

文章编号: 1000-324X(2003)01-0057-08

自变频激光晶体 $\text{Nd}^{3+}:\text{GdAl}_3(\text{BO}_3)_4$ 的研究涂朝阳¹, 李坚富¹, 朱昭捷¹, 吴柏昌¹, 邱闽旺¹, Alain Brenier²

(1. 中科院福建物质结构研究所, 福州 350002; 2. Laboratoire de Physico-Chimie des Matériaux Luminescents, Université Claude Bernard, 43 Bd 11 Novembre 1918 Bat. 205, 4e étage 69622 Villeurbanne, France)

摘 要: 采用熔盐法生长出尺寸为 30mm 的 $\text{Nd}^{3+}:\text{GdAl}_3(\text{BO}_3)_4$ 优质晶体, 进行了吸收光谱和荧光光谱的测定研究, 计算得到晶体发射截面为 $\sigma_e^{1061.9} = 2.9 \times 10^{-19} \text{cm}^2$ 和 $\sigma_e^{1338\text{nm}} = 5.5 \times 10^{-20} \text{cm}^2$. 采用染料激光器作为泵浦源, 对晶体进行了自变频激光实验研究, 在紫外可调谐 (378~382nm)、绿光 531nm、蓝光 (436~443nm)、红光 (669nm) 和红外可调谐 (1305~1365nm) 波段实现了激光输出, 输出的最大功率分别为: 105μJ/脉冲、119.5μJ/脉冲、445μJ/脉冲、19μJ/脉冲和 31μJ/脉冲.

关 键 词: 熔盐法晶体生长; $\text{Nd}^{3+}:\text{GdAl}_3(\text{BO}_3)_4$ 晶体; 自变频激光实验

中图分类号: O78 **文献标识码:** A

1 引言

目前, 全固态的激光光源 (紫外 - 可见 - 红外波段) 有着广泛的应用, 特别是应用于高密度光盘的存储, 彩色印刷, 水下通讯和激光唱盘等高技术和高附加值的产业中. 同时, 由于半导体激光器 (LD) 的迅速发展, LD 泵浦的激光器的研制和生产已经成了高新技术及其相关产业的一个热点. 所以, 作为 LD 泵浦的全固态激光和激光器的研制和生产是国内外争相发展的高科技研究项目.

这些全固态的激光光源可以通过商业化的 $\text{YAG}:\text{Nd}^{3+}1064\text{nm}$ 激光器的二阶非线性光学频率转换而得到. 最常用的方法是采用倍频和混频机理. 只有当三个波长的光满足相位匹配条件时, 即满足下面的公式 (这里为三个共线光波的 I 类匹配条件) 才能有效地产生频率转换:

$$\bar{\omega}_1 n_1(\theta, \varphi) + \bar{\omega}_2 n_2(\theta, \varphi) = \bar{\omega}_3 n_3(\theta, \varphi) \quad (1)$$

而采用具有强大吸引力的多功能激光晶体材料是另一种产生全固态的激光光源的技术, 即同一块晶体可以同时产生激光和非线性光学效应, 这样便可以简化激光器件, 提高效率. 根据相位匹配条件公式, 图 1 给出了产生全固态激光光源技术的设计方案概要. 目前最出名的有: 用 LD 泵浦而产生 530nm 的自倍频激光器. 属于这一类激光晶体的有: $\text{LiNbO}_3:\text{MgO}:\text{Nd}^{3+}$; Tm , $\text{Nd}^{3+}:\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}(\text{NBN})$, $\text{Nd}^{3+}:\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4(\text{NYAB})$, $\text{Nd}^{3+}:\text{CaOY}_4(\text{BO}_3)_3$ 和 $\text{Nd}^{3+}:\text{CaOGd}_4(\text{BO}_3)_3$ 晶体^[1~5]. 最近报道的一种新型自倍频激光晶体 $\text{Nd}^{3+}:\text{GdAl}_3(\text{BO}_3)_4$ 具有与 NYAB 同样的晶体构型, 由于 Gd^{3+} 离子半径与 Nd^{3+} 相当接近, 所以 NGAB 晶体要比 NYAB 容易

收稿日期: 2001-12-05, 收到修改稿日期: 2001-12-31

基金项目: 福建省自然科学基金 (2000F007)

作者简介: 涂朝阳 (1963-) 男, 硕士, 研究员. E-mail: tcy@ms.fjirsm.ac.cn

生长, 晶体质量也更好. 本文报道了 NGAB 的晶体生长和它的自变频实现紫外可调谐、可见、红外波段可调谐激光输出的特性研究.

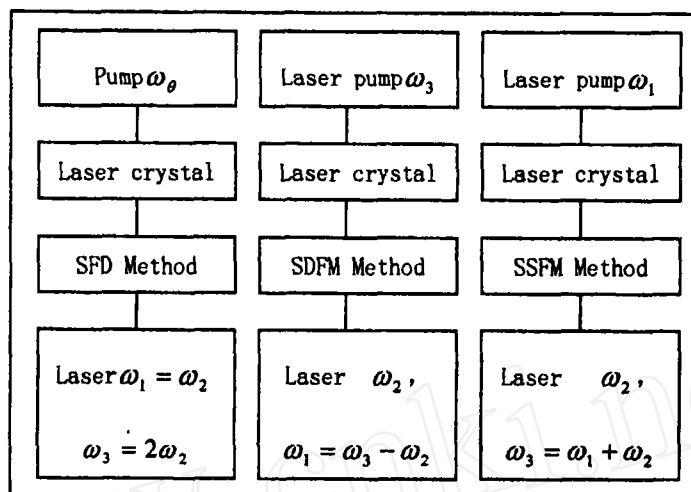


图 1 自变频晶体产生全固态激光光源各种技术方案概要

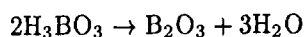
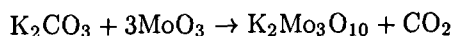
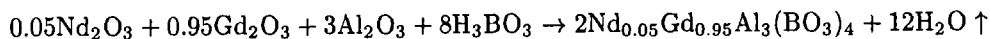
Fig. 1 Synopsis of the devices based on the self-frequency changing laser crystal

SFD: Self-frequency doubling; SDFM: Self-difference frequency mixing; SSFM: Self-sum frequency mixing

2 晶体生长

由于 $\text{Nd}^{3+}:\text{GdAl}_3(\text{BO}_3)_4$ 在 1200°C 左右存在相变, 所以必须用熔盐法进行生长. 通过对一系列助熔剂的实验筛选, 最后我们选择了 $\text{K}_2\text{Mo}_3\text{O}_{10}-\text{Gd}_2\text{O}_3-\text{B}_2\text{O}_3$ 体系作为助熔剂, 用合成好的 $\text{Nd}^{3+}:\text{GdAl}_3(\text{BO}_3)_4$ 和 $\text{K}_2\text{Mo}_3\text{O}_{10}-\text{Gd}_2\text{O}_3-\text{B}_2\text{O}_3$ 体系分别按一定比例配制好样品, 经研磨混合均匀, 压成片状, 置于铂坩埚中在 1000°C 烧结一星期, 重复此过程, 直至 X 射线粉末衍射不变. 然后以 $10^\circ\text{C}/\text{min}$ 升温速率进行差热分析, 根据差热分析结果测得 $\text{Nd}^{3+}:\text{GdAl}_3(\text{BO}_3)_4$ -助熔剂体系的生长温度曲线.

首先采用缓慢降温自发成核生长出较好的籽晶, 然后采用中部籽晶熔盐法生长晶体. 所用原料为分析纯的 K_2CO_3 , MoO_3 , H_3BO_3 , Al_2O_3 和 4N 的 Nd_2O_3 , Gd_2O_3 ; $\text{Nd}_2\text{O}_3:\text{Gd}_2\text{O}_3=5:95$. 用 $\text{K}_2\text{Mo}_3\text{O}_{10}+\text{Gd}_2\text{O}_3+\text{B}_2\text{O}_3$ 作为助熔剂, 按下列化学反应式进行配料:



采用电炉丝上下密绕, 中间稀绕的炉膛, 使得炉膛中部温度处于恒温区, 以便使用籽晶在坩埚中部生长, 避免 MoO_3 挥发对晶体生长的较大影响, 采用坩埚中部生长的另一个优点是可以避免在坩埚底部产生多晶生长, 从而充分利用熔质. 原料称量后, 用玛瑙研钵研磨混合均匀和装入 $\Phi 70\text{mm} \times 70\text{mm}$ 的铂坩埚内, 在高于生长温度 50°C 下恒温 1~2 天, 然后以 $5^\circ\text{C}/\text{天}$ 的降温速率进行缓慢降温, 生长结束时, 用水处理, 分离出晶体, 用所得的晶体进

行定向, 切割出 C 向籽晶. 然后采用籽晶法进一步生长大晶体: 当原料熔化后, 用尝试籽晶法测定熔体的饱和温度, 在饱和温度以上约 30°C 左右将籽晶下至熔体中, 半小时后降至饱和温度, 开始以 $2\sim 3^\circ\text{C}/\text{天}$ 的速率降温, 采用周期性加速旋转籽晶的搅拌方法, 最大转动速率为 $20\text{r}/\text{min}$, 周期为 3.5min , 具体的旋转程序如图 2 所示. 生长 30 天后, 将晶体提离液面, 然后以 $50^\circ\text{C}/\text{h}$ 的速率降至室温, 得到尺寸为 35mm 的透明晶体, 从中切割出长度为 4.6mm 的优质激光器件.

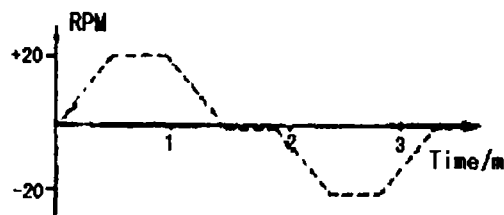


图 2 籽晶加速旋转程序

Fig. 2 Accelerated rotation program of the seed

3 光谱特性

3.1 吸收光谱特性

我们用 Perkin Elmer 分光光度计来测定 NGAB 晶体的 σ 和 π 吸收偏振光谱. 所用 NGAB 晶体的厚度为 0.222cm , Nd^{3+} 离子的掺杂浓度为 3% 原子百分数. NGAB 属于六方晶系, 空间群为 R_{32} , 晶胞参数为: $a=9.3416\text{\AA}$, $c=7.3066\text{\AA}$, 每个单胞含有 $Z=3$ 个 NGAB 分子单元, 通过计算, 得到 Nd^{3+} 离子浓度为 1.63×10^{20} 个离子/ cm^3 . 图 3(a) 和 (b) 分别是 σ 偏振和 π 偏振吸收光谱图, 相应于 $^4I_{9/2} \rightarrow ^4F_{5/2}$, $^2H_{9/2}$ 能级跃迁的吸收谱中存在三个强峰: 802.4 、 804.2 和 807.4nm , 正好是 GaAlAs 半导体激光的泵浦峰. 按照文献 [6] 中确定 NYAB 能级的同样方法, 确定了 NGAB 的能级如表 1 所示.

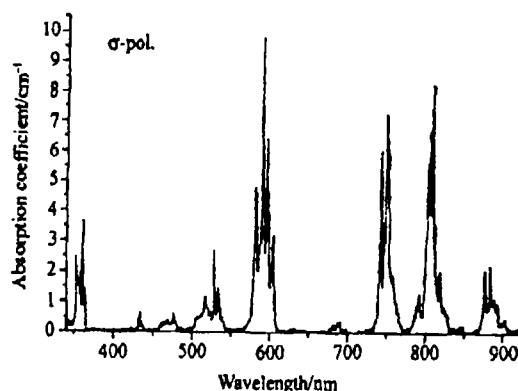
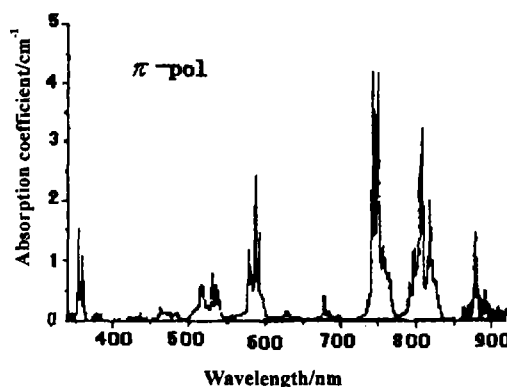


图 3(a) 晶体的偏振吸收光谱图

Fig. 3(a) σ -polarized absorption spectra of NGABNd concentration is $1.63\times 10^{20}\text{ions}/\text{cm}^3$ 图 3(b) 晶体的 π 偏振吸收光谱图Fig. 3(b) π -polarized absorption spectra of NGABNd concentration is $1.63\times 10^{20}\text{ions}/\text{cm}^3$

对于 q 偏振光 (σ 或 π 偏振光), 第 i 个吸收带的总吸收系数 α_{iq} 与其振荡强度因子具有如下的关系:

$$P_{iq}^{(\text{exp})} = \frac{mc^2}{\pi e^2 \lambda^2 \rho} \int \alpha_{iq}(\lambda) d\lambda \quad (2)$$

ρ 是 Nd 的离子浓度 (离子/ cm^3).

另外, 把 J-O 理论应用到各向异性的晶体中, 可以得到理论振荡强度因子如下:

$$P_{iq}^{(th)} = \frac{(n_i^2 + 2)^2}{9n_i} \cdot \frac{8\pi^2 m V_i}{(2J + 1)h} \sum_{t=2,4,6} \Omega_{tq} |< 4f^n[LS]j || U^{(t)} || 4f^n[L'S']J' >|^2 \quad (3)$$

表 1 相应于各种激发态 $\rightarrow {}^4I_{9/2}$ 跃迁的振荡强度因子的实验和理论值

Table 1 Experimental (P_{exp}) and theoretical (P_{th}) oscillator strengths ($\times 10^6$) of the transitions from the ${}^4I_{9/2}$ ground state for σ and π polarization

Levels	Wavelength/nm	σ polarization		π polarization	
		P_{th}	P_{exp}	P_{th}	P_{exp}
${}^4F_{3/2}$	880	2.338	2.541	0.835	0.934
${}^4F_{5/2} + {}^2H_{9/2}$	808	9.009	9.856	4.593	4.555
${}^4F_{7/2} + {}^4S_{3/2}$	750	10.072	9.24	5.734	5.537
${}^4F_{9/2}$	681	0.758	0.706	0.409	0.468
${}^4H_{11/2}$	628	0.207	0.378	0.112	0.28
${}^4G_{5/2} + {}^2G_{7/2}$	587	20.367	20.309	4.071	4.005
${}^4G_{9/2} + {}^2G_{7/2} + {}^2K_{13/2}$	525	6.51	7.175	2.426	3.246
${}^4G_{9/2} + {}^2D_{3/2} + {}^4G_{11/2} + {}^2K_{15/2}$	470	1.139	1.457	0.472	0.892
${}^4P_{1/2} + {}^2D_{5/2}$	431	0.907	1.409	0.318	0.40
${}^2P_{3/2}$	385	0.035	0	0.015	0.365
${}^4D_{5/2}$	357	11.356	10.926	3.449	3.224

对于 σ 和 π 偏振光, 应有两套 J-O 参数 Ω_{tq} ($t=2,4,6$).

n_i 是介质的折射率, V_i 是第 i 个吸收带的中心频率, $J=9/2$ 是基态的角动量. t 列张量算符 $U^{(t)}$ 的约化矩阵元列于文献 [7] 中.

对于 σ 和 π 偏振光, 我们分别得到 11 套实验和理论的振荡强度因子数据, 分别列于表 1. 这里均方根偏差定义为:

$$r.m.s = \left[\frac{\sum (P_{iq}^{(exp)} - P_{iq}^{(th)})^2}{N} \right]^{1/2} \quad (4)$$

N 代表拟合的波带数目. 在这里 $(r.m.s)_{\sigma} = 7.15 \times 10^{-7}$, $(r.m.s)_{\pi} = 3.73 \times 10^{-7}$.

得到 J - O 参数为: $\Omega_{2\sigma} = 1.455 \times 10^{-20} \text{cm}^2$, $\Omega_{4\sigma} = 1.175 \times 10^{-20} \text{cm}^2$, $\Omega_{6\sigma} = 2.043 \times 10^{-20} \text{cm}^2$, $\Omega_{2\pi} = 0.208 \times 10^{-20} \text{cm}^2$, $\Omega_{4\pi} = 0.326 \times 10^{-20} \text{cm}^2$, $\Omega_{6\pi} = 1.257 \times 10^{-20} \text{cm}^2$. 这些数据将应用于计算从 ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ 跃迁的偏振激发发射截面.

3.2 发射谱的特性

采用 Hamamatsu R1767 光电倍增管和 Jobin-Yvon HR32 型配有光谱范围 $1\mu\text{m}$ 光栅单色仪来记录发射谱. 图 4 是 ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ 跃迁的偏振发射谱. 与 NYAB 相反, 在 ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ 跃迁的 1061.9nm 的最强发射光是 σ 偏振光, 它有利于产生自倍频和自混频效应. 在采用上面提到的用于处理各向异性晶体的 Judd-Ofelt 理论方法处理发射光谱之后, 我们得到这个发射峰的发射截面 $\sigma_{rme} = 2.9 \times 10^{-19} \text{cm}^2$. 另外, 通过测定激光阈值来测定 σ_e 实验值. 把 NGAB 晶体放置于 4cm 长的谐振腔内, 平面输入镜在 1061.9nm 处高反 ($R_1=100\%$), 而输出镜在 1061.9nm 处具有 $R_o=99\%$ 的反射率, 它的曲率半径为 0.15m. 激光束的腰宽为 $W_1 = 150\mu\text{m}$,

通过测定, 得到泵浦光 ($\nu_P=748.2\text{nm}$) 的腰宽为 $W_P=170\mu\text{m}$. 那么, σ_e 可以通过下面的公式从激光阈值 E_{th} 来测定:

$$R_o R_i T_c^2 = \exp \left[2\sigma_e \frac{E_{th}}{h\nu_P} (1 - e^{-\alpha_P L}) \frac{2}{\pi(W_P^2 + W_l^2)} \right] \quad (5)$$

晶体的透过率被测定为 $T_c=76\%$, 晶体的长度 $L=0.43\text{cm}$, 晶体的吸收系数 α_P 可以从吸收光谱中得到, 因此从测得的激光阈值 $E_{th}=147\mu\text{J}$ 可以计算得到 $\sigma_e=3.1 \times 10^{-19}\text{cm}^2$, 这个数值与上面所计算的数值比较接近.

同时, 我们采用 9410 Lecroy 型的示波器测得 1061.9nm 荧光的衰减寿命为 $55.6\mu\text{s}$, 而采用 Judd-Ofelt 理论方法计算得到 ${}^4F_{3/2}$ 的辐射寿命为 $293\mu\text{s}$. 这两个数值的差别是由 ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ 多光子去激活作用和 ${}^4F_{3/2}$ 的交叉弛豫引起的. 计算得到 NGAB 的 ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ 荧光分支比为 $\beta_{1.06}=0.55$.

采用同样的仪器设备, 测定了相应于 ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ 的发射谱如图 5 所示, 处于 1338nm 最高峰的光属于 σ 偏振光, 这很有利于晶体的自变频实验. 采用用于处理各向异性晶体的 Judd-Ofelt 理论方法处理发射光谱之后, 我们得到 $\sigma_e=5.5 \times 10^{-20}\text{cm}^2$.

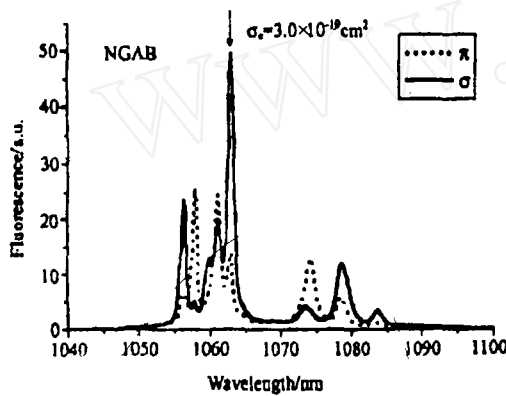


图 4 晶体中相应于 $\text{Nd}^{3+} {}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ 跃迁的偏振发射光谱

Fig. 4 Polarized emission spectra corresponding to ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ transition

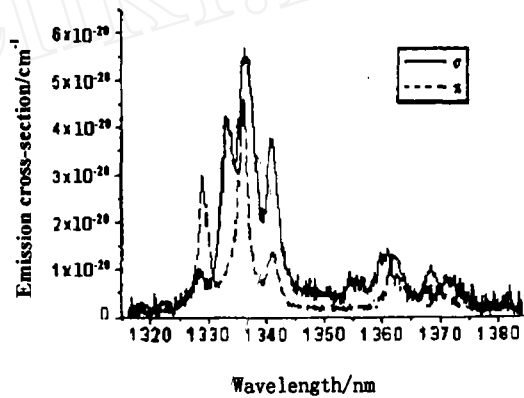


图 5 晶体中相应于 $\text{Nd}^{3+} {}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ 的发射光谱

Fig. 5 Polarized emission spectra corresponding to ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ transition

4 自变频激光实验

4.1 自倍频 (SFD) 产生绿色激光实验

根据相位匹配原理, 可以得到公式:

$$\frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} + \frac{1}{\lambda_3}$$

对于波长为 1061.9nm 的基频光, 按照 I 类倍频相位匹配的要求, 晶体定向切割, 根据我们所测定的 NGAB Sellmeier 公式:

$$n_o^2(\lambda) = 3.07389 + 0.03079/(\lambda^2 + 0.03265) \quad (6)$$

$$n_e^2(\lambda) = 2.82998 + 0.0242/(\lambda^2 + 0.03127) \quad (7)$$

计算得到其相对于光轴的夹角即极角 $\theta = 30^\circ 5'$. 晶体的两个端面未镀复合膜, 把晶体放置 4cm 长的激光谐振腔内, 谐振腔的平面输入镜 HM1037 对 1061.9 和 531.5nm 波长的激光高反, 对波长为 748nm 的泵浦光高透; 而输出凹面镜 (曲率半径为 18cm) 在 1061.9nm 处高反, 可以透过可见光. 所计算的激光腰宽为 $160\mu\text{m}$. 采用配置有计算机驱动动力的可调谐脉冲染料激光器 (带宽为 0.04cm^{-1} , 脉冲寿命是 8ns, 光腰是 $170\mu\text{m}$, 染料为 LDS751) 来纵向泵浦晶体, 采用分子电子高温计测量了激光功率, 为了避免 1061.9nm 和泵浦光漏射到高温计, 在测量实验中, 我们采用了 BG25 型玻璃滤光片. 通过晶体的泵浦光为 σ 偏振光, 观察到在 1061.9nm 的发射激光也是 σ 偏振光, 这有利于晶体的自倍频. 在泵浦光功率为 2.75mJ 时, 最大的倍频输出为一个脉冲 119.5 μJ , 光-光转换效率为 4.3%. 为了避免损坏晶体和输出镜, 没有尝试提高泵浦光功率来提高输出效率, 但这是完全可以达到的.

同时, 选择 LD 作为泵浦源开展了 $1.062\mu\text{m}$ 向 $0.531\mu\text{m}$ 转换的自倍频绿色激光输出的实验工作. 在激光实验中, 晶体的一端面 (M1) 仍作为谐振腔的后反射平面镜, 镀复合膜, 双反一透, 对基频光 $1.062\mu\text{m}$ 和倍频光 $0.531\mu\text{m}$ 高反射, 对 LD 泵浦主发射波段 $0.80\sim 0.81\mu\text{m}$ 高透过 ($T > 80\%$). 用 $R=71\text{nm}$ 的平凹球面镜作为激光耦合输出镜, 镀复合膜, 即对 $1.062\mu\text{m}$ 和 $0.80\sim 0.81\mu\text{m}$ 高反, 对 $0.532\mu\text{m}$ 高透. 用 LD 泵浦时, 实现了 $1.062\mu\text{m} \rightarrow 0.531\mu\text{m}$ 的自倍频转换, 获得 $0.531\mu\text{m}$ 的连续绿色激光, 阈值功率约为 90mW. 当输入 1W 时, 输出达到 5mW 以上, 光-光转换效率约为 0.5%.

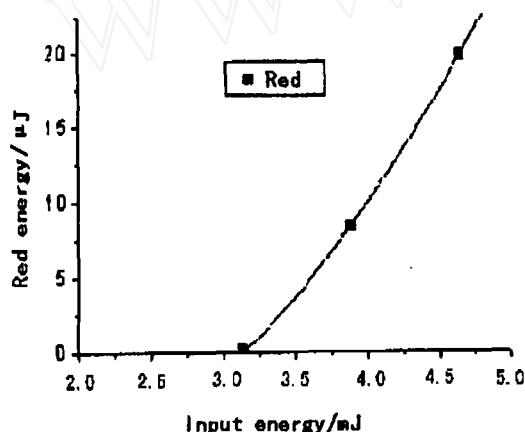


图 6 红色激光输出功率与泵浦功率的关系曲线
Fig. 6 Red laser power versus pump power

4.2 自倍频 (SFD) 产生红色激光实验

Nd^{3+} 的 1338nm 激光发射是相应于 $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ 的能级跃迁. 按 1061.9nm 自倍频的相位匹配方向纵向泵浦晶体, (这个方向与光学轴向的夹角为 $\theta = 30^\circ 5'$ 较靠近 1338nm 自倍频的相位匹配方向, 即 $\theta = 24.4^\circ$), 谐振腔的长度为 2.5cm, 两个镜面对 1061.9nm 的反射率为 4%, 所计算的激光腰宽为 $160\mu\text{m}$, 在晶体中的泵浦光和得到的 1338nm 激光都是 σ 偏振的, 这将有利于晶体的自倍频. 当泵浦光的功率为 4.6mJ/脉冲时, 得到 669nm 的自倍频激光输出功率为 19 μJ /脉冲, 图 6 是激光输出功率与泵浦功率的关系曲线, 如果采用准确的相位匹配方

向进行泵浦以及采用对 1338 和 669nm 高反的输入镜, 将大大地提高 669nm 的自倍频激光输出和效率.

4.3 自和频 (SSFM) 产生蓝色激光实验

采用自和频 (SSFM) 方法产生蓝色激光的实验中, 用波长为 740~760nm 的可调谐脉冲染料激光器作为泵浦源, 按照 I 类倍频相位匹配的要求, 晶体切割的角度 θ 为 35.9° . 为了得到泵浦光和 NGAB 发射光的和频, 要求泵浦光是一个常光 (σ 偏振光波). 晶体的两个端面未镀复合膜, 把晶体放置于 4cm 长的激光谐振腔内, 谐振腔的平面输入镜对 1061.9nm 波长的激光高反, 透过波长为 748nm 的泵浦光; 而输出平面镜在 1061.9nm 处高反 (反射率为 90%), 可以透过可见光. 当用染料激光器纵向泵浦晶体时, 得到了 436~443nm 的蓝色激光输出, 在泵浦光功率为 6.08mJ 时, 得到最大输出为一个脉冲 445 μJ , 光-光转换效率为 7.3%, 这个

效率要比文献 [4,5,8] 里得到的效率高: GCOB 为 0.2%, NYAB 为 0.83%. 为了避免损坏晶体和输出镜, 我们没有尝试提高泵浦光功率来提高输出效率, 但这是完全可以达到的.

4.4 自和频 (SSFM) 产生紫外可调谐激光实验

在实验中, 采用 588nm 附近波长的染料激光泵浦源来泵浦晶体, Nd^{3+} 将发生 $^4G_{5/2} - ^2G_{7/2}$ 的跃迁吸收, 晶体将产生 1061.9nm 的激光发射. 采用自和频 (SSFM) 方法产生 379nm 附近的紫外可调谐激光. 用取向为 $\theta = 30^\circ 5'$ 的 NGAB 晶体, 调整至合适于产生紫外激光的位置. 晶体的两端未镀增透膜, 谐振腔的长度为 8.5cm, 谐振腔采用 16MLB183 平面输入镜, 它对 1061.9nm 高反, 对泵浦光高透, 输出凹面镜 (曲线半径 $R=18\text{cm}$) 对 1061.9nm 100% 反射, 在紫外光范围高透. 实验中得到的紫外激光可调谐范围为 378~382nm, 图 7 是激光输出功率与泵浦功率的关系曲线, 其关系为二次方的关系. 当泵浦光功率为 5.8mJ/脉冲时, 得到紫色激光的输出为 47 μJ /脉冲, 而当谐振腔的长度减小为 3cm 时, 得到紫色激光的输出增加为 105 μJ /脉冲.

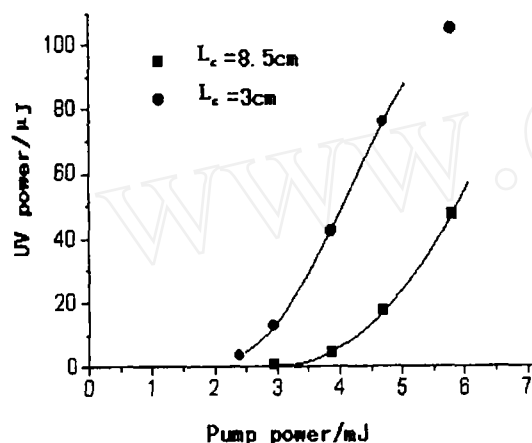


图 7 紫色激光输出功率与泵浦功率的关系曲线

Fig. 7 UV laser power versus pump power

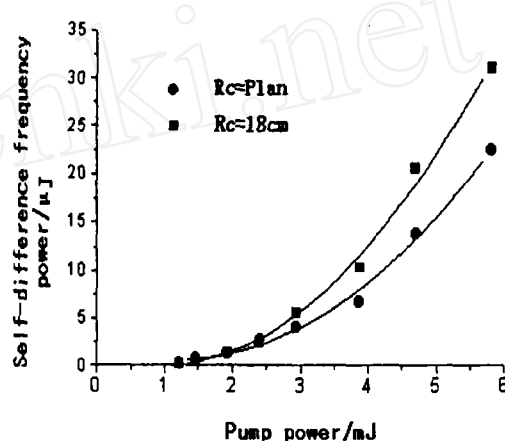


图 8 红外激光输出功率与泵浦功率的关系曲线

Fig. 8 Infrared laser power versus pump power

4.5 自差频 (SDFM) 产生红外可调谐激光实验

同样采用 588nm 附近波长的染料激光泵浦源来泵浦晶体, 采用自差频 (SDFM) 方法产生红外可调谐激光. 根据相位匹配条件 (1) 要求泵浦光是非常偏振光, 而产生的 1061.9nm 激光和红外激光是普通偏振光. 采用取向为 $\theta = 30^\circ 5'$ 的 NGAB 晶体, 调整至合适于产生红外激光的位置. 晶体的两端未镀增透膜, 谐振腔的长度为 3cm, 采用两个相同的 MLB183 平面镜作为输出和输入镜, 镀上相应的膜, 为了保证不产生 1338nm 的激光, 两个镜面都透过大于 1300nm 波长的光. 实验中得到的红外激光可调谐范围为 1305~1365nm, 图 8 是激光输出功率与泵浦功率的关系曲线, 其关系为二次方的关系. 当泵浦光功率为 5.8mJ/脉冲时, 测得最高的输出功率为 22.5 μJ /脉冲, 当把输出镜置换为曲线半径为 $R=18\text{cm}$ 的凹面镜时, 红外激光的输出功率增加至 31 μJ /脉冲.

5 结果与讨论

采用熔盐法生长出尺寸为 30mm 的 $\text{Nd}^{3+}:\text{GdAl}_3(\text{BO}_3)_4$ 优质晶体, 进行了吸收光谱和荧光光谱的测定研究, 计算得到晶体的 J-O 参数为 $\Omega_{2\sigma} = 1.455 \times 10^{-20} \text{cm}^2$ 、 $\Omega_{4\sigma} = 1.175 \times$

10^{-20}cm^2 、 $\Omega_{6\sigma} = 2.043 \times 10^{-20}\text{cm}^2$ 、 $\Omega_{4\pi} = 0.326 \times 10^{-20}\text{cm}^2$ 、 $\Omega_{6\pi} = 1.257 \times 10^{-20}\text{cm}^2$, 发射截面为 $\sigma_e^{1061.9\text{nm}} = 2.9 \times 10^{-19}\text{cm}^2$ 和 $\sigma_e^{1338\text{nm}} = 5.5 \times 10^{-20}\text{cm}^2$. 采用染料激光器作为泵浦源, 对晶体进行了自变频激光实验研究, 在紫外可调谐 (378~382nm)、绿光 531nm、蓝光 (436~443nm)、红光 (669nm) 和红外可调谐 (1305~1365nm) 波段实现了激光输出, 输出的最大功率分别为: 105 μJ /脉冲、119.5 μJ /脉冲、445 μJ /脉冲、19 μJ /脉冲和 31 μJ /脉冲.

我们将在本论文研究工作的基础上对 NGAB 的激光性能进行深入的研究. 要提高激光输出功率和效率, 首先要求提高晶体的质量, 而采用中部籽晶与旋转坩锅相结合的方法, 将有利于提高晶体的质量; 其次, 晶体必须严格按照各种匹配方向的要求进行定向切割加工, 并且需要镀上增透膜; 第三, 由于 NGAB 晶体的光谱特性有利于采用已经商品化的 GaAlAs LD 泵浦的激光实验, 所以, 可以采用 LD 作为泵浦源, 以便使器件小型化.

参考文献

- [1] Geiger A R, Hemmati H, Farr W H, *et al.* *Opt. Letters*, 1996, **21**(3): 201-205.
- [2] Johnson L F, Ballman A A. *J. Appl. Phys.*, 1969, **40**: 297-302.
- [3] Jaque D, Capmany J, Garcia Solé J. *Appl. Phys. Lett.*, 1998, **73**(25): 3659-3661.
- [4] Brenier A, Boulon G, Jaque D, *et al.* *Opt. Mater.*, 1999, **13**: 311-317.
- [5] Mougel F, Aka G, Kahn-Harari A, *et al.* *Op. Mater.*, 1999, **13**: 293-297.
- [6] Jaque D, Capmany J, Zundu L, *et al.* *J. Phys. Condens. Matt.*, 1997, **9**: 9715-9729.
- [7] Carnall W T, Crosswhite H, Crosswhite H M. special report 1977, Chemistry Division, Argonne National Laboratory (Argonne, IL, USA).
- [8] Brenier A, Boulon G. *J. Lumines.*, 2000, **86**: 125-128.

Self-frequency changing Laser Crystal $\text{Nd}^{3+}:\text{GdAl}_3(\text{BO}_3)_4$

TU Chao-Yang¹, LI Jian-Fu¹, ZHU Zhao-Jie¹, WU Bai-Chang¹, QIU Min-Wang¹, Brenier Alain²

(1. Fujian Institute of Research on the Structure of Matter, CAS, Fuzhou 350002, China; 2. Laboratoire de Physico-Chimie des Matériaux Luminescents, Université Claude Bernard, 43 Bd 11 Novembre 1918 Bat. 205, 4e étage 69622 Villeurbanne, France)

Abstract: $\text{Nd}^{3+}:\text{GdAl}_3(\text{BO}_3)_4$ crystals with the size up to 30mm were grown by using the flux method. The absorption and emission spectra in function of the σ and π polarizations were presented. The radiative lifetime of the $^4F_{3/2}$ level is 293 μs . From the Judd-Ofelt parameters, the σ -polarized stimulated emission cross-section was measured to be $2.9 \times 10^{-19}\text{cm}^2$ at the laser wavelength: 1062.9nm, and $5.5 \times 10^{-20}\text{cm}^2$ at the laser wavelength: 1338nm. UV generation tuneable in 378~382nm, green(531nm) generation, blue generation tuneable in 436~443nm and red(669nm) generation as well as infrared generation tuneable in 1305~1365nm by self-frequency changing were obtained with the output of 105 μJ /pulse, 119.5 μJ /pulse, 445 μJ /pulse, 19 μJ /pulse and 31 μJ /pulse respectively, when this crystal was pumped by dye laser.

Key words crystal growth flux method; $\text{Nd}^{3+}:\text{GdAl}_3(\text{BO}_3)_4$ crystal; self-frequency changing laser experiment