

高效频率转换下双波长外腔共振和频技术研究

谭巍 邱晓东 赵刚 侯佳佳 贾梦源 闫晓娟 马维光 张雷 董磊 尹王保 肖连团 贾锁堂

Double resonant sum-frequency generation in an external-cavity under high-efficiency frequency conversion

Tan Wei Qiu Xiao-Dong Zhao Gang Hou Jia-Jia Jia Meng-Yuan Yan Xiao-Juan Ma Wei-Guang Zhang Lei Dong Lei Yin Wang-Bao Xiao Lian-Tuan Jia Suo-Tang

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 65, 074202 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.074202

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.074202>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphys.ac.cn/CN/Y2016/V65/I7>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

新型偶氮苯衍生物的三阶非线性光学特性

[Third-order nonlinear optical properties of an azobenzene derivate](#)

物理学报.2016, 65(2): 024207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.024207>

周期量级飞秒脉冲电场在非线性克尔介质中的传输

[Propagation of electric field of the few-cycle femtosecond pulse in nonlinear Kerr medium](#)

物理学报.2016, 65(1): 014208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.014208>

铷原子耦合光频率近共振时的电磁感应透明

[Electromagnetically induced transparency in a near-resonance coupling field](#)

物理学报.2015, 64(15): 154208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.154208>

基于数字相干叠加的相干光正交频分复用系统中光纤非线性容忍性研究

[Fiber nonlinearity tolerance research of coherent optical orthogonal frequency division multiplexed system based on digital coherent superposition](#)

物理学报.2015, 64(14): 144203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.144203>

有源环形谐振腔辅助滤波的单模光电振荡器

[Single mode optoelectronic oscillator assisted by active ring resonance cavity filtering](#)

物理学报.2015, 64(4): 044202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.044202>

高效频率转换下双波长外腔共振和频技术研究*

谭巍¹⁾²⁾ 邱晓东¹⁾²⁾ 赵刚¹⁾²⁾ 侯佳佳¹⁾²⁾ 贾梦源¹⁾²⁾ 闫晓娟³⁾
马维光^{1)2)†} 张雷¹⁾²⁾ 董磊¹⁾²⁾ 尹王保¹⁾²⁾ 肖连团¹⁾²⁾ 贾锁堂¹⁾²⁾

1)(量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西大学激光光谱研究所, 太原 030006)

2)(山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

3)(山西大学物理电子工程学院, 太原 030006)

(2015年11月16日收到; 2015年12月18日收到修改稿)

基于外腔的高效频率转换, 尤其是当系统运行在抽运不消耗近似机理下, 信号光可实现大于90%的转换, 因此无法通过信号光直接获得其到腔模频率锁定的误差信号. 本文通过对信号光调制、和频光解调的方法获得了该误差信号, 实现了双波长激光到外腔腔模的级联锁定. 实验中外部环形腔将1.3 W的1064 nm抽运光放大到约14.3 W. 当1583 nm信号光从10 μ W变化到50 mW, 其到636 nm和频光的转化效率约为73%; 当从50 mW变化到295 mW时, 转换效率呈线性降低到60%, 最终获得了440 mW的636 nm激光.

关键词: 双共振, 和频, 高效转换, 抽运不消耗近似

PACS: 42.65.-k, 42.72.Bj, 42.79.Nv

DOI: 10.7498/aps.65.074202

1 引言

随着近几十年来新型高有效非线性系数、高损伤阈值、大尺寸非线性晶体的深入研究和积累, 非线性频率转换的应用已经遍及物理、天文、环境甚至生物、医疗等领域, 并发挥着重要的作用^[1-5]. 和频、差频、倍频以及光学参量振荡等是非线性频率转换研究的主要内容. 相比于倍频与光学参量振荡, 和频与差频的基频光增加了一个自由度, 在新型激光波长、新型激光场、气体监测以及量子光学等领域有着广泛的应用^[6-11].

提高转换效率是非线性频率转换过程研究的关键技术之一, 它是由晶体的有效非线性系数、长度以及基频光功率等共同决定的. 通常晶体的非线性系数在几到几十 pm/V, 例如: KDP 晶体为 0.44 pm/V, BBO 晶体为 2.55 pm/V, LBO 晶体为 1.05 pm/V, KTP 晶体为 13.7 pm/V, LiNiO₃ 晶体

为 37.84 pm/V. 然而, 由于基频光在晶体传输过程会相位失配, 使得非线性系数不能被有效利用. 通常可以通过温度或角度的合适选择来实现相位匹配, 但获得的有效非线性系数仍不高; 近年来通过周期调制晶体的极化方向可以宏观产生一个倒格矢, 对其幅度的控制能补偿基频光的相位失配, 从而可以有效地利用晶体的最大非线性系数. 近年来, 多个研究小组基于外腔实现了基频光功率受限时的高效频率转换, 主要是由于当激光高效耦合到外腔后, 激光功率在腔内会被无源放大, 依赖于外腔的精细度可以放大到几十到上百倍. 对于和频和差频过程, 可以对两个或一个基频光进行放大, 分别称为双波长/单波长外腔共振技术, 然而该技术的应用极大地依赖于激光到腔模频率锁定的性能.

单波长外腔共振技术的研究主要应用于弱信号光的高效和频转换^[12-15]以及可调谐新型激光波长的产生等^[16]. 前者通过高效和频将弱红外激光转换到可见光来提高红外光子的探测效率, 其主

* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2012CB921603)、国家自然科学基金(批准号: 61127017, 61178009, 61108030, 60908019, 61275213, 61205216)和山西省青年科学基金(批准号: 2010021003-3, 2012021022-1, 2015021105)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: mwg@sxu.edu.cn

要考虑抽运不消耗近似 (undepleted pump approximation, UPA) 机理. 2004年《Optics Letters》在第一期分别报道了基于块状周期极化铌酸锂 (periodically poled lithium niobate, PPLN) 晶体和 PPLN 波导实现红外光子到可见光转换效率达 90% 的结果, 并将红外光子探测效率从 15%—25% 提高到 55% [12,13]; 2006年, 华东师范大学潘海峰等 [14] 将 1550 nm 激光耦合到 1064 nm 激光腔内, 基于内腔和频实现了信号光最大 96% 的转换效率; 2014年, 德国引力物理研究所实现了微弱的 1550 nm 激光到 532 nm 的高效转换, 系统转换效率达到了 84% [15]. 对于这些针对弱光高效和频转换的研究中, 为了获得高的单通转换效率, 通常采用长的周期极化晶体以及高的抽运激光强度. 为了降低实验条件需求同时又能保持高的转换效率, 采用抽运光与信号光同时在外腔中共振, 即采用双波长外腔共振技术就成为了首选.

双波长外腔共振技术相比于单波长外腔共振技术具有更高的频率转换效率, 基于成熟的商业化红外激光源采用该技术进行和频实现特殊可见与紫外波段激光的报道屡见不鲜. 1997年, 日本科学家 Kaneda 和 Kubota [17] 使用 1064 nm 激光与其二次谐波和频实现了 660 mW 的 355 nm 激光输出; 2003年, 美国空军实验室基于注入锁定的 Nd:YAG 固体激光器与 LBO 晶体在外腔增强下实现了 20 W [18] 和 50 W [19] 的连续 589 nm 激光输出, 引领了钠导星激光源的研究热潮; 2008年, 法国皮埃尔大学的 Mimoun 等 [20] 优化了外腔的腔镜耦合率实现了 800 mW 的 589 nm 激光输出, 基频光的转换效率达到了 90%; 2014年, 德国汉堡大学自由电子激光科学中心使用 20 mm 长的非单极化周期 PPKTP 晶体产生了 405—500 nm 宽带宽可见光输出, 转换效率 90% 以上 [21]; 2015年, 丹麦技术大学光电工程系使用锥形放大外腔二极管激光器在 PPLN 晶体中实现了 1.7 W 的 509 nm 激光 [22].

然而当我们基于双波长外腔共振处理 UPA 机理下的和频时, 信号光在腔内的转换效率非常高, 外腔输出镜透射的光场幅度会降得很低, 造成其频率锁定误差信号的信噪比大幅降低以至于无法实现信号光到腔模的频率锁定. 考虑到对基频光的调制特性可以转移到和频上, 为了实现双波长外腔共振, 本研究通过探测和频光来提取误差信号, 实现了双基频光到外腔腔模的频率级联锁定, 从而获

得了稳定的信号光频率转换. 本文以 1064 nm 激光为抽运光, 1583 nm 激光为信号光, 和频产生了 636 nm 激光的输出.

2 理论分析

当两束激光经过非线性晶体时, 由于晶体的二阶非线性效应使得两基频光电场在晶体中发生非线性相互作用从而产生频率转换, 理论上可以采用三波耦合波方程来数值模拟. 对于弱红外信号光的高效频率转换情况, 由于相对地对抽运光的消耗很小, 三波耦合波方程可以采用 UPA. 定义信号光、抽运光与和频光的波长分别为 λ_s , λ_p 和 λ_{SFG} , 采用周期极化晶体实现准相位匹配的三波耦合方程可简化为

$$\begin{cases} \frac{dA_s^*}{dz} = -\frac{4i\pi d(z)}{n_s \lambda_s} A_p A_{\text{SFG}}^* e^{i\Delta k_q z}, \\ \frac{dA_{\text{SFG}}}{dz} = +\frac{4i\pi d(z)}{n_{\text{SFG}} \lambda_{\text{SFG}}} A_s A_p e^{i\Delta k_q z}, \end{cases} \quad (1)$$

式中 A_i (i 为 s, p, SFG) 为各光场的电场幅度; Δk_q 为准相位匹配的相位失配量; $d(z)$ 为晶体的非线性系数, 在一阶准相位匹配中 $d(z) = (2/\pi)d_{\text{eff}}$, 其中 d_{eff} 为有效非线性系数; n_i 为 3 个波长在晶体中的折射率. 在平面波近似条件下, 通过求解此方程可得两基频光与和频光的光强关系为

$$I_{\text{SFG}} = I_s \frac{\lambda_s n_s}{\lambda_{\text{SFG}} n_{\text{SFG}}} \times \sin^2 \left(\sqrt{\frac{32\pi^2 d_{\text{eff}}^2 I_p}{c\epsilon_0 n_p n_s^2 n_{\text{SFG}}^2 \lambda_s \lambda_{\text{SFG}}} L} \right), \quad (2)$$

其中, $I_i = c\epsilon_0 |A_i|^2 / 2$ 为激光光强, L 为晶体的长度. 如 (2) 式, 在平面波近似下如要实现信号光 I_s 到和频光 I_{SFG} 的完全转化, 需要使用的最大抽运光光强为

$$I_{p,\text{max}}^{\text{pw}} = \frac{c\epsilon_0 n_p n_s^2 n_{\text{SFG}}^2 \lambda_{\text{SFG}} \lambda_s}{128 d_{\text{eff}}^2 L^2}. \quad (3)$$

然而当考虑聚焦高斯光束时, 该最大抽运光光强为 [13]

$$I_{p,\text{max}}^{\text{gw}} = \frac{c\epsilon_0 n_p n_s \lambda_{\text{SFG}} \lambda_p}{128 d_{\text{eff}}^2 L \bar{h}_m(B, \xi)}, \quad (4)$$

式中, $\bar{h}_m(B, \xi)$ 为聚焦高斯光束衰减因子, 其中 B 为双折射参量, ξ 为聚焦参量. 由 (2) 式知, 在 UPA 下信号光单次通过晶体的转换效率可表示为

$$\eta_s = \sin^2 \left(\sqrt{\frac{32\pi^2 d_{\text{eff}}^2 I_p}{c\epsilon_0 n_p n_s^2 n_{\text{SFG}}^2 \lambda_s \lambda_{\text{SFG}}} L} \right), \quad (5)$$

可见信号光的转换效率与信号光光强无关。

对于单次通过转换效率较小的非线性晶体, 可以借助外腔对信号光进行无源放大实现转换效率的提高. 图 1 为基于环形腔进行和频的简化模型, 其中 P_i^{in} , P_i^r 和 P_i^t 分别为输入光、反射光和透射光功率; T_i^{in} 和 T_i^{out} 分别为输入和输出腔镜透射率; η_i^{SP} 为单通频率转换效率.

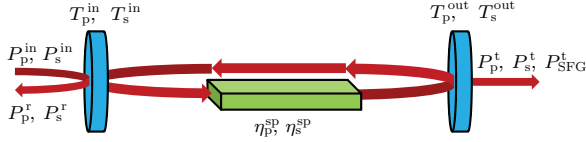


图 1 环形腔和频的简化模型

Fig. 1. Simplified model of sum frequency generation in a ring cavity.

一束激光从左侧腔镜入射, 忽略镜片前表面对光的反射, 透射光在腔内往返一周的线性损耗主要包括各个高反镜片的透射、晶体端面对光的反射、晶体的吸收、光路不完全准直造成的晶体、镜片对光的散射、衍射等, 本研究中只考虑腔镜的透射损耗和光路不完全准直引起的损耗. 另外, 当腔内存在抽运光时, 信号光由于频率上转换形成非线性损耗. 按照 (2) 式, 由于 UPA 下频率转换效率只与抽运光光强以及其他恒定数值有关, 与信号光功率无关, 因此可认为此机理下腔内非线性损耗率与激光单次通过晶体时的转换效率一致. 由于外腔的引入, 信号光功率在腔内共振放大, 入射信号光的总转换效率 η_s 可表示为 [23]

$$\eta_s = \frac{P_s^{\text{cav}} \cdot \eta_s^{\text{SP}}}{P_s^{\text{in}}} = T_s^{\text{in}} \left(\frac{F_s}{\pi} \right)^2 \eta_s^{\text{SP}} = \frac{4T_s^{\text{in}} \eta_s^{\text{SP}}}{(\delta_s + T_s^{\text{in}})^2}, \quad (6)$$

其中, η_s^{SP} 为单通频率转换效率, P_s^{cav} 为腔内激光功率, $F_s = 2\pi/(T_s^{\text{in}} + \delta_s)$ 为外腔对信号光波长的精细度, δ_s 为信号光在腔中传输一周的总损耗. 为了清楚地说明腔镜透射率与腔内损耗对转换效率的影响, (6) 式可以整理为

$$\eta_s = \frac{4}{\delta_s} \cdot \frac{T_s^{\text{in}}/\delta_s}{(1 + T_s^{\text{in}}/\delta_s)^2} \eta_s^{\text{SP}} = \frac{4T_s^{\text{in}}/(\delta_s^L + \eta_s^{\text{SP}})}{[1 + T_s^{\text{in}}/(\delta_s^L + \eta_s^{\text{SP}})]^2} \frac{\eta_s^{\text{SP}}}{\delta_s^L + \eta_s^{\text{SP}}}, \quad (7)$$

式中 δ_s^L 为腔对信号光的线性损耗. 不难看出, 当 $\delta_s^L \ll \eta_s^{\text{SP}}$ 时且入射腔镜的透射率与腔内的损耗相等时转换效率可达到近 100%.

3 实验过程与分析

基于和频光获得信号光到腔模频率锁定误差信号, 从而实现双波长外腔共振和频技术的实验装置如图 2 所示. 1064 nm 抽运光和 1583 nm 信号光分别从外部谐振腔 M1 和 M3 镜输入, 以 1064 nm 激光的频率为标准, 通过控制外部环形腔腔长将透射腔模频率锁定到 1064 nm 激光器上, 然后将 1583 nm 激光频率锁定在环形腔的透射腔模上, 从而实现双波长外腔共振的频率级联锁定. 实验中抽运光源为太原山大宇光公司生产的单频 1064 nm 全固态激光器, 最大输出功率约为 1.5 W, 1583 nm 光源为丹麦 NKT 公司生产的 Boostik 系列光纤激光器, 最大输出功率约为 500 mW, 并且两台激光器的线宽均为 kHz 量级. 由于两基频激光线宽相对于腔模宽度 (> 10 MHz) 较小, 因此对频率级联锁定带宽要求不高, 在本实验使用低频调制锁频方案产生用于双波长共振的伺服反馈控制信号, 由于调制频率为 kHz 量级, 而环形腔腔模线宽

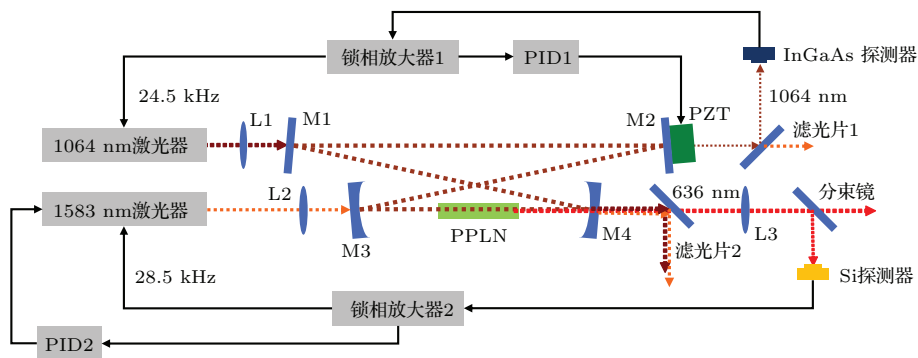


图 2 基于双波长外腔共振和频装置图

Fig. 2. Experimental setup of doubly resonant external cavity sum frequency generation.

为10 MHz以上,因此调制信号也可以耦合到腔内,通过解调该透射腔模可以获得误差信号.相比于从反射信号提取误差信号的方法,使用透射腔模获取误差信号可以避免由于偏振、模式匹配不佳、入射到探测器表面的激光角度变化等因素引起的误差信号的畸变和信噪比的下降.本研究采用低频调制解调产生的误差信号来伺服控制环形腔腔长和1583 nm激光波长.锁定腔长的误差信号通过锁相放大器解调腔镜M2透射的1064 nm激光信号来获得,而控制1583 nm激光频率的误差信号通过解调M4输出的和频光信号来获得.腔内用于和频的非线性晶体为中国台湾龙彩科技(HCP)生产的5%掺杂MgO:PPLN晶体,长宽高分别为25, 1和0.5 mm,其有效非线性系数约为14 pm/V,极化周期12.05 μm ,由精度为0.1 $^{\circ}\text{C}$ 的控温炉控温后放置于两凹面镜正中间. PID为比例-积分-微分控制器, PZT为压电陶瓷.

3.1 外腔的设计

外部谐振腔是由平面镜M1, M2和曲率半径为100 mm的凹面镜M3, M4构成,平面镜M2后装有压电陶瓷,用来对外腔腔长进行扫描、调制以及反馈控制等.两基频光以Type-0型($e+e\rightarrow e$)在非线性晶体中进行一阶准相位匹配,理论最佳的匹配温度为60 $^{\circ}\text{C}$.在此温度下1064 nm与1583 nm基频光对应的晶体e轴折射率分别为2.1582和2.1396^[24],在PPLN晶体中实现准相位匹配.根据Bold-Kleimann(B-K)理论^[25],为了获得高的转换效率,在最佳相位匹配的情况下,B-K因子在聚焦参量 $\xi_i = \frac{l\lambda_i}{2\pi n_i \omega_{0,i}^2} = 2.84$ 时达到最大值1.06,因此可计算出两基频光在晶体中心的最佳束腰半径分别为 $\omega_{0,s} = 32.2 \mu\text{m}$, $\omega_{0,p} = 26.3 \mu\text{m}$.当聚焦参量的取值范围为 $1.56 < \xi_i < 5.31$ ^[26],B-K因子可以达到最大值的90%.在这个范围内,两基频光在晶体中的束腰半径范围分别为 $23.55 \mu\text{m} < \omega_{0,s} < 43.44 \mu\text{m}$ 和 $19.22 \mu\text{m} < \omega_{0,p} < 35.46 \mu\text{m}$.实验中为了获得较高的转换效率,同时减小抽运光在晶体中产生的热效应,设定抽运光的光斑半径为30 μm ,计算可得两凹面镜之间的距离为134 mm,总腔长为691.5 mm,此时信号光在晶体中心的光斑半径为35 μm .

为了实现双波长外腔共振,腔镜M2, M4镀1583 nm和1064 nm反射率大于99.8%的高反膜, M4作为636 nm激光的输出镜,在凹面镀636 nm增透膜. M1为抽运光的输入耦合镜,其内表面对1064 nm的反射率为91%,对1583 nm的反射率大于99.8%,外表面镀1064 nm增透膜. M3为信号光输入耦合镜,内表面对1583 nm的反射率约为10%,低反射率主要是为了避免在高效转换过程中出现阻抗过匹配现象而降低1583 nm到光腔的耦合效率,同时对1064 nm反射率大于99.8%,外表面镀1583 nm增透膜.

3.2 PPLN晶体最佳和频温度的测量

为了通过实验确定出最佳和频效率时晶体的温度,首先选择腔镜M2和M4对信号光1583 nm增透,从而构成了单波长外腔共振结构.在固定两基频光波长下,对不同晶体温度下的和频光功率进行了测量,此时腔内1064 nm的激光功率约为14.3 W,1583 nm激光功率约为60 mW,测量结果如图3所示,图中圆点为实验测量值,实线为理论拟合结果^[16,24,27],可见最佳匹配温度约为68.5 $^{\circ}\text{C}$ 且和频温度带宽约为2 $^{\circ}\text{C}$.需要说明的是最佳匹配温度与理论值的差别主要来自于晶体制造工艺误差、理论晶体折射率误差以及温度传感器与晶体存在一定距离而不能完全体现晶体温度.

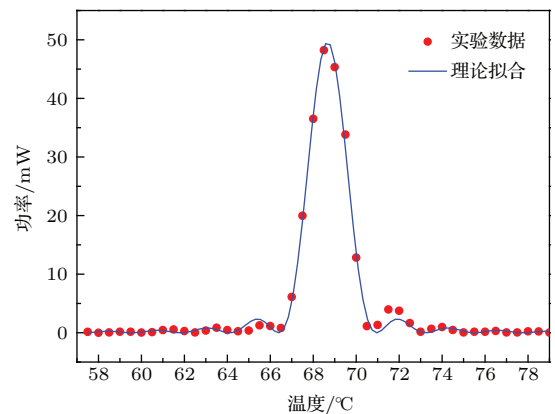


图3 和频光功率与PPLN晶体温度的关系

Fig. 3. Power of sum frequency generated laser versus the temperature of PPLN crystal.

3.3 基于和频光频率锁定的双波长外腔共振方案及分析

双波长外腔共振和频技术需要两激光和腔模频率的级联锁定.图4为外部谐振腔腔长扫描时,

1064 nm 激光单独耦合到环形腔的透射腔模及误差信号. 实验中由锁相放大器产生的 24.5 kHz 正弦调制信号被高压放大器放大后送入 1064 nm 激光器的压电陶瓷控制端, 从而实现激光频率的调制. 由光电探测器 (Thorlab PDA 10CS-EC) 探测到的透射腔模信号再送回到锁相放大器进行解调, 获得的解调 (误差) 信号经 PID 控制器 (美国 Stanford Research Systems SIM 960) 后反馈给驱动环形腔压电陶瓷的高压放大器 (德国 Piezomechanik SVR200-3), 从而实现环形腔透射腔模频率到 1064 nm 激光频率的闭环锁定. 由图 4 (a) 可见误差信号具有较高的信噪比, 基于该误差信号实现锁定后的腔透射信号如图 4 (b) 中通过腔模峰顶的平直数据线所示. 通过比较自由光谱区与透射腔模宽度, 可以估计出腔对抽运光的精细度约为 40, 然而由于该 1064 nm 激光源输出为椭圆光斑, 根据 1064 nm 激光腔模中主模强度与所有透射模强度和之比可得模式匹配度约为 93%. 当入射 1064 nm 激光功率为 1.3 W 时, 通过测量共振时 M4 腔镜后透射的光功率并依据该腔镜的反射率推算出腔内激光功率约为 14.3 W, 小于由精细度估计的腔内功率, 这是由于输入腔镜未满足完全的阻抗匹配, 约 14% 的抽运光没有耦合到腔内. 同时测量得 400 s 内透射光强度起伏约为 $\pm 3.6\%$, 该腔内抽运光功率的起伏主要由于模式匹配度会随着晶体温度发生变化. 本实验装置在无频率转换状态时, 限制 1064 nm 腔模精细度的主要原因为晶体的厚度较小引入了光学损耗, 增加该厚度可以有效提高精细度, 即增加外腔对激光功率放大的倍数.

依据第二节的理论计算, 要获得高的和频转换效率, 需要实现阻抗匹配, 而影响阻抗匹配的主要因素为输入腔镜的透射率. 当信号光功率较低时, 即工作在 UPA 条件下时, 其转换效率与信号光功率无关, 通过选择合适的输入腔镜反射率可以实现近 100% 的和频转换. 当信号功率从 50 mW 逐渐减小时, 环形腔中的透射腔模和解调获得的误差信号信噪比也在逐渐降低. 当信号光功率小于 12 mW 后, 误差信号已不能保证长时间稳定的频率锁定效果. 图 5 为环形腔中有、无抽运光共振时, 入射功率为 12 mW 的 1583 nm 激光透射腔模信号. 图中无频率转换时的腔模信号幅度依然较小主要是由于该条件下腔内损耗远小于输入腔镜透射率造成阻抗严重失配引起的, 探测器表面的入射功率为

21 μW ; 且在高效和频条件下的腔模信号几乎消失是由于 1583 nm 激光能量在和频过程中被大量消耗, 同时由于外腔对信号光仍有一定的阻抗失配, 致使透射率太低, 探测器难以探测到其光强信号, 因此无法采用该信号光获得其到腔模频率锁定的误差信号. 为了解决这一问题, 如图 2 所示, 当抽运光功率共振时, 对信号光进行的频率调制和波长扫描会传递给和频光, 从而实现和频光的调制和扫描. 在高效和频下, 和频光的功率一般要高于信号光的入射光强, 且 Si 探测器的探测效率也高于 InGaAs 探测器 [28], 因此提取部分和频光进行解调可以获得信号光相对于外腔腔模的误差信号. 将该误差信号反馈到信号光的频率控制端可实现信号激光频率到腔透射腔模的频率锁定.

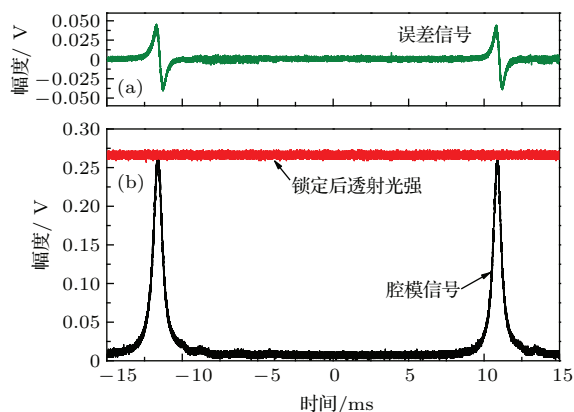


图 4 1064 nm 激光的误差信号与透射腔模信号 (a) 1064 nm 激光误差信号; (b) 扫描腔长和频率锁定时的 1064 nm 透射光强信号

Fig. 4. Error signal and transmitted mode signal of the cavity of 1064 nm laser: (a) Error signal of 1064 nm laser; (b) cavity transmitted signal of 1064 nm laser under the both conditions of the cavity length scanning and frequency locking.

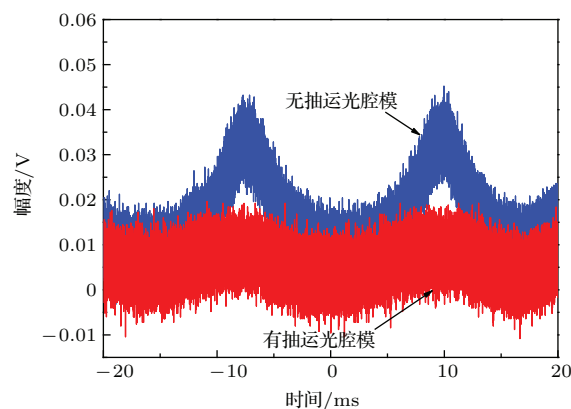


图 5 腔内有无抽运光时 1583 nm 激光的透射腔模
Fig. 5. Transmitted cavity signals of 1583 nm laser with and without pump laser inside the cavity.

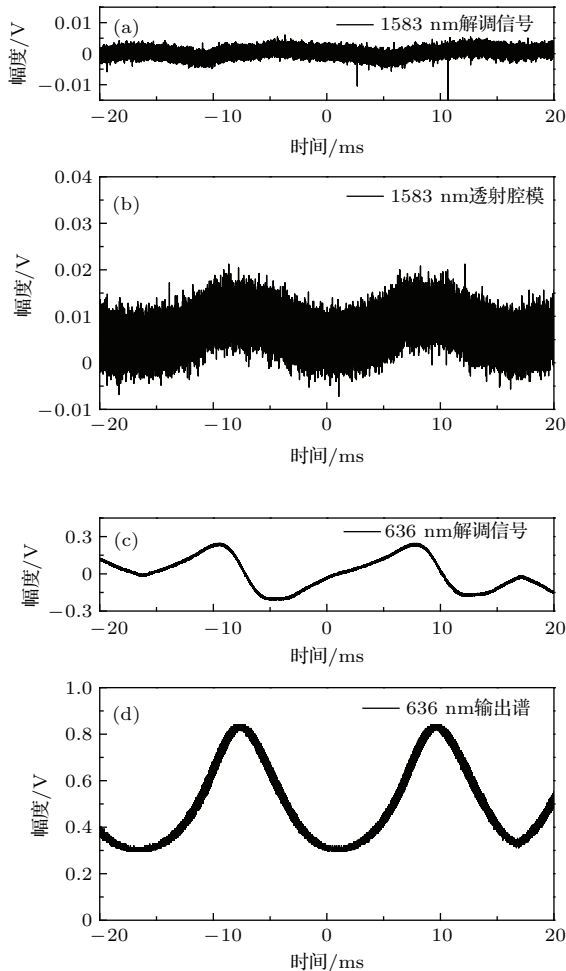


图6 抽运光共振且扫描1583 nm激光频率时,基于1583 nm激光透射腔模和636 nm输出光强信号获得的误差信号 (a)解调1583 nm透射腔模的误差信号;(b)1583 nm激光透射腔模;(c)解调636 nm激光的误差信号;(d)636 nm激光的光强输出谱

Fig. 6. Error signals acquired from the transmitted cavity mode of 1583 nm laser and the output signal of 636 nm laser when scanning the frequency of 1583 nm laser source with the pump laser resonating inside the cavity: (a) Error signal by demodulating the transmitted cavity mode of 1583 nm laser; (b) transmitted cavity mode of 1583 nm laser; (c) error signal by demodulating the 636 nm output laser intensity; (d) 636 nm output laser intensity spectrum.

实验中对1583 nm信号光的调制频率为28.5 kHz,在抽运光与外腔共振时,我们分别测量了信号光透射腔模与和频光强度谱以及通过解调获得的相应误差信号,如图6所示.图6(a)和图6(b)为解调1583 nm透射光的误差信号与其腔模信号;图6(c)和图6(d)为扫描1583 nm激光波长并解调和频光获得的误差信号与和频光光强输出谱.实验中取和频光总光功率约5%用于提取误差信号,可见636 nm激光呈现出与1583 nm一

样的透射腔模,且其信噪比相比信号光高一个数量级,同时误差信号的信噪比也有了很大的提高.从图6(d)可以看出,636 nm激光输出谱的谷底电平为0.3 V,这是由于1583 nm入射腔镜透射率约90%,腔模宽度与自由光谱区接近,相邻的两腔模在空间上重合.和频后该效应会被传递到636 nm激光的光强,从而使强度谱上出现峰顶和谷底的结构.当使用更高反射率的入射腔镜使腔模半高全宽小于自由光谱区的一半时,相邻模式就不会有交叉,此时谱线基底所对应的光强则为透过入射腔镜的信号光单次通过晶体时和频产生的636 nm激光光强.

3.4 信号光转换效率的测量

1583 nm激光的转换效率可以由和频光光子数与入射信号光光子数之比定义,即

$$\eta_s = \frac{N_{\text{SFG}}}{N_s} = \frac{P_{\text{SFG}}/(\hbar\omega_{\text{SFG}})}{P_s/(\hbar\omega_s)} = \frac{P_{\text{SFG}}}{2.49P_s}, \quad (8)$$

其中, N_i 为单位时间内激光的光子数, ω_i 为激光角频率, \hbar 为普朗克常数.功率计测量通过滤光片和透镜后的636 nm激光,该过滤聚焦光路对636 nm激光的总透过率为78.5%.

根据UPA可知,当抽运光功率足够高时,信号光在一定入射功率范围内的转换效率不变.实验上测量了1064 nm激光在腔内功率为14.3 W时,1583 nm入射激光功率从20 μW 到100 μW 以及从13 mW到295 mW范围内的转换效率,结果如图7所示.从图7(a)可以看出,当信号光功率为微瓦量级时,转换效率基本保持在73%附近,与UPA结果相符合,不规则的起伏主要由抽运光在腔内的功率起伏以及测量误差所引起;由图7(b)可见,当信号功率在13—45 mW之间时,转换效率在73%附近起伏波动,而当1583 nm激光入射功率大于50 mW后转换效率开始下降,与信号光功率基本呈线性关系,说明抽运光的转换消耗开始影响和频转换效率,因此可以确定本实验中UPA的临界点约为50 mW.当进一步增大1583 nm激光的功率,测量得到的636 nm激光功率如图7(c)所示,可以看到由于和频转换效率的降低使得和频光功率的增长速率逐渐减小.1583 nm激光输入功率达到295 mW时,636 nm激光的功率为440 mW,转换效率降低到60%.

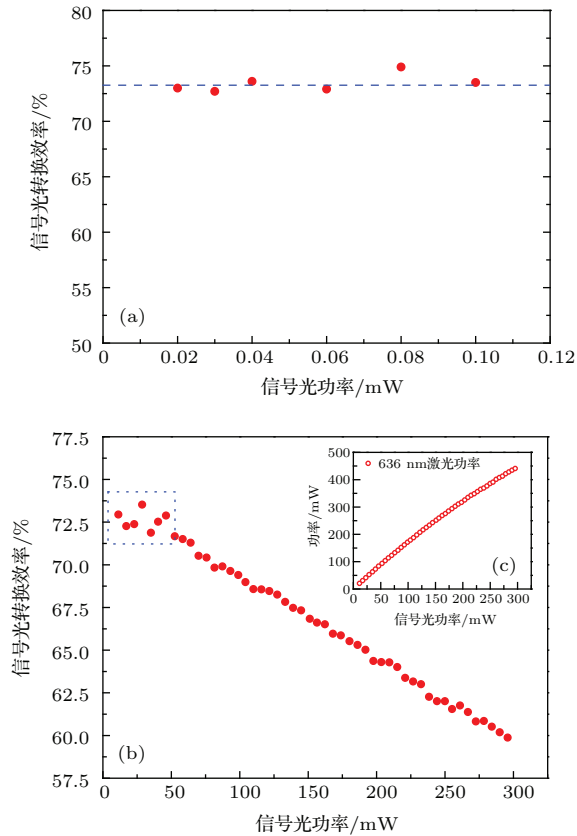


图7 入射信号光功率与其转换效率的关系 (a) 20—100 μW 输入信号光的转换效率; (b) 13—295 mW 输入信号光的转换效率; (c) 和频光与输入信号光功率的关系

Fig. 7. The conversion efficiency as a function of the power of input signal laser: (a) Conversion efficiency of input signal laser when its power changes from 20 μW to 100 μW ; (b) conversion efficiency of input signal laser when its power changes from 13 mW to 295 mW; (c) the SFG laser power versus input signal laser power.

4 结 论

在 UPA 实验条件下, 当信号光的和频转换效率很高时, 由于信号光的和频转换损耗较大, 无法基于信号光获取其到腔模频率锁定的误差信号. 本研究通过解调和频光获得的误差信号实现了信号光到腔模频率的锁定, 从而实现了高效和频下的双波长外腔共振. 基于自行设计的蝶形环形腔, 在腔内获得了 14.3 W 的抽运激光功率, 在 UPA 条件下小于 50 mW 的信号光获得了约 73% 的和频转换效率, 当信号光功率大于 50 mW 后转换效率开始衰减且与信号光功率基本呈线性关系, 该功率可称为 UPA 的临界功率. 最后, 当信号光功率提高到 295 mW 时, 实现了 440 mW 的 636 nm 激光输出,

其转换效率为 60%. 本研究方案可以在低单通转换效率下实现高效和频, 为提高红外光子探测效率、新型激光的产生等领域提供技术支持.

参考文献

- [1] Hadzibabic Z, Gupta S, Stan C, Schunck C, Zwierlein M, Dieckmann K, Ketterle W 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 160401
- [2] Feng Y, Taylor L R, Calia D B 2009 *Opt. Express* **17** 19021
- [3] Richter D, Fried A, Wert B P, Walega J G, Tittel F K 2002 *Appl. Phys. B* **75** 281
- [4] Janousek J, Johansson S, Tidemand-Lichtenberg P, Wang S, Mortense J L, Buchhave P, Laurell F 2005 *Opt. Express* **13** 1188
- [5] Liu Q, Yan X P, Chen H L, Huang L, Gong M L 2010 *Chin. J. Lasers* **37** 2289 (in Chinese) [柳强, 闫兴鹏, 陈海龙, 黄磊, 巩马理 2010 中国激光 **37** 2289]
- [6] Wigley P G, Zhang Q, Miesak E, Dixon G J 1995 *Opt. Lett.* **20** 2496
- [7] Jensen O B, Petersen P M 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 141107
- [8] Meyer T R, Roy S 2005 *Opt. Lett.* **30** 3087
- [9] Kumar P 1990 *Opt. Lett.* **15** 1476
- [10] Albota M A, Wong F N C, Shapiro J H 2006 *J. Opt. Soc. Am. B* **23** 918
- [11] Guerreiro T, Martin A, Sanguinetti B, Pelc J S, Langrock C, Fejer M M, Gisin N, Zbinden H, Sangouard N, Thew R T 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 173601
- [12] Roussev R V, Langrock C, Kurz J R, Fejer M M 2004 *Opt. Lett.* **29** 1518
- [13] Albota M A, Wong N C 2004 *Opt. Lett.* **29** 1449
- [14] Pan H F, Dong H F, Zeng H P 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 191108
- [15] Sambrowski A, Vollmer C E, Baune C, Fiurasek J, Schnabel R 2014 *Opt. Lett.* **39** 2979
- [16] Tan W, Fu X F, Li Z X, Zhao G, Yan X J, Ma W G, Dong L, Zhang L, Yin W B, Jia S T 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 094211 (in Chinese) [谭巍, 付小芳, 李志新, 赵刚, 闫晓娟, 马维光, 董磊, 张雷, 尹王保, 贾锁堂 2013 物理学报 **62** 094211]
- [17] Kaneda Y, Kubota S 1997 *Appl. Opt.* **36** 7766
- [18] Bienfang J C, Denman C A, Grime B W, Hillman P D, Moore G T, Telle J M 2003 *Opt. Lett.* **28** 2219
- [19] Fugate R Q, Denman C A, Hillman P D, Moore G T, Telle J M, LaRue I A D, Drummond J D, Spinhirne J M 2004 *Proc. SPIE* **5490** 1010
- [20] Mimoun E, Sarlo L D, Zondy J J, Dalibard J, Gerbier F 2008 *Opt. Express* **16** 18684
- [21] Cankaya H, Calendron A L, Suchowski H, Kartner F X 2014 *Opt. Lett.* **39** 2912
- [22] Tawfiq M, Jensen O B, Hansen A K, Sumpf B, Paschke K, Andersen P E 2015 *Opt. Commun.* **339** 137

- [23] Ye J 1997 *Ph. D. Dissertation* (Colorado: University of Colorado)
- [24] Gayer O, Sacks Z, Galun E, Arie A 2008 *Appl. Phys. B* **91** 343
- [25] Boyd G D, Kleinman D A 1968 *J. Appl. Phys.* **39** 3597
- [26] Yan X J 2012 *Ph. D. Dissertation* (Taiyuan: Shanxi university) (in Chinese) [闫晓娟 2012 博士学位论文 (太原: 山西大学)]
- [27] Boyd R 2008 *Nonlinear Optics* (3rd Ed.) (New York: Elsevier) pp91–93
- [28] Ma L J, Slattery O, Tang X 2012 *Phys. Rep.* **521** 69

Double resonant sum-frequency generation in an external-cavity under high-efficiency frequency conversion*

Tan Wei¹⁾²⁾ Qiu Xiao-Dong¹⁾²⁾ Zhao Gang¹⁾²⁾ Hou Jia-Jia¹⁾²⁾ Jia Meng-Yuan¹⁾²⁾
 Yan Xiao-Juan³⁾ Ma Wei-Guang^{1)2)†} Zhang Lei¹⁾²⁾ Dong Lei¹⁾²⁾ Yin Wang-Bao¹⁾²⁾
 Xiao Lian-Tuan¹⁾²⁾ Jia Suo-Tang¹⁾²⁾

1) (*State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Laser Spectroscopy, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

2) (*Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

3) (*College of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

(Received 16 November 2015; revised manuscript received 18 December 2015)

Abstract

In recent years, more than 90% of the signal laser power can be up-converted based on the high-efficiency double resonant external cavity sum-frequency generation (SFG), especially when the whole system runs under the undepleted pump approximation scheme. Therefore it is difficult to directly achieve an error signal with a high signal-to-noise ratio through the signal laser to lock its frequency to the cavity mode. In this paper a novel method, based on the frequency modulation of signal laser and demodulation of the SFG laser, is used to obtain the error signal to realize the cascade frequency locking between the two fundamental lasers and the external cavity. In this experiment, 1064 nm laser is the pump laser and 1583 nm laser is the signal laser. They are coupled into a ring cavity inside which a 5% MgO-doped PPLN (25 mm × 1 mm × 0.5 mm) is used to produce the SFG laser of 636 nm. When the pump laser is resonant with the external cavity, a circulating power of 14.3 W is obtained with its input power of 1.3 W. The reflectivity of the input coupling mirror of signal laser is 10% to restrain the impedance mismatch. The temperature of PPLN is set at 68.5 °C to reach the optimum SFG temperature. In order to keep the signal laser resonance inside the external cavity, one needs to lock its frequency to the cavity mode. A 28.5 kHz sinusoidal voltage is used to modulate the frequency of the signal laser so that the frequency of 636 nm laser is modulated simultaneously. Then 5% of the output 636 nm laser power is sent into a Si photodiode detector the signal of which is demodulated at the modulation frequency by a lock-in amplifier. Finally the demodulated signal is feedback to the frequency control port of signal laser. Under these conditions, 73% of 1583 nm signal laser power can be converted into 636 nm laser power when the incident power varies from 10 μW to

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2012CB921603), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61127017, 61178009, 61108030, 60908019, 61275213, 61205216), and the Shanxi Natural Science Foundation, China (Grant Nos. 2010021003-3, 2012021022-1, 2015021105).

† Corresponding author. E-mail: mwg@sxu.edu.cn

50 mW. However it is rather difficult to maintain a long time resonance between the signal laser and the cavity based on demodulation of the transmitted cavity mode of 1583 nm when the incident signal laser power is below 12 mW. When the signal laser power increases from 50 mW to 295 mW, the conversion efficiency linearly drops to 60%, which is mainly caused by depleting the 1064 nm pump laser power. Finally a 440 mW of 636 nm laser is generated with an incident signal laser power of 295 mW. This scheme can realize a high-efficiency SFG with a low input signal laser power or poor single-pass SFG efficiency.

Keywords: double resonance, sum-frequency generation, high efficiency conversion, undepleted pump approximation

PACS: 42.65.-k, 42.72.Bj, 42.79.Nv

DOI: [10.7498/aps.65.074202](https://doi.org/10.7498/aps.65.074202)