

·封底文章·

基于空芯光纤的光泵浦4 μm 连续波 HBr 气体激光器

周智越^{1,2,3}, 李昊^{1,2,3}, 崔宇龙^{1,2,3}, 黄威^{1,2,3}, 王泽锋^{1,2,3*}

¹国防科技大学前沿交叉学科学院, 湖南 长沙 410073;

²脉冲功率激光技术国家重点实验室, 湖南 长沙 410073;

³高能激光技术湖南省重点实验室, 湖南 长沙 410073

摘要 报道了一种基于空芯光纤的光泵浦中红外 HBr 气体激光器。用一台可调谐的窄线宽 2 μm 连续波掺铥光纤放大器泵浦一段充低压 HBr 气体的 4.4 m 反共振空芯光纤, 通过将种子激光的波长精确调谐到 HBr(同位素 H^{79}Br) 气体 R(2) 吸收线 1971.7 nm 附近, 使得处于振动基态 v_0 的 H^{79}Br 分子跃迁至振动激发态 v_2 , 并在振动态 v_2 与 v_1 之间形成粒子数反转, 通过跃迁选择定律同时激射出两条谱线 R(2) 和 P(4), 波长分别为 3977.2 nm 和 4165.3 nm。当 HBr 气压为 6.2 mbar 时, 4 μm 激光最大输出功率为 125 mW, 相对于耦合进空芯光纤的泵浦光功率转换效率约为 10%。通过进一步改善空芯光纤的传输损耗谱, 提高泵浦光耦合效率, 可大幅提升激光效率和输出功率, 并且利用 HBr 分子的能级特性, 将来有望实现大范围调谐的中红外激光输出。

关键词 激光器; 光纤激光器; 气体分子激光器; 空芯光纤

中图分类号 TN24

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202040.1614001

Optically Pumped 4 μm CW HBr Gas Laser Based on Hollow-Core Fiber

Zhou Zhiyue^{1,2,3}, Li Hao^{1,2,3}, Cui Yulong^{1,2,3}, Huang Wei^{1,2,3}, Wang Zefeng^{1,2,3*}

¹College of Advanced Interdisciplinary Studies, National University of Defense Technology, Changsha, Hunan 410073, China;

²State Key Laboratory of Pulsed Power Laser Technology, Changsha, Hunan 410073, China;

³Hunan Provincial Key Laboratory of High Energy Laser Technology, Changsha, Hunan 410073, China

Abstract An optically pumped mid-infrared HBr gas laser based on hollow-core fiber (HCF) is reported. A tunable narrow linewidth 2 μm continuous-wave thulium-doped fiber amplifier is used to pump a 4.4 m anti-resonance hollow-core fiber filled with low-pressure HBr gas. When the seed wavelength is precisely tuned to the R(2) absorption line near 1971.7 nm of hydrogen bromide isotope H^{79}Br , the H^{79}Br molecules in the vibrational ground state v_0 will transit to the vibrational excited-state v_2 , then a population inversion will be formed between the vibrational excited states v_2 and v_1 . Due to the transition selection rules, two transitions will simultaneously occur by the spectral lines R(2) and P(4), whose wavelengths are 3977.2 nm and 4165.3 nm, respectively. When the HBr pressure is 6.2 mbar, the maximum output power of 4 μm laser is 125 mW, and the optic-to-optic conversion efficiency is about 10% in terms of the pump light coupled into the HCF. By further improving the transmission loss spectrum of the HCF and increasing the coupling efficiency of the pump light, the laser efficiency and output power can be greatly improved, and a wide-range tunable mid-infrared laser emission could be obtained owing to the energy level characteristics of HBr molecules in the future.

Key words lasers; fiber lasers; molecular gas lasers; hollow-core fibers

OCIS codes 140.3070; 060.3510; 140.4130; 060.5295

1 引 言

中红外激光波长涵盖了大多数分子振动吸收峰, 在军事、生物医疗及大气通信等领域有重要的应

用价值和广泛的应用前景^[1-2]。到目前为止, 已经有很多方案被用于产生中红外激光, 其中基于掺稀土离子玻璃光纤的中红外激光器具有结构紧凑、光束质量好、转换效率高、散热方便等特点, 被认为最有

收稿日期: 2020-03-30; 修回日期: 2020-04-28; 录用日期: 2020-05-06

基金项目: 国家自然科学基金面上项目(61705266)、湖南省自然科学基金杰出青年科学基金(2019JJ20023)

* E-mail: zefengwang_nudt@163.com

发展潜力^[1]。常见的玻璃光纤材料有三类:硅酸盐玻璃、氟化物玻璃和硫系玻璃,其中硅酸盐光纤具有损耗低、性能稳定、强度高、制备技术成熟等特点,已经被大量应用于近红外波段光纤激光器^[2]。但是,硅酸盐玻璃最大的缺点在于声子能量高达 1100 cm^{-1} ,对于波长大于 $2.2\text{ }\mu\text{m}$ 的光有很强的吸收,导致传输损耗急剧增加^[2]。氟化物玻璃和硫系玻璃由于具有更宽的传输带,比硅酸盐玻璃在中红外波段更有优势,但目前制备工艺还不成熟,而且材料昂贵、强度差、化学稳定性差,离实际应用需求还有较大差距^[2]。表 1 总结了部分输出波长 $2\text{ }\mu\text{m}$ 以上掺杂光纤连续激光的最大输出功率^[3-16],由于在长波段泵浦光子能量和发射激光光子能量间的量子亏损增加,最大输出功率随着激光波长的增加呈指数下降的趋势^[1]。此外,由于用于产生中红外的稀土材料种类较少,主要包括铒、铥、镱和镱等,极大限制了激光输出波长的拓展,到目前为止,在室温下掺杂中红外光纤激光输出最大波长为 $3.92\text{ }\mu\text{m}$,输出功率约为 200 mW ^[16]。

气体激光器是实现中红外激光输出的另一种重要途径,具有易于产生高功率、输出波长范围广泛等特点。但是传统的中红外气体激光器一般体积较为庞大,效率不高。空芯光纤(HCF)的出现,特别是在中红外波段具有较低传输损耗的反共振空芯光纤^[17],为实现气体激光输出提供了一种新思路。相较于传统的气体腔,空芯光纤将泵浦光约束在纤芯几十微米的区域内,泵浦强度提高了 $3\sim 5$ 个数量级,有效作用距离可增加 $1\sim 2$ 个数量级。和掺稀土离子光纤激光器相比,基于空芯光纤的气体激光器增益介质选择灵活得多,不仅种类更丰富,而且便于更换,可以根据需要实现更多的激光波长,容易产生 $4\text{ }\mu\text{m}$ 以上激光输出。近年来,基于空芯光纤的气体激光器被广泛研究,实现原理主要包括基于气体分子本征吸收跃迁和受激拉曼散射两种。其中, C_2H_2 、 CO 、 CO_2 、 N_2O 、 I_2 等气体已经被充入空芯光纤作为增益介质,通过粒子数反转实现激光输出^[17-25],而 CH_4 、 C_2H_6 、 H_2 、 D_2 等气体则常被用作空芯光纤中的拉曼增益介质,通过受激拉曼散射实现激光输出^[26-32]。而本文关注的 HBr 气体,是传统气体激光器的一种重要增益介质,主要用于产生 $4\text{ }\mu\text{m}$ 波段激光输出。到目前为止,已经报道的 HBr 气体激光器体积都比较庞大,作用距离较短,全部为脉冲激光输出^[33-36]。1994 年,Miller 等^[33] 首次报道了光泵浦的 HBr 气体激光器,该激光器以

Nd:YAG 抽运的 $2\text{ }\mu\text{m}$ 脉冲 OPO 激光器作为泵浦源,通过 P 支泛频吸收,基频跃迁产生 $4\text{ }\mu\text{m}$ 的中红外单脉冲输出功率为 0.85 mJ ,转换效率为 24% 。2004 年,New Mexico 大学利用 $1.34\text{ }\mu\text{m}$ 调 Q 的 Nd:YAG 固体激光器泵浦 HBr 气体,通过级联跃迁产生了 $4\text{ }\mu\text{m}$ 激光输出^[34]。2009 年,南非国家激光中心利用掺铥光纤泵浦的 Ho:YLF 晶体激光作为泵浦源,得到了目前 HBr 气体激光器最大的单脉冲能量 2.5 mJ ^[35]。2014 年,南非国家激光中心再次报道了以 Ho:YLF 激光器泵浦的 HBr 气体激光器,并利用腔内闪耀光栅实现了 $3.87\sim 4.45\text{ }\mu\text{m}$ 一共 19 个中红外波长的调谐输出,在 $4.133\text{ }\mu\text{m}$ 获得了 2.4 mJ 最大单脉冲输出^[36]。

本文首次将 HBr 气体充入空芯光纤中,以自行搭建的窄线宽可调谐 $2\text{ }\mu\text{m}$ 掺铥光纤放大器为泵浦源,实现了连续波 $4\text{ }\mu\text{m}$ 波段的中红外激光输出。实验中,选择 HBr 气体吸收强度较大的一阶泛频 R(2)吸收线 1971.7 nm 作为泵浦波长,振动基态 $v=0$ 的 HBr 分子吸收能量跃迁至 $v=2$ 的振动激发态,然后激发态 $v=2$ 和振动态 $v=1$ 之间形成粒子数反转,通过能级跃迁选择定则同时产生对应 R(2)和 P(4)激光发射线的 3977.2 nm 和 4165.3 nm 两条输出谱线,并在 6.2 mbar 获得了最大 125 mW 的输出功率,相对于耦合进空芯光纤的泵浦功率,光光转换效率约为 10% 。

2 基本原理

HBr 分子在自然界中存在 H^{79}Br 和 H^{81}Br 两种同位素,其比例大致相当,分别为 50.5% 和 49.5% ^[33],同位素相同能级之间失配约为 50 GHz ^[33]。HBr 分子产生 $4\text{ }\mu\text{m}$ 波段激光的能级跃迁过程如图 1(a)所示。HBr 为双原子分子,仅有一种振动态,用 v 表示,在每个振动态上由于转动而引起了一系列转动态,用转动量子数 J 表示,相邻转动态能级之差为 $2B(J+1)$ ^[37], B 是某一振动态下的转动常数,所以随着转动量子数的增加,相邻转动态能级之差越来越大。当 HBr 分子被 R(i)吸收线泵浦时,其从 $v=0$ 振动基态上 $J=i$ 的转动态跃迁到上能级 $v=2$ 振动态上 $J=i+1$ 的转动态。由于玻尔兹曼分布和 HBr 分子较大的振动态能级间隔,在常温下除了 $v=0$ 的振动基态,其他振动态上的粒子数几乎为 0^[33,35]。根据跃迁选择定律 $\Delta J = \pm 1$ ($\Delta J = +1$ 对应 R 支, $\Delta J = -1$ 对应 P 支),激发的上能级 $v=2$ 振动态粒子跃迁到 $v=1$

振动态上 $J=i$ 和 $J=i+2$ 的转动态,分别发射出 $R(i)$ 和 $P(i+2)$ 两条激光跃迁线。然后 $v=1$ 振动态上粒子通过碰撞引起的振动弛豫(非辐射跃迁)跃迁回振动基态。

表 1 波长 $2\ \mu\text{m}$ 以上掺稀土离子连续光纤激光特性Table 1 Characteristics of rare-earth-doped CW fiber lasers with emission wavelength above $2\ \mu\text{m}$

Host glass	Dopants	Pump wavelength / nm	Laser wavelength / μm	Output power / W	Slope efficiency / %	Reference
Silicate	Tm ³⁺	793	2.05	1050	53	[3]
Silicate	Tm ³⁺ , Ho ³⁺	793	2.1	83	42	[4]
Silicate	Ho ³⁺	1950	2.14	140	55	[5]
ZBLAN	Tm ³⁺	1064	2.31	0.15	8	[6]
ZrF ₄	Er ³⁺	980	2.824	41.6	22.9	[7]
Fluoride	Er ³⁺	980	2.938	30.5	16	[8]
ZBLAN	Ho ³⁺	1150	3.002	0.77	12.4	[9]
ZBLAN	Dy ³⁺	2830	3.15	1.06	73	[10]
Fluoride	Dy ³⁺	2830	3.24	10.1	58	[11]
ZrF ₄	Er ³⁺	976, 1976	3.42	3.4	38.6	[12]
ZrF ₄	Er ³⁺	976, 1976	3.55	5.6	26.4	[13]
ZBLAN	Er ³⁺	970, 1973	3.52-3.68	0.62@3.68 μm	25.1	[14]
ZBLAN	Er ³⁺	980, 1973	3.33-3.78	0.004@3.78 μm	27	[15]
InF ₃	Ho ³⁺	888	3.92	0.2	10.2	[16]

事实上,除了 R 支吸收线,P 支吸收线也能选做泵浦波长,具有类似图 1(a) 的跃迁过程。利用 HITRAN 数据库,可以得到 H⁷⁹Br 在 $2\ \mu\text{m}$ 波段的一阶泛频吸收谱和 $4\ \mu\text{m}$ 波段的基频发射谱^[38],分别如图 1(b)和图 1(c)所示。其中竖线长度代表吸收的归一化强度,其强度大小正比于能级上存在的粒子数,由玻尔兹曼分布和能级简并度共同决定,能级 E_j 上总的粒子数可以表示为^[37]

$$P \propto (2J+1)\exp(-E_j/kT), \quad (1)$$

式中: E_j 是某一能级上的能量; k 是玻尔兹曼常数; T 是温度。

从(1)式可以看出,随着转动量子数 J 的增加,能级上的粒子数先增大后减小。对(1)式进行微分,可以进一步得到具有最大粒子数的 J 值^[37]

$$J_m = \sqrt{\frac{kT}{2hcB}} - \frac{1}{2}, \quad (2)$$

式中: h 是普朗克常数; c 是光速。因此,在较大或者较小 J 值间的能级跃迁强度较小,而在(2)式得到的 J 值附近能级跃迁强度较大。

实验中选择的泵浦源波长是 $1971.7\ \text{nm}$ 的 $R(2)$ 吸收线,具有相对较大的吸收强度,有利于与

HBr 分子的相互作用。利用 HITRAN 数据库,可以进一步得到具体的可供选择的泵浦波长和相应的发射波长,如表 2 所示^[38]。可以看到,利用相对小范围调谐($1940\sim 2100\ \text{nm}$,调谐范围为 $160\ \text{nm}$)的泵浦源,可以从 $3800\sim 4450\ \text{nm}$ 调谐范围实现达 $650\ \text{nm}$ 大范围调谐中红外激光输出。

3 实验装置

3.1 可调谐窄线宽 $2\ \mu\text{m}$ 光纤泵浦源

实验中使用的泵浦源是一个自行搭建的连续波可调谐窄线宽 $2\ \mu\text{m}$ 掺铒光纤放大器,其结构如图 2 所示。种子源是 $1971\ \text{nm}$ 的单频光纤激光器,输出功率约为 $60\ \text{mW}$,其中心波长可以通过电压控制温度来调节,测量结果如图 3(a)和(c)所示。泵浦源是 $793\ \text{nm}$ 的半导体激光器,输出功率可以调节,最大功率为 $28\ \text{W}$ 。种子源和 $793\ \text{nm}$ 的半导体激光器通过一个 $(2+1)\times 1$ 的合束器与一段 $4\ \text{m}$ 长的掺铒双包层光纤熔接,在掺铒光纤的另一端熔接一段单模光纤并涂上匹配液倾泻残余的 $793\ \text{nm}$ 激光,单模光纤的另一端最终输出放大的 $2\ \mu\text{m}$ 泵浦光。

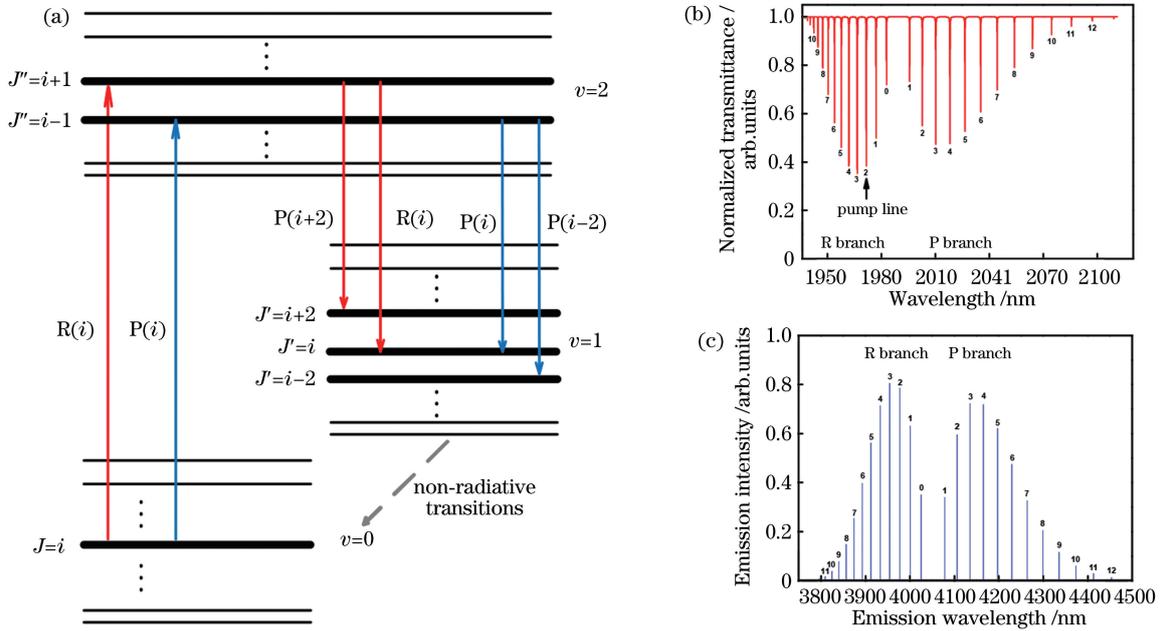


图 1 HBr 分子的特性。(a) HBr 分子产生 4 μm 波段激光的能级跃迁示意图；(b) H⁷⁹Br 分子在 2 μm 波段的吸收谱；(c) H⁷⁹Br 分子在 4 μm 波段的发射谱

Fig. 1 Characteristics of HBr. (a) Schematic diagram of energy level transition of HBr molecules depicting 4 μm laser; (b) absorption spectrum of H⁷⁹Br molecules at 2 μm band; (c) emission spectrum of H⁷⁹Br molecules at 4 μm band

表 2 H⁷⁹Br 在 2 μm 波段的吸收谱线和相应的 4 μm 波段激光波长

Table 2 Absorption lines at 2 μm band and corresponding emission lines at 4 μm band of H⁷⁹Br

R-branch absorption	Wavelength / nm	P-branch absorption	Wavelength / nm	R-branch emission	Wavelength / nm	P-branch emission	Wavelength / nm
R(11)	1940.53	P(1)	1995.75	R(11)	3809.67	P(1)	4077.99
R(10)	1942.44	P(2)	2002.80	R(10)	3824.48	P(2)	4105.94
R(9)	1944.74	P(3)	2010.26	R(9)	3840.21	P(3)	4135.04
R(8)	1947.42	P(4)	2018.14	R(8)	3856.88	P(4)	4165.31
R(7)	1950.49	P(5)	2026.45	R(7)	3874.49	P(5)	4196.78
R(6)	1953.95	P(6)	2035.20	R(6)	3893.06	P(6)	4229.49
R(5)	1957.79	P(7)	2044.39	R(5)	3912.60	P(7)	4263.46
R(4)	1962.02	P(8)	2054.02	R(4)	3933.13	P(8)	4298.73
R(3)	1966.65	P(9)	2064.12	R(3)	3954.66	P(9)	4335.34
R(2)	1971.67	P(10)	2074.68	R(2)	3977.21	P(10)	4373.31
R(1)	1977.09	P(11)	2085.71	R(1)	4000.80	P(11)	4412.69
R(0)	1982.90	P(12)	2097.22	R(0)	4025.44	P(12)	4453.52

泵浦源的输出中心波长可以通过 1971 nm 单频种子源的电压来控制温度调节,由于调节的具体电压未知,用归一化电压代替,在不同的电压条件下,采用光谱分析仪(AQ6375, YOKOGAWA, 日本,最大分辨率为 0.05 nm)测得的泵浦源输出光谱结果如图 3(a)所示,其中左上角图例代表不同的归

一化电压。可以看到,没有出现明显的放大自发辐射(ASE),输出的能量主要集中在中心波长上。当泵浦源波长调节到 R(2)吸收线时,测得的光谱细节如图 3(b)所示。需要注意的是,受光谱仪最大测量精度的限制,图 3(a)和(b)所示的光谱形状和线宽不能代表实际情况。图3(c)为泵浦源中心波长随调

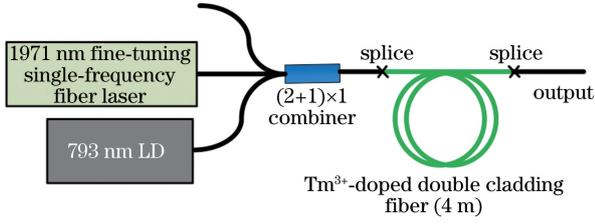


图 2 可调谐窄线宽 $2\ \mu\text{m}$ 光纤泵浦源

Fig. 2 Tunable narrow linewidth $2\ \mu\text{m}$ fiber pump source

节电压变化的测量结果,具有良好的线性关系,可以从 $1971.4\sim 1971.8\ \text{nm}$ 精确调谐,范围为 $0.4\ \text{nm}$,覆盖了 HBr 分子 R(2)吸收线 $1971.7\ \text{nm}$ 。泵浦源输出的功率随 $793\ \text{nm}$ 半导体激光器功率变化如图 3(d)所示。当 $793\ \text{nm}$ 半导体激光器功率调到约 $11\ \text{W}$ 时(考虑到整个实验系统的安全,未将功率调到上限 $28\ \text{W}$), $1971\ \text{nm}$ 激光输出功率约为 $3\ \text{W}$,斜率效率约为 33.7% 。

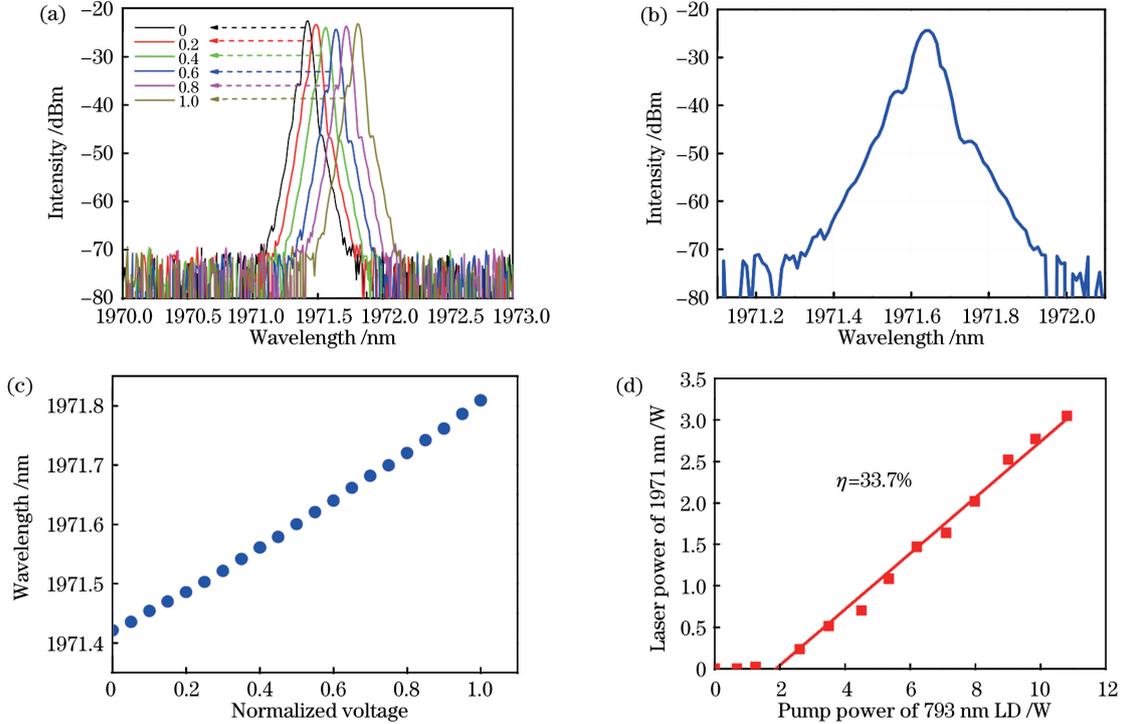


图 3 可调谐 $2\ \mu\text{m}$ 光纤泵浦源输出特性。(a)可调谐输出光谱;(b) R(2)吸收线附近的光谱细节图;
(c)中心波长随归一化调节电压的变化;(d)输出功率随 $793\ \text{nm}$ 半导体激光器功率的变化

Fig. 3 Output characteristics of the tunable $2\ \mu\text{m}$ fiber pump source. (a) Tunable output spectrum; (b) fine spectrum at R(2) absorption line; (c) measured wavelength change with the normalized tuning voltage; (d) output laser power change with the power of $793\ \text{nm}$ LD

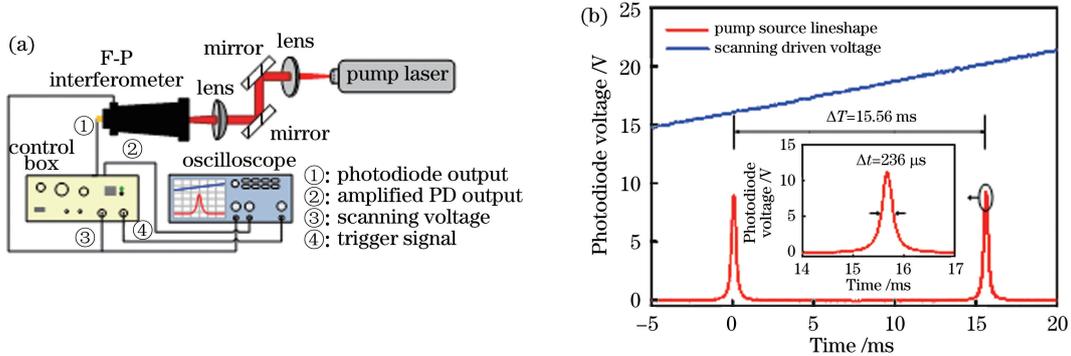


图 4 泵浦源线宽特性。(a) F-P 干涉仪测量泵浦源线宽实验结构图;(b)线宽测量结果

Fig. 4 Characteristics of the pump laser linewidth. (a) Experimental setup for the measurement of the pump laser linewidth by F-P interferometer; (b) measured results of laser linewidth

由于气体分子的吸收线宽非常窄,因此对泵浦源的线宽要求很高。实验中,采用法布里-珀罗(F-P)干涉腔对输出的 1971 nm 泵浦激光线宽进行了测量,装置如图 4(a)所示。两个反射镜和两个平凸透镜对激光进行扩束准直,然后聚焦耦合进 F-P 干涉仪,控制箱提供的扫描电压一边接入示波器,一边驱动 F-P 干涉仪上的压电陶瓷(PZT),F-P 干涉仪上光电探测器得到的信号经过控制箱放大后也接入示波器。示波器输出的结果如图 4(b)所示。在 F-P 腔一个扫描电压周期里,得到了两个脉冲,其间隔 $\Delta T=15.56$ ms,中间插入的是第二个脉冲的放大图,其半峰全宽 Δt 约为 236 μ s,则激光线宽可由下式给出^[39]

$$\Delta\nu = R_{\text{FSR}} \frac{\Delta t}{\Delta T}, \quad (3)$$

式中: R_{FSR} 为自由光谱范围,实验中使用的 F-P 干涉仪的 R_{FSR} 为 1.5 GHz,可以得到泵浦源线宽约为 23 MHz(种子源的线宽小于 100 kHz)。

3.2 单程空芯光纤 HBr 激光器实验系统

实验系统如图 5 所示,泵浦光通过两个平凸透镜和两个反射镜进行扩束准直,然后聚焦耦合进入一段 4.4 m 长的反共振空芯光纤(空芯光纤长度越长,虽然会使增益距离增加,但同时也会增加整体的损耗)。空芯光纤通过两个气体腔进行密封,气体腔前端均有一个蓝宝石窗口(WG31050, Thorlabs, 美国),在 0.5~4 μ m 波段内透过率平坦,约为 87%。泵浦光经过充有 HBr 气体的空芯光纤单程增益后(两端未加反馈),输出端残余的泵浦光和产生的 4 μ m 激光通过一个 4 μ m 带通滤波片(FB4000-500, Thorlabs, 美国,4 μ m 透过率大于 70%,2 μ m 透过率小于 0.1%),将残余泵浦光滤除。由于 HBr 具有很强的腐蚀性,系统不直接与气瓶连接,利用一个容积约 0.5 L 的钢瓶进行取样,实验结束后管道中的 HBr 及时用生石灰进行处理。实验中使用的空芯光纤如图 5 所示(由北京工业大学提供),纤芯直径约为 80 μ m,环绕的 6 个毛细管壁厚约为 700 nm,相较于之前 4.3 μ m CO₂ 激光实验使用的空芯光纤^[21],本实验的纤芯直径稍小,导致传输带整体稍往短波移动,使得 1971 nm 处的损耗较低。

4 实验结果与分析

4.1 HBr 吸收线宽与泵浦源波长稳定性

气体分子的吸收线宽主要由碰撞展宽和 Doppler 展宽决定,低气压下一一般在几百 MHz 量

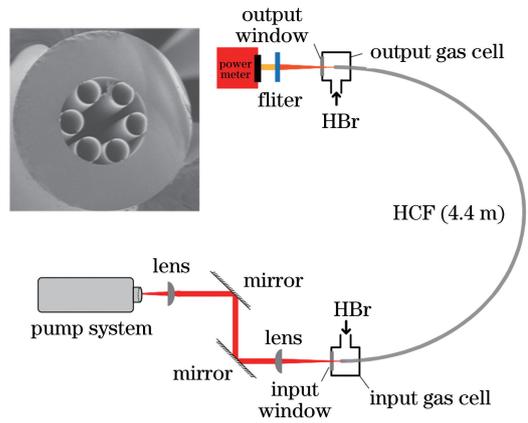


图 5 实验装置(插图为空芯光纤横截面电镜图)

Fig. 5 Experimental setup (inset is the electron micrograph of hollow fiber cross section)

级^[17]。利用可调谐窄线宽的泵浦源可以测量空芯光纤中的 HBr 气体的吸收线宽,当泵浦源注入功率为 140 mW 时(未达到激光阈值,不产生 4 μ m 激光),逐点调谐泵浦源中心波长扫描 R(2)吸收线,记录每个波长对应的输出功率,结果如图 6(a)所示。图中的离散点为测量数据,对应的曲线是相应的高斯拟合曲线,两条曲线分别对应气压 1.8 mbar 和 4.1 mbar。主要由于碰撞展宽,1.8 mbar 对应的吸收线宽(半峰全宽)约为 3.8 pm (285 MHz),4.1 mbar 约为 6 pm (450 MHz)。可见,泵浦源 23 MHz 的线宽远小于 HBr 分子的吸收线宽,只要气压足够高,泵浦光功率能够被 HBr 气体充分吸收[如图 8(e)中 18 mbar 曲线所示],有利于 4 μ m 波段激光的产生。

由于气体吸收线宽非常窄,为了获得有效稳定的中红外激光输出,除了要求泵浦激光线宽不能太宽(与气体分子吸收线宽相当或更窄)以外,对波长稳定性要求也很高,否则就可能漂移出气体分子的吸收带。实验中,在测量气体吸收线宽的同时也利用图 6(a)所示的 HBr 分子的吸收线型对泵浦源波长稳定性进行了测试,当窄线宽的泵浦源在低泵浦功率的情况下(此时不产生中红外激光),泵浦波长调谐在 HBr 分子 R(2)吸收线的某一位置,然后泵浦光通过充有 HBr 气体的空芯光纤后输出的残余泵浦光功率变化来反映泵浦波长的稳定性。如果泵浦波长稳定,则输出的残余泵浦功率稳定,反之如果泵浦波长发生偏移,则 HBr 分子对偏移的泵浦波长的吸收强度发生变化,输出的残余泵浦功率会有变化。图 6(b)为泵浦源中心波长调谐到 R(2)吸收线中心,HBr 气体气压为 4.1 mbar、注入泵浦功率 140 mW 时,对应的残余泵浦光随时间的变化曲线。

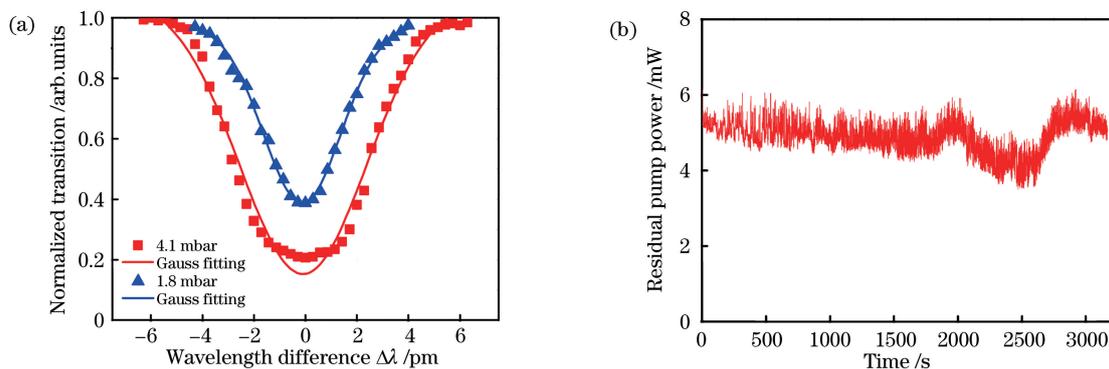


图 6 HBr 吸收线宽及泵浦源波长稳定性。(a)测得的 1.8 mbar 和 4.1 mbar HBr 分子 R(2)吸收线线宽；
(b)泵浦源波长在 R(2)吸收线中心时残余的泵浦光随时间的变化

Fig. 6 Absorption linewidth of HBr and the wavelength stability of pump source. (a) Measured HBr molecule absorption linewidth around R(2) absorption line at 1.8 mbar and 4.1 mbar; (b) residual pump power with respect to time when tuned at center of R(2) absorption line

同样条件下,若将泵浦源的波长调节到 R(2)吸收线外,此时残余的泵浦功率稳定为 28 mW。从图 6(b)可以看出,输出的残余泵浦功率比较稳定,说明泵浦源具有较好的波长稳定性。

4.2 输出光谱

图 7 是用波长计(Bristol 771, 波长测量精度高于 $\pm 1 \mu\text{m}$)测量的 $4 \mu\text{m}$ 输出激光光谱,可以看到有两条输出谱线,分别是 R(2)发射线 3977.2 nm 和 P(4)发射线 4165.3 nm ,与利用 HITRAN 数据库得到的表 2 理论波长值一致。HBr 分子被 R(2)吸收线泵浦到 $v=2$ 振动态上 $J=3$ 的转动态后,根据选择定则,被激发的 HBr 分子会跃迁到 $v=1$ 振动态上 $J=2$ 和 $J=4$ 的转动态上,分别发射出 R(2)发射线和 P(4)发射线,如图 7 中插入的 HBr 能级跃迁图所示。由于 R(2)和 P(4)发射线共享一个上能级,它们之间存在竞争,而 P 支发射线具有较大的爱因斯坦 A 系数^[33],因此 P(4)谱线的强度要大于 R(2)谱线。具体来说,P 支发射线一开始由于较大的爱因斯坦 A 系数,上能级的 HBr 分子首先跃迁到 P 支对应的下能级,有较大的增益,产生 P 支发射线,但随着 P 支下能级粒子数的积累,对应的反转粒子数下降,增益下降,而此时 R 支对应的下能级还没有粒子数积累,增益超过 P 支,产生 R 支发射线,因此理论上最多一半的泵浦光子能转换成 P 支发射谱线,而剩下的泵浦光子最多有一半能够转换成 R 支发射谱线^[20]。实验中未观测到之前报道的脉冲泵浦 HBr 气体激光的转动驰豫现象^[33-36]。

4.3 输出功率

在不同的 HBr 气压条件下,测得的 $4 \mu\text{m}$ 输出

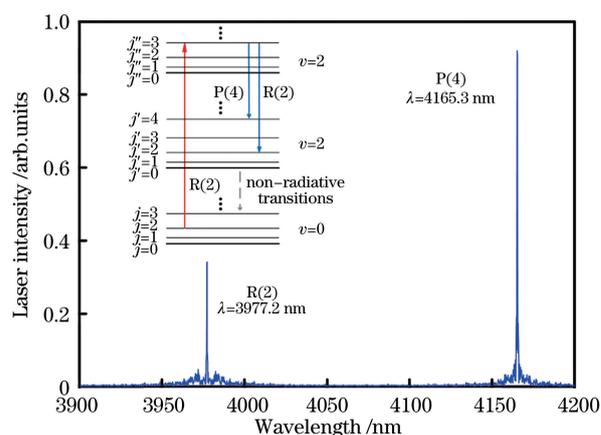


图 7 输出的 $4 \mu\text{m}$ 光谱图(插图为 R(2)吸收线产生 P(4)和 R(2)发射线的能级跃迁图)

Fig. 7 Output $4 \mu\text{m}$ spectrum(inset is energy transition diagram of HBr for P(4) and R(2) emissions when pumped at R(2) absorption line)

功率随总入射泵浦光功率的变化如图 8(a)所示。可以看到,在入射泵浦功率变化时,激光器出现了明显的阈值现象,随着气压的增加,HBr 分子间的碰撞逐渐加剧,导致产生激光的阈值逐渐增加,气压为 1.3、2.7、6.2 mbar 时对应的阈值分别为 0.8、1.3、1.5 W,当气压增加到 18 mbar 时,虽然泵浦功率几乎被全部吸收,但是观测不到 $4 \mu\text{m}$ 激光功率。泵浦功率超过阈值后,输出的 $4 \mu\text{m}$ 功率随入射的泵浦功率增加呈线性变化,在气压为 6.2 mbar 时获得最大输出功率为 125 mW,当气压为 1.3 mbar 时,泵浦功率仅能被部分吸收,导致较低的输出,在较高气压 18 mbar 时,尽管泵浦功率基本上被吸收,但由于分子之间的碰撞加剧,激光上能级寿命减少,导致增益下降和输出降低。

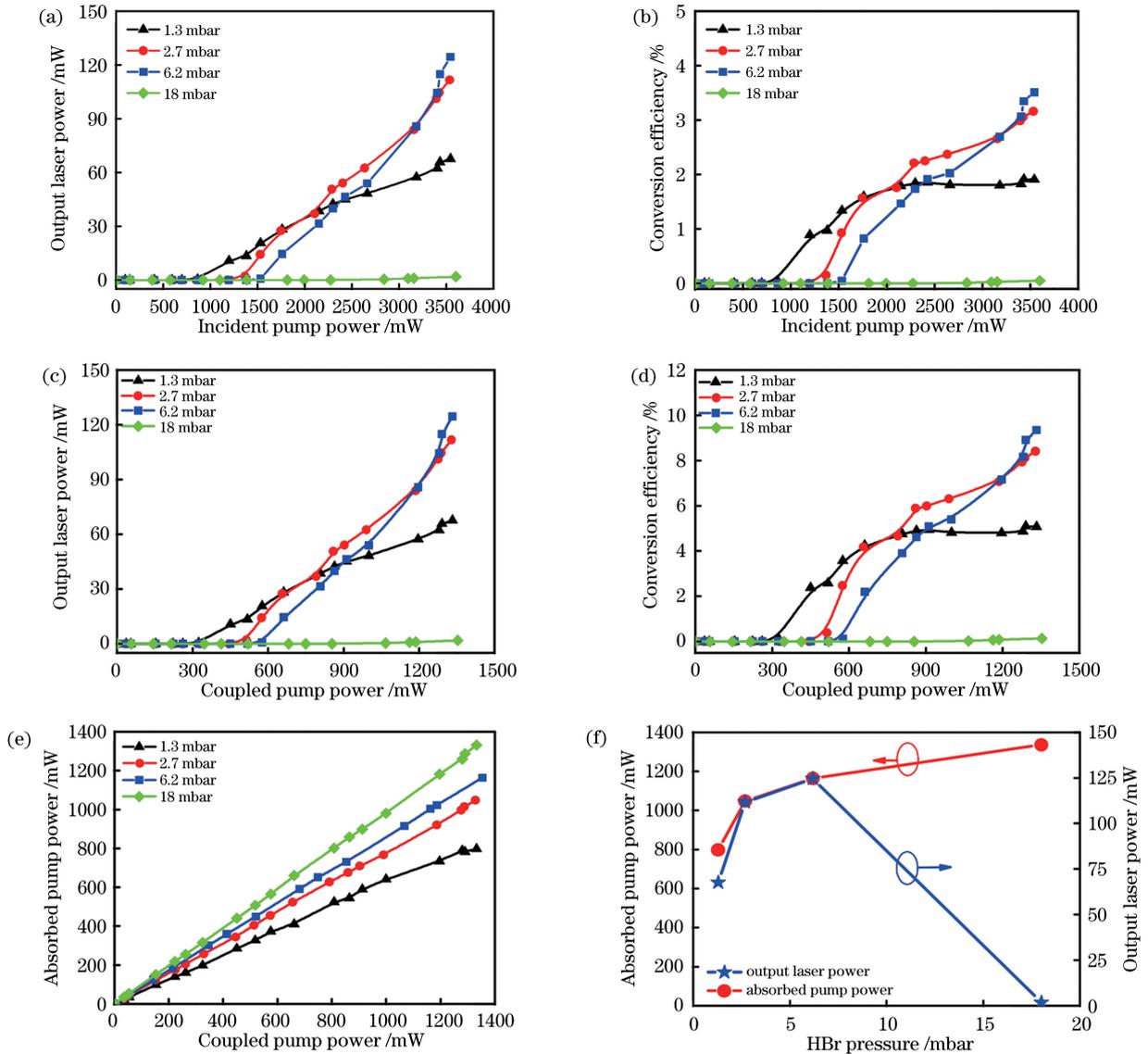


图 8 4 μm 激光输出功率特性。(a)不同气压下 4 μm 输出功率随入射泵浦功率的变化;(b)不同气压下转换效率随入射泵浦功率的变化;(c)不同气压下 4 μm 输出功率随耦合的泵浦功率的变化;(d)不同气压下转换效率随耦合的泵浦功率的变化;(e)被吸收的泵浦功率随耦合泵浦功率的变化;(f)被吸收的泵浦功率和最大输出的 4 μm 激光功率随气压的变化

Fig. 8 Characteristics of 4 μm laser output power. (a) Measured output 4 μm power and (b) optic-to-optic efficiency varies with incident pump power at different pressures; (c) measured 4 μm power and (d) optic-to-optic efficiency varies with coupled pump power at different pressures; (e) absorbed pump power as a function of coupled pump power; (f) measured absorbed pump power and the maximum output 4 μm laser power as a function of HBr pressures

图 8(b)为光光转换效率与入射泵浦光功率之间的关系,其中光光转换效率是利用图 8(a)中的 4 μm 功率与入射泵浦光功率之比得到。可以看到,除了 18 mbar,其他气压条件下随着泵浦功率增加,转换效率也逐渐增加,1.3 mbar 在泵浦功率高于一定值后转换效率趋于饱和,6.2 mbar 对应的最大光光转换效率为 3.5%。考虑到目前较低的耦合效率(约为 43%)和入射气体腔蓝宝石窗口的透过率,重

新计算了相对实际耦合进入空芯光纤的泵浦光功率的中红外激光功率和效率曲线,如图 8(c)和图 8(d)所示,与图 8(a)和图 8(b)类似,在 6.2 mbar 气压下得到了最大输出功率 125 mW,光光转换效率为 10%。不同气压下,被吸收的泵浦光功率随耦合的泵浦光功率变化如图 8(e)所示,其中吸收的泵浦功率是在考虑到各个光学元件透过率基础上,由耦合进空芯光纤的泵浦光减去残余的泵浦光换算得到。

可以看到,随着耦合的泵浦光增加,吸收的泵浦光也线性增加,而且气压越高,相同的耦合泵浦光功率下吸收的泵浦光越多,其中 18 mbar 时几乎全部被吸收,这主要是因为泵浦激光线宽远小于 HBr 分子的吸收线宽。图 8(f)为耦合泵浦功率最大 1.3 W 时,吸收的泵浦光功率和输出的最大 4 μm 激光功率随气压的变化。当气压逐渐增加时,空芯光纤中的 HBr 分子密度逐渐增加,对泵浦光的吸收逐渐加强,增益逐渐加强,输出激光功率也逐渐增加,当气压为 6.2 mbar 时获得最大输出功率 125 mW;随着气压的进一步增加,虽然泵浦光会继续被吸收,但是 HBr 分子之间的碰撞会占据主导,引起快速的能级弛豫,激光上能级寿命缩短,增益下降,激光阈值增加,使得输出激光功率下降。

5 结 论

首次实现了基于空芯光纤的中红外 HBr 激光输出。利用自行搭建的窄线宽可调谐 2 μm 掺铊光纤放大器泵浦充有低压 HBr 气体的 4.4 m 反共振空芯光纤,当泵浦波长精确对准同位素 H^{79}Br 的 R(2)吸收线 1971.7 nm 时,实现了 4 μm 波段的中红外激光输出,包括 R(2)激射线 3977.2 nm 和 P(4)激射线 4165.3 nm 两条谱线。当 HBr 气压为 6.2 mbar 时,最大激光功率为 125 mW,光光转换效率为 10%(相对于耦合进空芯光纤的泵浦功率)。通过改善空芯光纤传输损耗谱、提高泵浦光耦合效率、进一步优化光纤长度和气压,中红外激光效率和输出功率有望大幅提升。此外,下一步若采用脉冲光泵浦,可以进一步观测 HBr 分子弛豫情况,研究其分子动力学过程,有望实现 HBr 激光的大范围调谐。

参 考 文 献

- [1] Jackson S D. Towards high-power mid-infrared emission from a fibre laser[J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(7): 423-431.
- [2] Zhou P, Wang X, Ma Y, et al. Review on recent progress on mid-infrared fiber lasers [J]. *Laser Physics*, 2012, 22(11): 1744-1751.
- [3] Ehrenreich T, Leveille R, Majid I, et al. 1 kW, all-glass Tm: fiber laser[J]. *Proceedings of SPIE*, 2010, 7580: 758016.
- [4] Jackson S D, Sabella A, Hemming A, et al. High-power 83 W holmium-doped silica fiber laser operating with high beam quality[J]. *Optics Letters*, 2007, 32(3): 241-243.
- [5] Hemming A, Bennetts S, Simakov N, et al. Development of resonantly cladding-pumped holmium-doped fibre lasers[J]. *Proceedings of SPIE*, 2012, 8237: 82371J.
- [6] El-Agmy R M, Al-Hosiny N. 2.31 μm laser under up-conversion pumping at 1.064 μm in Tm^{3+} : ZBLAN fibre lasers [J]. *Electronics Letters*, 2010, 46(13): 936-937.
- [7] Aydin Y O, Fortin V, Vallee R, et al. Towards power scaling of 2.8 μm fiber lasers [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(18): 4542-4545.
- [8] Fortin V, Bernier M, Bah S T, et al. 30 W fluoride glass all-fiber laser at 2.94 μm [J]. *Optics Letters*, 2015, 40(12): 2882-2885.
- [9] Li J F, Hudson D D, Jackson S D. High-power diode-pumped fiber laser operating at 3 μm [J]. *Optics Letters*, 2011, 36(18): 3642-3644.
- [10] Woodward R, Majewski M R, Bharathan G, et al. Watt-level dysprosium fiber laser at 3.15 μm with 73% slope efficiency [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(7): 1471-1474.
- [11] Fortin V, Jobin F, Larose M, et al. 10-W-level monolithic dysprosium-doped fiber laser at 324 μm [J]. *Optics Letters*, 2019, 44(3): 491-494.
- [12] Maes F, Stihler C, Pleau L P, et al. 3.42 μm lasing in heavily-erbium-doped fluoride fibers [J]. *Optics Express*, 2019, 27(3): 2170-2183.
- [13] Maes F, Fortin V, Bernier M, et al. 5.6 W monolithic fiber laser at 3.55 μm [J]. *Optics Letters*, 2017, 42(11): 2054-2057.
- [14] Qin Z P, Xie G Q, Ma J G, et al. Mid-infrared Er: ZBLAN fiber laser reaching 3.68 μm wavelength[J]. *Chinese Optics Letters*, 2017, 15(11): 111402.
- [15] 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.
- [16] Maes F, Fortin V, Poulain S, et al. Room-temperature fiber laser at 3.92 μm [J]. *Optica*, 2018, 5(7): 761-764.
- [17] Nampoothiri A V V, Jones A M, Fourcade-Dutin C, et al. Hollow-core optical fiber gas lasers (HOFGLAS): a review [J]. *Optical Materials Express*, 2012, 2(7): 948-961.
- [18] Jones A M, Nampoothiri A V V, Ratanavis A, et al. Mid-infrared gas filled photonic crystal fiber laser based on population inversion [J]. *Optics Express*, 2011, 19(3): 2309-2316.
- [19] Wang Z F, Belardi W, Yu F, et al. Efficient diode-pumped mid-infrared emission from acetylene-filled hollow-core fiber[J]. *Optics Express*, 2014, 22(18):

- 21872-21878.
- [20] Hassan M R A, Yu F, Wadsworth W J, et al. Cavity-based mid-IR fiber gas laser pumped by a diode laser[J]. *Optica*, 2016, 3(3): 218-221.
- [21] Cui Y L, Zhou Z Y, Huang W, et al. Anti-resonant hollow-core fibers based 4.3- μm carbon dioxide lasers [J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(12): 1214002.
崔宇龙, 周智越, 黄威, 等. 基于反共振空芯光纤的 4.3 μm 二氧化碳激光器 [J]. *光学学报*, 2019, 39(12): 1214002.
- [22] Zhou Z Y, Tang N, Li Z X, et al. High-power tunable mid-infrared fiber gas laser source by acetylene-filled hollow-core fibers [J]. *Optics Express*, 2018, 26(15): 19144-19153.
- [23] Nampoothiri A V V, Debord B, Alharbi M, et al. CW hollow-core optically pumped I₂ fiber gas laser [J]. *Optics Letters*, 2015, 40(4): 605-608.
- [24] Aghbolagh F B A, Nampoothiri V, Debord B, et al. Mid IR hollow core fiber gas laser emitting at 4.6 μm [J]. *Optics Letters*, 2019, 44(2): 383-386.
- [25] Cui Y L, Huang W, Wang Z F, et al. 4.3 μm fiber laser in CO₂-filled hollow-core silica fibers [J]. *Optica*, 2019, 6(8): 951-954.
- [26] Wang Z F, Yu F, Wadsworth W J, et al. Efficient 1.9 μm emission in H₂-filled hollow core fiber by pure stimulated vibrational Raman scattering [J]. *Laser Physics Letters*, 2014, 11(10): 105807.
- [27] Chen Y B, Wang Z F, Gu B, et al. Achieving a 1.5 μm fiber gas Raman laser source with about 400 kW of peak power and a 6.3 GHz linewidth[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(21): 5118-5121.
- [28] Li Z X, Huang W, Cui Y L, et al. Efficient mid-infrared cascade Raman source in methane-filled hollow-core fibers operating at 2.8 μm [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(19): 4671-4674.
- [29] Wang Z F, Yu F, William J, et al. Single-pass high-gain 1.9 μm optical fiber gas Raman laser[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(8): 0814004.
王泽锋, 于飞, William J Wadsworth, 等. 单程高增益 1.9 μm 光纤气体拉曼激光器 [J]. *光学学报*, 2014, 34(8): 0814004.
- [30] Chen Y B, Gu B, Wang Z F, et al. 1.5 μm fiber gas Raman laser source[J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(5): 0506002.
陈育斌, 顾博, 王泽锋, 等. 1.5 μm 光纤气体拉曼激光光源 [J]. *光学学报*, 2016, 36(5): 0506002.
- [31] Gu B, Chen Y B, Wang Z F. Red, green and blue laser emissions from H₂-filled hollow-core fiber by stimulated Raman scattering[J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(8): 0806005.
顾博, 陈育斌, 王泽锋. 基于空芯光纤中氢气级联 SRS 的红绿蓝色激光 [J]. *光学学报*, 2016, 36(8): 0806005.
- [32] Chen Y B, Wang Z F, Gu B, et al. 1.5 μm fiber ethane gas Raman laser amplifier [J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(5): 0514002.
陈育斌, 王泽锋, 顾博, 等. 1.5 μm 光纤乙烷气体拉曼激光放大器 [J]. *光学学报*, 2017, 37(5): 0514002.
- [33] Miller H C, Radzykewycz D T, Hager G. An optically pumped mid-infrared HBr laser [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1994, 30(10): 2395-2400.
- [34] Kletecka C S, Rudolph W G, Nicholson J W, et al. Cascade lasing of molecular HBr in the four-micron region pumped by a Nd:YAG laser[J]. *Proceedings of SPIE*, 2002, 4760: 594-602.
- [35] Botha L R, Bollig C, Esser M J D, et al. Ho:YLF pumped HBr laser [J]. *Optics Express*, 2009, 17(22): 20615-20622.
- [36] Koen W, Jacobs C, Bollig C, et al. Optically pumped tunable HBr laser in the mid-infrared region [J]. *Optics Letters*, 2014, 39(12): 3563-3566.
- [37] Banwell C N. *Fundamentals of molecular spectroscopy* [M]. London: McGraw-Hill Book Company, 1972.
- [38] HITRAN spectroscopic database [EB/OL]. [2020-03-15]. <http://hitran.iao.ru/molecule>.
- [39] Chen Y B, Wang Z F, Li Z X, et al. Ultra-efficient Raman amplifier in methane-filled hollow-core fiber operating at 1.5 μm [J]. *Optics Express*, 2017, 25(17): 20944-20949.