

光子晶体光纤飞秒激光放大器抽运方式的研究

赵晓薇 柴 路 石俊凯 刘博文 胡明列 栗岩锋 王清月

天津大学精密仪器与光电子工程学院, 光电信息技术教育部重点实验室, 超快激光研究室, 天津 300072

摘要 对不同抽运方式下光子晶体光纤飞秒脉冲放大器中的脉冲演变过程进行了数值模拟和实验验证。在数值模拟上, 采用了速率方程和非线性薛定谔方程相结合的理论模型; 该模型考虑到端面抽运引起光纤中的非均匀增益分布、群速度色散和自相位调制三者之间的相互作用。模拟结果表明, 相比于前向抽运放大方式, 采用背向抽运放大方式不仅输出功率高, 而且放大脉冲具有更窄的时域和光谱宽度, 即较小的时间带宽积和更少的非线性积累。在验证实验上, 搭建了基于前向和背向抽运方式的光子晶体光纤飞秒激光放大器; 获得的实验结果与数值模拟结论一致, 并对放大脉冲演变过程的物理机制进行了讨论。

关键词 光子晶体光纤; 飞秒激光放大器; 抽运方式; 飞秒脉冲动力学

中图分类号 TN248.1

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201542.0505005

Investigation of the Pump Schemes in Photonics Crystal Fiber Femtosecond Laser Amplifier

Zhao Xiaowei Chai Lu Shi Junkai Liu Bowen Hu Minglie Li Yanfeng
Wang Qingyue

Ultrafast Laser Laboratory, Key Laboratory of Optoelectronics Information Technique Ministry of Education, School of Precision Instrument and Optoelectronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China

Abstract Numerical simulation results and experimental verification on the pulse evolution process in a photonics crystal fiber (PCF) femtosecond laser amplifier with different pump schemes are reported. A model combining rate equations with nonlinear Schrödinger equation, which considers the interaction among non-uniform gain distribution, group velocity dispersion and self-phase modulation within the fiber, is adopted. Compared with the amplification by forward pump scheme, the simulation results show that the amplified femtosecond pulse by backward pump scheme has not only a higher output power but also a narrower pulse duration and spectral width, i.e. a smaller time-bandwidth-product and less nonlinear accumulation. For the verification test, a photonic crystal fiber femtosecond laser amplifier with the two pump schemes is built. The experiment results are consistent with the numerical simulation, and the physical mechanism of amplified pulse evolution dynamics is discussed.

Key words photonic crystal fiber; femtosecond laser amplifier; pump scheme; femtosecond pulse dynamics

OCIS codes 060.5295; 140.3510; 140.5560; 190.5530

1 引 言

在激光技术领域, 高功率双包层光纤激光器和放大器以其高效率、紧凑的系统、高稳定性和较高的光束质量等不可取代的优势取得了长足的进步, 形成了与固体激光技术并行发展和相辅相成的格局。光纤激光器在工业加工及生产、电子通信、医药治疗以及科研等领域已经得到了广泛应用^[1-3]。

与固体激光器中块状短增益介质不同, 对于光纤型长增益介质, 其抽运方式作为一个影响激光器输出特

收稿日期: 2014-12-04; 收到修改稿日期: 2014-12-29

基金项目: 国家973计划(2010CB327604, 2011CB808101, 2014CB339800)、国家自然科学基金(61027013, 61322502, 61377041, 61377047)、教育部“长江学者创新团队”(IRT13033)

作者简介: 赵晓薇(1990—), 女, 硕士研究生, 主要从事光纤飞秒激光器等方面研究。E-mail: firefly917@126.com

导师简介: 柴 路(1956—), 男, 博士生导师, 主要从事飞秒激光技术及其应用等方面研究。

E-mail: lu_chai@tju.edu.cn(通信联系人)

性的因素,受到广泛关注。早在1983年,Aoki等^[4]研究了拉曼光纤放大器中抽运方式对激光输出的影响。随着光纤激光技术的发展,同样的研究先后在拉曼光纤放大器^[5-6]、掺铒光纤放大器^[7-8]、掺镨光纤放大器^[9-10]、掺铊光纤放大器^[11-12]和掺镱光纤放大器^[13-14]中被不断讨论;另外,抽运方式对于光纤放大器中的限制因素,如受激布里渊散射^[15]和受激拉曼散射^[16-18]的影响也进行了研究。近几年来,在高平均功率的掺镱双包层光纤放大器中观察到的模式不稳定性^[19-21],其出现的阈值与增益光纤内部温度场分布和受激热瑞利散射相关,因此也明显与抽运方向相关^[21-23]。因此,在设计和优化光纤激光器和放大器中,为了提高抽运效率,降低有害散射效应的影响,必须仔细分析抽运方式所带来的影响,选取更为合理的抽运方式。

目前,有关抽运方式对光纤激光器特性影响的研究报道,主要集中在连续运转的光纤激光器中,其中绝大多数文章采用理论模型和数值模拟的方式研究连续光纤放大器的输出功率^[24-26]。仅有极少数的文章报道了长脉冲光纤放大器中抽运方式的影响^[14,27-30]。本文旨在研究抽运方式对飞秒级孤子脉冲在光纤放大器中演变动力学的影响。采用速率方程^[31]解析导出抽运相关的增益分布,再结合非线性薛定谔方程(NLSE)^[32],考虑非均匀增益、群速度色散(GVD)和自相位调制(SPM)三者之间的相互作用机制,数值模拟了不同抽运方式下,光子晶体光纤(PCF)放大器中的脉冲动力学过程;设计并实施了相关验证实验,获得了与模拟结果一致的结论。该结果对高功率掺镱飞秒激光光纤放大器的设计和优化有实际意义。

2 理论模型和模拟结果

端面抽运方式使得光纤中增益沿长度方向的分布是不均匀的,一般根据光纤对抽运波长的吸收系数,采用传统的指数衰减模型计算增益。这里,为了更接近实际情况,利用速率方程导出反转粒子数差与抽运功率在光纤轴向的分布解析式^[31],并由此作为光纤内增益分布的数值模型。

对于掺镱的放大级,二能级速率方程为

$$\frac{\partial N_2(z,t)}{\partial t} = \frac{\lambda_p}{A_p hc} [\sigma_a(\lambda_p)N_1(z,t) - \sigma_c(\lambda_p)N_2(z,t)]P_p(z,t,\lambda_p) + \frac{1}{A_s hc} \sum_k \lambda_k [\sigma_a(\lambda_k)N_1(z,t) - \sigma_c(\lambda_k)N_2(z,t)]P_s(z,t,\lambda_k) - \frac{1}{\tau} N_2(z,t), \quad (1)$$

$$N_1(z,t) = N_{Yb} - N_2(z,t), \quad (2)$$

$$\pm \frac{\partial P_p^\pm}{\partial z} + \frac{1}{v_p} \frac{\partial P_p^\pm}{\partial t} = \Gamma_p [\sigma_c(\lambda_p)N_2(z,t) - \sigma_a(\lambda_p)N_1(z,t)] - \alpha(\lambda_p)P_p^\pm, \quad (3)$$

$$\pm \frac{\partial P_s^\pm}{\partial z} + \frac{1}{v_s} \frac{\partial P_s^\pm}{\partial t} = \sum_k [\sigma_c(\lambda_k)N_2(z,t) - \sigma_a(\lambda_k)N_1(z,t)]P_s(z,t,\lambda_k)\Gamma_s - \alpha(\lambda_s)P_s^\pm, \quad (4)$$

式中 τ 为激光上能级寿命, c 为真空中光速。为计算方便,假设抽运光和信号光在光纤横截面上均匀分布,有效模场面积分别为 A_p 和 A_s ; v_p 和 v_s 分别为抽运光和信号光的群速度; N_{Yb} 是光纤内Yb离子的掺杂浓度,并认为其沿光纤长度均匀掺杂; $N_1(z,t)$ 和 $N_2(z,t)$ 分别为激光上下能级的粒子数密度,分别为位置 z 和时间 t 的函数; $P_p^\pm(z,t,\lambda_p)$ 表示在抽运光波长 λ_p 处的抽运光功率,角标“ \pm ”分别表示背向和前向抽运方式下的抽运光分布情况; $P_s(z,t,\lambda_k)$ 是中心波长为 λ_s 的信号光在波长分量 λ_k 处的抽运光功率; $\sigma_a(\lambda_i)$ 和 $\sigma_c(\lambda_i)$ 分别为Yb离子在波长 λ_i [λ_p 和 $\lambda_s(\lambda_k)$] 处的吸收和辐射截面; $\alpha(\lambda_i)$ 表示波长 λ_i 处的散射损耗; Γ_p 和 Γ_s 分别为抽运光和信号脉冲的功率填充系数。

对于前向抽运和背向抽运放大级的相应边界条件分别为

$$P_p^+(0) = p_1, \quad P_s^+(0,t,\lambda_s) = P_{s0}(0,t,\lambda_k), \quad P_s^-(L,t,\lambda_s) = 0, \quad \text{for forward pump}, \quad (5)$$

$$P_p^-(L) = p_2, \quad P_s^-(0,t,\lambda_s) = P_{s0}(0,t,\lambda_k), \quad P_s^+(L,t,\lambda_s) = 0, \quad \text{for backward pump}, \quad (6)$$

式中 p_1 和 p_2 分别为前向抽运和背向抽运方式下入射端的抽运光功率; $P_{s0}(0,t,\lambda_k)$ 是波长分量为 λ_k 处的信号光功率; L 是PCF的长度。

根据实验条件可提供的信号脉冲参数,模拟中的初始脉冲选择为双曲正割型脉冲,脉冲宽度为360 fs,功率 $P_{s0}=50$ mW;其他参量的取值如下: $\lambda_p=976$ nm, $\lambda_s=1037$ nm, $\tau=0.8$ ms, $\sigma_{ap}=2.7 \times 10^{-24}$ m², $\sigma_{cp}=2.6 \times 10^{-24}$ m², $\sigma_{as}=3.1 \times 10^{-26}$ m², $\sigma_{cs}=5.4 \times 10^{-25}$ m², $A_p=3.14 \times 10^{-8}$ m², $A_s=12.56 \times 10^{-10}$ m², $N_{Yb}=4.5 \times 10^{25}$ m⁻³, $L=1.3$ m, $\Gamma_p=0.024$, $\Gamma_s=$

0.77, $\alpha=0.0046 \text{ m}^{-1}$, 非线性系数 $\gamma=1.06 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, 二阶色散 $\beta_2=0.01 \text{ ps}^2 \cdot \text{m}^{-1}$ 。

对于掺 Yb 离子的超短脉冲激光放大器, 在考虑足够小的 z 间隔增益光纤的放大过程时, 可以对速率方程做稳态近似, 得到放大后的脉冲功率分布 $P_s(dz, \lambda_k)$ 。与连续光不同, 由于飞秒脉冲有极高的峰值功率密度和较宽的光谱成分, 因此, 其放大过程中还受到 GVD 和 SPM 的共同作用。所以在得到每个 z 间隔放大脉冲的功率后, 再利用 NLSE 模拟其在 GVD 和 SPM 作用下的时域和频域的变化。具体实现过程为, 将上一步得到的 $P_s(dz, \lambda_k)$ 作为放大后脉冲的光谱强度代入(7)~(8)式, 通过傅里叶变换, 可得到放大后脉冲的时域强度; 再将得到的放大后的时域脉冲代入(9)式, 并利用分步傅里叶算法对其进行求解, 即可模拟出在 GVD 和 SPM 影响下的脉冲经过 z 间隔增益光纤后的时域和频域变化; 这个模拟过程依次迭代, 直至到整个增益光纤长度为止。

$$A(z, \lambda) = \sqrt{\frac{P_s(z, \lambda) \lambda^2}{c \Delta \lambda}} \exp[i\Phi(z, \lambda)], \quad (7)$$

$$A(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(z, \omega) \exp(-i\omega t) d\omega, \quad (8)$$

$$i \frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(z, t)}{\partial t^2} - \gamma |A(z, t)|^2 A(z, t), \quad (9)$$

式中 $A(z, \lambda)$ 和 $A(z, t)$ 分别为脉冲在光谱域和时域的慢变振幅包络。 f 为脉冲序列的重复频率, $f=48 \text{ MHz}$, $\Phi(z, \lambda)$ 是光谱相位, $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ 为角频率。

图 1 为三种不同抽运功率下脉冲频域谱演变情况[见图 1(a)、(b)、(c)]和脉冲时域演变情况[见图 1(d)、(e)、(f)]。

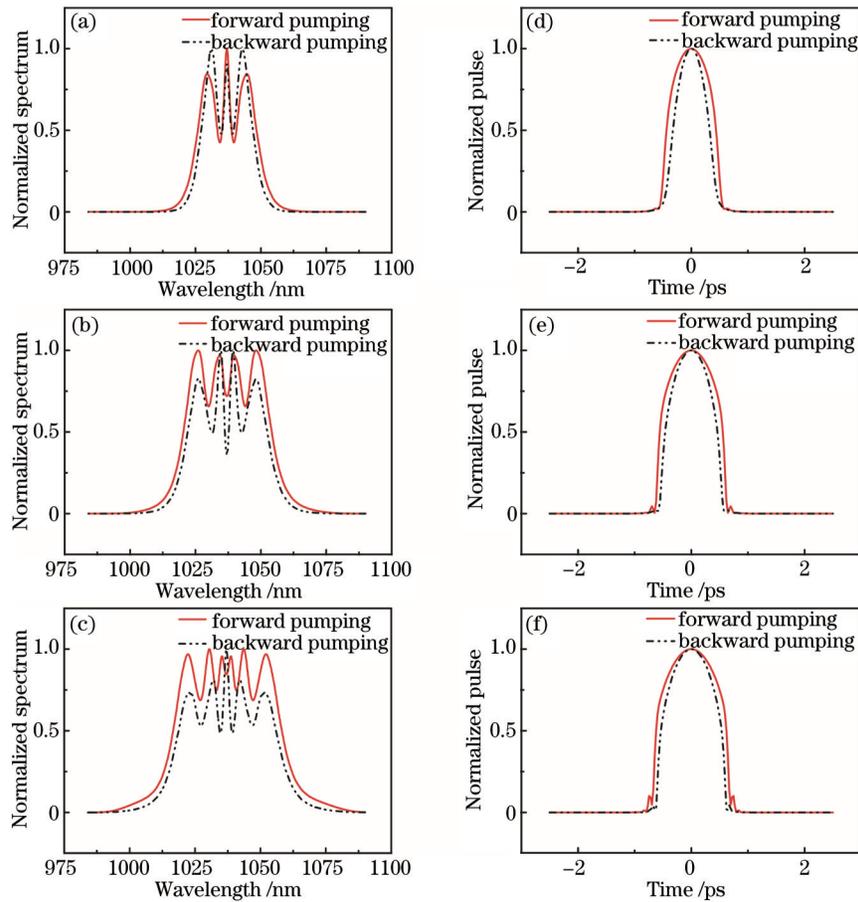


图 1 模拟在不同抽运功率下, 对比两种抽运方式的飞秒激光光纤放大器输出脉冲的频域和时域特性。

(a),(d) 抽运功率为 18 W; (b),(e) 抽运功率为 27 W; (c),(f) 抽运功率为 37 W

Fig.1 Simulative spectral and temporal profiles with two pump schemes under different pump powers P_p . (a),(d) $P_p=18 \text{ W}$;

(b),(e) $P_p=27 \text{ W}$; (c),(f) $P_p=37 \text{ W}$

可以看出,在不同抽运功率下,背向抽运方式(黑虚线)放大的输出脉冲在脉冲宽度和光谱宽度都比前向抽运(红实线)放大的输出脉冲的结果要窄,即说明该抽运方式可以获得具有时间带宽积较小的脉冲。

图2为固定抽运功率下飞秒脉冲在放大光纤长度内的脉冲宽度和光谱宽度的演化过程。从图中可以看出,在固定的抽运功率下,在放大光纤的前端小于0.5 m长度内,放大的飞秒脉冲在时域宽度稍有增加,而频域谱宽几乎不变;在此范围内,可以认为模拟结果与抽运方式基本无关;而超过这个长度,采用前向抽运方式下的放大飞秒脉冲不论在时域还是频域的展宽速度明显比背向抽运方式的更快;特别是在频域中,光谱展宽的阈值效应对于抽运方式的差别更加明显。这可以定性解释为,在放大级光纤的前端($L < 0.5$ m),对于背向抽运方式,分布在光纤前端的放大抽运增益较低,入射脉冲在此范围传输仅仅受到光纤材料色散的作用,使得脉冲在时域稍有展宽,在频域基本保持不变;对于前向抽运方式,尽管放大抽运增益主要分布在光纤前端,飞秒脉冲开始受到的增益较强,但是,若要SPM起作用,入射脉冲强度必须被放大到使得非线性折射率的影响显现的程度。因此,在SPM发生作用前的脉冲放大过程中,飞秒脉冲仍然只是受到光纤材料色散的作用,非线性积累不大,导致脉冲在此阶段的时、频域演变特征与前者差别不大。从飞秒脉冲在频域的演变特征看,光谱展宽具有明显阈值效应。对于前向抽运方式,当飞秒脉冲在放大光纤中传输超过0.5 m后,光谱宽度开始快速增加,这说明飞秒脉冲经过这段放大过程,其强度引起的SPM效应已经开始起主导作用;而对于背向抽运方式,由于放大光纤前端的增益分布较低,脉冲需要经过较长的增益光纤放大,所以SPM开始作用的阈值相对滞后于前向抽运方式。本研究模型中,背向抽运时的SPM作用阈值出现在0.7 m。SPM效应不仅展宽了光谱,而且在脉冲中部引入了正啁啾;因此,在SPM引入的正啁啾与光纤中正GVD的共同作用下,脉冲宽度也开始出现加速扩展。从时间带宽积上看,在前向抽运的放大级中,飞秒脉冲在有限长度光纤中的放大和传输过程中会积累更多的啁啾。

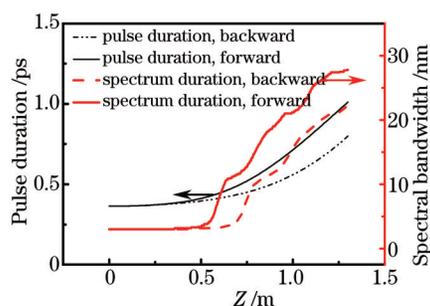


图2 在一定抽运功率下,比较两种抽运方式的放大级光纤内飞秒脉冲在时域和频谱宽度的演变过程

Fig.2 Evolution of pulse duration and spectral bandwidth of femtosecond pulse in the amplification fiber under the two pump schemes for a fixed pump power

3 实验验证与讨论

为了进一步从实验上验证上述抽运方式对飞秒光纤放大系统影响的模拟结果,搭建了一套PCF飞秒激光放大系统,该实验装置如图3所示。其中,振荡级[见图3(a)]为一个线性腔的被动锁模PCF激光器,增益光纤为1.3 m长的NKT公司生产的掺镱大模场(LMA)偏振PCF(DC-200/40-PZ-Yb),其模场直径为31 μm ,对应的模场面积为760 μm^2 ,数值孔径为0.03;内包层直径为200 μm ,950 nm处数值孔径为0.6,976 nm的抽运吸收率为10 dB/m;在纤芯两侧的内包层中加入了应力源,保证了在中心波长为1060 nm、带宽为100 nm的波段的单偏振运转,偏振消光比为15 dB。抽运由一台尾纤输出的20W、976nm的半导体激光器(LD)进行,经一对非球面高反透镜(HR)准直并耦合进掺镱LMA-PCF的一端。在PCF的抽运端,经过一个倾斜的双色镜(DM)实现激光与抽运光的分离,再由一对1200 line/mm的反射式光栅提供腔内负色散。在PCF另一端输出的激光由透镜准直后,先经过一对双色镜,滤掉残余抽运光;再经过由半波片和偏振分束器(PBS)构成的功率调节器调节输出功率;剩余腔内激光进入半导体可饱和吸收镜(SESAM)启动并维持激光器的锁模运转。另外一组半波片和PBS用来优化腔内激光的偏振状态。该振荡级工作在孤子锁模域,其输出脉冲时域宽度为360 fs,中心波长为1037 nm,谱宽为3.3 nm,重复频率为48 MHz;其时间带宽积约为0.33,接近0.315的双曲正割型

脉冲的傅里叶变换极限值。振荡级输出的脉冲经过隔离器(ISO)进入放大级,作为待放大的种子光。

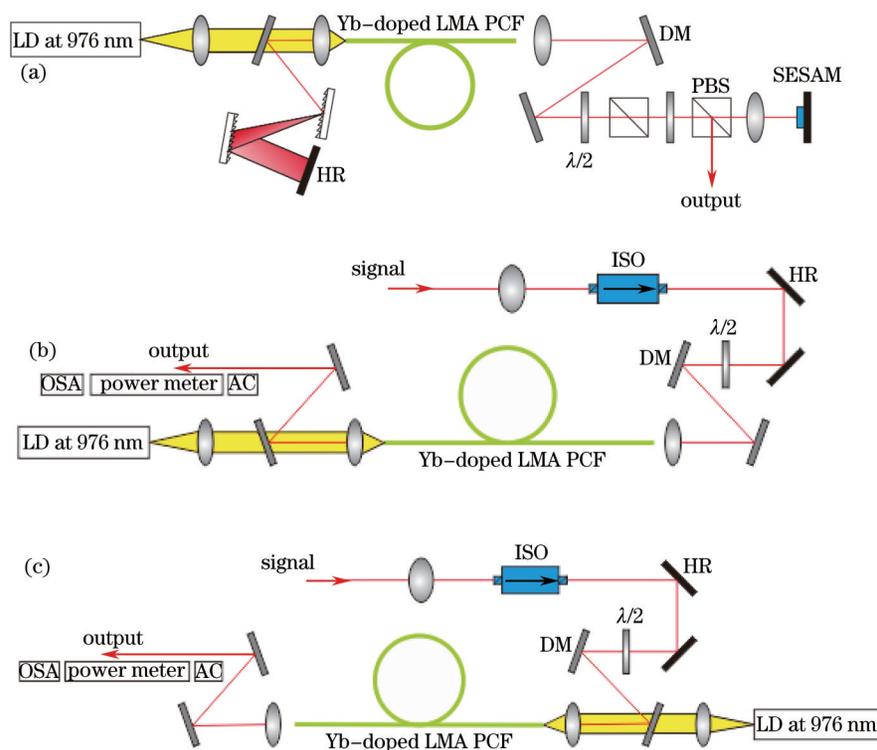


图3 对比验证实验装置图。(a) 振荡级; (b) 背向抽运方式的放大级; (c) 前向抽运方式的放大级

Fig.3 Schematic of comparison experiments. (a) Oscillator; (b) amplifier with backward pumping; (c) amplifier with forward pumping

图3(b)和图3(c)分别表示采用前向和背向抽运的掺镱PCF飞秒激光放大器的示意图。放大级仍然采用与振荡级相同参数的PCF作为增益光纤。经过隔离器后,种子光的平均功率为50 mW,经双色镜反射后由透镜耦合进PCF。放大级的抽运由一台尾纤输出的50 W、976 nm的半导体激光器分别以背向抽运方式[图3(b)]和前向抽运方式[图3(c)]进行。双色镜前的半波片用来调整入射种子光的偏振方向,使其与PCF所维持的偏振态一致。放大脉冲经过一对双色镜滤除残余抽运光,分别由功率计(Nova II, OPHIR, Israel)、自相关仪(AC, Pulse Check, APE. Inc. Germany)和光谱分析仪(OSA, AQ6315A, ANDO, Japan)来分析其功率、时域脉宽和光谱。在抽运方式对比实验中,除了抽运方式之外,其他实验参数均保持不变。

验证实验的结果如图4所示。其中,图4为三种不同抽运功率下测量的脉冲频域谱演变情况[见图4(a)、(b)、(c)]和测量脉冲宽度的自相关曲线的演变情况[见图4(d)、(e)、(f)]。可以看出,在不同抽运功率下,背向抽运方式(黑虚线)放大的输出脉冲在脉冲宽度和光谱宽度都比前向抽运(红实线)放大的输出脉冲的结果要窄,与前面数值模拟结果(见图2)基本一致。

在放大过程中,光纤材料提供的正GVD和强度相关的非线性效应都可以使傅里叶变换极限的种子脉冲在时域上展宽。然而,只有SPM效应能够在频域激发新的频谱分量,使种子脉冲的光谱得到展宽。由于SPM效应的大小与放大脉冲的强度成正比,所以放大脉冲的强度越高,其光谱展宽越大,所积累的非线性效应也越多。对于背向和前向抽运两种方式,放大级光纤中的增益分布完全相反,导致飞秒脉冲的强度和时域、频域宽度的演化动力学过程不同。根据前面数值模拟的结果,前向抽运放大级中,SPM作用的阈值较低,放大脉冲经历较长的SPM作用,导致输出较大的脉冲宽度和光谱宽度,即具有较大的时间带宽积。而背向抽运放大级中,SPM作用的阈值较高,尽管放大脉冲到光纤后端开始经历较高的增益,但是由于SPM作用的距离短,输出的放大脉冲在时域、频域的宽度都明显小于前向抽运放大级的,即具有较小的时间带宽积。经过放大脉冲的压缩实验比较,两种抽运方式的放大脉冲压缩率几乎相同,这说明前向抽运放大过程中,飞秒脉冲会累计更多的非线性效应。

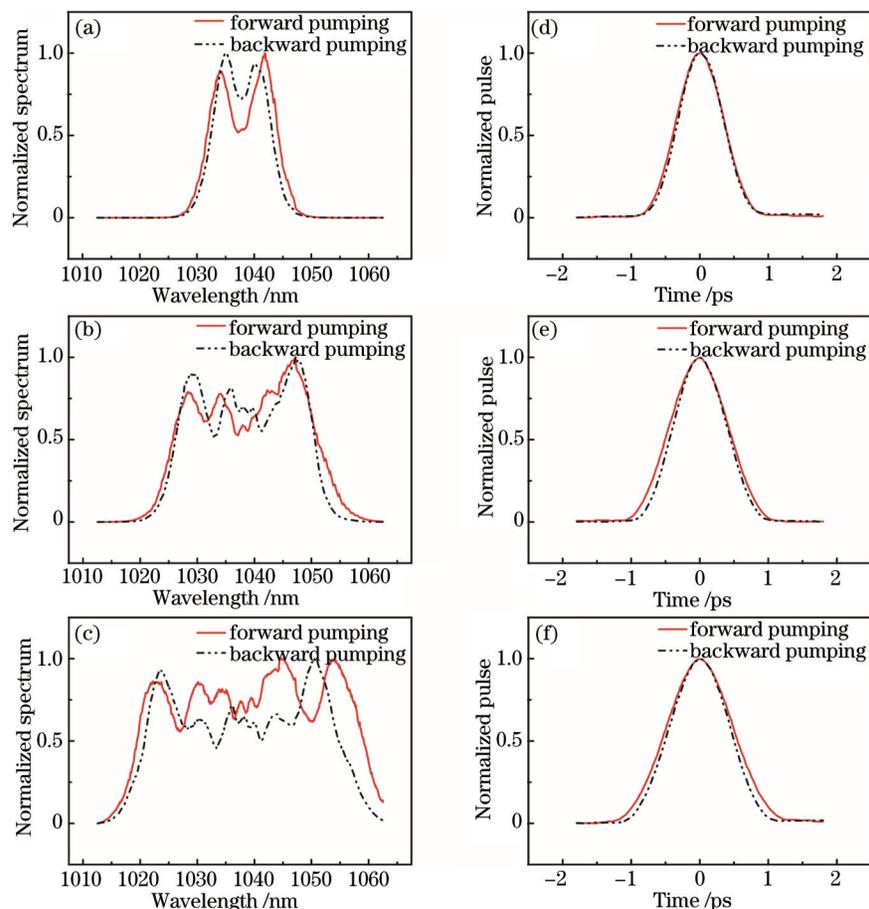


图4 实验不同抽运功率下,对比两种抽运方式的飞秒激光光纤放大器输出脉冲的频域和时域特性。(a),(d)抽运功率为18 W;
(b),(e)抽运功率为27 W;(c),(f)抽运功率为37 W

Fig.4 Experimental spectral and temporal profiles with two pump schemes under different pump powers P_p . (a),(d) $P_p=18$ W;
(b),(e) $P_p=27$ W; (c),(f) $P_p=37$ W

4 结 论

在不同抽运方式下,对飞秒激光光纤放大器中放大脉冲在时域、频域的演化过程进行了数值模拟和实验验证。采用速率方程解析抽运相关的增益分布和NLSE的分步傅里叶变换相结合的方法,数值模拟了两种抽运方式的放大过程中,不同抽运功率下的脉冲时域和频域脉冲包络的演变特性;结果表明,相比于前向抽运放大器,背向抽运放大器能够输出时间带宽积更小的放大脉冲。随后进行的验证实验证明了模拟结果。结合对于两种抽运方式下的光纤内部不同位置处的放大脉冲时域、频域特征模拟,解释了抽运方式对于放大的飞秒脉冲特性影响差异的物理机制。对比连续运转光纤放大器抽运相关的研究报告,飞秒光纤放大器抽运相关的影响不仅仅是表现在输出功率,更主要的表现是飞秒脉冲在时域、频域演变过程和啁啾的积累。因此,了解抽运方式对飞秒脉冲放大的影响,对于光纤放大系统的优化设计和放大脉冲的后续应用是有益的。

参 考 文 献

- 1 R Paschotta, J Nilsson, A C Tropper, *et al.*. Ytterbium-doped fiber amplifiers[J]. J Quantum Electron, 1997, 33(7): 1049-1056.
- 2 M E Fermann, I Hartl. Ultrafast fiber laser technology[J]. J Sel Top Quantum, 2009, 15(1): 191-206.
- 3 D J Richardson, J Nilsson, W A Clarkson. High power fiber lasers: Current status and future perspectives (Invited)[J]. J Opt Soc Am B, 2010, 27(11): B63-B92.
- 4 Y Aoki, S Kishida, H Honmou, *et al.*. Efficient backward and forward pumping CW Raman amplification for InGaAsP laser light in silica fibres[J]. Electron Lett, 1983, 19(16): 620-622.
- 5 M D Mermelstein, K Brar, C Headley. RIN transfer measurement and modeling in dual-order Raman fiber amplifiers[J]. J Lightwave Technol, 2003, 21(6): 1518-1523.

- 6 I Dajani, C Vergien, C Robin, *et al.*. Investigations of single-frequency Raman fiber amplifiers operating at 1178 nm[J]. *Opt Express*, 2013, 21(10): 12038–12052.
- 7 R I Laming, J E Townsend, D N Payne, *et al.*. High-power erbium-doped-fiber amplifiers operating in the saturated regime[J]. *Photonic Technol Lett*, 1991, 3(3): 253–255.
- 8 E Desurvire. Analysis of gain difference between forward- and backward-pumped erbium-doped fiber amplifiers in the saturation regime[J]. *Photonic Technol Lett*, 1992, 24(7): 711–714.
- 9 Y Ohishi, T Kanamori, Y Terunuma, *et al.*. Investigation of efficient pump scheme for Pr^{3+} -doped fluoride fiber amplifiers[J]. *Photonic Technol Lett*, 1994, 24(2): 195–198.
- 10 Y Ohishi, M Yamada, T Kanamori, *et al.*. Analysis of gain characteristics of bi-directionally pumped praseodymium-doped fiber amplifiers[J]. *Photonic Technol Lett*, 1996, 8(4): 512–514.
- 11 S Aozasa, T Sakamoto, T Kanamori, *et al.*. Tm-doped fiber amplifiers for 1470 nm band WDM signals[J]. *Photonic Technol Lett*, 2000, 24(10): 1331–1333.
- 12 S Aozasa, H Masuda, M Shimizu. S-band thulium-doped fiber amplifier employing high thulium concentration doping technique[J]. *J Lightwave Technol*, 2006, 24(10): 3842–3848.
- 13 W Yong. Optimization of pulse amplification in ytterbium-doped double-clad fiber amplifiers[J]. *J Lightwave Technol*, 2005, 23(6): 2139–2147.
- 14 W Yong, P Hong. Dynamic characteristics of double-clad fiber amplifiers for high-power pulse amplification[J]. *J Lightwave Technol*, 2003, 21(10): 2262–2270.
- 15 M Hildebrandt, S Busche, P Wessels, *et al.*. Brillouin scattering spectra in high-power single-frequency ytterbium doped fiber amplifiers[J]. *Opt Express*, 2008, 16(20): 15970–15979.
- 16 Q Lin, A P Govind. Vector theory of stimulated Raman scattering and its application to fiber-based Raman amplifiers[J]. *J Opt Soc Am B*, 2003, 20(8): 1616–1631.
- 17 Hu Shuling, Zhang Chunxi, Gao Chunqing, *et al.*. Stimulated Raman scattering and stimulated Brillouin scattering effects in ytterbium doped double clad fiber laser[J]. *Chinese J Lasers*, 2008, 35(1): 6–10.
胡姝玲, 张春熹, 高春清, 等. 包层抽运掺镱光纤激光器中受激拉曼散射和受激布里渊散射效应[J]. *中国激光*, 2008, 35(1): 6–10.
- 18 Chen Jixin, Sui Zhan, Chen Fushen, *et al.*. Stimulated Raman scattering in high power double clad fiber laser[J]. *Chinese J Lasers*, 2006, 33(3): 298–302.
陈吉欣, 隋展, 陈福深, 等. 高功率双包层光纤激光器的受激拉曼散射[J]. *中国激光*, 2006, 33(3): 298–302.
- 19 H J Otto, F Stutzki, F Jansen, *et al.*. Temporal dynamics of mode instabilities in high-power fiber lasers and amplifiers[J]. *Opt Express*, 2012, 20(14): 15710–15722.
- 20 T Eidam, C Wirth, C Jauregui, *et al.*. Experimental observations of the threshold-like onset of mode instabilities in high power fiber amplifiers[J]. *Opt Express*, 2011, 19(14): 13218–13224.
- 21 A V Smith, J J Smith. Overview of a steady-periodic model of modal instability in fiber amplifiers[J]. *J Sel Top Quantum*, 2014, 20(5): 1–12.
- 22 C Jauregui, T Eidam, H J Otto, *et al.*. Physical origin of mode instabilities in high-power fiber laser systems[J]. *Opt Express*, 2012, 20(12): 12912–12925.
- 23 L Dong. Stimulated thermal Rayleigh scattering in optical fibers[J]. *Opt Express*, 2013, 21(3): 2642–2656.
- 24 M Ilchi-Ghazaani, P Parvin. Distributed scheme versus MOFPA array on the power scaling of a monolithic fiber laser[J]. *J Quantum Electron*, 2014, 50(8): 698–708.
- 25 Y Wang, C Q Xu, H Po. Thermal effects in kilowatt fiber lasers[J]. *Photonic Technol Lett*, 2004, 16(1): 63–65.
- 26 I Kelson, A A Hardy. Strongly pumped fiber lasers[J]. *J Quantum Elect*, 1998, 34(9): 1570–1577
- 27 D Mao, X Liu, L Wang, *et al.*. Dual-wavelength step-like pulses in an ultra-large negative-dispersion fiber laser[J]. *Opt Express*, 2011, 19(5): 3996–4001.
- 28 X Li, X Liu, X Hu, *et al.*. Long-cavity passively mode-locked fiber ring laser with high-energy rectangular-shape pulses in anomalous dispersion regime[J]. *Opt Lett*, 2010, 35(19): 3249–3251.
- 29 Huang Jing, Lü Xinjie, Li Feng, *et al.*. Simulation characteristics of Yb^{3+} -doped double-clad fiber amplifier for 1053 nm pulse amplification[J]. *Chinese J Lasers*, 2005, 32(8): 1022–1026.
黄晶, 吕新杰, 李锋, 等. 1053 nm 掺 Yb^{3+} 双包层光纤放大器脉冲放大特性研究[J]. *中国激光*, 2005, 32(8): 1022–1026.
- 30 Chang Liping, Fan Wei, Chen Jialin, *et al.*. High power pulse amplification of ytterbium-doped double-clad fiber amplifier[J]. *Chin Opt Lett*, 2007, 5(11): 624–627.
- 31 A Hardy, R Oron. Signal amplification in strongly pumped fiber amplifiers[J]. *J Quantum Electron*, 1997, 33(3): 307–313.
- 32 C Ouyang, L Chai, H Zhao, *et al.*. Position effect of spectral filter on properties of highly chirped pulses in an all-normal-dispersion fiber laser[J]. *J Quantum Electron*, 2009, 45(10): 1284–1288.