

# 具有腔内光放大的单共振光参量振荡器

邓诚先<sup>†</sup> 李正佳 朱长虹

(激光技术国家重点实验室, 华中科技大学, 武汉 430074)

(2004 年 12 月 10 日收到, 2005 年 3 月 14 日收到修改稿)

推导了描述稳态运行, 具有腔内光放大的环形腔单共振光参量振荡器(ICOASRO)的功率特性的高斯光束理论. 在这种结构的单共振光参量振荡器(SRO)中, 适当地选择光放大器的参数, 可以很大程度地降低单共振光参量振荡器的抽运阈值. 在平均场近似下无二阶非线性交叉耦合作用的具有腔内光放大的环形腔单共振光参量振荡器的工作范围分成四个工作区域, 且存在最小的单共振光参量振荡器的抽运阈值. 文中的分析考虑了作为光放大器的激光增益介质的端面抽运特性, 考虑了一般化单共振光参量振荡器的特性.

关键词: 单共振光参量振荡器, 光放大, 阈值

PACC: 4265K

## 1. 引 言

单共振光参量振荡器(SRO)虽然具有非常好的幅度和光谱稳定性的优点, 但是它的抽运阈值非常高, 所以降低 SRO 抽运阈值是人们一直追求的目标<sup>[1]</sup>. 周期极化准相位匹配(QPM)二阶非线性晶体的出现, 为降低连续波 SRO 抽运阈值提供了有利的途径<sup>[1]</sup>. 但是由于受周期极化晶体的通光截面厚度、长度和极化均匀性等限制, 周期极化准相位匹配非线性晶体仅应用于小的功率范围. 降低 SRO 抽运阈值的另一种方法是利用内腔抽运技术<sup>[2]</sup>, 在这种方法中, 把光参量振荡器置于激光的谐振腔中(称之为内腔式光参量振荡器), 使得连续波 SRO 可基于一般的二阶非线性光学材料运行. 降低单共振光学参量振荡器抽运阈值的一种新方法是采用具有腔内光放大的单共振光参量振荡器(ICOASRO). 1996 年 Paiss 等人首先报道了 ICOASRO<sup>[3]</sup>, 他们以 KTP 作为二阶非线性晶体, 染料作为激光增益介质, 532nm 的单纵模 Q 开关 Nd:YAG 激光的倍频光同时作为 KTP 和染料的抽运光, 利用腔内波长选择器件实现了低阈值的单共振光学参量振荡器, 共振的信号波的波长范围为 630—740nm, 对应的闲置波波长为

2—3.4 $\mu\text{m}$ , 典型的信号波谱线宽度为 0.17 $\text{cm}^{-1}$ . 1998 年 Khurgin 等人基于半导体二阶非线性光学材料, 从平面波理论上分析了 ICOASRO 的特点<sup>[4]</sup>. 2003 年 Zotova 等人以 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体作为光放大介质, 利用长 19mm 的周期极化 LiNbO<sub>3</sub>(PPLN)为二阶非线性光学晶体, 3ps 脉宽、76MHz 重复频率的锁模 821nm Ti:Sapphire 激光作为 SRO 的抽运源, 实现了 8mW 平均抽运阈值功率, 频率调谐在 3.0—4.2 $\mu\text{m}$  范围的中红外输出 ICOASRO<sup>[5]</sup>.

具有腔内光放大的 SRO 的特点是把具有光放大作用的介质(称之为光放大器 OA)如激光增益介质置于通常的 SRO 腔内, 使在二阶非线性介质中产生的振荡信号波, 经过光放大器放大, 提高信号波的增益, 减小由二阶非线性介质参量放大所需的 SRO 抽运阈值. 若在共振腔内仅有作为光放大器的激光增益介质存在, 则这种器件即为一般的激光振荡器. 虽然若采用固定频率的 SRO 抽运源, 由于受光放大介质增益带宽的限制, 具有腔内光放大的 SRO 的频率调节范围较小, 但是由于抽运阈值低, 在输出中红外相干光频率范围内具有很大的吸引力, 因为在此光谱范围内尚缺乏成熟的激光增益介质. 虽然采用具有腔内差频产生的激光器可以产生中红外输出<sup>[6]</sup>, 但是频率调谐时要在腔内置入选频器件, 增加

<sup>†</sup>E-mail: dcxlasers@yahoo.com.cn

了整个激光器的复杂性,因此其应用受到一定程度的限制.若采用可宽带调谐的 SRO 抽运源(如 Ti:sapphire 激光器等)或宽带的光放大介质<sup>[7-9]</sup>(如掺 Cr<sup>4+</sup> 离子激光增益介质,掺 Er 光纤等)则不会很大程度地影响 SRO 的频率调谐<sup>[5]</sup>. 本文将以 SRO 和激光器的高斯光束理论为基础,分析在稳态或连续波条件下的 ICOASRO 的功率特性.

## 2. 基本思路和方法

在具有腔内光放大的光参量振荡器中,振荡的信号波的光束特性在二阶非线性介质和光放大介质可以不同.不失一般性,为了简单起见,文中的分析采用图 1 简化的环形腔结构.分析中以端面抽运均匀增宽四能级激光增益介质作为光放大介质.若在激光增益谱线范围内,激光增益介质并非具有单纯的均匀增宽谱线,但共享相同的上能级反转粒子数,由于各 Stark 子能态间的快速热弛豫,在稳态或工作于连续波的情况下,可视之为准均匀增宽激光增益介质<sup>[10]</sup>. 此时仍按均匀增宽四能级增益介质做近似处理.把参与二阶非线性作用的三个光波分别称为 SRO 抽运波(P),信号波(S),闲置波(i),其中频率为  $\omega_s$  的振荡信号波为二阶非线性参量作用的最大增益信号,闲置波为非振荡波,三者角频率满足关系  $\omega_p = \omega_s + \omega_i$ . 对激光增益介质进行端面抽运的光波称为激光抽运波(LP),角频率为  $\omega_p^+$ . 不存在二阶非线性作用时,工作于一般激光器的自由振荡状态,此时的自由振荡波(F)角频率为  $\omega_f$ . 若自由振荡波位于二阶非线性参量作用的增益谱线范围内(参见图 2)此光波也可能参与二阶非线性作用,产生的闲置波的频率  $\omega_{fi}$  满足关系  $\omega_p = \omega_f + \omega_{fi}$ .

在 ICOASRO 中由于同时存在二阶非线性和激光放大作用,且两者对谐振腔的共振波的增益不同,整个过程是多模竞争的结果.所以 ICOASRO 可能会有四个工作状态,即(A)信号波和自由振荡波均不振荡(B)信号波不振荡,自由振荡波振荡(C)信号波和自由振荡波同时振荡(D)信号波振荡,自由振荡波不振荡.只有满足一定的条件下,才可能实现我们一般所期望的信号波振荡,自由振荡波不振荡的工作状态 D,此时 ICOASRO 的振荡频率被锁定于二阶非线性作用过程产生的信号波频率  $\omega_s$ <sup>[4,5,11]</sup>.

基于以上的 ICOASRO 结构和分析,我们做以下合理的和近似的处理(1)不考虑增益介质中空间烧

孔效应(2)在二阶非线性作用中仅考虑频率为  $\omega_s$  的信号波(这种情况下无信号波和自由振荡波的二阶非线性交叉耦合作用),而在激光放大中考虑频率为  $\omega_s, \omega_f$  的振荡波(3)频率为  $\omega_s, \omega_f$  的振荡波被视为具有相同结构的空间特性(对于增益谱线较窄情况是合理的)(4)只考虑 SRO 和激光抽运波的单向抽运作用(5)不考虑光波在介质表面的反射.

文中将以文献[12]的理论为分析的基础,有关参数的定义类似此文献中的说明,只是标号有所区别.

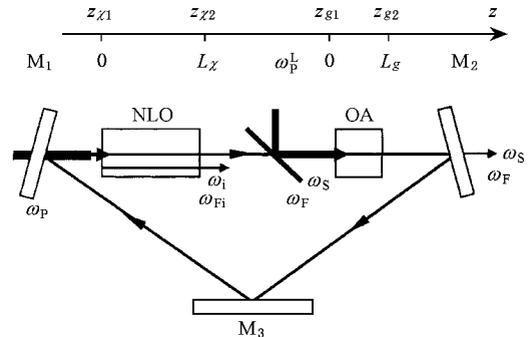


图 1 具有腔内光放大的环形腔结构 SRO. NLO: 二阶非线性光学介质; OA: 光放大介质

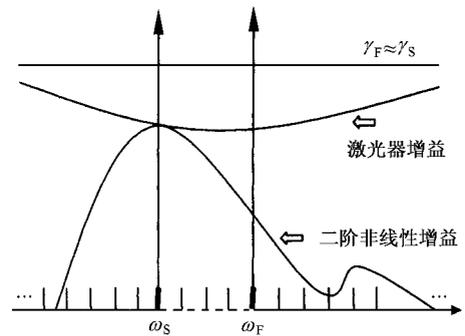


图 2 频率为  $\omega_s$  的信号波共振, 频率为  $\omega_f$  的自由振荡波被抑制时的具有腔内光放大的环形腔结构 SRO 的增益谱特性.  $\gamma_S(\gamma_F)$ : 信号波(自由振荡波)在腔中往返一次的损耗比率

## 3. 理 论

在平均场近似(mean-field approximation)下,在二阶非线性介质和光放大介质中产生的总的信号波功率增量为<sup>[12-14]</sup>

$$\Delta P_S = \Delta P_{SNL} + \Delta P_{SL}, \quad (1)$$

$$\Delta P_{SNL} = -\frac{1}{2} \omega_s \text{Im} \int dr E_S(r)^* P_{NL}(r), \quad (2)$$

$$\Delta P_{SL} = -\frac{1}{2} \omega_s \text{Im} \int dr E_S(r)^* P_{LS}(r). \quad (3)$$

其中  $\Delta P_{\text{SNL}}$ : 二阶非线性介质中信号波的功率增量;  $\Delta P_{\text{SL}}$ : 激光增益介质中信号波的功率增量.  $\text{Im}$  表示取虚部.  $E_s(\mathbf{r})$  由下式对信号波电场强度的定义给出

$$E_s^o(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} E_s(\mathbf{r}) \exp(-i\omega_s t) + \text{c.c.} \quad (4)$$

$E_p(\mathbf{r}), E_i(\mathbf{r})$  的表达式类似于  $E_s(\mathbf{r})$ , 只是下标  $S$  换成  $P, i, P_{\text{NL}}(\mathbf{r})$  为(SI 单位制)

$$P_{\text{NL}}(\mathbf{r}) = 2\epsilon_0 d E_p(\mathbf{r}) E_i(\mathbf{r})^* \quad (5)$$

其中  $\epsilon_0$ : 真空介电常数;  $d$ : 有效二阶非线性系数.  $P_{\text{LS}}(\mathbf{r})$  为激光增益介质中的极化强度. 虽然  $\Delta P_{\text{SL}}$  也可直接从一般激光器的分析求得<sup>[15]</sup>, 但是考虑到能与文献 12 的分析紧密结合和光束的空间特性, 对  $\Delta P_{\text{SL}}$  的处理将用(3)式求得. 为使文中的结果更有普遍适用性, 对光波的空间特性的处理将采用文献[12]的方法, 即考虑二阶非线性介质和光放大介质中基模椭圆高斯光束特性、光束的衍射效应、任意强度的聚焦、任意焦点位置、相位失配、光束走离、小的线性吸收系数等<sup>[12]</sup>. 由于仅考虑对频率为  $\omega_F$  的自由振荡波的激光放大作用, 所以自由振荡波的功率增量仅由激光增益介质中的功率增量决定, 其表达式类似于(3)式, 只是下标  $S$  变为  $F$ . 注意由于我们假设了频率为  $\omega_S, \omega_F$  的振荡波具有相同结构的空

### 3.1. 二阶非线性介质中振荡波的功率增量

由文献 12 可得信号波(S)功率增量  $\Delta P_{\text{SNL}}$

$$\Delta P_{\text{SNL}} = C_{\text{SRO}} \frac{1}{g_2} P_P P_S - \frac{C_{\text{SRO}}^2}{4\eta Q} \frac{1}{g_1 g_2} P_P P_S^2 \quad (6)$$

其中

$$C_{\text{SRO}} = \frac{128\pi^2 d^2 L_\chi}{n_P n_S \lambda_i^2 \lambda_S c \epsilon_0} \quad (\text{单位: } W^{-1}) \quad (7)$$

$$g_2 = \left( \frac{\kappa_i \xi_{Sx}}{\kappa_S m_S} \right)^{-1} \{ \text{Re}\{h_S^{(2)}\} \}^{-1} \quad (8)$$

$$g_1 = \left( \frac{\kappa_i \xi_{Sx}}{\kappa_S m_S} \right)^{-1} \frac{\text{Re}\{h_S^{(2)}\}}{\text{Re}\{h_S^{(4)}\}} \quad (9)$$

$$g_3 = \frac{g_1}{g_2} \quad (10)$$

$$P_{P,S} = \frac{1}{4} n_{P,S} c \epsilon_0 \pi W_{0,P,S}^2 m_{P,S} |E_{P,S0}|^2 \quad (11)$$

其中  $\text{Re}$  表示取实部.  $P_P$ : 入射至二阶非线性介质中的 SRO 抽运波( $P$ )功率;  $P_S$ : 信号波功率;  $E_{P,S0}$ : 与 SRO 抽运波, 信号波电场强度相关的量<sup>[12]</sup>.  $c$ : 真空中的光速;  $\lambda_{R(S,i)}$ : SRO 抽运波(信号波、闲置波)在真

空中的波长;  $n_{R(S,i)}$ : SRO 抽运波(信号波、闲置波)在二阶非线性介质中的折射率;  $\eta_Q: \omega_S$  与  $\omega_P$  的比值  $\omega_S/\omega_P$ ;  $i\kappa_{(S,i)}$ : SRO 抽运波与信号波(闲置波)波矢幅度的比值  $k_p/k_{S,i}$ ;  $L_\chi$ : 二阶非线性介质的长度;  $W_{0P,x,y}$  ( $W_{0S,x,y}$ ): 二阶非线性介质中 SRO 抽运波(信号波)在  $x, y$  方向光束腰斑半径;  $m_{P,S} = W_{0P,Sy}/W_{0P,Sx}$ ;  $\xi_{Sx}: L_\chi$  与信号波在  $x$  方向的共焦参数  $b_{Sx} = k_S W_{0Sx}^2$  之比  $L_\chi/b_{Sx}$ ;  $h_S^{(2)}, h_S^{(4)}$ : 与光束空间特性有关的无量纲函数. 有关参数的推导过程和详细说明参见文献 12].

### 3.2. 激光增益介质中振荡波的功率增量

类似文献 12]中对电场强度定义(为了与二阶非线性介质定义的参数区别, 以下分析中上标  $L$  表示在激光增益介质中定义的参数, 其余符号的含义同文献 12]中的说明)在激光增益介质中信号波的  $E_s^L(\mathbf{r})$  和激光抽运波(LP)的  $E_p^L(\mathbf{r})$  的定义类似于(4)式(坐标  $z$  的原点定义于激光增益介质的  $z_{g1}$  位置, 坐标  $x, y$  的定义类似于在二阶非线性介质的定义).  $|E_p^L(\mathbf{r})|^2$  和  $|E_s^L(\mathbf{r})|^2$  用无量纲的参数分别表示为<sup>[12]</sup>

$$|E_p^L(p, q, t)|^2 = |E_{p0}^L|^2 |f_p^L(p, q, t)|^2 \quad (12a)$$

$$|E_s^L(p, q, t)|^2 = |E_{s0}^L|^2 |f_s^L(p, q, t)|^2 \quad (12b)$$

$$|f_p^L(p, q, t)|^2 = \frac{\exp(-\alpha_P^L L_g t - \alpha_g^L L_g t)}{|d_{pP}^L(t) d_{pQ}^L(t)|} \times \exp\left\{ -\frac{\mathcal{I} p - p_i^L(t)}{|d_{pP}^L(t)|^2} - \frac{\mathcal{I} q - q_i^L(t)}{|d_{pQ}^L(t)|^2} \right\} \quad (13a)$$

$$|f_s^L(p, q, t)|^2 = \frac{\exp(-\alpha_S^L L_g t)}{|d_{sP}^L(t) d_{sQ}^L(t)|} \times \exp\left\{ -\frac{\mathcal{I} p - p_i^L(t)}{|d_{sP}^L(t)|^2 / m_{Sx}^L} - \frac{\mathcal{I} q - q_i^L(t)}{|d_{sQ}^L(t)|^2 / m_{Sy}^L} \right\} \quad (13b)$$

其中

$$p = x/W_{0P,x}^L, q = y/W_{0P,y}^L, t = z/L_g \quad (14)$$

$$|d_{pP}^L(t)|^2 = 1 + \{2M_P^2(t - f_{P,x,y}^L) L_g / b_{P,x,y}^L\}^2 \quad (15a)$$

$$|d_{sP}^L(t)|^2 = 1 + \{\mathcal{I}(t - f_{S,x,y}^L) L_g / b_{S,x,y}^L\}^2 \quad (15b)$$

$L_g$ : 激光增益介质的长度;  $W_{0P,x,y}^L$  ( $W_{0S,x,y}^L$ ): 激光抽运波(信号波)在  $x, y$  方向椭圆高斯光束的光束腰斑半径;  $m_{Sx,y}^L = W_{0P,x,y}^L / W_{0S,x,y}^L$ ;  $f_{P,x,y}^L$  ( $f_{S,x,y}^L$ ): 归一化的激光抽运波(信号波)束腰位置;  $b_{P,x,y}^L = k_P^L W_{0P,x,y}^L$  ( $b_{S,x,y}^L = k_S^L W_{0S,x,y}^L$ ): 激光抽运波(信号波)的共焦参数;  $M_P^2$ : 激光抽运波的光束质量因子<sup>[15]</sup>;  $\alpha_P^L$  ( $\alpha_S^L$ ): 激光抽运

波(信号波)在激光增益介质中的线性吸收系数 $\alpha_g$ ;参见下面对(20)式有关参数的说明; $p_{p,s}^L(t)$ ,  $q_{p,s}^L(t)$ 与光波走离有关的参数<sup>[12]</sup>.其余参数的定义类似于文献[12]中的说明,只是以上各式中的参数是在激光增益介质中定义.

由功率关系,信号波在 $z_{g1}$ 位置的电场强度幅度 $E_{s0}^L$ 与在 $z_{g1}$ 位置的电场强度幅度 $E_{s0}$ 满足关系

$$|E_{s0}^L|^2 = T_r |E_{s0}|^2 \exp(-\alpha_s L_x), \quad (16)$$

其中

$$T_r = \frac{n_s W_{0sx}^2 m_s}{n_s^L W_{0sx}^L m_s^L}. \quad (17)$$

$\alpha_s$ 为二阶非线性介质中信号波的线性吸收系数.由

(12b)式和(16)式,可得

$$|E_s^L(p, q, t)|^2 = T_r |E_{s0}|^2 |f_s^L(p, q, t)|^2, \quad (18)$$

$$|f_s^L(p, q, t)|^2 = \exp(-\alpha_s L_x) |f_s^L(p, q, t)|^2. \quad (19)$$

利用四能级激光的 Maxwell-Bloch 方程<sup>[16]</sup>,结合本文对电场强度和电极化强度的定义,在稳态或 CW 条件下,可得激光增益介质中信号波的功率增量为<sup>[11,16]</sup>

$$\Delta P_{sL} = \left(\frac{\omega_s}{\omega_p^L}\right) \alpha_g \int dr \left\{ \frac{I_p^L(r) I_s^L(r) I_{ssat}}{1 + I_p^L(r) I_{ssat} + I_p^L(r) I_{fsat}} \right\}. \quad (20)$$

其中 $\alpha_g = \sigma_p N_{tot}$ ,  $\sigma_p$ 为抽运波吸收截面, $N_{tot}$ 为活性离子密度; $I_p^L$ :激光抽运波光强; $I_s^L$ :信号波光强; $I_{s,fsat} = \hbar \omega_{s,f} (\sigma_{s,f} \tau_2)$ :饱和光强, $\sigma_{s,f}$ 为受激辐射截面, $\tau_2$ 为激光增益介质上能级的寿命.注意虽然(20)式是从均匀增宽四能级激光增益介质中得到,但是对于准均匀增宽四能级激光增益介质也适用<sup>[10]</sup>,此时受激辐射截面和饱和光强与均匀增宽谱线无直接联系,只是某一频率的受激辐射截面和饱和光强.

$\Delta P_{sL}$ 用归一化形式的参数表示为

$$\Delta P_{sL} = \eta_{QS}^L g_P^L J_S P_P \bar{P}_{S0} \quad (21)$$

其中

$$\eta_{QS}^L = \frac{\omega_s}{\omega_p^L}, \quad g_P^L = \alpha_g L_g, \quad (22)$$

$$\bar{P}_{S,FO} = P_{S,F} / P_{S,FSat}^L$$

$$P_{S,FSat}^L = \frac{\pi}{2} W_{0sx}^L W_{0sy}^L I_{S,FSat}, \quad (23)$$

$$J_S = \frac{2}{\pi} \int dp dq dt \left\{ \frac{|f_p^L|^2 |f_s^L|^2}{1 + |f_s^L|^2 (P_{s0} + P_{p0})} \right\}, \quad (24)$$

$P_P^L$ 为入射至激光增益介质中的激光抽运波功率.在 $m_{Sx,y}^L$ 小于1的情况下<sup>[15]</sup>(一般对于高效率激光放大

时均满足), $J_S$ 可以近似表示为

$$J_S \approx \frac{J_{s1}}{1 + \frac{J_{s2}}{J_{s1}} (\bar{P}_{s0} + \bar{P}_{p0})}, \quad (25)$$

其中

$$J_{Sn} = \frac{2}{\pi} \int dp dq dt (|f_p^L|^2 |f_s^L|^{2n}) \quad (n = 1, 2). \quad (26)$$

### 3.3. 振荡阈值和功率特性

由(6)式和(21)式可得无二阶非线性交叉耦合作用的信号波(S)和自由振荡波(F)的功率增量 $\Delta P_S$ ,  $\Delta P_F$ 分别为

$$\Delta P_S = C_{SRO} \frac{1}{g_2} P_P P_S - \frac{C_{SRO}^2}{4\eta_Q} \frac{1}{g_1 g_2} P_P P_S^2 + C_{LS} \eta_{QS}^L J_S P_P P_S, \quad (27a)$$

$$\Delta P_F = C_{LF} \eta_{QF}^L J_S P_P P_F, \quad (27b)$$

其中

$$\eta_{QF}^L = \frac{\omega_F}{\omega_p^L},$$

$$C_{LS,F} = g_P^L / P_{S,FSat}^L. \quad (28)$$

ICOASRO 的信号波的振荡条件为<sup>[12,14]</sup>

$$\Delta P_S = \gamma_S P_S, \quad (29)$$

$\gamma_S$ 为信号波在腔中往返一次的损耗比率,且为

$$\gamma_S = (1 - R_S) + \beta_S. \quad (30)$$

$R_S = R_{S1} R_{S2} R_{S3}$ :各输出镜的反射率的乘积; $\beta_S$ :除输出耦合外的其它损耗.自由振荡波的振荡条件类似于(29)式.

只有信号波振荡,激光抽运波功率为零,即不存在腔内光放大时,得到一般的 SRO 的抽运阈值

$$P_{PthOS} = \frac{\gamma_S g_2}{C_{SRO}}. \quad (31)$$

只有信号波振荡,且 SRO 抽运波功率为零,即不存在二阶非线性作用,或只有自由振荡波振荡,得到一般的激光器的抽运阈值<sup>[15]</sup>

$$P_{PthOS,F}^L = \frac{\gamma_{S,F}}{C_{LS,F} \eta_{QS,F}^L J_{S1}}. \quad (32)$$

定义以下无量纲的参数

$$\zeta_S = \frac{P_{SSat}^L}{P_{SSat}}, \quad R_{th} = \frac{P_{PthOS}^L}{P_{PthOF}^L}, \quad (33)$$

$$X_S = \frac{P_P}{P_{PthOS}}, \quad Y_{S,F} = \frac{P_P^L}{P_{PthOS,F}^L},$$

$$P_{S,F} = \frac{P_{S,F}}{P_{S,FSat}^L}, \quad (34)$$

其中

$$P_{S,FSat}^L = \frac{P_{S,FSat0}^L}{f_J} f_J = \frac{J_{S2}}{J_{S1}},$$

$$P_{SSat} = \frac{4\eta_0 g_1}{C_{SRO}}. \quad (35)$$

由(27a)式和(27b)式,可得:

$$X_S(1 - \zeta_S \bar{P}_S) + \frac{Y_S}{1 + (\bar{P}_S + \bar{P}_F)} = 1, \quad (36a)$$

$$\frac{Y_F}{1 + (\bar{P}_F + \bar{P}_S)} = 1. \quad (36b)$$

在信号波和自由振荡波同时振荡时,由(36a)式和(36b)可得

$$\bar{P}_S = \frac{1}{\zeta_S} \left( 1 - \frac{1 - 1/R_{th}^L}{X_S} \right), \quad (37a)$$

$$\bar{P}_F = (Y_F - 1) - \bar{P}_S, \quad (37b)$$

在满足振荡条件  $X_S + Y_S > 1$  时,要使信号波振荡的最小 SRO 归一化抽运波功率为

$$X_{Stl(min)} = 1 - 1/R_{th}^L. \quad (38)$$

在满足(38)式和  $X_S + Y_S > 1$  条件下,若  $X_S \geq X_{Stl(min)}$ ,则只有信号波单独振荡( $\bar{P}_F \leq 0$ ),其中

$$X_{S(min)} = \frac{1 - 1/R_{th}^L}{1 - \zeta_S(Y_F - 1)} (Y_F < 1 + 1/\zeta_S). \quad (39)$$

若  $Y_F \leq 1$  且  $X_S + Y_S > 1$ ,则也只有信号波单独振荡,此时  $X_{S(min)}$  为

$$X_{S(min)} = 1 - Y_S. \quad (40)$$

在信号波单独振荡时可得

$$\bar{P}_S = \frac{-[(\zeta_S - 1)X_S + 1] + \sqrt{[(\zeta_S + 1)X_S - 1]^2 + 4\zeta_S X_S Y_S}}{2\zeta_S X_S}.$$

$$(41)$$

若只有自由振荡波单独振荡,可得

$$\bar{P}_F = Y_F - 1. \quad (42)$$

无二阶非线性交叉耦合作用的 ICOASRO 的工作范围分成图(3)中的 A, B, C, D 四个工作区域:

区域 A:  $X_S + Y_S \leq 1$  且  $Y_F \leq 1$ , 信号波和自由振荡波均不振荡.

区域 B:  $X_S \leq X_{Stl(min)}$  且  $Y_F > 1$ , 信号波不振荡,自由振荡波振荡.

区域 C (C1)  $X_{S(min)} \geq X_S > X_{Stl(min)}$  且  $Y_F \leq 1 + 1/\zeta_S$  或 (C2)  $X_S > X_{Stl(min)}$  且  $Y_F > 1 + 1/\zeta_S$ , 信号波和自由振荡波同时振荡.

区域 D:  $X_S + Y_S > 1$ ,  $X_S > X_{S(min)}$  且  $Y_F < 1 + 1/\zeta_S$ , 信号波振荡,自由振荡波不振荡.

$\zeta_S$ , 信号波振荡,自由振荡波不振荡.

在图3中点 X 为满足阈值条件  $X_S + Y_S = 1$  的直线和  $X_{S(min)}$  的交点. 曲线 XST 满足(39)式. F 点为满足  $Y_F = 1 + 1/\zeta_S$  的直线与横轴  $P_P^L$  的交点.

一般应使 ICOASRO 工作于区域 D, 此时 ICOASRO 的振荡频率被锁定于二阶非线性作用过程产生的信号波频率  $\omega_s$  [4, 5, 11]. 若  $\zeta_S$  很小, 即激光饱和功率远小于二阶非线性作用的饱和功率, 则只要  $X_S$  稍大于  $X_{Stl(min)}$ , 那么在激光抽运波功率  $P_P^L$  的很大范围内可以保持信号波的单独振荡.

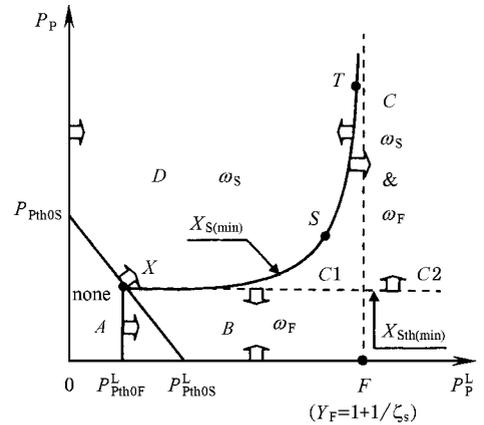


图3 无二阶非线性交叉耦合作用的 ICOASRO 的信号波和自由振荡波的工作区域

若不考虑闲置波在二阶非线性介质中的线性吸收( $\alpha_i \approx 0$ )则闲置波功率为

$$P_i = \frac{\omega_i}{\omega_s} \Delta P_{SNL}. \quad (43)$$

闲置波的量子转换效率为

$$\eta_{i0} = \frac{P_i/\omega_i}{P_P/\omega_P}. \quad (44)$$

若  $\alpha_i$  不为零, 则  $P_i$  和  $\eta_{i0}$  的表达式不是(43)式和(44)式. 由于其表达式比较复杂, 受篇幅限制, 本文将不给出有关结果.  $P_i, \eta_{i0}$  用无量纲参数分别表示为

$$\bar{P}_i = \frac{P_i}{P_{SSat}^L} = \gamma_s \left( \frac{\lambda_s}{\lambda_i} \right) X_S \bar{P}_S [1 - \zeta_S \bar{P}_S], \quad (45)$$

$$\eta_{i0} = 4g_3 \zeta_S \bar{P}_S [1 - \zeta_S \bar{P}_S]. \quad (46)$$

若  $P_i$  以  $P_{SSat}$  为单位归一化为:

$$\bar{P}_{iN} = \frac{P_i}{P_{SSat}^L} = \gamma_s \left( \frac{\lambda_s}{\lambda_i} \right) \zeta_S X_S \bar{P}_S [1 - \zeta_S \bar{P}_S]$$

$$= \zeta_S \bar{P}_i. \quad (47)$$

### 4. 数值结果

图 4 至图 6 (b) 给出了(36a)和(36b)式的有关分析的数值结果.数值计算中用到了无量纲参数  $R_{th}^L$ ,  $\zeta_s, g_3$ .令所有的线性吸收系数为零,  $R_{th}^L = 1.2, g_3 = 0.6, \zeta_s = 0.05$  或  $2.0, \gamma_s = 0.02, \lambda_i/\lambda_s = 2.0$ .

在图 4 和图 5 中,  $X_{St(\min)} \approx 0.167$ .由于  $\zeta_s$  很小,  $X_{St(\min)}$  随  $Y_F$  的增大略有增大.

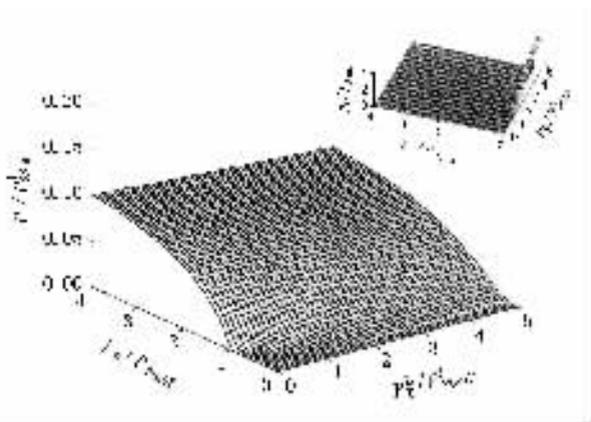


图 4 在  $\zeta_s = 0.05$  条件下, 归一化功率  $\bar{P}_i = P_i/P_{SSat}^L$  或  $\bar{P}_F = P_F/P_{FSat}^L$  作为归一化抽运功率  $X_S = P_P/P_{Pth0S}$  和  $Y_F = P_P/P_{Pth0F}$  的函数的变化关系图

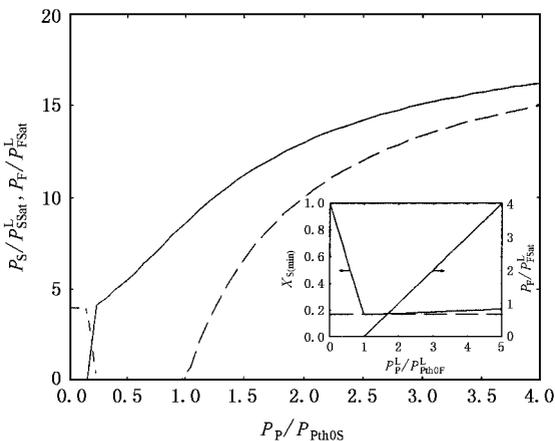


图 5 在与图 4 有关参数相同的条件下, 归一化功率  $\bar{P}_S = P_S/P_{SSat}^L$  或  $\bar{P}_F$  作为归一化抽运功率  $X_S$  的函数的变化关系图. 破折线和实线分别表示  $Y_F = 0$  和  $Y_F = 5.0$  情况下的  $P_S$ . 点划线表示  $Y_F = 5.0$  情况下的  $\bar{P}_F$ . 在小图中给出了  $X_{St(\min)}$  与  $Y_F$  的关系曲线, 其中破折线表示  $X_{St(\min)}$ . 在无二阶非线性作用,  $P_F$  随  $Y_F$  的变化曲线也在小图给出

图 6 (a) 表明对于  $\zeta_s = 0.05, Y_F = 5.0$  和  $\zeta_s = 2.0, Y_F = 0.8$  的情况, 两者都能起到减小 SRO 抽运

阈值的作用, 但是后者具有的优点是无激光的多模振荡<sup>[41]</sup>, 因为  $Y_F$  小于自由振荡波的归一化激光抽运阈值  $Y_{Fth} = 1$ .

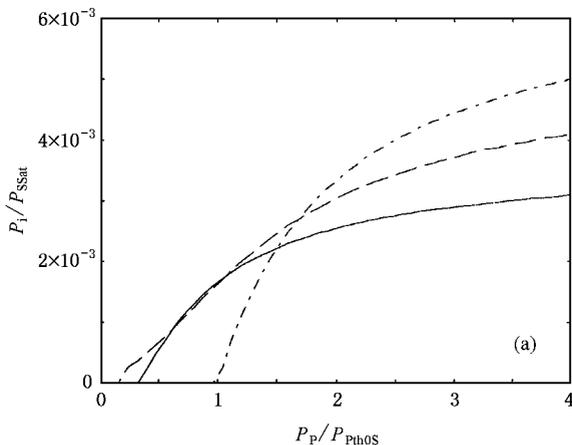


图 6 (a)

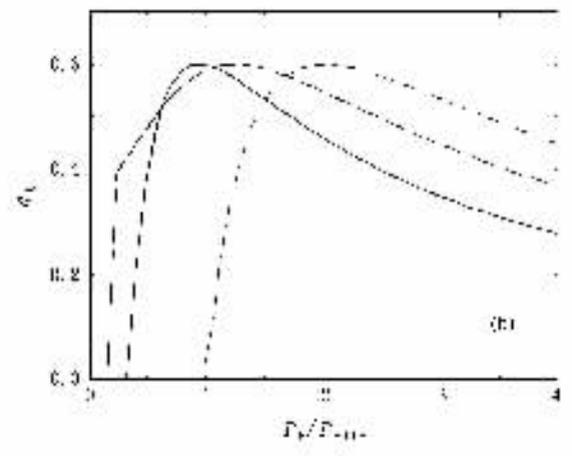


图 6 (b)

图 6 (a) 和 (b) 归一化功率  $\bar{P}_{in} = P_i/P_{SSat}$  或  $\eta_{iQ}$  作为归一化抽运功率  $X_S$  的函数的变化关系图. 点划线和破折线分别表示  $\zeta_s = 0.05, Y_F = 0$  和  $\zeta_s = 0.05, Y_F = 5.0$  情况下的  $\bar{P}_{in}$  或  $\eta_{iQ}$ . 实线表示  $\zeta_s = 2.0, Y_F = 0.8$  情况下的  $\bar{P}_{in}$  或  $\eta_{iQ}$

图 6 (b) 给出的闲置波量子转换效率  $\eta_{iQ}$  小于 100%, 因为在准直高斯光束理论条件下,  $\eta_{iQ}$  的最大值约为 0.7<sup>[17]</sup>. 在聚焦高斯光束理论条件下,  $\eta_{iQ}$  直接与光束空间特性参数  $g_3$  (其值小于 1) 有关<sup>[12, 14]</sup>. 例如给定以下光束参数<sup>[12]</sup>:

$$\begin{aligned} \kappa_s &= 1.5, \kappa_i = 3.0, \xi_{Px} = \xi_{Sx} = 1.0, \\ m_p &= m_s = 1.0, f_c = f_{py} = f_{px} = f_{sy} = f_{sx} = 1/2, \\ B_{iy} &= B_{ix} = B_{py} = B_{px} = B_{sy} = B_{sx} = 0.0, \\ \alpha_i &= \alpha_p = \alpha_s = 0.0. \end{aligned}$$

则可求得  $\Delta kL_\chi = -2.5$  时,  $g_3$  约为 0.68. 所以在高

斯光束理论条件下  $\eta_{\text{SQ}}$  小于 100% .

## 5. 结 论

以端面抽运的均匀增宽四能级激光增益介质作为光放大介质,建立了描述稳态运行的、具有腔内光

放大的单共振光参量振荡器的功率特性的高斯光束理论.利用无量纲的参数,给出了 ICOASRO 的数值分析结果.分析表明,在这种结构的 SRO 中,适当地选择光放大器的参数,可以很大程度地降低 SRO 的抽运阈值.所以低抽运阈值、具有腔内光放大的连续波 SRO 在产生相干光领域具有吸引力<sup>[1,18,19]</sup>.

- [ 1 ] Byer R L 2000 *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **6** 911. And references therein.
- [ 2 ] Ebrahimzadeh M *et al* 1999 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 1499
- [ 3 ] Paiss I *et al* 1996 *Opt. Lett.* **21** 1652
- [ 4 ] Khurgin J B *et al* 1998 *J. Opt. Soc. Am. B* **15** 1726
- [ 5 ] Zotov I B *et al* 2003 *Opt. Lett.* **28** 552
- [ 6 ] Wang G Y *et al* 1997 *Appl. Phys. Lett.* **70** 2218
- [ 7 ] Kück S 2001 *Appl. Phys. B* **72** 515
- [ 8 ] Sennaroglu A 2002 *Prog. in Quantum Electron.* **26** 287
- [ 9 ] Giles C R *et al* 1991 *J. Lightwave Technol.* **9** 271
- [ 10 ] Krausz F *et al* 1990 *IEEE. J. Quantum Electron.* **26** 158
- [ 11 ] Couillaud B *et al* 1984 *IEEE. J. Quantum Electron.* **20** 310
- [ 12 ] Deng C X *et al* 2004 *Opt. Commun.* **238** 371
- [ 13 ] Boyd G D *et al* 1968 *J. Appl. Phys.* **39** 3597
- [ 14 ] Guha S 1998 *Appl. Phys. B* **66** 663
- [ 15 ] Chen Y F 2000 *Appl. Phys. B* **70** 475
- [ 16 ] Longhi S 1994 *J. Opt. Soc. Am. B* **11** 1098
- [ 17 ] Granot E *et al* 2000 *J. Opt. Soc. Am. B* **17** 381
- [ 18 ] Lin X C *et al* 2004 *Chin. Phys.* **13** 1042
- [ 19 ] Ma J *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2184 (in Chinese) 马 晶等 2004 *物理学报* **53** 2184 ]

# Singly resonant optical parametric oscillator with intracavity optical amplification

Deng Cheng-Xian<sup>†</sup> Li Zheng-Jia Zhu Chang-Hong

( State Key Laboratory of Laser Technology , Huazhong University of Science & Technology , Wuhan 430074 , China )

( Received 10 December 2004 ; revised manuscript received 14 March 2005 )

## Abstract

The Gaussian beam theory has been developed to describe the power characteristics of the steady-state operating ring cavity singly resonant optical parametric oscillator ( SRO ) with intracavity optical amplification ( ICOASRO ). The threshold of SRO can be greatly lowered with suitable parameters of the optical amplifier. Under the mean-field approximation , there are four operating domains for a ICOASRO without the second-order nonlinear coupling , meanwhile there exists a minimum pump threshold for the SRO. The characteristics of the end-pumped laser gain medium used as optical amplifier is considered. The generalized characteristics of SRO are also considered in the derivation.

**Keywords :** singly resonant optical parametric oscillator , optical amplification , threshold

**PACC :** 4265K

<sup>†</sup>E-mail : dcxlasers@yahoo.com.cn