

冲严格同步。其主要实验结果示于图 18。在无相干驱动场作用的情况下,探测光在对应于钠原子 $3P_{3/2} \rightarrow 3S_{1/2}$ 跃迁的共振线频率处有一个强的吸收,如图 18(a)所示。当相干驱动场作用于钠蒸汽时,在上述共振吸收线附近出现了两个明显的放大峰,如图 18(b),(c)所示。随驱动场强度的增加,两个放大峰之间的距离也加大。

上述实验结果与建立在 Maxwell-Bloch 半经典理论基础上的理论计算定性相符^[19],而其光放大过程可理解为激光上能级对原子缀饰态 $|s\rangle$, $|t\rangle$ 之间的粒子数反转以及原子缀饰态 $|s\rangle$, $|t\rangle$ 之间的相干所致^[17]。四能级无粒子数反转光放大实验结果,为进一步研究无粒子数反转激光提供了重要的信息。

近年来,无粒子数反转光放大及无粒子数反转激光在理论和实验方面不断取得新的进展,一跃成为光物理中的一个非常活跃的前沿课题。由于它具有的巨大潜在应用价值和在对光物理基础研究的重要意义,吸引了越来越多的科学家参与这一领域的研究工作。可望在不久的将来,研制出新型的无粒子数反转激光器,从而为激光科学的发展开辟一个崭新局面。

作者感谢黄吉华女士在本文的文字和图表编排中

所做的大量细致工作。

- [1] D. Marcuse, *Proc. IEEE*, **51**(1963), 849.
- [2] S. R. Rautian, I. I. Sobelman, *Sov. Phys. JETP*, **14** (1962), 328.
- [3] B. R. Mollow, *Phys. Rev. A*, **5**(1972), 2217.
- [4] F. Y. Wu et al., *Phys. Rev. Lett.*, **38** (1977), 1077.
- [5] Jing-Yong Ye, Ming-Sheng Zhan and Shi-Kang Zhou, *Phys. Lett. A*, **166**(1992), 325.
- [6] V. G. Arkhipkin and Yu. I. Heller, *Phys. Lett.*, **98A** (1983), 12.
- [7] S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 1033.
- [8] A. Imamoglu, J. E. Field and S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.*, **66** (1991), 1154.
- [9] S. E. Harris, J. E. Field and A. Imamoglu, *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990), 1107.
- [10] M. O. Scully, S. -Y. Zhu and A. Gavrielides, *Phys. Rev. Lett.*, **62** (1989), 2813.
- [11] O. Kocharovskaya and P. Mandel, *Phys. Rev. A*, **42** (1990), 523.
- [12] M. O. Scully, S. -Y. Zhu and A. Gavrielides, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 2813.
- [13] A. Karawajczyk, J. Zakrzewski and W. Gawlik, *Phys. Rev. A*, **45**(1992), 420.
- [14] F. Y. Wu et al., *Phys. Rev. Lett.*, **38**(1977), 1077.
- [15] K. J. Boller, A. Imamoglu and Harris, *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991), 2593.
- [16] L. M. Narducci et al., *Opt. Commun.*, **81**(1991), 379.
- [17] L. M. Narducci et al., *Opt. Commun.*, **36**(1991), 324.
- [18] J. Y. Gao et al., *Opt. Commun.*, **93**(1992), 323.
- [19] H. M. Doss et al., *Opt. Commun.*, **95**(1992), 57.

光 子 晶 体

张 道 中

(中国科学院物理研究所,北京 100080)

光子晶体是指具有光子能带及能隙的一类新材料,其典型结构为一个折射率周期变化的三维物体,周期为光波长量级。光子在这类材料中的作用类似于电子在凝聚态物质中的作用。正在研究用精密加工,光束相干及静电作用排列高介电常数颗粒等方法来制作光子晶体。它的应用前景极为广泛,将是新一代光子器件的基础。

关键词 新材料,微结构,光子能带,新应用

Abstract

Photonic crystal is a new kind of materials with photonic band gap, in which the typical one is composed of two materials with different refractive indices arranged 3-dimensional alternately in a 3-dimensional network, its alternating period is on the order of the wavelength of light. The function of photon in a photonic crystal is similar to that of electron in a condensed matter. There are a few possible ways to prepare photonic crystal, e.g. microfabricating in a slab with high dielectric constant; organizing small particles on length scale of the wavelength of light by intense optical or static electric field. With the kind of photonic crystal, new photonic devices can be developed.

Key words new material, microstructure, photonic band, potential applications

这些年来,微电脑、电话、电视机及各种办公用电子器件已广泛地进入了人们日常生活及工作的各个领域.它们不仅方便了生活和工作,而且对人类社会进步也产生了不可估量的影响.这些电子器件的发明,都是基于人们对电子在各类物质中(如固体、气体等)运动规律的认识.自从1960年制成第一台激光器以来,人们对光的特性以及光子与物质相互作用的了解也日益深化,自然而然地就提出一个问题:是否存在一种介质,光子在其中所起的作用类似于电子在凝聚态物质中所起的作用.或者说,能否找到光子半导体材料.经过近年来的研究,从理论和实验上都肯定了这种介质的存在.其典型的结构是一个折射率周期变化的三维物体,它的周期为光的波长.当折射率变化较大时,会出现类似于电子情况下的光子能带及能隙.这种具有光子能带及能隙的材料被称为光子晶体.由于光子是以光速运动的粒子,可以预期,以光子在光子晶体材料中运动规律为基础发展的光子器件,比起通常的电子器件会有更高的运行速度及其他一系列新特点.这将会给科学技术的进步进而对人类文明的发展带来新的推动力.

一、光子的能带结构

1. 电子能带与光子能带

由电子的能带理论知道,当把电子的运动

近似地看成单个电子在一个等效的周期性势场中运动时,电子的波函数满足薛定谔方程,即

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(r) \right] \psi = E\psi, \quad (1)$$

$$V(r) = V(r + R_n). \quad (2)$$

(2)式表示位能 $V(r)$ 具有周期性,其周期为晶格矢量 R_n .

另一方面,一束频率为 ω 的光在不均匀的无损介质中传播时,它的电矢量所满足的麦克斯韦方程可写成

$$-\nabla^2 \mathbf{E} + \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \frac{\omega^2}{c^2} [\epsilon_1(r) + \epsilon_0] \mathbf{E} = 0,$$

即

$$-\nabla^2 \mathbf{E} + \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1(r) \mathbf{E} = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_0 \mathbf{E}, \quad (3)$$

其中 ϵ_0 是一常数,为介质的平均介电常数; $\epsilon_1(r)$ 是扰动介电常数.而当光子是在一个介电常数作周期性变化的介质中传播时,令 R'_n 为变化的周期,则

$$\epsilon_1(r) = \epsilon_1(r + R'_n). \quad (4)$$

比较(1)式和(3)式,可以看出它们的形式有某种相似之处,从而建立如下的类比关系

$$\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1(r) - V(r),$$

即介电常数的变化相当于位能的变化. $\epsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2}$

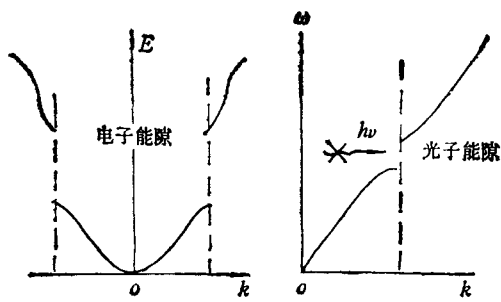


图1 一维情况下,光子与电子的 $k-\omega$ 关系(光子是线性的,电子是抛物线型的)

$E, \epsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2}$ 相当于电子的能量本征值^[1].

从光子及电子运动方程的可类比性,我们得出:在一个折射率周期变化的结构中,光子的运动将类似于在周期性势能变化下电子的运动。因此,折射率周期变化的结构应具有光子的能带结构及相应的光子能隙。所谓能带、能隙是指光子的频率与波矢的某种关系,见图1。我们可以用描述电子能带结构的布里渊区来描述光子的能带结构。布里渊区是在波矢空间中的一些特定的区域。在每个布里渊区内部,频率随波矢连续变化,属于一个布里渊区的能级构成一个能带。在布里渊区的边界上频率作为波矢的函数发生突变,即出现能隙。这样对于存在光子能隙的介质来说,不是所有频率的光都能在其中传播的,相应于光子能隙区域的那些频率的光将不能通过介质,而是被全部反射出去。

然而,由于光子和电子不是完全相同的,光子的色散关系与电子的色散关系有不同的形式。如采用 k 代表波矢,那么 $E_{\text{光子}} \propto |k|$, 而 $E_{\text{电子}} \propto |k|^2$ 。此外,电子自旋为 $1/2$, 光子自旋为 1 , 因此两种描述理论及精确性也不同。电子是用标量波近似方程来描述,并忽略了电子-电子及电子-声子相互作用。光子用矢量波理论描述,由于光子-光子相互作用很小完全可以被忽略,所以描述光子运动的方程是严格的^[2]。

2. 光子能隙与介质空间结构的关系

上面已经介绍过,能隙是指能量(或频率) E 与波矢 k 的关系上出现突变。这里 k 有两方物理

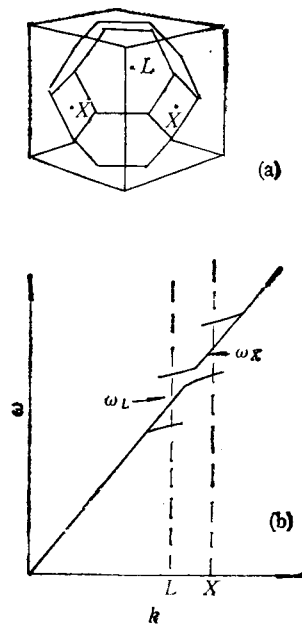


图2 面心立方的布里渊区(a)及光在两个不同传播方向上的能隙(ω_X 与 ω_L 相差14%)(b)^[2]

面的含义:光波的波长以及光的行进方向。也就是说能隙不但与光子能量有关,而且也与光子以怎样的方向穿过三维结构有关。我们可以区分两种不同的能隙:一种称为不完全能隙,相应于只在特定的方向上有能隙;另一种叫完全能隙,相应于在所有方向上都有能隙。

下面以面心立方结构(FCC)为例来讨论完全能隙将可能在怎样的结构中出现。考虑FCC的两个方向, L 方向表示立方体的对角线方向, X 方向表示立方体任一边的方向。在FCC的第一布里渊区边界处,即能隙出现的地方, ω_L (L 方向传播的光频)与 ω_X (X 方向传播的光频)差14%。因此,必须在每个方向上的能隙足够大,使它们能相互重叠,才能产生完全能隙,否则就只可能是不完全能隙。这样,原则上完全能隙更容易出现在布里渊区是近球形的结构。对一些简单结构的分析知道,FCC是具有最接近球形布里渊区的空间周期结构,见图2。根据上面的一般考虑,人们首先研究了FCC结构中 ω 与 k 的关系。然而,开始时只用了标量波近似的麦克斯韦方程,即忽略了光子

具有两个偏振方向。结果表明，标量波方程的解不能完全反映真实情况。后来采用计及光子的两个偏振方向的矢量波方程才得到了正确的结果。

这些结果主要是：(1) 由于球形颗粒构成的 FCC 结构具有很高的对称性，对称性引起的能级简并使它只存在不完全光子能隙。当把球形颗粒换成椭球形圆柱体时，对称性的消失使完全的能隙出现。(2) 在球形颗粒形成的金刚石型结构中，当颗粒与周围介质的折射率之比大于 2 以及颗粒体积在结构中的占空比在 0.2—0.6 时，在频率为 $0.5c/a$ 处存在完全光子能隙(这里 c 是光速， a 是金刚石结构的晶格长度^[3])。

从能隙出现处的频率与周期的关系 $\omega = 0.5c/a$ ，可以推断出存在不同电磁波段光子能隙所需要的周期性介电结构的晶格长度 a 。例如在微波波段， a 应是毫米至厘米的量级；而在近红外到可见光波段， a 则应为微米或亚微米量级。这样，从理论上预言了一类新的材料——光子晶体。它们的特征是具有周期性介电结构，且具有光子能隙。遗憾的是，在自然界中很难找到有上述性质的天然材料，要想在电磁波各个波段上获得存在光子能隙的材料，必须依靠人工制作。

二、光子晶体的构成

目前构成光子晶体主要有下面几种方法。

1. 用精密机械加工做成微波区的光子晶体

因为在微波波段有效的光子晶体其晶格长度为毫米至厘米量级，所以可以用精密加工的方法来实现。然后通过测量微波在这种物体中的透射及反射特性来决定微波光子能隙的存在。至今，已做成在几十 GHz 处具有能隙的二维及三维结构。

(1) 二维结构：用直径为毫米量级的氧化铝圆柱棍排成 7×25 (根) 列阵。当用 15—150GHz 的微波穿过这个列阵时，发现在 47—70GHz 范围里透射波的辐照明显地下降。这

标志着能隙的存在，并与理论计算的结果很符合^[4]。

(2) 三维结构：E. Yablonovitch 等用两种方式形成了三维周期性结构。首先，他们把折射率为 3.06，直径为 6mm 的氧化铝小球作为“原子”，按面心立方体的规律排成 8000 个“原子”组成的空间结构。结构的晶格长度可以通过“原子”的占空比的改变而增长或减少。标量波理论预言，对于这样的结构微波光子能隙可以存在，但他们试验了各种不同晶格长度的结构，没有观察到任何能隙存在的标志。进而，他们采用更高折射率的材料(折射率为 3.5)作为基底，用机械打孔的方法构成由球形“空气原子”组成的 FCC 结构。当“空气原子”的间距为 12.7mm，它的占空比为 86% 时(此时基底材料只剩下 14%，基本上是一个空的结构)，观察到不完全能隙^[5]。这两种结构是在 80 年代末试验的。它们的实验结果说明了，对光子能带的理论计算用标量波近似是不够的，只有完全的矢量波方程才能有正确的结果。矢量波理论指出，上述的不完全能隙是由于球形“空气原子”在 FCC 结构中的对称性引起了能级简并而产生的。因此 Yablonovitch 等设计了一种新的打孔方法，使得在介质基底上打出来的“空气原子”不是球形，而是近椭球的圆柱形。这些“原子”仍以 FCC 的形式排列。这种新的介质被证明存在完全的光子能隙。当晶格长度约为 12mm 时，能隙中心频率约为 20GHz，能隙宽度与能隙中心频率之比为 0.2^[6]，见图 3。

这是第一次真正做出了具有电磁波能隙的三维光子晶体。但是，由于用精密机械加工的办法很难把晶格长度缩短到微米量级，即实现在近红外到可见光波段的光子能隙，因此人们进一步研究一种称为反应离子刻蚀的技术^[7]。不用普通的钻头去打孔，而是用能与基底介质材料起化学反应的离子束打孔，希望能做成周期为微米或更短的光子晶体。

2. 用多光束相干的方法产生周期为微米的结构

多光束相干能在空间形成驻波图案。改变光束的数目及它们之间的夹角时，空间相干图

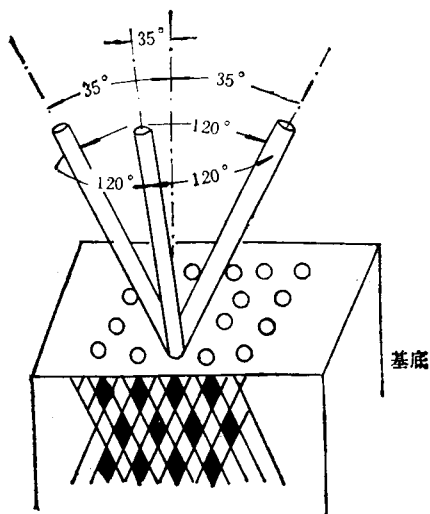


图3 在基底上做出具有圆柱形空气“原子”的面心立方体结构的加工示意图(在每个孔上分别以三个方向向下打孔,这三个方向间夹角为 120° ,与法线成 35.26° ,这样做成的结构有完全的光子能隙;图中黑色部分表示被保留下来的基底材料^[13])

样也随之改变。从光束相干的原理可以知道,这种相干图样的光强极大值之间的间距是与参与干涉的光的波长同数量级的。以两束光相干为例,当它们的夹角为 θ 时,相干条纹的间距是 $D = \lambda/2 \sin \theta/2$ 。因此,如果能让处于悬浮液中的高介电常数的微粒通过光的作用力而陷在光强最强处,则这些微粒就能按相干图样的空间形状排列起来,从而形成微粒的空间分布,其周期就是波长的量级。通过改变光的相干图样,就能得到各种不同的微粒空间结构。这里的关键是搞清楚光与微粒的相互作用,得到能陷住直径为亚微米量级颗粒的光学位阱。现在已知道存在三种主要的作用力。一是光梯度力,它比例于光强的梯度。它的作用方向是沿光增强的方向。因此,位于光强极大值处的粒子最稳定。二是光压,它来源于光子与颗粒的动量交换,使得粒子沿光行进方向运动。三是光键力,它是由于在光与多个粒子散射时,某一颗粒与人射光在其他颗粒上的散射光的作用而产生的。光键力是沿粒子的连线方向作用的,其结果是使粒子陷在间距为光波整数倍的地方。在通常情况下,光梯度力起主要作用。简单的数

物理

值估计表明,当入射光强为几瓦时,光学陷阱的深度为 $0.1-1\text{eV}$,而在常温下,粒子热运动能量约为 30meV ,因此原则上可以利用相干的方法产生光学位阱去陷住微粒。

实验上,用 10W 氩离子激光已把微米量级直径的聚苯乙烯小球在水中排成不同形状的二维(平面)结构,并观察到光在这种结构上的衍射花样^[9]。

然而,由于聚苯乙烯小球与水的相对折射率太小,仅为 1.2 左右,这种微粒形成的周期结构并不存在光子能隙。目前正在探索用其他高介电常数,而且直径分布又比较均匀的小球来形成空间结构。

3. 靠静电作用在悬浮液中排列颗粒

带有表面电荷的颗粒在悬浮液中主要经受两类相互作用:一是静电作用,排斥或吸引,它比例于 r^{-2} , r 是颗粒间距;二是近距离的范德瓦耳斯作用,它比例于 r^{-6} 。我们感兴趣的颗粒间距为微米或几千埃,因此主要的作用只是静电相互作用。

约 30 年前,人们已经发现,当把聚苯乙烯小球放在纯净的水中后,小球能自动地按容器形状被晶化而形成面心立方、体心立方等有序结构^[9]。这是由于水中的聚苯乙烯小球有一定量的表面电荷。当溶液中正离子浓度较低时,这些负电荷间的库仑排斥力能在几倍于小球直径的距离上起作用,从而形成有序结构。这样,人们就希望能通过类似的方法把高介电常数的小颗粒也排列起来。 TiO_2 是在可见光波段有很高介电常数的半导体材料,又比较容易得到。因此,如何使 TiO_2 在不同悬浮液中排成周期结构就成了很有兴趣的课题。在太阳能电池的研制过程中已发现,在紫外光的照射下,电子会从 TiO_2 颗粒内部向表面移动。当在溶液中加入适量的清除空穴物质,在半径为 $0.1\mu\text{m}$ 的 TiO_2 颗粒表面能积聚大约 300 个电子的负电荷^[10]。这个值已相当接近于理论估计的溶液中 TiO_2 小球形成面心立方体所需的电荷值^[11]。问题是如何维持住这些电荷。同时,这里也存在如何使 TiO_2 小球的直径分布变窄的问题。

至今,还没有用这种方法制成光子晶体.但由于这种方法简单易试,又有聚苯乙烯小颗粒被晶化的先例,大家对此还是抱有希望的.

4. 电流变液在高电压下形成颗粒的有序排列

电流变液(简称 ER 液体)是指高介电常数的小颗粒在低介电常数的溶液中形成的悬浮液.在每毫米近千伏的直流或交流电场的作用下,悬浮液中的颗粒能在两块电极板之间形成一系列直径为亚毫米量级的圆柱状体.近年来,理论预言了这种圆柱体的内部是有结构的,实验也证实了这一点.特别是最近的激光衍射实验表明,当小颗粒为直径 $20\mu\text{m}$ 的玻璃小球时,能构成一种体心长方体.长方体的边长分别是 $2R$, $\sqrt{6}R$ 和 $\sqrt{6}R$, R 为玻璃球半径^[12].

可以设想,进一步可以用直径更小,折射率更高的颗粒作为工作物质,可能排列成其周期可与光波长相比拟的空间结构.然而,这种圆柱状体的直径很小,大致是 $R(L/R)^{2/3}$ 的量级, L 是电极的间距.对 R 是微米量级的小球, L 是毫米量级,则圆柱的直径仅为几百微米.所以,这种方法适宜于微型光子晶体的制作.

三、光子晶体的应用及其前景

1993年3月的一期中国科学报在国际科技版上以醒目的大字标题:《美找到光子晶体的第一种用途——可制成小型微波天线的反射器》介绍了英国《新科学家》杂志有关把微波波段的光子晶体用在微波发射天线上得到极大成功的报道.尽管至今真正的光子晶体还很少,广泛地应用还未到时候,但由于它奇特的性质,人们对它的应用及可能开发的应用前景极为关注.

1. 小型微波天线反射器^[13]

对于做在基底上的小型偶极平面微波发射天线,射向空中的能量与射向基底内部的能量之比为 $\varepsilon^{-3/2}$, ε 是基底材料的介电常数.常用的基底为 GaAs 材料,它的介电常数是 12.8.因此,此时只有 2% 的能量被发射出去.其余 98% 的能量完全损耗掉,并使基底加热. Yablono-

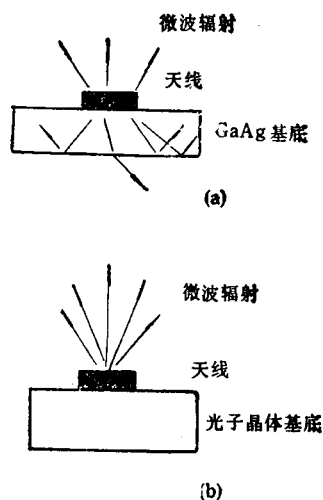


图4 用 GaAs 作微波发射的基底材料时,98% 的能量或者陷在基底中或者穿过基底损耗掉(a);用光子晶体作基底时,全部能量发射出去(b)

vitch 等用精密加工的方法做成了在 13—16 GHz 的微波波段有光子能隙的面心立方体光子晶体.用它来做基底,研究了 13.2GHz 的微波的发射情况.实验结果表明,几乎 100% 的能量都射向空中,13.2GHz 的微波完全不能通过光子能隙.这项研究为把天线做进集成电路创造了条件,见图 4.

2. 单模发光二极管

发光二极管是被广泛应用的一种光源,它工作可靠、寿命长和无阈值.但它的相干性很差,因此使用范围受到限制.如果把发光二极管放在光子晶体中,则它的性能将大为改善.首先,光子晶体能使发光二极管只发出光子晶体所能通过的频率的光.当把光子晶体做成只能通过单一电磁模式时,出射的光就具有极好的单色性及方向性.其次,因为二极管发出的所有光子都进入这单一模式,它的转换效率就很高.我们知道,空间单模保证了光的空间相干性,而单色性则保证了时间相干性.因此,普通的发光二极管就成为与激光类似的光源.用于得到单模发光二极管是光子晶体的一个十分重要的潜在应用.

3. 原子、分子自发辐射速率的改变

根据量子电动力学,原子与真空场有相互作用,因此真空场性质的改变就会出现量子电

动力学效应的变化。光子晶体中光子能隙的存在表明了真空场的改变,即光子的某些传播模式被禁戒了。对于自由空间,某一能级上的原子能向空间任意模式,在符合能量-动量守恒的条件下辐射能量。什么时候发射以及向哪个具体的模式发射是完全无规的,其统计结果就得到原子的自发辐射速率(或能级寿命)。而当处于光子晶体中的原子的自发辐射频率刚好落在光子能隙处,这种辐射完全被禁戒;当落在不完全能隙时,辐射速率就会发生变化。目前,实验上还未找到真正在可见光波段具有能隙的光子晶体,所以也未观察到完全禁戒的自发辐射。有人曾试图把聚苯乙烯小球在水中排成有序结构,测量溶于水中的 kiton red 染料分子在这种结构中的自发辐射速率的变化^[14]。虽然观察到自发辐射速率的改变,但进一步的实验发现,这种变化主要来源于电和化学的效应^[15]。也可以说,只有构造出有能隙的光子晶体,才能出现由量子电动力学效应导致的自发辐射速率的改变。

光子晶体的可能的应用远不至上面三项,尤其在制作光子器件方面有极大的潜力。目前国际上一些著名实验室和大学,一批具有光物理、固体物理及激光背景的科学家已投入到有

关的研究及发展中去。可以预料,在未来的几年内,无论在光子晶体的制作还是在它的应用上都会有重要的进展。

- [1] S. John, *Commens Cond. Mat. Phys.*, **14-4** (1988),193.
- [2] E. Yablonovitch, *J. Opt. Soc. Am. B*, **10-2**(1992), 283.
- [3] K. M. Ho, C. T. Chen and C. M. Soukoulis, *Phys. Rev. Lett.*, **65-25**(1990), 3125.
- [4] W. M. Robertson et al., *Phys. Rev. Lett.*, **68-13**(1992), 2023.
- [5] E. Yablonovitch and T.J. Gmitter, *Phys. Rev. Lett.*, **63-18**(1992), 1950.
- [6] E. Yablonovitch and T. J. Gmitter, *Phys. Rev. Lett.*, **67-17**(1992), 2295.
- [7] A. Scherer et al., *J. Vac. Sci. Technol.* **B8-1** (1990), 28.
- [8] M. M. Burns et al., *Science*, **249**(1990), 749.
- [9] Von Werner Luck et al., *Die Naturwissenschaften*, **14**(1963),37.
- [10] M. Grätzel, Photoinduced Electron Transfer Part: D, ed. M. A. Fox and M. Chanon, Elsevier Press, New York. (1988), 422.
- [11] D. Hcne, *J. de Phys.*, **46-C3**(1985), 21.
- [12] T. J. Chen et al., *Phys. Rev. Lett.*, **68-16**(1992), 2555.
- [13] E. R. Brown et al., *J. Opt. Soc. Am. B*, **10-2** (1993),404.
- [14] J. Martorell and N. Lawandy, *Phys. Rev. Lett.*, **65-15**(1990), 1877.
- [15] B. Y. Tong et al., *J. Opt. Soc. Am.* **B10-2**(1993), 356.

自 锁 模 激 光 器

白迎新 王之江

(中国科学院上海光学精密机械研究所,上海 201800)

概述了自锁模激光器的新成就(包括我们自己的工作)。在实验上,自锁模钛宝石激光器可以输出 13fs 的短激光脉冲,这是直接从激光器中获得的最短脉冲;自锁模溴化亚铜激光器可以输出高稳定性的激光脉冲,从而彻底否定了自锁模没有实用价值的传统认识。在理论上,自克尔镜模型解释了自聚焦激光介质引起的锁模现象;增益凹陷模型解释了宽带激光介质自吸收引起的锁模现象和窄带激光介质增益谱线分裂引起的锁模现象。最后,对它们的输出稳定性作了分析。

关键词 超短脉冲,自锁模,斯塔克效应

Abstract

In this paper, the progress in self-mode-locked lasers is briefly described. Experimental