal , quantum-coherent atomic vapor

PACC : 7820P , 4270Q

^{*} Project supported by the Zhejiang Provincial Natural Science Foundations(China)(Grant No. Y404355) and the Zhejiang Provincial Education Bureau 's Education-Research Conveyance Project(Grant No. 0424XP15) , and by the National Natural Science Foundation of China(Grant No. 10604046).

[†] E-mail : zhuangfei_zzd@sina.com , jqshen@coer.zju.edu.cn