

基于有源 Fabry-Perot 腔的激光脉冲延时 自外差研究*

白岩 赵卫疆 任德明[†] 曲彦臣 刘闯 袁晋鹤 钱黎明 陈振雷

(哈尔滨工业大学光电子技术研究所, 哈尔滨工业大学可调谐激光技术国家级重点实验室, 哈尔滨 150080)

(2011 年 10 月 30 日收到; 2011 年 12 月 26 日收到修改稿)

对注入有源 Fabry-Perot 腔内的单纵模脉冲进行了延时理论分析, 计算了 Fabry-Perot 腔内增益, 并对脉冲输出进行了数值模拟, 结果表明当脉冲能量衰减到一定值时, 新增抽运粒子数提供的增益可以补偿腔内损耗, 延时脉冲的输出可以达到稳态. 然后利用激光二极管侧面抽运 Nd: YAG 激光器做为 Fabry-Perot 腔, 对外部入射的单纵模脉冲光进行了延时, 得到了延时时间 2 μs 、脉冲数量 140 个的实验结果. 最后利用有源 Fabry-Perot 腔对参考光进行延时, 声光移频器对信号光产生频移, 进行了外差实验, 实验结果与移频器的设置值相符, 误差在 4% 以内.

关键词: 外差探测, Fabry-Perot 腔, 延时

PACS: 42.25.Kb, 42.60.-v, 42.62.-b

1 引言

激光外差探测是一种高灵敏度的探测技术, 在测距、测速、制导、跟踪等领域有着广泛的应用^[1-5], 其基本原理是将信号光和本振光同时入射到光电探测器的光敏面上, 形成光场的干涉图样, 光电探测器响应两束光的干涉光强, 输出含有目标信息的混频信号^[6-8]. 采用外差探测技术的固体激光器具有体积小、重量轻、抗干扰能力强等优点^[9-11]. 然而, 外差探测的关键技术之一就是要求使用单频的、注入锁定的激光器作为光源, 由于对光源性能要求较高限制了相干激光雷达商用化的发展^[12-15].

Adrian 等人提出了一种新颖的应用于脉冲多普勒激光雷达的设计理念, 他们将参考光脉冲存储于光纤环路中, 光脉冲每循环一周输出一部分光作为参考光信号, 当探测光从目标返回时, 参考光脉冲移动了与信号光路径相同的距离. 探测光与参考光通过混频产生包含有多普勒频移信息的拍频信号^[16]. 由于拍频的两路光均源于同一激光脉冲, 不存在频率的变化, 因此测量的频差就是准确的, 这样就可以有效地解决激光器稳频的问题. 这一

方法降低了系统的相干要求并允许使用相对低廉的、小型的、低相干光源. 随后 Shen 等人改进了这一系统, 在存储环路中加入掺饵光纤放大器, 产生了 16 个延时脉冲, 并进行了模拟运动目标的速度测量^[17].

在本文中, 使用单纵模激光器作为光源, 使用两个平行平面镜组成的有源光学谐振腔即 Fabry-Perot(F-P) 腔, 对注入脉冲进行了延时特性研究. 然后在参考光路中通过有源 F-P 腔对光脉冲进行延时存储, 在信号光路使用声光移频器模拟探测目标产生的多普勒频移, 进行了外差探测实验研究.

2 理论分析

有源 F-P 腔运转在阈值以下即腔本身不产生自由激光振荡时, 注入脉冲在腔内每往返一次, 通过腔内增益介质补偿损耗, 然后经输出耦合镜输出一个光脉冲, 最终在腔外形成梳状脉冲串. 光脉冲在 F-P 腔内的往返总增益为 1 是理想情况, 但为了避免自由激光振荡, 实际操作时只能将腔内总增益控制在稍小于 1 的状态, 即谐振腔运转在出光阈值

* 中央高校基本科研业务费专项资金 (批准号:HIT.KLOF.2010036) 资助的课题.

[†] E-mail: co2@hit.edu.cn

以下. 实验中所使用的光源及 F-P 腔内的增益介质均为 Nd: YAG 棒, 工作波长在 1064 nm. 利用实验中的实际元器件参数, 进行了理论分析.

由于 F-P 腔工作在接近阈值的状态, 为了计算方便, 设其工作在阈值状态

$$R_1 R_2 \exp[(g - \alpha)2l] = 1, \quad (1)$$

其中, R_1 为 0° , 1064 nm 全反镜的反射率, 反射率 $R_1 > 99.5\%$ (此处设为 99.5%); R_2 为输出耦合镜, 反射率 $R_2 = 80\%$; α 为单位长度的吸收系数, 可表示除腔透射外的其他损耗. 在 Nd: YAG 激光器中, 反射镜的吸收、散射和谐振腔的衍射损耗等较小, 一般不会超过百分之几, 为了简化计算, 将 α 引入到 R_2 中, 认为其他损耗也是由输出耦合镜输出, 所以此处将 R_2 修正为 $R_2 = 78\%$. 将设定数值代入 (1) 式中, 可得对数增益 $gl = 0.13$. 当入射光束通过增益介质时, 输出能量可表示为 [18]

$$E_1 = E_s \ln \left\{ 1 + \left[\exp \left(\frac{E_0}{E_s} \right) - 1 \right] \exp(gl) \right\}, \quad (2)$$

其中 E_0 为注入光的能量密度, E_1 为放大光的能量密度, E_s 为饱和能量密度:

$$E_s = \frac{h\nu}{\gamma\sigma}, \quad (3)$$

在四能级系统中, $\gamma = 1$, Nd: YAG 的受激发射截面 $\sigma = 2.8 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$, 1.06 μm 时的单光子能量 $h\nu = 1.86 \times 10^{-19} \text{ J}$. 可以得出 $E_s = 0.66 \text{ J/cm}^2$. 当单纵模脉冲入射至 F-P 腔中的能量为 1 mJ、光斑直径为 1 mm 时, 输入能量密度 $E_0 = 0.13 \text{ J/cm}^2$. 将上述数值代入 (2) 式, 可得输出能量密度 $E_1 = 0.15 \text{ J/cm}^2$. 能量提取效率

$$\eta_1 = (E_1 - E_0)/glE_s = 0.23, \quad (4)$$

阈值时, 四能级系统的增益系数可以表示为

$$g = \sigma W_p n_0 \tau_f, \quad (5)$$

其中 τ_f 为自发辐射荧光寿命. 增益介质 Nd: YAG 棒的尺寸值为直径 5 mm, 长度 11 cm. 结合 (1) 式, 可得 $W_p n_0 = 1.84 \times 10^{22} / \text{cm}^3 \cdot \text{s}$, 它表示单位时间单位体积上能级的新增粒子数. 则脉冲在一个往返的时间内上能级新增存储能量可以表示为

$$E = W_p n_0 t h\nu V, \quad (6)$$

其中 V 为增益介质体积, t 为脉冲在腔内的往返时间, F-P 腔腔长为 2 m. 根据 (6) 式可以得到上能级新增能量 $E = 9.86 \times 10^{-5} \text{ J}$, 此时脉冲经历了 2 次放大. 由 (4) 式可知, 注入脉冲经单次放大后从上

能级提取了 23% 的存储能量, 而此时的新增抽运粒子数提供的增益不足以补偿透射带来的损耗, 延时脉冲在腔内往返几次后将会消耗掉全部的反转粒子数, 脉冲能量将迅速下降. 当能量衰减到一定值时, 脉冲在腔内往返时间内所产生的新增粒子数对脉冲产生的增益可以补偿透射损耗时, 在理想情况下 F-P 腔可以达到稳态.

对于以上叙述, 利用 Matlab 做了输出波形模拟, 如图 1 所示. 当入射到 F-P 腔内的脉冲能量为 1 mJ 时, 前两次往返从增益介质中提取的能量基本可以补偿损耗, 在第三次往返时脉冲提取了增益介质中上能级的全部存储能量, 但不足以补偿损耗, 输出能量出现下降的现象, 此后损耗远大于增益, 输出能量迅速下降, 当能量衰减到一定值时, 重新出现稳态, 但此时的输出能量相比第一个脉冲要低得多.

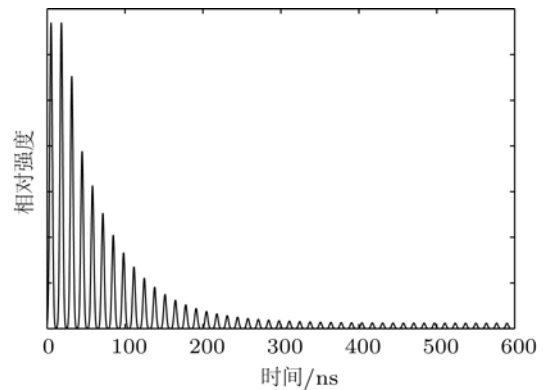


图 1 延时脉冲模拟

3 实验研究

3.1 延时特性实验研究

实验光路如图 2. 由于整个延时光路较长, 为了压缩光束发散角, 单纵模激光器发出的激光首先经过由凹透镜和凸透镜组成的扩束准直系统, 扩束比为 1 : 5, 然后经直径 1 mm 的小孔光阑出射. 光在分束片处分为 2 路, 透射光入射至 F-P 腔中, 偏振片和 1/4 波片组成光隔离器, 从 F-P 腔输出的返回光在偏振片处发生反射, 进入光电倍增管. 分束片处的反射光被光电二极管接收, 其作用是光电倍增管提供触发信号.

F-P 腔由全反镜、输出耦合镜、Nd: YAG 棒和激光二极管 (laser diode, LD) 抽运模块组成, 腔长设置为 2 m. 脉冲在 F-P 腔中振荡时, 受到各种损耗因素的影响, 主要损耗为输出耦合镜的透射损耗. 增

益和损耗共同决定延时脉冲的输出特性. 抽运电流值应始终在 F-P 腔的出光阈值以下, 保证 F-P 腔本身不产生自由激光振荡. 注入至腔中的光每往返一次透过输出耦合镜输出一个光脉冲, 由于光隔离器的作用在偏振片表面反射后进入光电倍增管.

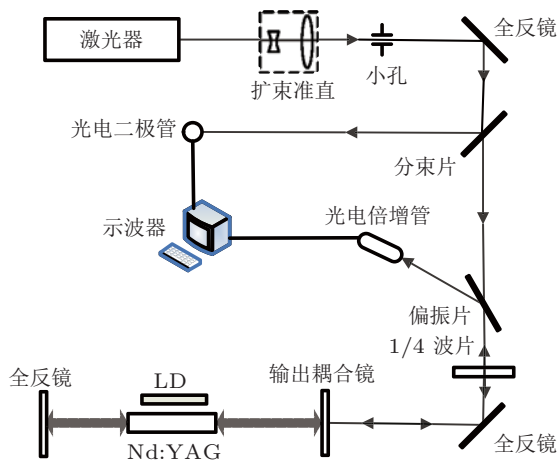


图2 脉冲激光延时光路图

单纵模激光器为氙灯抽运, 抽运频率 1 Hz, 通过控制单纵模激光器的电源, 使之每次输出一个光脉冲. 为了能够较清楚的分辨延时脉冲, 需要输出脉冲宽度较窄, 为此在激光腔内放置了调 Q 晶体 [19,20], 使得输出脉宽为 4 ns. 当 F-P 腔内无抽运时, 延时脉冲如图 3 所示, 此时延时脉冲数量有限, 在 200 ns 的时间内迅速衰减至零. 增大 F-P 腔的抽运电流, 输出脉冲的个数逐渐增多, 实验测得腔本身的出光阈值在 10.5 A 附近. 当抽运电流为 10 A 时, 测得的延时脉冲如图 4 所示, 此时的延时效果最好. 由于 LD 电源功率不稳定, 抽运电流最高只能调至 10 A, 超过 10 A 会发生偶尔的自由振荡输出. 由于激光器工作在阈值以下, 腔内增益小于损耗, 所以延时脉冲在总体上是处于不断衰减的趋势. 经测量延时光脉冲间隔为 13.3 ns, 即在腔内往返一周的时间. 由前面的理论分析可知, 脉冲在腔内的头几次往返时, 由于增益饱和, 能量衰减剧烈, 在 0—130 ns 的时间内延时脉冲的峰值能量衰减到第一个脉冲峰值的 1/4, 此后衰减幅度随着时间的增加越来越小, 至 2 μs 时, 仍可观察到延时脉冲, 但此时脉冲能量微弱, 在 nJ 量级.

光在 F-P 腔中振荡时, 增益介质中的上能级粒子数每次消耗值是不同的, 这是因为每次通过介质时的激光光强不同. 强光消耗较多的上能级粒子数, 激光抽运来不及补充, 因此下一次通过时介质的放大作用就会减弱; 弱光消耗较少的上能级粒子数,

则在下一次放大前, 上能级将集居较多的粒子数, 会受到较强的放大作用. 由于腔内损耗大于增益, 延时脉冲的输出总体上随时间是逐渐衰减的, 但由于上述原因, 就会出现后一个延时脉冲的强度反而比前一个大的现象. 图 5 是随机选取的一段延时脉冲串, 可以看到有脉冲强度变大的现象出现.

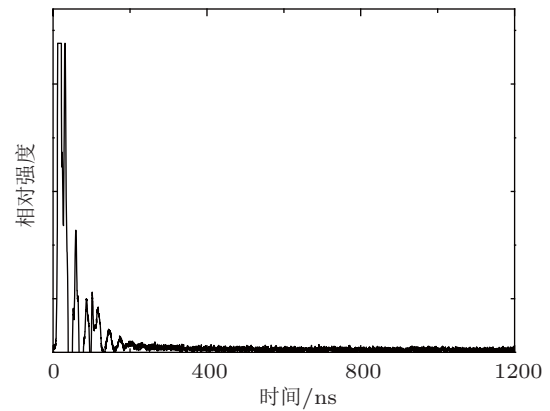


图3 无抽运电流时的脉冲输出

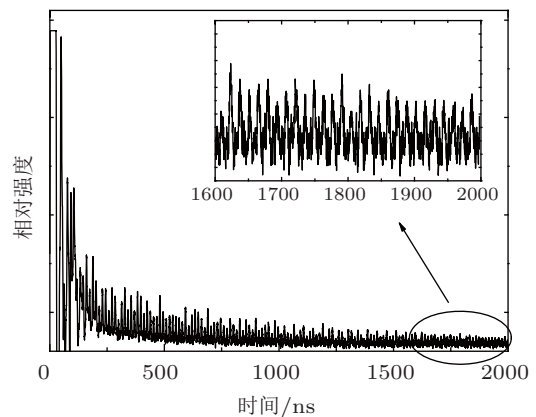


图4 延时脉冲输出

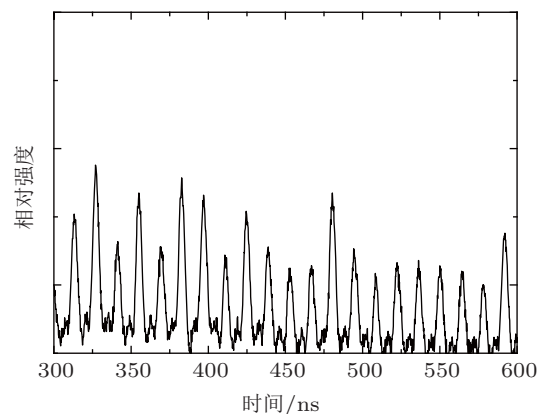


图5 随机选取的延时脉冲串

由图 4 可见, 在 2 μs 处仍然可以观察到延时脉

冲, 由于光电倍增管探测能力所限, $2 \mu\text{s}$ 之后的脉冲较难分辨, 以在抽运电流为 10 A 时 $2 \mu\text{s}$ 处的脉冲峰值为界限, 低于此值即认为延时脉冲消失, 在不同的抽运电流值时, 计算获得的延时脉冲个数如图 6 所示. 当抽运电流超过 5.5 A 时, 延时脉冲数量开始出现增长, 在最接近阈值处即 10 A 时, 获得了 140 个延时脉冲. 抽运电流较低时, 延时光获得的增益较小, 在损耗不变的情况下, 激光在腔内衰减得较快, 因此获得延时脉冲个数较少.

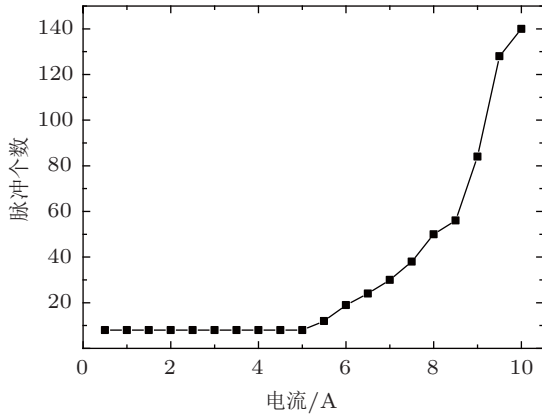


图 6 延时脉冲数与抽运电流的关系

3.2 延时自外差实验研究

利用声光移频器模拟外差探测中目标发生的多普勒频移, 在参考光路中加入有源 F-P 腔来“存储”参考光脉冲, 进行了延时自外差实验, 如图 7 所示. 光源为单纵模调 Q 激光器, 工作波长 1064 nm , 脉宽 10 ns , 单脉冲能量 10 mJ . 为了能够较准确的分析拍频波形周期, 令光源输出脉冲宽度适当增加, 所以在外差实验中使用的脉宽为 10 ns . 输出光在偏振片处分为两路, 反射光作为

信号光, 通过光纤耦合器 I 注入声光移频器中, 声光移频器 (Gooch&Housego, T-M150-0.4C2G-3-F2S) 采用光纤接口, 频移量为固定值 150 MHz . 从偏振片透射的光经 $1/4$ 波片后注入 F-P 腔中, 延时后返回的光脉冲由于 $1/4$ 波片的作用, 在偏振片处发生反射, 通过光纤耦合器 II 进入单模光纤中, 作为参考光. 两路光在光纤耦合器 III 处合束, 发生相干混频, 被光电探测器接收. 为了使两路光达到相干拍频的条件, 需要它们具有相同的偏振态, 由于两路光均在偏振片处发生反射, 故偏振态相同, 并且实验中所用光纤均为保偏光纤. 光延迟线用来调节两路光的光程差, 使信号光与参考光能够同时到达光纤耦合器 III 处. 为了使信号光脉冲与不同的参考延时光脉冲拍频, 也需要通过调节光延迟线来实现.

图 8 为从 F-P 腔输出的第一个延时脉冲与信号光脉冲的拍频波形. 图中时间轴 12 ns 处的脉冲为 F-P 腔输出耦合镜的反射光, 光强较大, 由于它并不是所需要的延时脉冲, 所以没有显示出峰值. 此时第一个延时脉冲与信号光发生拍频, 两路光强度相差约一个数量级, 但这并不影响相干拍频现象的出现^[21]. 由于所使用的光源脉宽较窄, 所以拍频波形只具有三个较明显的峰值, 显然峰值越多越有利于精确测量拍频波形的周期. 根据测量, 拍频波形的周期 $2T = 12.9 \text{ ns}$, 可以算得两路光的频差 $\Delta f = 1/T = 155 \text{ MHz}$, 误差为 3.3% .

同时对图 8 的拍频波形进行了快速傅里叶变换 (FFT), 如图 9 所示. 由于 F-P 腔输出镜的反射光较强, 而其他延时脉冲的光强较弱, 导致频谱图中含有较多的噪声, 经过多次实验比对, 发现图中两个较尖锐的峰, 峰值之差基本不变, 可以断定此差值即为信号光的频移值. 经测量差值为 155 MHz , 与图 8 所测频差相符合.

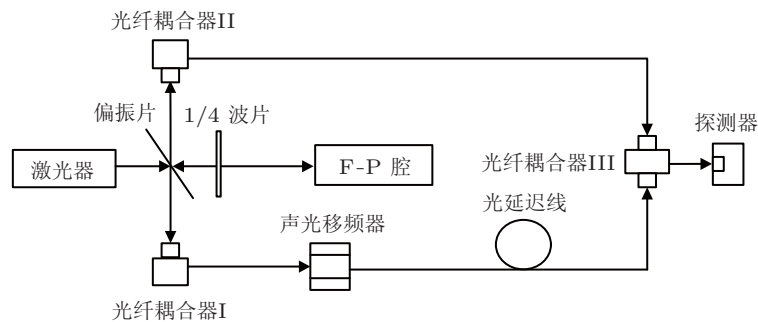


图 7 延时自外差实验装置

调节光延迟线, 令信号光分别与第二、第三延时脉冲相拍, 如图 10 所示. 图 10(a) 为信号光与第二个延时脉冲的拍频波形, 图 10(b) 为信号光与第三个延时脉冲的拍频波形. 两拍频波形均显示出明显的周期性, 经测量周期均为 $T = 6.4 \text{ ns}$, 对应频差 156 MHz , 误差为 4%. 同时对图 10 的波形进行了傅里叶变换, 如图 11 所示. 经测量两个拍频波形的频差值分别为 155 MHz 和 154 MHz , 与图 10 的计算基本符合.

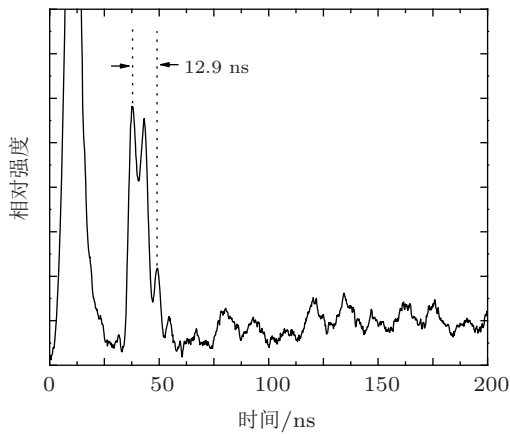


图 8 第一个延时脉冲与信号光拍频波形

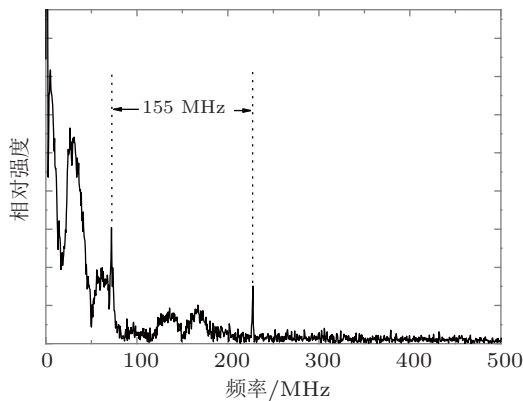


图 9 第一个延时脉冲与信号光拍频波形的 FFT 频谱

受光延迟线的长度所限, 我们只进行了前三个延时脉冲的拍频实验. 为了更精确的测量拍频波形周期, 需要光源脉宽增加, 但为了能够清楚的分辨延时脉冲, 则需要相应地增加 F-P 腔的腔长, 即增加脉冲在 F-P 腔内的往返时间, 这给 F-P 腔的搭建增加了一定难度. 同时由于 F-P 腔腔镜反射光较强、延时脉冲能量较低, 导致频谱图中噪声增加, 影响了信号光频移值的获取. 这些也是下一步的实验所需解决的问题.

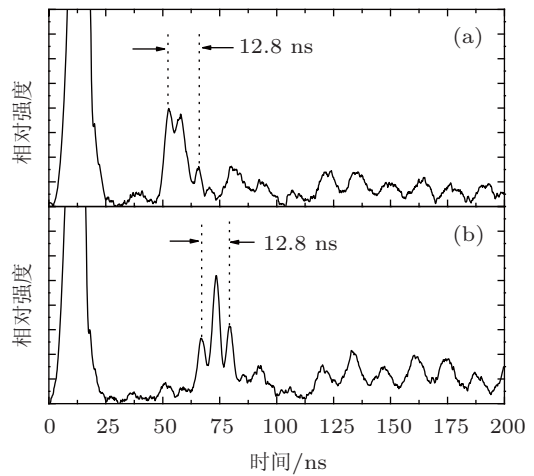


图 10 延时拍频波形 (a) 第二个延时脉冲; (b) 第三个延时脉冲

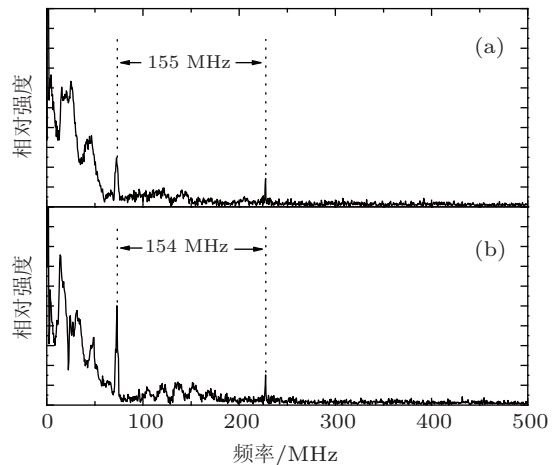


图 11 延时拍频波形的 FFT 频谱 (a) 第二个延时脉冲; (b) 第三个延时脉冲

4 结论

在本文中, 利用有源 F-P 腔进行了激光脉冲延时自外差研究. 首先对 F-P 腔的延时特性进行了研究, 理论分析表明, 脉冲在 F-P 腔内往返有限次数后将消耗掉上能级全部存储能量, 此后脉冲能量迅速衰减, 当新增抽运粒子数提供的增益可以补偿腔内损耗时, 脉冲输出达到稳态. 实验上, 利用 LD 侧面抽运 Nd: YAG 激光器作为 F-P 腔, 对注入的单纵模激光脉冲进行了延时实验, 当抽运电流接近腔内阈值 10 A 时, 得到了延时时间 $2 \mu\text{s}$ 、延时脉冲数量 140 个的实验结果. 然后利用有源 F-P 腔储存参考光脉冲, 利用声光移频器模拟外差探测中目标产生的多普勒频移, 进行了外差实验. 信号光与三个延时脉冲分别拍频, 根据拍频波形的周期和频谱分

析得出了信号光频移值, 频移值与声光移频器的设置值相符, 误差在 4% 以内. 在外差探测激光雷达中, 注入锁定的单频激光光源是关键技术之一, 本文的

实验结果证明了外差探测系统中使用延时自外差的可行性, 对外差探测激光雷达系统的设计有一定的参考价值.

-
- [1] Jia X J, Liu F N, Fu S G, Liu Y G, Yuan Sh Zh, Dong X Y 2007 *Chin. Phys.* **16** 2993
- [2] Han K, Xu X J, Zhou P, Ma Y X, Wang X L, Liu Z J 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 074206 (in Chinese) [韩凯, 许晓军, 周朴, 马阎星, 王小林, 刘泽金 2011 物理学报 **60** 074206]
- [3] Li Y Ch, Zhang L, Yang Y L, Gao L, Xu B, Wang Ch H 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5473 (in Chinese) [李彦超, 章亮, 杨彦玲, 高龙, 徐博, 王春晖 2009 物理学报 **58** 5473]
- [4] Qin J X, Xi L X, Zhang X G, Tian F 2011 *Chin. Phys. B* **20** 114201
- [5] Wang X L, Zhou P, Ma Y X, Ma H T, Xu X J, Liu Z J, Zhao Y J 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 5474 (in Chinese) [王小林, 周朴, 马阎星, 马浩统, 许晓军, 刘泽金, 赵伊君 2010 物理学报 **59** 5474]
- [6] Wang G Q, Wang J G, Li X Z, Fan R Y, Wang X Zh, Wang X F, Tong Ch J 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8459 (in Chinese) [王光强, 王建国, 李小泽, 范如玉, 王行舟, 王雪峰, 童长江 2010 物理学报 **59** 8459]
- [7] Geng C, Li X Y, Zhang X J, Rao C H 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 114202 (in Chinese) [耿超, 李新阳, 张小军, 饶长辉 2011 物理学报 **60** 114202]
- [8] Chen G M, Hua L M, Lin H Ch, Pu J X 2011 *Chin. Phys. B* **20** 094203
- [9] Zhao W Q, Feng Zh D, Qiu L R 2007 *Chin. Phys.* **16** 1624
- [10] Fortier T M, Jones D J, Ye J, Cundiff S T, Windeler R S 2002 *Opt. Lett.* **27** 1436
- [11] Gilles H, Girard S, Laroche M, Belarouci A 2008 *Opt. Lett.* **33** 1
- [12] Straber A, Waltinger T, Ostermeyer M 2007 *Appl. Opt.* **46** 8358
- [13] Dinovitser A, Hamilton M W, Robert A V 2010 *Appl. Opt.* **49** 3274
- [14] Targ R, Steakley B C, Hawley J G, Ames L L, Forney P, Swanson D, Stone R, Otto R G, Zarifis V, Brockman P, Calloway R S, Klein R S, Robinson P A 1996 *Appl. Opt.* **35** 7117
- [15] Tatterson K G 1998 *Photon. Spectra* **32** 20
- [16] Dorrington A A, Kunemeyer R, Danehy P M 2001 *Appl. Opt.* **40** 3076
- [17] Shen J L, Kunemeyer R 2006 *Appl. Opt.* **45** 8346
- [18] Koechner W (Translated by Sun W, Jiang Z W, Cheng G X) 2002 *Solid-State Laser Engineering* (Beijing: Science Press) pp78–154 (in Chinese) [克希耐尔 W. 著孙文, 江泽文, 程国祥译 2002 固体激光工程 (北京: 科学出版社) 第 78—154 页]
- [19] Lin Y F, Zhang G, Zhu H Y, Huang Ch H, Li A H, Wei Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3909 (in Chinese) [林燕凤, 张戈, 朱海永, 黄呈辉, 李爱红, 魏勇 2009 物理学报 **58** 3909]
- [20] Ji F, Yao J Q, Zhang B G, Zhang T L, Xu D G, Wang P 2008 *Chin. Phys. B* **17** 1286
- [21] Zhang W R, Zeng X D, Man X K 2008 *Infrared and Laser Engineering* **37** 146 (in Chinese) [张文睿, 曾晓东, 满祥坤 2008 红外与激光工程 **37** 146]

Heterodyne research on times delay of laser pulses based on active Fabry-Perot cavity*

Bai Yan Zhao Wei-Jiang Ren De-Ming[†] Qu Yan-Chen Liu Chuang
Yuan Jin-He Qian Li-Ming Chen Zhen-Lei

(*Institute of Opto-Electronics, Harbin Institute of Technology, National Key Laboratory of Tunable Laser Technology, Harbin Institute of Technology, Harbin 150080, China*)

(Received 30 October 2011; revised manuscript received 26 December 2011)

Abstract

The delay theoretical analysis result of single-longitudinal-mode pulse injected in active Fabry-Perot cavity has been obtained. The gain in Fabry-Perot cavity has been calculated and the numerical simulation result of output pulse has been obtained. The results show that when the energy of the pulse decreases at a certain value, the gain produced by increased pump particle population can compensate the loss in the cavity and the delay pulse can achieve steady state. In experiment, the active Fabry-Perot cavity is a Nd:YAG laser sided pumped by laser diode. For the pulse inputed externally, we achieve 140 pulses within 2 μ s. Finally, the reference light is delayed using the active Fabry-Perot cavity. And we show the heterodyne experiment of signal light whose frequency shift generated by an acousto-optic modulation (AOM), and the experiment results accord with the frequency shift of the AOM and the error is less than 4%.

Keywords: heterodyne, Fabry-Perot cavity, time delay

PACS: 42.25.Kb, 42.60.-v, 42.62.-b

* Project supported by the Fundamental Research Funds for the Central Universities (Grant No. HIT.KLOF.2010036).

[†] E-mail: co2@hit.edu.cn