科学通报
第 41 卷 第 19 期 CHINESE SCIENCE BULLETIN 1996 年 10 月

对撞锁模半导体超短光脉冲的产生

孙洪波 胡礼中 李玉东 苏士昌 刘式墉
(集成光电子国家重点联合实验室 吉林大学实验区, 长春 130023)

关键词 超短光脉冲 对撞锁模 脉宽 重复频率

锁模(mode-locking)技术是 1964 年发展起来的[1]. 利用这种技术, 尤其是对撞锁模 CPM (colliding-pulse mode-locking)可以产生皮秒(10^{-12} s)甚至飞秒(10^{-15} s)量级的超短脉冲[2], 这对于物理化学以及分子弛豫过程的超高速现象的研究具有决定性的意义. 随着半导体技术在光纤通讯、电光采样、时钟信号等光电子学领域[3]的飞速发展, 迫切需要一种宽度窄、频率高的半导体激光脉冲光源. 为此投入了大量的研究. 常用的半导体超短光脉冲技术包括 Q 开关、增益开关、锁模技术等[4]. 无论在理论上还是实践上, 脉宽最窄和重复频率最高的脉冲, 都是由锁模技术得到的[5]. 1990 年, Chen 等人[6]首次报道了利用微波调制的对撞锁模技术, 在单片集成 InGaAsP 量子阱激光器上得到脉宽 1.4 ps, 重复频率 32.5 GHz 的超短脉冲. 本文报道了利用对称三段式结构的 InGaAsP 量子阱激光器, 在无调制情况下获得脉宽 5.0 ps, 重复频率 38.5 GHz 的超短光脉冲.

1 对撞脉冲锁模量子阱激光器的制备

InGaAsP 量子阱结构是用低压金属有机气相外延 MOVPE (metal-organic vapor phase epitaxy)技术制备的. 有源区采用含 4 个阱的量子阱结构, 阱层和垒层分别为 1.5 μm InGaAsP 和 1.3 μm InGaAsP, 然后通过液相外延(LPE)技术制备条形限制结构. 生长良好的外延片用标准光刻技术将每个管芯分为 3 段. 隔离区宽约 15 μm, 向下至有源区, 各段间电学隔离, 光导通, 隔离电阻约为 1.5 kΩ. 中间段长约 60 μm, 两端段等长, 每段长约 980 μm. 工作时, 中间段加零偏或反偏压, 作为吸收区. 两端部分加相同的直流电源, 作为增益区. 这样整个激光器被制备在单片上, 通过使用集成技术可以克服扩展腔结构中常见的机械稳定性不好, 光路不易调整, 存在复腔效应等缺点, 并且易于实现高频. 详细结构如图 1 所示. 当中间段开路时, 测试器件阈值电流为

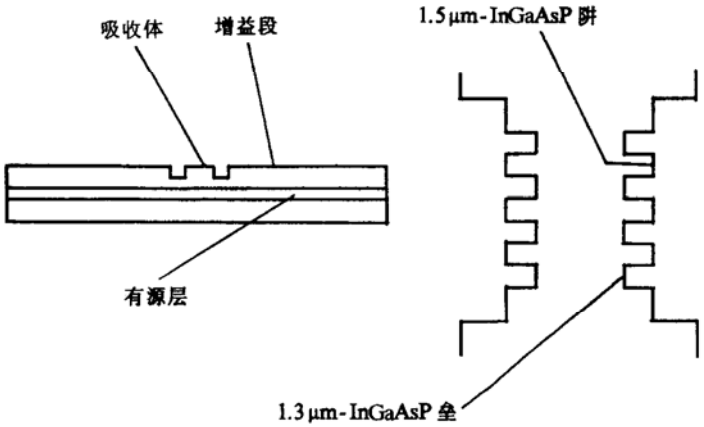


图 1 对撞脉冲锁模量子阱激光器结构示意图

1995-07-17 收稿, 1996-01-03 收修改稿

150 mA, 直流激射, 光谱中心在 1.51 μm 附近.

2 碰撞脉冲锁模激光器工作原理

锁模激光器与通常激光器在结构上的差别主要在于前者在激光器内腔或外腔引入可饱和吸收体, 并且吸收体的吸收线形中心与增益介质的增益中心吻合. 其工作机理主要是利用介质吸收和增益的饱和. 在气体或固体锁模激光器中, 可饱和吸收体是由特定种类的染料担当的. 吸收强度由染料浓度和染料盒的厚度来调节. 半导体激光器中, 将条形有源区用光刻腐蚀技术隔离出单独的一段加零偏或反向偏置作为可饱和吸收体. 吸收体段与增益段电隔离光导通. 这种吸收体至少有两个优点: 一是吸收和增益的线形中心是自然完全吻合的, 二是吸收量可以通过调节吸收体段反偏方便地实现.

超短脉冲的产生由自发发射开始, 经过吸收体的不断吸收, 只有位于增益曲线中心的模式 v_0 得到放大, 弱模被吸收. 当中心模增益饱和后, 它又激发边模 $v_{\pm1}=v_0\pm c/nl$, $v_{\pm1}$饱和又可以激发 $v_{\pm2}$, 依次下去, 在频域就形成了位相相干的光谱列: $v_0, v_{\pm1}, v_{\pm2}, v_{\pm3}, \cdots$, 此时的多模光谱与自由激发光谱有着本质的区别, 前者各个模式是位相相关的, 而不是无规振荡. 由 Fourier 变换可知, 被锁定的模式越多, 在时域得到的脉宽越窄. 可饱和吸收体是 CPM 激光器的核心部分. 半导体激光器中的吸收体为慢饱和吸收体[7]. 也就是说, 饱和吸收体的恢复时间 τ_a 大于脉冲半宽 τ_p, 但小于腔渡越时间 T. 这样脉冲前沿可以被吸收, 后沿无损耗地通过吸收体.

一般被动锁模激光器由一个吸收体和一个增益段组成, 而我们这里采用的是对撞脉冲锁模, 激光器是由两个增益段和一个吸收体段组成对称的三段式结构. 锁模过程简述如下: 增益段正向注入直流电流达到阈值水平以上一定值时, 由于存在两个增益段, 稳态时腔内便形成两列相向传播的光脉冲, 它们在饱和吸收体内相遇并碰撞. 由于两束脉冲的相干性, 碰撞在饱和吸收体处形成光强的空间调制, 进而形成驻波. 驻波的波腹和波节最终将形成载流子浓度以及吸收介质的折射率和电导率的周期性分布, 等效于一个瞬间光栅, 这个光栅对脉冲的后沿有明显的散射作用. 再由于吸收体对脉冲前沿的吸收, 在两种削窄因素的共同作用下, 可以得到半宽窄得多的光脉冲.

3 结果和讨论

3.1 脉宽和重复频率

对于如上制备的 CPM 激光器进行测试, 当反偏为 $V_a=-0.4\sim-0.6$ V, 增益电流 $I_g=300$ mA 时, 可以得到较稳定的脉冲输出. 编号为 CPM-5 的器件, 腔长 $l=2.05$ mm, 用强度自相关技术进行测量, 得到的二次谐波的曲线径迹如图 2 所示. 用双曲正割线形对得到的数据进行拟合, 吻合较好. 曲线的半峰全宽 FWHM (full width at half maximum)为 7.8 ps, 相当于脉冲半宽 5.0 ps. 这里用到了关系式 $\tau_p/\tau_{\frac{1}{2}}=0.648$, 其中 τ_p, $\tau_{\frac{1}{2}}$分别为脉冲和自相关曲线半宽. 模拟函数因此可以写成: $\mathrm{sech}^2(1.762\,7t/7.8)$. 脉冲间距为 26 ps, 相当于频率 38.5 GHz, 近似等于腔频. 腔频可以这样简单计算: $T=nl/c$, n, l 和 c 分别为介质折射率、腔长和真空光速. 计算的腔频为 40 GHz, 在误差范围内, 二者基本一致. 对于一般的被动锁模激光器, $l=2.05$ mm的腔长对应的频率为 20 GHz, 我们得到的加倍频率表明了对撞脉冲的存在, 有两列脉冲相间输出.

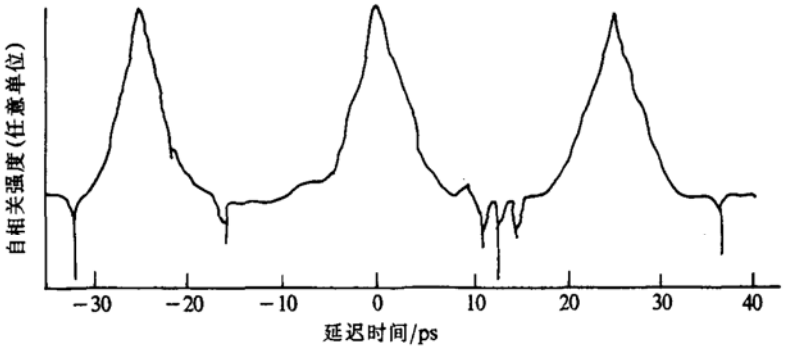


图 2　用二次谐波产生法测得 QW-CPM 激光器输出光强度自相关曲线径迹
图中包含 3 个自相关峰，每个峰的半高全宽约为 7.8 ps

这里 CPM-LD 器件之所以能够在如此高频率下输出很窄的脉冲，可以用以下分析说明. 形成对撞脉冲削窄的必要条件是有效的可饱和吸收体，即吸收体的吸收饱和一定要比增益区的增益饱和容易[7]. 如果定义饱和能为

$$E_{\mathrm{sat}} = \frac{h\upsilon A}{\partial g/\partial N},$$

其中 h 是 Plank 常数，υ 是激光频率，A 是模式的横截面积，$\partial g/\partial N$ 是与载流子浓度有关的微分增益，分析上式：①在量子阱结构中，由于台阶状状态密度分布，增益随载流子变化的速率显著增大；②由于在吸收区内对撞脉冲形成瞬间光栅，只需波峰处被饱和，波谷不必饱和；③光腔内存在两束脉冲，在饱和吸收体内对撞，提供能量使其饱和. 以上 3 点都能够使吸收体的饱和能等效降低. 得到超短脉冲也证明了我们设计并制备的激光器中，量子效应起了较大作用.

我们建立了较为完整的量子阱激光器的碰撞脉冲锁模模型[6]，其中给出了脉冲半宽随吸收体段反偏变化的理论计算，这里我们将实验结果与用此模型得到曲线进行比较，发现二者吻合较好，如图 3.

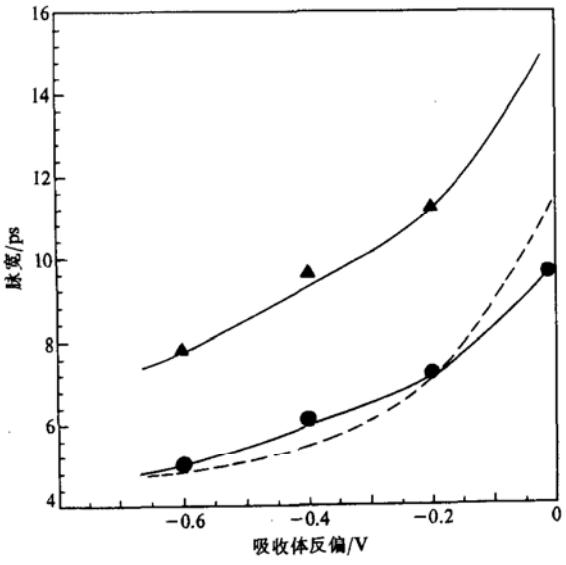


图 3　脉冲宽度随吸收体反偏的变化
虚线(- - -)为理论计算结果，实线(——)为使用结果，▲为自相关峰半宽，●为脉冲半宽

3.2　锁模光谱

光谱测量可以直接给出模式锁定情况的信息，因而我们对光谱进行了仔细研究. 首先将 CPM-5 器件的 3 段加以相等的增益电流，在 1.5 倍阈值测得光谱如图 4(a)所示. 同一器件在如上节的条件下，进行同步光谱测量，如图 4(b). 比较二者可以发现：①(a)图中只有一个单纵模，(b)图中是多模激射，并且模式间距在激射中心附近相等为 40 GHz，远离激射中心出模间距为 20 GHz，这表明光谱中心处的模式被锁定；②比较两个光谱的激射中心，前者在 1 510 nm，而后者在 1 512 nm，发生了 2 nm 的蓝移. 这可以解释为在脉冲宽度内，载流子大量消耗

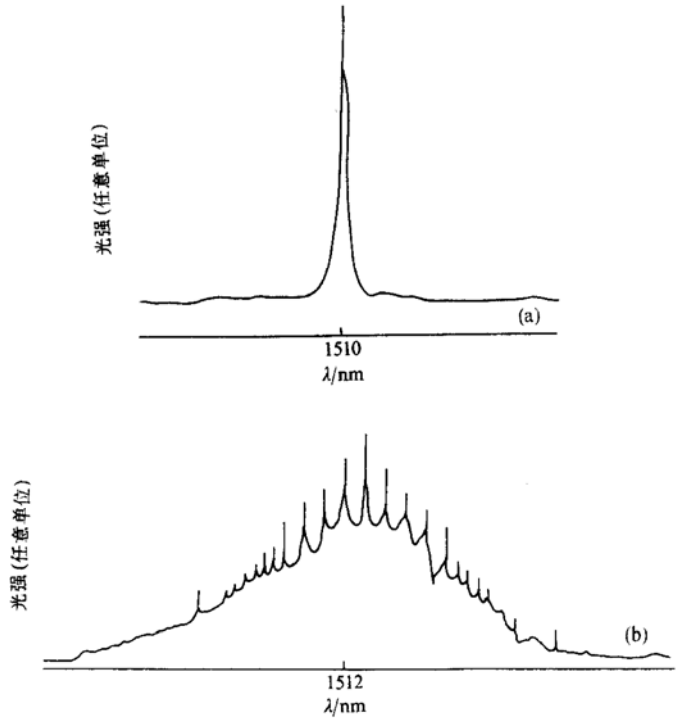


图4 对撞脉冲锁模量子阱激光器光谱图
(a)自由激射光谱,(b)锁模光谱

引起的折射率增加造成的.

测量锁模光谱的半宽为1.9 nm,计算得到脉冲的时间带宽积($\triangle t \times \triangle \tau$)约为1.2,这个值比转换极限0.31高. 这是由于模式锁定不完全造成的.

自脉动是阻碍超短脉冲稳定输出的另一个主要原因[8],有时由于自脉动的干扰,甚至得不到锁模脉冲,通过理论分析和实验,我们采用蒸镀高反膜的技术,有效地解决了这个问题. 具体工艺是光输出面镀反射率60%的多层反射模,这样自脉动得到较好抑制. 其主要原因在于高反膜使低频(百兆至千兆)自脉动受到抑制,而高频锁模脉冲得到加强.

本文报道用MOCVD技术制备对撞脉冲锁模量子阱激光器,并且得到了重复频率38.5 GHz下,半宽为5.0 ps的超短光脉冲,由于采用了蒸镀高反膜技术,使自脉动得到有效的抑制.

参 考 文 献

1 Didomenico M, Rogers K F. The generation of ultrashort optical pulse using mode-locking technique. J Appl Phys, 1964, 35 (10): 2 870

2 Fork R L, Greene B I, Shank C V. Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking. Appl Phys Lett, 1981, 38(8): 671~672

3 Andrekson P A, Olsson N A, Simpson J R *et al*. 16Gbit/s all optical demultiplexing using four-wave mixing. Electron Lett, 1991, 27: 922~924

4 Derickson D J, Helkey R J, Judy A M *et al*. Short pulse generation using multisegment mode-locking semiconductor lasers. IEEE J Quantum Electron, 1992, 28(10): 2 186~2 202

5 Morton P A, Bowers J E. Monolithic hybrid mode-locked 1.3 μm semiconductor lasers. Appl Phys Lett, 1990, 56(2): 111~113

6 Chen Weiyou, Zhu Jintian, Liu Shiyong. A physical model for mode-locking process of colliding-pulse mode-locked multiquantum well semiconductor laser. IEEE J Quantum Electron, 1995, 31(9): 1 663~1 667

7 Haus H A. Theory of mode-locking with a slow saturable absorber. IEEE J Quantum Electron, 1975, QE-11(10): 736~745

8 Sanders S, Eng L, Paslaski J *et al*. 108 GHz passive mode-locking of a multiple quantum well semiconductor laser with an intracavity absorber. Appl Phys Lett, 1990, 56(4): 310~312