

激光与光电子学进展

受激拉曼散射脉宽压缩技术研究进展

刘筱奕^{1*}, 王帅帅², 刘照东², 陈亚东³, 蔡颖辉², 赵超², 陈婷婷², 李铁¹¹河北工业大学电子信息工程学院, 天津 300401;²山东省烯烃催化与聚合重点实验室, 山东 滨州 256500;³河北工业大学科学技术研究院, 天津 300401

摘要 受激拉曼散射(SRS)脉宽压缩技术由于其高负载、高压缩率、相位共轭等特性,在高功率短脉冲激光产生方面有着重要应用。本文从SRS压缩机理、增益介质、压缩结构等方面对SRS脉宽压缩技术的研究进展进行了分析和综述。

关键词 激光光学; 受激拉曼散射; 脉冲压缩; 短脉冲产生

中图分类号 TN249

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP222026

Research Progress of Pulse Duration Compression via Stimulated Raman Scattering

Liu Xiaoyi^{1*}, Wang shuashuai², Liu Zhaodong², Chen Yadong³, Cai Yinghui², Zhao Chao²,
Chen Tingting², Li Tie¹¹College of Electronic Information Engineering, Hebei University of Technology, Tianjin 300401, China;²Shandong Key Laboratory of Olefin Catalysis and Polymerization, Binzhou 256500, Shandong, China;³Institute of Science and Technology, Hebei University of Technology, Tianjin 300401, China

Abstract The pulse duration compression via stimulated Raman scattering (SRS) has important applications in high-power short-pulse laser generation due to its characteristics of high load, high compression ratio, and phase conjugation. In this paper, the research progress of SRS pulse duration compression is analyzed and summarized from the aspects of SRS compression mechanism, gain medium, and compression structure.

Key words laser optics; stimulated Raman scattering; pulse compression; short pulse generation

1 引 言

近些年来,短脉冲激光由于其时间分辨率高、脉冲峰值功率高、光谱范围广等特性,在材料加工^[1]、激光雷达^[2]、激光医疗^[3]等领域有着重要应用。

目前产生短脉冲激光的主要方式为调Q技术和锁模技术。调Q技术通常用作产生纳秒级激光,通过短腔法可以实现亚纳秒短脉冲激光产生,但受限于谐振腔的长度无法获得更短脉冲^[4]。另外一种方法是锁模技术,可以产生皮秒到飞秒量级的激光^[5],但是由于锁模器件损伤阈值的限制,产生脉冲的能量仅限于nJ~μJ量级。通过调Q技术产生和放大纳秒级激光长脉冲,再通过脉宽压缩技术将其压缩到皮秒量级,这条技术路线能够有效地规避器件损伤对激光能

量的限制,高效地产生大能量短脉冲激光。目前基于非线性光学原理的脉宽压缩技术主要有受激布里渊散射(SBS)脉宽压缩和受激拉曼散射(SRS)脉宽压缩,受激布里渊散射脉宽压缩因具备高转换效率和高压缩比成为获得高能量、亚纳秒量级脉冲的重要手段,但现有SBS增益介质的声子寿命仅在百皮秒量级,使得通过SBS脉宽压缩获得最短的输出脉冲也被限制在百皮秒量级。

与受激布里渊散射脉宽压缩相比,受激拉曼散射脉宽压缩具有更短的声子寿命,能够突破百皮秒量级进一步实现皮秒甚至飞秒脉冲的获取。此外,大频移的特点使其在特殊波段的超短脉冲激光产生方面也有着重要应用。1962年,Eckhardt等^[6]首次发现受激拉曼散射现象,随后1968年国际商业机器公司

收稿日期: 2022-07-08; 修回日期: 2022-08-15; 录用日期: 2022-08-29; 网络首发日期: 2022-09-10

通信作者: *244997418@qq.com

的 Culver 等^[7]研究了背向拉曼散射的脉宽压缩特性,在实验中获得了 300 ps 的输出。1997 年俄罗斯科学院列别捷夫物理所的 Losev 等^[8]利用 SF₆ 气体为介质将 2 mJ、25 ps 的泵浦脉冲压缩到了 800 fs、0.15 mJ,进一步验证了受激拉曼散射在飞秒脉冲获取方面的能力。1999 年日本东京理科大学的 Takahashi 等^[9]探索了受激拉曼散射在飞秒脉冲获取方面的应用,通过单池压缩结构将 25 ns、11 J 的 KrF 激光压缩至 2 J、150 ps。劳伦斯利弗莫尔国家实验室的 Murray 等^[10]拓展了拉曼散射在压缩紫外激光方面的应用,通过背向 SRS 对 248 nm KrF 紫外准分子激光进行实验,获得了 5 倍的放大和 10 倍的脉宽压缩,得到了 50% 的转化效率,验证了 SRS 应用在激光核聚变方面的潜力。而能够决定最终输出脉冲特性的是声子寿命、增益系数等介质参数和相互作用长度、聚焦参数等结构参数。近些年来,工作很大程度上丰富了拉曼介质种类,压缩结构也获得长足发展,使得受激拉曼散射输出功率高、转换效率高、频率变换等优点更加突出。

本文介绍了 SRS 脉冲压缩技术的发展历程,从压缩机理、增益介质、压缩结构方面对 SRS 脉宽压缩技术的研究进展分别进行了概述,最后总结了 SRS 脉宽压缩技术的实际应用。

2 SRS 脉宽压缩原理

受激拉曼散射是泵浦光场、Stokes 光场和分子振动三波耦合的物理过程^[11]。在电磁场理论中,泵浦光场和 Stokes 光场遵循波动方程表示为

$$\Delta \mathbf{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}^{NL}}{\partial t^2}, \quad (1)$$

式中: \mathbf{E} 为电场矢量; c 为光速; n 为介质的折射率; \mathbf{P}^{NL} 为非线性极化强度。泵浦光场、Stokes 光场分别表示为

$$\begin{cases} \mathbf{E}_p(z, t) = E_p(z, t) \exp[-i(\omega_p t - k_p z)] \\ \mathbf{E}_s(z, t) = E_s(z, t) \exp[-i(\omega_s t - k_s z)] \end{cases}, \quad (2)$$

式中: $E_p(z, t)$ 、 $E_s(z, t)$ 分别为泵浦光和 Stokes 光的振幅; k 为波矢。设 q_{av} 为分子振动位移算符的期望值, Δ 为分子处在基态和激发态的概率之差, 则对于二能级结构的分子, 分子振动可以表示为

$$\frac{\partial^2 q_{av}}{\partial t^2} + \Gamma_R \frac{\partial q_{av}}{\partial t} + \omega_R^2 q_{av} = \frac{1}{2m} \frac{\partial \alpha}{\partial q} E^2 \Delta, \quad (3)$$

式中: m 为约化质量; ω_R 为分子振动的共振频率; $\frac{\partial \alpha}{\partial q}$ 为分子的微分极化率; Γ_R 为阻尼系数。假设电场的振幅和相位都是缓变的, 且略去空间和时间二阶导数, 可以得到描述 SRS 物理过程的耦合波方程组

$$\begin{cases} \frac{n}{c} \frac{\partial E_p}{\partial t} + \frac{\partial E_p}{\partial z} = \frac{\pi i \omega_p}{n c} N \frac{\partial \alpha}{\partial q} q E_s \\ \frac{n}{c} \frac{\partial E_s}{\partial t} + \frac{\partial E_s}{\partial z} = \frac{\pi i \omega_s}{n c} N \frac{\partial \alpha}{\partial q} q^* E_p \\ \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{1}{2} \Gamma_R q = \frac{i}{4 \omega_R m} \frac{\partial \alpha}{\partial q} E_p E_s^* \end{cases}, \quad (4)$$

式中: ω_p 、 ω_s 分别为泵浦光和 Stokes 光频率。引入光强公式

$$I_i = (cn_i/8\pi) |E_i|^2, i = p, s, \quad (5)$$

代入(4)式可以得到 SRS 增益速率方程组,

$$\begin{cases} \frac{n_p}{c} \frac{\partial I_p}{\partial t} + \frac{\partial I_p}{\partial z} = -g_p I_s I_p \\ \frac{n_s}{c} \frac{\partial I_s}{\partial t} + \frac{\partial I_s}{\partial z} = g_s I_s I_p \end{cases}, \quad (6)$$

式中: g 为增益系数。满足以下关系:

$$g_p = g_s \omega_p / \omega_s \quad (7)$$

仅考虑稳态情况, 假设泵浦光损耗可以忽略, 则一级 Stokes 的增益系数为

$$g = \frac{8\pi c \Delta N}{n^2 \hbar \omega_s^3 \Delta \nu_R} \frac{d\sigma}{d\Omega}, \quad (8)$$

式中: ΔN 是介质分子在上下能级的粒子数密度之差; $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ 为单个分子的微分拉曼散射截面; $\Delta \nu_R$ 为拉曼线宽^[12]。通过对速率方程在时间和空间上进行网格差分, 可以对 SRS 脉宽压缩过程中不同时间和位置的脉冲进行计算和估计。

SRS 的背向脉宽压缩过程如图 1^[7]所示, 斯托克斯脉冲与泵浦光在拉曼介质中相遇, 泵浦光通过耦合效应将大部分的能量都转移到了斯托克斯脉冲前沿, 使其峰值功率迅速提升。当后沿与泵浦光相遇时由于能量不足导致放大不够充分, 功率与原斯托克斯光相近。在能量转换过程中, 整个 Stokes 脉冲的平均功率快速上升, 从而实现脉冲的压缩。

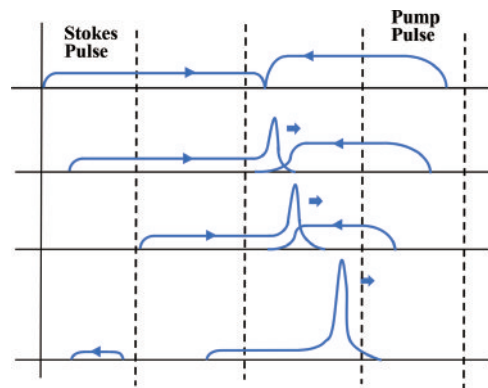


图 1 SRS 的背向脉宽压缩^[7]

Fig. 1 Backward SRS pulse compression^[7]

3 SRS 脉宽压缩技术研究进展

拉曼介质和压缩结构对 SRS 的压缩性能起着决定性的作用,介质的增益系数、声子寿命等特性以及压缩系统的相互作用长度、聚焦参数、增益介质长度等,都会对 Stokes 脉冲的宽度、能量和峰值功率产生影响。

3.1 SRS 增益介质的发展

3.1.1 增益介质的选取

早期的 SRS 脉宽压缩的研究主要集中在气体介质中,实验中的气体介质主要包括 CH_4 、 H_2 和稀有气体等。

对于氢气和甲烷的研究开展得比较早。1968 年, Culver 等^[7]在 6 atm ($1 \text{ atm} = 1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$) 的 H_2 中,将 15 ns 的泵浦光压缩到 300 ps。1983 年, Tomov 等^[13]在单池中使用 7 atm 的 CH_4 作为介质,将 25 ns、100 mJ 的 KrF 激光转化为 5 ns 的激光,并获得了 40% 的能量转化率。2003 年,朱晓峥等^[14]将 H_2 中的转换效率提高到 48%,在氢气压力为 3 atm、泵浦能量为 70 mJ 的条件下,得到了 28.7 mJ 的输出。但是低压力

体的浓度很低,进一步提高转化率的方法就是将气体加压, Kazzaz 等^[15]研究了高压 CH_4 介质,在 40 atm 的气压下获得了 45% 的拉曼转换效率,在 70 mJ 的输入的条件下得到了 30 mJ 的输出。1987 年,刘宇海等^[16]以 10 atm 的 H_2 为工作物质,实现了转换效率大于 65% 的输出。在加压的同时, Kuwahara 等^[17]尝试在其中掺入一定比例的稀有气体来提高拉曼效率,他们利用 2633 atm 的 CH_4 和 32~65 atm Xe,把 20 ns 的 KrF 泵浦光压缩为 100 ps 的短脉冲。2006 年,花晓清等^[18]以 H_2/He (体积比为 3:7)混合气体为介质,在 92 mJ 的泵浦能量下,获得了高达 69% 的转换效率,在相同的 H_2 分压而没有 He 时,效率仅为 15%~18%。气体介质的纯度高,有较高的自聚焦阈值和低散射损耗,但粒子数密度低,增加气体压强的同时还需要急剧增加光学相互长度才能达到有效的拉曼转换。除此之外,热导率低以及化学稳定性差等因素也限制着气体介质的应用。

相比之下液体介质的粒子数密度更高,较大的散射截面和拉曼增益系数也使其容易获得高压缩比的脉冲。液体介质包括乙醇、水、二硫化碳、苯等。表 1^[19]整理了部分代表性的拉曼液体介质及其性质。

表 1 液体拉曼介质及性质^[19]

Table 1 Optical parameters for liquid Raman media^[19]

Liquid	Raman shift / cm^{-1}	Raman linewidth / cm^{-1}	Raman cross-section /(10^{-29} cm^2)	Raman gain/($\text{cm} \cdot \text{GW}^{-1}$)
Benzene	992	2.3	5.2	1.05
CS_2	686	0.5	1.94	12.5
Nitro-benzene	1344	6.6	1.3	6.0
Chloro-benzene	1002	1.6	0.85	4.4
Ethyl alcohol	2928	17.4	0.362	5.11
Methyl Alcohol	2834	18.7	0.105	2.27
Isopropyl Alcohol	2882	26.7	0.086	0.92
Acetone	2925	17.4	0.192	1.17
Water	3450	100	-	0.14

1966 年, Maier 等^[20]研究了 CS_2 中的背向受激拉曼散射脉宽压缩现象,将 12 ns 的泵浦光压缩到了 30 ps。1969 年, Colles 等^[19]研究了甲醇、乙醇、异丙醇、丙酮、三氯乙烷和水等液体介质,在乙醇中获得了高达 80% 的能量转换率,证明了在具有大拉曼散射截面和低色散的液体中可以通过拉曼散射有效获得皮秒脉冲。1975 年, Adrain 等^[21]对乙醇中的瞬态受激拉曼散射进行了实验研究,在高功率条件下获得了 4 ps 的输出脉冲宽度。Bret 等^[22]在 CS_2 中获得了 2 ps 的输出,在苯中获得了 3 ps 的输出。2019 年史久林等^[23]为了提高液体介质中的输出能量,提出了温度调控的方法,利用波长为 532 nm、100 mJ 的泵浦光,在 35° 的水中获得了 3.5 mJ 的最大输出能量。液体介质自聚焦阈值低、化学性质不稳定,并且大部分的液体介质都有毒性、挥发

性,因此被限制了应用范围。

晶体介质的化学性质稳定、密度高,能够很好地弥补气体和液体介质的不足,并且具有高增益、良好的热性能等优点。表 2^[24]中列举了部分常用晶体介质及其性质。

1963 年,受激拉曼散射效应在金刚石等晶体材料中被发现^[25],但是由于缺乏高质量的拉曼晶体,直到 20 世纪 70 年代才获得了较高的转化效率而投入应用。拉曼晶体的种类丰富,1977 年, Ammann 等^[26]使用 LiIO_3 晶体获得了 77% 的拉曼转换效率输出。1999 年, Kurbasov 等^[27]开创性地研究了 $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ 晶体的拉曼压缩现象,通过传统的直接聚焦结构,将 19 ps、3 μJ 的泵浦光压缩到 1.7 ps、1 μJ 。2009 年,王正平等^[28]以 BaWO_4 为实验晶体,获得了 41% 的最大

表 2 常用拉曼晶体的主要特性^[24]Table 2 Main characteristics of commonly used Raman crystals^[24]

Crystal	Raman shift / cm^{-1}	Raman linewidth / cm^{-1}	Integrated cross-section	Raman gain / $(\text{cm} \cdot \text{GW}^{-1})$	Damage Threshold / $(\text{GW} \cdot \text{cm}^{-1})$
LiIO_3	822	5.0	54	4.8	0.1
$\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$	1047	0.4	21	11	0.4
YVO_4	892	2.6	92	>4.5	1
BaWO_4	926	1.6	52	8.5	-
CaWO_4	908	4.8	52	3.0	0.5
SrWO_4	922	2.7	50	5.0	5

转换效率,最大输出能量为 0.92 mJ,实验结果表明, BaWO_4 晶体是一种优秀的近红外拉曼激光材料。2010年,王正平等^[29]又采用提拉法生长了高光学质量的 SrWO_4 晶体,以 40 ps 激光进行泵浦,得到了 38% 的最高转换效率,最大输出能量 1.04 mJ。证明了 SrWO_4 晶体具有易生长、透光波段宽、增益系数大、转换效率高等优点。寻找增益更高和损伤阈值更高的晶体材料的工作还有待进一步探寻,同时晶体尺寸小、价格高昂,且受到光学击穿的损失不可恢复等因素,也限制了晶体介质在超高功率激光领域的应用。

使用等离子体介质进行拉曼压缩的主要优点是热损伤阈值小,并且能够承受非常高的光强而不受损坏。1998年,Tempea等^[30]提出采用等离子体的非线性系数对脉冲进行展宽压缩,预计可使脉冲压缩至 3~4 fs。随后,曾志男等^[31]验证了该理论的可行性,将能量为 10 mJ、脉宽为 50 fs 的脉冲压缩至 5 fs。2000年,普林斯顿大学的 Malkin 等^[32]提出了等离子体中的背向拉曼放大机制,Ping 等^[33]对其进行了验证,在实验中将 200 mJ 的泵浦光注入到微毛细管等离子体中,观察到了 5 倍的放大。在该技术路线下可以直接对高功率激光脉冲进行放大并通过 SRS 的自压缩本征机制对脉冲进行压缩。而等离子体介质应用的局限性在于它的产生和控制非常复杂,技术稳定性还不够成熟。

3.1.2 增益介质参数对压缩效果的影响

1) 声子寿命

SRS 脉宽压缩基于泵浦光场、Stokes 光场和分子振动的三波耦合,而声子寿命代表声场从不稳定振荡中恢复所需的时间,会对 Stokes 脉冲和泵浦脉冲的作用时长造成影响,决定了压缩脉冲宽度的最低限度^[34],其表达式^[35]为

$$\tau_R = \frac{1}{2\pi c \Delta\nu_R} \quad (9)$$

Stokes 脉冲宽度与声子寿命大小呈正相关,在相同泵浦条件下,较短的声子寿命能够使 Stokes 脉冲的前沿与泵浦脉冲快速耦合,瞬时增益增大,可见选取短声子寿命的介质更有利于获得短脉冲。

2) 增益系数

由 SRS 脉宽压缩原理

式(8)可知,增益系数 g 与拉曼线宽 $\Delta\nu_R$ 、微分界面散射系数 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ 等参数有关,能够反映 SRS 过程中三波的耦合强度。输出脉宽、能量转换率与增益系数的关系如图 2、3 所示,结果表明,输出脉宽随增益系数的增大而减小,而能量转换率随之增大。在泵浦条件相同时选取增益系数大的介质,会使更多的能量转移到 Stokes 脉冲光中,同时也使压缩更加充分,有利于获得大能量的短脉冲。

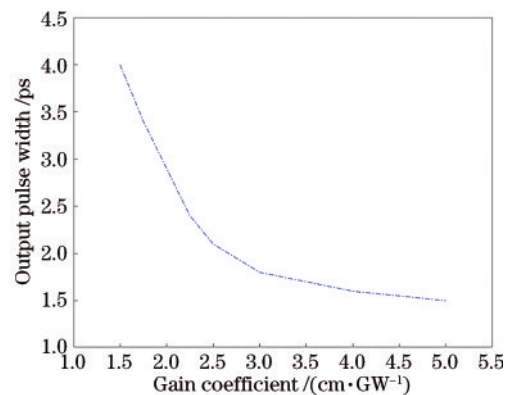


图 2 压缩脉冲宽度与增益系数的关系

Fig. 2 Relationship between compression pulse width and gain coefficient

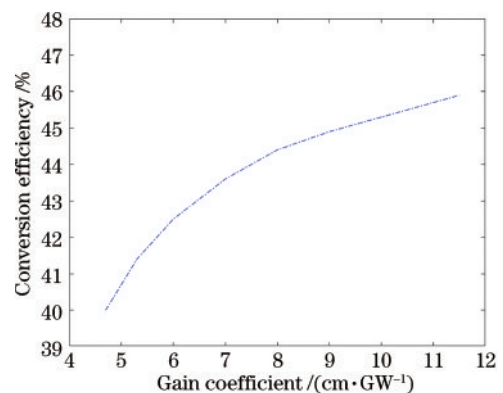


图 3 能量转化效率与增益系数的关系

Fig. 3 Relationship between energy conversion efficiency and gain coefficient

3.2 SRS脉宽压缩结构的发展

3.2.1 压缩结构的发展

聚焦参数、相互作用长度等结构参数对脉宽压缩效果有很大影响。在研究初期一般采用单池结构,如图 4 所示,直接将泵浦脉冲聚焦到拉曼介质中,因结构简单而得到普及。1968 年,Culver 等^[7]利用单池结构在 H₂ 介质中产生了 300 ps 的窄脉冲。1999 年,Takahashi 等^[9]研究了单池背向压缩产生大能量脉冲的能力,在 CH₄ 中将 25 ns、11 J 的 KrF 激光压缩到 2 J、150 ps,获得了 27% 的能量转换效率和 30% 的增益。Kurbasov 等^[27]改进了单池结构,将气室替换为拉曼晶体,将 19 ps、3 μJ 的泵浦源直接聚焦到 KGd(WO₄)₂ 晶体中,通过后向拉曼压缩实现了 1.7 ps、1 μJ 的输出。2014 年,Warrier 等^[36]在金刚石中获得了皮秒脉冲,将 15 ps 的泵浦光压缩到了 6 ps。单池结构虽然简单但是有很大缺陷,不能抑制高阶 Stokes 的产生导致转化效率很难提高,直接将泵浦光聚焦到活性介质中的方法也激发了其他非线性效应的产生^[37]。

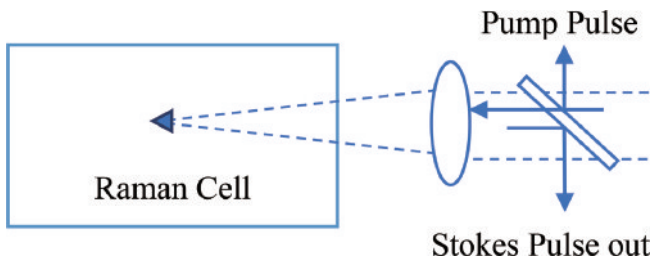


图 4 单拉曼池压缩结构^[7]

Fig. 4 Single Raman cell compression structure^[7]

1997 年 Losev 等^[8]在实验中使用了双拉曼池结构,使 Stokes 脉冲获得了更充分的压缩,实验装置如图 5 所示。他们将 2 mJ、25 ps 的脉冲先聚焦到 SF₆ 拉曼池中进行了背向压缩,后又在高压 H₂ 池中利用前

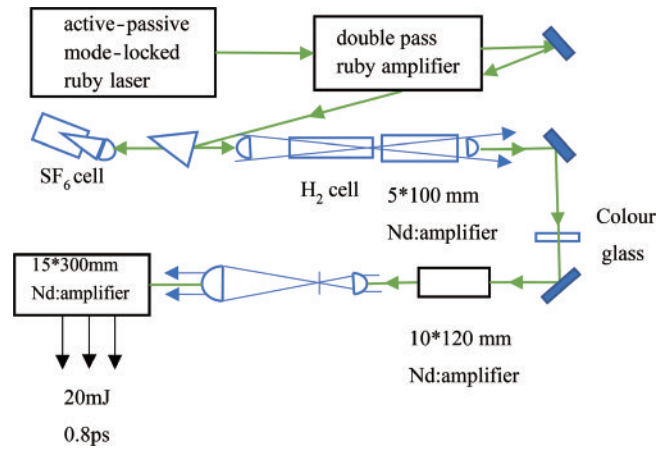


图 5 背向 SRS 与前向 SRS 结合的实验装置^[8]

Fig. 5 Experimental device combining back SRS and forward SRS^[8]

向 SRS 进行转换。结构实验采用了背向 SRS 与前向 SRS 结合的双拉曼池结构,最终实现了 800 fs、0.15 mJ 的输出。2016 年,周冬建等^[38]利用以高压氢气为介质的双拉曼池,获得了 28.6% 的转化率和 44.0 mJ 的脉冲,实现了大能量脉冲的输出。

而双池结构仍然不能抑制高阶 Stokes 的产生,Caird^[39]在双池的基础上进一步提出了种子注入式结构,实验装置如图 6 所示,可以通过色分离镜来抑制高阶 Stokes 的产生,使 SRS 阈值降低了 4 倍,两次提取的方案很大程度上提高了压缩率和提取效率。1993 年,Nishioka 等通过插入二阶 Stokes 衰减片的方法,使一阶 Stokes 光实现稳态放大同时抑制二阶 Stokes 光的放大,在 CH₄ 介质中成功实现了将 20 ns 的泵浦光压缩至 30 ps,获得了 150 倍的功率增益和 22% 的能量转化效率,种子注入式结构的 SRS 压缩能力得到了验证。2020 年,Mackonis 等^[40]通过多次级联放大的方法,使用产生-放大两级压缩结构在 KGd(WO₄)₂ 晶体中实现

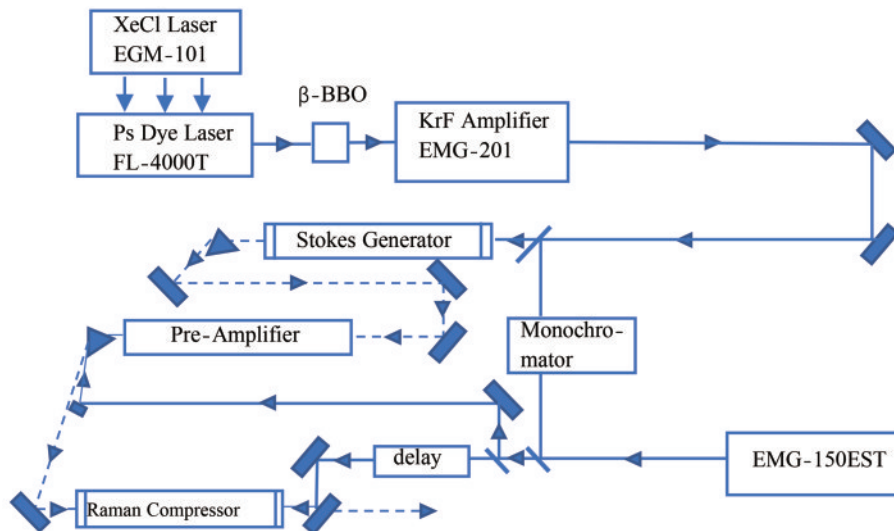


图 6 种子注入式脉宽压缩结构^[39]

Fig. 6 Seed injection pulse duration compression structure^[39]

了 145 fs 的输出,并获得了 45% 能量转化效率。

3.2.2 泵浦脉冲对压缩效果的影响

泵浦脉冲作为激励源,其能量、脉宽都会影响压缩特性。泵浦能量一定程度上控制了泵浦脉冲和 Stokes 脉冲的相互作用长度以及其他非线性效应和光学击穿的发生。泵浦宽度是保证两脉冲能够充分进行能量转换的重要参数^[41]。

1) 泵浦脉冲能量

泵浦脉冲能量会对脉冲压缩特性产生最直接的影响,能量太小无法达到 SRS 阈值,能量过大又会产生高阶 Stokes 脉冲和其他非线性效应。胡大伟等^[42]研究了 LiIO₃ 晶体中输出脉冲能量和能量转化率随泵浦脉冲的变化规律,如图 7、8 所示。可以观察到脉冲能量和能量转换效率随着泵浦能量的增加稳步上升。泵浦脉冲的能量增大会使其与 Stokes 脉冲的相互作用增强,压缩更加充分。

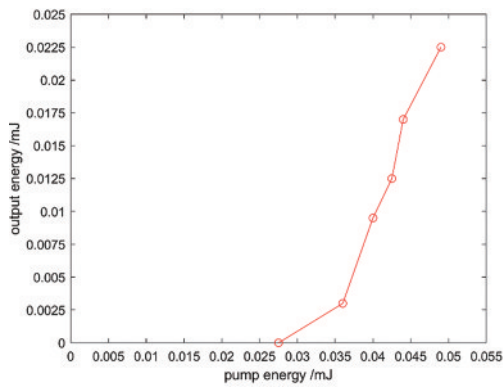


图 7 压缩脉冲宽度与泵浦能量的关系^[42]

Fig. 7 Relationship between compression pulse width and pump energy^[42]

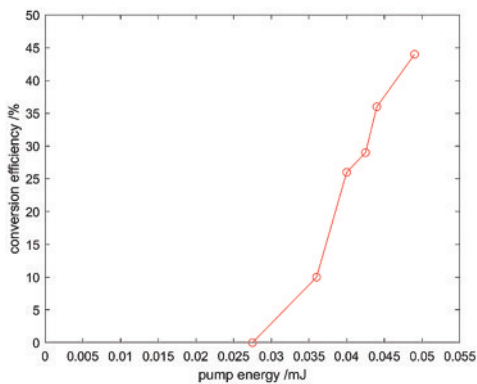


图 8 能量转化效率与泵浦脉冲的关系^[42]

Fig. 8 Relationship between energy conversion efficiency and pump energy^[42]

2) 泵浦脉冲宽度

泵浦脉冲宽度对压缩效果的影响体现在对两脉冲的有效作用距离的影响上,在泵浦宽度比较小的情况下,随着泵浦宽度增加,有效作用距离变大,脉冲宽度

的压缩更加充分,能量转换率提高,当超过了最佳有效作用长度后,脉冲宽度的影响不再明显^[41]。

3.2.3 结构参数影响

1) 透镜焦距

一阶 Stokes 光的强度 I_s ^[43] 可表示为

$$I_s = I_s(0) \exp(g I_p l), \quad (10)$$

式中: $I_s(0)$ 为初始 Stokes 光强度; I_p 为泵浦光强度; l 取激光光束共焦参数 b 的 2 倍; b 是与聚焦系统相关的参数。 b ^[44] 表示为

$$b = \frac{\lambda_l^s f^2 M^2}{\pi \omega_l^2}, \quad (11)$$

式中: f 是拉曼聚焦系统入射透镜的焦距; M 是激光的光束质量; ω_l 是激光在入射透镜处的光斑半径。可以看出,受激拉曼过程中 Stokes 光强度与聚焦系统入射透镜的焦距有关。

曹开法等^[45]研究了在泵浦能量为 20 mJ、脉冲宽度为 5 ns 的条件下,Stokes 脉冲能量随透镜焦距的变化情况,如图 9 所示。

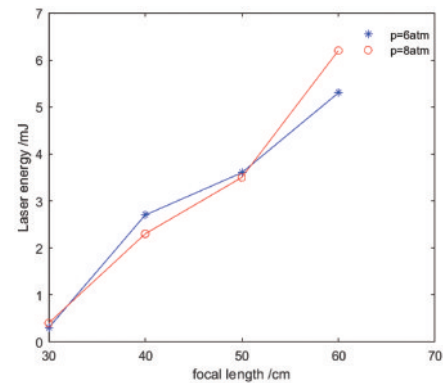


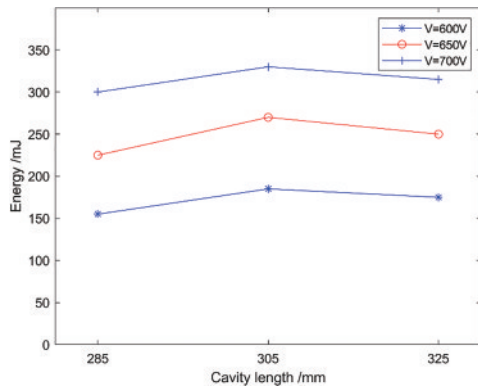
图 9 Stokes 脉冲能量与透镜焦距的关系^[45]

Fig. 9 Relationship between Stokes pulse energy and lens focal length^[45]

总体来看,Stokes 光的能量随着焦距的增大而增大,焦距较长时能量转化效率较高。这是由于透镜焦距长有利于增加泵浦脉冲和 Stokes 脉冲的相互作用长度,使其充分耦合,脉冲得到有效压缩。但焦距过长会使光斑直径变大从而增大能量损耗,也不能达到理想效果。

2) 池长

房春奇等^[46]对拉曼谐振腔进行了优化,研究了不同池长条件下输出脉冲的能量,实验结果如图 10 所示。从实验结果可以看出,输出脉冲的能量随池长的增加先增加后减少。这是由于当池长较短时,Stokes 脉冲和泵浦脉冲的相互作用不够充分,没有获得充分的压缩。当池长过长时,增益介质也会吸收一部分的泵浦能量,使输出的脉冲能量降低。因此在实验中需要合理设计池长以获得最佳压缩效果。

图 10 脉冲能量与池长的关系^[46]Fig. 10 Relationship between pulse energy and cell length^[46]

4 结束语

SRS 脉宽压缩技术虽然发展较早,但一直受到前向与后向 Stokes 的竞争和高阶 Stokes 产生等问题的困扰。实验中一般会使用后向拉曼压缩,而前向拉曼和后向拉曼在大部分情况下是同时存在的,那么前向 Stokes 就会造成泵浦光能量的浪费,降低能量转化率。高阶 Stokes 光的产生在降低能量转化效率的同时,还会使出射光成为多频光。现有抑制高阶 Stokes 的方案中,双色镜隔离和皮秒级的泵浦光输入是两种最常用的方法,通过二向色镜衰减高阶 Stokes 光会很大程度上降低 SRS 脉宽压缩的转化效率,依赖其他技术提供皮秒泵浦光的方法也降低了 SRS 脉宽压缩技术的应用价值。

本文对 SRS 脉宽压缩技术的研究进展进行了综述。目前常用的增益介质以气体和晶体为主。但气体的拉曼增益小、非线性竞争强,随着新型拉曼晶体介质的不断涌现和 CaCO_3 、 $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ 、 $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ 等高增益高负载拉曼晶体生长技术的完善,晶体中的 SRS 压缩为超短脉冲激光的产生提供了一条更切实可行的发展路线,等离子体机制中的背向拉曼放大技术也最有希望成为进一步获得大能量短脉冲技术手段。目前常用的压缩结构还是以单池为主,种子注入式、产生-放大、多次级联放大等新颖压缩结构的产生和发展为 SRS 脉宽压缩实验提供了更多方案。此外,为了规避了 SRS 脉宽压缩反射率不足的问题,还可以采用 SRS 与其他脉宽压缩手段如 SBS 等相结合的办法。因此, SRS 脉宽压缩技术有望应用到更加广阔的领域中。

参 考 文 献

- [1] 侯洵. 超短脉冲激光及其应用[J]. 空军工程大学学报(自然科学版), 2000, 1(1): 1-5.
Hou X. Ultrashort pulse laser and its applications[J]. Journal of Air Force Engineering University (Natural Science Edition), 2000, 1(1): 1-5.
- [2] 路彬彬, 汪欣. 超短脉冲技术在战场侦察雷达上的应用[J]. 电子技术与软件工程, 2020(16): 67-68.

Lu B B, Wang X. Application of ultrashort pulse technology in battlefield reconnaissance radar[J]. Electronic Technology & Software Engineering, 2020(16): 67-68.

- [3] 刘江, 谭方舟, 刘晨, 等. 高功率超短脉冲掺铥光纤激光器的研究进展[J]. 中国激光, 2017, 44(2): 0201003.
Liu J, Tan F Z, Liu C, et al. Progress on high-power ultrashort-pulsed thulium-doped fiber lasers[J]. Chinese Journal of Lasers, 2017, 44(2): 0201003.
- [4] 王治昊, 余锦, 樊仲维, 等. 全固态被动调 Q 皮秒激光技术研究进展[J]. 发光学报, 2013, 34(7): 900-910.
Wang Z H, Yu J, Fan Z W, et al. Research progress of all-solid-state passively Q-switched picosecond laser technology[J]. Chinese Journal of Luminescence, 2013, 34(7): 900-910.
- [5] 林荣勇. 碲化铋作为可饱和吸收体的被动锁模光纤激光器研究[D]. 深圳: 深圳大学, 2015: 2-5.
Lin R Y. Study on pulsed fiber lasers with BiTe_3As saturable absorbers[D]. Shenzhen: Shenzhen University, 2015: 2-5.
- [6] Eckhardt G, Hellwarth R W, McClung F J, et al. Stimulated Raman scattering from organic liquids[J]. Physical Review Letters, 1962, 9(11): 455-457.
- [7] Culver W H, Vanderslice J T A, Townsend V W T. Controlled generation of intense light pulses in reverse-pumped Raman lasers[J]. Applied Physics Letters, 1968, 12(5): 189-190.
- [8] Losev L L, Soskov V I. High-contrast ratio subpicosecond Nd:glass laser with Raman master oscillator [J]. Optics Communications, 1997, 135(1/2/3): 71-76.
- [9] Takahashi E, Matsumoto Y, Matsushima I, et al. Compression of high power KrF laser pulse by backward Raman amplification[J]. Fusion Engineering and Design, 1999, 44(1/2/3/4): 133-136.
- [10] Murray J, Goldhar J, Eimerl D, et al. Raman pulse compression of excimer lasers for application to laser fusion[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1979, 15(5): 342-368.
- [11] 石顺祥, 陈国夫, 赵卫. 非线性光学[M]. 西安: 西安电子科技大学出版社, 2012: 215-224.
Shi S X, Chen G F, Zhao W. Nonlinear optics[M]. Xi'an: Xidian University Press, 2012: 215-224.
- [12] Boyd R W, Masters B R. Nonlinear optics, third edition [J]. Journal of Biomedical Optics, 2009, 14(2): 029902.
- [13] Tomov I V, Fedosejevs R, McKen D C, et al. Phase conjugation and pulse compression of KrF-laser radiation by stimulated Raman scattering[J]. Optics Letters, 1983, 8(1): 9-11.
- [14] 朱晓峥, 楼祺洪, 叶震寰, 等. 固体三倍频激光在高压 H_2 中受激拉曼散射的实验研究[J]. 中国激光, 2003, 30(9): 819-822.
Zhu X Z, Lou Q H, Ye Z H, et al. Experimental investigation of stimulated Raman scattering in H_2 pumped by the third harmonic solid-state laser at 355 nm [J]. Chinese Journal of Lasers, 2003, 30(9): 819-822.
- [15] Kazzaz A, Ruschin S, Shoshan I, et al. Stimulated Raman scattering in methane-experimental optimization and numerical model[J]. IEEE Journal of Quantum

- Electronics, 1994, 30(12): 3017-3024.
- [16] 刘宇海, 周天恩, 吴序华, 等. 高压 H_2 的受激拉曼散射[J]. 光学机械, 1987(6): 59-62.
Liu Y H, Zhou T E, Wu X H, et al. High pressure H_2 stimulated Raman scattering[J]. Optics and Precision Engineering, 1987(6): 59-62.
- [17] Kuwahara K, Takahashi E, Matsumoto Y, et al. Compression of high-power KrF laser pulse by backward Raman scattering using focused geometry[J]. Laser and Particle Beams, 1999, 17(2): 275-280.
- [18] 花晓清, 冷静, 杨和平, 等. 单纵模 Nd:YAG 激光抽运 CH_4 中强后向受激拉曼散射[J]. 光学学报, 2006, 26(1): 91-95.
Hua X Q, Leng J, Yang H P, et al. Generation of intense backward stimulated Raman scattering in CH_4 pumped by a single longitudinal mode Nd:YAG laser[J]. Acta Optica Sinica, 2006, 26(1): 91-95.
- [19] Colles M J. Efficient stimulated Raman scattering from picosecond pulses[J]. Optics Communications, 1969, 1(4): 169-172.
- [20] Maier M, Kaiser W, Giordmaine J A. Intense light bursts in the stimulated Raman effect[J]. Physical Review Letters, 1966, 17(26): 1275-1277.
- [21] Adrain R S, Arthurs E G, Sibbett W. Tunable picosecond transient stimulated Raman scattering in ethanol[J]. Optics Communications, 1975, 15(2): 290-292.
- [22] Bret G G, Weber H P. Transient stimulated Raman scattering in liquids and evaluation of picosecond pulse duration[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1968, 4(5): 342.
- [23] 史久林, 许锦, 罗宁宇, 等. 水中受激拉曼散射的能量增强及受激布里渊散射的光学抑制[J]. 物理学报, 2019, 68(4): 044201.
Shi J L, Xu J, Luo N N, et al. Enhanced stimulated Raman scattering by suppressing stimulated Brillouin scattering in liquid water[J]. Acta Physica Sinica, 2019, 68(4): 044201.
- [24] 陈慧挺, 楼祺洪, 叶震寰, 等. 固体拉曼激光器[J]. 激光与光电子学进展, 2005, 42(7): 55-60, 47.
Chen H T, Lou Q H, Ye Z H, et al. Solid-state Raman lasers[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2005, 42(7): 55-60, 47.
- [25] Eckhardt G, Bortfeld D P, Geller M. Stimulated emission of stokes and anti-stokes Raman lines from diamond, calcite, and α -sulfur single crystals[J]. Applied Physics Letters, 1963, 3(8): 137-138.
- [26] Ammann E O, Decker C D. 0.9-W Raman oscillator[J]. Journal of Applied Physics, 1977, 48(5): 1973-1975.
- [27] Kurbasov S V, Losev L L. Raman compression of picosecond microjoule laser pulses in $KGd(WO_4)_2$ crystal[J]. Optics Communications, 1999, 168(1/2/3/4): 227-232.
- [28] 王正平, 胡大伟, 张怀金, 等. 外腔式 $BaWO_4$ 拉曼激光器[J]. 红外与激光工程, 2009, 38(4): 683-686.
Wang Z P, Hu D W, Zhang H J, et al. External resonator $BaWO_4$ crystal Raman laser[J]. Infrared and Laser Engineering, 2009, 38(4): 683-686.
- [29] 王正平, 胡大伟, 张怀金, 等. 1064 nm 皮秒脉冲激发的外腔式 $SrWO_4$ 拉曼激光器[J]. 中国激光, 2010, 37(2): 335-338.
Wang Z P, Hu D W, Zhang H J, et al. External resonator $SrWO_4$ Raman laser excited by 1064 nm picosecond pulses[J]. Chinese Journal of Lasers, 2010, 37(2): 335-338.
- [30] Tempea G, Brabec T. Nonlinear source for the generation of high-energy few-cycle optical pulses[J]. Optics Letters, 1998, 23(16): 1286.
- [31] 曾志男, 李儒新, 徐至展. 利用等离子体非线性系数实现超强脉冲的压缩[J]. 光学学报, 2001, 21(4): 385-389.
Zeng Z N, Li R X, Xu Z Z. High-intensity pulse compression with plasma nonlinearity[J]. Acta Optica Sinica, 2001, 21(4): 385-389.
- [32] Malkin V M, Tsidulko Y A, Fisch N J. Theory of forward Raman scattering of nonstationary short laser pulses and backward Raman compression of ultrapowerful lasers in plasmas[C]//International Conference on Ultrafast Phenomena 2000, July 9, 2000, Charleston, South Carolina. Washington, D. C.: Optica Publishing Group, 2000: TuF3.
- [33] Ping Y, Fisch N J, et al. Demonstration of ultrashort laser pulse amplification in plasmas by a counterpropagating pumping beam[J]. Physical Review. E, Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics, 2000, 62(4): R4532-R4535.
- [34] Yuan H, Wang Y L, Lu Z W, et al. Fluctuation initiation of Stokes signal and its effect on stimulated Brillouin scattering pulse compression[J]. Optics Express, 2017, 25(13): 14378-14388.
- [35] 夏健. 水中受激布里渊散射和受激拉曼散射特性研究[D]. 南昌: 南昌航空大学, 2011.
Xia J. The study of relations between stimulated Brillouin scattering and stimulated Raman scattering in liquid water[D]. Nanchang: Nanchang Hangkong University, 2011.
- [36] Warrior A M, Lin J P, Pask H M, et al. Highly efficient picosecond diamond Raman laser at 1240 and 1485 nm[J]. Optics Express, 2014, 22(3): 3325-3333.
- [37] 刘照虹. 受激布里渊散射与激光诱导击穿的组合式脉冲压缩技术研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2018: 2-5.
Liu Z H. Pulse compression based on stimulated Brillouin scattering and laser induced breakdown[D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2018: 2-5.
- [38] 周冬建, 郭敬为, 周灿华, 等. 基于双拉曼池的氢气后向拉曼散射及放大[J]. 中国激光, 2016, 43(4): 0402006.
Zhou D J, Guo J W, Zhou C H, et al. Backward Raman scattering and amplification based on dual Raman cells[J]. Chinese Journal of Lasers, 2016, 43(4): 0402006.
- [39] Caird J. A novel technique for suppression of parasitic superfluorescence in backward Raman amplifiers[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1980, 16(4): 489-496.
- [40] Mackonis P, Rodin A M, Petruenas A, et al. Transient stimulated Raman amplification of the supercontinuum in KGW with pulse compression[C]//14th Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO PR 2020), August 3-5, 2020, Sydney, Australia. Washington,

- D.C.: Optica Publishing Group, 2020: C1B_2.
- [41] 廉玉东, 王禹贺, 章雨琴, 等. 受激布里渊散射脉冲压缩技术研究进展[J]. 强激光与粒子束, 2021, 33(5): 051001.
- Lian Y D, Wang Y H, Zhang Y Q, et al. Research progress of stimulated Brillouin scattering pulse compression technique[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2021, 33(5): 051001.
- [42] 胡大伟, 王正平, 夏海瑞, 等. LiIO_3 晶体的受激拉曼散射[J]. 强激光与粒子束, 2008, 20(11): 1883-1886.
- Hu D W, Wang Z P, Xia H R, et al. Stimulated Raman scattering of LiIO_3 crystal[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2008, 20(11): 1883-1886.
- [43] Sentrayan K, Major L, Michael A, et al. Observation of intense stokes and anti-stokes lines in CH_4 pumped by 355 nm of a Nd:YAG laser[J]. Applied Physics B, 1992, 55(4): 311-318.
- [44] 陶宗明, 张寅超, 吕勇辉, 等. Nd:YAG 四倍频激光抽运甲烷后的受激拉曼效应及其物理机制分析[J]. 物理学报, 2004, 53(8): 2589-2594.
- Tao Z M, Zhang Y C, Lü Y H, et al. Effect of stimulated Raman scattering pumped by fourth harmonic Nd:YAG laser in methane and analysis of its physical processes[J]. Acta Physica Sinica, 2004, 53(8): 2589-2594.
- [45] 曹开法, 黄见, 胡顺星. H_2 、 D_2 及 H_2/D_2 混合气体受激拉曼特性研究[J]. 光学学报, 2015, 35(3): 0319001.
- Cao K F, Huang J, Hu S X. Investigation of stimulated Raman scattering characteristics in D_2 , H_2 and D_2/H_2 mixtures[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(3): 0319001.
- [46] 房春奇, 于广礼, 丁建永, 等. 基于受激拉曼散射的高效率、大能量 1197 nm 激光器[J]. 中国激光, 2021, 48(20): 2001001.
- Fang C Q, Yu G L, Ding J Y, et al. High-efficiency and high-pulse-energy 1197 nm laser based on stimulated Raman scattering[J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(20): 2001001.