

多个超短脉冲相干叠加构成窄带平顶长脉冲的研究*

马再如¹⁾ 冯国英^{1)†} 陈建国¹⁾ 朱启华²⁾ 曾小明²⁾ 刘文兵¹⁾ 周寿桓^{1)‡)}

1) 四川大学电子信息学院光电系, 成都 610064)

2) 中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

3) 华北光电技术研究所, 北京 100015)

(2005 年 9 月 1 日收到, 2006 年 8 月 22 日收到修改稿)

利用超短脉冲放大过程中的光谱增益窄化效应以及标准具的滤波作用, 提出了基于再生放大器的多脉冲相干叠加方案, 并对该方案在多脉冲叠加阶段的工作原理进行了分析. 在小信号增益区内, 对多个超短脉冲相干叠加进行了理论分析和数值计算. 数值模拟的结果表明, 影响形成窄带平顶长脉冲的基本关系为子脉冲宽度、再生放大器中的损耗及其与振荡器的长度失配量对构成脉冲时间波形影响很大, 而对其频谱影响很小. 叠加脉冲个数、标准具的通带宽度对构成脉冲波形和光谱均有影响.

关键词: 超短脉冲, 多脉冲叠加器, 窄带平顶长脉冲, 数值计算

PACC: 4278K, 4210M, 4280W

1. 引 言

高功率激光脉冲在强场物理、高次谐波产生、聚变能等领域内有着广泛的应用^[1-8], 同时这些领域又对高功率激光脉冲本身的光束质量、时间波形、对比度等参数提出了很高的要求^[1,2]. 光参量啁啾脉冲放大(OPCPA)技术是获得高功率、高质量、高对比度和高功率激光脉冲的技术之一, 受到国内外广泛的关注^[9,10]. 与传统的基于再生放大的啁啾脉冲放大技术相比较, OPCPA 利用的是光与光之间的非线性耦合作用, 它有很宽的增益带宽、极高的增益系数和很低的热效应等突出的优点, 它结合了啁啾脉冲放大技术和光参量放大技术的优点, 人们基于 OPCPA 技术已经实现了拍瓦(10^{15} W)的激光输出^[11], 并对使用该技术产生更高功率如泽瓦(10^{21} W)进行了展望^[12].

OPCPA 是当今获得高功率激光的优先技术, 它成功实施的关键有赖于以下两点^[13,14]: 一是抽运光和信号光的精确同步, 它是影响 OPCPA 转换效率的根本因素之一; 二是窄带抽运光的时间波形, 它和信号光本身的时间波形决定了压缩后信号光时间波形及对比度, 一般而言, 时空均为平顶波形的抽运光是

较为理想的.

针对 OPCPA 中信号光与抽运光的同步问题, 人们采用了行之有效的办法^[15]. 当前, 常采用光电同步技术可以将信号光与抽运光的同步精度提高到亚纳秒量级. 然而, 采用该技术很难进一步提高 OPCPA 的同步精度, 制约着转换效率的进一步提高, 而对抽运光的时间波形问题, 人们一般是采用脉冲整形的方法得到的^[13,16].

光直接同步技术能够进一步提高 OPCPA 的同步精度, 其基本思想是采用分束的方式将同一串超短脉冲分束成两路, 一路经展宽后作为信号光, 另一路作为抽运光. 通过控制信号光与抽运光延迟, 可以以很高的同步精度入射到非线性介质中进行光参量放大, 理论上可以实现完全同步精度. 显然, 如何将超短脉冲整形为窄带平顶长脉冲就成为 OPCPA 光直接同步方案核心技术之一.

Potma 小组利用反馈技术控制超短脉冲的载波-包络位相(CEP)的稳定, 实现了来自同一锁模激光器的超短脉冲相干叠加, 获得了频率较低、能量较高的脉冲, 在近几年中得到了快速的发展^[17-19]; 同样也可以利用在光参量放大过程中, 闲频光的位相与输入脉冲位相无关的特点, 实现其载波-包络相位的稳定性^[20].

* 固体激光技术国家级重点实验室基金和等离子体物理国家级重点实验室开放项目(批准号: CD200509)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: guoying_feng@yahoo.com.cn

基于此,本文提出一种能够实现多个超短脉冲相干叠加的方案,该方案的特色有二:一是它利用超短脉冲在增益介质中放大过程的光谱增益窄化效应,将宽带脉冲“整形”为窄带光脉冲;二是参与叠加脉冲的个数及其时间延迟可以控制,因此能够得到不同长度的平顶 ns 量级长脉冲,具有较大的灵活性. 我们对该方案的工作原理作了说明,并对多个超短脉冲在该方案中的叠加行为进行了理论分析,在此基础上,对影响多个超短光脉冲叠加构成窄带平顶长脉冲的基本要素进行了数值研究与讨论.

2. 多脉冲叠加方案及工作原理

多脉冲叠加方案光路图如图 1 所示,它是一种典型的再生放大器构型. 传统再生放大器的运行可分为三个基本阶段^[21],即普克尔盒电压为 0 的抽运阶段,普克尔盒电压调到 $\lambda/4$ 延迟电压的脉冲放大阶段,普克尔盒电压调到 $\lambda/4$ 延迟电压或者为 0 V 的腔倒空阶段. 本文的多脉冲叠加方案除了前三个运行阶段外,还有一个多脉冲叠加阶段,在该阶段中,在再生放大器腔内不同往返次数的子脉冲进行叠加构成的脉冲如图 2 所示. 从该图可见,先注入的子脉冲在再生放大器中经过更多次数的放大与滤波,在时域内它比其后注入的子脉冲要宽些,调整再生放大器中增益和损耗之间的平衡,就能产生平顶长脉冲.

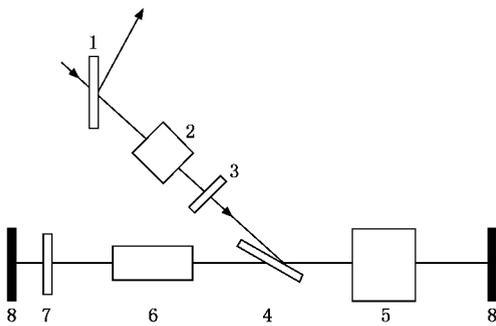


图 1 基于再生放大器的多脉冲叠加结构示意图 1 为薄膜偏振片 1; 2 为法拉第; 3 为 $1/2$ 波片; 4 为薄膜偏振片 2; 5 为普克尔盒; 6 为 Nd:YLF 棒; 7 为标准具; 8 为腔镜

由于基于再生放大器的多脉冲叠加器的前三个运行阶段的工作原理与文献 [15] 中的再生放大器相同,因此在这里我们只对多脉冲叠加阶段的工作原理作一个说明. 假设水平偏振的光脉冲经薄膜偏振片 1 在法拉第 2 处经历 45° 旋转,接着又被 $1/2$ 波片

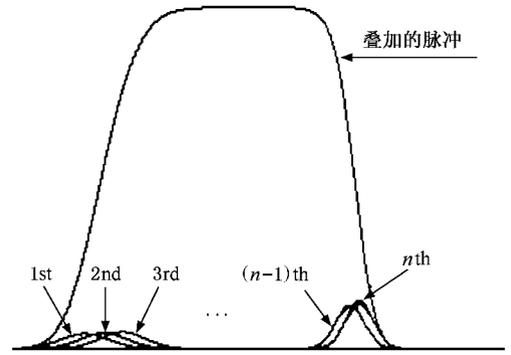


图 2 多脉冲相干叠加构成脉冲示意图 1st 为第一个输入的脉冲 2nd 为第二个输入的脉冲,其余含义类推

3 旋转 45° , 薄膜偏振片 4 将垂直偏振的光脉冲反射进谐振腔. 在多个子脉冲叠加阶段,普克尔盒上加上一个预工作电压,此电压使光脉冲经过普克尔盒时有一个介于 0 到 $\lambda/4$ 的延迟,那么,子脉冲在再生放大器腔内每一个来回,都会被旋转一个介于 0 到 $\pi/2$ 的 α 角度;垂直偏振部分光则经过薄膜偏振片 4 反射出谐振腔, $1/2$ 波片 3 使脉冲旋转 45° 但被法拉第 2 补偿,仍为垂直偏振光,因此它经薄膜偏振片 1 反射出去;而水平偏振光仍被关在谐振腔内继续放大. 在每一个来回放大的过程中,光脉冲会有一个 $\sin^2 \alpha$ 因子的能量损失;同时会有一个新的锁模子脉冲注入,需要注意的是,该脉冲会有 $\cos^2 \alpha$ 因子的能量损失.

当再生放大器的腔长(光程)与锁模振荡器的腔长(光程)相等时,子脉冲序列就会在再生放大器内重合在一起^[17];若二者存在一定的失配,脉冲串的子脉冲之间就会有相应的时间延迟,当达到需要的脉冲个数时,此时改变普克尔盒上的工作电压,使再生放大器工作于下一阶段即脉冲放大阶段.

该方案是对无展宽的飞秒脉冲直接进行放大,光学元器件的破坏是首先要考虑的问题. 前文指出该方案是利用光谱增益窄化,故在谐振腔中采用的是增益带宽较窄的增益介质,如掺钕氟化钇锂(Nd:YLF),光脉冲经过窄带增益介质的几次放大和标准具的滤波,它的光谱会有严重的窄化,据光脉冲的脉宽及其谱宽的乘积不能小于变换极限的关系,在时域内将很快展宽到几十个 ps,兼之注入光脉冲的能量较小,在光脉冲能量增大的同时,光脉冲展宽很快,因此它们的相干叠加不会造成损害. 能量提取效率是该方案的另一个问题,因本文的主要目的是获得窄带的长脉冲,它的能量(功率)放大可以将

叠加的光脉冲导出再生放大器,采用常用的 Nd:glass 等技术进行放大.

3. 多脉冲叠加方案的理论分析

本文相干叠加的子脉冲在再生放大器中将经历不同的往返次数,光脉冲可能会有不同的增益,而增益介质 YLF 棒的增益带宽是有限的,因此在每一次往返过程中,光脉冲都会经历不同程度的光谱窄化,加之标准具有滤波作用,因而,经历往返次数较多的子脉冲光谱会变得更窄一些,在时域内,光脉冲会有相应的展宽.可见,与后注入的激光脉冲相比较,先注入再生放大器中的子脉冲经历更多次数的往返放大和滤波,在时域内,会有更大的宽度.换言之,该多脉冲叠加方案是多个不同脉冲宽度、幅度的多脉冲相干叠加方案.考虑到前面的分析,理论分析部分在小信号近似条件下进行.

因在脉冲叠加阶段,在腔内每往返一次,子脉冲有一个 $\sin^2 \alpha$ 因子的能量损失,因此本文就在小信号增益区间内,对多脉冲相干叠加方案进行理论分析.采用光参量产生的办法获得中心波长为 1053 nm 的超短光脉冲^[22],经过 CEP 控制后的子脉冲为

$$u(\tau) = \sum_{n=1}^p u_n(\tau), \quad (1)$$

式中 p 为参与叠加脉冲的子脉冲个数, n 为第 n 个子脉冲.进一步,我们假设子脉冲 $u_n(\tau)$ 为高斯型脉冲,可表示为

$$u_n(\tau) = A \exp \left\{ -\frac{[\tau + (n-1)\tau_0]^2}{2T^2} \right\} \times \exp \{ i\omega_0[\tau + (n-1)\tau_0] - ik[z - (n-1)\delta z] \}, \quad (2)$$

式中 A 为子脉冲振幅, T 为子脉冲的半宽度值(脉冲强度峰值处 $1/e$), τ_0 为输入子脉冲之间的相对时间延迟量,它由锁模激光器的本身性质决定; ω_0 是光脉冲的中心角频率, δz 是光脉冲在锁模激光器振荡器往返一周的光程差.依 $\delta z = c\tau_0$, c 是光速(2)式可化简为

$$u_n(\tau) = A \exp \left\{ -\frac{[\tau + (n-1)\tau_0]^2}{2T^2} \right\} \times \exp \{ i\omega_0\tau - ikz \}. \quad (3)$$

将该脉冲串注入再生放大器中,若再生放大器与振荡器的腔长(光程)有一个较小的失配 Δl ,则该

脉冲串在再生放大器内的相对时间延迟 $\Delta t = 2\Delta l/c$.子脉冲在再生放大器中的先后位置可通过控制失配 Δl 来决定.若 $\Delta l < 0$,可推知先进来的子脉冲在堆积脉冲的前沿,若 $\Delta l > 0$,可推知先进来的子脉冲在堆积脉冲的后沿.本文的模拟计算是在 $\Delta l < 0$ 条件下进行的,同时考虑到叠加阶段注入再生放大器中的子脉冲会有一个 $\cos^2 \alpha$ 因子的能量损失,因此,在再生放大器中的叠加脉冲串为

$$E(t) = A \sin \alpha \sum_{n=1}^p e_n(t);$$

$$e_n(t) = \exp \left\{ -\frac{[t + (n-1)\Delta t]^2}{2T^2} \right\} \exp \{ i\omega_0\tau - ikz \}, \quad (4)$$

其中 $t = \tau - \tau_0$.对其进行傅里叶变换,得到其频谱为

$$S(\omega - \omega_0) = A \sum_{n=1}^p s_n(\omega - \omega_0);$$

$$s_n(\omega - \omega_0) = F\{e_n(t)\}, \quad (5)$$

符号 $F\{\}$ 表示傅里叶变换.

增益介质 F-P 标准具 Nd:YLF 棒工作于 σ 偏振状态,它的增益中心波长为 1053 nm,其增益谱为

$$g(\omega) = \frac{g_0}{1 + \left[\frac{\chi(\omega - \omega_g)}{\Delta\omega} \right]^2}, \quad (6)$$

式中 g_0 为增益中心 ω_g 的小信号增益系数, $\Delta\omega$ 为增益带宽.

F-P 标准具的透射率随频率而变化,其透射率可表示为^[23]

$$T(\omega) = \frac{1}{1 + [4R(1-R)^2 \sin^2(\delta/2)]}, \quad (7)$$

式中 R 为 F-P 表面反射率, $\delta = (2\pi\omega/c) 2n_r d \cos\theta$ 为光束在 F-P 标准具往返一次而带来的相位差, ω 为入射激光角频率, d 为 F-P 标准具的厚度, n_r 为 F-P 标准具的折射率, θ 为 F-P 光束与标准具法线的夹角.

在再生放大器中,光脉冲衍射,两端高反镜的吸收、透射,偏振片和普克尔盒的漏光等因素是系统损耗的重要原因.除此之外,在多脉冲叠加阶段,光脉冲往返通过偏振片都只有水平方向 $\cos^2 \alpha$ 因子的能量能留在其中,定义普克尔盒透过率 $\text{Tr} = \cos \alpha$.当再生放大器从多脉冲叠加阶段转到脉冲放大阶段时,根据(5)(6)和(7)式,得到叠加脉冲的频谱与时间波形分别为

$$s_{\text{coh}}(\omega - \omega_0) = \sum_{n=1}^p \sin\alpha s_n(\omega - \omega_0) \times [g(\omega)\Gamma(\omega)\Gamma_r]^{p-n+1}$$

$$E_{\text{coh}}(t) = \frac{1}{2\pi} F^{-1}\{s_{\text{coh}}(\omega - \omega_0)\}, \quad (8)$$

式中符号 $F^{-1}\{\}$ 表示逆傅里叶变换. 这个阶段并不能叠加上平顶的光脉冲, 还需要将叠加脉冲在再生放大器中进一步放大才导出, 这个阶段光电开关普克尔盒工作在使脉冲得到 $\lambda/4$ 延迟的电压上, 得到经 N 次放大后导出的脉冲谱为

$$s(\omega - \omega_0) = \sum_{n=1}^p \sin\alpha s_n(\omega - \omega_0) \times [g(\omega)\Gamma(\omega)\Gamma_r]^{p-n+1} \times [g(\omega)\Gamma(\omega)\Gamma_r]^N, \quad (9)$$

对其进行逆傅里叶变换, 得到它的时间函数为

$$E(t) = \frac{1}{2\pi} F^{-1}\{s(\omega - \omega_0)\}. \quad (10)$$

4. 计算结果与分析

从 (9) 和 (10) 式出发, 分别讨论普克尔盒透过率 Tr , 子脉冲宽度 T , 参与叠加上脉冲个数 p , 在再生放大器内子脉冲的相对时间间隔 Δt 和标准具的通带带宽 $\delta\lambda$ 等对脉冲叠加的影响.

在无特别说明的情况下, 模拟计算的参数分别为: 光脉冲的中心波长为 1053 nm, 脉冲宽度为 100 fs; 增益介质 YLF 棒是均匀加宽增益介质, 其增益中心波长为 1053 nm, 小信号增益系数为 0.35/cm, 增益带

宽为 0.5 nm, 长度为 1 cm 标准具的通带带宽 $\delta\lambda$ 为 0.02 nm, 峰值透过率的中心波长为 1053 nm, 普克尔盒透过率 $\text{Tr} = 1/G_0$, $G_0 = \exp(g_0 l)$ 是光脉冲单程通 Nd:YLF 棒获得的峰值增益, 脉冲叠加后再经 N 为 15 次的放大后导出.

4.1. 普克尔盒透过率 Tr 对叠加脉冲的影响

图 3(a) 和 (b) 分别给出了普克尔盒透过率 Tr 为 $1.01/G_0$, $1/G_0$ 和 $0.99/G_0$ 时的叠加脉冲归一化强度波形及其频谱强度. 从图 3(a) 可以看出: 当 Tr 为 $1.01/G_0$ 时, 叠加脉冲的前沿强度比其后尾强度大; 当 Tr 为 $1/G_0$ 时, 叠加脉冲在时域上基本为一平顶脉冲; 当 Tr 为 $0.99/G_0$ 时, 则叠加脉冲的前沿强度比其后尾强度小. 产生该现象的原因在于, 当光脉冲的增益比损耗大, 与随后注入的光脉冲相比较而言, 跑在前面的脉冲每次都有一个较大的增益, 因而其强度更大, 同时其光谱更窄, 脉宽更宽, 故经多次放大, 其前沿强度更强些. 同理可以对后者进行分析. 可以看出, 叠加脉冲的时间波形对普克尔盒的透过率 $\cos\alpha$ 是很敏感的, 即要想获得平顶脉冲, 需要仔细调节再生放大器腔内的增益和损耗, 尽量使之平衡, 这样才能获得顶部较为平顶的叠加脉冲. 从图 3(b) 中可以看出, 在不同透过率的情况下, 其频谱宽度约为 4×10^9 Hz ($\Delta\lambda \approx 2.35 \times 10^{-3}$ nm), 其带宽很窄, 可以满足 OPCPA 对抽运光窄带的要求; 其功率谱几乎完全一致, 它主要受增益介质的带宽、标准具的通带宽度和放大次数的影响, 受损耗和增

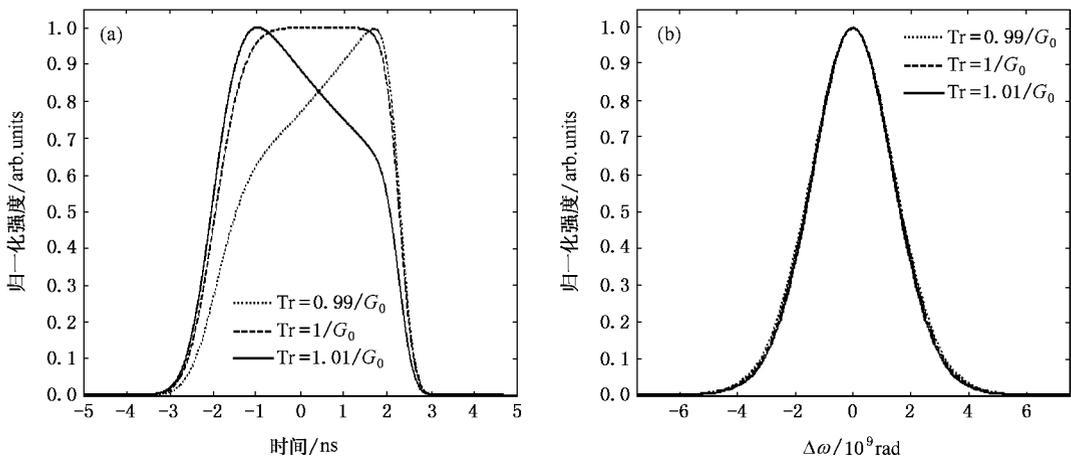


图 3 $p = 40$, $T = 100$ fs, $\Delta t = 120$ ps 和不同 Tr 时, 叠加脉冲时间强度波形 (a) 及其频谱强度 (b)

益的影响很小.

4.2. 种子脉冲宽度 T 对叠加脉冲的影响

图 4 (a) 和 (b) 分别给出了子脉冲宽度 T 分别为 30 fs, 50 fs 和 100 fs 情况下的叠加后形成的脉冲归一化强度波形及其频谱强度. 从图 4 (a) 和 (b) 中可以看出, 不同宽度的子脉冲经过多次放大后, 叠加脉

冲的波形和频谱基本上是相同的. 其原因在于脉冲叠加器有一定的带宽, 脉冲随放大次数增多而其频谱变化越来越小, 因而即使是子脉冲有不同的宽度, 它们经多次放大后, 其频谱带宽在一个较小的范围内变化 (可以参见图 5 (b)); 在时域内则表现为子脉冲的宽度在一个较小的范围内变化; 因此叠加脉冲的时间波形和频谱基本一致.

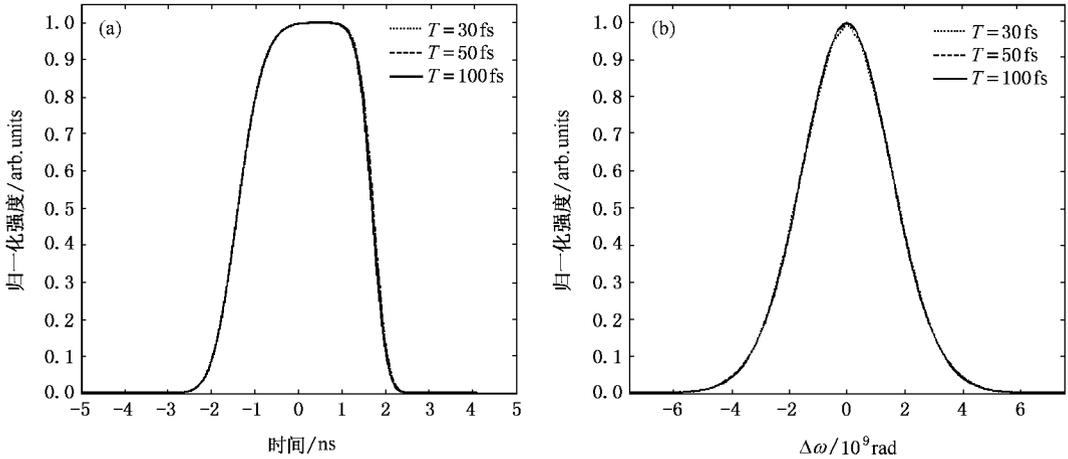


图 4 $p = 30$, $\Delta t = 120$ ps 和 T 时, 叠加脉冲时间强度波形 (a) 及其频谱强度 (b)

4.3. 参与叠加子脉冲个数 p 对叠加脉冲的影响

图 5 (a) 和 (b) 分别给出由个数 p 为 30, 40 和 50 个子脉冲叠加后形成的脉冲的归一化强度及其频谱强度. 从图 5 (a) 可以看出, 参与叠加的子脉冲个数越多, 则叠加脉冲的平顶时间越宽, 其宽度基本上与参与叠加的子脉冲个数呈线性关系, 脉冲前沿较缓, 后沿较陡. 在脉冲串相互延迟一定的情况下, 脉冲的平顶宽度与其叠加个数就基本成比例了. 参与叠

加脉冲个数越多, 脉冲叠加阶段的时间就会越多, 因而首先注入的光脉冲会在再生放大器中有更多的往返次数, 其在时域内有更多的展宽, 变化较缓; 后注入的脉冲则因展宽不多, 变化较陡, 它们的叠加就有前沿缓而后沿陡的特点, 这点也可从图 2 中得到比较直观的理解. 从图 5 (b) 可以看出, p 越大, 频谱宽度越窄. 可见, 叠加脉冲个数对叠加脉冲的谱宽是有影响的, 其产生的原因在于 p 越大, 则在叠加器中, 它的光谱有更大的增益窄化, 因此其频谱带宽越

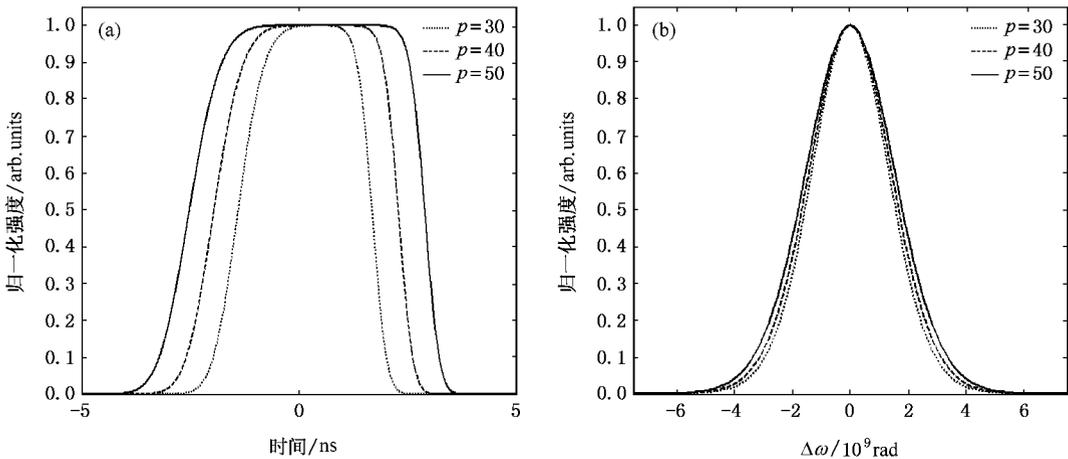


图 5 $T = 100$ fs, $\Delta t = 120$ ps 和不同 p 时, 叠加脉冲时间强度波形 (a) 及其频谱强度 (b)

窄. 可见, 在系统的通带宽度一定的情况下, 要想获得窄带脉冲, 子脉冲需要多次通过再生放大器.

4.4. 不同时间延迟 Δt 对叠加脉冲的影响

图 6 (a) 和 (b) 分别给出了子脉冲宽度为 50 fs 时, 子脉冲在叠加器中的延迟时间 Δt 分别为 80 ps, 100 ps 和 120 ps 的叠加脉冲的归一化强度及其频谱

强度. 从图 6 (a) 可以看出, 在 Δt 为 80 ps 时, 基本上没有形成平顶的叠加脉冲; 只在延迟时间 Δt 较大时, 叠加脉冲才有一个较宽的平顶时间, 因此, 要叠加出平顶脉冲, 就要仔细选择子脉冲子间的相互延迟 Δt , 即仔细选择失配量 Δl . 从图 6 (b) 可以看出, 子脉冲之间的时间延迟对脉冲频谱宽度基本上是没有影响的. 可见, 获得宽的平顶时间脉冲宽度是可

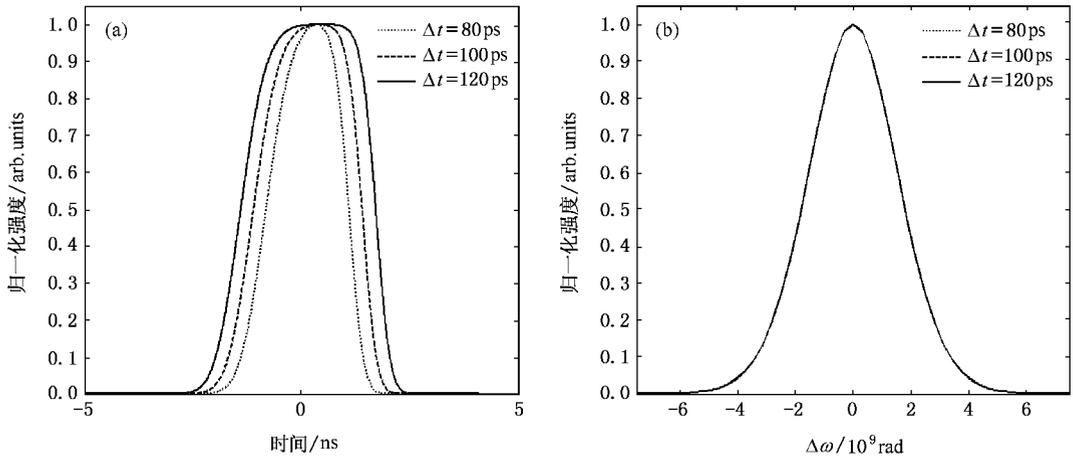


图 6 $p = 30, T = 50$ fs 和不同 Δt 时, 叠加脉冲时间强度波形 (a) 及其频谱强度 (b)

以通过改变脉冲串的时间延迟得到.

4.5. 标准具的通带度 $\delta\lambda$ 不同

图 7 (a) 和 (b) 分别给出了标准具的带宽分别为 0.01 nm, 0.02 nm 和 0.03 nm 的叠加脉冲的归一化强度及其频谱强度. 从图 7 (a) 可以看出, 在标准具的带宽为 0.03 nm 条件下, 叠加脉冲平顶范围更大, 且其前后沿更为陡峭, 而在带宽为 0.01 nm 条件下, 叠加脉冲几乎没有平顶出现, 可见, 标准具的带宽为

0.03 nm 是获得理想平顶脉冲更好的选择. 在本文给出的条件下, 它产生的原因在于, 标准具的带宽越窄, 子脉冲经过多次往返其间, 有更窄的光谱宽度, 在时域内则有可能出现比脉冲之间相互延迟更宽的时间宽度, 其叠加就可能不会有平顶脉冲的出现. 在图 7 (b) 中, 给出的是叠加脉冲的频谱宽度, 标准具的带宽分别为 0.03 nm 和 0.01 nm 时, 前者频谱宽度几乎为后者的两倍. 若将 OPCPA 要求的窄带平顶抽运光脉冲的条件联合起来考虑的话, 根据不同

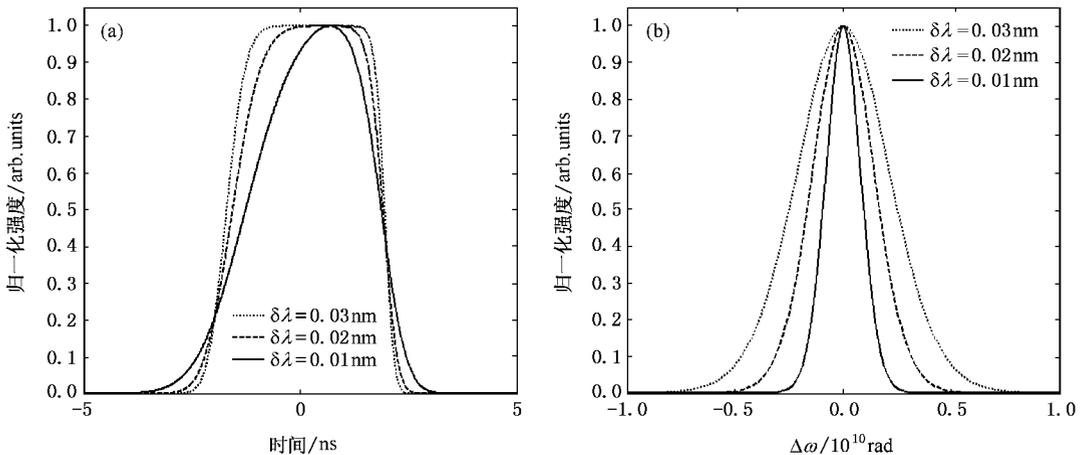


图 7 $P = 40, t = 100$ fs, $\Delta t = 100$ ps 和不同 $\delta\lambda$ 时, 叠加脉冲时间强度波形 (a) 及其频谱强度 (b)

的要求,仔细选择标准具的通带宽度也许能优化 OPCPA 系统.

4.6. 标准具透过率峰值中心有偏差 $\delta\lambda_0$ 的情况

透过率峰值中心是标准具的重要指标之一,其与子脉冲的中心频率存在 $\delta\lambda_0$ 的失配时,对叠加脉冲的时间强度波形和频谱会有什么影响,是工程中必须考虑的问题. 图 8(a)和(b)给出了失配 $\delta\lambda_0$ 分别为 -0.001 nm , 0 nm 和 0.001 nm 三种情况下的叠

加脉冲时间强度波形和频谱强度. 从图 8(a)中可以看出,在此三种情况下,都获得了令人满意的平顶叠加脉冲,只不过对不同的失配 $\delta\lambda_0$,它们的透过率有些微的差别. 其原因在于,放大介质 Nd:YLF 棒的增益中心波长为 1053 nm ,而标准具峰值透过率与之相异,两者的平衡使峰值强度出现在它们二者之间,参见图 8(b),此时它们的峰值波长就不再在 1053 nm 处了,因此需要调节叠加器的透过率,使之叠加为平顶脉冲.

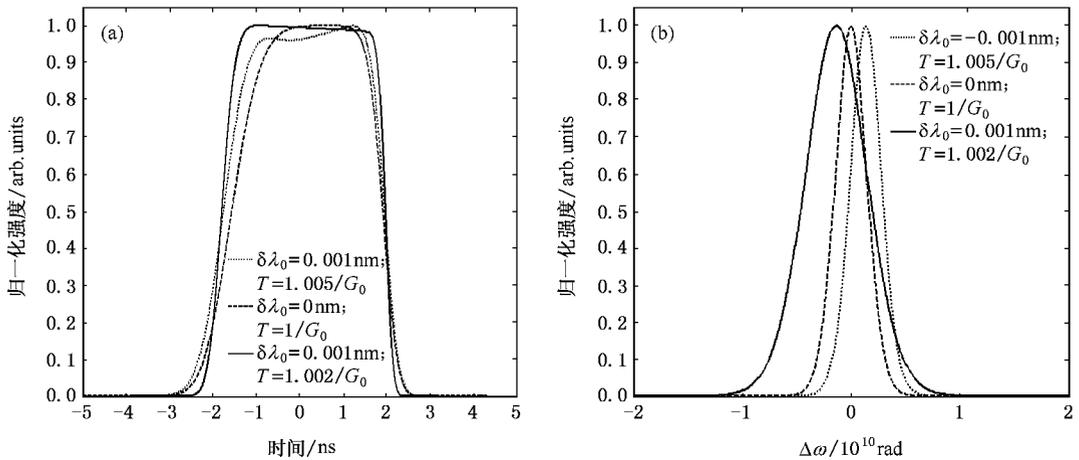


图 8 $p = 40$, $T = 100 \text{ fs}$, $\delta t = 100 \text{ ps}$ 和不同 $\delta\lambda_0$ 时,叠加脉冲时间强度波形(a)及其频谱强度(b)

5. 结 论

在利用光谱增益窄化效应和标准具的滤波作用的基础上,提出多脉冲叠加方案并对其工作原理作了详细的分析. 在小信号增益近似的条件下,对脉

冲叠加方案进行了理论分析和数值计算,从分析中可以看出,通过仔细调整普克尔盒透过率 T_r ,子脉冲宽度 T ,叠加脉冲串个数 p ,再生放大腔内时间间隔 Δt 和标准具的通带带宽 $\delta\lambda$ 等参数,能够在时域内得到时间平顶的长度为 ns 量级的光脉冲,得到窄带的脉冲.

- [1] Li Y T, Zhang J, Sheng Z M *et al* 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 165002
- [2] Malka G 2002 *Phys. Rev. E* **66** 066402
- [3] Liu Y Q, Zhang J, Liang W X 2005 *Chin. Phys.* **14** 1671
- [4] Duan Z L, Chen J P, Li R X *et al* 2004 *Chin. Phys.* **13** 359
- [5] Zheng L, Wang C, Li S H *et al* 2006 *Chin. Phys.* **15** 697
- [6] An W K, Qiu X J, Zhu Z Y 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2250 (in Chinese)[安伟科、邱锡钧、朱志远 2004 物理学报 **53** 2250]
- [7] He F, Yu W, Xu H, Lu P X 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4203 (in Chinese)[何峰、余玮、徐涵、陆培祥 2005 物理学报 **54** 4203]
- [8] Zheng Z Y, Li Y T, Yuan X H, Xu M H, Lian W X, Yu Q Z,

- Zhan Y, Wan Z H, Wei Z Y, Zhan J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1894 (in Chinese)[郑志远、李玉同、远晓辉、徐妙华、梁文锡、于全芝、张翼、王兆华、魏志义、张杰 2006 物理学报 **55** 1894]
- [9] Ross I N, Matousek P, Towrie M *et al* 1997 *Optics Communications* **144** 125
- [10] Liu H J, Chen G H, Zhao W, Wang Y S 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 105 (in Chinese)[刘红军、陈国夫、赵卫、王屹山 2004 物理学报 **53** 105]
- [11] Pavel M 2000/2001 *Central Laser Facility Annual Report* 174-176
- [12] Tajima T, Mourou G 2002 *Phys. Rev. Special Topics.* **5** 031303

- [13] Guardalben M J , Keegan J , Waxer L J *et al* 2003 *Optics Express* **11** 2511
- [14] Zhu P F , Qian L J , Xue S L , Lin Z Q 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 587 (in Chinese) [朱鹏飞、钱列加、薛绍林、林尊琪 2003 物理学报 **52** 587]
- [15] Peng Q J , Xu Z Y , Bi Y *et al* *Self adaptive synchronization of the ultrashort laser pulses and its devices* [Patent] China. No : 200310118505.X.2004.11.17 [彭钦军、许祖彦、毕 勇等超短脉冲激光时间自适应同步法及其装置 [专利] 中国 : 200310118505.X.2004.11.17]
- [16] Waxer L J , Bagnoud V , Begishev I A *et al* 2003 *Opt. Lett.* **28** 1245
- [17] Potma E O , Evans C , Sunney X *et al* 2003 *Opt. Lett.* **28** 1835
- [18] Vidne Y , Rosenbluh M , Hansch T W 2003 *Opt. Lett.* **28** 2396
- [19] Jason R , Thomann I , Ye J *et al* 2004 *Phys. Rev. A* **69** 051803
- [20] Andrius B , Takao F , Takayoshi 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 133901
- [21] Koechner W (author) , Sun W , Jiang Z W , Chen G X (translator) 2002 *Solid-State Laser Engineer* (Beijing Science Press) p489 [W. 克希耐尔著、孙 文、江泽文、程国详译 2002 固体激光工程第二版 (北京 科学出版社) 第 489 页]
- [22] Zeng X M 2005 [Master] CAEP p41 [曾小明 2005 硕士论文 (中国工程物理研究院) 第 41 页]
- [23] Koechner W (author) , Sun W , Jiang Z W , Chen G X (translator) , 2002 *Solid-State Laser Engineer* (Beijing Science Press) p207 [W. 克希耐尔著、孙 文、江泽文、程国详译 2002 固体激光工程第二版 (北京 科学出版社) 第 207 页]

Research on the formation of narrow bandwidth long flat-top pulse via coherent addition of ultra-short pulses^{*}

Ma Zai-Ru¹⁾ Feng Guo-Ying^{1)†} Chen Jian-Guo¹⁾ Zhu Qi-Hua²⁾ Zeng Xiao-Ming²⁾ Liu Wen-Bing¹⁾ Zhou Shou-Huan^{1)‡}

¹⁾ College of Electronic and Information Engineering , Sichuan University , Chengdu 610064 , China)

²⁾ Research Center of Fusion CAEP , P. O. Box 919-988 , Mianyang 621900 , China)

³⁾ North China Research Institute of Electro-Optics , Beijing 100015 , China)

(Received 1 September 2005 ; revised manuscript received 22 August 2006)

Abstract

Making use of the spectrum gain narrowing effect during the ultra-short pulse amplification in the gain media and the filter effect of the etalon , and adopting the principles of the regenerative amplifier , the multi-pulse coherent addition scheme is proposed and analyzed. In the small signal gain region of the ultra-short pulse amplification in the regenerative amplifier , theoretical analysis and numerical simulation have been made on the multi-pulse coherent addition stage. The simulation suggests that the width of the sub-pulse , the loss in the regenerative amplifier and the mismatch between the oscillator and the regenerative amplifier are the key factors affecting the temporal shape of the composite pulse , although they have little influence on its spectrum. Both the numbers of the constituent sub-pulses and the bandwidth of the etalon have influence on the shape and spectrum of the pulse.

Keywords : ultra short pulse , coherent synthesizer , narrow bandwidth long flat-top pulse , numerical simulation

PACC : 4278K , 4210M , 4280W

^{*} Project supported by the State Key Laboratory of Solid-State Laser Technology and the National Key Laboratory of Laser Fusion of China (Grant No. CD200509).

[†] Corresponding author. E-mail : guoying_feng@yahoo.com.cn