

太赫兹量子级联激光器研究进展*

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)

摘要 太赫兹技术涉及电磁学、光电子学、半导体物理学、材料科学以及微加工技术等多个学科,它在信息科学、生物学、医学、天文学、环境科学等领域有重要的应用价值.太赫兹辐射源是太赫兹频段应用的关键器件.本文简要介绍了太赫兹电磁波的研究背景、重要特点以及潜在应用,重点讨论了太赫兹半导体量子级联激光器的工作原理和研究进展等.

关键词 太赫兹,量子级联激光器,量子阱,波导

Terahertz quantum cascade lasers

CAO Jun-Cheng[†]

(State-Key Laboratory of Functional Materials for Informatics, Shanghai Institute of Microsystem and Information Technology, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200050, China)

Abstract Terahertz (THz) technology deals with electromagnetics, optoelectronics, semiconductor physics, material science, and micro-technology. In applications that cover information science, biology, medicine, astronomy, and environment science the key device is the THz source. We present an overview of THz sources and their potential applications, with emphasis on the basic principle and recent research advances in the development of THz quantum cascade lasers.

Keywords terahertz, quantum cascade lasers, quantum well, waveguide

1 引言

太赫兹(THz)波^[1-5]是指频率从100 GHz到10 THz,相应波长从3mm到30 μ m范围内,介于毫米波与红外光之间的电磁波,也被称为T-射线.从物理学看,THz波处于电子学向光光学的过渡区;从频域上看,THz波覆盖半导体以及等离子体的各特征能量、有机和生物大分子(如蛋白质和毒品)等的转动和振动能量、约50%的宇宙空间(3K宇宙背景辐射后)光子能量等;从应用角度看,THz波的频带宽、测量信噪比高、适合于信息领域的高空间和时间分辨率成像与信号处理、大容量与高保密的数据传输、射电天文探测、大气与环境监测、实时与安全的生物与

医学诊断等等.因而,THz波在国民经济以及国家安全等方面有重大的应用价值.

THz辐射源是THz频段应用的关键器件.在众多THz辐射产生方式中,基于半导体的全固态THz量子级联激光器(quantum cascade lasers, QCL)由于其能量转换效率高、体积小、轻便和易集成等优点,成为本领域的研究热点.虽然从第一个THzQCL制备成功到现在只有三年的时间,但器件的工作温度、输出功率等性能已经得到了非常大的改进和提高.随着THzQCL性能的提高,它已经很快地被应用于

* 国家杰出青年基金(批准号:60425415)、国家自然科学基金重大项目(批准号:10390162)和上海市优秀学科带头人计划(A类,批准号:05XD14020)资助项目

2006-03-15收到

[†] Email: jccao@mail.sim.ac.cn

THz 成像等领域. 所以, THzQCL 是一个正在飞速发展的领域.

2 太赫兹量子级联激光器的基本原理

太赫兹量子级联激光器(THzQCL)和中红外量子级联激光器的工作原理是一样的. QCL 概念最早是由前苏联的物理学家 Kazarinov 和 Suris^[6]在 1971 年提出的. 直到 1994 年贝尔实验室研制出世界上第一个 GaInAs/AlInAs QCL^[7]. 与传统的激光器相比, QCL 有两个主要特点. 首先, 它是一种子带间的单极器件, 它只利用了电子在不同子带间的跃迁来辐射出光子, 而不考虑空穴的输运; 其次, 它是一个级联的结构, 即有几十甚至一百多个重复的周期组成, 电子在每个周期内重复释放光子, 这样就提高了器件的输出功率. QCL 的每个周期可以分为注入区、有源区和弛豫区三部分(如图 1 所示). 注入区把电子从上一个周期注入到下一个周期, 电子在有源区内辐射出光子, 同时从高能级跃迁到低能级, 最后电子在弛豫区中被抽取并注入到下一个周期中, 重复以上的过程. 这样一个电子就可以辐射出多个光子. 图 1 是一个典型的 QCL 的能带结构示意图. 注入区是由几个宽度相近的量子阱组成, 电子的波函数一般会遍布整个注入区, 形成一个微带. 注入区后面由一个较宽的势垒隔开的是有源区, 它由三个量子阱组成. 电子首先通过共振隧穿注入到子带 3 上. 另外, 在这三个量子阱中还存在着两个能量低于子带 3 的能级 2 和 1. 电子从一个能级跃迁到另外一个能级的几率与这两个能级波函数的形式因子有关, 它们之间的重叠程度越高, 则形式因子越大. 电子可以通过释放一个光子的过程从子带 3 跃迁到子带 2, 然后由于子带 2 和子带 1 之间的重叠因子非常高, 电子会迅速跃迁到能量更低的子带 1, 从而维持子带 3 与 2 之间的粒子数反转的状态. 电子到达子带 1 之后, 可以进一步注入到下一个周期.

以上我们讨论的是有利于激光器工作的电子输运过程, 但事实上在这些子带之间还存在着一些电子输运过程会影响激光器的工作性能. 比如, 电子有可能会从子带 3 反注入到注入区, 同时也可能直接跃迁到子带 1, 而跳过辐射光子的过程. 电子还可能通过吸收声子的过程从子带 1 跃迁至子带 2, 这些过程对于实现粒子数反转都是不利的. 另外, 虽然提高器件的有源区周期数目可以提高激光功率, 但同时加在器件两端的电压也就越高, 器件发热也越厉

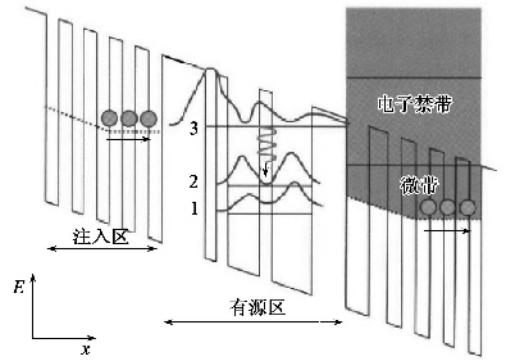


图 1 QCL 的能带结构示意图

害, 所以有源区的周期数也不是越多越好. 一般 QCL 的有源区周期数为几十到一百多个.

对于激光器来说, 要使它工作必须至少满足一个条件, 就是器件的增益一定要大于损耗. 要使器件产生增益, 必须实现高能级对于低能级的粒子数反转, 而要降低损耗, 就要使用好的波导设计. 提高波导的限制因子和降低波导损失可以有效地降低器件的阈值增益, 从而提高激光器的性能.

3 太赫兹量子级联激光器的设计

自从 Bell 实验室在 1994 年研制出世界上第一个 QCL^[7], 人们一直在为激光器的室温、连续谱以及大功率工作而不断努力. 在此过程中, 激光器有源区的设计逐步得到改进, 出现了三阱共振声子结构^[7]、双声子共振结构^[8]、啁啾超晶格结构^[9]以及束缚态向连续态跃迁结构^[10]等各种设计.

我们知道, 激光器要辐射激光必须满足增益大于损耗这一基本条件, 所以激光器的所有设计都是为了尽量提高增益, 同时降低损耗. 而提高增益的必要条件就是尽量增大激光器高低能级之间的粒子数反转. 为达到此目的, 我们就要尽量提高电子在激光器高激光能级的寿命, 同时降低其低激光能级的寿命. 在 QCL 的有源区中通常包含多个电子子能级, 因此在 QCL 中我们特别需要注意下面两点. 在向有源区注入电子的过程中, 我们需要提高电子注入到高激光能级的效率, 而尽量避免向其他能级的注入. 在从有源区抽取电子的时候就需要尽量提高抽取的效率, 同时防止电子在弛豫区通过相反的过程再次反注入到有源区.

第一个 QCL^[7]采用的是三阱的共振声子结构. 在这一结构中, 由于有源区只有三个电子能级, 所以

电子可以有效地从注入区注入到高的激射能级,而释放出光子之后的电子通过共振声子散射迅速地被抽取到比低激射能级更低的能级,从而保证粒子数反转.所谓共振声子结构,是指激光器有源区的低激射能级下面还有一个比它的能量低一个极化光学声子能量的能级,用来最快速地抽取低激射能级的电子从而实现粒子数反转.为了进一步降低电子在低激射能级停留的时间,我们还可以采用双声子共振结构.这种结构中,在低激射能级的下面还有两个能级,它们与低激射能级的能量差分别为一个和两个极化光学声子的能量.这样,电子从低激射能级可以跃迁到这两个能级上,从而进一步降低了电子在低激射能级的寿命.虽然这两种设计结构可以使电子有效地注入高激射能级,但电子在抽取过程中的效率不是很高.电子从有源区的最低能级被抽取到下一个注入区的过程是通过量子隧穿实现的,而这个隧穿时间一般来说要比电子在低激射能级的寿命长得多.这就造成了电子在有源区最低能级的集聚,形成一种瓶颈效应,从而影响器件的性能.这一效应在注入电流或者温度较高的情况下尤其明显.在室温的情况下,如果电子不能被很快的抽取到注入区,它还有可能通过吸收声子的过程再次返回到低激射能级,不利于粒子数反转.

啁啾超晶格结构就是为了改进这种设计而提出的.在超晶格结构中由于周期性的量子阱结构,许多能量接近的电子能级共同构成一个微带,而在不同微带之间形成能隙.啁啾超晶格结构就是利用这些微带来提高电子从有源区抽取效率的.在这一结构中,电子从超晶格的次低微带中某些能级跃迁到最低微带中的能级并释放一个光子,然后被抽取到注入区,进入下一个循环.由于超晶格微带是由许多能量非常接近的能级组成,所以当两个微带对齐的时候,电子可以非常快的被抽取到注入区,从而消除了共振声子结构中的瓶颈效应.但是,与此同时,电子的注入效率发生了改变.微带注入使得电子有效注入到高激射能级的效率降低,有很大一部分电子被注入到微带中的其他能级,而不能实现受激辐射.因此,在啁啾超晶格结构中,我们很好地提高了电子的抽取效率,但同时又带来了注入效率低的问题.它仍然不是一个完美的选择.能否设计一种同时利用多阱结构的高注入效率和超晶格结构的高抽取效率的有源区呢?答案是肯定的.这就是束缚态向连续态跃迁的设计.束缚态向连续态跃迁的结构同时利用了共振声子结构中高效的电子注入和啁啾超晶格

结构中高效的电子抽取过程,从而最大限度的提高了粒子数反转的程度.束缚态向连续态跃迁的设计是目前性能最好的 QCL 结构,并已经被应用到 THzQCL 的设计^[11,12].

虽然 QCL 的工作原理都是一样的,但在 THz 波段人们仍然面临着许多与中红外波段不同的问题.由于实现粒子数反转是激光器获得增益的必要条件,而 THzQCL 发出的光子能量低于极化光学声子能量,电子与极化光学声子的散射被抑止,所以实现粒子数反转更加困难.这方面的突破开始于 2001 年.为了实现粒子数反转,人们设计出了不同的有源区结构,包括啁啾超晶格结构^[13,14]、束缚态向连续态跃迁结构^[15]和共振光学声子结构^[16,17]等.这些设计各有各的特点,同时也有自己的不足之处.第一个 THzQCL 采用的是啁啾超晶格结构.束缚态向连续态跃迁的设计具有比较低的阈值电流,但在工作温度上不及共振声子辅助的有源区设计,而共振声子辅助的设计则具有很高的阈值电流. THzQCL 面临的另一个问题是波导设计,因为随着波长的增加,等离子体波导已经不能有效地把光场限制在有源区内,而且在 THz 波段自由载流子吸收也要强的多,这就进一步增大了实现增益的难度.为了实现 THzQCL 的激射,Williams 等^[16]采用了双面金属波导的设计来提高光场的限制因子,有效地降低了阈值,提高了增益.

4 太赫兹量子级联激光器的研究进展

图 2 为 2002 年报道的由意大利和英国合作研制的世界上第一个 THzQCL 有源区的能带结构图^[13].它所采用的材料为 GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As 体系,有源区设计采用了啁啾超晶格结构.每个周期包括七个量子阱结构,这包括注入区的四个量子阱和有源区的三个量子阱.从注入的势垒开始,每层的厚度分别为 4.3/18.8/0.8/15.8/0.6/11.7/2.5/10.3/2.9/10.2/3.0/10.8/3.3/9.9nm,其中字体加粗的层代表 Al_{0.15}Ga_{0.85}As 势垒,其他层代表 GaAs 势阱.10.2 nm 宽的势阱中掺杂浓度为 $4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.释放光子的跃迁过程发生在能级 2 和 1 之间(能级差 18 meV),而能级 2 上的电子是由能级 g 的电子通过共振隧穿注入的.能级 2 到 1 的跃迁为垂直跃迁,对应的偶极矩阵元为 7.8 nm.在 8 K 温度下最高输出光能量为 2mW,阈值电流密度为 290A/cm²,其最高工作温度为 50K.器件采用的是等离子体波导结构.

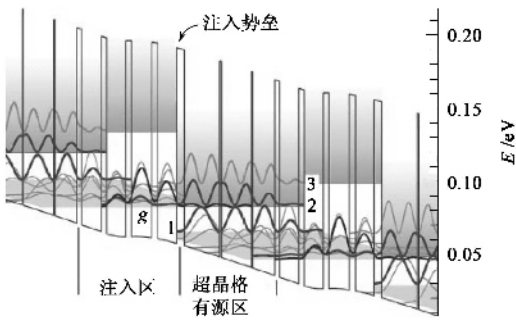


图2 啁啾超晶格 THzQCL 有源层导带结构^[13]

图3是瑞士 Faist 研究小组于2003年报道的基于束缚态向连续态跃迁的 THzQCL 的能带图^[15]。电子从微带注入到一个孤立的束缚态能级上(图中的子带8),然后电子通过向子带7、6、5跃迁辐射出频率为3.5THz的光子。7、6、5三个子带位于一个微带中,它们之间的能量间隔很小。由于界面粗糙度、杂质等散射因素的影响,这些子带是不可区分的,于是就形成了束缚态向连续态的跃迁。这种设计的优点是电子的注入和抽取效率较高,从而保证了粒子数反转的实现。但是,由于辐射光子的过程是对角辐射,所以振荡强度比垂直激射的设计要弱。从注入的势垒开始,每层的厚度分别为3.5/9.0/0.6/16.3/0.9/16.0/1.0/13.8/1.2/12.0/1.5/11.0/2.4/11.0/3.2/12.1 nm。其中,宽度为11.0nm的量子阱掺杂为 $2.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 。该器件的最高工作温度为90K,最高输出功率为22 mW,对应的工作温度为10K。

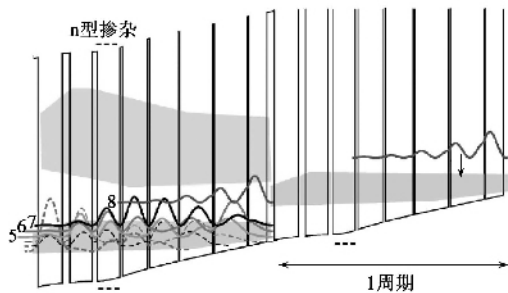


图3 束缚态向连续态跃迁的 QCL 有源区能带结构^[15]

图4是美国 Qing Hu 研究小组于2003年报道的3.4THz的QCL^[16]。它采用的是基于共振声子散射的有源区设计。电子从高激射能级跃迁到低激射能级后,可以通过释放极化光学声子的方式迅速从低激射能级继续向下跃迁至注入区,从而保证粒子数的反转。从左边的注入势垒开始,器件每层的厚度

分别为5.4/7.8/2.4/6.4/3.8/14.8/2.4/9.4nm,而宽度为14.8 nm的阱中掺杂的面密度为 $2.8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ 。电子从能级5向能级4跃迁时发出波长为87.2 μm (3.4THz)的光,电子到达能级4后,迅速地通过电子-电子散射跃迁到能级3。由于能级4、3与能级2、1之间的能量差设计略高于一个GaAs极化光学声子的能量,所以电子又很快的通过极化光学声子辅助跃迁转移到能级2和1,以保证能级4上的电子数低于能级5,从而实现粒子数反转。能级2和1上面的电子又可以通过电子-电子和电子-杂质散射注入到下一个周期的能级5上,进行下一步的THz辐射过程。共振光学声子辅助的设计可以实现较大的粒子数反转,这对于提高器件的工作温度有很大的帮助。但正如我们已经提到的,这种设计的激光器的阈值电流较高。目前,Hu^[17]的研究小组研制的基于共振声子散射的THzQCL最低频率达2.07THz,连续工作温度达到117 K,脉冲工作温度可以达到164K。温度为5K时的峰值输出功率达到200mW。

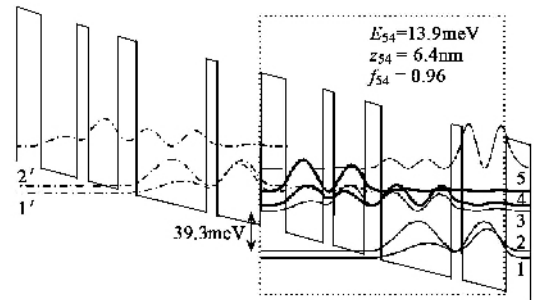


图4 基于共振声子散射的有源层导带结构^[16]

图5为Liu、Cao和Hu等人合作研制的基于共振声子散射的THzQCL的光强和电流密度的关系曲线^[18]。该THzQCL的激射频率为2.9 THz。我们主要研究了有源区掺杂浓度对THzQCL性能的影响,表征了一组除掺杂浓度外其他参数均相同的THzQCL。 δ 掺杂浓度变化范围从 3.2×10^{10} 到 $4.8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ 。研究发现阈值电流密度随掺杂浓度的增加而单调增加,并且自由载流子吸收引起的波导损耗也单调增加。测得的最大激射温度在掺杂浓度为 $3.6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ 时达到优化值。同时,我们采用蒙特卡罗方法研究了该器件的输运性质^[19]。在共振声子散射的结构中,由于共振效应的形成,电子会释放出大量的极化光学声子。另外,由于极化光学声子的弛豫时间比较长,声子瓶颈效应比较明显。基于这些考虑文章[19]主要研究了基于共振声子散射的

THzQCL 的热声子效应以及它对器件性能的影响.

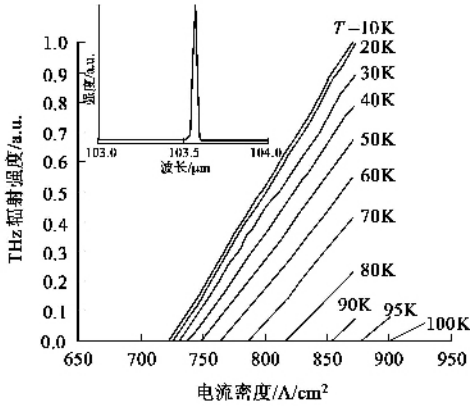


图5 基于共振声子散射的 THzQCL 的光强和电流密度的关系^[18]

上面我们介绍了 THzQCL 的三种设计方案并总结了在 THzQCL 研制方面取得的研究结果. 我们可以看到, 这些设计方案借鉴了中红外激光器的设计经验. 目前来看, 基于共振声子散射的激光器具有最好的温度性能, 而从束缚态向连续态跃迁的设计具有最小的阈值电流. 如何把两者的优点集中到一个结构中, 是进一步提高 QCL 的性能所需要考虑的.

5 小结

本文介绍了 THzQCL 的基本原理、设计方法以及最新研究进展. 虽然第一个 THzQCL 诞生于 2002 年, 但在最近的三年中, 它经历了一个快速发展的时期, 目前正朝着室温、连续、大功率的方向前进. 作为一个新型的 THz 辐射源, THzQCL 中还有很多有趣, 而且有实际意义的问题值得研究. 基于 THzQCL 的实际应用研究(如成像和通信等)也在进行当中.

致谢 作者衷心感谢吕京涛博士在资料准备方面的帮助, 感谢与王长和 H. C. Liu 博士的有益讨论.

参 考 文 献

[1] Ferguson B, 张希成. 物理, 2003, 32 : 286[Ferguson B, Zhang X C. Wuli(physics) 2003 32 286 (in chinese)]
 [2] Siegel P H. IEEE Trans. Microwave Theory Tech. ,2002 ,50 :910
 [3] 曹俊诚. 功能材料与器件学报, 2003 , 9 : 111[Cao J C. Journal of Functional Materials Materials and Devices , 2003 , 9 :111 (in Chinese)]
 [4] Cao J C. Phys. Rev. Lett. , 2003 ,91 :237401
 [5] Liu H C , Song C Y , Wasilewski Z R *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2003 , 90 :077402

[6] Kazarinov R F , Suris R A. Sov. Phys. Semicond. , 1971 , 5 (4) :707
 [7] Faist J , Capasso F , Sivco D L *et al.* Science , 1994 , 264 :553
 [8] Hofstetter D , Beck M , Aellen T *et al.* Appl. Phys. Lett. , 2001 , 78(4) :396
 [9] Tredicucci A , Capasso F , Gmachl C *et al.* Appl. Phys. Lett. , 1998 , 72(19) :2388
 [10] Faist J , Beck M , Aellen T *et al.* Appl. Phys. Lett. , 2001 , 78 (2) :147
 [11] Ajili L , Scalari G , Faist J *et al.* Appl. Phys. Lett. , 2004 , 85 (18) :3986
 [12] Scalari G , Hoyler N , Giovannini M *et al.* Appl. Phys. Lett. , 2005 , 86(18) :181101
 [13] Köhler R , Tredicucci A , Beltram F *et al.* Nature , 2002 , 417 :156
 [14] Rochat M , Ajili L , Willenberg H *et al.* Appl. Phys. Lett. , 2002 , 81 :1381
 [15] Scalari G , Ajili L , Faist J *et al.* Appl. Phys. Lett. , 2003 , 82 (19) :3165
 [16] Williams B S , Callebaut H , Kumar S *et al.* Appl. Phys. Lett. , 2003 , 82(7) :1015
 [17] Williams B S , Kumar S , Hu Q. Optics Express , 2005 , 13 (9) :3331
 [18] Liu H C , Wäächter M , Ban D *et al.* Appl. Phys. Lett. , 2005 , 87(14) :141102
 [19] Lü J T , Cao J C. Appl. Phys. Lett. , 2006 , 88 :061119

作者简介



曹俊诚, 1967 年出生. 中国科学院上海微系统与信息技术研究所研究员、博士生导师、信息功能材料国家重点实验室主任、国家杰出青年基金获得者. 主要从事 THz 物理、器件及应用等方面的研究工作, 在 Phys. Rev. Lett. 等刊物上发表论文百余篇. 2004 年获上海市自然科学牡丹奖.