

用于产生窄带太赫兹波的超大频差双纵模 连续激光器

杨 清¹ 霍玉晶¹ 段玉生¹ 张艳艳²

(¹ 清华大学电子工程系, 北京 100084
² 国家知识产权局专利局审查协作北京中心, 北京 100083)

摘要 报道了一种可用于产生窄带太赫兹(THz)波的超大频差双纵模 Nd:YVO₄ 激光器。该激光器基于薄片激光介质和微型腔来实现连续双纵模运转,两个纵模间的频差处于 THz 波段,通过调节激光器的腔长可实现频差在 0.1~0.2 THz 范围内的调谐;单个纵模的谱线宽度仅为 20 MHz;激光束空间分布为单横模,光束质量 M^2 因子为 1.292;在 630 mW 抽运光下,输出连续激光功率为 116 mW,斜率效率为 18.53%,线偏振度为 0.993。该激光器输出的双频光可被用作种子光经放大后来获得高功率 THz 差频抽运光,再在非线性晶体中通过共线差频就能实现窄带 THz 波辐射,理论分析表明 THz 波辐射谱线宽度约为 THz 差频抽运光的 $\sqrt{2}$ 倍,另外采用光斑半径为 50 μm 和峰值功率在千瓦量级的 THz 差频抽运光,在 0.8 mm 厚 DAST 晶体中可得到毫瓦量级的 THz 波输出。

关键词 激光器;双纵模 Nd:YVO₄ 激光器;超大频差;微型腔;窄带 THz 波辐射

中图分类号 TN248.1 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201333.0514002

Double-Longitudinal-Mode Continuous-Wave Laser with Ultra-Large Frequency Difference Used for Narrowband Terahertz-Wave Generation

Yang Qing¹ Huo Yujing¹ Duan Yusheng¹ Zhang Yanyan²

(¹ Department of Electronic Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China
² Patent Examination Cooperation Center of the Patent Office, State Intellectual Property Office, Beijing 100083, China)

Abstract A double-longitudinal-mode Nd:YVO₄ laser with ultra-large frequency difference is reported, which can be used for generating narrowband terahertz (THz) wave radiation. Continuous-wave (CW) double-longitudinal-mode operation of the laser is achieved based on the thin-disk laser medium and the micro-cavity, and the frequency difference between the two longitudinal modes is in the THz band, tuned by adjusting the length of the laser cavity and varying within the range of 0.1~0.2 THz; The spectral linewidth of each longitudinal mode is as low as 20 MHz; The spatial distribution of the laser beam is a single transverse mode with the beam quality factor M^2 of 1.292; The output power of the CW laser is 116 mW with the slope efficiency of 18.53% and the linear polarization degree of 0.993, when the power of the pumping light is 630 mW. Used as the seed light, the double-frequency output light of the double-longitudinal-mode laser will be amplified to obtain the high-power THz difference-frequency pumping light, which can realize the narrowband THz-wave radiation via collinear difference frequency generation in the nonlinear crystal, while the theoretical analysis indicates the spectral linewidth of the THz-wave expands to approximately $\sqrt{2}$ times than that of the THz difference-frequency pumping light, and using the THz difference-frequency pumping light with spot radius of 50 μm and peak power in kilowatt magnitude and 0.8 mm DAST crystal, the THz-wave radiation with output power in milliwatt magnitude can be generated.

Key words lasers; Nd:YVO₄ laser; double-longitudinal-mode; ultra-large frequency difference; micro-cavity; narrowband terahertz-wave radiation

OCIS codes 140.3460; 140.3480; 140.3948; 140.3600

收稿日期: 2012-11-21; 收到修改稿日期: 2013-01-13

作者简介: 杨 清(1986—),男,博士研究生,主要从事全固态激光器件方面的研究。E-mail: tmyangqing@yahoo.com.cn

导师简介: 霍玉晶(1946—),男,教授,博士生导师,主要从事固态激光器方面的研究。E-mail: hjy-dee@tsinghua.edu.cn

(通信联系人)

1 引言

太赫兹 (THz) 波一般指频率在 $0.1 \sim 10$ THz (10^{12} Hz) 范围内的电磁波辐射 (对应波长范围为 $30 \mu\text{m} \sim 3 \text{mm}$), 由于该波段具有对非极性物质 (如塑料、陶瓷和皮革制品等) 高透及光子能量低 (1 THz 的光子能量约 4meV) 等特征, 因而 THz 波技术在材料检测、医学诊断和安全检查等领域中具有广阔的应用前景^[1~3]。THz 波的产生是 THz 波技术发展和应用的关键之一, 目前研究人员已经发展了多种产生相干 THz 波辐射的技术, 如自由电子激光器^[4,5]、量子级联激光器^[6,7]、THz 气体激光器、THz 光电导法^[8,9]、THz 光整流器^[10,11]、THz 参量振荡器^[12,13] 以及非线性差频方法^[14~17] 等。

THz 波谱线宽度是指 THz 波源所输出 THz 波辐射的波长范围, 表征 THz 波的单色性, THz 波谱线宽度越窄, 可实现的光谱分辨率就越高, 因此窄带 THz 波源是 THz 波技术在高精度光谱学分析或高灵敏度传感等需要很高光谱分辨率的特殊应用中必不可少的器件。THz 波产生技术中, 非线性差频方法在理论上可实现谱线宽度极窄的 THz 波辐射^[14,15], 同时具有实验装置简单、系统结构紧凑、可室温运转以及无阈值等优点, 不足之处是能量转换效率较低。而随着新的性能优良的非线性晶体 (如 DAST 晶体^[10,16,17]) 的成功研制与窄带激光产生和放大技术的不断进步, 该方法或将成为实现低成本、小体积和高性能的室温窄带甚至超窄带 THz 波源的一条比较理想的技术路线, 目前其难点之一在于要求通过较简单的方法或装置来获得频差在 THz 波段范围且稳定的两束高功率窄带激光。

本文研究的双纵模连续激光器可输出超大频差的窄带双频激光。它基于薄片激光介质和微型腔进行选模, 实现双纵模连续激光的激励; 激光介质为高掺杂浓度的沿 a 轴切割的 Nd:YVO₄ 薄片, 两个纵模的波长均在 1064nm 附近, 且其频差在 THz 波段范围内; 通过调节激光器的腔长可实现频差的调谐, 调谐范围在 $0.1 \sim 0.2$ THz 内; 单个纵模的谱线宽度仅为 20MHz , 相对谱宽小于 0.00001% ; 输出光束在空间上为单横模, 腰斑直径约为 $250 \mu\text{m}$, 光束发散角优于 7mrad ; 在抽运光功率为 630mW 时, 输出双纵模激光的平均功率为 116mW , 斜率效率达到 18.53% , 线偏振度为 0.993 , 不稳定性小于 2% 。该激光器输出的窄带双频光可被用作种子光经功率放大后在非线性晶体中共线差频来实现高相干窄带 THz 波辐射, 理论上 THz 波辐射谱线宽度

为其差频抽运光的 $\sqrt{2}$ 倍, 另外数值计算结果表明当 THz 差频抽运光光斑半径为 $50 \mu\text{m}$ 和峰值功率在千瓦量级时, 在 0.8mm 厚 DAST 晶体中就能获得毫瓦量级的 THz 波输出。

2 双纵模连续激光器的设计

根据双频激光器理论^[18] 可知, 若是在同一激光谐振腔内有且仅有两个纵模同时起振和连续激励, 则这两个纵模就一定满足如下条件: 1) 均是由谐振腔光学腔长所决定的单一谐振频率, 相邻纵模间频差与谐振腔光学腔长成反比例关系; 2) 振荡阈值基本相等; 3) 其他的纵模由于阈值较高或腔内模式竞争等而无法起振。于是当腔长很短而使相邻纵模间的频差处于 THz 波段时, 通过微调腔长可以使得靠近增益曲线中心的两个相邻纵模同时起振, 而其他的纵模因达不到振荡阈值而被抑制掉, 这样就能获得频差在 THz 波段范围的双纵模连续激光输出。这种利用短腔法来实现超大频差 (THz 量级) 双纵模连续激光输出的激光器谐振腔的光学腔长 L 。必须满足

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L_0}, \quad 0.1 \text{ THz} \leq \Delta\nu \leq 10 \text{ THz}, \quad (1)$$

式中 c 为真空光速, $\Delta\nu$ 为纵模间隔。另外从图 1 [$g^0(\nu)$ 为增益密度] 中可以看出, 两个纵模之间的最大频差值为 ν_{osc} , 即还应有

$$\Delta\nu < \nu_{\text{osc}}, \quad (2)$$

式中 ν_{osc} 为激光介质的增益谱线宽度, 于是仅从频差调谐范围的角度来说, 所选用激光介质的增益谱线宽度是越大越好。如对于 Nd:YVO₄ 晶体有 $\nu_{\text{osc}} \approx 250 \text{GHz}$, 结合 (1) 式和 (2) 式就可得

$$L_0 \in (0.6 \text{ mm}, 1.5 \text{ mm}]. \quad (3)$$

由于这种超大频差双纵模连续激光器的谐振腔

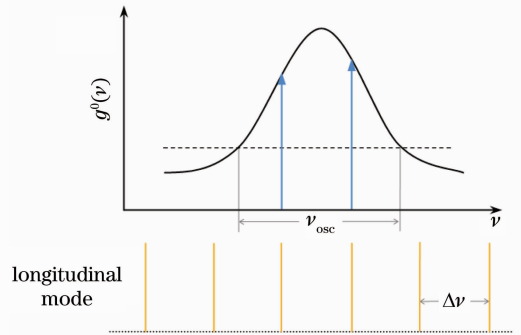


图 1 激光介质增益曲线和谐振腔纵模谱

Fig. 1 Gain curve of laser medium and longitudinal-mode spectrum of cavity

腔长非常短,因此所用激光介质的厚度就必须很薄,同时还应对抽运光有较大的吸收系数,以保证一定的输出功率。实验中激光介质采用掺杂浓度(原子数分数)高达3%的a轴切割Nd:YVO₄薄片,其厚度为200 μm,其前表面对1064 nm光高透(HT),在其后表面上镀制反射膜,和一个曲率半径为200 mm的凹面输出镜来组成平-凹谐振腔,凹面镜表面镀制对1064 nm激光高反(HR)膜,其基本结构示意图如图2所示,图中L为谐振腔的实际腔长。该激光器采用808 nm激光二极管(LD)聚焦后沿光轴方向从Nd:YVO₄薄片后表面对其进行端面抽运,由于Nd:YVO₄薄片π偏振方向的振荡占优势,因此将从凹面输出镜处获得线偏振的双纵模激光输出。凹面输出镜粘合在压电陶瓷(PZT)上,通过调节压电陶瓷的电压即可精细地改变谐振腔的长度,从而实现双纵模频差的调谐及其相对强度的调节。

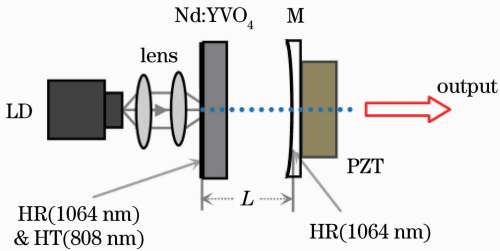


图2 双纵模连续激光器基本结构示意图

Fig. 2 Basic structure of double-longitudinal-mode CW laser

3 实验结果与讨论

3.1 光谱特性

采用高分辨率的光谱仪对文中双纵模连续激光器输出的光谱特性进行了测量。如图3为波长差约为

0.4 nm的双纵模激光的光谱图,其中两个纵模的中心波长分别精确为1063.992 nm和1064.400 nm,此时谐振腔的实际腔长和光学腔长分别约为1.155 mm和1.388 mm,两个纵模的频差为0.108 THz,即为非线性差频中可得THz波辐射的中心频率。通过调节该激光器的腔长,就能改变所输出两个纵模的波长值,从而获得不同的频差值。图4和图5分别为频差较小和较大时的双纵模激光的光谱图,在不同腔长时对应的双纵模激光的中心波长、实际腔长、光学腔长及波长差和频差如表1所示,其中频差的调谐范围在0.1~0.2 THz范围内。

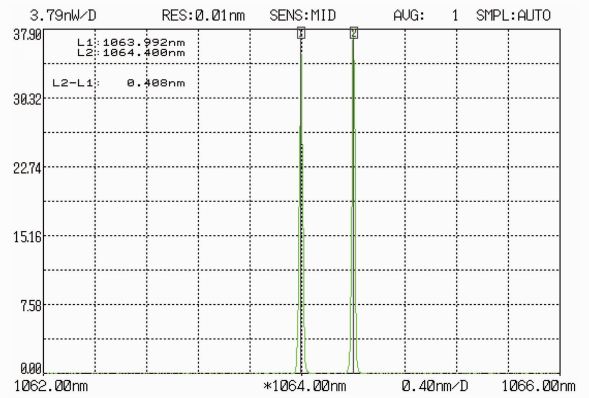


图3 波长差为0.4 nm时双纵模光谱特性测量图

Fig. 3 Spectrum measurement diagram of double longitudinal modes with wavelength difference of 0.4 nm

采用法布里-珀罗干涉仪(自由光谱区为3.75 GHz)对双纵模激光的谱线宽度进行了测量。图6为在波长差为0.4 nm时得到的双纵模激光的纵模数测量图,从中可知有且仅有两个纵模,且单个纵模的谱线半峰全宽(FWHM)仅为20 MHz左右,相对谱宽小于0.00001%。这表明该激光器输出的双频激光具有非常窄的谱线宽度。

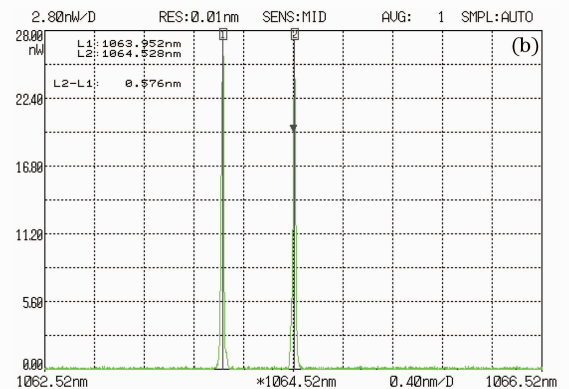
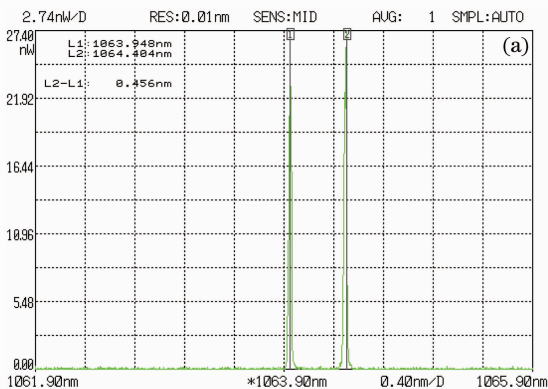


图4 较小频差双纵模光谱特性测量图

Fig. 4 Spectrum measurement diagram of double longitudinal modes with smaller frequency difference

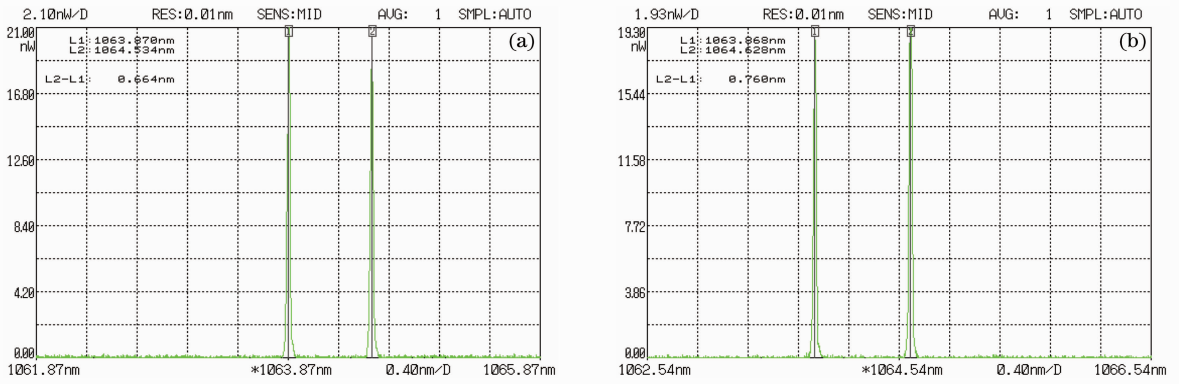


图 5 较大频差双纵模光谱特性测量图

Fig. 5 Spectrum measurement diagram of double longitudinal modes with larger frequency difference

表 1 不同腔长时对应的双纵模激光特性

Table 1 Characteristics of double-longitudinal-mode laser with different cavity lengths

Central wavelengths /nm	Actual cavity length /mm	Optical cavity length /mm	Wavelength difference /nm	Frequency difference /THz
1063.948	1064.404	1.009	0.456	0.121
1063.952	1064.528	0.750	0.576	0.153
1063.870	1064.534	0.853	0.664	0.176
1063.868	1064.628	0.745	0.760	0.201

3.2 相对强度的调节

在保证两个纵模频差基本不变的条件下,通过细微调节压电陶瓷(腔长变化极小)可实现它们之间的相对强度变化。在图 3 中,波长差约为 0.4 nm 的两个纵模的强度大致相等,图 7 中两个纵模的波长差仍为 0.4 nm,而对应的频差也基本不变,在图 7(a)中左边纵模的强度约为右边纵模的 68%,图 7(b)中右边纵模的强度为左边纵模的 65%左右。这种相对强度的可调节性将有利于后续放大过程中两个纵模激光放大功率的调整,保证经功率放大后两个纵模的强度能够大致相等。

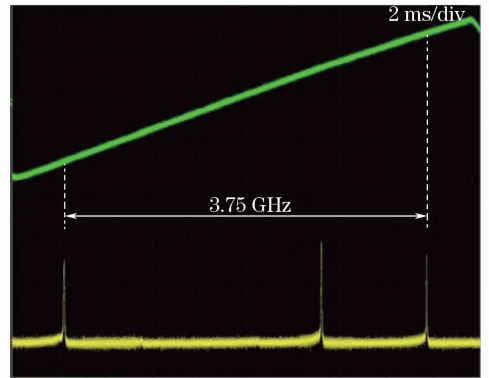


图 6 双纵模谱线宽度测量图

Fig. 6 Spectral linewidth measurement diagram of double longitudinal modes

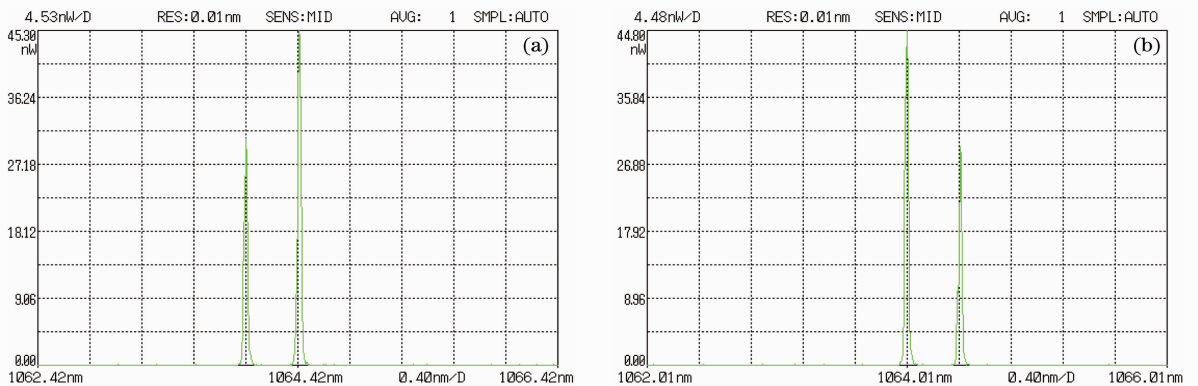


图 7 频差基本不变时两个纵模相对强度的调节

Fig. 7 Relative intensity adjustment of two longitudinal modes with same frequency difference

3.3 功率特性

由于所采用的激光介质为高掺杂浓度的 Nd:YVO₄ 薄片, 受其导热性与机械性能等的限制, 在抽运功率较大(在 1 W 以上)时, 该激光介质会发生热裂而造成永久性损伤。实验中采用 1 W 的 808 nm 激光二极管来进行抽运该激光器, 测得最大的有效抽运功率为 630 mW。

图 8 为该激光器在波长差约为 0.4 nm(如图 3 所示)时的输出功率特性曲线。实验测得该激光器的振荡阈值为 4 mW, 即具有较低的阈值; 从图 8 中可看到双纵模激光输出功率在阈值之上随抽运功率近似线性增长。最大抽运功率为 630 mW 时, 该激光器输出的双纵模激光的平均功率为 116 mW, 斜率效率约为 18.53%; 在 10 min 持续工作时间内, 输出功率幅度的波动范围在其平均值的 ±1% 以内, 即不稳定性小于 2%, 表明该激光器具有良好的幅度稳定性。此外由于激光器腔长的减小而使两个纵模间的频差增大时, 阈值会略微升高, 输出功率也会有一定的下降。

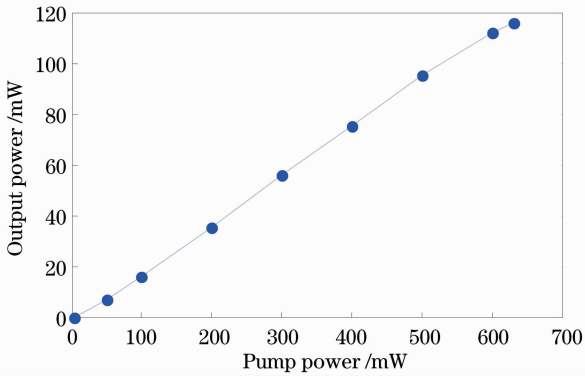


图 8 双纵模激光输出功率随抽运功率的变化

Fig. 8 Output power of double-longitudinal-mode laser versus pump power

3.4 光束质量与线偏振度

该激光器输出的光束在空间上为单横模, 实际测得光束腰斑直径约为 250 μm, 发散角小于 7 mrad, 通过理论计算得其光束质量 M^2 因子大约为 1.292。这表明该激光器具有较好的光束质量。另外由于 Nd:YVO₄ 晶体 π 偏振方向的振荡占优, 因此输出光为线偏振, 在最大抽运功率下测得两个偏振方向的功率幅度比值在 150:1 左右, 即线偏振度约为 0.993, 说明该激光器还具有良好的偏振特性。

4 太赫兹波的相对带宽分析

双纵模连续激光器输出的双频激光的谱线宽度

主要由多普勒宽度决定, 谱线形状(如图 6 所示)近似为高斯型曲线^[19], 即两个纵模的频谱分布可近似成高斯分布, 另外它们的谱线宽度也基本相等。假设采用上述双频激光(两个中心频率分别表示为 ν_1 、 ν_2 , 且有 $\nu_1 > \nu_2$)作为种子光经功率放大后谱线形状不变, 即得到的两束 THz 差频抽运光功率关于频率的变化曲线 $P_1(\nu)$ 和 $P_2(\nu)$ 仍近似为高斯分布, 谱线宽度均为 ν_H , 则有

$$P_1(\nu) = P_{\sigma 1}^0 \exp \left[- \frac{(\nu - \nu_1)^2}{\left(\frac{\nu_H}{\sqrt{4 \ln 2}} \right)^2} \right], \quad (4)$$

$$P_2(\nu) = P_{\sigma 2}^0 \exp \left[- \frac{(\nu - \nu_2)^2}{\left(\frac{\nu_H}{\sqrt{4 \ln 2}} \right)^2} \right], \quad (5)$$

式中 $P_{\sigma 1}^0$ 、 $P_{\sigma 2}^0$ 分别是在中心频率 ν_1 、 ν_2 处的功率密度值。

在小信号近似下, 通过非线性晶体(如 DAST)中差频产生的 THz 波功率与两束 THz 差频抽运光功率的乘积基本成正比^[20], 于是 THz 波辐射功率关于频率的函数 $P_{\text{THz}}(\nu)$ 近似满足如下关系

$$P_{\text{THz}}(\nu) \propto \int_{-\infty}^{\infty} P_1\left(\nu' + \frac{\nu}{2}\right) P_2\left(\nu' - \frac{\nu}{2}\right) d\nu' \propto P_{\sigma 1}^0 P_{\sigma 2}^0 \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[- \frac{\left(\nu' - \nu_1 + \frac{\nu}{2}\right)^2 + \left(\nu' - \nu_2 - \frac{\nu}{2}\right)^2}{\left(\frac{\nu_H}{\sqrt{4 \ln 2}} \right)^2} \right] d\nu' \propto \exp \left[- \frac{(\nu - \nu_{\text{THz}})^2}{\left(\frac{\sqrt{2} \nu_H}{\sqrt{4 \ln 2}} \right)^2} \right], \quad (6)$$

式中 $\nu_{\text{THz}} = \nu_1 - \nu_2$ 为所得 THz 波辐射的中心频率。从上式中可以看出, 共线差频所得 THz 波辐射的频谱分布也近似为高斯分布, 谱线宽度为 $\sqrt{2} \nu_H$ 左右, 即相对于 THz 差频抽运光展宽约 $(\sqrt{2} - 1)$ 倍。

综上所述, 以双纵模连续激光器的输出作为种子光经放大后, 在不考虑功率放大过程中谱线形状变化的情况下, 所得的高功率窄带双频激光作为 THz 差频抽运光在非线性晶体中通过共线差频可获得窄带的 THz 波辐射, 理论上其频谱形状近似为高斯型曲线, 谱线宽度大约为 THz 差频抽运光的 $\sqrt{2}$ 倍。

5 放大分析及太赫兹波功率计算

由于双纵模连续激光器输出的双频激光功率较小, 直接在非线性晶体中差频得到的 THz 波辐射很

弱,无法达到实用的要求,因此有必要进一步对该双频激光进行功率放大,以实现功率较大的窄带 THz 波辐射。但如果直接对该连续激光进行放大,难以或需要很大的代价才能放大到较高的功率(如千瓦量级),因此可以在基本不影响双频激光谱线宽度的情况下进行腔外调制获得其脉冲输出(脉宽大于或等于极限脉宽 50 ns),再对得到的双频激光脉冲进行功率放大,从而获得高峰值功率的窄带双频激光,最后在非线性晶体中通过共线差频实现较高峰值功率的高相干窄带 THz 波辐射,根据第 4 节的分析可知其谱线宽度将小于 30 MHz。因为双频激光的两个中心波长都在 1064 nm 附近,所以可以对它们同时进行放大,为了在放大过程中不产生其他的频率成分并使两个频率的放大效果相当,放大器类型选择行波激光放大器为好,且其工作介质采用与种子激光器相同但掺杂浓度较低的 Nd:YVO₄ 晶体。由于在放大过程中会对激光脉冲前沿有一定的陡化作用,其脉宽可能会变窄,当小于极限脉宽时将导致频谱展宽,因此初始的调制脉宽需选择得大一些(如 100 ns)。

由于有机晶体 DAST 具有很大的非线性系数,且对 1064 nm 附近波段基本透明和在 0.1~0.2 THz 范围内吸收很弱^[16,21],因此从 THz 波辐射功率角度上选择该晶体作为非线性晶体最佳。当两束 THz 差频抽运光波长选择为 1063.992 nm 和 1064.400 nm(如图 3 所示)时,对应的 THz 波频率为 0.108 THz。THz 差频抽运光沿着 DAST 晶体 c 轴方向通过,其偏振方向平行于晶体的 a 轴,则有效非线性系数 $d_{\text{eff}}(d_{11})$ 约为 290 pm/V^[16]。两束 THz 差频抽运光及 THz 波在 DAST 中的折射率分别约为 2.2077、2.2076、2.4692,吸收系数近似为 0.5、0.5、0.4221 cm⁻¹^[10]。设两束 THz 差频抽运光的峰值功率均为 1 kW,聚焦后的光斑半径为 50 μm,DAST 晶体的厚度为 0.8 mm,则根据文献^[20,22]提供的公式可计算得到输出 THz 波的峰值功率约为 1.26 mW,转换效率为 1.26×10^{-6} 。对于其他(如表 1 中所示)频差的双纵模,所得 THz 波功率也在毫瓦量级(如 0.201 THz 时约为 3.74 mW),另外通过进一步提高 THz 差频抽运光功率或压缩其光斑尺寸将能实现更高功率的 THz 波辐射。

6 结 论

基于双纵模连续激光器实现了超大频差的窄带双频激光输出。理论分析表明频谱分布均为高斯分

布且谱线宽度相等的两束 THz 差频抽运光在非线性晶体中进行差频,所获得的 THz 波辐射的频谱分布也为高斯分布,谱线宽度为 THz 差频抽运光的 $\sqrt{2}$ 倍。由于目前所获得的双频激光输出功率较小,因此下一步将对其进行功率放大等实验,以期获得高功率的窄带双频激光输出。

参 考 文 献

- 1 B. Ferguson, X. C. Zhang. Materials for terahertz science and technology[J]. *Nature Materials*, 2002, **1**: 26~33
- 2 Masayoshi Tonouchi. Cutting-edge terahertz technology [J]. *Nature Photonics*, 2007, **1**(2): 97~105
- 3 Li Qi, Yao Rui, Ding Shenghui *et al.*. Experiment on 2.52 THz transmission-mode imaging for concealed objects[J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(7): 0711001
李 琦,姚 睿,丁胜晖等. 遮挡物的 2.52 THz 透射成像实验研究[J]. *中国激光*, 2011, **38**(7): 0711001
- 4 B. A. Knyazev, V. S. Cherkassky, E. N. Chesnokov *et al.*. Novosibirsk terahertz free electron laser: facility development and new experimental results at the user stations [C]. In: 36th International Conference on IRMMW-THz, 2011
- 5 Tan Ping, Huang Jiang, Liu Kaifeng *et al.*. Terahertz radiation sources based on free electron lasers and their applications[J]. *Science China Information Sciences*, 2012, **55**(1): 1~15
- 6 B. S. Williams, S. Kumar, Q. Hu *et al.*. High-power terahertz quantum-cascade lasers [J]. *Electron. Lett.*, 2006, **42**(2): 89~91
- 7 S. Fatholouloumi, E. Dupont, C. W. I. Chan *et al.*. Terahertz quantum cascade lasers operating up to about 200 K with optimized oscillator strength and improved injection tunneling[J]. *Opt. Express*, 2012, **20**(4): 3866~3876
- 8 M. Tani, Y. Hirota, C. T. Que *et al.*. Novel terahertz photoconductive antennas[J]. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 2006, **27**(4): 531~546
- 9 Neda Khiabani, Yi Huang, Yao-chun Shen *et al.*. THz photoconductive antennas in pulsed systems and CW systems[C]. In: 2012 IEEE International Workshop on Antenna Technology (iWAT), 2012
- 10 A. Schneider, M. Neis, M. Stillhart *et al.*. Generation of terahertz pulses through optical rectification in organic DAST crystals: theory and experiment [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2006, **23**(9): 1822~1835
- 11 J. D. Rowley, J. K. Wahlstrand, K. T. Zawilski *et al.*. Terahertz generation by optical rectification in uniaxial birefringent crystals [J]. *Opt. Express*, 2012, **20**(15): 16968~16973
- 12 Kodo Kawase, Jun-ichi Shikata, Hiromasa Ito. Terahertz wave parametric source[J]. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2002, **35**(3): R1~R14
- 13 Liu Lei, Li Xiao, Liu Tong *et al.*. Progress of terahertz wave parametric oscillator [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2012, **49**(9): 090001
刘 磊,李 霄,刘 通等. 太赫兹波参量振荡器研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2012, **49**(9): 090001
- 14 R. L. Aggarwal, B. Lax, H. R. Fetterman *et al.*. CW generation of tunable narrow-band far-infrared radiation[J]. *J. Appl. Phys.*, 1974, **45**(9): 3972~3974
- 15 M. A. Leigh, W. Shi, J. Zong *et al.*. Narrowband pulsed THz source using eyesafe region fiber lasers and a nonlinear crystal [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2009, **21**(1): 27~29
- 16 T. Taniuchi, J. Shikata, H. Ito. Tunable terahertz-wave

- generation in DAST crystal with dual-wavelength KTP optical parametric oscillator [J]. *Electron. Lett.*, 2000, **36**(16): 1414~1416
- 17 M. Tang, H. Minamide, Y. Wang *et al.*. Tunable terahertz-wave generation from DAST crystal pumped by a monolithic dual-wavelength fiber laser [J]. *Opt. Express*, 2011, **19**(2): 779~786
- 18 H. Y. Shen, H. Su. Operating conditions of continuous wave simultaneous dual wavelength laser in neodymium host crystals [J]. *J. Appl. Phys.*, 1999, **86**(12): 6647~6655
- 19 Tian Qian, Liao Yanbiao, Sun Liqun. Engineering Optics [M]. Beijing: Tsinghua University Press, 2006
田 芊, 廖延彪, 孙利群. 工程光学[M]. 北京: 清华大学出版社, 2006
- 20 Shen Yuenron. Nonlinear Infrared Generation [M]. Beijing: Science Press, 1977. 29~37
沈元壤. 红外辐射的产生——利用非线性光学原理[M]. 北京: 科学出版社, 1977. 29~37
- 21 M. Walther, K. Jensby, S. R. Keiding *et al.*. Far-infrared properties of DAST[J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(12): 911~913
- 22 Zheng Fanghua, Liu Huan, Li Xifu *et al.*. Simultaneous dual-wavelength quasi-continuous-wave laser-diode-end-pumped Nd:YAG laser for terahertz wave source[J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(2): 200~205
郑芳华, 刘 欢, 李喜福 等. 产生太赫兹辐射源的 Nd:YAG 双波长准连续激光器[J]. 中国激光, 2008, **35**(2): 200~205

栏目编辑: 宋梅梅