



# 太赫兹量子级联激光器制备及其成像应用

黎华, 曹俊诚\*

中国科学院上海微系统与信息技术研究所, 信息功能材料国家重点实验室, 上海 200050

\* 联系人, E-mail: [jccao@mail.sim.ac.cn](mailto:jccao@mail.sim.ac.cn)

收稿日期: 2007-11-13; 接受日期: 2007-12-18

国家杰出青年基金(批准号: 60425415)、国家重点基础研究发展计划(编号: 2007CB310402)、国家自然科学基金(批准号: 60721004)和上海市基础研究重大项目(编号: 06dj14008)资助

**摘要** 太赫兹辐射源是太赫兹频段应用的关键器件. 全固态相干太赫兹量子级联激光器作为一种重要的太赫兹辐射源具有能量转换效率高、体积小、轻便和易集成等优点. 介绍了太赫兹量子级联激光器在激射频率和最高工作温度方面的研究进展, 重点讨论了太赫兹量子级联激光器的制作工艺和测试方法. 最后简单概述了太赫兹量子级联激光器在成像领域的应用.

**关键词**

太赫兹  
量子级联激光器  
成像

太赫兹(terahertz, THz)波<sup>[1-5]</sup>是指频率从 300 GHz~10 THz, 介于毫米波与红外光之间的电磁波. 作为THz频段应用的关键器件, THz辐射源在材料表征、医学诊断、环境检测、THz成像、宽带无线通信以及短距离保密通信等领域都有广泛的应用前景.

THz辐射源可以粗略地分为不相干的热辐射源、宽频带辐射源以及窄频带辐射源. 光电导和光整流是最常见的两种产生宽频带脉冲THz辐射的方法. 目前, 这些方法的转换效率很低, 发射的THz光束的平均功率只有纳瓦到微瓦量级. 产生窄频带THz辐射的方法也有很多种, 包括微波频率上转换、光源频率下转换、THz激光以及反向波管等等. 这些不同的产生THz辐射的方法各有利弊, 例如上转换技术主要用于发射低功率连续的THz波; 光混频下转换技术的转换效率低; 气体激光器可以得到高达 30 mW的输出功率, 但是光源不是连续可调的; 自由电子激光器体积巨大, 造价昂贵等等. 在THz激光中, 半导体激光是一种重要的产生窄频带THz的辐射源. 最早的产生THz辐射的半导体激光是p型锗激光器. 近年来, 随着半导体薄膜生长技术的进步, 精确控制生长纳米级厚度的半导体薄膜已经成为了现实. 因此, 基于多量子阱级联结构的量子级联激光器(quantum cascade laser, QCL)于 1994 年在中红外频段成功实现了激射<sup>[6]</sup>. 之后, 意大利和英国的科学家于 2002 年又合作研制成功了世界上第一个THz QCL<sup>[7]</sup>. 全固态的THz QCL具有能量转换效率高、体积小、轻便和易集成等优点, 因此, 它一经发明就引起广泛的关注并成为本领域的研究热点. 当前, THz QCL研究的重点主要集中在有源区结构的

设计、工作温度的提升、连续波工作、高发射光功率、低激射频率以及阈值电流密度的降低等。

## 1 THz QCL 的发展

THz QCL沿用了中红外QCL的设计概念, 将激射频率从中红外延伸到THz频段. 关于THz QCL的工作原理, 我们在文献 [8]中做了详细的介绍. 由于THz QCL发射出的光子能量对应于导带子带间的能量差, 而这个能量差要小于一个极化光学声子的能量, 电子与极化光学声子的散射被抑止, 很难实现粒子数反转. 另外, 在 THz 频段, 自由载流子吸收与波长的平方成正比, 导致波导对光模的限制变得更加困难. 因此, 相比中红外 QCL 而言, THz QCL 的实现要困难得多. 也正是由于这个原因, 降低 THz QCL 激射频率一直是人们研究的一个难点和 热点.

针对粒子数反转问题, 人们设计了不同的导带结构. 从最开始的啁啾超晶格结构 [8,9], 束缚态向连续态跃迁 [10], 到后来的共振声子结构 [11], 在解决粒子数反转问题上各有利弊. 啁啾超晶格结构中, 电子在高激发态和低激发态之间发生垂直跃迁, 然后低激发态的电子迅速通过电子-电子散射进入到下一个注入微带, 从而实现高低激发态之间的粒子数反转. 束缚态向连续态跃迁结构的出现是为了减少高激发态与收集态之间的交迭, 从而减少高激发态的非辐射跃迁, 提高发光效率. 但是这种结构有一个天生的缺陷, 即辐射跃迁是对角的, 因此辐射跃迁的强度要比超晶格结构的低, 而且发射谱线宽比较宽. 束缚态向连续态跃迁结构的粒子数反转也是通过电子-电子散射来实现的, 这个过程是弹性碰撞, 载流子向上和向下的散射几率是相等的, 因此抽取效率不高. 共振声子结构综合了上述两种结构, 辐射跃迁为垂直跃迁, 保证了发光强度和线宽. 低激发态上的电子是通过纵光学(longitudinal optical, LO)声子散射而进入收集态, 实现粒子数反转. 电-声子散射使得电子的抽取更迅速, 而且大的能量差(GaAs体材料的LO声子能量为 36 meV)可以防止电子的热反注入. 目前研制的高功率、低激射频率的THz QCL都是基于共振声子结构. 但是这种结构也有一个缺点, 即由于没有注入带, 阈值电流密度比其他结构的要高. 为了降低阈值电流密度, 人们又设计了一种单阱注入结构 [12]. 这种结构就是在前面所述的共振声子结构中增加一个注入阱, 很大程度地降低了同类器件的阈值电流密度(从 1 kA/cm<sup>2</sup> 左右降低到 140 A/cm<sup>2</sup>), 使得激射频率降低到 1.9 THz. 该结构粒子数反转仍然通过LO声子散射来实现.

通过统计国际上THz QCL的相关数据, 我们可以得到THz QCL激射频率和工作温度的发展趋势(见图 1). 图 1(a)中, 方点表示在无磁场辅助的情况下, THz QCL激射频率的变化曲线. 从 2002 年的 4.4 THz [8]降低到了目前的 1.2 THz [13]. 圆点表示在磁场辅助下THz QCL的激射频率. 采用磁场辅助的方式可以更有效地实现激光能级之间的粒子数反转, 从而降低THz QCL的阈值电流密度以及激射频率 [14]. 其基本原理是: 在多量子阱级联系统上加一个垂直的磁场, 从而引入一个面内的限制势. 于是, 自由电子的面内能量 $E_{i,k} = E_i + (\hbar^2 k^2)/2m^*$ 就分立为一系列的朗道能级 $E_{i,n} = E_i + (n+0.5)\hbar\omega_c$ , 其中 $\hbar\omega_c = (\hbar e B)/m^*$ 为回旋共振能量. 当子带对应的朗道能级 $E_i$ 和 $E_j$ 满足共振条件的时候, 即 $\Delta E_{ij} = \delta n \hbar\omega_c$ ,  $\delta n$ 为整数, 子带间散射几率很大; 相反, 如果 $E_i$ 和 $E_j$ 不满足共振条件, 则散射几率就会很小. 因此, 可以通过非共振条件来增大高激光态的寿命

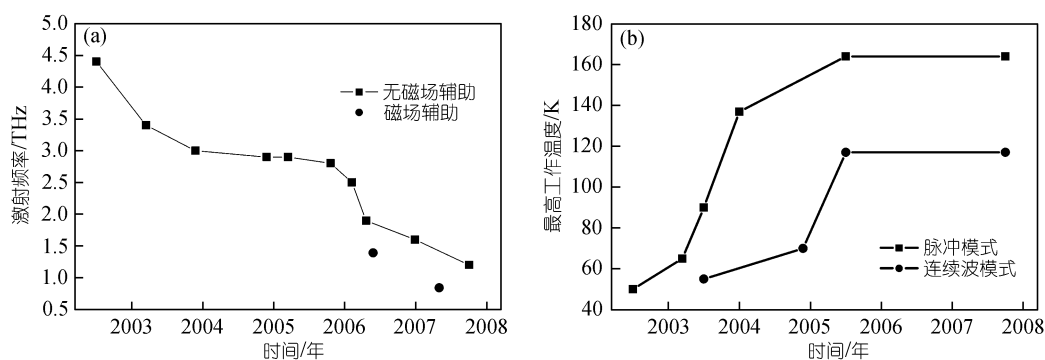


图 1 THz QCL 的激光频率(a)以及工作温度(b)的变化趋势

以及共振条件来减小低激光态的寿命,从而有效地实现粒子数反转.采用磁场辅助的方法,THz QCL的阈值电流密度可以降低到十几甚至几个 $\text{A}/\text{cm}^2$ .图2是Scalari等人于2006年报道的基于磁场辅助的THz QCL的能带结构图<sup>[15]</sup>.从右边的注入势垒开始,一个周期内各层的厚度依次为 **2.5/3.5/1.2/60.7/2.7/22.2/1.5/20.0/3.2/15.2/3.2/13.4/3.5/15.4/1.0/3.8** nm, 其中粗体代表 $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ 势垒层,普通字体代表GaAs阱层.加下划线的3层是n型掺杂层,掺杂浓度为 $1.6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .在外加偏压为0.72 kV/cm时,注入态 $|i\rangle$ 与 $|3\rangle$ 对准.电子通过共振隧穿注入到态 $|3\rangle$ ,然后通过 $3 \rightarrow 2$ 的能级跃迁发射THz光子,该激光跃迁发生在60.7 nm宽的阱内.调节磁场以满足态 $|2\rangle$ 与态 $|1\rangle$ 的共振条件,于是大量的电子从能级2抽取到能级1,这样就缩短了电子在能级2的寿命,同时增大了电子在能级3的寿命,从而实现激光能级间的粒子数反转.该器件的激光频率为1.39 THz,在磁感应强度为8.1 T下的阈值电流密度为 $9 \text{ A}/\text{cm}^2$ ,12 T下的阈值电流密度为 $5 \text{ A}/\text{cm}^2$ .器件的最高工作温度为40 K.目前在磁场辅助下,THz QCL激光频率最低可以达到0.84 THz<sup>[16]</sup>.

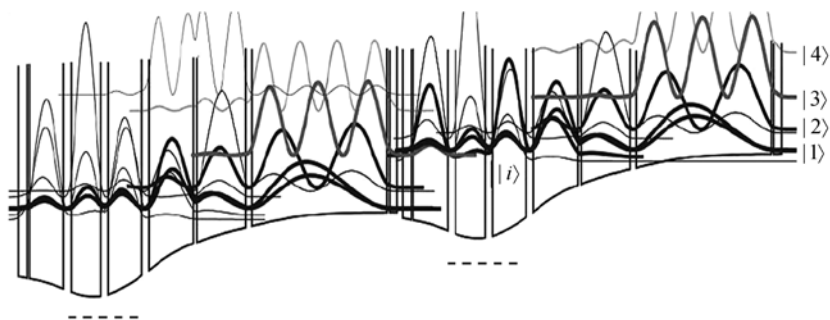
图 2 基于磁场辅助的THz QCL能带结构图<sup>[15]</sup>

图1(b)是THz QCL最高工作温度的变化曲线,其中方点代表器件在脉冲模式下最高工作温度的变化曲线,圆点表示在连续波模式下最高工作温度的变化曲线.2005年,THz QCL的最高工作温度就已经达到了164(脉冲模式)和117 K(连续波模式)<sup>[11]</sup>.而到目前为止,最高工作温

度还是由该记录保持着. 这说明基于目前的设计以及GaAs材料体系本身的特性, 要想进一步提高THz QCL的工作温度是一件非常难的事情. 于是, Liu等人<sup>[17]</sup>转向研究了有源区掺杂浓度对器件性能的影响. 对于THz QCL而言, 高掺杂浓度会引起大的自由载流子吸收损失以及波导损失, 从而导致器件的高阈值电流密度; 太低的掺杂浓度又会导致器件很低的增益甚至无法激射. 采用独特的生长技术, 即在生长有源区掺杂层时, 让硅束源炉对准衬底某一晶向并停止衬底旋转. 这样就可以在同一生长晶片上得到不同掺杂浓度的THz QCL样品. 研究结果表明, 随着有源区掺杂浓度的增加, 器件的阈值电流密度单调增加. 但是, 器件最高工作温度随着掺杂浓度的变化存在一个优化值. 当掺杂浓度为 $3.6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ 时, 器件的工作温度最高可以达到 110 K 左右. 其他更低或者更高掺杂浓度的器件都不能达到这个最高工作温度.

## 2 THz QCL的制作工艺

### 2.1 THz QCL有源区材料生长

THz QCL 的主体是有源区. 该有源区是一个多周期、多量子阱的级联结构. THz 光子就是在有源区中产生, 电子每经过一个周期就会发射出一个 THz 光子. THz QCL 器件最终能否激射很大程度上取决于有源区材料的质量. 各层厚度、掺杂浓度、组分的偏离都可能导致最终的器件无法激射. 目前生长 THz QCL 有源区材料的设备主要有分子束外延(molecular beam epitaxy, MBE)和金属有机物化学气相沉积(metal-organic chemical vapor deposition, MOCVD)等.

图 3(a)给出了一个GaAs基THz QCL结构的示意图. 首先是在半绝缘GaAs衬底上生长GaAs缓冲层, 然后生长AlAs或AlGaAs刻蚀阻挡层, n型重掺杂层, 接着生长多量子阱级联有源区, 最后生长一层n型重掺杂层. 其中, 用虚线边框标示的AlAs或AlGaAs刻蚀阻挡层主要是针对双面金属波导设计而生长的, 而对于制作半绝缘表面等离子波导结构的THz QCL则没有必要生长该刻蚀阻挡层. 上下n型重掺杂层的掺杂浓度均为  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  量级, 主要用作波导限制层和电接触层. 图 3(b)是THz QCL多量子阱级联有源区截面透射电子显微镜(XTEM)照片<sup>[18]</sup>, 其中亮条纹是 $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ 势垒层, 暗条纹是GaAs阱层. 两个箭头之间的区域正好是一个周

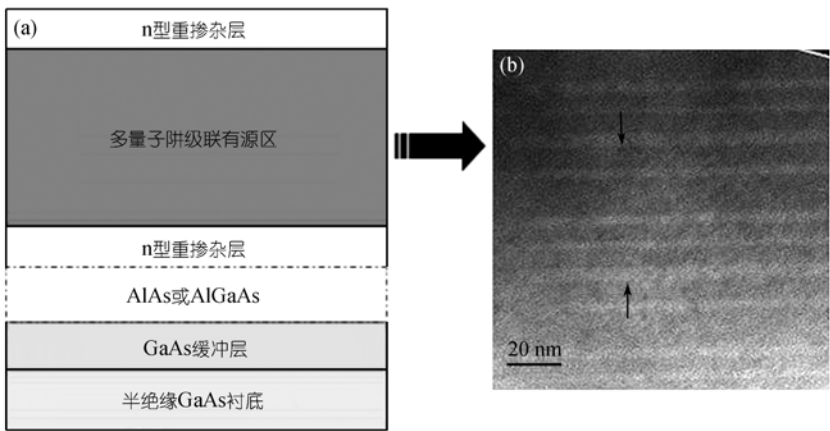


图 3 THz QCL结构示意图(a)和THz QCL有源区XTEM照片<sup>[18]</sup>(b)

期. 从下往上, 各层的厚度依次为 **5.4/7.8/2.4/6.4/3.8/15.3/3.5/8.8** nm, 其中粗体代表  $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  势垒, 普通字体代表 GaAs 阱层.

Beere等人<sup>[19]</sup>曾经对MBE生长THz QCL结构做过详细系统的研究. 结果表明, III族Ga源的精确控制是至关重要的. 对于THz QCL有源区结构而言, 90%以上的成分是由GaAs组成的, 因此, GaAs速率的校准与否将直接影响生长材料的组分以及厚度. 对生长的THz QCL材料进行高分辨X射线衍射(HR-XRD)表征, 可以发现, 生长材料的实际厚度值与理论设计值的差异基本上来自于GaAs生长速率的偏移. 而GaAs生长速率则完全是由Ga源的温度来控制的. 同时, 理论计算表明, 对于一个 18.0 meV的啁啾超晶格有源区设计而言, GaAs生长速率的变化要求维持在+2% ~ -1%之间, 同时AlAs生长速率的变化在+10% ~ -5%之间, 才能保证发射光子的能量与设计值的偏差维持在 $\pm 0.5$  meV之内. 另外, 掺杂浓度的控制也是影响THz QCL的一个重要因素. 实验表明, 掺杂浓度偏移 $\pm 10\%$ 是可以接受的.

目前, 多数THz QCL有源区的设计都是基于GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 材料体系, 但是也有少数设计是基于GaN/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ 材料体系的<sup>[20,21]</sup>. Huang等人<sup>[22]</sup>报导了采用低压MOCVD设备生长GaN/ $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$ 材料体系的THz QCL结构, 目前尚未给出器件结果. GaN材料中LO声子的能量较大(约为 90 meV), 为声子的热激发以及电子的热反注入制造了一个很高的势垒. 这样, 就有利于器件在较高温度条件下工作. 而且GaN本身具有非常优越的光电性能, 因此GaN的基THz QCL有望可以进一步提升器件在电流密度、激光频率以及工作温度等方面的性能.

## 2.2 THz QCL 波导

THz QCL波导结构设计主要有等离子波导、半绝缘表面等离子波导以及双面金属波导等(如图 4). 等离子波导是沿用中红外QCL的波导结构设计, 期望将光场限制在上金属层和重掺杂层之间. 但是由于GaAs材料掺杂浓度的限制(一般认为极限掺杂浓度约为  $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ), THz光模将会穿过波导层, 引起很大的自由载流子吸收损失, 导致这种结构的尝试没有成功. 图 4(b)为半绝缘表面等离子波导示意图. 由于采用了半绝缘的GaAs衬底, 这种结构设计很大程度上降低了等离子波导大的自由载流子吸收损失. 第一个THz QCL就是采用这种波导结构<sup>[2]</sup>. 双面金属波导(图 4(c))结构是由Hu小组最先引进到THz QCL中来并取得成功的<sup>[19]</sup>. 目前大多数双面金属波导都是采用的金-金双面金属. 它将光场限制在上下两层金属之间. 双面金属波导在长波长QCL中的优势是十分明显的. 因为THz波对金的穿透深度仅仅只有几百埃, 所以双面金属波导大大降低了波导损失, 而且限制因子几乎为 1. 目前报道的最高工作温度以及最低激光频率的THz QCL均采用的是金-金双面金属波导结构<sup>[11,13]</sup>.

图 5 显示了采用铟(In)-金(Au)键合技术制作THz QCL双面金属波导的工艺流程<sup>[23]</sup>. 由于需要采用金属键合工艺, 因此双面金属波导比其他波导结构的制作要复杂得多. 双面金属波导的工艺主要包括: (i) 在MBE生长的晶片表面依次蒸发钛(Ti)/金(Au)层, 厚度为20/1000 nm; 同时, 在另一片n型GaAs衬底上依次蒸发金属钯(Pd)/锗(Ge)/钯(Pd)/铟(In)/金(Au)层, 厚度分别为 25/10/25/1200/120 nm. 金属Pd/Ge/Pd层用来提高有源区和n型衬底之间的电接触, 而最上面的120 nm的Au层是为了防止In的氧化. (ii) 如图 5(a)所示, 将两片晶片面对面进行低温热压键合. 键合温度为  $250^\circ\text{C}$ , 高于In的熔点( $156.6^\circ\text{C}$ ). 在键合过程中, In首先熔化然

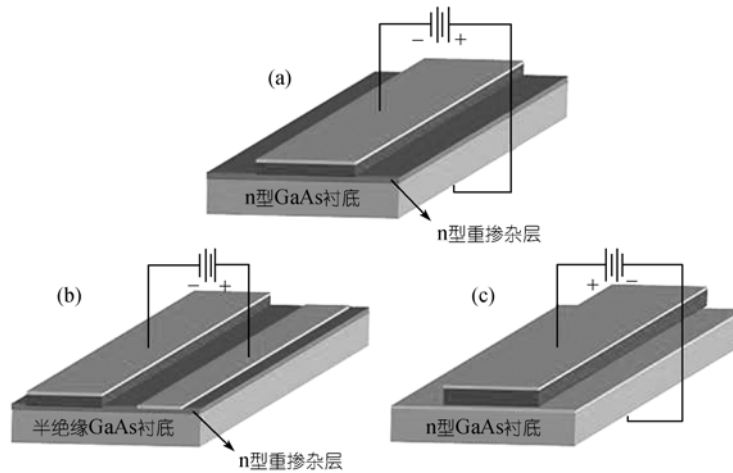


图4 3种THz QCL波导结构

(a) 等离子波导; (b) 半绝缘表面等离子波导; (c) 双面金属波导

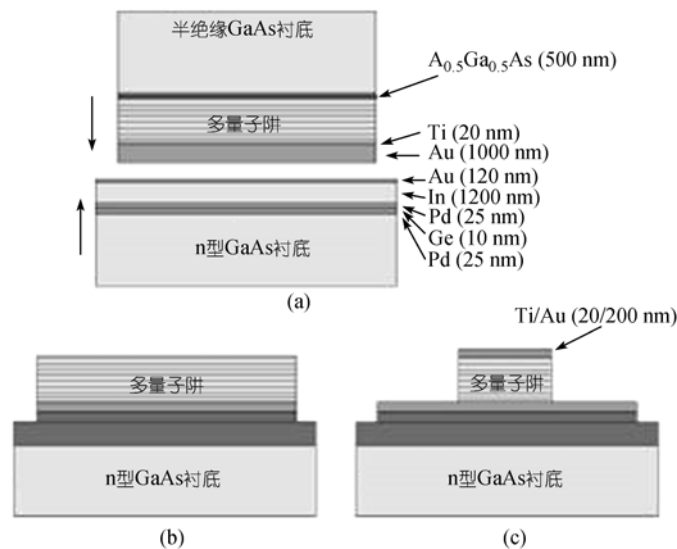


图5 In-Au键合THz QCL双面金属波导工艺过程<sup>[23]</sup>

(a) 低温键合; (b) 去除衬底及 AlGaAs 刻蚀阻挡层; (c) 制作脊波导结构

后扩散进入 Au 层从而形成 In-Au 合金. (iii) 键合完成之后, 为了制作上电极我们必须去除半绝缘衬底以及 AlGaAs 刻蚀阻挡层, 如图 5(b)所示. 半绝缘衬底首先通过研磨, 然后在氨水和双氧水的腐蚀液中完全去除. AlGaAs 刻蚀阻挡层则通过氢氟酸腐蚀来去除. (iv) 在键合好的晶片表面蒸发 Ti/Au(20/200 nm)上电极并刻蚀出脊波导结构(如图 5(c)所示). (v) 在晶片的背面蒸发 Ti/Au 下电极. (vi) 按照设计的腔长对晶片进行解理并在一端的腔面上镀上氧化铝高反膜. (vii) 将解理好的 THz QCL 器件管芯焊接到热沉上并进行焊线封装, 完成 THz QCL 的制作.

### 3 THz QCL 性能测试

对 THz QCL 而言, 器件性能的测试主要集中在传输特性(如电流-电压( $I-V$ ), 电导-电压( $G-V$ )特性)、发射谱以及光功率谱的测量. 下面结合图 6 详细介绍一下 THz QCL 的发射谱的测量. 发射谱测量的核心装置是一个傅里叶变换红外光谱仪(Fourier transform infrared spectrometer, FTIR). 测试过程为: 通过施加脉冲偏压, THz QCL 发射出的 THz 激光进入 FTIR, 经迈克尔逊干涉仪描绘出干涉谱, 然后进行傅里叶变化得到发射频率谱. 在器件端, THz QCL 器件通过钎焊接在真空杜瓦瓶中的铜金属板上, 并采用液氮制冷, 最低温度可以达到 4.2 K. 脉冲偏压源负责为 THz QCL 器件提供不同占空比的偏压. 在探测端, 探测器通过液氮制冷. 通常可供采用的探测器有两种, 硅辐射热测量仪(Si-bolometer)和锗镓(Ge:Ga)光探测器. Si-bolometer 受限于材料的热响应, 通常响应时间在微秒量级. 而 Ge:Ga 光探测器测量的是光激发后材料电导率的变化. 因此, 相比于 Si-Bolometer 来说, Ge:Ga 探测器的最大的优点就是响应速度快. 但是 Ge:Ga 探测器的测量频率范围没有 Si-bolometer 宽广. 在实际测量中, 我们应该根据不同的测试需求采用不同的探测器. 为了减少背景噪声的影响, 我们一般采用锁相放大器对从探测器出来的信号进行放大. 同时, 脉冲偏压信号作为参考也会送进锁相放大器. 最后, 电脑采集锁相放大器和 FTIR 的信号, 完成 THz QCL 发射谱的测量.

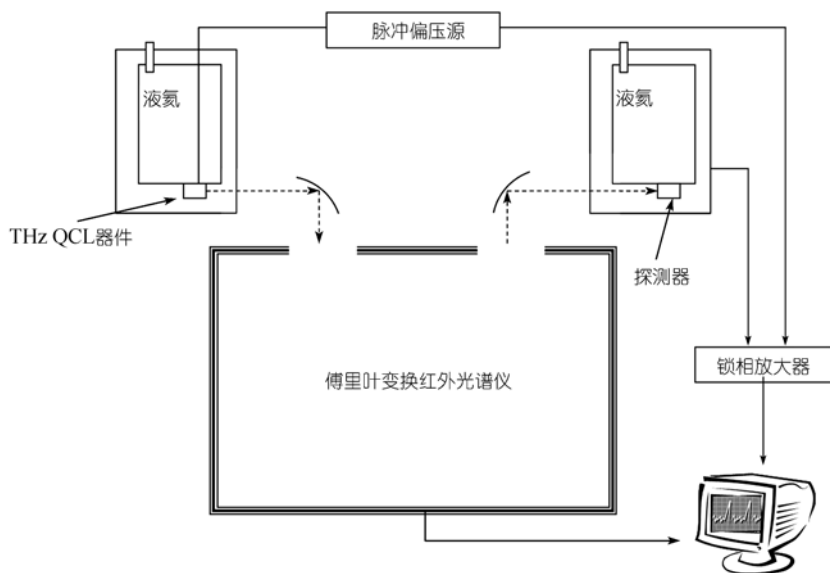


图 6 THz QCL 发射谱的测量装置示意图

通过稍加改装图 6 所示装置, 其他  $I-V$  特性和功率谱也都可以测量. 在器件端, 如果在供给 THz QCL 脉冲偏压的电路中加入电流探针, 我们就可以完成 THz QCL 的电传输特性( $I-V$ )的测量; 在探测端, 如果添加一个功率计, 我们就能够得到器件的功率谱.

## 4 THz QCL 在成像领域的应用

Darmo等人<sup>[24]</sup>于2004年首次将THz QCL应用于成像技术. 采用3.4 THz, 20 mW的脉冲QCL辐射源以及氮冷却的Si-bolometer探测器, 对小白鼠的大脑进行了成像实验. 透射模式下成像的实验结果表明空间分辨率可以达到250  $\mu\text{m}$ . 后来, Nguyen等人<sup>[25]</sup>采用2.9 THz、峰值功率为70 mW的脉冲QCL辐射源以及高利池探测器(Golay cell detector)对聚苯乙烯材料、金属材料以及聚四氟乙烯材料制品首次进行了三维重构成像. 2006年, Lee等人<sup>[26]</sup>采用4.3 THz, 50 mW的QCL辐射源, 以及320 $\times$ 240像素的焦平面阵列探测器成功地进行了实时成像的试验. 图7(a)和(b)分别为指纹印在可见光频率和THz频率反射模式下的照片. 指纹中, 两个凹槽之间的距离大概为500  $\mu\text{m}$ , 因此图7(b)说明采用THz QCL实时成像具有较好的分辨能力. 之后, Lee等人<sup>[27]</sup>又采用4.9 THz的QCL以及320 $\times$ 240像素的焦平面探测器成功进行了透射模式下的实时成像试验, THz辐射源和目标物体的距离大于25 m. 这种远距离实时成像技术的试验成功地为THz QCL的发展指明了方向, 同时也加快了THz QCL商业化应用的步伐.

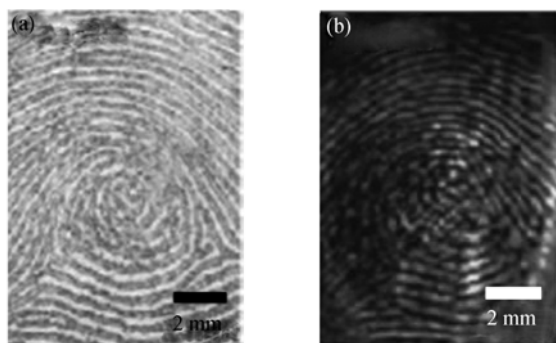


图7 指纹印在可见光频率(a)和THz频率反射模式(b)下的照片<sup>[26]</sup>

## 5 结论

本文简要概述了THz QCL的发展, 介绍了THz QCL的制备、性能测试以及在成像领域的应用. 从2002年发展至今, THz QCL在各方面性能都有很大程度的提升. 但是, 目前THz QCL的最高工作温度为164 K, 离室温工作还有一段距离. 这一点可能是阻碍THz QCL成熟应用的最关键因素. 也许, 要真正实现THz QCL的室温工作, 我们需要在有源区的设计上有新的突破或者选取新的材料体系(比如GaN材料). 尽管THz QCL目前还不能室温工作, 但是它在激励频率和发射光功率方面的性能已经可以满足一些领域的应用了, 例如在成像领域, THz QCL一经应用即展现出了特殊的优势(实时成像). 另外, 由于THz波具有频带宽、保密性好等优点, THz通信可能是THz QCL应用的另一个关键领域. 针对THz QCL在其他领域的应用, 各国的科学家也都在积极探索研究.

**致谢** 衷心感谢与韩英军博士、郭旭光博士和谭智勇的有益讨论.

## 参考文献

- 1 Ferguson B, 张希成. 太赫兹科学与技术研究回顾. 物理, 2003, 32: 286—293
- 2 Siegel P H. Terahertz technology. IEEE Trans Microw Theor Tech, 2002, 50: 910—928[DOI]
- 3 曹俊诚. 太赫兹辐射源与探测器研究进展. 功能材料与器件学报, 2003, 9: 111—117
- 4 Cao J C. Interband impact ionization and nonlinear absorption of terahertz radiations in semiconductor heterostructures. Phys Rev Lett, 2003, 91: 237401[DOI]
- 5 Liu H C, Song C Y, Wasilewski Z R, et al. Coupled electron-phonon modes in optically pumped resonant intersubband lasers. Phys Rev Lett, 2003, 90: 077402[DOI]
- 6 Faist J, Capasso F, Sivco D L, et al. Quantum cascade laser. Science, 1994, 264: 553—556[DOI]
- 7 Köhler R, Tredicucci A, Beltram F, et al. Terahertz semiconductor-heterostructure laser. Nature, 2002, 417: 156—159[DOI]
- 8 曹俊诚. 太赫兹量子级联激光器研究进展. 物理, 2006, 35: 632—636
- 9 Rochat M, Ajili L, Willenberg H, et al. Low-threshold terahertz quantum-cascade lasers. Appl Phys Lett, 2002, 81: 1381—1383[DOI]
- 10 Scalari G, Ajili L, Faist J, et al. Far-infrared ( $\lambda \approx 87 \mu\text{m}$ ) bound-to-continuum quantum-cascade lasers operating up to 90 K. Appl Phys Lett, 2003, 82: 3165—3167[DOI]
- 11 Williams B S, Kumar S, Hu Q. Operation of terahertz quantum-cascade lasers at 164 K in pulsed mode and at 117 K in continuous-wave mode. Opt Express, 2005, 13(9): 3331—3339[DOI]
- 12 Kumar S, Williams B S, Hu Q, et al. 1.9 THz quantum-cascade lasers with one-well injector. Appl Phys Lett, 2006, 88: 121123—121125[DOI]
- 13 Walther C, Fischer M, Scalari G, et al. Quantum cascade lasers operating from 1.2 to 1.6 THz. Appl Phys Lett, 2007, 91: 131122—131124[DOI]
- 14 Scalari G, Blaser S, Faist J, et al. Terahertz emission from quantum cascade lasers in the quantum Hall regime: Evidence for many body resonances and localization effects. Phys Rev Lett, 2004, 93: 237403[DOI]
- 15 Scalari G, Walther C, Faist J, et al. Electrically switchable, two-color quantum cascade laser emitting at 1.39 and 2.3 THz. Appl Phys Lett, 2006, 88: 141102—141104[DOI]
- 16 Faist J, Scalari G, Walther C, et al. 2007 Materials Research Society (MRS) Spring Meeting. San Francisco: Materials Research Society, 2007
- 17 Liu H C, Wächter M, Ban D, et al. Effect of doping concentration on the performance of terahertz quantum-cascade lasers. Appl Phys Lett, 2005, 87: 141102—141104[DOI]
- 18 Cao J C, Li H, Han Y J, et al. Terahertz quantum cascade laser at 3.39 THz. Chin Phys Lett, 2008, 25: 953—956[DOI]
- 19 Beere H E, Fowler J C, Alton J, et al. MBE growth of terahertz quantum cascade lasers. J Cryst Growth, 2005, 278: 756—764[DOI]
- 20 Indjin D, Ikonjić Z, Jovanović V D, et al. Relationship between carrier dynamics and temperature in terahertz quantum cascade structures: Simulation of GaAs/AlGaAs, SiGe/Si and GaN/AlGaIn devices. Semicond Sci Technol, 2005, 20: S237—S245[DOI]
- 21 Sun G, Soref R A, Khurgin J B. Active region design of a terahertz GaN/Al<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>N quantum cascade laser. Superlattices Microstruct, 2005, 37: 107—113[DOI]
- 22 Huang G S, Lu T C, Yao H H, et al. GaN/AlGaIn active regions for terahertz quantum cascade lasers grown by low-pressure metal organic vapor deposition. J Cryst Growth, 2007, 298: 687—690[DOI]
- 23 Williams B S, Kuamr S, Callebaut H, et al. Terahertz quantum-cascade laser at  $\lambda \approx 100 \mu\text{m}$  using metal waveguide for mode confinement. Appl Phys Lett, 2003, 83: 2124—2126[DOI]
- 24 Darmon J, Tamosiunas V, Fasching G, et al. Imaging with a Terahertz quantum cascade laser. Opt Express, 2004, 12: 1879—1884[DOI]
- 25 Nguyen K L, Johns M L, Gladden L F, et al. Three-dimensional imaging with a terahertz quantum cascade laser. Opt Express, 2006, 14: 2123—2129[DOI]
- 26 Lee A W M, Williams B S, Kumar S, et al. Real-time imaging using a 4.3-THz quantum cascade laser and a 320 × 240 microbolometer focal-plane array. IEEE Photonics Technol Lett, 2006, 18: 1415—1417[DOI]
- 27 Lee A W M, Qin Q, Kumar S, et al. Real-time terahertz imaging over a standoff distance ( $> 25$  meters). Appl Phys Lett, 2006, 89: 141125—141127[DOI]