

用周期极化 KTP 晶体高效倍频获得稳定 461 nm 激光

赵 阳^{1,2} 李 焱¹ 彭 瑜^{1,2} 曹建平¹ 方占军¹ 臧二军¹

(¹ 中国计量科学研究院电子与量子计量科学研究所, 北京 100013; ² 清华大学精密仪器与机械学系, 北京 100084)

摘要 实验采用准相位匹配的 PPKTP 晶体对 922 nm 连续激光进行外腔谐振倍频, 获得稳定 461 nm 激光。实验装置采用一体化环形腔设计, 实现最大耦合转换效率达 73.3%, 获得 208 mW 的 461 nm 蓝光输出。实验结论中通过分析, 修正损耗误差, 得到最佳耦合腔镜反射率, 并深入讨论了耦合腔镜的两种反射率对倍频输出功率和效率的影响, 同时就晶体吸收效应和热透镜效应对倍频试验的影响也进行了深入研究。

关键词 倍频; PPKTP 晶体; 461 nm; 一体化环形外腔;

中图分类号 TN242 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS20092909.2473

Stable Second Harmonic Generation 461 nm Blue Radiation by PPKTP Crystal

Zhao Yang^{1,2} Li Ye¹ Peng Yu^{1,2} Cao Jianping¹ Fang Zhanjun¹ Zang Erjun¹

(¹ Division of Electricity and Quantum Metrology, National Institute of Metrology, Beijing 100013 China)
(² Department of Precision Instruments and Mechanology, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract The experiment presents an external ring cavity for frequency doubling, which is used to generate 461 nm blue radiation, with PPKTP as a laser frequency doubling crystal. By the incorporate ring cavity and the locking circuit system, the output power of 461 nm reaches the maximum. More than 208 mW of the second harmonic generation is gotten from 350 mW IR input power in the experiment. The coupling conversion efficiency is 73.3%. By analyzing and amending the loss error the reflectivity of coupling mirror is optimized. The effect of two different reflectivity coupling mirrors, PPKTP crystal's linear absorption effect and thermal lens effect are discussed.

Key words second harmonic generation(SHG); PPKTP Crystal; 461 nm; external incorporate ring cavity;

1 引 言

时间频率是目前最准确的基本物理量, 光钟研究有望使其达到 10^{-18} 量级。Sr 原子光钟使用与 Sr^{87} 中 $1S_0 - 1P_1$ 谱线跃迁符合的 461 nm 激光作为一级冷却光源^[1,2]。

目前获得大功率 461 nm 激光有以下 3 种方式:

1) KTP 晶体和频: I. Courtillot 等^[3] 通过 170 mW, 813 nm 激光和 900 mW, 1064 nm 激光和

频得到 115 mW, 461 nm 蓝光; 2) KNbO_3 晶体倍频: Aaron D. Saenz^[4] 使用这种方法得到大于 100 mW, 461 nm 激光, 转换效率接近 33%; 3) PPKTP 晶体倍频: CH. Schwedes 等^[5] 通过 20 mm 长, 45 μm 束腰的晶体倍频 0.5 W, 922 nm 激光得到 200 mW 蓝光; R. Le Targat 等^[6] 使用 20 mm 长, 42 μm 束腰的晶体, 得到倍频效率 75%、功率为 234 mW, 461 nm 蓝光。

综合以上 3 种实验方案, PPKTP 晶体较 KTP

收稿日期: 2008-06-19; 收到修改稿日期: 2008-10-23

基金项目: “十一五”国家科技支撑计划项目(2006BAK03A20)和科技基础条件平台项目(2005DKA10706)资助课题。

作者简介: 赵 阳(1982—), 女, 博士研究生, 主要从事光频标方面的研究。E-mail: flute_zhao@126.com

导师简介: 臧二军(1955—), 男, 研究员, 主要从事固体激光及其频率稳定的研究。

晶体具有更高的倍频转换效率,同时相对于 KNbO_3 而言,晶体倍频效率对控温精度要求低,晶体不易损坏,且光斑质量好,不会出现走离效应。但 PPKTP 晶体对小于 500 nm 的激光吸收较大^[7],易造成强热透镜效应。

本实验采用 30 mm 长,束腰为 50 μm 的 PPKTP 晶体产生 461 nm 蓝光。实验采用环形倍频腔一体化设计,以提高腔的稳定性。作者对腔的多个关键参数进行了理论计算^[8]及优化,并首次对不同反射率耦合腔镜、晶体匹配温度、晶体蓝光吸收三者之间的关系以及它们对倍频效率和功率的影响进行了深入讨论。实验最终获得了 208 mW, 461 nm 蓝光输出,耦合倍频转换效率为 73.3%,并且具有很好的功率稳定性。

2 实验装置

实验中倍频腔采用一体化设计。将腔镜调整机构和晶体固定装置等元件与腔体本身整合。相对于分离元件腔,一体化环形倍频腔虽然加工困难,但具有比其更加稳定的特性^[9]。此腔体由整块材料加工而成,与外界相对封闭,可减小温度、声音及振动等环境因素对腔体的影响,此设计对保持腔体机械结构的稳定,减小腔体几何尺寸的形变都有很好的效果。同时通过对整个腔体的控温,可减少因环境温度的变化对晶体温度的影响,从而保持晶体控制温度的恒定。

图 1 中,光源采用 Toptica 公司 DL100 半导体激光器,经锥形放大器(TA)后,输出 922 nm 椭圆偏振光。光束经过 $\lambda/4$ 片和 $\lambda/2$ 片后调整成为垂直方向的线偏振光,从而与倍频腔实现偏振态的匹配。透镜(Lens)将基频光耦合进入腔内,实现空间模式匹配。

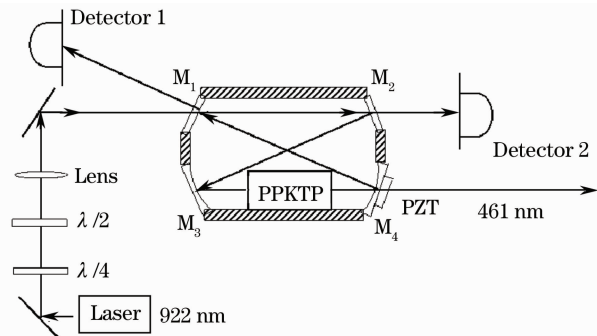


图 1 环形倍频外腔示意图

Fig.1 Scheme of External SHG cavity

环形腔由平面反射镜 M_1 、 M_2 和凹面反射镜 M_3 、 M_4 组成,其中 M_1 为输入耦合镜,用于实现腔内、外

基频光束的耦合。为实现光学“阻抗匹配”,其透过率选择经过了特殊计算,并在实现输出功率对基频光功率的跟踪与锁定后进行了优化。反射镜 M_2 、 M_3 、 M_4 对基频光具有高反射率,其中 M_4 同时对倍频光具有高透过率,以实现二次谐波的有效提取^[9]。

倍频元件采用以色列 Raicol 公司生产的准相位匹配 PPKTP 晶体,其尺寸为:1 mm \times 2 mm \times 30 mm。极化周期为 5.55 μm ,对 922 nm 和 461 nm 激光的折射率分别为 1.8371 和 1.9198,有效非线性系数为 7 pm/V,两端面均镀有对基频光和二次谐波光的双波长增透膜,反射率小于 0.5%。晶体最佳工作温度为 29 $^\circ\text{C}$ 。

探测器 1(Detector1)用于监视倍频腔耦合效果,当选择合适的耦合腔镜(M_1)反射率时,922 nm 激光全部耦合入腔,探测器 1 探测到的信号最小。探测器 2(Detector2)用于监视倍频腔激光波长与谐振腔共振波长之间的失调。当基频光频率与倍频腔共振频率梳中的某一频率一致时,腔内光功率由于谐振作用而获得增强,产生远大于单次通过时的倍频功率,达到最大功率输出。当倍频腔的振荡频率偏离基频光频率时,失调产生的误差信号经反馈控制系统驱动压电陶瓷 PZT,通过其伸缩调节腔长,使倍频腔的振荡频率与基频光频率一致,实现最大倍频光输出。因此通过 PZT 对倍频腔腔长的调节,实现倍频光输出功率对 922 nm 基频光功率的跟踪与锁定。

3 理论计算

3.1 Boyd-Kleinmen 聚焦因子

Boyd 和 Kleinman 对聚焦高斯光束在非线性介质中与介质的相互作用做出理论分析并给出关系式^[10]。

倍频晶体内的聚焦参数

$$\xi = \frac{L_0}{2\sqrt{z_t z_s}}, \quad (1)$$

其中 $z_t = \frac{k_1 \pi \omega_{01}^2}{2}$ 为子午方向高斯光束的瑞利距离,同理有 z_s 为弧矢方向高斯光束的瑞利距离。 $k = 2\pi/\lambda$ 为真空中基频光波数。

由于采用环形腔,倍频腔内的本征模式可能出现光斑的椭圆化和像散,因此导出聚焦光斑存在椭圆化和像散时的 Boyd-Kleinmen 聚焦因子^[8]

$$h(\xi) = \frac{1}{4\xi} \left| \int_{-\xi}^{\xi} \frac{\exp(i\sigma t)}{\sqrt{[1+i\beta_0(t-t_s)][1+i(t-t_t)/\beta_0]}} dt \right|^2 \quad (2)$$

对于曲率半径对称的倍频腔,像散参数 $t_t = t_s = 0$ 。

$$\sigma = \Delta k \cdot z_R, \quad (3)$$

为非线性波矢失配系数^[6],

$$\Delta k(T) = k_{2\omega}(T) - 2k_{\omega}(T) - 2\pi/\Lambda(T), \quad (4)$$

式中 $\Lambda(T)$ 为 PPKTP 晶体极化周期,随温度变化。 β_0 为表征晶体内聚焦高斯光束的瑞利距离对称性的参数

$$\beta_0 = \sqrt{z_s/z_c}. \quad (5)$$

3.2 耦合透镜透过率匹配(阻抗匹配)及倍频功率和效率

利用(Boyd-Kleinman)聚焦因子,可以导出非线性转换因子^[11]

$$\gamma_{sh} = \gamma_0 L_0 h(\xi), \quad (6)$$

其中

$$\gamma_0 = \frac{2d_{eff}^2 k_1^3}{\pi n_{2\omega}^2 n_{2\omega} \epsilon_0 c}, \quad (7)$$

式中 k_1 为基频波的波矢, n_{ω} 为基频光晶体中折射率, $n_{2\omega}$ 为倍频光晶体中折射率, ϵ_0 为真空介电常数, c 为真空光速。

设入射基频光功率为 P_{in} ,反射镜 M_2 、 M_3 、 M_4 对基频波的反射率为 R ,倍频晶体端面每面基频波的反射率为 T ,晶体材料对基频波的吸收系数为 δ ,则在 M_1 的反射率为最佳耦合反射率时,腔内基频光功率为

$$P_c = \frac{1-t_c}{2t_c \gamma_{sh}} \left(\sqrt{1 + \frac{4t_c \gamma_{sh} P_{in}}{(1-t_c)^2}} - 1 \right), \quad (8)$$

其中

$$t_c = R^3 T^2 \exp(-\delta L_0), \quad (9)$$

$$\text{二次谐波功率为 } P_{sh} = \gamma_{sh} P_c^2, \quad (10)$$

倍频非线性作用产生的损耗对应的非线性作用的等效透过率为

$$t_{sh} = 1 - \gamma_{sh} P_c. \quad (11)$$

由“阻抗匹配”条件得 M_1 反射镜的最佳反射率为 $R_m = t_c t_{sh}$ 。

倍频腔内基频波功率增强比

$$\rho = \frac{P_c}{P_{in}}, \quad (12)$$

$$\text{倍频效率 } \eta_{sh} = \frac{P_{sh}}{P_{in}}. \quad (13)$$

4 实验结果讨论

4.1 倍频腔的模式匹配和光学“阻抗匹配”

由理论计算可知最佳耦合腔镜反射率应为

91%,而在实验中发现,采用此种反射率耦合腔镜时,不能达到预想的阻抗匹配效果,这是因为实验中存在理论计算过程中忽略的损耗,主要为晶体线性吸收造成的热透镜效应等问题。

为提高耦合效率,需要对耦合腔镜的反射率进行修正。

M_1 出射光由两部分组成:入射光经 M_1 的反射光和红外光经腔内振荡后通过 M_1 的透射光。由于两光束相位相反,探测到的是两束光的叠加。达到最佳耦合时, M_1 出射光功率应最小。

当最佳匹配温度时,入射光为 285 mW,腔镜 M_1 出射光为 57 mW,之后将温度调至稍偏离最佳温度,此时 M_1 出射光强为 43 mW。由于偏离最佳温度,晶体倍频效率降低,使腔内红外光的损耗降低,因此透射光增大,可以抵消更多 M_1 反射光,造成 M_1 出射光减小。因此可以判断出 M_1 反射率过高。也就是说,在最佳匹配温度时,91%反射率过高,使透射光不足以抵消 M_1 的反射光。因此需要降低 M_1 的反射率。

经过分析后又选择反射率 87%耦合腔镜进行实验。

图 2 为使用反射率为 87%耦合腔镜时的 PZT 扫描谐振模式,上部为通道 1(C1)显示的由探测器 1(Detector1)接收到的耦合腔镜 M_1 反射和透射出的基频光;中部为通道 2(C2)显示的由探测器 2(Detector2)接收到的腔镜 M_1 透射的倍频光;下部通道 4(C4)为加到 PZT 上的扫描锯齿波信号。

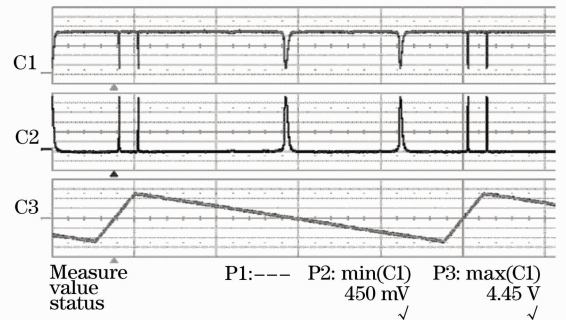


图 2 耦合腔镜反射率为 87%时,腔的反射和透射模式

Fig. 2 Reflection and transmission modes of cavity with 87% reflection coefficient of coupling mirror 通过反复调整倍频腔和耦合透镜,由图中 C2 部分可以看出,实现较好的模式匹配。由

$$1 - \frac{P_{\min} R_{M_1}}{P_{\max}} = 1 - \frac{0.45}{4.45} \times 0.87 = 0.912, \quad (14)$$

式中 P_{\max} 为 922 nm 激光入射功率, P_{\min} 为功率锁定后耦合腔镜透射和反射的 922 nm 激光的总和。 R_{M_1} 为耦合腔镜 M_1 反射率。由 C1 通道看出, 实验中耦合最好时, 耦合入腔的红外光占 91.2%, 较好的实现了阻抗匹配。

4.2 倍频功率及效率

4.2.1 PPKTP 晶体温度对输出功率的影响

图 3 为输入基频光 280 mW 时的倍频输出功率随温度变化的曲线。

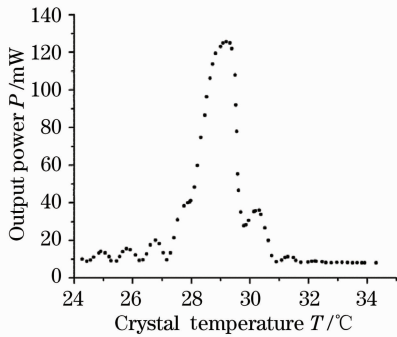


图 3 倍频功率随温度的变化

Fig. 3 Temperature dependence of SHG with a PPKTP crystal

由图 3 可见, 当其他条件不变, 且晶体温度为 29 °C 时, 输出蓝光功率最大。前面指出, PPKTP 晶体对波长小于 500 μm 的激光存在较强的线性吸收 (linear absorption):

$$P_{\text{in}} \exp(-\alpha L) = P_{\text{out}}. \quad (15)$$

通过测量入射与出射晶体的 461 nm 激光功率, 对实验中采用的 30 mm PPKTP 晶体在工作温度 (29 °C) 下的吸收进行试验。吸收系数为 $\alpha(461 \text{ nm}) = 0.108 \text{ cm}^{-1}$, 晶体吸收 461 nm 占总入射光的 32.4%,

由于晶体的线性吸收产生热透镜效应, 影响倍频效果。同时由于吸收大量蓝光, 造成晶体温度上升, 而晶体对蓝光的吸收系数随温度的变化而改变, 因此对蓝光的吸收发生变化。此外, 由于晶体过长, 晶体内部温度呈梯度分布, 更造成晶体内部各位置温度不同, 使之偏离最佳匹配温度。同时晶体温度过高, 造成严重的热透镜效应, 影响倍频腔的倍频效率甚至影响腔的稳定性。在这样的相互作用下, 晶体实际温度偏离了设定温度。

4.2.2 耦合腔镜的影响

入射光耦合腔镜 M_1 的最佳反射率理论计算值为 91%, 实验中采用两种反射率的腔镜 M_1 , 其反射

率分别为 87% 和 91%, 进行了倍频功率和效率的实验, 如图 4~6 所示。图 4 曲线点为 M_1 出射蓝光功率与入射 M_1 红外光功率比值。图 5 曲线点为耦合倍频效率, 即排除各种损耗, 考虑腔镜 M_1 反射出的红外光及透射的蓝光, 计算出的实际倍频效率,

$$\eta = \frac{P_{2\omega} + P'_{2\omega}}{P_{\omega} - P'_{\omega}}, \quad (16)$$

其中 $P_{2\omega}$ 为 M_1 输出蓝光功率, $P'_{2\omega}$ 为腔镜 M_1 透射蓝光; P_{ω} 为红外光入射功率, P'_{ω} 为腔镜 M_1 反射红外光功率。

使用 87% 反射率耦合腔镜时, 耦合倍频效率达到 73.3%。

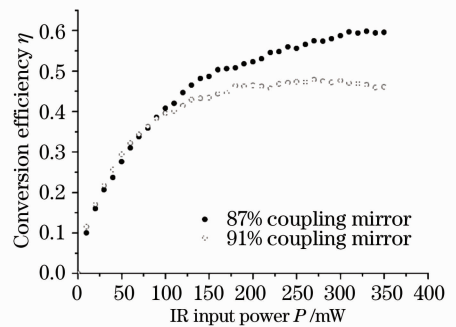


图 4 倍频效率与入射基频光功率关系

Fig. 4 SHG conversion efficiency versus input power

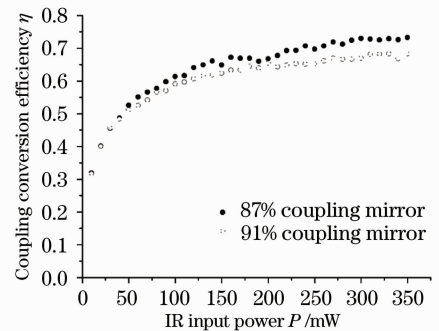


图 5 耦合倍频效率与入射基频光功率关系

Fig. 5 Coupling SHG conversion efficiency versus input power

通过计算可知, 最佳耦合腔镜 (M_1) 反射率应为 91%。而通过实验可知, 由图 4~6 可以看出, 使用反射率为 87% 的耦合腔镜可获得更高蓝光的效率, 耦合效果更好。尤其从图 4 中可以看出, 使用 91% 反射率的耦合腔镜时, 当输入红外光功率较大, 倍频光的转换效率呈现下降的趋势。

这是因为晶体存在线性吸收的原因。从 PZT 扫描的激光谐振模式可以看出, 使用 91% 耦合腔镜时, 当输入功率大于 300 mW、最佳温度时, 模式扫描曲线出现消顶的现象, 如图 7 所示。当晶体热效

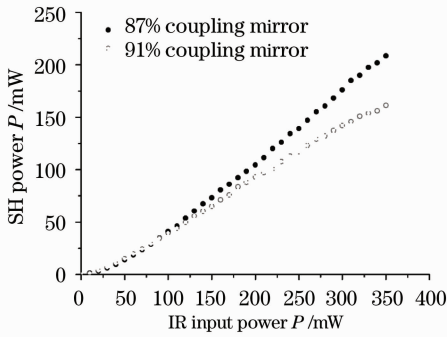
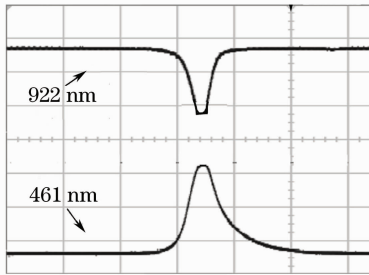
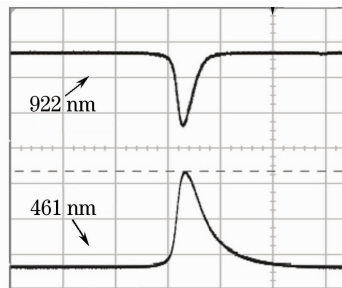


图 6 倍频功率与入射基频光功率关系

Fig. 6 SHG output power versus input power

图 7 最佳匹配温度下,腔镜 M_1 输出的 922 nm 和 461 nm 激光扫描模式Fig. 7 Coincidence of 922 nm reflection and 461 nm transmission modes from M_1 at the PM temperature图 8 高于最佳匹配温度,腔镜 M_1 输出的 922 nm 和 461 nm 激光模式Fig. 8 Coincidence of 922 nm reflection and 461 nm transmission modes from M_1 at the temperature higher than the PM temperature

应更严重时,甚至在扫描波形的顶端出现马鞍形的凹陷^[6,12]。当偏离最佳温度时,模式恢复正常,如图 8 所示。即当在最佳温度时产生的 461 nm 激光功率最大,此时晶体吸收大量蓝光造成严重热透镜效应,模式扫描曲线出现类似饱和现象的削顶。而当偏离最佳温度时,产生的蓝光较少,吸收效应对晶体影响小,因此模式又恢复正常。而在使用 87% 反射率耦合腔镜时,没有这种现象发生。因此使用 91% 反射率的耦合腔镜时会发生更加严重的线性吸收。同时因为实验使用相对较长的晶体,这种现象就更

为突出。

由此可以看出,如能有效控制晶体的线性吸收,可以很大程度的提高倍频转换效率。

4.2.3 下一步工作

由第三部分理论计算,可以得到倍频效率与束腰和晶体长度的关系。

而由于吸收效应产生的热透镜焦距^[6]

$$f_{th} = \frac{\pi\omega_0^2}{P_{abs}} \left(\frac{K_c}{dn_\omega/dT} \right), \quad (17)$$

$$\text{其中 } P_{abs} = \alpha_{2\omega} \int_0^{L_c} P_{2\omega}(z, \alpha_{2\omega}) dz, \quad (18)$$

对于 KTP 晶体 $K_c = 3.3 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{c})$, 其中 $P_{abs}/\pi\omega_0$ 为吸收的光功率密度,当吸收的光功率密度越大时,热透镜焦距越小,热透镜效应越严重。而在其他条件不变的情况下,吸收功率与晶体长度成正比关系。

为获得更大倍频光输出功率,需同时考虑倍频效率和热透镜效应。而这两点与晶体长度及晶体内束腰大小有直接关系。通过以上计算,对应一定的输入功率,可得到晶体长度、束腰大小、耦合腔镜反射率之间的关系。下面的实验,将通过理论计算和实验得到最佳束腰半径及晶体长度,以获得最大倍频功率输出。

5 结 论

通过使用不同反射率耦合腔镜的实验,对晶体温度与输出功率以及对倍频功率效率的分析可知,实验中晶体的线性吸收及热透镜效应对提升倍频功率及效率有很大影响。实验中对使用不同反射率耦合腔镜进行试验和比较,得到当使用 87% 耦合腔镜时可获得 208 mW 最大 461 nm 激光输出,转换效率为 73.3%。

参 考 文 献

- 1 K. Vogel, T. Dinneen, A. Gallagher, Narrow-line Doppler cooling of strontium to the recoil limit [J]. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 1999, **48**: 618~621
- 2 E. Peik, G. Hollemann, H. Walther, Laser cooling and quantum jumps of a single indium ion, [J]. *Phys. Rev. A*, 1994, **49**: 402~408
- 3 Courtillot, I., Quessada, A., Kovacich, R. P et al.. Cold strontium atoms for an optical frequency standard Instrumentation and Measurement [J], *IEEE Transactions*, 2003, **52** (2): 255~257
- 4 Aaron D, Saenz, 461 nm Laser For In Ultracold Neutral Strontium [D]. Rice Un; versity, July 2005
- 5 Ch. Schwedes, E. Peik, J. Von Zanthier et al.. Narrow-bandwidth diode-laser-based blue and ultraviolet light source [J]. *Appl. Phys. B*, 2003, **76**(2): 143~147
- 6 R. Le Targat, J.-J. Zondy, P. Lemonde. 75%-Efficiency blue

- generation from an intracavity PPKTP frequency doubler[J]. *Opt. Commun.*, 2005, **247**: 471~481
- 7 G. Hansson, H. Karlsson, S. Wang *et al.*. Transmission measurements in KTP and isomorphic compounds[J], *Appl. Opt.* 2000, **39** (27) : 5058~5069
- 8 R. L. Byer, *parametric oscillators and nonlinear materials* [M]. San Francisco, 1977, 47~160
- 9 Zang Erjun, Cao Jianping, Zhong Mingchen. Stable second harmonic generation using a monolithic ring laser and an external ring cavity[J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, **23**(3): 335~340
臧二军, 曹建. 用单块激光器和环形外腔获得稳定的 532 nm 激光[J]. *光学学报*, 2003, **23**(3): 335~340
- 10 G. D. Boyd, D. A. Kleinman, Parametric interaction of focused Gaussian light beams[J]. *J. Applied Physics*, 1968, **39** (8): 3597~3639
- 11 William J. Kozlovsku, C. D. Nabers, Robert L. Byer. Efficient second harmonic generation of a diode-laser-pumped CW Nd:YAG laser using monolithic MgO:LiNbO₃ external resonant cavities[J]. *IEEE J. Quantum Electronics* 1988, **24**: 913~916
- 12 A. Douillet, J-J. Zondy, A. Yelisseyev *et al.*. Stability and frequency tuning of thermally loaded continuous-wave AgGaS₂ optical parametric oscillators[J]. *J. Opt. Soc. Am. B* 1999, **16**(9): 1481~1498