

超短激光脉冲调制上转换放大^{*}

吴 昆 吴 健 徐 晗 曾和平[†]

(华东师范大学物理系 光谱学与波谱学教育部重点实验室, 上海 200062)

(2004 年 8 月 4 日收到, 2005 年 3 月 11 日收到修改稿)

在超短激光脉冲倍频过程中, 由于调制不稳定性而产生多色圆锥辐射. 在多色圆锥辐射的任意方向上同步注入一束宽带种子光, 可以得到相应频率的调制上转换放大. 放大的光脉冲的中心波长在 500 nm 时单脉冲能量最大可至 150 μ J 并且具有 60 nm 的频谱宽度. 通过改变种子光的入射角度而实现上转换放大中心波长的连续调谐, 范围约为 290 nm.

关键词: 调制上转换放大, 调制不稳定性, 多色圆锥辐射

PACC: 6180B, 4265, 4265M

1. 引 言

由于调制不稳定性(MI)的作用使得在克尔介质中传输的高强度脉冲形成空间中的拉丝是最早发现的光学非线性现象之一^[1]. MI指的是在自相位调制(SPM)和群速度色散(GVD)共同作用或者是由于衍射和光学克尔效应共同作用使得在介质中传输的光波发生复杂的非线性过程, 其结果是导致光波在时间和空间上的分布发生变化. 在光学领域, MI有着非常重要的作用. 它给出了光束或者光脉冲在非线性介质中能够无变化传输的强度上限, 同时也被广泛应用于各种非线性相互作用中. 近年来随着超快超强激光技术的飞速发展, 超短激光脉冲的MI研究获得了迅速的发展. Fang等^[2]在一维的LiNbO₃平板波导中观察到了空间的MI. 文献[3, 4]则分别发现了飞秒脉冲在空气中传输由MI及相关非线性效应共同作用而产生的圆锥辐射(conical emission). Couairon^[5]给出了飞秒脉冲在空气中传输的理论分析. 段作梁等^[6]演示了飞秒激光脉冲在空气中成丝的演化过程. 在强光束上加小尺度的调制则可以得到空间上的多路成丝现象^[7]. 最近在研究超强飞秒脉冲在空气中传输时, 发现了基波与三次谐波之间由于MI作用而产生非线性相位锁定, 使得能量转换效率大幅度提高^[8]. 另外, 在克尔介质中, MI还

会产生非线性X波^[9-12]. 在二阶非线性介质中, MI则产生了孤立波^[13-16].

时空耦合的MI是由空间和时间上的微扰共同作用产生的, 但由它引起的效应不能看成是光波在空间上的拉丝和时间上的坍塌两种效应的简单叠加^[17]. 在二阶非线性介质中如果同时考虑色散和衍射的作用, 时间和空间互相耦合的MI会导致新的实验现象, 即不同的频率成分在抽运光周围沿不同角度以指数增长形成各种不同颜色的光圈, 称为多色圆锥辐射(colored conical emission, CCE)^[18].

本文介绍一种在二阶非线性晶体中的CCE现象. 由于时空耦合的MI的作用, 在倍频过程中, 一个 2ω 的光子演化为 $\omega + \delta\omega$ 和 $\omega - \delta\omega$ 的光子对. 不同频率成分在不同空间位置具有不同增益, 从而产生CCE. 此时, 注入与抽运光同步的种子光, 就能够实现种子光注入式放大(seeded amplification of CCE, SAC).

2. 实 验

实验所用的激光光源是光谱物理公司生产的掺钛蓝宝石再生放大激光系统. 该系统输出的中心波长为 800 nm、重复频率为 1 kHz、单脉冲能量可达 700 μ J、输出脉冲半高宽(FWHM)为 50 fs. 实验中二阶非线性介质采用一块厚度为 6 mm 的 I 类相位匹

^{*} 国家重点基础研究发展规划(批准号: G1999075204)和国家自然科学基金(批准号: 10234030, 60478011)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: hpzeng@phy.ecnu.edu.cn

配 β -BBO 晶体, 其切割方向为沿 z 轴方向 29.18° .

我们所提出的可调谐放大技术是以 CCE 为基础的. 将抽运光分为两束, 一束用来产生 CCE, 另一束用来产生种子光. 种子光以一定角度将它注入到 CCE 上. 在注入方向上, 具有最大增益的频率成分得到放大形式 SAC. 调谐种子光的入射角度, 即可对不同频率成分的 CCE 进行放大, 于是得到的 SAC 的中心波长也随之发生改变, 从而可以实现波长可调谐的放大.

图 1 为实验原理示意图. 激光系统的输出光经分束镜分为两束(分束镜的分束比为 1:17). 较强的一束经过一个延时装置由焦距为 1000 mm 的凹面反射镜聚焦到 BBO 晶体上, 聚集后抽运光的束腰半径为 1.27 mm. 当 BBO 晶体调谐为倍频输出最大时, 稍微调谐 BBO 距焦点的距离就易获得 CCE 现象. 较弱的一束经焦距为 250 mm 的凹面反射镜聚焦到一块蓝宝石上, 仔细调谐蓝宝石与焦点之间的相对位置, 可以获得比较稳定的白光. 将此超连续白光作为种子光经过一焦距为 4.6 cm 的透镜准直后以一定的角度入射到 BBO 晶体上, 并保证与抽运光在晶体中空间上重合. 低通滤光片 SPF 用来滤掉超连续白光中剩余的抽运光. 调谐抽运光与白光之间的延时达到时间同步, 在入射方向上就出现了相应频率成分的 SAC.

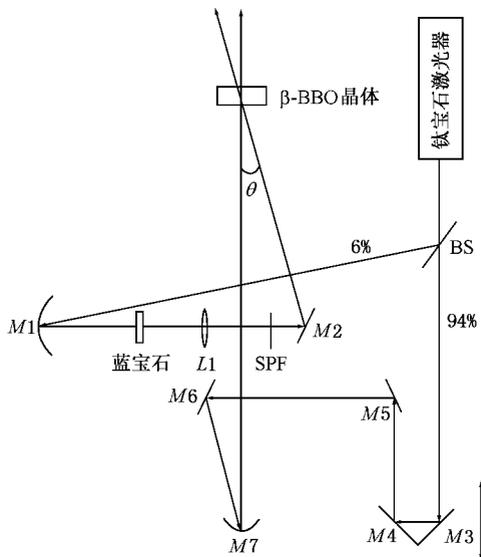


图 1 实验原理示意图. 抽运源是掺钛蓝宝石再生放大激光系统. BS 为在 800 nm 波长处分束比为 1:17 的分束镜, $M1$ 和 $M7$ 为 800 nm 的 0° 凹面全反射镜, $M3$ — $M6$ 为 800 nm 的 45° 全反射镜, $M2$ 为铝镜, $L1$ 为凸透镜, SPF 为截止波长为 750 nm 的低通滤光片

3. 结果分析与讨论

3.1. CCE

将 800 nm 的抽运光聚焦注入 BBO 晶体后, 在偏离轴向的位置上可以观察到以轴向为圆心的 CCE, 如图 2(a) 所示. Trillo 等^[18]指出, 由二次谐波方式产生的 CCE 的物理本质是三光子过程. 可用以下方程表示其非线性过程:

$$i \frac{\partial u_1}{\partial z} + \frac{\sigma_1}{2} \nabla_{\perp}^2 u_1 - \frac{\beta_1}{2} \frac{\partial u_1}{\partial t^2} + u_2 u_1^* = 0, \quad (1)$$

$$i \frac{\partial u_2}{\partial z} + \frac{\sigma_2}{2} \nabla_{\perp}^2 u_2 + i\delta \frac{\partial u_2}{\partial t} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} + \Delta K u_2 - \frac{u_1^2}{2} = 0, \quad (2)$$

式中, $\sigma_m = k_1/k_m$ ($m = 1, 2$), β 是 GVD, δ 为群速度失配 (GVM), ΔK 则表征相位失配. 沿着轴向输入传输频率为 ω 的抽运光, 经晶体倍频后, 一部分转变成频率为 2ω 的倍频光. 在晶体中同时还发生了其他的非线性效应: 基频光的自聚焦、自相位调制共同作用下形成强非线性耦合, 基波与倍频产生非线性相位锁定和它们之间的 GVD 与 GVM 平衡. 2ω 倍频光子演化为偏离轴向传输的频率为 $\omega + \delta\omega$ 和 $\omega - \delta\omega$ 的光子对. 其中 $\delta\omega$ 为频移量. 它们的传输方向由下式决定:

$$\Delta K = k(2\omega) - k_+(\omega + \delta\omega) - k_-(\omega - \delta\omega). \quad (3)$$

这样, 随着抽运光不断向前传输, 将产生越来越多的 $\omega + \delta\omega$ 和 $\omega - \delta\omega$ 的光子对. 由 (3) 式可知, 同一频率成分以相同的发散角 θ_{\pm} 出射,

$$\theta_{\pm} = \arcsin \left[\frac{k_1}{k(\omega \pm \delta\omega)} \right],$$

$$k_{\pm}^2 = k^2(\omega \pm \delta\omega) - \frac{[k^2(2\omega) + k^2(\omega + \delta\omega) - k^2(\omega - \delta\omega)]^2}{4k^2(2\omega)}.$$

从而形成不同颜色的光圈, 即 CCE. 具体推导过程见 3.2 节.

实验中, 当中心波长为 800 nm 的抽运光入射到晶体上, 有一部分抽运光经过倍频晶体后转化成中心波长为 400 nm 的倍频光. 两者在 BBO 晶体中的非线性相互作用产生能量交换, 并形成时间空间耦合, 导致 MI, 从而形成 CCE^[18-23]. 如图 2(a) 所示, 在偏离轴向的位置上出现一个蓝绿色的亮圈, 这是

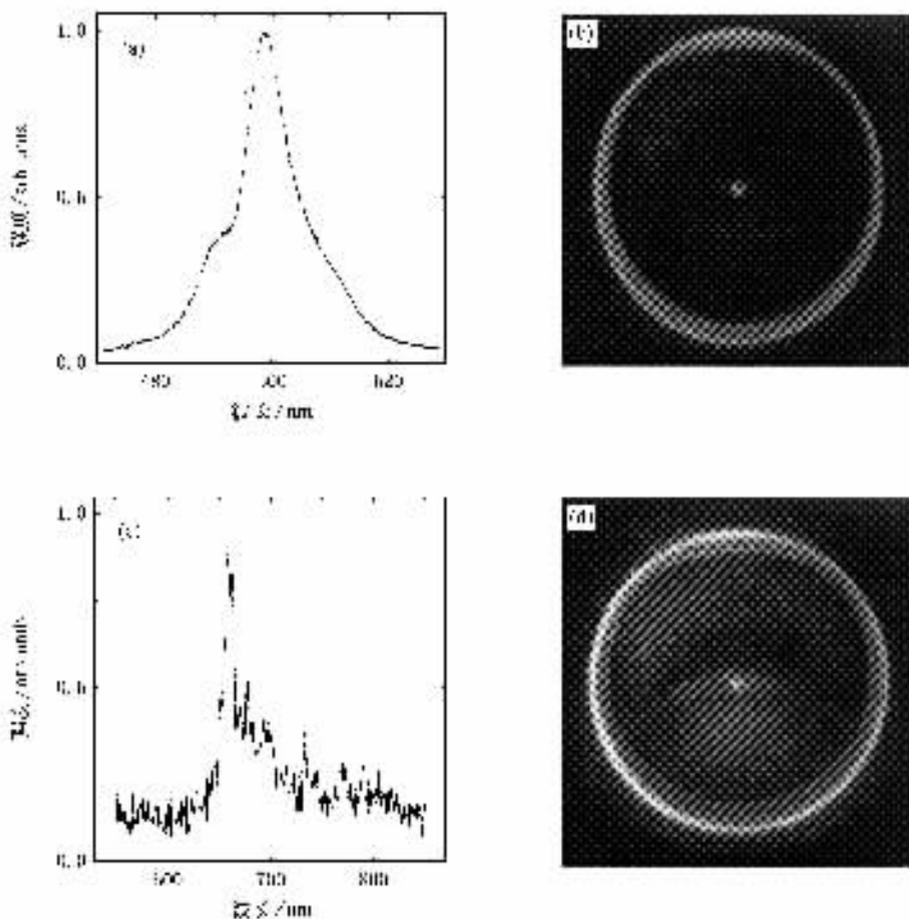


图2 实验观测的 CCE 照片及其光谱分布 (a)为 CCE 的光谱 (b)为(a)图中光谱对应的 CCE 照片 (c)为增加光强后内部长波成分 CCE 的光谱 (d)为(c)图中光谱对应 CCE 的照片

CCE 的一部分. 测得其中心波长在 500 nm, 空气中的发散角为 5.0° , 与用方程 (4) 计算得到的结果符合非常好.

利用傅里叶-贝塞尔变换将坐标系变换成波矢-频率坐标系. 在波矢空间中, 微扰的振幅就可以表示为横向波矢的共焦 J_0 贝塞尔波的叠加. 由于噪声的影响, 各种频率成分将被放大. 增益系数 g 是 K 和 Ω 的函数. 如果令

$$K_s = [(K_x^2 + K_y^2) \beta_0 |\beta_2|]^{1/2}, \quad (5)$$

其中, $\beta_0 = n(\omega_0) \omega_0 / c$ 为传输常数, 则 g 可以表示为^[16]

$$g(\Omega, K_s) = |\beta_2| [(K_s^2 - \text{sgn}(\beta_2) \Omega^2)]^2 \text{sgn}(n_2) \Omega_c^2 + \text{sgn}(\beta_2) \Omega^2 - K_s^2]^2, \quad (6)$$

式中, $\Omega_c^2 = 8\pi |n_2| I_0 / \lambda |\beta_2|$, I_0 为光强. 计算各频率成分的出射角度以及它们与 800 nm 的入射光在 I 类相位匹配的 BBO 晶体内的 GVM, 如图 3 所示. 波长为 500 nm 附近的频率成分在晶体内得到的增

益最大, 而且轴向的二次谐波与离轴的 CCE 之间的 GVM 在 475 nm 处达到最小, 对应的发散角度为 4.8° . 这就解释了为什么蓝绿圈的中心波长在 500 nm 左右. 图 4 是在发散角为 5.0° 时的蓝绿圈 CCE 光谱的角度分辨光谱. 蓝绿 CCE 的中心波长有一个分布, 这可以由方程 (3) 的相位匹配条件计算得到. 将晶体沿着光束方向靠近焦点, 即相当于增加入射光的光强, 则在这个圈的内部出现了长波成分. 取一部分测得其中心波长在 650 nm 附近, 如图 2 (b) 所示. 由方程 (4) 可以知道, 这些长波成分也是 CCE. 光强较弱时在 BBO 晶体中不易发现, 光强足够强时就会被观察到.

有趣的是, 当改变入射光的光强时, CCE 的中心波长也随之发生变化. 在抽运光上加可调的衰减片, 旋转衰减片逐渐减小入射抽运光的光强时, CCE 的中心波长逐渐向长波方向移动, 如图 5 所示. 超短脉冲在二阶非线性介质中传输时, 在时空耦合的 MI 作用下, 噪声被放大. 不同频率成分的增益是与

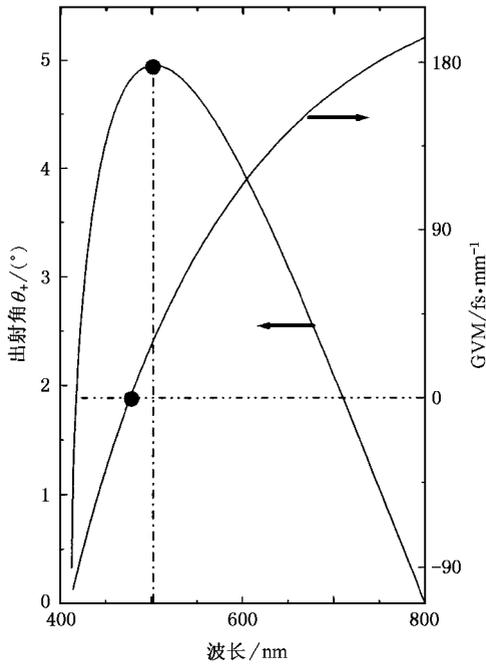


图3 CCE出射角度与波长的对应关系以及不同波长的CCE与800 nm抽运光之间的GVM

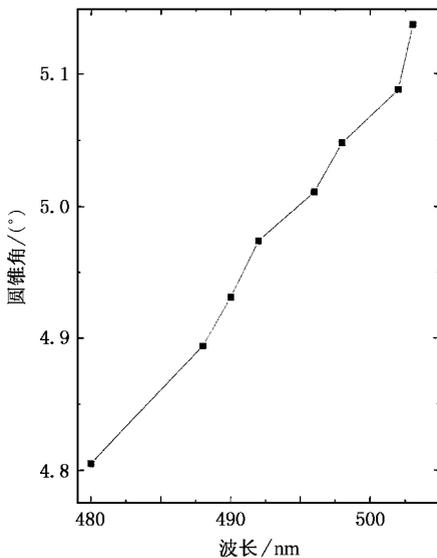


图4 在发散角为5.0°时CCE的角度分辨光谱

光强直接相关的^[23]。频移量 $\delta\omega \propto I_0$ ，故逐渐减小光强 I_0 ，则对应的 $\omega + \delta\omega$ 相应减小，即增益最大的波长 λ 就相应地增大，光谱向长波方向移动，表现为CCE的中心波长随光强改变而发生变化。

3.2. 角度的调谐关系

由上述可知，相位匹配条件为

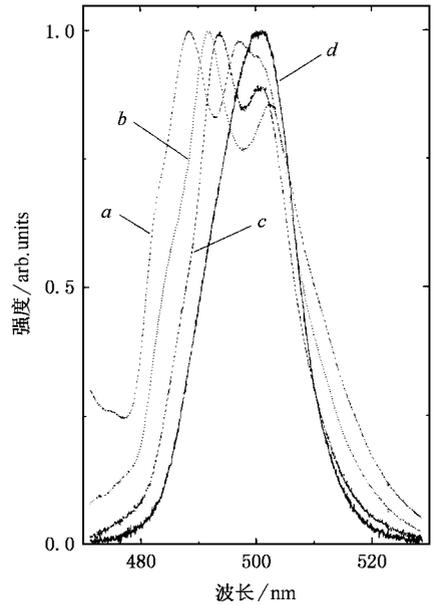


图5 不同入射光强下CCE光谱的变化规律。曲线a、曲线b、曲线c和曲线d对应的光强分别为147.6, 105.4, 79.1和26.4 GW/cm²

$$\Delta K = k(2\omega) - k_2(\omega + \delta\omega) - k_2(\omega - \delta\omega) = 0. \quad (7)$$

如果令

$$k(\omega + \delta\omega)\sin\theta_+ = k(\omega - \delta\omega)\sin\theta_- = k_1,$$

$$k_2(\omega \pm \delta\omega) = [k^2(\omega \pm \delta\omega) - k_1^2]^{1/2},$$

则 ΔK 可简化为

$$\Delta K = k(2\omega) - [k^2(\omega + \delta\omega) - k_1^2]^{1/2} - [k^2(\omega - \delta\omega) - k_1^2]^{1/2}. \quad (8)$$

满足相位匹配时，即 $\Delta K = 0$ 时，可以得到

$$[k^2(\omega - \delta\omega) - k_1^2]^{1/2} = k(2\omega) - [k^2(\omega + \delta\omega) - k_1^2]^{1/2}. \quad (9)$$

进一步简化后得

$$k^2(2\omega) + k^2(\omega + \delta\omega) - k^2(\omega - \delta\omega) = 2k(2\omega) [k^2(\omega + \delta\omega) - k_1^2]^{1/2}. \quad (10)$$

最终得到了CCE的角度调谐关系，

$$\theta_{\pm} = \arcsin\left[\frac{k_1}{k(\omega \pm \delta\omega)}\right],$$

$$k_1^2 = k^2(\omega + \delta\omega) - \frac{[k^2(2\omega) + k^2(\omega + \delta\omega) - k^2(\omega - \delta\omega)]^2}{4k^2(2\omega)}. \quad (11)$$

3.3. 调制上转换放大

在CCE基础之上，注入白光作为种子光。当白

光与抽运光在时间上同步时,获得了 SAC,从频率转换关系上来看,这是调制上转换的放大.在抽运光的单脉冲能量为 $600 \mu\text{J}$,脉冲 FWHM 为 80 fs 时 SAC 的中心波长在 500 nm 时最大输出单脉冲能量可以达到 $150 \mu\text{J}$. 这比非共线光参量放大(NOPA)技术得到的光脉冲能量要高出一个数量级^[23]. SAC 光束的 M^2 因子约为 5.4. 图 6(a)(b)分别为拍摄到的光斑及其横向分布.虽然 SAC 是基于噪声引起的放大,然而 SAC 的功率却是稳定的.图 7(a)为 500 nm 附近 SAC 单脉冲能量在 $150 \mu\text{J}$ 时的功率稳定性,测量时间为 15 min ,其浮动范围为 4.5% .这是因为 SAC 是以种子光注入实现了放大,由抽运光的一部分所产生的超连续白光功率比较稳定,种子源相对稳定,所以 SAC 的输出是稳定的.

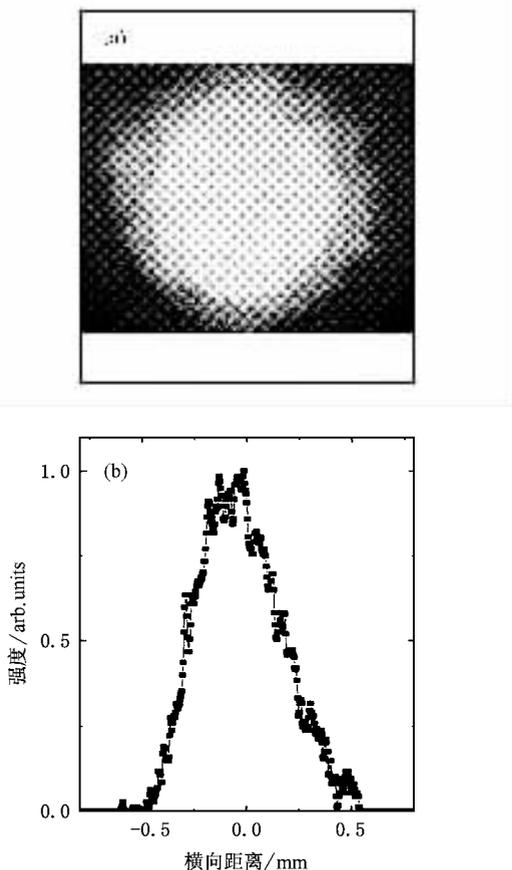


图 6 SAC 的光斑特性 (a) SAC 的光斑 (b) 实验测得光斑的横向分布

在抽运光上加上一块可调衰减片,转动可调衰减片逐渐减小抽运光的强度,SAC 的中心波长由原先的 500 nm 随之向长波方向移动,如图 8(b)所示.这与 CCE 随抽运光光强的变化规律相同,说明 SAC 是基于 CCE 的放大技术.这是它区别于 NOPA 技术

的一个重要特征.另外,从图 8(b)还可以发现,当抽运光较强时,SAC 的频谱也会相应地比较宽,即抽运光较强时,有更多的 CCE 成分被放大.同时,通过图 7(b)我们还可以看到 SAC 的频谱宽度非常宽,在 500 nm 附近频谱的 FWHM 最宽达到 60 nm .这也是因为 CCE 平衡了介质中的 GVD^[16-23],从而可以实现极宽频谱的超短脉冲放大.比较图 5 和图 7(b)可以发现,SAC 的频谱要比 CCE 宽将近 40 nm ,CCE 的带宽只有 20 nm 左右.

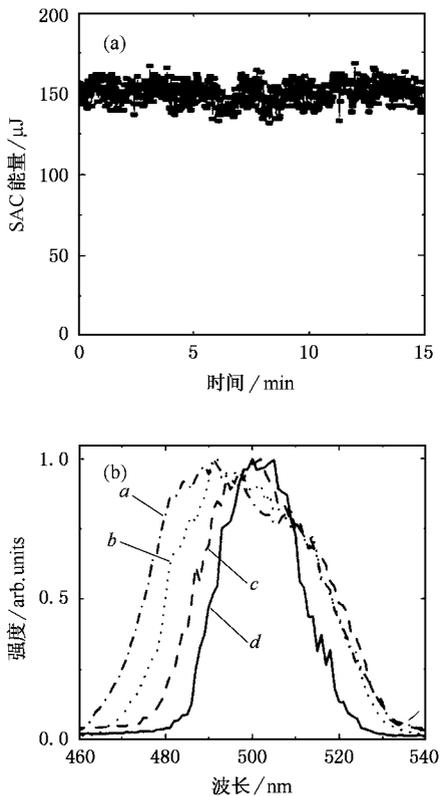


图 7 SAC 的功率稳定性以及频谱分布 (a) SAC 在 $150 \mu\text{J}$ 时的功率稳定性 (b) SAC 光谱随着抽运光强的变化.曲线 a、曲线 b、曲线 c 和曲线 d 对应的光强分别为 $147.6, 109.9, 54.9$ 和 27.5 GW/cm^2

蓝绿色 CCE 的内部还存在长波成分.在 SAC 过程中当改变种子光的入射角度,使之缓慢向中心靠拢,即对 CCE 的长波成分进行放大,则出射的光斑也随之向中心靠拢,并且出射光斑的中心波长也越来越偏向长波方向,最长可得到的光斑中心波长为 797 nm .图 8 是若干个不同角度入射种子光时得到的 SAC 光斑照片.图 8(a)的入射角为 4.58° ,对应光斑的中心波长为 561 nm ;图 8(b)的入射角为 3.09° ,对应的中心波长为 676 nm ;图 8(c)的入射角为 1.26° ,对应的中心波长为 764 nm .从照片上可以明

显地看到,当入射种子光的角度减小时 SAC 光斑的中心波长向中心 800 nm 靠近. 这是因为在 CCE 内部有长波频率成分,只是强度不高,不容易观察到. 当有种子光注入时,这部分频率成分就被放大.

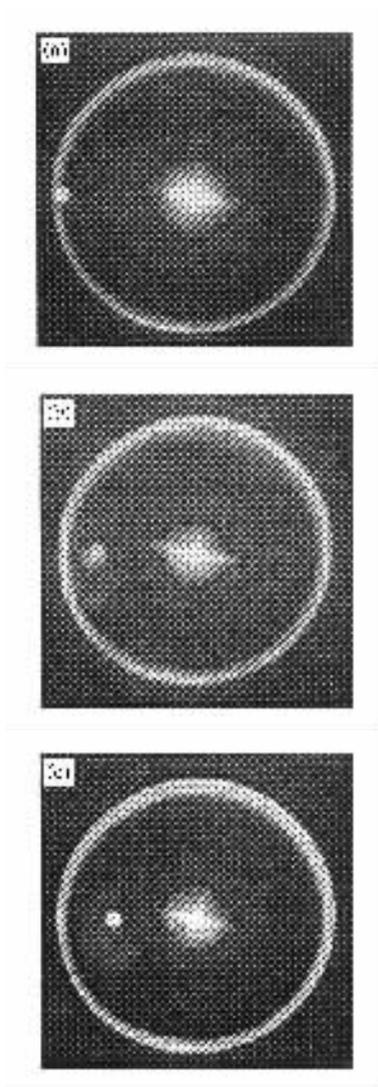


图 8 不同角度入射时得到的 SAC 光斑的照片 (a)入射角为 4.58° , SAC 光斑中心波长 561 nm (b)入射角为 3.09° , SAC 光斑中心波长 676 nm (c)入射角为 1.26° , SAC 光斑中心波长 764 nm

图 9 是调节入射角度,输出波长与入射角度的对应关系. 对每个入射角度我们都用方程(11)计算出理论上的出射波长,如图 9 所示. 调谐范围可以从 500 nm 到 797 nm,实验测得的数据与理论计算得到的数据符合较好. 因此,通过连续调谐入射光的角度,就可以得到从 500—790 nm 超宽范围连续调谐的 SAC.

SAC 是基于 CCE 基础上的放大. 它利用超短激光脉冲在二阶非线性晶体传输中的时空耦合产生的时空耦合 MI. 于是,一些特定频谱的光在与其相对

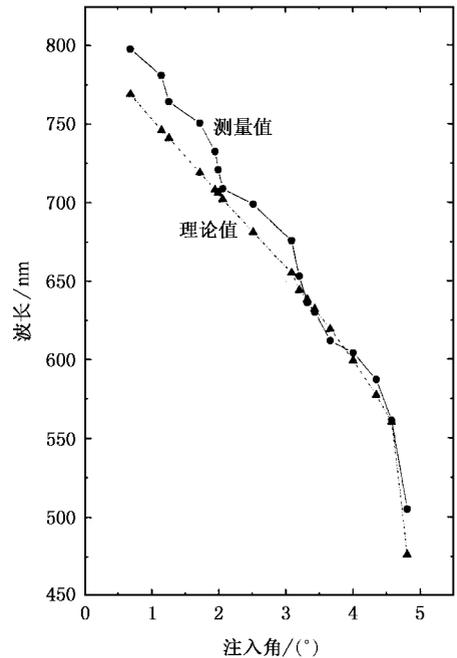


图 9 调谐种子光入射角度, SAC 光斑的中心波长与出射角度的对应关系

应的空间方向上获得指数增益而得到放大,即形成 CCE. 超短脉冲在空气中传输时,在 MI 的作用下,基频与三倍频之间会产生非线性相位锁定,使得能量的转换效率大幅度提高^[8]. 本实验中,抽运光光强达到 147.6 GW/cm^2 ,基波和倍频光在非线性晶体中相互耦合平衡了 GVM,消除了 GVM 对非线性作用长度的限制^[8]. 在 CCE 的任意方向上同步注入一宽带种子光脉冲后,其注入方向上具有最大增益的频率成分获得指数式增益而被放大. SAC 直接实现了频率的上转换放大. 它可以在较长的晶体中实现放大,实验所采用的晶体长达 6 mm. 在 NOPA 放大技术中,抽运光与信号光之间存在严重的走离现象. 例如,50 fs 的 800 nm 的超短脉冲在 BBO 晶体中的传输,基频光和倍频光的走离长度为 0.3 mm. 基于 CCE 的 SAC 技术获得的单脉冲能量在 500 nm 附近可以达到 $150 \mu\text{J}$,而一般的 NOPA 技术只有几个微焦到几十个微焦^[19-22]. SAC 实现了宽带脉冲的非线性相位锁定,自动平衡 GVD 的影响^[8,10],从而实现极宽频谱范围的激光脉冲的频率上转换. 实验中获得了 FWHM 为 60 nm 的频谱宽度. 如果进一步对其进行压缩,有望获得在 500 nm 附近 10 fs 以下的超短脉冲. 此外,与常规的 NOPA 技术相比, SAC 所采用的光路结构简单得多.

4. 结 论

我们实现了一种新的超宽可调谐放大技术. 这种放大技术完全不同于 NOPA 技术. 它以超短脉冲在二阶非线性晶体中由于基波与倍频光之间的非线性耦合引起时空耦合的 MI 而形成的 CCE 为基础, 在 CCE 上注入白光作为种子光, 由种子光的诱导得

到了与种子光重合的 SAC. 由于非线性相位锁定自动平衡了 GVD 和 GVM 的影响, 能量转换效率得到大幅度提高, 而且被放大的激光脉冲具有极宽的频谱范围. 实验获得的 SAC 的单脉冲能量在 500 nm 附近达到 150 μJ , 频谱 FWHM 可以达到 60 nm, 其中心波长与种子光的入射角有关. 通过调谐种子光的入射角度, 放大脉冲的波长可以从 500—797 nm 超宽的范围进行宽带的连续可调谐放大.

-
- [1] Akhmanov A A , Khokhlov R V , Sukhorukov A P 1972 *Laser Handbook*(Amsterdam : North-Holland) pp1151—1228
- [2] Fang H , Malendevich R , Schiek R *et al* 2000 *Opt. Lett.* **25** 1786
- [3] Nibbering E T J , Curley P F , Grillon G *et al* 1996 *Opt. Lett.* **21** 62
- [4] Kosareva O G , Kandidov V P , Brodeur A *et al* 1997 *Opt. Lett.* **22** 1332
- [5] Couairon A 2003 *Phys. Rev. A* **68** 015801
- [6] Duan Z L , Chen J P , Fang Z B *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 473 (in Chinese)[段作梁、陈建平、方宗豹等 2004 物理学报 **53** 473]
- [7] Wen S C , Qian L J , Fan D Y 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1640 (in Chinese)[文双春、钱列加、范滇元 2003 物理学报 **52** 1640]
- [8] Aközбек N , Iwasaki A , Becker A *et al* 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 143901
- [9] Conti C 2003 *Phys. Rev. E* **68** 016606
- [10] Trapani P D , Valiulis G , Piskarskas A 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 093904
- [11] Conti C , Trillo S , Trapani P D *et al* 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 170406
- [12] Porras M A , Valiulis G , Trapani P D 2003 *Phys. Rev. E* **68** 016613
- [13] Fuerst R A , Baboiu D M , Lawrence B *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 2756
- [14] Torruellas W E , Wang Z , Hagan D J *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 5036
- [15] Pelinovsky D E , Buryak A V , Kivshar Y S 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 591
- [16] Minardi S , Blasi G , Trapani P D *et al* 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 123901
- [17] Liou L W , Cao X D , McKinstrie C J *et al* 1992 *Phys. Rev. A* **46** 4202
- [18] Trillo S , Conti C , Trapani P D *et al* 2002 *Opt. Lett.* **27** 1451
- [19] Sun T , Huang J S , Zhang W L *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2281 (in Chinese)[孙 涛、黄锦圣、张伟力等 2002 物理学报 **51** 2281]
- [20] Shirakawa A , Sakane I , Takasaka M *et al* 1999 *Appl. Phys. Lett.* **74** 2268
- [21] Cerullo G , Nisoli M , Silvestri S D 1997 *Appl. Phys. Lett.* **71** 3616
- [22] Petrov V , Noack F 1995 *Opt. Lett.* **20** 2171
- [23] Zeng H P , Wu J , Xu H *et al* 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 143903

Ultrashort laser pulse up-conversion amplification based on modulation instability^{*}

Wu Kun Wu Jian Xu Han Zeng He-Ping[†]

(*Key Laboratory of Optical and Magnetic Resonance Spectroscopy of Ministry of Education, Department of Physics, East China Normal University, Shanghai 200062, China*)

(Received 4 August 2004; revised manuscript received 11 March 2005)

Abstract

Colored conical emission via spatiotemporal modulational instability was observed in second harmonic generation of ultrashort laser pulses. By injecting accurately synchronized white-light super-continuum seed pulses, frequencies with maximal gain corresponding to the seed angle were amplified. The amplified pulse exhibited 150 μJ pulse energy and 60 nm spectral width (full width at half maximum) centered around 500 nm. Wide tunable range of the output wavelength up to 290 nm was realized by adjusting the input angle of the seed pulses.

Keywords : modulational up-conversion amplification, modulational instability, colored conical emission

PACC : 6180B, 4265, 4265M

^{*} Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. TG1999075204) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10234030, 60478011).

[†] Corresponding author. E-mail: hpzeng@phy.ecnu.edu.cn