

可见光/近红外波段多波长皮秒激光研究

康文运, 宋小全, 范东启
(北京跟踪与通信技术研究所, 北京 100094)

摘要:针对多波长皮秒激光覆盖谱段较窄、近红外波段激光较难生成等问题,基于受激拉曼散射效应,构建了一套实验系统,采用重频 1 kHz、波长 532 nm 皮秒激光泵浦 KGd(WO₄)₂ 晶体,运用聚焦激光束泵浦、泵浦能量优化耦合等方法,实现了可见光、近红外波段多波长皮秒激光的生成,生成七阶斯托克斯光和六阶反斯托克斯光,覆盖谱段 415 ~ 800 nm,输出总功率达到 1.76 W. 该研究成果可应用于新型皮秒激光源的研发方面.

关键词:受激拉曼散射;皮秒激光;多波长激光;可见光/近红外波段

中图分类号:TN248.1 **文献标识码:**A

Multi-wavelength picosecond laser in visible and near-infrared bands

KANG Wen-Yun, SONG Xiao-Quan, FAN Dong-Qi
(Beijing Institute of Tracking and Telecommunications Technology, Beijing 100094, china)

Abstract: To solve the problems of narrow coverage spectrum and difficulty of generation of near-infrared band laser, an experimental system is developed for multi-wavelength picosecond laser based on stimulated Raman scattering effects. Generation of visible and near-infrared band multi-wavelength picosecond laser is facilitated with methods such as focusing laser beam pump and laser pump energy optimizing and coupling, using 1 kHz repetition frequency and 532 nm wavelength picosecond laser source pump KGd(WO₄)₂ crystal. The seventh order stokes and sixth order anti-stokes lasers generated cover the spectrum of 415 ~ 800 nm with an output Raman laser power of 1.76W. Results of the study can be used in the research and development of new picosecond laser sources.

Key words: stimulated Raman scattering, picosecond laser, multi-wavelength laser, visible and near-infrared band

PACS: 42. 65. Dr; 42. 65. -k; 42. 55. Ye

引言

受激拉曼散射是入射激光场与非线性介质的分子或晶格的振动能级相互作用产生的,是一种三阶非线性效应,是生成多波长激光的有效技术手段^[1]. 如果采用可见光激光为泵浦源,能够生成覆盖紫外、可见及近红外等多个谱段的激光. 受激拉曼散射效应生成的激光通常具有窄线宽、低发散度、高相干性等优良特点,这种新型光源在激光光谱学、非线性光学、光通信、军事等领域都有广泛应用前景.

皮秒激光由于其在激光加工中热效应较小,已在激光切割、刻蚀和焊接等微细工业加工领域得到

了广泛应用. 另外,激光干扰/损伤光电探测器(CCD)效应实验表明^[2-3]:皮秒激光对 CCD 探测器具有较强的损伤能力,因而皮秒激光倍受关注,单波长皮秒激光技术已获得快速发展. 目前,国内外在多波长皮秒激光研究方面已开展了一些工作^[4-7],但覆盖谱段较窄,在可见光波段主要是绿光和黄光,输出功率较低,尤其近红外 0.76 ~ 0.90 μm 波段的激光较难生成,因此,有必要探索一种多波长皮秒激光生成技术,以便同轴输出可见光/近红外波段多波长皮秒激光信号.

为了生成可见光/近红外波段多波长皮秒激光信号,本文基于受激拉曼散射效应,设计了一套实验

系统,利用 532 nm 波长皮秒激光泵浦 $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ 晶体,简称 KGW 晶体,实现了可见光、近红外波段多波长皮秒激光的生成. 本文旨在探索一种可见光/近红外波段内宽谱段多波长皮秒激光信号生成的新方法,为发展新型皮秒激光源提供参考.

1 基本原理及理论分析

受激拉曼散射能够对泵浦光进行频率变换,生成一系列等频率间隔的多波长激光信号,输出光谱如图 1 所示. 图中横轴为输出激光频率;纵轴表示输出激光信号的相对强度. 其中 ω_L 为泵浦光频率, ω_{s1} 、 ω_{s2} 、 ω_{s3} 为 Stokes 光频率, ω_{as1} 、 ω_{as2} 、 ω_{as3} 为反 Stokes 光频率. 光谱分布与入射激光频率和受激拉曼散射介质有关,对于同一入射激光频率,选择的受激拉曼散射介质不同将产生不同的光谱线分布;对于同一受激拉曼散射介质,选择的入射激光频率不同也将产生不同的光谱线分布.

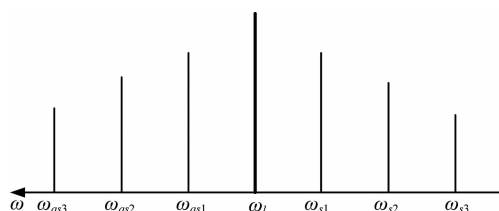


图 1 受激拉曼散射光谱图

Fig. 1 Stimulated Raman scattering spectrum

受激拉曼散射发生过程如图 2 所示. 入射光子的能量与介质分子发生相互作用,介质分子吸收了光子的能量从基态跃迁至某一虚能级,再从虚能级跃迁到激发态并辐射出一个光子,此时,光子频率小于入射光频率 ($\omega_s = \omega_L - \omega_R$),称其为斯托克斯 (Stokes) 散射光. 若分子吸收能量从激发态跃迁至虚能级,再从虚能级跃迁到基态并辐射出一个光子,此时散射光频率大于入射光频率 ($\omega_{as} = \omega_L + \omega_R$),称为反斯托克斯 (anti-Stokes) 散射光. 入射光子 (角

频率为 ω_L) 与散射 Stokes 光子 (角频率为 ω_s) 之间的能量差 ($h\omega_R$) 与分子振动能级相匹配.

反斯托克斯光信号能量一般比斯托克斯要小,因为在热平衡理论中,处于激发态的分子数量要小于处于基态分子的数量.

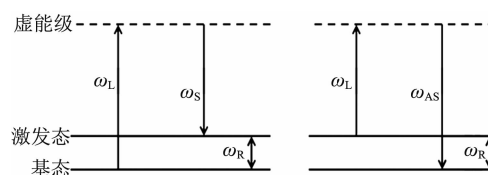


图 2 受激拉曼散射原理图

Fig. 2 Stimulated Raman scattering schematic

各阶 Stokes 光的泵浦关系如图 3 所示^[8]. 受激拉曼散射产生的低阶 Stokes 光将会重新作为泵浦源,产生高阶 Stokes 光,每一阶 Stokes 都由上一阶 Stokes 泵浦生成,与上一阶 Stokes 频率相差 ω_R ,并且同时作为下一阶 Stokes 的泵浦源. 因此,受激拉曼散射的输出谱线是很多条分立的谱线. 受激拉曼散射的散射光频与泵浦光频之差,取决于分子振动能级的改变,与入射光波长无关. 依此类推,可得各阶斯托克斯散射光频率为: $\omega_{si} = \omega_L - i\omega_R$. 类似地,各阶反斯托克斯散射光频率为: $\omega_{asi} = \omega_L + i\omega_R$.

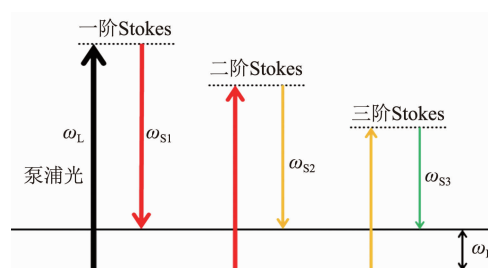


图 3 各阶 Stokes 光生成原理图

Fig. 3 Schematic diagram of various steps of Stokes light generation

根据波长频率变换公式,可将上述各阶斯托克

表 1 532 nm 激光泵浦 KGW 晶体各阶拉曼散射光波长

Table 1 Raman scattering light wavelength of KGW crystal by using a 532 nm pump laser

	一阶	二阶	三阶	四阶	五阶	六阶	七阶
斯托克斯谱线/nm	559	588	621	658	700	747	800
反斯托克斯谱线/nm	508	485	465	446	429	415	398

表 2 KGW 各阶拉曼激光产生所需激光功率密度阈值

Table 2 Generation thresholds of different order Raman laser using KGW crystal

斯托克斯阶数	AS ₆	AS ₅	AS ₄	AS ₃	AS ₂	AS ₁	S ₁	S ₂	S ₃	S ₄	S ₅	S ₆	S ₇
波长/nm	415	429	446	465	485	507	559	588	621	658	700	747	800
I _{th} /(GW/cm ²)	16.1	10.6	8.4	3.1	1.8	1.3	0.7	1.2	1.6	2.0	10.6	12.8	16.1

斯散射光频率、反斯托克斯散射光频率公式转换为波长表达式,计算公式如下:

$$\lambda_s^i = \frac{1}{1/\lambda_L - i \times \delta \times 10^{-7}}, \quad (1)$$

$$\lambda_{as}^i = \frac{1}{1/\lambda_L + i \times \delta \times 10^{-7}}$$

其中 λ_s^i 与 λ_{as}^i 分别为第 i 阶 Stokes 与反 Stokes 散射光的波长,单位为 nm; λ_L 为泵浦光波长,单位为 nm; δ 为拉曼频移,单位为 cm^{-1} , KGW 晶体的拉曼频移为 901.0. 利用上述公式,即可计算在 532 nm 激光泵浦下, KGW 晶体的各阶拉曼散射光波长,详见表 1.

2 激光生成实验

搭建如图 4 所示的全固态 KGW 晶体单通多波长拉曼激光实验装置. 泵浦源采用波长 532 nm/1 064 nm、脉宽约 15 ps、重频 1 kHz 的皮秒激光器,偏振态为线偏振. 其中,激光分色片用于去除 1 064 nm 波长激光信号,实现波长 532 nm 激光泵浦光输出. 格兰-泰勒棱镜用于对泵浦源激光功率进行控制,半波片用于改变泵浦光的偏振方向,格兰-泰勒棱镜和半波片组合可实现激光功率和激光偏振方向连续调整. 小孔光阑用于限制激光束的宽度,聚焦透镜 L1 用于将激光束聚焦汇聚至 KGW 晶体内,以便提高泵浦源激光信号在拉曼晶体中的峰值功率密度,进而获得高阶拉曼激光输出. 透镜 L2 用于对输出激光进行准直. 光谱仪用于测量输出激光光谱. 激光功率/能量计用于测量输入和输出激光功率.

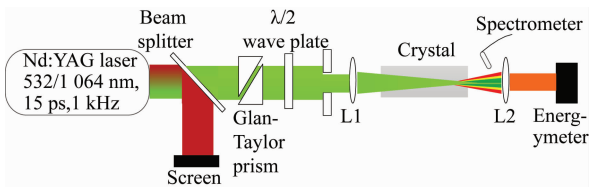


图 4 多波长皮秒激光生成实验装置图

Fig. 4 Layout of the multi-wavelength picosecond laser generation

在实验中,泵浦源 532 nm 激光最大输出能量为 3.0 mJ,小孔光阑直径为 15 mm, KGW 晶体尺寸为 5 mm × 5 mm × 21.5 mm,采用 Ng-切.

目前,在受激拉曼散射中, KGW 晶体切割方式多采用 Np-切,此种切割方式,可实现两种不同的频移模式 (768 cm^{-1} 与 901 cm^{-1}),因此应用较为广泛.但是 Ng-切的 KGW 晶体在泵浦光偏振方向为 g

[mm]g 时的受激拉曼散射阈值较低,且拉曼增益较高^[9]. 聚焦透镜 L1 焦距为 300 mm,将激光汇聚焦点置于 KGW 晶体之外,以免损伤晶体. 实验过程中,通过旋转格兰-泰勒棱镜逐步提高泵浦激光器输出能量;通过旋转半波片调节激光偏振方向,实现泵浦能量与 KGW 晶体的优化耦合,促进高阶受激拉曼散射的生成,以便扩宽多波长激光的覆盖谱段.

3 实验结果及分析

采用重频 1 kHz 的 532 nm 皮秒激光泵浦源,通过调整格兰-泰勒棱镜和半波片组合,实现泵浦能量优化耦合,获得了七阶斯托克斯光 (559 nm、588 nm、621 nm、658 nm、700 nm、747 nm、800 nm) 和六阶反斯托克斯光 (507 nm、485 nm、465 nm、446 nm、429 nm、415 nm) 输出. 测得入射泵浦激光单脉冲能量为 3.02 mJ,输出拉曼激光单脉冲能量为 1.76 mJ,脉宽约 15 ps,对应总的拉曼转换效率为 58.3%. 由 Ocean optical NIRQuest256 型号光谱仪测得 Ng-cut KGW 晶体生成的各阶拉曼激光光谱如图 5 所示. 各阶拉曼激光生成所需泵浦激光功率密度阈值如表 2 所示. KGW 晶体输出的拉曼激光光斑如图 6 所示.

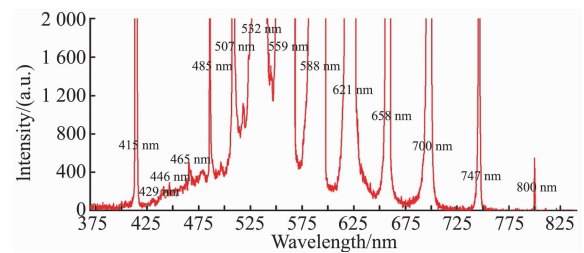


图 5 基于 Ng-cut KGW 晶体获得的各阶拉曼激光光谱图
Fig. 5 Spectrum of the Raman laser based on Ng-cut KGW crystal

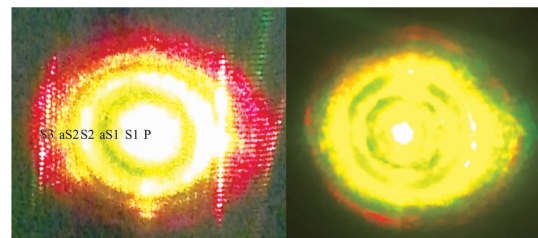


图 6 KGW 晶体生成的拉曼激光光斑
Fig. 6 Raman laser facula generated by KGW crystal

对比表 1 和图 5 的数据可知:理论计算值与实验测量值相符.

激光频率与波长之间的关系由下式表示:

$$\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi c}{\lambda} \quad (2)$$

因此,激光之间的频率差可由下式表示:

$$\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu = 2\pi c\Delta\frac{1}{\lambda} \quad (3)$$

将上述激光光谱实验数据带入式(3)计算知:

相邻激光光谱的 $\Delta\frac{1}{\lambda}$ 相等,约为 901.0 cm^{-1} ,即上述提及的 KGW 晶体的拉曼频移.因此,实验证明相邻激光光谱的相等,由此可见受激拉曼散射的散射光频与泵浦光频之差,取决于散射介质的特性,与入射光波长无关.

由表 2 可知:生成高阶拉曼激光需要很高的泵浦激光峰值功率密度,其中,5 阶以上斯托克斯光和 4 阶以上反斯托克斯光较难生成.由于每一阶斯托克斯光或反斯托克斯光都由上一阶斯托克斯光或反斯托克斯光泵浦生成,随着阶数增加斯托克斯光或反斯托克斯光的强度在递减,因此,要生成更高阶的斯托克斯光或反斯托克斯光,需要更高的泵浦激光峰值功率密度来泵浦.通常实验情况所使用的泵浦激光峰值功率密度较低,一般只生成黄、绿波段激光,覆盖谱段较窄,红光、近红外 $0.76 \sim 0.90 \mu\text{m}$ 波段和蓝光较难生成的主要原因是泵浦激光峰值功率密度还没有达到 KGW 晶体这些拉曼光的出光阈值.本实验中采用聚焦激光束的泵浦方案,使 KGW 晶体中局部激光峰值密度达到了很高的值,同时利用泵浦光偏振方向与 Ng-切的 KGW 晶体光轴的优化耦合效应,降低了受激拉曼散射的出光阈值,最终生成了通常情况下难以生成的宽谱段多波长皮秒激光.

由图 5 可知:415 nm 波长反斯托克斯光信号相对较强,这是由于测量光谱的光谱仪采用光纤探头,探测方向恰巧与该波长激光输出方向对正,因此,探测的信号强度出现了个较强的值.

由图 6 可知:KGW 晶体生成的拉曼激光光斑呈彩色环状分布,实际上,受激拉曼散射的产生存在两种不同的物理过程^[1]:一种是非参量受激过程,另一种是参量四波混频过程.光子场与介质的分子体系发生作用时,伴随着分子在本征能级间的跃迁,同时入射光子湮灭和散射光子产生,这是非参量受激过程.当三光波在非线性介质中传播时,感生了三阶非线性极化强度,这三阶非线性极化强度可以看作一个“源”,产生新的散射光波,这四个光波在介质中传播并相互作用,彼此交换能量,此即参量四波混

频过程.通常,非参量受激过程并不要求相位匹配,其产生的散射光表现为沿轴线传播的光点.参量四波混频过程要求相位匹配,其产生的散射光表现为以轴线为中心的一个圆环.对于斯托克斯散射,非参量受激过程为主导物理过程,只有当泵浦光较强时,参量四波混频过程才能出现;对于反斯托克斯散射,参量四波混频过程为主导物理过程,只有泵浦较强时,非参量受激过程才能出现.

由于在实验中采用的拉曼晶体横截面积较小,限制了入射光斑大小,在晶体激光损伤阈值一定的情况下,若提高入射光功率必然提高入射功率密度,当功率密度达到损伤阈值时造成晶体损坏,制约了高阶拉曼激光的生成,无法进一步得到高功率拉曼激光输出.另外,由于实验中晶体采用风冷热沉,制冷效果有限.实验中晶体损伤都发生在其前后端面,这是因为在端面有一个由空气到晶体材料的介质突变,引起端面的热效应导致热积聚而损坏晶体.因此,适当增加晶体尺寸,通过扩大泵浦光光斑大小,增大输入泵浦光功率,从而获得多波长拉曼激光高功率输出.将晶体风冷热沉改为水冷热沉,将会显著减少热效应影响,能够提高晶体的激光损伤阈值,在保持入射功率密度小于损伤阈值的条件下,可进一步提高泵浦入射光功率,有助于获得多波长拉曼激光高功率输出.

4 结论

受激拉曼散射是生成多波长激光的有效技术手段.基于受激拉曼散射效应,采用单通拉曼激光器方案,利用 532 nm 高重频(1 kHz)皮秒激光器作为泵浦源,Ng-切 KGW 作为拉曼晶体,运用聚焦激光束泵浦、泵浦能量优化耦合等方法,能够实现宽谱段多波长皮秒激光的生成,可同时覆盖可见光、近红外谱段.

在实验中,泵浦源激光单脉冲能量为 3.02 mJ 时,对应泵浦源激光功率为 3.02 W,生成了 415 nm、429 nm、446 nm、465 nm、485 nm、507 nm、559 nm、588 nm、621 nm、658 nm、700 nm、747 nm、800 nm 共 13 个波长的激光信号,测得输出拉曼激光单脉冲能量为 1.76 mJ,对应输出拉曼激光总功率为 1.76 W,激光拉曼转换效率约为 58.3%.

References

[1] LI Gang. *Transform and expansion of laser frequency* [M].

(下转第 444 页)