

# 半导体超晶格声子激光器的研究进展

董立超<sup>1,2</sup>, 田思聪<sup>1\*</sup>, 王涛<sup>1,2</sup>, 卢泽丰<sup>1,2</sup>, 汪丽杰<sup>1</sup>, 舒世立<sup>1</sup>,  
秦莉<sup>1</sup>, 佟存柱<sup>1</sup>, 王立军<sup>1</sup>

(1.中国科学院 长春光学精密机械与物理研究所 发光学及应用国家重点实验室, 吉林 长春 130033;  
2.中国科学院大学, 北京 100049)

**摘要:** 太赫兹频率的相干声子在纳米尺度器件的探测和操控领域具有重要的应用价值。半导体超晶格声子激光器是实现太赫兹频率相干声子源稳定输出的重要途径。本文首先回顾了 GHz 到 THz 频率范围声学放大的多种方法, 然后详细阐述了超晶格声子放大、超晶格声学布拉格镜的工作原理与设计方法以及声子激光器的阈值条件, 同时总结了电抽运和光抽运结构器件的研究现状, 最后简要讨论了亚太赫兹声子激光器在声-电子领域的应用。分析表明, 这种能够产生强相干太赫兹声子的半导体超晶格声子激光器在纳米尺度器件的探测与成像等方面具有广阔的发展前景。

**关键词:** 声子激光器; 声子晶体; 半导体超晶格; 激光超声

中图分类号: TN248 文献标识码: A doi: 10.3788/CO.20171004.0415

## Progress of semiconductor superlattice phonon laser

DONG Li-chao<sup>1,2</sup>, TIAN Si-cong<sup>1\*</sup>, WANG Tao<sup>1,2</sup>, LU Ze-feng<sup>1,2</sup>, WANG Li-jie<sup>1</sup>,  
SHU Shi-li<sup>1</sup>, QIN Li<sup>1</sup>, TONG Cun-zhu<sup>1</sup>, WANG Li-jun<sup>1</sup>

(1. State Key Laboratory of Luminescence and Applications, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, China;  
2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

\* Corresponding author, E-mail: tiansicong@ciomp.ac.cn

**Abstract:** The coherent phonons at terahertz frequency have important applications in the field of detection and control of nanometer scale devices. Semiconductor superlattice phonon laser is an important way to realize the stable source of terahertz coherent phonon. Firstly, some methods about acoustic amplification in GHz-THz frequency range are reviewed. Next, the phonon amplification in superlattices, the working principles and design methods of superlattice acoustic Bragg reflectors and threshold of phonon laser are all elaborated. Then the research status on electrically pumped and optically pumped phonon lasers are summarized. Lastly, the applications for sub-terahertz phonon laser in the acoustic-electrons field are briefly discussed. The semiconductor superlattice phonon laser producing strong coherent phonons at terahertz frequency will have a much broader development prospect in multiple aspects, such as the detection and imaging of nanoscale devices.

**Key words:** phonon laser; phononic crystal; semiconductor superlattice; laser ultrasonic

收稿日期: 2017-03-02; 修订日期: 2017-04-11

基金项目: 国家重点基础研究发展计划(973 计划)项目(No.2013B933300)

Supported by National Program on Key Basic Research Projects of China (No. 2013CB933300)

## 1 引言

与光子相比,声子(晶格振动能量量子)在某些方面具有独特的优势。如,声子在相同频率下具有更短的波长,因此可以在成像和精密加工等应用中实现更高的分辨率。自激光器发明以来,研究者们一直致力于通过声子的受激辐射来实现声子的放大。和光子一样,声子也遵循玻色-爱因斯坦统计和量子体系的跃迁定则,若能实现粒子数反转,则声子因受激吸收和受激辐射会使某频率下特定能级的声子占据数增加,即声子放大。

利用现代半导体加工工艺制备出的基于半导体超晶格结构的声子激光器,可以产生强相干太赫兹声子源。这种源在工业领域具有非接触测量、不损伤样品以及可远程遥控操作等优点,在水声通信领域具有可远距离传输和距离分辨力强的优点,因此在纳米分辨率声学探测、纳米尺度结构和器件的成像以及水下通信<sup>[1-2]</sup>等方面具有重要应用,同时也可以对掩埋在光学不透明基体下的结构进行无损探测<sup>[3-4]</sup>。此外,在太赫兹声-电子领域,还可以利用压电材料将亚太赫兹声脉冲转换为亚太赫兹电磁波<sup>[5-7]</sup>,因此,声子激光器也可以作为稳定窄带宽连续太赫兹电磁源。国外已经探索出多种实现半导体声子激光器的方法,但国内相关研究相对比较滞后。基于此,本文综述了半导体超晶格声子激光器的研究现状,期望能为研究人员提供一些可借鉴的思路。

本文详细阐述了通过受激辐射产生声子放大的半导体超晶格声子激光器的结构设计、器件制备及测试结果。第 2 节回顾了声子放大的研究历史;第 3 节着重阐述了半导体超晶格中声子的产生、超晶格声学布拉格镜的工作原理与设计方法、声子激光器的阈值条件;第 4 节论述了电抽运和光抽运这两种结构的超晶格声子激光器的研究进展;最后对亚太赫兹声子激光器的发展前景进行了展望。

## 2 声子放大及超晶格声子激光器

对声子放大的研究始于 1961 年 Tucker<sup>[8-9]</sup> 等人设计的基于红宝石材料的声子放大实验。在

1.5 K 温度下, Tucker 等人利用频率为 9.3 GHz 的超声波进行激励,探测出了 9.3 GHz 纵向声波的增益为  $0.12 \text{ cm}^{-1}$ 。考虑到损耗,他们认为这应该足以实现“声子激光器”的功能。此后,研究者们先后在红宝石、过渡金属离子系统、BK7 玻璃等体系中开展了有关声子放大的实验<sup>[10-14]</sup>。1978 年, Bron 和 Grill<sup>[10]</sup> 在过渡金属离子体系负载  $V^{4+}$  的  $\text{Al}_2\text{O}_3$  中实现了受激辐射的声子放大。1980 年, Hu 等人<sup>[11]</sup> 利用染料激光器抽运和超导测辐射热计(bolometer)测量的方式,在红宝石晶体中观测到了  $29 \text{ cm}^{-1}$  (870 GHz) 横向声学声子的受激辐射。1990 年, Overwijk 等人<sup>[12]</sup> 在红宝石中利用反转的  $\text{Cr}^{3+}$  离子研究了  $29 \text{ cm}^{-1}$  声子辐射,并根据样品中  $\text{Cr}^{3+}$  的浓度辨别出了 2 种辐射机制:超荧光和放大的自发辐射。1996 年, Prieur 等人<sup>[13]</sup> 测量了 BK7 玻璃中 545 MHz 的声子放大,实验结果表明,利用快速绝热通道的方法比传统光子回波技术更有利于产生粒子数反转。

在上述研究中,实现粒子数反转和声子放大的实物都具有较大的宏观尺度,很难对亚太赫兹声子构建有效的声学谐振腔,因此在这种频率下很难实现自维持激声振荡器件。如何更好地建立高品质的亚太赫兹声子声学腔是实现声子激光器的关键。

当代半导体激光器技术的发展使人们可以通过半导体结构控制电子能态或光子带隙<sup>[15-16]</sup>。但若采用半导体材料来设计声子激光器,则必须要考虑到这种情况,即在半导体晶体中,声子的速度要比光子的速度小约 5 个数量级,这将导致在相同的频率下,声子的波长比光子的波长短得多,尤其是在太赫兹频率波段,声子的波长只有几纳米,其散射损耗比光子的散射损耗强得多<sup>[17]</sup>。此外,若要采用半导体异质结构构建声子激光器,不仅要考虑电子能态和声子能态的控制,还要考虑电子-声子耦合态的适当调控。这些都为声学腔体的设计和实现带来了挑战。

研究证实,现代半导体外延生长技术可以满足高品质太赫兹频率声学腔的制备<sup>[18-20]</sup>。经过大量的研究,人们在实践中证明了利用半导体异质结构实现声子放大和激射的可能性,如在 Al-GaAs 量子阱结构中,通过 Cerenkov 效应产生横向

声学(TA)声子放大,就可以在亚太赫兹频率处获得约  $100 \text{ cm}^{-1}$  的显著增益<sup>[21]</sup>。Makler 等人<sup>[22]</sup>提出了基于双势垒共振隧穿二极管(DBRTD)结构实现相干太赫兹声子源。在器件设计中,他们使共振隧穿二极管结构中的量子阱基态与第一激发态之间的能量间隔等于纵向光学(LO)声子的能量,然后在器件上施加一个偏压,电子即发生共振隧穿进入到激发态。在阱内时,电子迅速弛豫到基态,同时辐射出一个LO声子。这个LO声子随后发生衰变,产生太赫兹TA声子,并以强声子束的方式从量子阱中逃逸出去。计算表明,在这种器件中,由LO模的衰变可以实现TA声子的相干放大。超晶格结构中具有耦合的多量子阱,可以实现更强的声子增益,因而具有独特的优势。超晶格是由2种不同的半导体材料层交替组成的,每层厚度均为纳米级,并具有特殊的电学及声学性质,非常适合在亚太赫兹频率范围内实现激声器件。1979年,Narayanamurti等人<sup>[23]</sup>利用超导隧道结产生了准单色声子,并通过超晶格结构实现放大。在实验中观察到超晶格禁带频率处的声子传输出现了凹陷,然而由于隧道结发射器和探测器的光谱特征,这种凹陷比较弱,并叠加在大背景上。Glavin等人<sup>[24-26]</sup>对半导体超晶格结构中的声学声子放大进行研究后指出,在施加偏压破坏电子微带后,通过声子诱导的阱间跃迁产生电流,并形成了沿着超晶格轴向传输的声子。2003年,Stanton等人<sup>[27]</sup>通过飞秒激光器激励超晶格产生了约0.6 THz的单色声子。此后,基于超晶格声子特性的元件,如声子反射镜、声子谐振腔<sup>[19,28-29]</sup>和声子晶体滤波器<sup>[30-32]</sup>等开始被广泛研究,这为超晶格声子激光器技术的发展奠定了基础。

### 3 超晶格声子激光器的基本原理

#### 3.1 超晶格中声子的产生

图1展示了GaAs/AlAs超晶格分别在零偏压与施加偏压时的电子能带结构,图中的 $L$ 为超晶格的总厚度, $d_w$ 为GaAs层厚度, $d_b$ 为AlAs层厚度, $E$ 为电场强度, $D_A$ 为超晶格的周期厚度。由于GaAs层比AlAs层的带隙窄,电子在超晶格的生长方向( $z$ 方向)上受到了周期性势垒的限制。

施加偏压后,在通过量子隧穿的过程,电子可以在量子阱间跃迁,形成电子微带。微带的宽度 $\Delta m$ 依赖于相邻量子阱间发生隧穿的概率,在GaAs/AlAs超晶格中, $\Delta m$ 通常只有几meV量级。当施加的电场较大时,即 $eEND_A > \Delta m$ 时( $e$ 为电子电量, $E$ 为电场强度, $N$ 为超晶格的周期数),微带将会被破坏,并在距离 $\lambda$ 约为 $\Delta m/(eE)$ 的多个量子阱内形成电子局域态,这些态被称为沃尼埃-斯塔克(WS)阶梯态。如果 $E$ 足够大,使 $\lambda \approx D_A$ ,则微带就会产生位移,形成间隔为 $eED_A$ 的能级阶梯,隧穿就会集中在相邻量子阱的态之间发生。

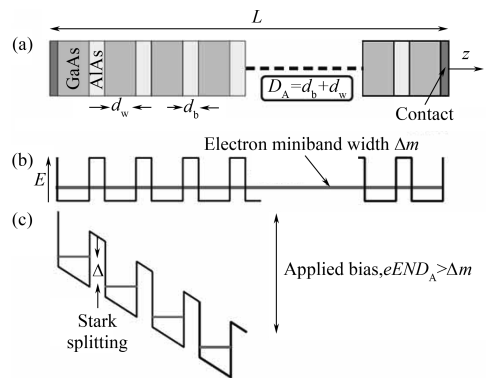


图1 (a) GaAs/AlAs超晶格示意图;(b)零偏压下的电学能带结构示意图;(c)施加电场 $E$ 后的能带结构示意图<sup>[33]</sup>

Fig. 1 (a) Schematic diagram of GaAs/AlAs superlattice; (b) Schematic diagram of electronic band structure with zero applied bias; (c) Schematic diagram of band structure under applied bias electric field  $E$

基于能量和动量守恒,有2种途径可以实现隧穿,即通过一个包括缺陷散射的弹性过程,随后发生声子辐射而完成,或者通过非弹性的声子辅助完成。在后一种情况下,电子通过声子的吸收或辐射而实现势垒的隧穿,可能会产生光学模或声学模,这依赖于斯塔克位移的量级。现在只考虑声子辅助过程。若声子的辐射概率大于其吸收概率,则会产生声子增益。假设一个能量稍稍小于斯塔克位移的声子,它的跃迁几率与初始占据态几率和最终空态几率的乘积成正比。但对相同能量的声子进行吸收则不大可能,因为这样电子必须从空态开始同时又以满态结束。因此,声子

辅助跃迁存在有效的“反转”,即说明声子在这样“近垂直”传输时的放大是可行的。声子能量的最大值为<sup>[24-26]</sup>:

$$h\omega_q = \Delta - 2\sqrt{\frac{\hbar^2 q_{\parallel}^2 E_F}{2m^*}}, \quad (1)$$

式中,  $\hbar$  为普朗克常量,  $\omega_q$  为声子波矢  $\mathbf{q}$  的频率,  $\Delta$  为斯塔克位移,  $E_F$  为高能级的准费米能量,  $q_{\parallel}$  为量子阱平面内部分的声子波矢,  $m^*$  为电子的有效质量。可见, 声子的能量比斯塔克位移要稍小一些。

50 周期超晶格<sup>[34-35]</sup>的非平衡声学声子诱导运输实验表明, 当声子近似垂直入射超晶格层时, 在斯塔克位移的某些值上, 受激辐射确实主导着声子的辅助运输过程。因此, 超晶格可以被用来放大声子。经过对声子诱导电流的测量, 估计出这种结构在  $T=4.2$  K 时产生的声子增益是  $10^9$  s<sup>-1</sup> 量级。为了更精确地测量超晶格的声子增益, 2011 年, Beardsley 等人<sup>[36]</sup>利用飞秒脉冲激光激励有源超晶格顶部的未掺杂超晶格, 并在有源超晶格中施加直流偏压。结果发现, 当施加的偏压与斯塔克位移(约为 3 meV)相当时出现峰值; 当斯塔克位移超过 3.4 meV 时, 纵向声学(LA)声子开始衰减。从这些结果可以确定有源超晶格的最大增益系数是  $4.5 \times 10^5$  m<sup>-1</sup>。

### 3.2 超晶格声学布拉格反射镜

超晶格可以被用作声学布拉格反射镜。图 2 为有限超晶格体系的结构示意图, 这里假设超晶格由交替堆垛的  $A_1$ 、 $A_2$  层构成。 $A_1$ 、 $A_2$  层的厚度分别为  $d_{A_1}$  和  $d_{A_2}$ , 体系的周期厚度  $D_A$  为  $d_{A_1}$  和  $d_{A_2}$  之和。由于组成超晶格的 2 种半导体材料具有不同的密度  $\rho$  和声速  $c_s$ , 因此它们的声阻抗  $Z$  也不同。声学波入射到这两种材料的界面上时, 一部分被反射, 一部分被传输。当声学波在声阻抗  $Z_1$  为  $c_1\rho_1$  的介质中传输, 并垂直入射到与声阻抗  $Z_2$  为  $c_2\rho_2$  的材料界面上时, 其反射率  $R$ <sup>[38]</sup> 为:

$$R = \left( \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} \right)^2. \quad (2)$$

例如, GaAs 和 AlAs 对 LA 波的声阻抗分别为  $2.52 \times 10^7$  kg·m<sup>-2</sup>·s<sup>-1</sup> 和  $2.12 \times 10^7$  kg·m<sup>-2</sup>·s<sup>-1</sup>, 计算得到反射率  $R=0.086$ 。尽管一个单独界面的反射率比较小, 但当超晶格中许多来自这种界面的反射

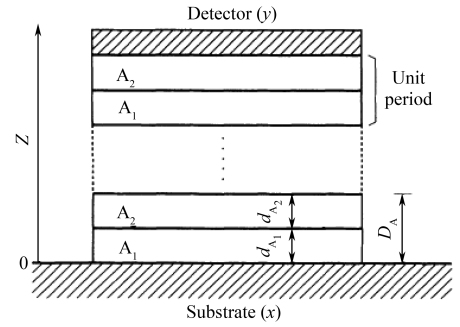


图 2 具有  $N$  个周期的周期性超晶格示意图<sup>[37]</sup>

Fig. 2 Schematic diagram of periodic superlattice with  $N$  cycles

波具有相同相位时, 就可能发生强的布拉格反射。

Rytov<sup>[40]</sup>计算了有限超晶格中的声学散射:

$$\cos(\mathbf{q}D_A) = \cos\left(\frac{\omega d_{A_1}}{c_1}\right) \cos\left(\frac{\omega d_{A_2}}{c_2}\right) - \frac{1 + \kappa^2}{2\kappa} \sin\left(\frac{\omega d_{A_1}}{c_1}\right) \sin\left(\frac{\omega d_{A_2}}{c_2}\right), \quad (3)$$

式中,  $D_A$  为有限超晶格的周期厚度,  $\omega$  为波矢频率,  $\kappa = Z_1/Z_2$ ,  $\mathbf{q}$  为波矢量。图 3 展示了周期为 5.9 nm 的 GaAs 和 3.9 nm 的 AlAs 组成的超晶格的声学散射。在这种表象中, 超晶格散射被折叠成微布里渊区, 其边界为  $\mathbf{q} = \pi/D_A$ 。可以发现在微区域的中心与边缘对应着声子禁带, 对应的布拉格反射频率  $\nu_n$  为:

$$\nu_n = n \left( \frac{d_{A_1}}{c_1} + \frac{d_{A_2}}{c_2} \right) - 1, \quad (4)$$

式中,  $n$  为禁带位置计数。禁带宽度  $\Delta\nu_n$  为:

$$\Delta\nu_n = \frac{2\nu_n}{n\pi} \sqrt{\frac{(Z_1 - Z_2)^2}{Z_1 Z_2}} \left| \sin\left( n\pi \frac{d_{A_1}/c_1}{d_{A_1}/c_1 + d_{A_2}/c_2} \right) \right|. \quad (5)$$

在禁带内, 有限超晶格的透过率为零。

有限超晶格的声学性质可以利用传输矩阵法计算<sup>[39]</sup>。考虑到声子波矢与生长方向平行, 而且只针对一种声子模式的简单情况, 在计算中把晶格振动视为一种连续模式, 则弹性连续体一维波动方程的解可以表达成传输波和反射波的线性叠加:

$$U_j(z) = c_j^t \exp(ik_j z) + c_j^r \exp(-ik_j z), \quad (6)$$

式中,  $U_j(z)$  为晶格位移,  $i$  为虚数单位,  $j$  表示  $A_1$  或  $A_2$ ,  $c_j^t$  和  $c_j^r$  分别为传输波和反射波的振幅,  $k_j$

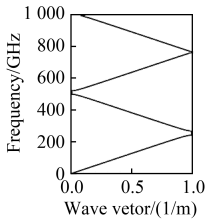


图3 50周期 GaAs/AlAs 超晶格中折叠的声子色散<sup>[39]</sup>

Fig. 3 Folded phonon dispersion for a 50-cycle GaAs/AlAs superlattice

为波数,  $e$  为电子电量。应力  $S_j(z)$  的表达式为:

$$S_j(z) = i\omega Z_j [c_j^l \exp(ik_j z) - c_j^r \exp(-ik_j z)], \quad (7)$$

式中,  $Z_j$  是指体密度为  $\rho_j$ 、声速为  $v_j$  时的声阻抗,  $Z_j = \rho_j v_j$ ;  $\omega$  为角频率,  $\omega = k_j v_j$ 。

晶格位移  $U_j(z)$  和应力  $S_j(z)$  在相邻层的界面处是连续的, 引入一个二元向量:

$$\mathbf{W}_j(z) = \begin{bmatrix} U_j(z) \\ S_j(z) \end{bmatrix}, \quad (8)$$

把基底、第一层、第二层分别记做  $x$ 、 $A_1$ 、 $A_2$  (如图2所示)。边界条件为:

$$\mathbf{W}_{A_1}(0) = \mathbf{W}_x(0), \quad (9)$$

$$\mathbf{W}_{A_1}(d_{A_1}) = \mathbf{W}_{A_2}(d_{A_1}). \quad (10)$$

根据式(6)和(7),  $\mathbf{W}_j(z)$  可以写成:

$$\mathbf{W}_j(z) = h_j(z) \mathbf{C}_j, \quad (11)$$

其中

$$h_j(z) = \begin{bmatrix} \exp(ik_j z) & \exp(-ik_j z) \\ i\omega Z_j \exp(ik_j z) & -i\omega Z_j \exp(-ik_j z) \end{bmatrix}, \quad (12)$$

$$\mathbf{C}_j = \begin{pmatrix} c_j^l \\ c_j^r \end{pmatrix}. \quad (13)$$

利用式(11), 将式(9)和(10)联立可以得到:

$$\mathbf{W}_{A_2}(d_{A_1}) = \mathbf{T}_{A_1}(d_{A_1}) \mathbf{W}_x(0), \quad (14)$$

其中

$$\mathbf{T}_{A_1}(d_{A_1}) = h_{A_1}(d_{A_1}) [h_{A_1}(0)]^{-1}. \quad (15)$$

即当波通过第一层后,  $\mathbf{W}$  就变成了  $\mathbf{T}_{A_1} \mathbf{W}$ 。

矩阵  $\mathbf{T}_{A_1}$  的直接表达式为:

$$\mathbf{T}_{A_1}(d_{A_1}) = \begin{bmatrix} \cos \alpha_1 & \frac{1}{\omega Z_{A_1}} \sin \alpha_1 \\ -\omega Z_{A_1} \sin \alpha_1 & \cos \alpha_1 \end{bmatrix}, \quad (16)$$

这里,  $\alpha_1 = k_{A_1} d_{A_1}$ 。同样也可以为  $A_2$  层定义一个  $2 \times 2$  的矩阵  $\mathbf{T}_{A_2}$ 。利用  $\mathbf{T}_{A_1}$  和  $\mathbf{T}_{A_2}$ , 可以将  $A_1$  和  $A_2$  层组成的单元周期之前和之后的  $\mathbf{W}$  联系起来, 即:

$$\mathbf{W}_{A_1}(D_A) = \mathbf{T}_A \mathbf{W}_{A_1}(0), \quad (17)$$

其中传输矩阵  $\mathbf{T}_A = \mathbf{T}_{A_1} \mathbf{T}_{A_2}$ 。则最终穿过  $N$  层超晶格后的传输矩阵满足:

$$\mathbf{W}_y(ND_A) = (\mathbf{T}_A)^N \mathbf{W}_x(0). \quad (18)$$

总之, 可以利用传输矩阵法计算超晶格声学布拉格镜的参数、层的厚度和周期数等, 这样就可以得到声子激光器在工作频率处相关反射特性的详细参数。

### 3.3 声子激光器的阈值

为了使声子激光器发生振荡, 增益超晶格需要放置在一个能提供声学反馈的声学腔内。如果增益刚好能弥补腔内的损耗以及预期的激声输出, 那么自持续的激声振荡就将成为可能。假设声学腔由2个反射率分别为  $R_1$  和  $R_2$  的声学镜组成, 长度为  $L$ , 则其往返增益  $G$ <sup>[40]</sup> 为:

$$G = R_1 R_2 \exp\{2[g(\nu)l - \beta L]\}, \quad (19)$$

式中,  $g(\nu)$  为每单位腔长的增益,  $l$  为增益介质长度,  $\beta$  为每单位腔长的损耗。声子激光器振荡发生的条件是  $G=1$ , 因此阈值增益系数为:

$$\{g(\nu)\}_{th} = \frac{1}{l} \left\{ \beta L + \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right) \right\}. \quad (20)$$

阈值条件还可以用腔体品质因子 ( $Q$  值) 来表示, 这定义成每周期振荡中腔体内存储的能量与损失的能量之比:

$$\{g(\nu)\}_{th} = \beta + \frac{\nu}{Q c_s}, \quad (21)$$

式中,  $\nu$  为共振频率。

2002年, Kent等人<sup>[41]</sup>通过飞秒抽运激励 GaAs/AlAs 超晶格产生了相干的倍增 LA 声子, 并利用 GaAs 基底的滤波效应确定出从超晶格泄露到测辐射热计的 LA 声子频率谱。该超晶格的长度约为  $0.5 \mu\text{m}$ , 如果包括电学接触层, 则腔体的长度可达  $1 \mu\text{m}$ 。增益在  $\nu=650 \text{ GHz}$  时的测量值为  $4.5 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$ , 且在 GaAs 中该频率声子的平均自由程为  $0.8 \text{ mm}$ 。以上述实验中超晶格的参数为例得出, 当  $R_1 R_2 \geq 0.64$  时可以满足产生激声振荡的阈值。

## 4 超晶格声子激光器的研究进展

亚太赫兹声子激光器的构成要素包括轻掺杂的超晶格增益介质和由超晶格声学布拉格镜构成的声学腔。这两个关键构成要素都是基于 GaAs/AlAs 超晶格的,因此通过简单的外延生长设备就可以制备出完整结构的器件,例如采用分子束外延(MBE)设备<sup>[42]</sup>。这里介绍两种器件,一种是光抽运器件,即利用飞秒激光抽运超晶格产生声子增益的种子注入式器件;另一种是电抽运器件,即两个声学镜间夹着增益超晶格而组成的垂直腔面发射器件。

### 4.1 光抽运器件

由于光抽运器件的制备工艺相对简单,所以采用光抽运方式进行的声子激光器的研究更为广泛。1994年, Yamamoto 等人<sup>[43]</sup>首次在 GaAs/AlAs 超晶格中使用飞秒激光抽运-探测技术观测到了倍增的声学声子相干振荡。1999年, Bartels 等人<sup>[44]</sup>利用声学模式的色散,将拉曼和非拉曼激励机制产生的相干声子区分开来。随着研究的深入,这项技术已经在超晶格和其它纳米结构的相干声学声子研究中被广泛采用<sup>[45-52]</sup>。

2010年, Beardsley 等人<sup>[53]</sup>利用飞秒激光抽运-探测技术研究了 GaAs/AlAs 超晶格中的相干声子放大及窄线宽特性。该技术通过超晶格持续吸收飞秒激光脉冲进而产生倍增模式,再利用超晶格中声学振荡对其光学性质的调制,测量了探测脉冲反射率与延迟时间之间的依赖关系,这样便测得了超晶格声学振荡,从而获得了声子激光器腔中声学振荡的谱线特征。为了使光能进入超晶格中, Beardsley 等人将金属接触制备成特殊的环形,如图 4 所示。

图 5 展示了由零偏压下声子激光器反射的抽运-探测信号,图中的  $\Delta R$  为在特定延迟时间下反射率变化的值,  $R_0$  为零延迟时间下反射率的值。曲线在零时刻对应抽运光与探测光的重合。在  $t=0$  时出现大台阶,之后测量值开始缓慢衰减,这是由光激载流子的弛豫引起的。这个背景信号叠加在频率为 40~440 GHz 的振荡上,前者是布里渊背散射振荡,后者是接近第一微布里渊区禁带的超晶格模式。图 6 展示了处于零偏压和

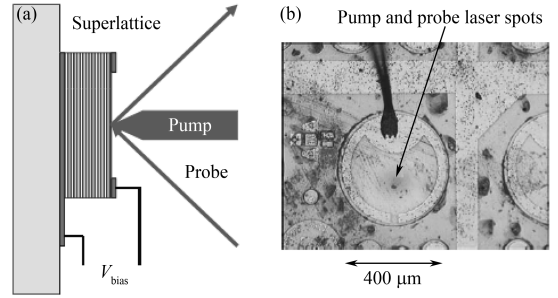


图 4 (a) 抽运-探测实验设置及 (b) 光抽运声子激光器样品的电结构示意图<sup>[53]</sup>

Fig. 4 (a) Experiment arrangement for pump-probe measurement and (b) schematic diagram of optical pumped phonon laser sample

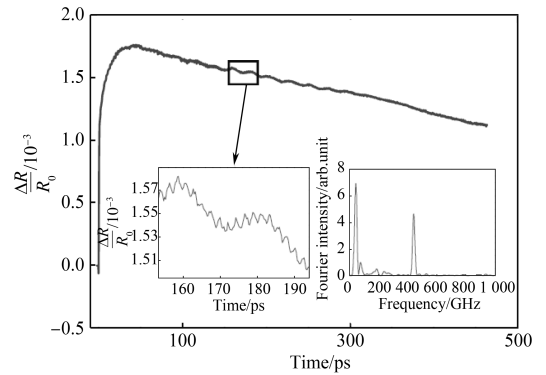


图 5 抽运-探测实验信号(插图中展示了 440 GHz 的声子振荡和傅里叶谱<sup>[53]</sup>)

Fig. 5 Signal of pump-probe measurement (440 GHz phonon oscillations and Fourier spectrum are shown in the insets)

140 mV 偏压时的傅里叶谱。在零偏压下,洛伦兹峰的半高宽(FWHM)约为 1.2 GHz。施加偏压后信号呈高斯形状,FWHM 变为 0.7 GHz。可见,对超晶格施加偏压可以使声学谱线变窄,即表示该声子放大是通过受激辐射机制产生的。

2014年, Wilson 等人<sup>[54]</sup>以锗作为全内反射棱镜,将 246 GHz 激光注入到硅掺杂的超晶格表面,探测到了同频 LA 声子输出。2015年, Huynh 等人<sup>[55]</sup>实现了 1 THz 单色相干声学波的产生、传输及探测。2016年, Shinokita 等人<sup>[56]</sup>在半导体超晶格中实现了室温下相干声学声子的放大。

### 4.2 电抽运器件

与光抽运器件相比,电抽运器件的使用更加便捷,因此电抽运声子激光器一直都是研究的热

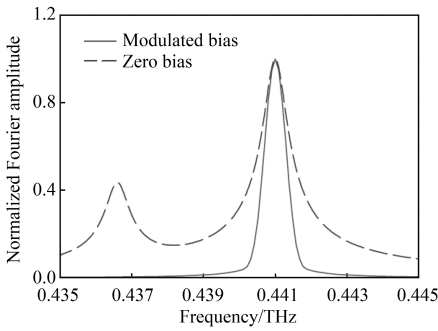


图 6 在零偏压时(虚线)和有偏压诱导时(实线)的傅里叶谱<sup>[53]</sup>

Fig. 6 Fourier spectrum at zero bias (dashed line) and bias-induced signal (solid line)

点。电抽运器件不仅可以利用超晶格同时实现声子禁带限制和声学镜反射的功能,而且可以采用垂直腔面发射的结构,通过设计声学布拉格镜参数,实现实际应用中针对不同频率声子激射的要求。实验中采用测辐射热计进行探测,该方法通常在器件的声子出射端放置 1 个铝条。测试时,将器件置于铝的超导转变温度边缘环境中,此时测辐射热计的电阻对声子流量非常敏感,通过对测辐射热计施加恒定的电流将电压信号放大,然后用实时示波器快速采集记录,完成测试。

2006 年, Kent 等人<sup>[39]</sup>设计了一种电抽运的声子激光器,其结构如图 7 所示。其超晶格由 50 个周期组成,每个周期由 5.9 nm GaAs 和 3.9 nm AlAs 组成。对于沿超晶格生长方向传输的声子,其第一微区中心禁带位于约 512 GHz 频率处。

图 8(a)展示了  $\theta = 0^\circ$  时测辐射热计的信号。

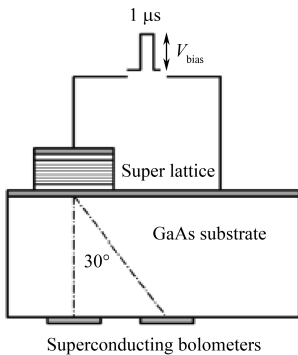


图 7 电抽运声子激光器的结构<sup>[39]</sup>

Fig. 7 Structure diagram of an electrical pumped phonon laser

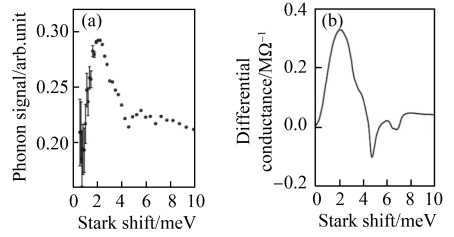


图 8 (a)  $\theta = 0^\circ$  时测辐射热计的声子信号; (b) 声子激光器的微分电导与斯塔克位移间的关系<sup>[39]</sup>

Fig. 8 (a) Phonon signal of bolometers at  $\theta = 0^\circ$ ; (b) Differential conductance of phonon laser as a function of Stark shift

在斯塔克位移约为 2.1 meV 处出现了清晰的峰,这与高  $Q$  值腔模重叠的增益谱模式相对应。从图 8(b)中还可以看出,器件的微分电导也在斯塔克位移为 2.1 meV 处出现了峰值。说明受激声子的跃迁使器件中的电流变大。根据电导数据,估计声子发射是在  $\text{mW} \cdot \text{cm}^{-2}$  量级。然而,尽管测辐射热计对整体声子流非常敏感,但却不能得到出射声子的谱线特性。与自发辐射声子相比,由受激辐射过程产生的受激声子,应该存在更高层次的相干和更窄的谱线宽度。

2013 年, Maryam 等人<sup>[33]</sup>制备了一种垂直腔面发射结构的电抽运声子激光器,如图 9 所示,图中的  $T$  为所施加电压的脉冲宽度,  $V$  为脉冲幅值。其器件由半导体超晶格增益部分及声学布拉格镜组成,它是在  $380 \mu\text{m}$  半绝缘 GaAs 基底上外延生长的。增益超晶格为 50 个周期,每周期由 6 nm GaAs 和 4 nm AlAs 组成,都用硅进行 n 型掺杂,密度为  $10^{17} \text{cm}^{-3}$ 。在超晶格的两端是  $0.5 \mu\text{m}$  的

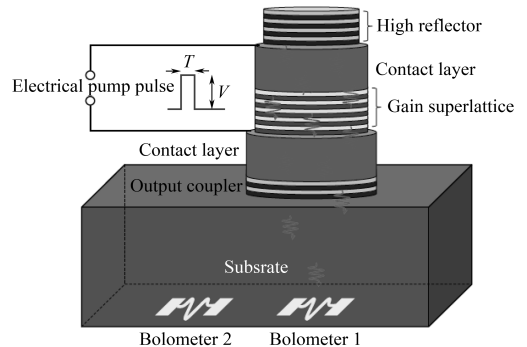


图 9 垂直腔面发射声子激光器的示意图<sup>[33]</sup>

Fig. 9 Schematic diagram of vertical cavity surface-emitting phonon laser

$n^+$  掺杂 ( $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) 电接触层。两端布拉格镜的单独周期都由 4 nm GaAs 和 4 nm AlAs 组成。顶部高反镜有 40 个周期,用传输矩阵法计算可知其在 30 GHz 带宽内拥有近 100% 的反射率,中心位置在 325 GHz 处。底部输出镜有 15 个周期,其在 325 GHz 处有 97% 的反射率。通过通用的半导体光刻加工工艺,将该垂直腔声子激光器结构加工成直径为 400  $\mu\text{m}$  的器件,并在增益超晶格尾端形成欧姆接触。在反向的基底表面放置了超导铝测辐射热计,用以探测激励出的声子。其中一个测辐射热计放置在正对着器件的位置 ( $0^\circ$ ),另一个测辐射热计的位置与超晶格轴向的夹角约为  $57^\circ$ 。

图 10 是经时域整合后,当抽运脉冲时间为 150 ns 时,2 个测辐射热计上的信号与抽运电压之间的关系。对于器件正背面的测辐射热计 1,其信号在电压为 140 mV 时达到最大值。这表明,当抽运电压在 140 mV 时,入射声子能量与斯塔克位移能量接近。在电压为 140 mV 时,测辐射热计 2 的信号呈凹陷状,说明只有在接近超晶格生长方向传播的声子才得到了有效放大。

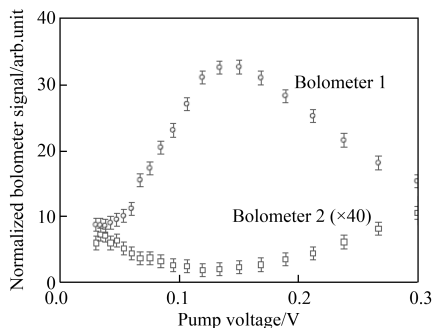


图 10 2 个测辐射热计上信号与抽运电压间的关系<sup>[33]</sup>

Fig. 10 Time-integrated signal as a function of electrical pump voltage for two bolometers

## 5 结束语

激光器自被发明以来已经取得了显著的成果<sup>[57-58]</sup>,研究者们也一直在致力于通过声子的受激辐射来实现声子的放大。从声子激光器的提出到今天,人们先后提出了多种高频相干声子源的设计方案,但随着制备工艺技术的发展,半导体超晶格声子激光器脱颖而出,成为最佳的实现手段。其中种子注入式光抽运声子激光器的实验研究最为广泛,测试方式也最为灵活,既可用测辐射热计直接探测抽运超晶格的声子增益量级,也可用飞秒激光抽运-探测技术详细测试激发声学波的谱线特性。与之相比,电抽运声子激光器可以通过调节偏压以控制激发的声子能量,方便地使其达到与斯塔克位移能量相匹配的程度,而且采用垂直腔面发射结构后可以通过改变声学布拉格镜的参数,使器件满足实际应用中对不同声子频率的需求。

本文主要讨论了用半导体超晶格实现声子激光器增益介质和声学镜的设计原理,同时回顾了施加偏压使弱耦合超晶格中形成沃尼埃-斯塔克阶梯态,进而产生相干声子放大的研究成果。在这些器件中,当斯塔克位移被调谐到与高  $Q$  腔模共振时,垂直于超晶格的声学辐射存在峰值,即可实现激声振荡。

当前的相关工作主要集中在通过改善增益和腔体  $Q$  值来提高超晶格声子激光器的效率上,同时还致力于开发产生太赫兹声波的新技术。声子激光器具有高度稳定性,可以用于太赫兹信号外差探测的振荡器。若将声子激光器与各种有源器件结合起来产生电信号,则可以催生出太赫兹声学“时钟”电子电路。在未来,声子激光器的应用也有望像光子激光器一样广泛。

## 参考文献:

- [1] 程旭. 激光激发声波技术研究[D]. 杭州:浙江大学,2013.  
CHENG X. Research on laser-generated sonic wave[D]. Hangzhou:Zhejiang University,2013. (in Chinese)
- [2] 刘涛,王江安,宗思光,等. 水下目标的激光声探测技术[J]. 舰船科学技术,2012(6):70-73.  
LIU T,WANG J A,ZONG S G,*et al.*. The detection of the laser induced sound[J]. *Ship Science and Technology*,2012(6):70-73. (in Chinese)
- [3] 刘丹. 激光超声激励与检测技术研究[D]. 太原:中北大学,2015.  
LIU D. Research of the laser ultrasonic excitation and detection technology[D]. Taiyuan:North University of China,2015.

(in Chinese)

- [4] 刘洋,项占琴,唐志峰. 激光超声技术在钢轨探伤中的应用研究[J]. 机械设计与制造,2009(10):60-61.  
LIU Y, XIANG ZH Q, TANG ZH F. Application of laser-induced ultrasound on rail flaw inspection[J]. *Machinery Design & Manufacture*, 2009(10):60-61. (in Chinese)
- [5] ARMSTRONG M R, REED E J, KIM K Y, *et al.*. Observation of terahertz radiation coherently generated by acoustic waves [J]. *Nature Physics*, 2009, 5(4):285-288.
- [6] MOSS D M, AKIMOV A V, CAMPION R P, *et al.*. Ultrafast strain-induced electronic transport in a GaAs pn junction diode [J]. *Chinese Journal of Physics*, 2011, 49(1):499-505.
- [7] MOSS D M, AKIMOV A V, GLAVIN B A, *et al.*. Ultrafast strain-induced current in a GaAs Schottky diode[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(6):066602.
- [8] TUCKER E B. Amplification of 9.3-kMc/sec ultrasonic pulses by maser action in ruby[J]. *Physical Review Letters*, 1961, 6(10):547.
- [9] TUCKER E B. Attenuation of longitudinal ultrasonic vibrations by spin-phonon coupling in ruby[J]. *Physical Review Letters*, 1961, 6(4):183.
- [10] BRON W E, GRILL W. Stimulated phonon emission[J]. *Physical Review Letters*, 1978, 40(22):1459.
- [11] HU P. Stimulated emission of  $29\text{ cm}^{-1}$  phonons in ruby[J]. *Physical Review Letters*, 1980, 44(6):417.
- [12] OVERWIJK M H F, DIJKHUIS J I, de WIJN H W. Superfluorescence and amplified spontaneous emission of  $29\text{ cm}^{-1}$  phonons in ruby[J]. *Physical Review Letters*, 1990, 65(16):2015.
- [13] PRIEUR J Y, DEVAUD M, JOFFRIN J, *et al.*. Sound amplification by stimulated emission of phonons using two-level systems in glasses[J]. *Physica B: Condensed Matter*, 1996, 219:235-238.
- [14] PHILLIPS W A. Two-level states in glasses[J]. *Reports on Progress in Physics*, 1987, 50(12):1657.
- [15] 汪丽杰,佟存柱,曾玉刚,等. 高亮度布拉格反射波导激光器[J]. 发光学报,2013(6):787-791.  
WANG L J, TONG C ZH, ZENG Y G, *et al.*. High brightness Bragg reflection waveguide laser[J]. *Chinese Journal of Luminescence*, 2013(6):787-791. (in Chinese)
- [16] 戎佳敏,邢恩博,赵帅,等.  $2\text{ }\mu\text{m}$  GaSb 基低垂直发散角布拉格反射波导激光器优化设计[J]. 发光学报,2015(12):1434-1439.  
RONG J M, XING E B, ZHAO S H, *et al.*. Modeling of  $2\text{ }\mu\text{m}$  GaSb based Bragg reflection waveguide lasers with ultra-low vertical divergence[J]. *Chinese Journal of Luminescence*, 2015(12):1434-1439. (in Chinese)
- [17] SRIVASTAVA G P. *The physics of phonons*[M]. Bristol: Adam Hilger, 1990.
- [18] TRIGO M, BRUCHHAUSEN A, FAINSTEIN A, *et al.*. Confinement of acoustical vibrations in a semiconductor planar phonon cavity[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 89(22):227402.
- [19] HUYNH A, LANZILLOTTI-KIMURA N D, JUSSERAND B, *et al.*. Subterahertz phonon dynamics in acoustic nanocavities [J]. *Physical Review Letters*, 2006, 97(11):115502.
- [20] 刘军. 高 Q 声子晶体声波传感机理及实验研究[D]. 长春:中国科学院长春光学精密机械与物理研究所,2013.  
LIU J. The theoretical and experimental investigation of phononic crystals for high Q acoustic sensing[D]. Changchun: Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, 2013. (in Chinese)
- [21] KOMIRENKO S M, KIM K W, DEMIDENKO A A, *et al.*. Generation and amplification of sub-THz coherent acoustic phonons under the drift of two-dimensional electrons[J]. *Physical Review B*, 2000, 62(11):7459.
- [22] MAKLER S S, VASILEVSKIY M I, ANDA E V, *et al.*. A source of terahertz coherent phonons[J]. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 1998, 10(26):5905.
- [23] NARAYANAMURTI V, STÖRMER H L, CHIN M A, *et al.*. Selective transmission of high-frequency phonons by a superlattice: the "dielectric" phonon filter[J]. *Physical Review Letters*, 1979, 43(27):2012.
- [24] GLAVIN B A, KOCHHELAP V A, LINNIK T L, *et al.*. Generation of high-frequency coherent acoustic phonons in superlattices under hopping transport - I: linear theory of phonon instability[J]. *Physical Review B*, 2002, 65(8):085303.
- [25] GLAVIN B A, KOCHHELAP V A, LINNIK T L, *et al.*. Generation of high-frequency coherent acoustic phonons in superlat-

- tices under hopping transport - II: steady-state phonon population and electric current in generation regime[J]. *Physical Review B*, 2002, 65(8):085304.
- [26] GLAVIN B A, KOHELAP V A, LINNIK T L. Generation of high-frequency coherent acoustic phonons in a weakly coupled superlattice[J]. *Applied Physics Letters*, 1999, 74(23):3525-3527.
- [27] STANTON N M, KINI R N, KENT A J, *et al.*. Terahertz phonon optics in GaAs/AlAs superlattice structures[J]. *Physical Review B*, 2003, 68(11):113302.
- [28] LANZILLOTTI-KIMURA N D, PERRIN B, FAINSTEIN A, *et al.*. Nanophononic thin-film filters and mirrors studied by picosecond ultrasonics[J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 96(5):053101.
- [29] ROZAS G, WINTER M F P, JUSSERAND B, *et al.*. Lifetime of THz acoustic nanocavity modes[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(1):015502.
- [30] LANZILLOTTI-KIMURA N D, FAINSTEIN A, LEMAÎTRE A, *et al.*. Nanowave devices for terahertz acoustic phonons[J]. *Applied Physics Letters*, 2006, 88(8):083113.
- [31] 吕苏娜. 应用声子晶体滤波器改善声子激光器线宽的研究[D]. 南京:南京邮电大学, 2014.  
LÜ S N. The study on the improvement of linewidth of phonon laser with phonon crystal filter[D]. Nanjing: Nanjing University of Posts & Telecommunications, 2014. (in Chinese)
- [32] 徐丹峰. 基于声子光栅调制的声子激光器性能分析[D]. 南京:南京邮电大学, 2014.  
XU D F. Performance analysis on phonon lasers of phononic grating modulation[D]. Nanjing: Nanjing University of Posts & Telecommunications, 2014. (in Chinese)
- [33] MARYAM W, AKIMOV A V, CAMPION R P, *et al.*. Dynamics of a vertical cavity quantum cascade phonon laser structure[J]. *Nature Communications*, 2013, 4(4):2184.
- [34] KINI R N, KENT A J, STANTON N M, *et al.*. Angle dependence of acoustic phonon-assisted tunneling in a weakly coupled superlattice: evidence for terahertz phonon amplification[J]. *Journal of Applied Physics*, 2005, 98(3):033514-033514.
- [35] CAVILL S A, CHALLIS L J, KENT A J, *et al.*. Acoustic phonon-assisted tunneling in GaAs/AlAs superlattices[J]. *Physical Review B*, 2002, 66(23):235320.
- [36] BEARDSLEY R P, CAMPION R P, GLAVIN B A, *et al.*. A GaAs/AlAs superlattice as an electrically pumped THz acoustic phonon amplifier[J]. *New Journal of Physics*, 2011, 13(7):073007.
- [37] MIZUNO S, TAMURA S. Theory of acoustic-phonon transmission in finite-size superlattice systems[J]. *Physical Review B*, 1992, 45(2):734.
- [38] KENT A J, BEARDSLEY R. *Semiconductor superlattice lasers at terahertz frequencies: design, fabrication and measurement* [M]//Length-Scale Dependent Phonon Interactions. New York: Springer, 2014:227-257.
- [39] KENT A J, KINI R N, STANTON N M, *et al.*. Acoustic phonon emission from a weakly coupled superlattice under vertical electron transport: observation of phonon resonance[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(21):215504.
- [40] RYTOV S M. Acoustical properties of a thinly laminated medium[J]. *Soviet Physics Acoustics*, 1956, 2:68-80.
- [41] KENT A J, STANTON N M, CHALLIS L J, *et al.*. Generation and propagation of monochromatic acoustic phonons in gallium arsenide[J]. *Applied Physics Letters*, 2002, 81(18):3497-3499.
- [42] VVEDENSKY D. Epitaxial growth of semiconductors[M]//BARNHAM K, VVEDENSKY D. *Low-Dimensional Semiconductor Structures: Fundamentals and Device Applications*. Cambridge: Cambridge University Press, 2001:1-55.
- [43] YAMAMOTO A, MISHINA T, MASUMOTO Y, *et al.*. Coherent oscillation of zone-folded phonon modes in GaAs-AlAs superlattices[J]. *Physical Review Letters*, 1994, 73(5):740-743.
- [44] BARTELS A, DEKORSY T, KURZ H, *et al.*. Coherent zone-folded longitudinal acoustic phonons in semiconductor superlattices: excitation and detection[J]. *Physical Review Letters*, 1999, 82(5):1044-1047.
- [45] SUN C K, LIANG J C, YU X Y. Coherent acoustic phonon oscillations in semiconductor multiple quantum wells with piezoelectric fields[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 84(1):179-182.
- [46] MATSUDA O, WRIGHT O B, HURLEY D H, *et al.*. Coherent shear phonon generation and detection with ultrashort opti-

- cal pulses[J]. *Physical Review Letters*,2004,93(9):095501.
- [47] TRIGO M,ECKHAUSE T A,REASON M, *et al.*. Observation of surface-avoiding waves;a new class of extended states in periodic media[J]. *Physical Review Letters*,2006,97(12):124301.
- [48] DEVOS A,POINSOTTE F,GROENEN J, *et al.*. Strong generation of coherent acoustic phonons in semiconductor quantum dots[J]. *Physical Review Letters*,2007,98(20):207402.
- [49] MOSS D M,AKIMOV A V,KENT A J,*et al.*. Coherent terahertz acoustic vibrations in polar and semipolar gallium nitride-based superlattices[J]. *Applied Physics Letters*,2009,94(1):011909.
- [50] LANZILLOTTI-KIMURA N D,FAINSTEIN A,PERRIN B,*et al.*. Bloch oscillations of THz acoustic phonons in coupled nanocavity structures[J]. *Physical Review Letters*,2010,104(19):197402.
- [51] BRUCHHAUSEN A,GEBS R,HUDERT F, *et al.*. Subharmonic resonant optical excitation of confined acoustic modes in a free-standing semiconductor membrane at GHz frequencies with a high-repetition-rate femtosecond laser[J]. *Physical Review Letters*,2011,106(7):077401.
- [52] WALKER P M,KENT A J,HENINI M,*et al.*. Terahertz acoustic oscillations by stimulated phonon emission in an optically pumped superlattice[J]. *Physical Review B*,2009,79(24):245313.
- [53] BEARDSLEY R P,AKIMOV A V,HENINI M, *et al.*. Coherent terahertz sound amplification and spectral line narrowing in a stark ladder superlattice[J]. *Physical Review Letters*,2010,104(8):085501.
- [54] WILSON T,KASPER E,OEHME M,*et al.*. Evidence of longitudinal acoustic phonon generation in Si doping superlattices by Ge prism-coupled THz laser radiation[J]. *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*,2014,68:012008.
- [55] HUYNH A,PERRIN B,LEMAÎTRE A. Semiconductor superlattices;a tool for terahertz acoustics[J]. *Ultrasonics*,2015,56:66-79.
- [56] SHINOKITA K,REIMANN K,WOERNER M,*et al.*. Strong amplification of coherent acoustic phonons by intraband currents in a semiconductor superlattice[J]. *Physical Review Letters*,2016,116(7):075504.
- [57] 王立军,宁永强,秦莉,等. 大功率半导体激光器研究进展[J]. *发光学报*,2015(1):1-19.  
WANG L J,NING Y Q,Qin L, *et al.*. Development of high power diode laser[J]. *Chinese Journal of Luminescence*,2015,01:1-19. (in Chinese)
- [58] 佟存柱,汪丽杰,田思聪,等. 布拉格反射波导半导体激光器的研究[J]. *中国光学*,2015(3):480-498.  
TONG C Z,WANG L J,TIAN S C, *et al.*. Study on Bragg reflection waveguide diode laser[J]. *Chinese Optics*,2015(3):480-498. (in Chinese)

#### 作者简介:



董立超(1991-),男,吉林舒兰人,硕士研究生,2014年于吉林大学获得学士学位,主要从事半导体激光器方面的研究。E-mail: 960628746@qq.com



田思聪(1984-),男,吉林长春人,副研究员,硕士生导师,2012年于吉林大学获得博士学位,主要从事量子光学和微纳光电器件方面的研究。E-mail: tiansicong@ciomp.ac.cn