

特约专栏

# 有关光学超晶格的一些研究进展

朱永元

(南京大学 固体微结构物理国家重点实验室, 江苏 南京 210093)

**摘要:** 首先回顾了光学超晶格的研究历史, 在此基础上简要介绍了南京大学近几年来在光学超晶格非线性激光频率转换和原型激光器件方面的一些工作进展, 包括: 多重准位相匹配和耦合参量过程, 光学超晶格在全固态激光技术中的应用, 光学功能集成, 二维光学超晶格中的光散射与准位相匹配, 波导光学超晶格中的准位相匹配和契伦科夫辐射, 并对该领域的研究作了若干展望。

**关键词:** 光学超晶格; 准位相匹配; 光散射; 光功能集成; 契伦科夫辐射

**中图分类号:** O731      **文献标识码:** A      **文章编号:** 1674-3962(2010)10-0030-10

## Some Progress in the Study of Optical Superlattices

ZHU Yongyuan

(National Laboratory of Solid State Microstructures, Nanjing University, Nanjing 210093, China)

**Abstract:** Some progress of the investigation on optical superlattices in Nanjing University has been briefly presented with a short retrospect of the history, which include: multiple quasi-phase matching and the coupled parametric processes, application of optical superlattice in all-solid-state laser technology, integration of optical functionality, light scattering and quasi-phase matching in the two-dimensional optical superlattice and quasi-phase matched Cerenkov radiation in the waveguide optical superlattice. Some outlook has been discussed, including piezoelectric effect and photon entanglement.

**Key words:** optical superlattice; quasi-phase matching; light scattering; photonic functional integration; cerenkov radiation

### 1 前言

由于现代材料制备技术和微加工技术的长足进展, 使许多人工微结构材料得以制备和应用, 微结构物理研究的内涵越来越丰富, 其应用背景日益明显。对微结构材料的研究正在从半导体材料(微电子材料)向介电体材料和金属材料(光电功能材料)扩展, 相继出现了光子晶体<sup>[1-2]</sup>、声子晶体<sup>[3]</sup>、光学超晶格<sup>[4]</sup>、人工电磁材料(包括: 表面等离子激元晶体、负折射率材料)<sup>[5]</sup>等, 引起了各发达国家的高度重视。对微结构光电功能材料的研究已成为材料科学、凝聚态物理学、光电子技术科学的交汇点和新学科的生长点, 有重要的学术意义和应用价值。

光学超晶格的基本原理是诺贝尔奖获得者 Bloembergen 等于 1962 年提出的准位相匹配(QPM)理论<sup>[6]</sup>,

国际上也称之为准位相匹配材料。它主要用于激光的频率转换, 因此也有人称其为非线性光子晶体<sup>[7]</sup>。

可以被制备成光学超晶格的材料有多种, 如: 铁电晶体  $\text{LiNbO}_3$ 、 $\text{LiTaO}_3$  和  $\text{KTiOPO}_4$ ; 半导体晶体  $\text{GaAs}$  和  $\text{GaP}$ ; 石英晶体等<sup>[8]</sup>。将微结构引入到上述晶体材料中就可以制成光学超晶格。由于半导体材料的多光子吸收问题和石英晶体的非线性系数太小, 目前大量的工作集中在铁电晶体  $\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{LiTaO}_3$  和  $\text{KTiOPO}_4$  上。引入的微结构可以是周期的、也可以是准周期或非周期的; 可以是一维的、也可以是二维的; 可以是体块的、也可以是波导形的。微结构的特征尺度由具体条件来定, 大致在若干  $\mu\text{m}$  至数  $10\mu\text{m}$  之间。有关这方面的工作可以参见若干综述文章<sup>[9-11]</sup>。

众所周知, 铁电材料的特征是具有自发极化、且其自发极化的方向可以在外电场作用下改变方向。上面提到的几种铁电晶体其铁电畴自发极化的取向比较简单, 沿  $+c$  (正畴) 或  $-c$  轴 (负畴)。

所谓光学超晶格实际上是利用一定的方法使其中的正畴和负畴按一定的方式有序的排列。用铁电晶体制备光学超晶格有多种方法, 如: 生长条纹法<sup>[12]</sup>、室温极

收稿日期: 2010-09-15

基金项目: 国家 973 计划项目(2010CB630703) 和国家自然科学基金项目(10523001)资助。

通信作者: 朱永元, 男, 1949 年生, 教授, 博士生导师

化法<sup>[13]</sup>等,也有利用电子束<sup>[14]</sup>、离子束扫描<sup>[15]</sup>和原子力显微镜<sup>[16]</sup>、扫描探针显微镜<sup>[17]</sup>逐区极化的。其原理都是利用铁电晶体其自发极化的取向可以在外电场作用下改变的特点。目前常用的是室温极化法,其优点是可以借用成熟的半导体平面工艺,批量生产,制备出具有复杂结构的光学超晶格。早期的工作中使用的是同成分铌酸锂和钽酸锂晶体。由于晶体中存在大量的缺陷,带来晶体的矫顽场高(样品的厚度被限于只有 0.5 mm)、抗光损伤阈值低等缺点,不适合高功率激光器件。随着技术的发展,同成分 LiNbO<sub>3</sub>、LiTaO<sub>3</sub> 晶体正逐步被化学计量比的晶体所替代<sup>[18-19]</sup>。在化学计量比 LiNbO<sub>3</sub>、LiTaO<sub>3</sub> 中,本征缺陷大大减少,矫顽场降低了一个数量级以上,抗光损伤阈值提高了 2~3 个数量级,从而可以制备更厚的样品,使得高功率下的激光频率转换成为可能。

介电材料的许多物理性能都与其高频电极化响应有关,包括:电子云位移极化和离子位移极化。注意,这里的离子位移极化只涉及离子在平衡位置附近的微小振动,而与离子位移导致的自发极化无关,即这里的外场大大小于使自发极化转向所需的场强。在光频范围内,主要是电子云位移极化的贡献,而离子的质量太重,跟不上光频的变化。而在频率较低的情况下,如在微波范围,则电子云位移极化和离子位移极化都有贡献。我们在这两方面都进行了系统的研究。本文只关注于激光的频率转换,因此电极化的响应只与电子云位移有关。在这种情况下,其极化  $P$  与外场  $E$  的关系可以表示为

$$P \propto x^{(1)} E + x^{(2)} E^2 + x^{(3)} E^3 + \cdots \quad (1)$$

为了简单起见,上述方程中我们将  $P$  和  $E$  取作标量的形式。其中: $x^{(2)}$ 、 $x^{(3)}$  分别是二级和三级非线性光学极化率,而  $x^{(1)}$  则是线性极化率。

在光学超晶格中, $x^{(1)}$  和  $x^{(3)}$  在整个材料中保持不变,而  $x^{(2)}$  则可证明在正畴和负畴区改变符号。正是这个性质使光学超晶格近年来在准位相匹配激光频率转换中引起了人们的重视。

激光的频率转换过程需遵守两个守恒规律,一是能量守恒,二是动量守恒。其中的动量守恒在非线性光学中又称之为位相匹配。以激光的倍频为例,这两个规律可表示为:

$$\begin{aligned} \omega_1 + \omega_1 &= \omega_2 \\ \vec{k}_1 + \vec{k}_1 &= \vec{k}_2 \end{aligned} \quad (2)$$

在参与相互作用的光同线情况下,由位相匹配条件可以得到

$$n_2 = n_1 \quad (3)$$

其中  $\omega_1$ ,  $\vec{k}_1$ ,  $n_1$  和  $\omega_2$ ,  $\vec{k}_2$ ,  $n_2$  分别是基波和倍频波的

频率、波矢量和折射率。由于材料的色散,这一条件通常很难实现。1963 年 Franken<sup>[20]</sup>等提出了双折射位相匹配的方案:它利用晶体的双折射特性,不同的偏振态具有不同的折射率,即参与相互作用的光波取不同的偏振,从而在某个特定的方向上实现位相匹配。对于铌酸锂这类负单轴晶体有

$$n_2^e(\theta) = \left[ \frac{\cos^2 \theta}{(n_2^o)^2} + \frac{\sin^2 \theta}{(n_2^e)^2} \right]^{-1/2} = n_1^o \quad (4)$$

其中上标  $e$  和  $o$  分别表示异常光和寻常光,  $\theta$  为传播方向与晶体光轴间的夹角。由此得

$$\sin \theta = \left[ \left( \frac{n_2^e}{n_2^o} \right)^2 \frac{(n_2^o)^2 - (n_1^o)^2}{(n_2^o)^2 - (n_1^e)^2} \right]^{1/2} \leq 1 \quad (5)$$

由于

$$\sin \theta \leq 1 \quad (6)$$

因此有

$$n_2^o - n_2^e \geq n_2^o - n_1^o \quad (7)$$

即:为了使双折射位相匹配条件可以实现,晶体材料的双折射必须大于其色散。目前广泛使用的准位相匹配材料 LiTaO<sub>3</sub>, 由于其不满足这一条件,因此在通常的双折射位相匹配中不能被用于激光频率转换。对于 LiNbO<sub>3</sub> 来说,当基波光的波长小于 1  $\mu\text{m}$  时,同样也存在这个问题。

1962 年 Bloembergen<sup>[6]</sup>等提出了一个实现位相匹配的方案,即准位相匹配理论。其核心是通过晶体的非线性极化率的周期性调制来补偿光频率转换过程中由于折射率色散造成的基波和谐波间的位相失配,从而实现非线性光学效应的增强。

这样,位相匹配可以放宽为准位相匹配,条件是需在原来均匀的材料中引入微结构,成为光学超晶格。在准位相匹配情况下

$$\begin{aligned} \omega_1 + \omega_1 &= \omega_2 \\ \vec{k}_1 + \vec{k}_1 + \vec{G} &= \vec{k}_2 \end{aligned} \quad (8)$$

其中:  $G$  是由光学超晶格提供的倒格矢。

相比于双折射位相匹配,准位相匹配有若干优点:①可通过微结构的设计,匹配各种非线性光学参量过程,能在其整个透明波段实现倍频、差频和参量振荡过程等;②有些晶体,如 LiTaO<sub>3</sub> 晶体,因其双折射太小,不能被用于双折射位相匹配的频率转换,而利用准位相匹配则使其在非线性光学频率转换中发挥了巨大的作用;③非线性光学过程效率的提高,如对 LiNbO<sub>3</sub> 晶体,双折射位相匹配利用的是其较小的非线性系数  $d_{31}$ , 准位相匹配利用的是其最大的非线性系数  $d_{33}$ , 而转换效率与非线性系数的大小直接有关;④可实现多个非线性参量过程的耦合,如在准周期光学超晶格<sup>[21]</sup>中,利用

多个独立的倒格矢, 在一块晶体内就能同时匹配多个参量过程; ⑤可通过微结构的设计实现对参量波波前的裁剪, 如实现高斯光束的完美匹配<sup>[22]</sup>或局域准位相匹配<sup>[23]</sup>等, 这可称为非线性的波前工程。

通常光学超晶格的设计参数由准位相匹配条件决定。对于共线同向的倍频来说, 光学超晶格的周期  $\Lambda$  由下式决定( $\lambda$  为光在真空中的波长)

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2(n_2 - n_1)} \quad (9)$$

在这种情况下, 周期一般在若干  $\mu\text{m}$  的量级。而对于共线背向的倍频来说, 光学超晶格的周期  $\Lambda$  由下式决定<sup>[24]</sup>

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2(n_2 + n_1)} \quad (10)$$

此时, 当基波波长较短时, 周期会在亚  $\mu\text{m}$  量级。上述光学超晶格周期在倍频时同向和背向传播情况下的差异, 同样也存在于其它的参量过程。

准位相匹配概念的提出引起了人们的关注。早期由于受制备技术的限制, 工作不多。20 世纪 70 年代后期以来, 相继提出了制备光学超晶格的生长条纹法<sup>[12]</sup>、室温极化法<sup>[13]</sup>等, 准位相匹配理论得到了广泛的验证和应用。

初期大量的工作集中于一维周期结构, 设计和制备都较容易, 用于单一的频率转换过程, 如: 倍频、差频、参量下转换等, 转换效率随着制备技术的不断完善而逐渐提高。随后人们相继研究了二维光学超晶格<sup>[7,25]</sup>和准周期光学超晶格<sup>[21]</sup>, 用以实现非共线的和耦合的多参量过程, 从而丰富了准位相匹配的理论。现今光学超晶格已被广泛应用于各个领域。如: 用来实现高效的激光倍频和利用光参量技术研制可调谐的激光光源<sup>[26-28]</sup>, 在超快激光中对脉冲进行压缩、整形<sup>[29]</sup>等。另外, 光学超晶格在 THz 波的产生<sup>[30-31]</sup>、光学双稳<sup>[32]</sup>、全光二极管<sup>[33]</sup>、光学混沌<sup>[34]</sup>、光孤子<sup>[35]</sup>等方面都有应用。

本文拟对光学超晶格的一些研究进展作一简单介绍。最新的研究显示, 通过对微结构的特殊设计, 可以在全固态激光技术、多个光学功能的集成、非线性 Cerenkov 辐射等方面获得应用。因此光学超晶格是一种全方位、多功能的光电功能材料。

## 2 多重准位相匹配和耦合参量过程

受 1984 年准晶发现的启发, 我们将准周期引入光学超晶格, 提出了通过多重准位相匹配来实现耦合参量过程的设想。

周期超晶格只有一组倒格矢, 通常只能高效完成一个光参量过程。准周期光学超晶格具有多组倒格矢, 能

同时高效完成多个光参量过程。这里以 Fibonacci 结构和三倍频为例。Fibonacci 结构的构成如下。设计两个长度不同的构造单元, 每个构造单元均由一对正、负畴构成。如果仅取一种构造单元重复排列, 这样形成的是周期超晶格。如果这两种构造单元按 Fibonacci 序列排列, 则就构成 Fibonacci 准周期超晶格(见图 1)<sup>[21]</sup>。对于一维 Fibonacci 准周期光学超晶格, 其倒格矢可表示为

$$G_{mn} = \frac{2\pi(m + n\tau)}{\tau l_A + l_B} \quad (11)$$

其中  $\tau = (1 + \sqrt{5})/2$  为黄金分割数,  $l_A$ ,  $l_B$  分别是两个不同结构单元的厚度,  $m$  和  $n$  是两个整数。

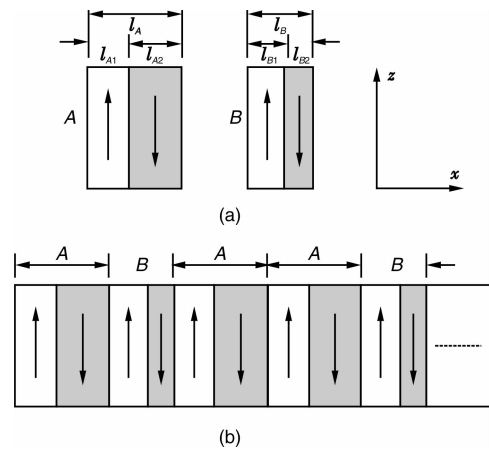


图 1 Fibonacci 准周期光学超晶格; (a) 两种不同的结构单元, 其中的箭头表示自发极化的取向, (b) Fibonacci 准周期光学超晶格示意图

Fig. 1 Fibonacci quasiperiodic optical superlattice: (a) two building blocks, arrow indicating the direction of the spontaneous polarization and (b) schematic diagram of the Fibonacci quasiperiodic optical superlattice

在三倍频的产生中, 涉及两个过程: 一是倍频, 二是倍频和基频的和频。通常的方法需利用两块晶体, 1 块用于倍频, 第 2 块用于和频, 并分别满足位相匹配或准位相匹配条件。在这里, 这两个过程是分开进行的。

利用准周期光学超晶格可以将这两个过程集成在一块晶体里。这是因为准周期光学超晶格可以提供两个不同的倒格矢( $G_{11}$ 和 $G_{23}$ ), 使得倍频和和频过程能同时满足准位相匹配条件(即所谓的多重准位相匹配):

$$\begin{aligned} k_2 - 2k_1 - G_{11} &= 0 \\ k_3 - k_2 - k_1 - G_{23} &= 0 \end{aligned} \quad (12)$$

其中  $k_3$  是三倍频的波矢。

在准周期光学超晶格中, 这样的两个参量过程是耦合在一起的, 即倍频和和频的过程是同时进行的, 是分不开的, 因此可称之为耦合参量过程。

我们对三倍频产生的耦合方程(不限于 Fibonacci 准

周期结构)进行了解析理论处理<sup>[36]</sup>, 结果表明, 三倍频的转换效率不仅与超晶格的长度有关, 还与两个耦合系数的比有关。这两个耦合系数, 1 个与倍频有关, 1 个与和频有关。耦合系数的大小与超晶格的结构参数有关, 这就为超晶格的优化设计提供了理论依据。

利用 Fibonacci 准周期光学超晶格, 我们在实验上验证了直接三倍频的产生(见图 2)<sup>[37]</sup>, 并在此基础上在特殊设计制备的光学超晶格中实现了三基色的产生<sup>[38-39]</sup>。

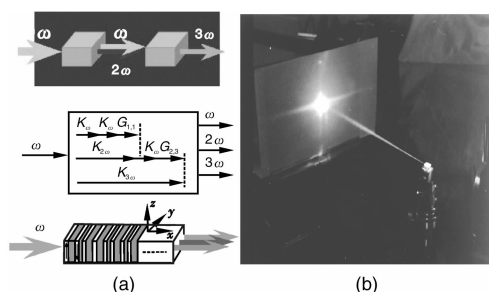


图 2 多重准位相匹配理论及实验验证: (a) 示意图, (b) 三倍频实验

Fig. 2 Multiple quasi-phase matching and the experimental demonstration: (a) schematic diagram and (b) trisecond-harmonic experiment

### 3 光学超晶格在全固态激光技术中的应用

随着光学超晶格转换效率的提高, 基于激光二极管泵浦的小型化, 全固态激光器逐渐成为激光领域的研究热点。这类激光器具有光束质量好、线宽窄、发散小、体积小等优点。

由于材料本身的局限, 实用半导体激光器的输出波段主要在近红外区。而高技术的发展提出了对不同波段实用化激光器的需求, 其中用于信息储存的紫外、近紫外光, 用于水下通讯的蓝光, 用于光通讯的(1.3 ~ 1.6)  $\mu\text{m}$  的近红外光, 以及用于大气和环境监测的中远红外光, 仅靠现有的激光器是不能覆盖的。如何展现现有激光器所覆盖的波段, 已成为物理界、光学界、材料界与技术界共同关注的问题。其中利用光学超晶格来进行频率转换是一条重要的途径。

祝世宁等对化学计量比  $\text{LiTaO}_3$  晶体的光学性质和极化特性进行了细致的研究, 在此基础上, 用化学计量比  $\text{LiTaO}_3$  超晶格作为激光频率转换器件, 制备了红、绿、蓝单色以及红绿蓝三基色(即准白光)激光器样机, 达到瓦级输出<sup>[40-41]</sup>。

他们等分别采用了两种不同的方案在特殊设计的光学超晶格中实现了三基色输出。第 1 种方案是<sup>[40]</sup>使用掺  $\text{Nd}^{3+}$  的双波长激光器为基波光源, 输出波长为

1 342 nm 和 1 064 nm。利用 1 块光学超晶格同时实现 1 342 nm 的倍频和三倍频以及 1 064 nm 的倍频, 得到红光、蓝光和绿光。这三色光间的能量分配可通过调节晶体温度等来调节, 由此研制了功率大于 1 W 的全固态三基色准白光激光器原型(见图 3)。第 2 种方案是<sup>[41]</sup>532 nm 的绿光为泵浦光输入光学超晶格, 通过 OPO 产生 633 nm 的信号光(红光)和 3 342 nm 的闲置光。再由泵浦光与闲置光和频产生 459 nm 的蓝光。获得了大于 1 W 的白光, 其转换效率大于 30%。



图 3 利用准周期介电体超晶格研制的红、绿、蓝三基色(白光)全固态激光器原型

Fig. 3 Prototype device of RGB all-solid-state laser by using quasiperiodic optical superlattice

红绿蓝三色激光可用来做激光显示, 如 2005 年爱知世博会上, 日本 Sony 公司推出了代表当时最新的激光显示系统——“地球的屋子”。长 50 m, 高 10 m, 整个球形屏幕实现了无缝拼接。实现激光三基色比较常用的 1 种方法就是用 3 台近红外激光器加 3 块非线性晶体来实现。最近, 中科院许祖彦等研制成功了 28 W 的红光(669 nm)、4.2 W 的绿光(515 nm)和 7.6 W 的蓝光(440 nm)激光器<sup>[42-43]</sup>。而用准周期光学超晶格通过多重准位相匹配技术, 则可以在 1 块光学超晶格上同时实现红绿蓝三色光输出。

### 4 光学超晶格用于光学功能集成

光是人类认识和改造世界的工具, 是信息的理想载体。光子作为信息的载体, 与“电子”相比, “光子”具有更高的信息容量和效率、更快的响应时间和速度、更大的互连空间、并行能力与存储能力等。因此, 可以说, 在信息科学领域, “光子”是继“电子”之后的又一个更为优秀的信息载体。在过去的 50 多年里, 基于集成电路的微电子技术当代信息社会中发挥了巨大的作用。因此, 研究和利用微结构来对光的功能进行集成具有重要的意义。

美国斯坦福大学的 Fejer<sup>[44]</sup>等提出了利用光学超晶格制备非线性光学器件的设想, 如倍频衍射器件、倍频

聚焦器件等, 并进行了相应的实验验证。其基本思路是: 将原本用于倍频的一维周期光学超晶格, 分割成若干独立的通道, 通道与通道间有单畴区相隔, 调整各通道的相对位置, 可以实现倍频光的衍射或聚焦。对于每个通道来说, 由于是简单的一维周期结构, 仍然可以用通常的准位相匹配来解释倍频的产生。

我们则提出了一个新的方案<sup>[23]</sup>, 将惠更斯原理用于光学超晶格的设计。以倍频光的聚焦为例, 在基频光在光学超晶格中传播时, 将其波前上的每 1 点既看作是基频光的次波源、也看作是倍频波的波源。通过适当的设计光学超晶格的微结构, 可以使 1 块光学超晶格材料同时完成多个功能。如将倍频、偏转与聚焦集于一身。在我们的方案中, 设计出的结构已不再具有周期性, 而是根据聚焦的不同, 其形状也大异。如图 4 所示, 分别为聚焦为 1 个聚焦点、两个聚焦点和 10 个聚焦点的光学超晶格图案。其中, 聚焦为 1 个聚焦点的畴结构形为

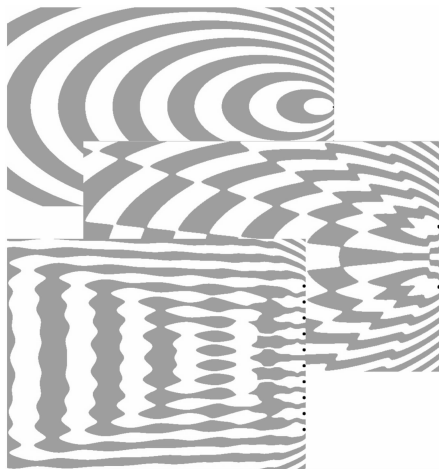


图 4 用于倍频聚焦的光学超晶格示意图

Fig. 4 Schematic diagram of optical superlattice for second-harmonic focusing

“椭圆状”, 2 个聚焦点的畴断裂为“砖块状”, 10 个聚焦点的畴为“长方形状”, 一环套一环。图 5 是倍频产生和聚焦过程的示意图。其中黄色框内是光学超晶格, 红色表示的是倍频光。可以看出, 随着基波在超晶格外传播, 倍频逐渐增强并开始聚焦。在光学超晶格外, 倍频光聚焦为两个斑点。图 6 是倍频双聚焦的实验照片。由于畴结构的“怪异”, 为了解释倍频聚焦的现象, 我们提出了局域准位相匹配的概念, 其示意图见图 7。其中两个倒格矢分别用于准位相匹配倍频双聚焦, 可以看出, 不同区域中倒格矢的分布是不同的。

这一方法可用作光集成, 但与传统的方法又有所区别。传统方法是多区域功能集成, 如欲将倍频、偏转和聚焦三功能集成在一起, 则需将光学超晶格的微结构分

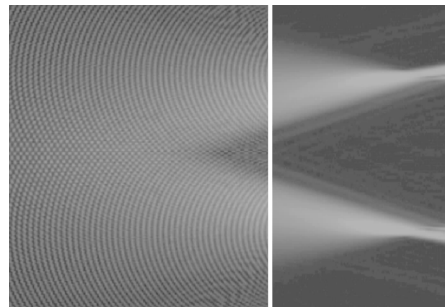


图 5 倍频产生和聚焦过程的示意图, 其中黄色框内是光学超晶格, 红色表示的是倍频光, 随着基波在超晶格外传播, 倍频逐渐增强并聚焦

Fig. 5 Schematic diagram of second-harmonic generation focusing. Within yellow box is optical superlattice with red color indicating the second-harmonic light. With propagation of fundamental light a long optical superlattice, second harmonic wave generates and focuses gradually



图 6 倍频双聚焦的实验照片

Fig. 6 The experimental photo of the dual focusing of the second harmonic

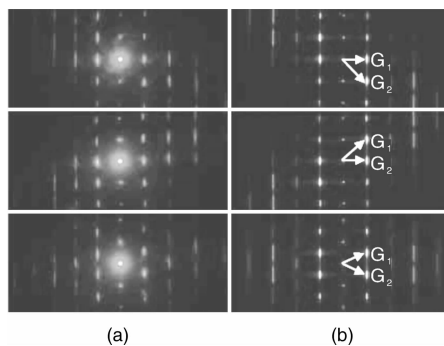


图 7 用于倍频双聚焦的光学超晶格不同区域的衍射图案: (a) 实验结果, (b) 模拟结果(图中标出的倒格矢分别用于准位相匹配倍频双聚焦)

Fig. 7 The diffraction patterns from different regions of optical superlattice designed for dual focusing of second harmonic: (a) experimental result and (b) simulated result. The marked reciprocal vectors are used for dual focusing of the quasi-phase matched second harmonic

成 3 个不同的区域：第 1 个区域利用非线性光学效应将基频光转换成倍频光，第 2 个区域利用电光效应将倍频光进行偏转，第 3 个区域利用电光效应将倍频光聚焦。易见，该器件在工作时，除了要有基频光入射外，还需在第 2 和第 3 区域外加一定大小的直流电场，因此使用上不是很方便。此外，某一微结构区域的破损会导致聚焦功能的丧失。而我们的方法是利用惠更斯原理，通过对光学超晶格微结构的特殊设计对倍频波的波前进行调控，即在实现倍频的同时控制其传播方向，从而实现多个功能的集成。因此该方法克服了传统方法的不足，任何区域都能够同时实现倍频、偏转和聚焦 3 个功能。在整个过程中只利用了非线性光学效应，无需利用电光效应。利用这个方法，有可能使器件更紧凑和小型化。

## 5 二维光学超晶格中的光散射与准位相匹配

通常人们在研究非线性晶体中的激光频率转换时，均没有考虑光在传播过程中的散射。而实际上，晶体内部的缺陷或其它非均匀性会造成光的散射，包括弹性散射和非弹性散射。这些散射信号为人们观察和研究非线性光学晶体中各种物理过程提供了有效的手段。

1998 年 Berger<sup>[7]</sup> 从理论上将准位相匹配的研究从一维拓展至二维，2000 年 Broderick<sup>[25]</sup> 等成功制备并演示了在六角极化的超晶格中的倍频及高次谐波的产生。这里不涉及基波的散射光，倍频准位相匹配的条件是

$$\vec{k}_2 - 2\vec{k}_1 - \vec{G}_{mn} = 0 \quad (13)$$

其中，对于六角结构的光学超晶格，倒格矢为

$$\vec{G}_{mn} = \frac{4\pi}{\sqrt{3}a} \sqrt{m^2 + n^2 + mn} \quad (14)$$

式中， $a$  为点阵周期，下标  $m, n$  是两个整数，表示倒格矢的阶数。

当非线性过程涉及弹性散射光时，研究表明，光学超晶格能够将弱弹性信号显著增强。其原理是微弱的弹性散射光和入射光之间可以实现和频，在准位相匹配条件下，这种和频能以很高的效率完成。考虑到散射光和入射光间的和频，其准位相匹配条件为

$$\vec{k}_2 - \vec{k}_1 - \vec{k}'_1 - \vec{G}_{mn} = 0 \quad (15)$$

其中  $\vec{k}'_1$  是弹性散射光的波矢，它在  $4\pi$  立体角内都有分布。由于折射率的各向异性， $\vec{k}'_1$  和  $\vec{k}_1$  不仅方向不同、大小也不同。实验中观察到这种散射是一种前向小角散射，因此，可以近似认为  $\vec{k}'_1$  和  $\vec{k}_1$  大小相同。

徐平等<sup>[45]</sup> 对这一新颖的非线性效应进行了研究，在一块六角极化的二维光学超晶格（见图 8）中观察到了不同空间分布的锥形二次谐波束（图 9 为准位相匹配的

示意图）。这些谐波束在投影屏上或是单环分布或是环对出现（见图 10），取决于参与准位相匹配的倒格矢与基波共线不共线。二次谐波的出射方向由下式决定式中夹角  $\theta$  见图 9：

$$\cos\theta' = \frac{|\vec{k}_2|^2 + |\vec{k}_1 + \vec{G}_{mn}|^2 - |\vec{k}'_1|^2}{2|\vec{k}_2| \cdot |\vec{k}_1 + \vec{G}_{mn}|} \quad (16)$$

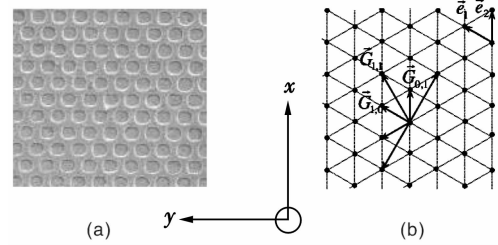


图 8 二维光学超晶格：(a) 样品照片，(b) 倒空间中倒格矢的分布

Fig. 8 Two-dimensional optical superlattice: (a) the photo of the sample and (b) the distribution of reciprocal vectors

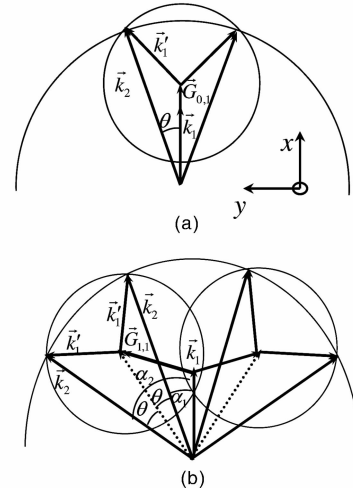


图 9 准位相匹配示意图：(a) 共线情况，(b) 非共线情况

Fig. 9 Schematic diagram of the quasi-phase matching: (a) colinear case and (b) non-colinear case

这种明亮的锥形谐波束直接将红外波段的弹性光转换成可见光，其强弱正比于散射光的强度。利用这种方法他们测得了弹性散射在钽酸锂晶体中的分布，这为晶体质量和微结构的表征提供了一种有效的方法。他们在一维准周期光学超晶格中也观察到了这种现象<sup>[46]</sup>

锥形光束可用在光学微操纵、光信息处理、光学加工、量子光学等领域。近年来有关文献相继报道了产生锥形谐波束的方法。例如：利用周期极化钽酸锂晶体产生中空差频光束<sup>[47]</sup>，具有反平行畴结构的铌酸锂

晶体在沿晶轴方向入射的基波的激发下产生锥形二次谐波束<sup>[48]</sup>，具有贝塞尔函数分布的基波通过周期极化的 KTP 晶体产生的锥形二次谐波束<sup>[49]</sup>，这种锥形谐波束还可以在单畴晶体中<sup>[50]</sup>甚至是各向同性材料中<sup>[51]</sup>产生。不同的是，这些研究都对基波有特殊的要求或是同时需要两束基波。而徐平等所研究的产生这些光束的原理与上面的不同，对用于产生这种谐波束的基波没有任何特殊的要求。

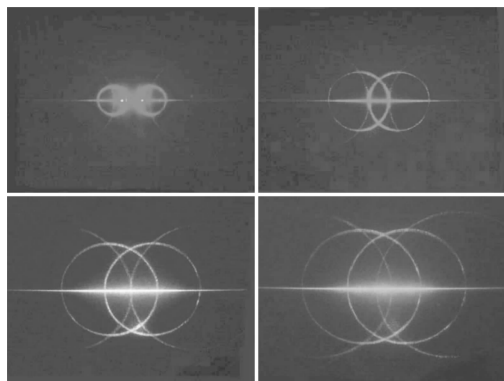


图 10 投影屏上环成对出现的照片

Fig. 10 photos of rings showed in pair on projection screen

徐平等<sup>[52]</sup>还研究了光学超晶格中拉曼散射的准位相匹配增强效应。实验发现与声子极化激元有关的拉曼散射信号被增强了 5~6 个数量级，高阶（最高达 11 阶）拉曼散射也达到可探测的强度，形成频率间隔可调的梳形拉曼光谱。该结果可用于研制新型拉曼激光器。

## 6 波导光学超晶格中的准位相匹配

波导结构中的非线性倍频过程，是获得短波长新相干光源的重要途径。波导能限制光的衍射，将光约束在很小的空间内传输并能与光纤技术兼容，是集成光学的基本结构单元。中等功率的激光束在波导内就可产生很高的功率密度，从而获得大的倍频转换效率。通常，光参量过程在光波导中因介质色散导致的基波和倍频波间的位相失配，可由不同偏振方向和不同阶数的导模间的模式色散来补偿，从而达到非线性光学效应的增强。在这种情况下，基波和倍频波都是导模，即都被限制在波导中传播。斯坦福大学的 Fejer 等在这方面做了许多工作<sup>[53]</sup>。实际上，波导中的倍频还有另外一种位相匹配方式：如果波导中基波的传播速度比倍频波在衬底中的传播速度大，那就可以产生以一定角度辐射到衬底中的倍频波。在这种情况下，基波是导模，倍频波是辐射模。这和粒子物理中的 Cerenkov 辐射有点类似，因此被称为 Cerenkov 倍频。与波导中的模式匹配倍频相比，Cerenkov 倍频是非共线耦合的。其位相匹配条件为

$$k_2 \cos \theta = 2\beta_1 \quad (17)$$

式中， $\beta_1$  是基波导模的传播矢量。由于对辐射角  $\theta$  没有限制，因此该匹配条件能自动满足。

1997 年 Vaya 等<sup>[54]</sup>从理论上研究了一维光学超晶格中的 Cerenkov 倍频，将准位相匹配引入，提出了新的波导倍频方案：QPM Cerenkov 倍频。这里，准位相匹配条件为

$$k_2 \cos \theta = |\vec{\beta}_1 \pm \vec{G}| \quad (18)$$

在一维情况下， $\vec{\beta}_1$  和  $\vec{G}$  是共线的。

张勇等<sup>[55]</sup>将 Vaya 等的一维理论推广到二维光学超晶格，研究了二维光学超晶格中的倍频和和频产生。Cerenkov 倍频的位相匹配过程由于二维光学超晶格中有共线和非共线的倒格矢，变得极为有趣，Cerenkov 倍频会沿不同方向辐射出来。实验上研究了六角点阵结构的二维钽酸锂光学超晶格平面波导的倍频，对于 1 064 nm 的基波光，观察到了多束倍频绿光的辐射。图 11 是 Cerenkov 辐射准位相匹配的示意图。由于对辐射角没有限制，因此位相匹配有多种方式，可以是加 1 个倒格矢的，也可以是不加倒格矢的或是减 1 个倒格矢的。

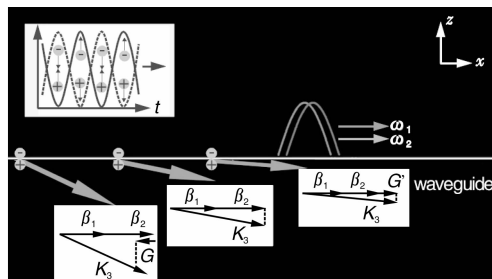


图 11 Cerenkov 辐射准位相匹配示意图。图中央的白色线条为波导，绿色箭头表示 Cerenkov 辐射

Fig. 11 Schematic diagram of the quasi-phase matched Cerenkov radiation. The white line indicates the waveguide and the green arrow the Cerenkov radiation

对和频过程的研究显示了更丰富的 Cerenkov 辐射现象<sup>[56]</sup>。在和频过程中，入射光包含两个频率不同的基波： $\omega_1$  和  $\omega_2$ 。在非线性过程中，除了分别各自产生倍频波外，还会产生和频（实验示意图见图 12）。式(19)是和频的准位相匹配应满足的条件。

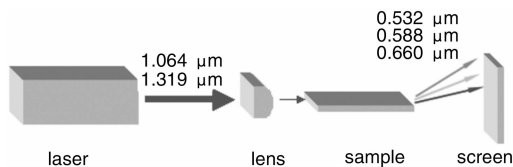


图 12 Cerenkov 辐射实验示意图

Fig. 12 Experimental setup for the Cerenkov radiation

$$k_3 \cos \theta = |\vec{\beta}_1 + |\vec{\beta}_2 \pm \vec{G}| \quad (19)$$

其中  $\vec{\beta}_1$  和  $\vec{\beta}_2$  是基波导模的传播矢量。当入射的基波波长分别为 1 064 nm 和 1 319 nm 时, 在观察屏上得到了一棵彩色的漂亮的“圣诞树”(见图 13)。

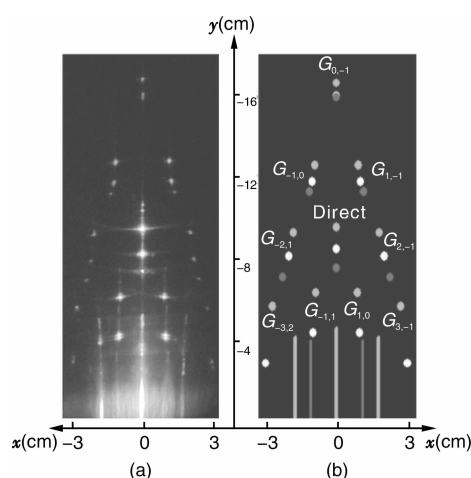


图 13 Cerenkov 倍频和和频: (a) 投影屏上的照片, (b) 模拟结果

Fig. 13 The Cerenkov second-harmonic generation and the Cerenkov sum frequency generation: (a) photo on projection screen and (b) simulated result

非线性 Cerenkov 辐射涉及波导光学、非线性光学、Cerenkov 辐射 3 个领域, 是个全新的方向, 有可能成为提供连续光源和纠缠光源的新技术, 很有研究价值。

## 7 结 语

铌酸锂、钽酸锂晶体, 集非线性光学、压电、电光、声光等效于一身, 是多功能的光电功能材料。其抗光损伤阈值低的缺点可以通过掺 Mg 加以克服, 从而扩大了其在倍频、Q 开关、电光调制等领域的应用, 而化学计量比铌酸锂、钽酸锂晶体生长技术的突破, 使晶体的许多性能得以改善。近年来微结构的引入更增添了这两种晶体的物理内涵。

对于非线性光学频率转换, 过去大量的工作集中在参与相互作用的光波是前向传播的, 而畴的形态是规则的。近年来随着极化技术的提高和研究的深入, 对周期为亚  $\mu\text{m}$  的超晶格和异形畴的制备提出了要求, 这为背向传播的光波相互作用和新的应用提供了可能。Canalias 等<sup>[57]</sup>在周期为 800 nm 的 KTP 光学超晶格中实现了无反射镜的光参量振荡, Ellenbogen 等<sup>[58]</sup>利用“水波纹状”的畴结构研究了 Airy 光束的非线性产生和调控。

实际上由于这些用于光学超晶格制备的铁电晶体, 除了具有非线性光学效应外, 还都同时具有压电、电光等性能, 因此, 光学超晶格也能用于压电效应和电光效

应的研究等。利用压电效应, 我们研究和制备了压电谐振器、压电换能器、压电声光偏转器等<sup>[59-62]</sup>。我们还研究了与压电效应有关的超晶格振动与电磁波的耦合导致的极化激元<sup>[63-65]</sup>。利用电光效应, 一维的光学超晶格可以对光的偏振进行转换<sup>[66-67]</sup>; 将畴制备成柱状或楔形则可以作成透镜和棱镜<sup>[68-69]</sup>。

最近, 由于量子信息的需要, 对光子的纠缠特性的研究, 引起了人们极大的兴趣<sup>[70-71]</sup>。俞小强等<sup>[71]</sup>将光学超晶格的研究从非线性光学拓展到量子信息领域, 利用畴调制的办法对纠缠光子源纠缠特性进行调控。通过光学超晶格中非线性系数的横向和纵向调制, 实现了对纠缠光子的空间关联和时间关联特性的整形, 产生了一些特殊类型的光子纠缠态, 光学超晶格有望在量子信息领域发挥重要的作用。

## 参考文献 References

- [1] Yablonovitch E. Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics[J]. *Physical Review Letters*, 1987, 58: 2 059 - 2 062.
- [2] John S. Strong Localization of the Photons in Certain Disordered Dielectric Superlattices [J]. *Physical Review Letters*, 1987, 58: 2 486 - 2 489.
- [3] Lu M H, Zhang C, Feng L, *et al.* Negative Birefractive of Acoustic Waves in a Sonic Crystal [J]. *Nature Materials*, 2007, (6) 744 - 748.
- [4] Zhu Y Y, Ming N B. Dielectric Superlattices for Nonlinear Optical Effects [J]. *Optical and Quantum Electronics*, 1999, 31: 1 093 - 1 128.
- [5] Shelby R A, Smith D R, Schultz S. Experimental Verification of a Negative Index of Refraction[J]. *Science*, 2001, 292: 77 - 79.
- [6] Armstrong J A, Bloembergen N, Ducuing J, *et al.* Pershan P S. Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric [J]. *Physical Review*, 1962, 127: 1 918 - 1 939.
- [7] Berger V. Nonlinear Photonic Crystals [J]. *Physical Review Letters*, 1998, 81: 4 136 - 4 139.
- [8] Ishizuki H, Taira T. High Energy Quasi-Phase Matched Optical Parametric Oscillation Using Mg-Doped Congruent LiTaO<sub>3</sub> Crystal [J]. *Optics Express*, 2009, 18: 253 - 258.
- [9] Rosenman G, Skliar A, Arie A. Ferroelectric Domain Engineering for Quasi-Phase-Matched Nonlinear Optical Devices [J]. *Ferroelectrics Review*, 1999(1): 263 - 326.
- [10] Hum D S, Fejer M M. Quasi-Phasematching [J]. *Comptes Rendus Physique*, 2007(8): 180 - 198.
- [11] Zhu S N, Zhu Y Y, Lu Y Q, *et al.* Ferroelectric Superlattice: Materials and Applications [J]. *Phase Transitions*, 2000, 72: 239 - 298.
- [12] Ming N B, Hong J F, Feng D. The Growth Striations and Ferroelectric Domain Structures in Czochralski-Grown LiNbO<sub>3</sub> Single



- Crystals[J]. *Journal of Materials Science*, 1982, 17: 1 663 – 1 668.
- [13] Zhu S N, Zhu Y Y, Zhang Z Y, *et al.* LiTaO<sub>3</sub> Crystal Periodically Poled by Applying an External Pulsed Field[J]. *Journal of Applied Physics*, 1995, 77: 5 481 – 5 483.
- [14] Glickman Y, Winebrand E, Arie A, *et al.* Electron-Beam-Induced Domain Poling in LiNbO<sub>3</sub> for Two-Dimensional Nonlinear Frequency Conversion [J]. *Applied Physics Letters*, 2006, 88: 011 103 (1 – 3).
- [15] Li X J, Terahe K, Hatano H, *et al.* Domain Patterning Thin Crystalline Ferroelectric Film with Focused Ion Beam for Nonlinear Photonic Integrated Circuits [J]. *Journal of Applied Physics*, 2006, 100: 106 103 (1 – 3).
- [16] Rosenwaks Y, Dahan D, Molotskii M. Ferroelectric Domain Engineering Using Atomic Force Microscopy Tip Arrays in the Domain Breakdown Regime [J]. *Applied Physics Letters*, 2005, 86: 012 909 (1 – 3).
- [17] Rosenman G, Urenski P, Agronin A, *et al.* Submicron Ferroelectric Domain Structures Tailored by High – voltage Scanning Probe Microscopy[J]. *Applied Physics Letters*, 2003, 82: 103 – 105.
- [18] Maruyama M, Nakajima H, Kurimura S, *et al.* 70-mm-Long Periodically Poled Mg-doped Stoichiometric LiNbO<sub>3</sub> Devices for Nanosecond Optical Parametric Generation [J]. *Applied Physics Letters*, 2006, 89: 011 101 (1 – 3).
- [19] Yu N E, Kang C, Yoo H K, *et al.* Simultaneous Forward and Backward Terahertz Generations in Periodically Poled Stoichiometric LiTaO<sub>3</sub> Crystal Using Femtosecond Pulses [J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 93: 041 104 (1 – 3).
- [20] Franken P A, Ward J F. Optical Harmonics and Nonlinear Phenomena[J]. *Review of Modern Physics*, 1963, 35: 23 – 39.
- [21] Feng J, Zhu Y Y, Ming N B, *et al.* Harmonic Generations in an Optical Fibonacci Superlattice[J]. *Physical Review B*, 1990, 41: 5 578 – 5 582.
- [22] Zhang C, Qin Y Q, Zhu Y Y. Perfect Quasi-Phase Matching for the Third-Harmonic Generation Using Focused Gaussian Beams[J]. *Optics Letters*, 2008, 33: 720 – 722.
- [23] Qin Y Q, Zhang C, Zhu Y Y, *et al.* Wave-Front Engineering by Huygens-Fresnel Principle for Nonlinear Optical Interactions in Domain Engineered Structures [J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100: 063 902 (1 – 4).
- [24] Zhu Y Y, Ming N B, Shuvalov A L. Backward-Travelling Second-Harmonic Generation and the Quasi-phase Matching in an Optical Superlattice[J]. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 1993 (5): 1 139 – 1 142.
- [25] Broderick N G R, Ross G W, Offerhaus H L, *et al.* Hexagonally Poled Lithium Niobate: A Two-Dimensional Nonlinear Photonic Crystal[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 84: 4 345 – 4 348.
- [26] Bosenberg W R, Drobshoff A, Alexander J I, *et al.* 93% Pump Depletion, 3.5 – W Continuous-Wave, Singly Resonant Optical Parametric Oscillator [J]. *Optics Letters*, 1996, 21: 1 336 – 1 338.
- [27] Parameswaran K R, Kurz J R, Roussev R V, *et al.* Observation of 99% Pump Depletion in Single-Pass Second-Harmonic Generation in a Periodically Poled Lithium Niobate Waveguide [J]. *Optics Letters*, 2002, 27: 43 – 45.
- [28] Sinha S, Urbanek K E, Hum D S, *et al.* Linearly Polarized, 3.35 W Narrow-Linewidth, 1 150 nm Fiber Master Oscillator Power Amplifier for Frequency Doubling to Yellow [J]. *Optics Letters*, 2007, 32: 1 530 – 1 532.
- [29] Imeshev G, Arbore M A, Kasriel S, *et al.* Pulse Shaping and Compression by Second-Harmonic Generation with Quasi-Phase-Matching Gratings in the Presence of Arbitrary Dispersion [J]. *Journal of Optical Society of America B*, 2000, 17: 1 420 – 1 437.
- [30] Sasaki Y, Yuri A, Kawase K, *et al.* Terahertz-Wave Surface-Emitted Difference Frequency Generation in the Slant-Stripe-Type Periodically Poled LiNbO<sub>3</sub> Crystal [J]. *Applied Physics Letters*, 2002, 81: 3 323 – 3 325.
- [31] Qin Y Q, Zhang C, Zhu D, *et al.* Engineered Nonlinear Photonic Quasicrystals for Multi-Frequency Terahertz Manipulation [J]. *Optics Express*, 2009, 17: 11 558 – 11 564.
- [32] Qin Y Q, Zhu Y Y, Zhu S N, *et al.* Optical Bistability in the Periodically Poled LiNbO<sub>3</sub> Induced by Cascaded Second-Order Non-Linearity and Electro-optic Effect [J]. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 1998, 10: 8 939 – 8 945.
- [33] Gallo K, Assanto G, Parameswaran K R, *et al.* All-Optical Diode in a Periodically Poled Lithium Niobate Waveguide [J]. *Applied Physics Letters*, 2001, 79: 314 – 316.
- [34] Alekseev K N, Ponomarev A V. Optical Chaos in Nonlinear Photonic Crystals [J]. *JETP Letters*, 2002, 75: 174 – 178.
- [35] Baronio F, Angelis C D. Nonlinear Modes, Resonant Trapping, and Soliton Emission in Engineered PPLN Structures [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2002, 38: 1 309 – 1 316.
- [36] Zhang C, Zhu Y Y, Yang S X, *et al.* Crucial Effect of the Coupling Coefficients on Quasi-Phase-Matched Harmonic Generation in an Optical Superlattice [J]. *Optics Letters*, 2000, 25: 436 – 438.
- [37] Zhu S N, Zhu Y Y, Ming N B. Quasi-Phase-Matched Third Harmonic Generation in a Quasi-Periodic Optical Superlattice [J]. *Science*, 1997, 278: 843 – 846.
- [38] Ren T W, He J L, Zhang C, *et al.* Simultaneous Generation of Three Primary Colours Using Aperiodically Poled LiTaO<sub>3</sub> [J]. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2004, 16: 3 289 – 3 294.
- [39] Li H X, Fan Y X, Xu P, *et al.* 530-mW Quasi-White-Light Generation Using All-Solid-State Laser Technique [J]. *Journal of Applied Physics*, 2004, 96: 7 756 – 7 758.
- [40] Hu X P, Zhao G, Yan Z, *et al.* High-Power Red-Green-Blue Laser Light Source Based on Intermittent Oscillating Dual-Wavelength Nd:YAG Laser with a Cascaded LiTaO<sub>3</sub> Superlattice [J]. *Optics Letters*, 2008, 33: 408 – 410.

- [41] Gao Z D, Zhu S N, Tu S Yu, *et al.* Monolithic Red-Green-Blue Laser Light Source Based on Cascaded Wavelength Conversion in Periodically Poled Stoichiometric Lithium Tantalite [J]. *Applied Physics Letters*, 2006, 89: 181 101 (1–3).
- [42] Peng H B, Hou W, Chen Y H, *et al.* 28 W Red Light Output at 659.5 nm by Intracavity Frequency Doubling of a Nd:YAG Laser Using LBO[J]. *Optics Express*, 2006, 14: 3 961–3 967.
- [43] Peng H B, Hou W, Chen Y H, *et al.* Generation of 7.6-W Blue Laser by Frequency Tripling of a Nd:YAG Laser in LBO Crystals [J]. *Optics Express*, 2006, 14: 6 543–6 549.
- [44] Kurz J R, Schober A M, Hum D S, *et al.* Nonlinear Physical Optics with Transversely Patterned Quasi-Phase-Matching Gratings[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2002(8) 1 660–664.
- [45] Xu P, Ji S H, Zhu S N, *et al.* Conical Second Harmonic Generation in a Two-Dimensional  $x^{(2)}$  Photonic Crystal: A Hexagonally Poled LiTaO<sub>3</sub> Crystal [J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93: 133 904 (1–4).
- [46] Xie Z D, Zhao G, Xu P, *et al.* Study of Optical Elastic Scattering in a Quasiperiodically Poled LiTaO<sub>3</sub> Crystal [J]. *Journal of Applied Physics*, 2007, 101: 056 104(1–3).
- [47] Giusfredi G, Mazzotti D, Cancio P, *et al.* Spatial Mode Control of Radiation Generated by Frequency Difference in Periodically Poled Crystals[J]. *Physical Review Letters*, 87: 113 901(1–4).
- [48] Tunyagi A R, Ulex M, Betzler K, *et al.* Noncollinear Optical Frequency Doubling in Strontium Barium Niobate [J]. *Physical Review Letters*, 2003, 90: 243 901(1–4).
- [49] Piskarskas A, Smilgevicius V, Stabinis A, *et al.* Noncollinear Second-Harmonic Generation in Periodically Poled KTiOPO<sub>4</sub> Excited by Bessel Beam [J]. *Optics Letters*, 1999, 24: 1 053–1 055.
- [50] Giordmaine J A. Mixing of Light Beams in Crystals [J]. *Physical Review Letters*, 1962(8): 19–20.
- [51] Moll K D, Homoelle D, Gaeta A L. Conical Harmonic Generation in Isotropic Materials [J]. *Physical Review Letters*, 2002, 88: 153 901(1–4).
- [52] Xu P, Zhu S N, Yu X Q. Experimental Studies of Enhanced Raman Scattering from a Hexagonally Poled LiTaO<sub>3</sub> Crystal [J]. *Physical Review B*, 2005, 72: 064 307(1–5).
- [53] Langrock C, Kumar S, McGeehan J E. All-Optical Signal Processing Using  $x^{(2)}$  Nonlinearities in Guided-Wave Devices [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2006, 24: 2 579–2 592.
- [54] Thyagarajan K, Vaya M, Kumar A. Coupled Mode Analysis to Study Cascading in the QPM Cerenkov Regime in Waveguides [J]. *Optics Communications*, 1997, 140: 316–322.
- [55] Zhang Y, Qi Z, Wang W. Quasi-Phase-Matched Cerenkov Second-Harmonic Generation in a Hexagonally Poled LiTaO<sub>3</sub> Waveguide [J]. *Applied Physics Letters*, 2006, 89: 171 113(1–3).
- [56] Zhang Y, Gao Z D, Qi Z, *et al.* Nonlinear Cerenkov Radiation in Nonlinear Photonic Crystal Waveguides [J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100: 163 904(1–4).
- [57] Canalias C, Pasiskevicius V. Mirrorless Optical Parametric Oscillator [J]. *Nature Photonics*, 2007(1): 459–462.
- [58] Ellenbogen T, Voloch Bloch N, Ganany Padowicz A, *et al.* Nonlinear Generation and Manipulation of Airy Beams [J]. *Nature Photonics*, 2009(3): 395–398.
- [59] Zhu Y Y, Ming N B, Jiang W H, *et al.* High-Frequency Resonance in Acoustic Superlattice of LiNbO<sub>3</sub> Crystals [J]. *Applied Physics Letters*, 1988, 53: 2 278–2 280.
- [60] Zhu Y Y, Ming N B, Jiang W H. Acoustic Superlattice of LiNbO<sub>3</sub> Crystals and Its Applications to Bulk-Wave Transducers for Ultrasonic Generation and Detection up to 800 MHz [J]. *Applied Physics Letters*, 1988, 53: 1 381–1 383.
- [61] Zhu Y Y, Ming N B. Ultrasonic Excitation and Propagation in an Acoustic Superlattice [J]. *Journal of Applied Physics*, 1992, 72: 904–914.
- [62] Zhu Y Y, Cheng S D, Ming N B. Acoustooptic Interactions with an Acoustic Superlattice as a Transducer [J]. *Ferroelectrics*, 1995, 173: 207–210.
- [63] Lu Y Q, Zhu Y Y, Chen Y F, *et al.* Optical Properties of an Ionic-type Phononic Crystal [J]. *Science*, 1999, 284: 1 822–1 824.
- [64] Zhu Y Y, Zhang X J, Lu Y Q, *et al.* New Type of Polariton in a Piezoelectric Superlattice [J]. *Physical Review Letters*, 2003, 90: 053 903(1–4).
- [65] Huang C P, Zhu Y Y. Piezoelectric-Induced Polariton Coupling in a Superlattice [J]. *Physical Review Letters*, 2005, 94: 117 401(1–4).
- [66] Zhu Y Y, Ming N B. Electro-Optic Effect and Transmission Spectrum in a Fibonacci Optical Superlattice [J]. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 1992(4): 8 073–8 082.
- [67] Liu K, Chen X F. Evolution of the Optical Polarization in a Periodically Poled Superlattice with an External Electric Field [J]. *Physical Review A*, 2009, 80: 063 808 (1–4).
- [68] Chiu Y, Stancil D D, Schlesinger T E, *et al.* Electro-Optic Beam Scanner in KTiOPO<sub>4</sub> [J]. *Applied Physics Letters*, 1996, 69: 3 134–3 136.
- [69] Yamada M, Saitoh M, Ooki H. Electric-Field Induced Cylindrical Lens, Switching and Deflection Devices Composed of the Inverted Domains in LiNbO<sub>3</sub> Crystals [J]. *Applied Physics Letters*, 1996, 69: 3 659–3 661.
- [70] Nasr M B, Carrasco S, Saleh B E A, *et al.* Ultrabroadband Biphotons Generated via Chirped Quasi-Phase-Matched Optical Parametric Down-Conversion [J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100: 183 601(1–4).
- [71] Yu X Q, Xu P, Xie Z D. Transforming Spatial Entanglement Using a Domain-Engineering Technique [J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101: 233 601 (1–4).