

引用格式: SANG Youbao, WANG Pengyuan, CHEN Ying, et al. Wavelength Tunable Er: YAG Mid-infrared Pulse Laser Based on Pump Control[J]. Acta Photonica Sinica, 2021, 50(5):0514001

桑友宝,王鹏远,陈莹,等. 基于泵浦控制的波长可调谐Er: YAG中红外脉冲激光[J].光子学报,2021,50(5):0514001

# 基于泵浦控制的波长可调谐Er: YAG 中红外脉冲激光

桑友宝<sup>1,3</sup>,王鹏远<sup>1</sup>,陈莹<sup>1</sup>,苏新军<sup>2</sup>,刘金波<sup>1</sup>,郭敬为<sup>1</sup>,桑凤亭<sup>1</sup>

(1 中国科学院大连化学物理研究所 中国科学院化学激光重点实验室,辽宁大连 116023)

(2 核工业理化工程研究院,天津 300180)

(3 中国科学院大学,北京 100049)

**摘 要:**在腔内不添加任何调谐元器件,并且不改变输出耦合率的情况下,分析能级寿命和受激辐射截面,调控泵浦脉冲模式,实现同一台激光器中多种波长模式的输出。典型输出模式包括:2 699 nm 激光(1.06 mJ)和 2 803 nm 激光(1.25 mJ)的单波长输出,2 699 nm(1.06 mJ)和 2 803 nm(0.86 mJ)双波长激光的时间分离变频输出,2 699 nm(1.06 mJ)和 2 830 nm(1.35 mJ)双波长激光的时间分离变频输出。本文研究有望成为测量有机物浓度的差分吸收雷达的光源,使单一探测器实现差分测量,同时大幅度简化差分吸收雷达的检测系统,降低成本。

**关键词:**激光技术;中红外;光谱分析;YAG 激光;稀土掺杂;多波长

中图分类号:TN249

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20215005.0514001

## Wavelength Tunable Er: YAG Mid-infrared Pulse Laser Based on Pump Control

SANG Youbao<sup>1,3</sup>, WANG Pengyuan<sup>1</sup>, CHEN Ying<sup>1</sup>, SU Xinjun<sup>2</sup>, LIU Jinbo<sup>1</sup>, GUO Jingwei<sup>1</sup>,  
SANG Fengting<sup>1</sup>

(1 Key Laboratory of Chemical Lasers, Dalian Institute of Chemical Physics, Chinese Academy of Science, Dalian, Liaoning 116023, China)

(2 Research Institute of Physical and Chemical Engineering of Nuclear Industry, Tianjin 300180, China)

(3 University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049 China)

**Abstract:** This work achieves a variety of wavelength output modes in the same laser by analyzing the energy level lifetime and the stimulated emission cross section. The laser realizes the result by the regulation of the pump pulse mode without any tuning components in the cavity and does not change the output coupling transmittance. The laser modes include: 1.06 mJ single-wavelength 2 699 nm laser mode, 1.25 mJ single-wavelength 2 803 nm laser mode, alternate sequence pulse mode with dual-wavelength of 1.06 mJ 2 699 nm and 0.86 mJ 2 803 nm, alternate sequence pulse mode with dual wavelength of 1.06 mJ 2 699 nm laser and 1.35 mJ 2 830 nm. The research in this paper is expected to be the laser source of the differential absorption radar for measuring the concentration of organic matter, enabling a single detector to achieve differential measurement, while greatly simplifying the detection system of differential absorption radar and reducing costs.

基金项目:国家自然科学基金(Nos.22073101, 62005282)

第一作者:桑友宝(1996—),男,博士研究生,主要研究方向为固体激光技术及激光探测技术。Email:yubaosang@dicp.ac.cn

导 师:桑凤亭(1942—),男,院士,博导,主要研究方向为超音速碘化学激光。Email:sft@dicp.ac.cn

通讯作者:郭敬为(1973—),男,研究员,博士,主要研究方向为受激拉曼散射、固体激光器、碱金属激光等。Email:jingweigu@dicp.ac.cn

收稿日期:2020-12-31;录用日期:2021-02-05

<http://www.photon.ac.cn>

**Key words:** Laser technique; Midinfrared; Spectrim analysis-theory; YAGlaser; Rare-earth element; Multi-wavelength

**OCIS Codes:** 140.3210; 140.3070; 140.3500; 140.3580

## 0 引言

波长为  $3\ \mu\text{m}$  的中红外激光由于其波长位于很多分子的特征吸收谱线位置,在医学研究<sup>[1-3]</sup>、激光雷达<sup>[4-5]</sup>、气体探测<sup>[6-8]</sup>等领域有着重要的应用。这个波段具有代表性的产生介质之一是高浓度的掺铒离子中红外激光<sup>[9-11]</sup>。中红外波段,位于众多分子的指纹识别区,中红外激光具有广泛的应用,它可以用作气体探测、激光雷达等的光源<sup>[12-16]</sup>。在近红外波段,对于铒激光的多波长研究已经比较成熟,由于掺铒光纤有较大的增益范围和较低的饱和功率,因此可以选择插入式光学元器件来实现选频的效果,从而实现多个波长的同时输出及选择输出<sup>[17-20]</sup>。中红外波段一般选用高浓度掺铒的晶体来产生激光,铒离子在晶体中存在晶体场导致的能级 Stark 分裂<sup>[21]</sup>,所以增益谱线虽然较宽但是有明显的尖峰,且位于中红外的激光增益也相对较小,因此使用插入式元件实现二极管泵浦掺铒中红外脉冲激光的选频较为困难。1994年,DINERMAN B J等报道了连续泵浦高浓度 Er: YAG 激光下,产生了双波长激光( $2.83\ \mu\text{m}$  和  $2.94\ \mu\text{m}$ ),并且随着泵浦能量和温度的变化,双波长之间会存在切换<sup>[22]</sup>。巧合的是在2019年KAWASE H等也在 Er: YAP 晶体中实现了  $2.92\ \mu\text{m}$  和  $2.769\ \mu\text{m}$  波长的切换<sup>[23]</sup>。1994年 HAMILTON C E 等发现在 Er: YAG 激光系统中,脉冲泵浦条件下, $2.83\ \mu\text{m}$  激光和  $2.94\ \mu\text{m}$  激光始终共存<sup>[24]</sup>。在2011年,ARBABZADAH E 等使用了更高分辨率的测试设备,探测到了 Er: YAG 激光的四个波长但并未解释清楚其产生机理及其竞争机制<sup>[25]</sup>。2020年,SANG 等提出了 Er: YAG 激光的多波长模式竞争模型,将模式竞争引入了速率方程,预测并实现了 Er: YAG 激光的多波长输出<sup>[11]</sup>。本文基于前期的多波长激光装置,在腔内仅有输出镜、高反镜及激光晶体三个光学器件的情况下,利用带模式竞争的激光模型,通过对泵浦进行双脉冲的调制之后,可以在一台激光器中实现多个 Er: YAG 激光波长( $2\ 699\ \text{nm}$ ,  $2\ 803\ \text{nm}$ )的单波长输出,以及多种不同组合波长激光( $2\ 699\ \text{nm}$  和  $2\ 803\ \text{nm}$ ,  $2\ 699\ \text{nm}$  和  $2\ 830\ \text{nm}$ )的时间分离分频输出。

## 1 Er: YAG 波长调制机理

基于多波长输出的 Er: YAG 激光模型,可以实现四波长激光( $2\ 699\ \text{nm}$ ,  $2\ 803\ \text{nm}$ ,  $2\ 830\ \text{nm}$ ,  $2\ 939\ \text{nm}$ )一起输出。中红外 Er: YAG 激光的激光上能级是  $^4I_{11/2}$ , 寿命约为  $120\ \mu\text{s}$ , 下能级是  $^4I_{13/2}$ , 寿命约为  $7\ \text{ms}$ <sup>[25]</sup>。下能级寿命远大于上能级,这就需要一种独特的机制来阻止激光的自终止现象。高浓度掺杂的 Er: YAG 晶体中会有交叉弛豫现象,将下能级粒子搬运至上能级,从而实现激光的连续或长脉冲运转。在 Er: YAG 晶体中, $^4I_{11/2}$  能级和  $^4I_{13/2}$  能级会被晶体场所影响,产生 Stark 分裂,分别分裂成简并度都为 2 的 6 个精细能级和 7 个精细能级,从而产生 Er: YAG 丰富的中红外荧光谱线。精细能级粒子数的分布遵循着 Boltzmann 分布<sup>[11]</sup>,在低重频运行的激光体系下,激光运行带来的温度变化很小,粒子数分布直接和温度相关,可以直接计算出不同精细能级粒子数的分布,见图 1,从而给出激光速率方程中反转粒子数的系数。

激光的增益表示为

$$g_{\lambda} = \sigma_{\lambda}(\alpha_{\lambda}N_2 - \beta_{\lambda}N_1) \quad (1)$$

式中, $g_{\lambda}$  是各个波长的增益, $\sigma_{\lambda}$  是不同波长的受激发射截面, $\alpha_{\lambda}$  和  $\beta_{\lambda}$  分别是激光上能级  $^4I_{11/2}$  和下能级  $^4I_{13/2}$  中,对应激光发射波长精细能级的粒子数占比, $N_2$  和  $N_1$  分别是激光上能级  $^4I_{11/2}$  和下能级  $^4I_{13/2}$  的粒子数密度。

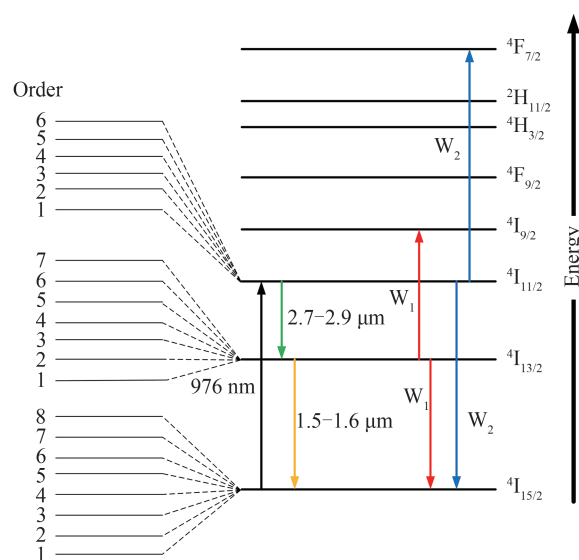


图 1 Er: YAG 中铒离子的能级及其精细能级示意图  
Fig. 1 Schematic diagram of the energy level of erbium ion in Er: YAG and its fine energy level

将式(1)中的 $N_1$ 提出,得到

$$g_\lambda = \sigma_\lambda N_1 (\alpha_\lambda N_2 / N_1 - \beta_\lambda) \quad (2)$$

式中, $\alpha_\lambda, \beta_\lambda, \sigma_\lambda$ 都是常数,且不同波长激光的下能级粒子数 $N_1$ 也相同,这样可以说增益 $g_\lambda$ 直接与 $N_2/N_1$ 相关,因为还有一项 $N_1$ 的存在,所以不同的 $N_2/N_1$ 只能决定相同条件下,激光输出波长。这样就能利用上下能级寿命的不同,或者是粒子数提前累计过程,实现对Er: YAG激光输出波长的调控。

## 2 理论模型与计算

不同波长对应的Stark能级跃迁也有所不同<sup>[18]</sup>,2 699 nm、2 803 nm、2 830 nm、2 939 nm分别对应的是 $(1 \rightarrow 1, 4 \rightarrow 5, 6 \rightarrow 7, 2 \rightarrow 7)^{[21]}$ ,其中箭头左右的数字分布表示的是 ${}^4I_{11/2}$ 和 ${}^4I_{13/2}$ 能级中Stark精细能级的顺序。根据相关数据,列出Er: YAG激光的速率方程为

$$\frac{dN_2}{dt} = R_p - \frac{N_2}{T_2} - 2W_{22}N_2^2 + W_{11}N_2^2 - \sum_{i=1}^4 \sigma_i (\alpha_i N_2 - \beta_i N_1) \varphi_i \quad (3)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \beta_{21} \frac{N_2}{T_2} - \frac{N_1}{T_1} - 2W_{11}N_1^2 + \sum_{i=1}^4 \sigma_i (\alpha_i N_2 - \beta_i N_1) \varphi_i \quad (4)$$

$$\frac{d\varphi_1}{dt} = \varphi_1 \left[ c\sigma_1 (\alpha_1 N_2 - \beta_1 N_1) - \frac{c(L - LnR_1)}{2l} \right] + S \frac{\alpha_1 N_2}{T_2} \quad (5)$$

$$\frac{d\varphi_2}{dt} = \varphi_2 \left[ c\sigma_2 (\alpha_2 N_2 - \beta_2 N_1) - \frac{c(L - LnR_2)}{2l} \right] + S \frac{\alpha_2 N_2}{T_2} \quad (6)$$

$$\frac{d\varphi_3}{dt} = \varphi_3 \left[ c\sigma_3 (\alpha_3 N_2 - \beta_3 N_1) - \frac{c(L - LnR_3)}{2l} \right] + S \frac{\alpha_3 N_2}{T_2} \quad (7)$$

$$\frac{d\varphi_4}{dt} = \varphi_4 \left[ c\sigma_4 (\alpha_4 N_2 - \beta_4 N_1) - \frac{c(L - LnR_4)}{2l} \right] + S \frac{\alpha_4 N_2}{T_2} \quad (8)$$

式中, $\varphi_1(2\ 699\ \text{nm})$ ,  $\varphi_2(2\ 803\ \text{nm})$ ,  $\varphi_3(2\ 830\ \text{nm})$ ,  $\varphi_4(2\ 939\ \text{nm})$ 是四个激光波长对应的光子数密度, $R_p$ 是泵浦的函数。 $N_2$ 和 $N_1$ 分别是 ${}^4I_{11/2}$ 和 ${}^4I_{13/2}$ 能级的粒子数密度。 $T_2(7\ \text{ms})$ <sup>[22]</sup>和 $T_1(0.12\ \text{ms})$ <sup>[22]</sup>分别是 ${}^4I_{13/2}$ 和 ${}^4I_{11/2}$ 的能级寿命。 $W_{11}(1.3 \times 10^{-21}\ \text{m}^3\ \text{s}^{-1})$ <sup>[26]</sup>和 $W_{22}(3.7 \times 10^{-21}\ \text{m}^3\ \text{s}^{-1})$ <sup>[26]</sup>分别是 ${}^4I_{13/2}$ 和 ${}^4I_{11/2}$ 能级的交叉弛豫系数。 $\alpha_1\beta_1, \alpha_2\beta_2, \alpha_3\beta_3, \alpha_4\beta_4$ <sup>[11]</sup>分别是上下能级的玻尔兹曼分布系数,对应的波长分辨为2 699 nm, 2 803 nm, 2 830 nm和2 936 nm。 $c$ 是光速, $L$ 是谐振腔损耗<sup>[11]</sup>,输出耦合镜对于不同波长(2 699 nm, 2 803 nm, 2 830 nm, 2 939 nm)的反射率分别为 $R_1(0.9660)$ ,  $R_2(0.9645)$ ,  $R_3(0.9632)$ ,  $R_4(0.9513)$ <sup>[11]</sup>,  $\beta_{21}(0.115)$ <sup>[27]</sup>是从 ${}^4I_{11/2}$ 跃迁到 ${}^4I_{13/2}$ 的比例系数,不同波长激光对应的受激发射截面分别为 $\sigma_1(4.35 \times 10^{-20}\ \text{cm}^{-2})$ ,  $\sigma_2(4.20 \times 10^{-20}\ \text{cm}^{-2})$ ,  $\sigma_3(4.35 \times 10^{-20}\ \text{cm}^{-2})$ ,  $\sigma_4(3.0 \times 10^{-20}\ \text{cm}^{-2})$ <sup>[11]</sup>。 $S$ 是自发辐射系数,用于激光的起振项。

在理论计算模型中,在考虑了2 699 nm激光的自终止效应和多波长模式竞争的模型后,理论计算出了两种双波长输出模型和两种单波长输出模型。在这个模型中,如果不对泵浦时间加以限制,即选择较长时间脉冲(几百微秒)的泵浦的情况下,能直接发射四波长的激光<sup>[11]</sup>。而在本文中,通过调节泵浦脉冲的形式,使得其输出波长为单波长或是时域上分开的双波长。虽然在本文中并没有直接体现多波长之间的模式竞争即出现波长直接切换的现象,但是速率方程仍然是基于多波长之间的模式竞争来考虑设计的,多个波长激光的增益均与上下能级粒子数直接相关,只有考虑了多波长之间的模式竞争才能利用其特点,利用泵浦脉冲化的形式直接选择出使得输出波长获得竞争优势的条件,从而输出想要的波长。由于Er: YAG常见输出波长为2 939 nm,且连续运行的Er: YAG激光的波长最终都会回到2 939 nm,所以本文中采取泵浦双脉冲的方式获得纯净光谱时,一般不考虑让2 939 nm出光,而是优先考虑2 699 nm、2 803 nm、2 830 nm激光的出光波长选择,从而提供一种之前未有报道的Er: YAG出光波长选择。

## 2.1 单波长出光理论计算

首先是2 699nm激光的单波长输出。2 699 nm激光的阈值低于其他波长,且有明显的自终止效应。所以只需要在短脉冲下泵浦,输出的激光波长均为2 699 nm。其次是2 803 nm激光的单波长输出,此时需将泵浦光分为三段,第一段时间用来填充粒子数但不输出激光,就是在阈值以下进行泵浦,第二段时间的泵浦功率为0,由于Er: YAG中红外激光的上下能级分别为 $^4I_{11/2}$ 和 $^4I_{13/2}$ ,它们的寿命分别为120  $\mu\text{s}$ 和7 ms,所以中间进行一段时间的0功率泵浦之后,上能级粒子数消耗的速度远大于下能级,这就导致在第三段泵浦光泵浦之前, $^4I_{13/2}$ 能级上有较多粒子数,而 $^4I_{11/2}$ 能级上的粒子数几乎为0。然后进行较高功率的第三段泵浦,从而激发出2 803 nm的激光。但是激光泵浦时间不能过长,过长之后,又会回到多波长竞争的模式,从而有利于2 939 nm激光的发射。同时泵浦时间也不能过短,因为在第三段泵浦初期,下能级存在一定的粒子数,而出光所需要的增益和腔内损耗都没有改变。增益等于反转粒子数密度乘以受激发射截面,发射截面一般认为是不变的,意味着所需要的反转粒子数密度也是不变的。在第三段泵浦开始时,下能级就存在了一定量的粒子数,导致第三段泵浦的阈值会较之前明显提高,所以泵浦时间也不能太短。两种单波长输出的计算结果如图2所示,图2(a)的计算泵浦条件为1 000 W/100  $\mu\text{s}$ ,图2(b)的计算泵浦条件为500 W/400  $\mu\text{s}$ ,2 000 W/120  $\mu\text{s}$ ,间隔700  $\mu\text{s}$ 。

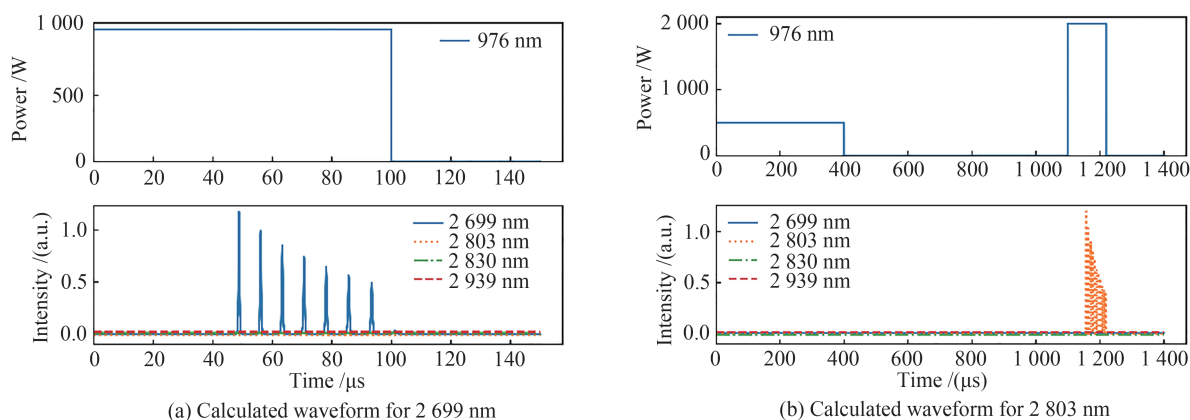


图2 不同泵浦条件下单波长输出理论计算激光波形

Fig.2 Single wavelength output theoretically calculated laser waveform under the pumping conditions

## 2.2 双波长分时分频出光理论计算

这里,利用Er: YAG输出激光谱线中的2 699 nm激光是自终止的,从而能够制作出双波长分时分频激光,意思就是在前一段泵浦出光是2 699 nm,后一段泵浦出光波长是2 803 nm/2 830 nm激光。

首先是2 699 nm和2 803 nm的双波长分时分频激光输出,这里和2.1节中输出单波长输出的模型类似,只不过需要将第一段泵浦的时间缩短,从而保证粒子数填充数目和2.1节中第三段泵浦的初始条件类似,这样就能输出2 699 nm和2 803 nm的分时分频激光。理论计算如图3(a)所示,图3(a)中计算的泵浦条件为1 200 W/300  $\mu\text{s}$ ,2 000 W/120  $\mu\text{s}$ ,间隔800  $\mu\text{s}$ 。

其次是2 699 nm和2 830 nm的双波长分时分频激光输出。这里不能和上半段的机理相似,因为上能级粒子数的累计是有上限的,上限取决于出了2 699 nm激光之外其他激光的阈值,必须在那个阈值以下泵浦,而且在较长时间(几百  $\mu\text{s}$ )之后,由于几倍于上能级 $^4I_{11/2}$ 寿命,上下能级粒子数变化就趋于平缓。所以这里只能间隔较短时间,利用上能级仍然存在大量粒子数的时候,再进行泵浦,跳过2 803 nm激光的过程,从而实现2 699 nm和2 830 nm的双波长分时分频输出。只不过这个地方的间隔时间较短,仅有200  $\mu\text{s}$ 左右。理论计算模型如图3(b)所示,图3(b)计算的泵浦条件为1 200 W/400  $\mu\text{s}$ ,2 000 W/100  $\mu\text{s}$ ,间隔50  $\mu\text{s}$ 。

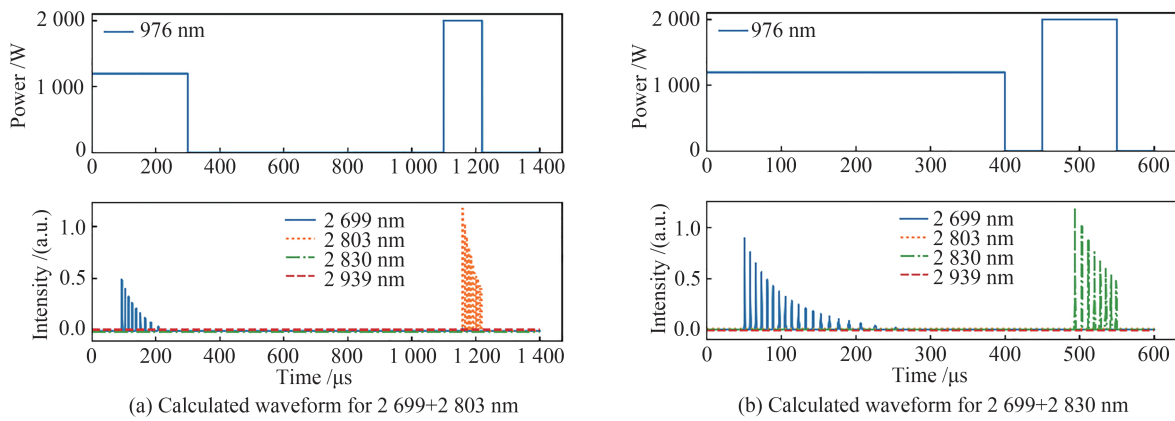


图3 不同泵浦条件下的双波长输出理论计算激光波形

Fig.3 Dual wavelength output theoretically calculated laser waveform under the pumping conditions

### 3 波长调制实验装置

实验中,Er: YAG 晶体(LNG Optics)是一根长 8 cm,直径 3 mm 的圆柱形晶体,中间是 50 mm 的 Er: YAG 双端键合 15 mm 的 YAG 白片。泵浦光是 12 个二极管靶条,每个的最大平均功率为 15 W,占空比最大为 4.5%。12 个靶条分成三组,每组 4 个,分布相差 120°环绕在晶体棒的周围,形成侧泵。二极管激光器的中心波长是 976 nm,线宽约为 3 nm,水温 25℃。泵浦光的重频为 10 Hz,脉宽随着电源的调制而改变。谐振腔腔长 15 cm,输出镜和高反镜均为平镜,以此建立一个稳定腔。其中分开激光用的单色仪为 micro HR MHRA-2A-MS(HORIBA, JAPAN),

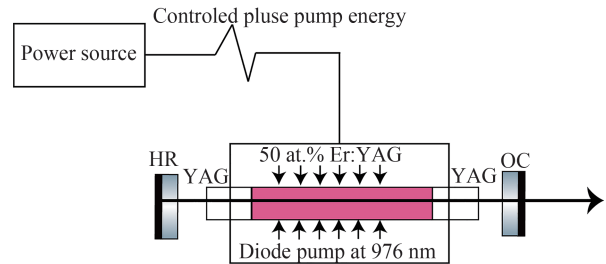


图4 实验装置示意图

Fig.4 Schematic diagram of experimental device

测量时间响应的探测器为 PVi-4(ViGO, Poland),采集激光光谱的光谱仪为 FLS 1 000,(Edinburgh, UK),测量能量的探头型号为 QE25LP-S-MB-D0(Gentec, CANADA),图4是实验装置示意图。

### 4 单波长及双波长脉冲调制实验

#### 4.1 单波长出光

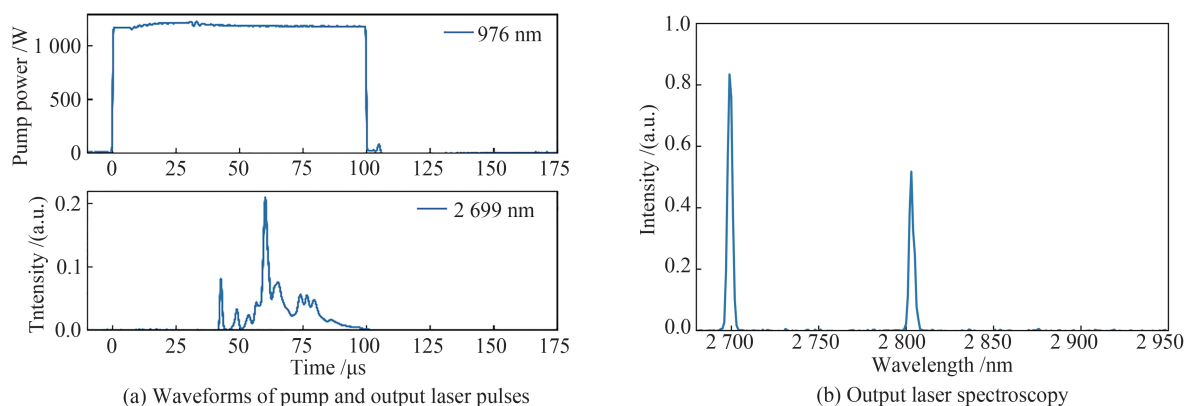
通过粒子数比值和激光输出波长的关系,通过选择泵浦方式选择输出单波长激光:1)直接短脉冲泵浦,直接选择最先出光的 2 699 nm 激光;2)通过阈值以下的泵浦,预先填充粒子数,达到选择输出波长的效果。

##### 4.1.1 2 699 nm 激光输出

在前期的报道中得知 2 699 nm 激光在 Er: YAG 脉冲激光体系中是一种自终止激光,且阈值低于其他波长,所以在 2 699 nm 激光波长阈值以上,其他波长阈值以下,只取其自终止之前一段,即可获得纯净的 2 699 nm 激光。即控制泵浦脉宽为 100 μs,泵浦功率为 1 200 W,此时可以获得 1.06 mJ 的 2 699 nm 激光,其波形图与输出光谱分别如图 5 所示。

##### 4.1.2 2 803 nm 激光输出

选择的泵浦条件是先 500 W 峰值功率泵浦 400 μs,停顿 700 μs,再使用 2 000 W 的峰值功率泵浦 120 μs,这样能填充粒子数,激发出 2 803 nm 的单波长激光,此时获得 1.25 mJ 的 2 803 nm 激光,其输出波形图与光谱如图 6 所示。

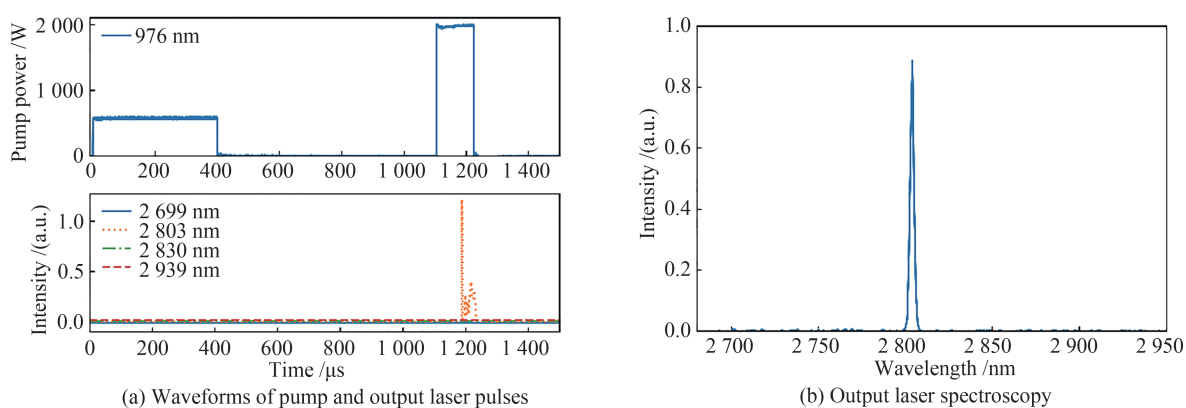


(a) Waveforms of pump and output laser pulses

(b) Output laser spectroscopy

图5 2 699 nm单波长激光的波形与光谱图

Fig.5 Waveform and laser spectrum of 2 699 nm single wavelength laser



(a) Waveforms of pump and output laser pulses

(b) Output laser spectroscopy

图6 2 803 nm单波长激光输出波形与输出激光光谱

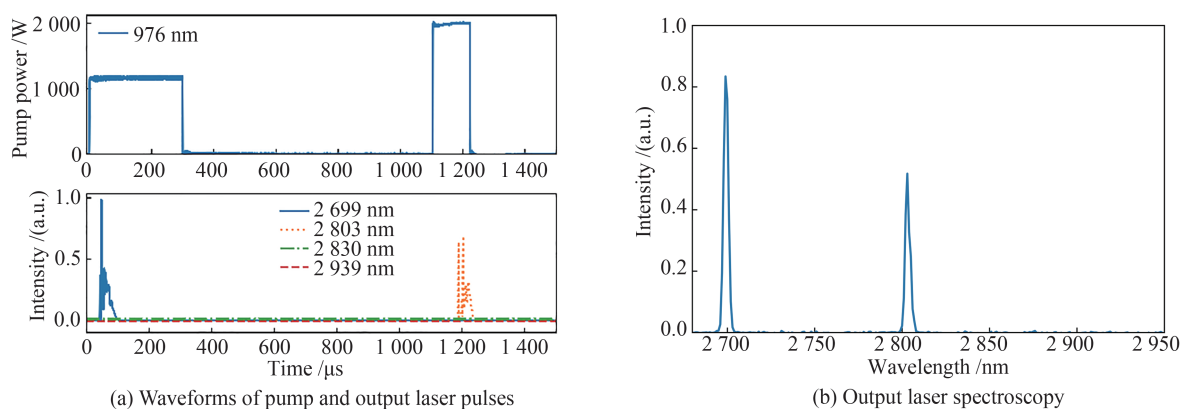
Fig.6 Waveform image and output laser spectrum of 2 803 nm single-wavelength laser

## 4.2 分时分频双波长出光

通过预先填充粒子数的方式选择出光波长,还可以利用2 699 nm激光自终止的特点,在2 699 nm激光的阈值以上其他波长阈值以下泵浦,这样可以产生2 699 nm的自终止激光,还能填充足够多的粒子数,从而产生双波长分时分频的激光。

### 4.2.1 2 699 nm和2 803 nm激光输出

先用1 200 W的峰值功率泵浦300  $\mu\text{s}$ ,然后停顿800  $\mu\text{s}$ ,后段采用2 000 W的泵浦功率泵浦120  $\mu\text{s}$ 。这样,双波长分频分时的中红外脉冲激光就能稳定输出。这里,2 699 nm激光和2 803 nm激光的能量分别为1.06 mJ和0.86 mJ,输出激光的波形和光谱如图7所示。但是存在效率十分低下的问题,因为前期堆积了下能级粒子数,阈值上升,且2 803 nm激光的斜率效率本身偏低,但这里只提供一种出光模式,不去讨论能量的提升。



(a) Waveforms of pump and output laser pulses

(b) Output laser spectroscopy

图7 2 699 nm和2 803 nm双波长激光输出波形与输出激光光谱

Fig.7 Waveform image and output laser spectrum of 2 803 nm single-wavelength laser

#### 4.2.2 2 699 nm和2 830 nm激光输出

同样利用2 699 nm激光的自终止效应,但是相对竞争中,2 803 nm比2 830 nm更有优先级。这样就需选择条件从而跳过有利于2 803 nm激光输出的过程。做法是在2 803 nm激光输出占优势时激光增益小于腔内损耗,而随着泵浦光的持续,在腔内增益大于损耗时,粒子数之比又有利于2 830 nm激光出光。所以在这个条件下,停顿时间不能太长,因为太长容易使上能级回到初始状态,从而遍历更多的过程,从而容易产生2 803 nm和2 830 nm一起竞争输出的初始条件。这里选择1 200 W/400  $\mu$ s和2 000 W/100  $\mu$ s双脉冲泵浦,双脉冲时间间隔50  $\mu$ s,停顿时间较短,但是粒子数累计也很多,提升了后半段激光的阈值,从而选择出了纯净的2 830 nm激光,最终实现了2 699 nm和2 830 nm激光的双波长分时变频的中红外激光稳定输出。此时,2 699 nm和2 830 nm激光的能量分别为1.06 mJ和1.35 mJ,其输出波形和光谱如图8所示。

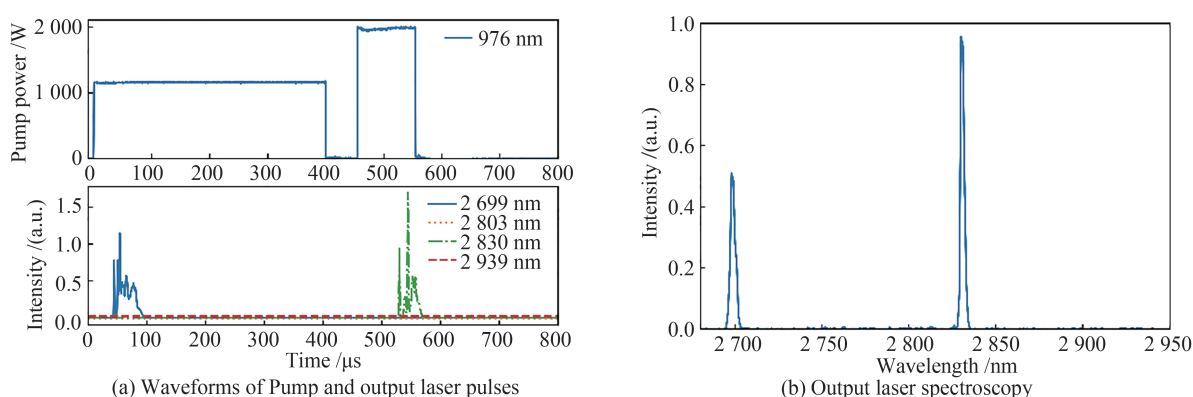


图8 2 699 nm和2 803 nm双波长激光输出波形与输出激光光谱

Fig.8 Waveform image and output laser spectrum of 2 803 nm single-wavelength laser

从图5到图8可以发现,在输出的激光波形中,时域上存在一定的强度调制,这与激光输出时间有关,因为每一发脉冲输出时间相对较短(几十微秒量级),这就导致每一个脉冲在达到稳定之前会有较为严重的弛豫震荡现象,这会影响实际使用效果。这种现象可以参考输出激光信标光源的方式<sup>[28-29]</sup>,在腔内插入非线性晶体的方式,削减较为尖峰的部分,从而使输出波形平缓。

## 5 结论

在基于多波长激光的Er: YAG谐振腔设计的基础上,完成了Er: YAG新波长的调制,在不改变任何光学元件的情况下,激光输出模式多了单波长(2 699 nm,2 803 nm)和双波长分时变频模式(2 699 nm和2 803 nm,2 699 nm和2 830 nm)。利用对模式竞争的理解,分析带模式竞争的速率方程,发现上下能级粒子数之比直接决定了不同激光波长输出优先级,并以此为依据,通过泵浦功率脉冲选择的方式预先填充粒子数。因为上下能级寿命不同且都相对较长,通过双脉冲泵浦即在泵浦脉冲中段电流设置为0的方式,调节上下能级粒子数之比。从而实现单波长的中红外激光纯净输出和中红外双波长分时变频的输出。本文给出的部分激光的波长在时域上是分开的,可以直接采集信号并分析。通过对软件及采集设备快门的控制可实现单激光器与单探测器实现差分分辨。理论上可以成倍的提高探测或着采集信号的速率。且由于输出激光谱线均为Er: YAG体系直接输出的谱线,所以定标放大性良好。本文为Er离子的中红外激光波长调制提供了理论与实验指导,对高浓度掺Er的中红外激光做了更深入的理解并提供了中红外多波长输出的解决方案,也为中红外波段的差分雷达等应用提供了可选择光源。

### 参考文献

- [1] ZAJAC A, SKORCZAKOWSKI M, SWIDERSKI J, et al. Electrooptically Q-switched mid-infrared Er: YAG laser for medical applications[J]. Optics Express, 2004, 12(21): 5125-5130.
- [2] TOOR F, JACKSON S, SHANG X, et al. Mid-infrared lasers for medical applications: introduction to the feature issue [J]. Biomedical Optics Express, 2018, 9(12): 6255-6257.
- [3] SKORCZAKOWSKI M, SWIDERSKI J, PICHOLA W, et al. Mid-infrared Q-switched Er: YAG laser for medical applications[J]. Laser Physics Letters, 2010, 7(7): 498.
- [4] TAYLOR G G, MOROZOV D, GEMMELL N R, et al. Photon counting LIDAR at 2.3  $\mu$ m wavelength with

- superconducting nanowires[J]. *Optics Express*, 2019, 27(26): 38147–38158.
- [5] GEISER P, WILLER U, WALTER D, et al. A subnanosecond pulsed laser-source for mid-infrared lidar[J]. *Applied Physics B*, 2006, 83(2): 175.
- [6] KARTASHOV D, ALIŠAUSKAS S, PUGŽLYS A, et al. Mid-infrared laser filamentation in molecular gases[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(16): 3194–3197.
- [7] MITROFANOV A V, VORONIN A A, SIDOROV-BIRYUKOV D A, et al. Mid-infrared laser filaments in the atmosphere[J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 8368.
- [8] CHEN K, LIU S, ZHANG B, et al. Highly sensitive photoacoustic multi-gas analyzer combined with mid-infrared broadband source and near-infrared laser[J]. *Optics and Lasers in Engineering*, 2020, 124: 105844.
- [9] LIU J, HUANG H, ZHANG F, et al. Bismuth nanosheets as a Q-switcher for a mid-infrared erbium-doped SrF<sub>2</sub> laser[J]. *Photonics Research*, 2018, 6(8): 762–767.
- [10] HENDERSON-SAPIR O, JACKSON S D, OTTAWAY D J. Versatile and widely tunable mid-infrared erbium doped ZBLAN fiber laser[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(7): 1676–1679.
- [11] SANG Y B, LIU D, XIA X S, et al. A multi-wavelength pulsed mid-infrared laser based on Er: YAG[J]. *Optics Communications*, 2020: 126667.
- [12] STAPPAERTS E A, SCHARLEMANN E T. Differential synthetic aperture lidar[J]. *Optics Letters*, 2005, 30(18): 2385–2387.
- [13] LEE S W, MCNEIL J, ZENKER T, et al. Methane concentration measurements with a mid-infrared optical parametric oscillator-based differential absorption lidar system[C]. *CLEO/Pacific Rim'99. Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics (Cat. No. 99TH8464)*, IEEE, 1999, 2: 272–273.
- [14] LAMBERT-GIRARD S, ALLARD M, PICHE M, et al. Differential optical absorption spectroscopy lidar for mid-infrared gaseous measurements[J]. *Applied Optics*, 2015, 54(7): 1647–1656.
- [15] VEERABUTHIRAN S, RAZDAN A K, SHARMA Y. Open path measurement of atmospheric transmission spectra in the region of 3000 – 3450 nm using tunable mid infrared lidar[J]. *Journal of Applied Spectroscopy*, 2020, 86(6): 1100–1105.
- [16] ROMANOVSKII O A, SADOVNIKOV S A, KHARCHENKO O V, et al. Development of near/mid IR differential absorption OPO lidar system for sensing of atmospheric gases[J]. *Optics & Laser Technology*, 2019, 116: 43–47.
- [17] FENG X, TAM H, WAI P K A. Stable and uniform multiwavelength erbium-doped fiber laser using nonlinear polarization rotation[J]. *Optics Express*, 2006, 14(18): 8205–8210.
- [18] CHOW J, TOWN G, EGGLETON B, et al. Multiwavelength generation in an erbium-doped fiber laser using in-fiber comb filters[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 1996, 8(1): 60–62.
- [19] ZHANG H, TANG D Y, WU X, et al. Multi-wavelength dissipative soliton operation of an erbium-doped fiber laser[J]. *Optics Express*, 2009, 17(15): 12692–12697.
- [20] DONG X P, LI S, CHIANG K S, et al. Multiwavelength erbium-doped fibre laser based on a high-birefringence fibre loop mirror[J]. *Electronics Letters*, 2000, 36(19): 1609–1610.
- [21] MOULTON P F, MANNI J G, RINES G A. Spectroscopic and laser characteristics of Er, Cr: YSGG[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1988, 24(6): 960–973.
- [22] DINERMAN B J, MOULTON P F. 3- $\mu\text{m}$  cw laser operations in erbium-doped YSGG, GGG, and YAG[J]. *Optics Letters*, 1994, 19(15): 1143–1145.
- [23] KAWASE H, YASUHARA R. 2.92- $\mu\text{m}$  high-efficiency continuous-wave laser operation of diode-pumped Er: YAP crystal at room temperature[J]. *Optics Express*, 2019, 27(9): 12213–12220.
- [24] HAMILTON C E, BEACH R J, SUTTON S B, et al. 1-W average power levels and tunability from a diode-pumped 2.94- $\mu\text{m}$  Er: YAG oscillator[J]. *Optics Letters*, 1994, 19(20): 1627–1629.
- [25] ARBABZADAH E, CHARD S, AMRANIA H, et al. Comparison of a diode pumped Er: YSGG and Er: YAG laser in the bounce geometry at the 3  $\mu\text{m}$  transition[J]. *Optics Express*, 2011, 19(27): 25860–25865.
- [26] LUPEI V, GEORGESCU S, FLOREA V. The effect of terminal level lifetime on three-micron laser emission in Er-doped crystals[J]. *Optics Communications*, 1992, 92(1–3): 67–72.
- [27] SARDAR D K, RUSSELL C C, GRUBER J B, et al. Absorption intensities and emission cross sections of principal intermanifold and inter-Stark transitions of Er<sup>3+</sup> (4 f 11) in polycrystalline ceramic garnet Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>[J]. *Journal of Applied Physics*, 2005, 97(12): 123501.
- [28] BIAN Q, ZONG Q S, CHANG J Q, et al. High-power, kHz-repetition-rate, long-pulse-duration, narrow-linewidth 1319 nm Nd: YAG solid-state laser for a guide star laser system[J]. *Journal of Physics Communications*, 2018, 2(3): 035044.
- [29] BIAN Q, ZUO J W, GUO C, et al. Spiking suppression of high power QCW pulse 1319 nm Nd: YAG laser with different intracavity doublers[J]. *Laser Physics*, 2016, 26(9): 095005.