

半导体激光器的进展(II)

王启明

(中国科学院半导体研究所, 北京 100083)

5 量子阱半导体激光器

量子阱的概念早在量子力学的教科书中就作为基本的教材来讨论, 两个高势能的阱壁夹住一个低势能阱底, 构成了一个势阱, 落入阱中的自由电子将在空间中被定域在阱内运动. 如果是一维的势阱, 则阱壁平面是无限大的, 阱中的电子在阱壁平面仍然可以自由运动, 然而在垂直阱壁方向却受到了阱壁的定域限制. 电子将不断在二阱壁间来回反射, 如果阱壁势能很高又很厚, 则阱中电子就完全被约束在阱内. 半导体双异质结构就是这样一个半导体势阱.

如果把阱的宽度缩小到 100 \AA 以下的量级, 它与电子的德布罗意波长(或电子自由程)相当, 那么局域在阱中的电子在沿垂直阱壁方向的运动将呈现出波的特性. 通过在阱壁间的来回反射, 在阱中形成各种驻波状态, 相应每个状态有它的本征能量值. 这些本征能量值 E_n 是量子化的:

$$E_n = \frac{(\pi\hbar)^2}{2m_e^*} \left(\frac{n}{L_z}\right)^2 \quad (n = 1, 2, 3, \dots),$$

其中 m_e^* 为电子有效质量, L_z 为阱的宽度. 我们称这样的势阱为量子阱.

对于这样精细尺寸的薄层材料生长, 早期的液相外延技术是难以达到的. 70年代后期由于 MBE, MOCVD 生长技术的成功发展, 才使制备半导体量子阱成为可能.

第一只半导体量子阱激光器出现于 1978 年, 随后由于通过能带工程设计与运用, 量子阱激光立即显示出比异质结构激光器大为优异的功能特性. 把半导体激光领域乃至半导体光电

子学推进到一个崭新的阶段. 半导体量子光电子学和半导体光子学就在此基础得到孕育与发展.

量子阱结构在激光器乃至光电子的器件中显露出的优越性几乎无所不在, 在物理上考虑主要表现为:

(1) 由于沿 z 方向电子被局域化, 因此, 子带中电子能态的总密度减少了一个维度的贡献, 导致其态密度分布与体材料有很大的差异, 在 k 空间的 z 方向, 它由抛物线状变为台阶状, 而等效带隙向短波方向移动. 如图 7 所示.

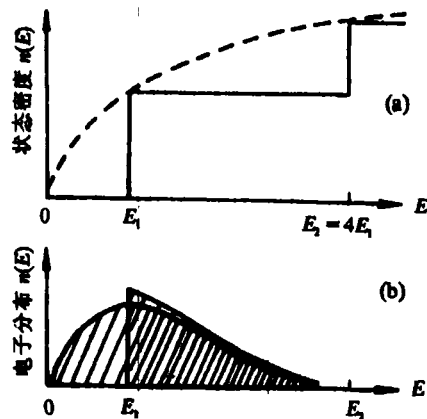


图 7 量子阱结构材料中的电子态密度分布

(2) 由于带底电子分布状况的明显改变, 它将导致量子阱的光增益谱显著变窄, 因此在同一电子注入水平下, 量子阱中的峰值光增益将大大高于体材料, 这是量子阱材料所表现出一个非常重要的特性. 二维度的量子阱(即量子线)将更为强烈地表现出这种量子尺寸效应. 如

* 1995年6月20日收到初稿, 1995年9月16日收到修改稿.

达到受激振荡条件,则量子阱材料的阈值电流密度要比体材料低三倍,由于有源区体积更小,因此阈值电流可比双异质激光器低一个量级以上,达到亚毫安水平,而阈值增益却高一个量级.这对获取低阈值电流、高量子效率、窄发射谱线和大的光功率输出是非常有利的.

(3)在通常的半导体激光器中,由于谐振腔内部电子和光子有各自的弛豫时间常数,它们的相互耦合,导致一种自激光输出振荡现象,称为张弛振荡,其频率 f_r 一般为5GHz以下,它限制了激光器的高速运行.

理论分析表明, $f_r \sim \sqrt{g'}$, $g' = \frac{dg}{dn}$,称为微分增益.量子阱的微分增益明显大于体材料,张弛振荡频率可以上移至30GHz,很适宜于研制高速调制激光器.

(4)量子阱的另一个重要特点,表现在它有很强的室温激子吸收行为.在半导体中,激子有一定的运动半径.对GaAs材料,激子半径约为300Å,相应的离化能仅为4.2meV.因此,在室温下,GaAs体材料中的激子已很少存在.但在量子阱中,激发态的电子在 z 方向的运动受到阱壁的限制,它只能在阱平面作圆周运动,因此,激子的库仑作用力将显著地比体材料大,其离化能比体材料高2—3倍,在室温下,可以看到很强的激子行为.

由于在量子阱中激子的电子-空穴的基态波函数的交叠比体材料大,因此激子的光吸收几率很大,吸收峰很强,在不太强的光子密度下(例如 $10^{17}/\text{cm}^3$),激子吸收就会被饱和,激子离化时间远小于体材料(仅为0.3ps),因此利用量子阱的激子行为作为可饱和吸收机制,尤其适用于发展ps响应的锁模或调Q激光器.

(5)通常构成量子阱的二种材料的晶格常数,都要经过精心选择调整,以保证它们之间的晶格匹配,避免在其交界面区产生大量的失配位错,影响界面带结构和电子的输运.它限制了量子阱结构材料选择的自由度,一个重大的进展是在1986年提出了应变层量子阱的概念.它

不仅开拓了量子阱材料选择的自由度,并展现出一系列优异的新功能.

应变层量子阱就是利用晶格不匹配的二种材料,用单原子层外延技术生长在一起,由于每种材料都非常薄,从而使界面层保持在弹性限度之内,使它能够在晶格失配导致的内部应力,而保持一个经调整后的统一的晶格系统.由于阱材料承受的双轴应力等效于单轴应力和静压力,静压力将改变阱材料带隙,而单轴应力则导致带结构的改变.如果阱壁材料的晶格常数大于阱材料,阱材料将承受两个轴向的压应力,沿生长方向的阱材料晶格常数将变大,带隙将会增加,这种情况称为压缩应变状态.相反,如果阱壁材料的晶格常数比阱材料小,则阱材料在两个轴向承受的是拉张应力,而沿生长方向阱材料的晶格常数将变小,带隙随之减小,这种情况称为拉张应变状态.例如,以 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 为例,在没有应力的情况下,阱材料 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的价带是对称与简并的,而在压缩应变的情况下,由于双轴应力的作用,重空穴HH带与轻空穴LH带将发生分离,如图8所示.这时,LH带将往下移动,轻重空穴的混合行为减弱, x,y 方向的压缩应力导致 x,y 方向HH带的形状变得陡峭,意味着重空穴有效质量减少,而 z 方向则仍保持原来的状态,对称性受到了破坏.正是由于两个维度上有效质量的减小,总的HH带态密度亦将显著变小,它导致一些重要物理特性的优化,例如,带间吸收明显减弱,增益谱显著提高和变窄,微分增益变大,Auger复合和价带间内吸收减弱.无疑,上述的一些物理特性的变化,对于研制优质的激光器非常重要.在拉张应变的情况下,LH带将上升处于顶部,但由于 x,y 方向拉张应力的作用,LH带将变得平坦,于是LH带的空穴有效质量变大了,态密度增加了.由此看来,似乎没有出现明显的优化特性.然而,由于LH带的作用居主导地位,可以预料,受激发射将由纯TE偏振变为纯TM偏振,这是理论上的预言,但近来,实验工作的进展则证明对拉张应变量子阱

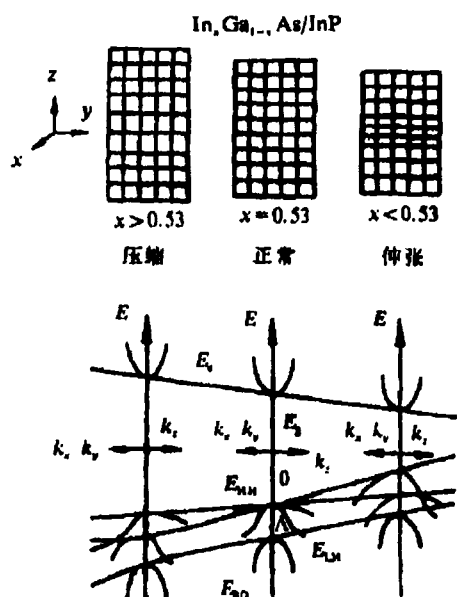


图8 InGaAsP/InP 应变量子阱能带结构压力效应

激光器同样得到了不亚于压缩应变情况的优化特性,其物理机制尚未完全清楚。

以量子阱材料取代作为有源增益区的普通的体半导体材料,由于上述材料物理特性的优化,已使半导体激光器的性能得到巨大的改善,例如,功耗的降低,发射谱的纯化,响应速度的提高,输出功率的增大以及波长覆盖的扩展等都有着惊人的进展与突破。

5.1 极低阈值与极低功耗的高速响应半导体激光器

极低阈值、高速响应半导体激光器是发展计算机芯片光互连的关键基础。要实现芯片光互连,首先要求安置在计算机芯片上的半导体激光器功耗不能太大,应降低到与芯片逻辑门的总功耗相当的水平,这就需把半导体激光器的阈值功耗降低到 mW 以下的水平。压缩应变 InGaAs/GaAs 激光器腔面镀上反射膜后,阈值电流密度已可低至 $15\text{A}/\text{cm}^2$,加上窄条短腔结构的采用,1991 年就已得到阈值电流小于 0.75mA ,基本满足了计算机芯片光互连的要

求,使机体不致承受过大的功耗。再则,计算机芯片光互连,实际上是一类超短距离大信息流的超快数字通信,要求光源的传输响应带宽要大,即激光器要有很高的响应速率。此外,激光器的噪声电平要求更低,对于邮电通信误码率只要保证优于 10^{-9} 即可,而在计算机互连中,则必须保证误码率优于 10^{-15} ,提高了 6 个量级。应变层量子阱激光器才能够满足这点, 10Gb/s 以上的直接调制已经能够实现。

5.2 半导体量子阱大功率激光器

普通的半导体激光器虽有 MW/cm^2 以上的很大功率密度输出,但由于有源区体积很小,其输出功率也只能几十毫瓦。超过 $10\text{MW}/\text{cm}^2$ 的功率密度,由于端面的劣化,激光器将受到破坏。因此长期以来半导体激光器只能在小功率水平下应用,被排斥在功率型激光器的门外,然而量子阱材料尤其是应变型量子阱材料的应用,由于吸收带边向短波方向的蓝移,镜面内侧材料的本征吸收将大大降低,这就使得它可以承受更高的功率密度(达 $10\text{MW}/\text{cm}^2$ 以上)。它为半导体大功率激光器的发展打开了新局面。

InGaAs/AlGaAs 压缩应变型量子阱激光器通过阱宽的调整可以把发射波长精确控制在 980nm ,而又有高达 200mW 的光功率输出。这一重大成就正是发展光纤激光器的科学工程学家们所梦寐以求的,它立即被选用作为掺 Er 光纤放大器的泵浦光源, 980nm 的波长正好就是 Er^{3+} 最强激发带的中心波长,这种用半导体激光二极管泵浦的光纤光放大器,称为 EDFA。它作为全光中继器立即进入实用化阶段,被誉为光通信技术的一次革命。

大功率量子阱半导体激光器的另一成就是发射 808nm 波长的量子阱 AlGaAs/GaAs 激光器。这种激光器单个器件输出光功率可高达 1W 以上,如用阵列式组合,甚至可高达 100W 。人们已经可以用半导体激光器来进行精密机械零件的激光加工了,而其最重要的贡献则是用这种激光源泵浦熟知的 Nd:YAG 和 Nd:玻璃等固体介质。由于它的高效率、高可靠性和小物理

型化的优点,导致了固体激光器的更新换代.人们已有专门术语称此类激光器为 DPSL (diode pumped solid state laser). 这种 DPSL 激光器发射 $1.06\mu\text{m}$ 波长,并有很好的方向性,用以再度泵浦非线性光学晶体,如 KTP 晶体,经光学倍频能够得到很强的 530nm 波长绿色激光发射,它将可能取代已往的 Ar^+ 气体激光器而发挥它的广阔的应用潜力.

原则上只要采用量子阱结构就能实现大功率运行,因此它的波长覆盖面相当宽,具体选择将根据具体目标的要求而定.例如,现在已有发射波长为 $1.3\mu\text{m}$ 、输出功率高达 1W 量级的 $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ 量子阱大功率激光器的报道了,这里将不一一赘述.

5.3 量子阱半导体可见光激光器

在双异质结构激光器中,能在室温下连续运行并具有最短发射波长的是 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ DH 激光器.由于在有源增益区中掺入了 $3\sim 5\%$ 的 Al,因而发射波长从 850nm 移到了 780nm .如再大量掺入 Al 的组分,激光器的性能将会劣化,难以实现室温下连续运行.

量子阱激光器即使有源增益区的本底材料一样,但由于量子阱中的子能带随阱宽缩小而向高能方向移动,因此对发展短波激光器提供了一条人工可控制的坦途,尤其是应变层量子阱技术的发展,人们又有了更多选择材料系的机会了.

780nm 波长的激光器虽已有广泛的应用,但还属于近红外边缘,视见函数不是最大,衍射斑点尺度也不够小.可以说,在量子阱结构出现之前,半导体激光器的发射波长还都只落在红光以外的长波段内.长期以来,人们就追求着发展可见光波段(红、黄、绿、蓝、紫)的半导体激光器.时至今日,除了紫光激光器尚待实现外,红、黄、绿、蓝的半导体激光都被开发出来,并实现了室温下连续运行.

1986年,第一次报道了采用 MO-CVD 生长的 $\text{InGaP}/\text{InGaAlP}$ 双异质结构激光器,成功

地实现了发射波长为 679nm 室温连续工作的红外发射,它终于突破了长期以来发射波长为 780nm 的门槛,向 He-Ne 激光的 632nm 波长提出了挑战.经过不断改进,这种激光器最大输出功率可达 50mW ,最高工作温度达 55°C .1991 年底,这种红光激光器已投入大量生产,并得到广泛应用.

向更短的波长发展,是人们关注的目标,采用量子阱结构无疑能够实现这个目标.现在人们已经用 $\text{InGaP}/\text{InGaAlP}$ 多量子阱结构实现了 630nm 波长的红光激光器室温下连续工作,阈值电流低至 33mA ,最高工作温度达 90°C ,在 60°C 下,工作寿命超过 1200h .这种红光激光器目前仍在发展中,也有少量产品出售,但价格昂贵.

对蓝、绿光半导体激光器的开拓,必须采用更高带隙的材料,经过长期的努力,人们寄希望于 ZnSe 材料系,因为它是直接带结构,波长正好落在蓝光区.现已成功地采用 $\text{ZnSe}/\text{ZnCdSe}$ 多量子阱结构,并在用 ZnTe/ZnSe 缓变异质结突破了欧姆接触的难点之后,于 1993 年底终于实现了蓝、绿光室温连续激光发射,但寿命还只有若干小时.量子阱材料中缺陷的消除,是一项重大的课题,因为作为势垒限制层和 ZnCdSe 的晶格与 GaAs 衬底的失配度很大,当生长厚度超过应变层临界厚度后,将会在材料中产生很大密度的失配位错. Sony 公司研究出的 $\text{Zn}_x\text{Mg}_{1-y}\text{S}_y\text{Se}_{1-y}$ 材料,通过 x, y 组分的变化,晶格常数可从 5.4\AA 变化到 5.9\AA ,只要适当选取就能与 GaAs 衬底的晶格常数 (5.653\AA) 良好匹配.生长时,通过缓变组分,又能与 ZnSe 或 ZnCdSe 很好匹配,这无疑对进一步提高激光器的工作寿命是很有希望的.目前这种蓝绿光激光器最高工作温度可高达 120°C .人们的另一注意点就是发展 GaN 基质的短波激光器. GaN 也是直接带结构的 III-V 材料,带隙能量为 3.36eV ,落在紫光或紫外光波段.由于 III-V 族材料的生长工艺及器件制备工艺都比 II-VI 族材料成熟,而且 GaN 又是一种高温电

子材料,自然引起人们的关注.

现在已经研制成功 InGaN/GaN 双异质结构蓝绿光发光二极管,并有产品出售,它的发光机制是利用掺入杂质 Si, Mg 的等电子陷阱效应,但作为电注入的 GaN 蓝光激光器,还必须解决既有足够高的等电子掺入浓度,又能保证良好的晶体质量,腔面的制作工艺也需有所突破,当然量子阱结构也将会引入到 GaN 激光器中. 这些问题的解决难度较大,现仍在研究之中,一旦获得突破,则半导体激光领域将会别开生面,尤其是光盘技术的发展将会推向一个新的高度,同时全固化全色显示技术的应用将得到推广和普及,因而有潜在的巨大的市场效益,吸引着企业家们的极大关注.

6 垂直腔面发射半导体激光器

垂直腔面发射半导体激光器又称为 VCSEL 器件,其英文全称为 vertical cavity surface emitting semiconductor laser.

前面谈到的半导体激光器从腔体结构来说,不论是 F-P 腔或是 DBR 腔,激光输出都是在水平方向,我们统称为水平腔结构. 激光器在结平面上所占有的线度面积都还比较大,大约 $100\mu\text{m}$ 见方. 这种水平腔结构的激光器在应用上有两个限制:一是它难以实现芯片之间的空间光互连而必须借助光纤的导引,这将导致系统可靠性的下降以及占有空间的扩大;二是这种结构的激光器是难以做成集成度很高的面阵的,因而限制了半导体激光器在二维光信息处理技术中的应用.

早在 1977 年就有人提出,采用垂直腔面发射结构的激光器. 它是在芯片上下表面镀上反射膜,构成了垂直方向的 F-P 腔,光输出将沿垂直方向发出. 这种激光器在水平面上所占有的面积可以大大缩小,但它经历了 10 多年的时间,进展比较缓慢,一直未能在室温下连续波运行. 其主要原因是这种激光器中有源增益区所占的体积很小,因为腔内增益区的长度就是有

源区的厚度,而在普通的激光器中,这个厚度不到 μm 量级,因此谐振腔的单程增益很小. 而一般芯片厚度约为 $100\mu\text{m}$,腔内本征损耗太大,难以达到满足受激发射的条件. 尽管早期人们采用加厚有源层的芯片,如达 $10\mu\text{m}$ 量级,但也只能在 77K 下工作,直至 1988 年才获得室温连续工作. 量子阱结构材料生长技术的成就以及介质光栅反射镜技术的引入,才导致垂直腔面发射激光器的迅速发展.

解决的途径首先应该是尽量提高有源材料的增益系数,这就是采用量子阱结构,增大腔内反馈光的权重,即增加腔面的反射系数,以便获得大的多程光增益. 其次是要尽量减小腔体的长度,降低腔内损耗. 人们曾经采用各种途径以达到提高腔面反射系数,例如镀上金属反射膜和多层介质膜以及利用生长周期结构的 Bragg 反射器(如 AlAs/AlGaAs). 由于半导体异质结构 Bragg 反射器的引入,人们就能够把 VCSEL 器件的谐振腔有效长度做到 $10\mu\text{m}$ 的量级. 这种很短的 F-P 腔结构,将使轴模的间距拉开很大,可以使得只有一个轴模落在有源层的增益谱内,因而,VCSEL 器件将能获得单一纵模的发射.

这种具有半导体异质结构 Bragg 反射器的垂直腔表面发射激光器,在制备工艺中,可以一次完成. 但是,由于器件要求 Bragg 反射器的衍射峰值波长和有源层增益谱峰值波长必须与 F-P 腔的某轴模准确地重合,同时还要调整结构,使得峰值光场落在有源增益区中,才可能使器件优化,获得高的量子效率和很低的阈值电流. 用纵向异质光栅作反射镜的 VCSEL 激光器,由于几十周期的异质结的存在,使得在正向偏置下积累了高达 10V 以上的附加压降,因而功耗太大. 近年来,通过能带工程的设计,做成了递增台阶组分变化的 Bragg 异质光栅,提高了隧道运输的权重,因而基本消除了附加压降,解决了功耗大的问题. 因此,对器件的优化设计及对生长层厚的精确控制尤为重要. 采用计算机精确控制的单原子层生长技术完全能够达到

上述要求. 图 9 是量子阱垂直腔面发射激光器的结构.

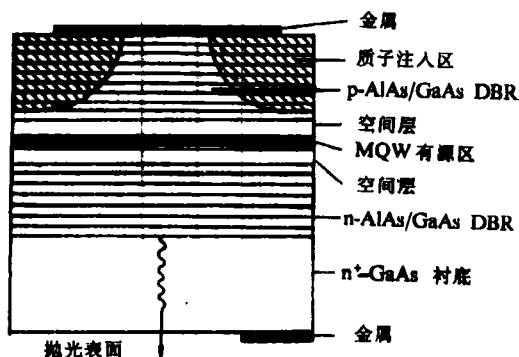


图 9 量子阱垂直腔面发射激光器的结构

应变层量子阱结构用于 VCSEL 器件有源层, 将使器件特性得到进一步优化. 1991 年后不同作者所发表的最新结果如下: 阈值电流密度低达 $600\text{A}/\text{cm}^2$, 阈值电流为 0.2mA , 腔面积大约为 $100\mu\text{m}^2$, 单模输出最小线宽为 85MHz , 弛豫振荡频率为 40GHz . 如将腔面积缩小, 则阈值电流还将进一步降低, 垂直腔面高速响应激光器特别适宜于实现电子计算机中的芯片光互连, 它很容易对准, 无需借助光纤的耦合, 可以采用自由空间光互连, 因而一些光学的傅里叶变换技术和全息技术都将可以在光互连中采用, 从而满足实现并行处理的传输要求.

垂直腔面发射 (VCSEL) 激光器的成就远不止于它对电子计算机光互连的贡献, 由于这种 VCSEL 激光器, 很容易实现高密度的平面阵列集成, 它对于光信息处理和光计算技术的发展有着特殊的贡献. 如果一个 VCSEL 的功耗按 0.5mW 考虑, 电光转换效率为 50% , 则 100×100 的阵列所承受的总功耗仅为 2.5W , 这样水平的功耗在实用化的光电子系统中完全能够承受. 人们成功地发展了微腔激光器, 它的腔面直径仅 $0.5\mu\text{m}$, 腔长仅 $8\mu\text{m}$, 如阈值电流密度保持不变, 则单个激光器阈值电流将降到 $1.5\mu\text{A}$, 对 1000×1000 面阵, 其功耗也只有 1.5W . 这是一项非常引人注目的成就. 这种微

腔 VCSEL 激光器面阵列, 首先用于图形识别的光信息处理. 采用 VCSEL 面阵光源, 图形再现的清晰度也大大得到改善. 由 VCSEL 阵列产生的再构光学图像, 投射到全息片上, 就能与存储在全息片中的参考像进行实时的比较.

神经网络计算技术的发展, 是目前人工智能领域的重要组成部分. 神经网络计算技术的一个重要特点, 是它具有广泛的联想功能, 因此, 在硬件上要求每个神经元与其他神经元之间有广泛的众多的互连. 集成电路芯片要实现这点, 工艺复杂, 难度很大, 而采用 VCSEL 的 OEIC 面阵芯片就容易得多. 例如, 一个 100×100 微腔 VCSEL 面阵, 每个 VCSEL 相伴一个 PD 探测器, 并伴有相应接收电路, 一对 VCSEL, PD 就构成一个光电子神经元, 利用全息技术, 将设计好的全息反射片与神经元平行地适当放置就可以方便地在 10000 神经元之间实现自由空间光互连, 同时它们之间有很强的互不干扰特性. 这种 VCSEL 面阵只要适当设计, 它们之间的间距, 通过对各个 VCSEL 激光光的锁模效应, 可以得到方向性很强的大功率激光输出. 例如, 1991 年 Bellcore E. Kapon 报道, 用 27×27 单元的二维 VCSEL 面阵通过锁模效应获得了 310mW 的大功率峰值输出, 发射角大约为 $2-3^\circ$, 它能够方便地实现与光纤的高效率耦合, 也是一个理想的泵浦光源.

早期的 VCSEL 都是用 AlGaAs/GaAs 系材料研制的发射 850nm 波的短波长激光器. 它现在已开始有小批量的产品出售, 但价格昂贵. 同时有人报道了在 2in 的衬底上制作了 2048 位的 VCSEL 面阵. 然而随着光子技术的发展, 人们已经把 VCSEL 激光器的波长从红光波段扩展到 $1.3\mu\text{m}$, $1.55\mu\text{m}$ 的长波段. 例如用 AlInGaP 作有源区的量子阱 VCSEL, 能发射 660nm 波长红光, 其输出功率大于 0.5mW , 阈值电流低于 2mA , 并已做成 64 单元的集成线阵, 这在光信息处理技术中将得到重要应用.

VCSEL 的发射光斑图形比普通激光器要小而对称, 适宜于跟光纤实现高效率耦合, 因此

人们已着力研制 VCSEL 作为掺 Er 光纤放大器的泵浦源的 980nm 波长 InGaAs/GaAs 量子阱激光器,耦合效率已可达 70%。

InGaAsP/InP 系材料由于二者材料的折射率差值很小,布拉格光栅反射镜的周期数要求很大,因而在工艺上有较大难度,经过近几年来在改进反射镜技术上所作的努力,现在也已初步研制成功 1.3 μ m InGaAsP/InP 长波长 VCSEL 激光器,但尚未见有室温连续工作的报道,预计不久将会有进一步的突破。

可以认为,垂直腔面发射激光器是半导体激光器发展进程中的又一重大的突破,尤其是在发展极低功耗大规模激光面阵方面,它如同 MOS 晶体管在集成电路中的贡献那样,占有无可替代的地位,因而将会吸引人们更大的投入与关注。

7 单极性注入半导体激光器

迄今为止,所有的半导体激光器无论是量子阱结构的或是异质结构的,都是利用 p-n 结正向注入的机制,以实现电子在导带底(或导带中的子能带)和价带顶(或价带中的子能带)的反转分布,从而实现带间复合光跃迁的受激发射。这是一种电子空穴同时注入的双极性注入型器件,因而都是一种二极管激光器。

单极性注入的半导体激光器与二极管激光器原理上根本不同,它是利用在导带内(或价带内)子能级间的热电子光跃迁以实现受激光发射,自然要使导带和价带内存在子能级或子能带,这就必须采用量子阱结构。这种想法早在 70 年代初就由前苏联科学家提出过,当时尚未有量子阱材料出现,因而企望利用朗道能级来工作,但未能取得成功。量子阱材料工程的成功,为这种单极性注入半导体激光器的实现提供了一条切实可行的途径。

1994 年,美国 AT&T Bell 实验室第一次报道利用分子束外延(MBE)单原子层生长技术,生长了 AlInAs/GaInAs 变宽度量子阱结

构,如图 10 所示。高带隙的 AlInAs 与低带隙的 InGaAs 有比较大的导带偏移。用这种材料系在带内形成电子的量子阱。第一个阱的阱宽为 8 \AA ,阱壁为 35 \AA ,另两个阱的阱宽和阱壁分别为 35 \AA ,30 \AA 和 28 \AA ,30 \AA 。第一个阱的基态子能级诚然高于第二和第三个阱。由于量子阱壁很薄,电子透过阱壁的隧道输运时间不到 ps 量级。因此,尽管这三个子能级在实空间是分开的,但它的耦合几率仍然很大,构成了一个类似四能级的跃迁系统。注入到第一个子能级上的热电子有很大的几率,以光辐射的过程跃迁到第二个子能级,从而发出波长为 3—4 μ m 的红外光。随后,通过发射声子弛豫到邻近第三个略低的能级,为了增大有源增益区的体积,将 25 对这样量子阱结构串接生长在一起,在 102K 温度下第一次实现了连续波激光发射阈值电流密度 5.8kA/cm²,输出功率高达 30mW。无疑这是一项震动人心的重大成就,它必将揭开半导体激光器发展史的新篇章。虽然这种新型的半导体激光器刚刚问世,但他已经吸引着众多的科学工程家的巨大兴趣。发射不同波长的其他材料系的这种半导体激光已在许多实验室中大力开展研究。

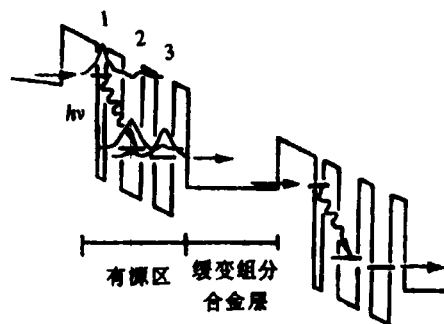


图 10 InGaAs/AlInAs 量子阱带内电子跃迁激光原理

这种单极性注入型激光器关键是要精确控制量子阱的厚度,今天单原子生长技术的成功已使其成为可能。而其器件制作工艺则特别简单,不需要制作 p-n 结,单极性注入激光器有许多普通激光器所不及的优点:

(1)它的受激发射过程源出于热电子在带内子能级间的跃迁,弛豫时间远比带间复合寿命短,因此它将会是一种超高速响应的激光器。

(2)有源增益区的体积决定于四能级量子阱结构的总数,可以不受限制地增加,因而可望获得大的光功率输出。

(3)这种单极性注入激光器,电子在沿整个有源增益区输运过程中都不会有所损耗,因此注入电流的利用效率很高,是一种高效率的半导体激光器,而其温度系数将会很小,有可能在很高温度下连续波运行。

(4)特别值得提到的是,这种激光器的工作机制完全是在一个带内实现,与带隙结构的类别(直接带隙或间接带隙)无关,因此人们只要找到适宜的配对材料(即有足够大的导带或价带偏移值),也能在间接带结构材料中研制出优质的半导体激光器来。这对发展硅基激光器尤为有利。

在子能级之间,热电子的弛豫也可以通过多声子跃迁的方式进行。这决定于两种过程的竞争。对于低光子能量发射的跃迁,由于多声子跃迁几率更大,可能对激光发射不利,对于高光子能量发射过程,多声子跃迁几率将迅速减小,而光跃迁过程会占据主导地位,因此这种单极注入热电子带内跃迁激光器对发展短波激光器尤为有利。关键在于寻求适宜的材料系,而这正是人们所关心和期待的。

至此,我们以激光器原理、结构为依据,按其发展的顺序,分别介绍了上述六种有代表性的半导体激光器。还有一些激光器,如半导体外腔激光器,集成激光器,锁模激光器,双稳态激光器等尚未介绍,它们只是上述六种基本激光器之一的扩展与延伸,限于篇幅,这里不再赘述。

8 展望

30年来,半导体激光器的发展极为迅速,内容丰富多样。在激光器大家族中,它已发展成25卷(1996)第3期

为举足轻重的小家族,其应用领域已渗透到信息高科技及国防应用的各个重要领域。由于量子阱激光器以及量子阱光子器件所取得的巨大成就,已使半导体光电子学进入量子光电子学的新阶段,并正促进半导体光子学的发展。

半导体激光器的发展,同时也对半导体物理学乃至固体物理学的发展作出重要的贡献,成为半导体科学技术发展进程中的一个新的里程碑。今天,有许多具有广阔应用需求背景的半导体激光器,如用于光通信的长波长激光器,用于光盘读出的短波长激光器,用于激光打印的大功率激光器等,都已发展成为有相当规模的激光产业,并正在不断扩大。

随着社会需求的发展,下一步的半导体激光产业将会在诸多品种的量子阱激光器中建立与发展,例如作为泵浦源用的量子阱大功率激光器、量子阱红光激光器、量子阱增益耦合型分布反馈激光器、量子阱垂直腔面发射激光器以及正在发展的量子阱蓝绿光激光器等。第二代半导体激光产业的建立与发展将使当代的信息光电子技术的普及进入到量子光电子学的新时代。无疑它对未来高度信息化的社会的发展将会作出重大的历史性的贡献。

未来半导体激光领域的新突破仍然是科学与工程界极为关注的课题。随着光互连及二维光信息处理的发展,微小尺寸、极低功耗、高集成度激光器面阵的需求将提上日程。半导体微腔激光器将会得到突破,达到准无阈值的微安级水平。与此同时,微腔物理光学也会得到迅速的发展。

随着人工智能的进一步发展,人们要求具有逼近人脑的高密度存储器,可擦除光盘存储技术会成为其中首选的佼佼者,它将会在超大容量计算机中普遍采用,超短波写入及读出光源为其关键。10mW量级输出功率的紫光乃至紫外光半导体激光器将会得到突破。紫外光半导体激光器的出现也将会在生物工程和医学工程中得到重要应用。

单极性注入的半导体激光器将得到迅速发

展,波长覆盖面将延伸到红外及紫外波段,而其输出功率可能突破单管瓦级的门槛。

由于社会对硅基光子、电子集成技术的日益迫切需要,硅基微腔激光器将会在 21 世纪初问世.它的工作机制可能将立足于热电子带内工程的设计与运用,从根本上避开间接带结构的局限.上述的新的突破,意义深远,它将导致微电子与光电子学的统一,发展成为一门崭新的半导体微光子电子学(Semiconducotr Photo-Electronics),并将引发一场新的信息高科技的革命。

参 考 文 献

[1] I. Hayashi, M. B. Panish and P. Foy, *IEEE J.*, QE-5

(1969), 211.

[2] H. Kogelnik and C. V. Shand, *J. Appl. Phys.*, 43 (1972), 2327.

[3] K. Iga, F. Koyama and S. Kinoshita, *IEEE J.*, QE-24 (1988), 1845.

[4] W. T. Tsang, *Semiconductor and Semimetals*, 24(1987), 397.

[5] Hiroshi Okamoto, *Japn. J. App. Phys.*, 26(1987), 315.

[6] A. R. Adams, *Electron. Lett.*, 22(1986), 249.

[7] 王启明, 21 世纪光电子技术研讨会论文集, 国家自然科学基金委员会信息部主编出版, (1993), 1.

[8] 王启明, *物理*, 22(1993), 513.

[9] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco et al., Post-deadline paper, CLEO'94, Anaheim, USA, (1994), 1.

纳米碳管及其电子显微结构研究(II)

章 效 锋

(中国科学院北京电子显微镜实验室, 北京 100080)

张 效 彬

(浙江大学材料科学系, 杭州 310027)

张 泽

(中国科学院北京电子显微镜实验室, 北京 100080)

纳米碳管由于其纳米尺度(直径)及在碳黑中的完全无规分布,使得在其结构研究过程中, X 射线衍射和中子衍射等常用的晶体学研究手段作用十分有限.而利用现代电子显微镜,则可以方便地选取单一碳管(多重套构管)进行结构研究,因而电子显微术也就成为研究纳米碳管结构的必要手段.本篇(II)将结合我们在这方面的研究成果对当前国际上相关的研究动态作一介绍.着重介绍上一篇中所述的直形和线圈形纳米碳管的结构特征.

4 直形碳管结构的几何特征

根据形成碳管的石墨面卷法,碳管在结构上可以分为两大类:非螺旋型和螺旋型(helical).图4给出了非螺旋管的两种情况.图4(a)中,共边六角形串垂直于管轴方向($[10\bar{1}0]^*$);图4(b)中,共边六角形串则平行于管轴方向($[11\bar{2}0]^*$).当沿一垂直于管轴方向观察图4(a)及图4(b)管时,管的上壁与下壁石墨点阵互相平行,一般称这类管为非螺旋型,这与另一类所谓的螺旋管相对应.对于螺

物理