

文章编号: 0258-7025(2005)06-0791-07

# 内腔连续波光学参量振荡器: 高斯光束理论

邓诚先, 李正佳, 朱长虹

(华中科技大学激光技术国家重点实验室, 湖北 武汉 430074)

**摘要** 建立了描述内腔连续波单共振光学参量振荡器(ICCWSRO)的功率特性的高斯光束理论。将激光谐振腔内的二阶非线性相互作用视为激光器的一种输出损耗, 求解描述激光器功率特性的方程, 得到激光器的非线性反射率, 进而得到内腔连续波单共振光学参量振荡器的信号波和闲置波的功率特性。分析中考虑了驻波腔结构、四能级激光增益介质的端面抽运特性、二阶非线性作用的平均场近似、相互作用的各光波的衍射效应。若不考虑激光增益介质中光束的衍射效应并同时采用一级近似, 可以直接求解超越方程, 得到激光器的非线性反射率。以 Nd:YVO<sub>4</sub> 作为激光增益介质, 周期极化 LiNbO<sub>3</sub>(PPLN) 作为二阶非线性晶体, 给出了有关数值计算结果。

**关键词** 光电子学; 内腔连续波单共振光学参量振荡器; 四能级激光; 平均场近似

**中图分类号** TN248.1 **文献标识码** A

## Intracavity Continuous-Wave Optical Parametric Oscillator: Gaussian Beam Theory

DENG Cheng-xian, LI Zheng-jia, ZHU Chang-hong

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

**Abstract** The Gaussian beam theory has been developed to describe the power characteristics of intracavity continuous-wave singly resonant optical parametric oscillator (ICCWSRO). The second-order nonlinear interaction in the resonant cavity of laser is treated as the output loss of laser. The nonlinear reflectivity of the laser and the power characteristics of the signal and idler waves are obtained, based on the solution for the equations describing the power characteristics of laser. The stand-wave cavity structure, the properties of the four-level, end-pumped laser gain medium, the mean-field approximation of second-order nonlinear interaction, the diffractive effect of the interacting waves are all considered in the derivations. If the diffractive effect in the laser gain medium is neglected and only the first-order approximation is retained, the nonlinear reflectivity of laser is obtained, based on the solution for the transcendental equation. In the numerical calculation, the Nd:YVO<sub>4</sub> is taken as the laser gain medium, and the periodically poled LiNbO<sub>3</sub>(PPLN) is taken as the second-order nonlinear crystal.

**Key words** optoelectronics; intracavity continuous-wave singly resonant optical parametric oscillator; four-level laser; mean-field approximation

## 1 引 言

单共振光学参量振荡器(SRO)虽然具有较好的幅度和稳定的光谱, 但是其抽运阈值非常高<sup>[1~8]</sup>。降低单共振光学参量振荡器抽运阈值的一种方法是利用内腔抽运技术<sup>[1~6]</sup>。在有关内腔连续波单共振光学参量振荡器的理论中<sup>[1,3~5]</sup>, 一般是从常用的时间域激光方程和二阶非线性作用方程出发(不考虑在激光增益介质和二阶非线性介质中电场的纵向空间变

化), 分析求解在稳态(或连续波时)下的腔内或输出光波的光强、功率特性等。在这些理论中, 都假设激光的空间特性在激光谐振腔和光学参量振荡器谐振腔中的一致性, 未考虑反转粒子数的空间变化特性, 因此对于激光的空间特性在激光谐振腔和光学参量振荡器谐振腔中不一致和空间反转粒子数不均匀的内腔连续波单共振光学参量振荡器结构, 这些理论不完全适用。本文将利用类似 Buchhave 等<sup>[5]</sup>的分析方

收稿日期: 2004-06-02; 收到修改稿日期: 2004-11-10

作者简介: 邓诚先(1972—), 男, 华中科技大学激光技术国家重点实验室博士研究生, 主要从事固体激光器、非线性与量子光学的研究。E-mail: dcxllaser@yahoo.com.cn

法,将激光腔内的二阶非线性相互作用视为激光器的一种输出损耗,求解描述激光器功率特性的方程或简化处理的超越方程,得出激光的非线性反射率,进而得到在高斯光束条件下内腔连续波单共振光学参量振荡器特性。推导中考虑了四能级激光增益介质的端面或纵向抽运特性。在处理二阶非线性作用时,只考虑平均场近似<sup>[9]</sup>。

## 2 基本思路和方法

为了不失一般性,文中的分析采用图1简化的驻波腔结构内腔连续波单共振光学参量振荡器。把对激光增益介质进行抽运的光波称为抽运波(P),把参与非线性作用的三个光波分别称为激光(L)、信号波(S)和闲置波(i),其中信号波为单共振光学参量振荡器腔的共振波,闲置波为非共振波,激光为激光谐振腔的共振波,三者角频率满足关系  $\omega_L = \omega_S + \omega_i$ 。在不考虑非线性作用引起的衰减或光学参量振荡器处于阈值以下时,激光在激光增益介质右端的功率反射率为  $R_{L2}$  (不包括  $1 - V_L$ ,  $V_L$  为小的激光分布损耗),在考虑了二阶非线性作用后,把非线性作用引起的激光功率的衰减视为一种输出损耗,此时功率反射率为  $R_{NL2}$  (包括了  $1 - V_L$ , 且  $R_{NL2} \leq R_{L2}(1 - V_L)$ )。类似文献[9]的分析,在平均场近似下,把小的信号波分布损耗  $V_S$  归结到非线性晶体的左边,把小的激光分布损耗  $V_L$  归结到非线性晶体的右边。不考虑谐振腔内闲置波的反射。只考虑对激光增益介质的单向端面抽运,文中的抽运功率均为入射到激光增益介质中的功率  $P_{\text{pin}}$ 。注意三个阈值的定义,一是达到激光振荡阈值所需的外部抽运功率,称之为激光抽运阈值  $P_{\text{Pth(Laser)}}$ ;二是达到光学参量振荡器阈值所需的腔内激光功率,称之为光学参量振荡器抽运阈值  $P_{\text{Lth(SRO)}}$ ;三是达到光学参量振荡器阈值所需的外部抽运功率,称之为内腔光

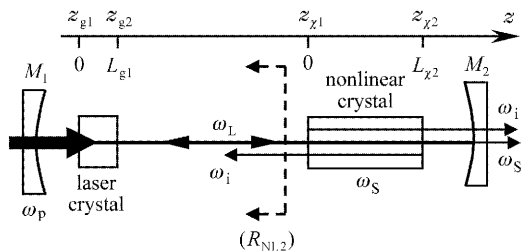


图1 驻波腔结构的内腔连续波单共振光学参量振荡器

Fig.1 Stand-wave cavity structure for ICCWSRO

学参量振荡器抽运阈值  $P_{\text{Pth(ICSRO)}}$ 。文中的推导将充分利用在二阶非线性作用下的平均场近似,在  $z_{x1}$  位置的正向激光功率在达到光学参量振荡器抽运阈值  $P_{\text{Lth(SRO)}}$  以上时为一与外部抽运功率无关的常量的特性(锁定于  $P_{\text{Lth(SRO)}}$ )。文中暂不考虑激光增益介质和非线性晶体的热效应。

## 3 理 论

### 3.1 激光方程

考虑到四能级激光增益介质的特点,只考虑基模高斯光束,在连续波或稳态条件下,激光增益介质(长度为  $L_g$ )中可得<sup>[10~12]</sup>

$$\begin{cases} \frac{d\phi_P}{dz} = -\sigma_P \phi_P \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \phi_P^* N_0 \phi_P dx dy, & (1a) \\ \pm \frac{d\phi_L^\pm}{dz} = \sigma_L \phi_L^\pm \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \phi_L^* N_2 \phi_L dx dy, & (1b) \end{cases}$$

边界条件为

$$\begin{aligned} \phi_L^+(z) \phi_L^-(z) &= \phi_L^+(z_{g1}) \phi_L^-(z_{g1}) = \\ \phi_L^+(z_{g2}) \phi_L^-(z_{g2}) &= R_{NL2} \phi_L^+(z_{g2}) = \\ \phi_L^+(z_{g1}) / R_{L1}, & & (2a) \\ P_{L(z_{x1})}^\pm &= P_{L(z_{g2})}^\pm = P_L^\pm(L_g), & (2b) \end{aligned}$$

其中

$$\frac{N_2}{N_{\text{tot}}} = \frac{\sigma_P \tau_2 \phi_P |\phi_P|^2}{1 + \sigma_P \tau_2 \phi_P |\phi_P|^2 + \sigma_L \tau_2 \phi_L |\phi_L|^2}, \quad (3a)$$

$$\frac{N_0}{N_{\text{tot}}} = \frac{1 + \sigma_L \tau_2 \phi_L |\phi_L|^2}{1 + \sigma_P \tau_2 \phi_P |\phi_P|^2 + \sigma_L \tau_2 \phi_L |\phi_L|^2}, \quad (3b)$$

$$N_0 + N_2 \approx N_{\text{tot}}, \quad \phi_L = \phi_L^+ + \phi_L^-. \quad (4)$$

在(1a)式和(1b)式中,  $z$  的坐标原点定义在  $z_{g1}$ 。  $\sigma_P$  为抽运吸收截面;  $\sigma_L$  为激光的受激辐射截面;  $\tau_2$  为激光增益介质上能级的寿命;  $N_{\text{tot}}$  为掺活性离子密度;  $N_0$  为基态粒子数密度;  $N_2$  为激光上能级的反转粒子数密度;  $\phi_P$  为抽运波光子流;  $\phi_L^\pm$  为正反向激光光子流;  $\phi_L^+(z_{g1})$ ,  $\phi_L^-(z_{g2})$  分别为  $z_{g1}$ ,  $z_{g2}$  位置的正反向激光光子流;  $P_{L(z_{g2})}^\pm$ ,  $P_{L(z_{x1})}^\pm$  分别为  $z_{g2}$  和  $z_{x1}$  位置的正反向激光功率。  $|\phi_P|^2$  等模式函数的表达式见附录。若  $R_{NL2}$  用  $R_{L2}(1 - V_L)$  代替,则(1a)式和(1b)式即为一般的激光方程。

### 3.2 二阶非线性作用方程

类似文献[9]对二阶非线性作用的处理,在连续波或稳态条件下,二阶非线性介质(长度为  $L_x$ )中可得

$$\frac{dA_L^\pm}{dz^\pm} = iK_{NL}A_S^\pm \sum_{m,n=0}^{+\infty} A_{imn}^\pm O_{mn}^\pm(z^\pm) \exp(-i\Delta kz^\pm), \quad (5a)$$

$$\frac{dA_S^\pm}{dz^\pm} = iK_{NL}A_L^\pm \sum_{m,n=0}^{+\infty} A_{imn}^{\pm*} O_{mn}^\pm(z^\pm)^* \exp(+i\Delta kz^\pm), \quad (5b)$$

$$\frac{dA_{imn}^\pm}{dz^\pm} = iK_{NL}A_L^\pm A_S^{\pm*} O_{mn}^\pm(z^\pm)^* \exp(+i\Delta kz^\pm). \quad (5c)$$

边界条件为

$$\begin{cases} A_S^-(0) = \tilde{r}_{S2} A_S^+(L_\chi), & A_S^+(0) = \tilde{r}_{S1} (1 - V_S)^{1/2} A_S^-(L_\chi), \\ A_L^-(0) = \tilde{r}_{L2} (1 - V_L)^{1/2} A_L^+(L_\chi), & A_L^-(L_\chi) = \tilde{r}_{NL2} A_L^+(0), \end{cases} \quad (6)$$

其中

$$K_{NL} = \frac{d}{c} \sqrt{\frac{\omega_L \omega_S \omega_i}{n_L n_S n_i}}, \quad (7)$$

$$\Delta k = k_L - k_S - k_i - K_g, \quad K_g = \pm 2\pi m / \Lambda_g, \quad (8)$$

$$\tilde{r}_{S1} = r_{S1} \exp(ik_S L_\chi) \exp(i\theta_{S1}), \quad (9a)$$

$$\tilde{r}_{L,S2} = r_{L,S2} \exp(ik_{L,S} L_\chi) \exp(i\theta_{L,S2}), \quad (9b)$$

$$R_{L,S1,2} = |r_{L,S1,2}|^2, \quad R_{L,S} = R_{L,S1} R_{L,S2}, \quad R_{NL2} = |\tilde{r}_{NL2}|^2, \quad (10a)$$

$$T_{L,S1,2} = 1 - R_{L,S1,2}, \quad T_{L,S} = T_{L,S1} + T_{L,S2}. \quad (10b)$$

在(5a)式,(5b)式中,正向相互作用中 $z^+$ 的原点定义在 $z_{\chi 1}$ ,而反向相互作用中 $z^-$ 的原点定义在 $z_{\chi 2}$ 。以上所有的参量均在二阶非线性介质中定义,其中 $A_{L,S,imn}^\pm$ 为正反向电场; $\Lambda_g$ 为准相位匹配过程中的非线性光栅的周期; $K_g$ 为非线性光栅矢量的第 $m$ 个傅里叶分量,若为双折射相位匹配(BPM),则可令 $K_g=0$ ;  $r_{S1}$ 为 $M_1$ 镜对信号波的反射系数; $r_{L,S2}$ 为 $M_2$ 镜对激光、信号波的反射系数; $\theta_{S1}$ 为信号波由非线性晶体的左端( $z_{\chi 1}$ )经激光增益介质,由 $M_1$ 镜反射后,再次通过 $z_{\chi 1}$ 位置引起的相移(包括Gouy相移<sup>[9]</sup>); $\theta_{L,S2}$ 为激光、信号波由非线性晶体的右端( $z_{\chi 2}$ )经 $M_2$ 镜反射后,再次通过 $z_{\chi 2}$ 位置引起的相移(包括Gouy相移<sup>[9]</sup>)。文中考虑了由于正反向的坐标原点定义不同引起的相位差<sup>[9]</sup>。 $O_{mn}^\pm$ 和下节中的

$I_{Rmn}^\pm, D_R^\pm$ 等参量的表达式分别类似于文献[9]中的 $O_{mn}, I_{mn}, D$ 。在二阶非线性介质中,激光的光束空间特性(焦点位置,光束腰斑等)一般与在激光增益介质中的特性不同,但在 $z_{\chi 1}$ 和 $z_{\chi 2}$ 位置的激光功率满足关系 $P_{L(z_{\chi 1})}^\pm = P_{L(z_{\chi 2})}^\pm$ 。利用3.1和3.2节的有关方程,原则上可以求出满足边界条件的激光、信号波功率。但是数值解稳定性、准确度和收敛性无法把握,所以我们将3.3和3.4节中做简化处理。

### 3.3 激光谐振腔内单共振光学参量振荡器的特性

激光谐振腔内单共振光学参量振荡器的特性类似于具有抽运波和信号波共振的光学参量振荡器(PR-SRO)<sup>[9]</sup>。不考虑闲置波的反射,在平均场近似下

$$A_{imn}^\pm(z^\pm) = i(K_{NL}z^\pm) I_{Rmn}^\pm(z^\pm)^* A_L^\pm(0) A_S^\pm(0)^*, \quad (11a)$$

$$A_S^\pm(z^\pm) = A_S^\pm(0) [1 + 1/2(K_{NL}z^\pm)^2 D_R^\pm(z^\pm) |A_L^\pm(0)|^2], \quad (11b)$$

$$A_L^\pm(z^\pm) = A_L^\pm(0) [1 - 1/2(K_{NL}z^\pm)^2 D_R^\pm(z^\pm)^* |A_S^\pm(0)|^2]. \quad (11c)$$

由边界条件可得在 $z_{\chi 1}$ 位置的正向激光功率在平均场近似下为一与外部抽运功率无关的常量,且锁定于 $P_{Lth(SRO)}$

$$P_{Lth(SRO)} = P_{L(z_{\chi 1})}^+ = \frac{1/R_S(1 - V_S) - 1}{2E_{SWL}} = P_{L(z_{\chi 2})}^+. \quad (12)$$

在准直高斯光束条件下

$$P_{Lth(SRO)} \approx \frac{c^3 \epsilon_0 n_L n_S n_i}{4\omega_S \omega_i d^2 L_\chi^2} (T_S + V_S) \left[ \frac{\pi}{2} (W_{0L}^2 + W_{0S}^2) \right]. \quad (13)$$

(13)式与文献[1]中  $\alpha_{id}=0$  时的结果一致。

经  $M_2(M_1)$  镜输出的正(反)向信号波功率分别为

$$P_{Sout2} = T_{S2} P_{S(z_2)}^+ = \frac{\lambda_L}{\lambda_S} \frac{T_{S2}}{E_{SWS}} \left[ 1 - \sqrt{\frac{R_{NL2}}{R_{L2}(1-V_L)}} \right] \left\{ 1 + \left[ \frac{1}{R_S(1-V_S)} - 1 \right] \frac{E_{SWR}}{2E_{SWL}} \right\}, \quad (14a)$$

$$P_{Sout1} = T_{S1} P_{S(z_1)}^- = \frac{\lambda_L}{\lambda_S} \frac{T_{S1}}{E_{SWS}} \left[ 1 - \sqrt{\frac{R_{NL2}}{R_{L2}(1-V_L)}} \right] \frac{1}{R_{S1}(1-V_S)}, \quad (14b)$$

式(11a)~(12)和(14a),(14b)中

$$E_R = \frac{8\pi^2 d^2 L_z^2}{c\epsilon_0 \lambda_S \lambda_i n_L n_S n_i} \text{Re}[D_R^+(L_z)], \quad (15)$$

$$E_{SWR} = E_R, \quad E_{SWS} = E_R(1/2 + 1/2R_{S2}), \quad E_{SWL} = E_R[1/2 + 1/2R_{L2}(1-V_L)]. \quad (16)$$

若  $R_L, R_S, 1-V_L, 1-V_S$  约为 1, 则

$$E_{SWS} \approx E_{SWL} \approx E_{SWR} = E_R, \quad (17)$$

$$P_{Sout} \approx \frac{\lambda_L}{\lambda_S} \frac{T_S}{R_S(1-V_S)} E_R \left[ 1 - \sqrt{\frac{R_{NL2}}{R_{L2}(1-V_L)}} \right], \quad (18)$$

$$P_i \approx \frac{\lambda_L}{\lambda_i} \frac{1/R_S(1-V_S) - 1}{E_R} \left[ 1 - \sqrt{\frac{R_{NL2}}{R_{L2}(1-V_L)}} \right] \approx \frac{\lambda_S}{\lambda_i} \frac{T_S + V_S}{T_S} P_{Sout}, \quad (19)$$

总的下转换功率  $P_{DC}$  为

$$P_{DC} = P_{Sout} \frac{T_S + V_S}{T_S} + P_i. \quad (20)$$

### 3.4 简化的激光方程和特性

考虑到各光波的圆对称特点, 得

$$\frac{d\phi_P}{dt} = -g_P \phi_P \int_0^1 dS \frac{1 + (\phi_L/d_L) S^\beta}{1 + (\phi_P/d_P) S + (\phi_L/d_L) S^\beta}, \quad (21a)$$

$$\pm \frac{d\phi_L^\pm}{dt} = g_L \frac{\phi_L^\pm}{d_L} \int_0^1 dS \frac{\phi_P S^\beta}{1 + (\phi_P/d_P) S + (\phi_L/d_L) S^\beta}, \quad (21b)$$

其中

$$\phi_L^\pm = \phi_L^\pm / \phi_{Lsat}, \quad \phi_P = \phi_P / \phi_{Psat}, \quad (22)$$

$$\phi_L = \phi_L^+ + \phi_L^- = \phi_L^+ [1 + R_{NL2} \phi_{L(z_2)}^+ / \phi_L^{+2}], \quad (23)$$

$$\phi_{P,Lsat} = \frac{\pi}{2} W_{0P,L}^2 / (\sigma_{P,L} \tau_2), \quad P_{P,Lsat} = \hbar \omega_{P,L} \phi_{P,Lsat}, \quad (24)$$

$$\alpha_{P,L} = N_{tot} \sigma_{P,L}, \quad g_P = \alpha_P L_g, \quad g_L = m_P^2 \alpha_L L_g, \quad (25)$$

注意  $\beta$  一般为归一化坐标  $t$  的函数, 其他参量的表达式见附录。利用在二阶非线性作用的平均场近似下,  $z_{z1}$  位置的正向激光功率锁定于  $P_{Lth(SRO)}$  的特点, 可以求解满足微分方程式(21a)和(21b)的  $R_{NL2}$  值, 进而可由式(14a), (14b)和(18), (19)求出  $P_{Sout}, P_i$ 。

若不考虑基态粒子数变化, 即  $N_0 = N_{tot}$ , 则

$$\phi_P(t) \approx \phi_P(0) \exp(-g_P t), \quad \pm \frac{d\phi_L^\pm}{dt} = g_L \phi_P(t) \frac{\phi_L^\pm}{d_L} \int_0^1 dS \frac{S^\beta}{1 + (\phi_L/d_L) S^\beta}, \quad (26)$$

若不考虑光束的衍射效应[令式(21a)和(21b)中  $d_P=1, d_L=1, \beta=m_P^2$ ]和在一级近似下

$$\frac{1}{1 + \phi_P S + \phi_L S^\beta} = \left\{ H_g \left[ 1 - \frac{(\phi_{L(z_2)} - \phi_L) S^\beta - \phi_P S}{H_g} \right] \right\}^{-1} \approx \frac{1}{H_g} \left[ 1 + \frac{(\phi_{L(z_2)} - \phi_L) S^\beta - \phi_P S}{H_g} \right], \quad (27)$$

将式(21a)和(21b)的正向相互作用方程在  $P_{Lth(SRO)}$  附近作一级近似得

$$\frac{d\phi_p}{dt} \approx -g_p \phi_p \int_0^1 dS \left\{ \frac{1 + \phi_L S^\beta}{H_g} \left[ 1 + \frac{(\phi_{L(zg2)} - \phi_L) S^\beta - \phi_P S}{H_g} \right] \right\}, \quad (28a)$$

$$\frac{d\phi_L^+}{dt} \approx g_L \phi_L^+ \int_0^1 dS \left\{ \frac{\phi_P S^\beta}{H_g} \left[ 1 + \frac{(\phi_{L(zg2)} - \phi_L) S^\beta - \phi_P S}{H_g} \right] \right\}, \quad (28b)$$

其中

$$H_g = 1 + Y_{22} S^\beta, \quad Y_2 = \phi_{L(zg2)}^+ = P_{\text{Lth(SRO)}} / P_{\text{Lsat}}, \quad (29)$$

$$Y_{22} = Y_2 [1 + R_{L2} (1 - V_L)]. \quad (30)$$

定义以下参量

$$X = \phi_p, \quad X_1 = X(0), \quad Y = \phi_L^+, \quad Y_1 = Y(0) = \sqrt{R_{L1} R_{NL2}} Y_2, \quad (31)$$

经过一些数学运算,由式(28a)和(28b)可得

$$\frac{dX}{dt} = -X [Y_{NL} (H_4 XY + H_5 Y + H_6 Y_{NL} Y^2) + H_7 + H_8 X], \quad (32a)$$

$$\frac{dY}{dt} = +X (H_1 XY + H_2 Y + H_3 Y_{NL} Y^2), \quad (32b)$$

$H_1 \sim H_8$  等参量的表达式见附录 B.若不考虑基态粒子数的变化,则

$$X(t) \approx X_1 \exp(-g_p t), \quad (33)$$

$$X_1 = \frac{g_p}{1 - \exp(-g_p)} \frac{1}{\sqrt{\Delta}} \ln \left[ \frac{(2H_3 Y_2 + H_2 - \sqrt{\Delta})(2H_3 Y_1 + H_2 + \sqrt{\Delta})}{(2H_3 Y_2 + H_2 + \sqrt{\Delta})(2H_3 Y_1 + H_2 - \sqrt{\Delta})} \right], \quad (34)$$

利用式(34),可以求出在一定的归一化抽运功率  $X_1$  的条件下,满足此超越方程的  $R_{NL2}$  值。令式(34)中有关参量的  $R_{NL2} = R_{L2} (1 - V_L)$ ,即可求出  $P_{\text{Pth(ICSRO)}}$ ,令  $Y_2 = 0$  和  $R_{NL2} = R_{L2} (1 - V_L)$ ,可得  $P_{\text{Pth(Laser)}}$ 。若直接由式(26a)和(26b)积分后近似得

$$P_{\text{Pth(ICSRO)}} = \left\{ \ln \left[ \frac{1}{\sqrt{R_L (1 - V_L)}} \right] P_{\text{Psat}} \right\} / \left\{ g_L \int_0^1 dt \int_0^1 dS \frac{\exp(-\alpha_P L_g t) S^\beta}{d_L [1 + (Y_{22}/d_L) S^\beta]} \right\}. \quad (35)$$

令上式的  $Y_{22} = 0$ ,可得  $P_{\text{Pth(Laser)}}$ 。内腔光学参量振荡器抽运阈值和激光抽运阈值的比为

$$\sigma_{\text{th-OPO}} = \frac{P_{\text{Pth(ICSRO)}}}{P_{\text{Pth(Laser)}}} = \left[ \int_0^1 dt \int_0^1 dS \frac{\exp(-\alpha_P L_g t) S^\beta}{d_L} \right] / \left[ \int_0^1 dt \int_0^1 dS \frac{\exp(-\alpha_P L_g t) S^\beta}{d_L + Y_{22} S^\beta} \right]. \quad (36)$$

若不考虑衍射效应,由式(35)和(36)分别得

$$P_{\text{Pth(Laser)}} = \left( \frac{\omega_p}{\omega_L} \right) P_{\text{Lsat}} \frac{\ln[1/\sqrt{R_L(1-V_L)}] (1 + m_p^2)}{1 - \exp(-\alpha_P L_g)}, \quad (37)$$

$$\sigma_{\text{th-OPO}} = \frac{P_{\text{Pth(ICSRO)}}}{P_{\text{Pth(Laser)}}} = \left( \int dS S^\beta \right) / \left( \int dS \frac{S^\beta}{1 + Y_{22} S^\beta} \right). \quad (38)$$

不考虑衍射效应和反转粒子数空间变化( $S^\beta = 1$ ),得

$$\sigma_{\text{th-OPO}} = 1 + x, \quad x = \frac{P_{\text{Lth(SRO)}}}{P_{\text{Lsat}}/2} \approx Y_{22}. \quad (39)$$

(39)式与文献[1,3]的结果一致(注意  $P_{\text{Lsat}}$  为文献[1,3]中的两倍)。

## 4 数值结果

以  $\text{Nd:YVO}_4$  作为激光增益介质<sup>[11]</sup> 和周期极化  $\text{LiNbO}_3$  作为二阶非线性晶体<sup>[2]</sup> 的内腔连续波单共振光学参量振荡器的参量值为:  $\text{Nd:YVO}_4$  中 Nd 的原子数分数为 1.0%,切割方向为  $a$  轴。  $\lambda_p = 808\text{nm}$ ,  $\lambda_L = 1064\text{nm}$ ,  $\lambda_S = 1570\text{nm}$ ,  $\lambda_i = 3300\text{nm}$ ;  $L_g = 1\text{mm}$ ,  $L_\chi = 50\text{mm}$ ;  $T(\text{Nd:YVO}_4) = 20^\circ\text{C}$ ,  $T(\text{PPLN}) = 180^\circ\text{C}$ ;  $\text{Nd:YVO}_4$ :  $n_p = 2.186$ ,  $n_L = 2.165$ ;  $\text{PPLN}$ :  $n_L = 2.16$ ,  $n_S = 2.14$ ,  $n_i = 2.1$ ,  $N_{\text{tot}} = 1.25 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ ,  $\sigma_L = 25 \times 10^{-19} \text{cm}^2$ ,  $\tau_2 = 90 \mu\text{s}$ ,  $\alpha_p = 25 \text{cm}^{-1}$ ,  $d = 14 \text{pm/V}$ ,  $I_{\text{Lsat}} = 0.83 \text{kW} \cdot \text{cm}^{-2}$ ,  $R_{S1} = 1.0$ ,  $R_{L1} = 1.0$ ,  $V_L = 0$ ,  $V_S = 0$ ;

$R_{L2} = 0.97$  (图 2, 3),  $R_{S2} = 0.98$  (图 2, 3),  $W_{0L} = 250 \mu\text{m}$  (Nd:YVO<sub>4</sub> 中),  $M_P^2 = 200$ ,  $W_{0P} = 200 \mu\text{m}$  (图 2, 3).  $P_{\text{Pth(Laser)}} = 30 \text{ mW}$  (图 3)。

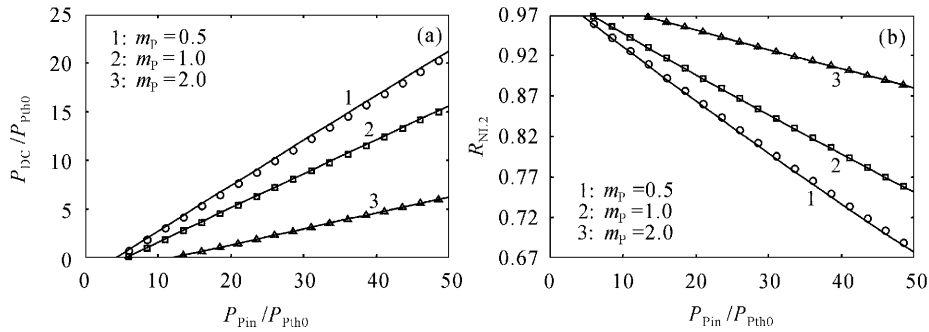


图 2 (a)和(b)分别为不同  $m_p$  条件下,  $P_{\text{DC}}/P_{\text{Pth0}}$  和  $R_{\text{NL2}}$  作为  $P_{\text{Pin}}/P_{\text{Pth0}}$  的函数的关系曲线。圆圈、正方形、三角形分别表示在  $m_p = 0.5, 1.0, 2.0$  条件下, 利用式(21a)和(21b)计算的结果, 曲线 1, 2, 3 分别表示利用式(34)近似计算的对应结果

Fig. 2 (a) and (b): The values of  $P_{\text{DC}}/P_{\text{Pth0}}$  and  $R_{\text{NL2}}$  plotted as functions of  $P_{\text{Pin}}/P_{\text{Pth0}}$  for different values of  $m_p$ , respectively. The circles, squares and triangles indicate the results calculated with Eqs. (21a) and (21b) for  $m_p = 0.5, 1.0, 2.0$ , respectively. The covers 1, 2, 3 indicate the corresponding values calculated approximately with Eq. (34)

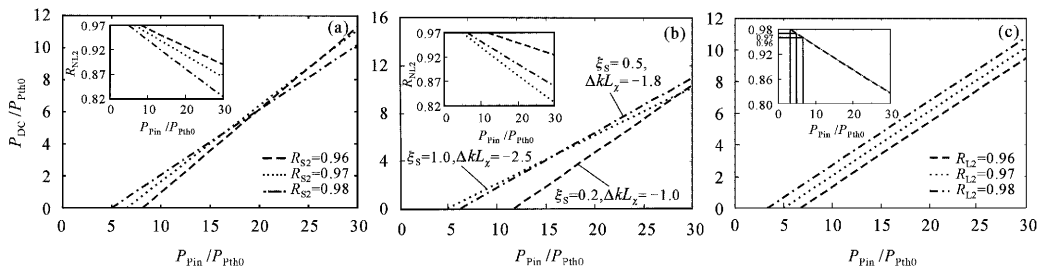


图 3  $P_{\text{DC}}/P_{\text{Pth0}}$  作为  $P_{\text{Pin}}/P_{\text{Pth0}}$  的函数的关系曲线。(a)不同的  $R_{S2}$ , (b)不同的  $\xi_s = \xi_L = \xi_i$  (PPLN 晶体中), (c)不同的  $R_{L2}$

Fig. 3 Values of  $P_{\text{DC}}/P_{\text{Pth0}}$  plotted as functions of  $P_{\text{Pin}}/P_{\text{Pth0}}$ . (a) For different values of  $R_{S2}$ ; (b) for different values of  $\xi_s = \xi_L = \xi_i$  (in PPLN crystal); (c) for different values of  $R_{L2}$

图 2(a), 图 3(a)~(c) 分别给出了对于不同的  $m_p, R_{S2}, \xi_L = \xi_S = \xi_i$  和  $R_{L2}$  条件下,  $P_{\text{DC}}/P_{\text{Pth0}}$  与  $P_{\text{Pin}}/P_{\text{Pth0}}$  的关系曲线, 相应的  $R_{\text{NL2}}$  也在对应的图中给出。各图中的抽运阈值功率  $P_{\text{Pth0}}$  ( $T_L = 1 - R_L = 0.03$ ,  $V_L = 0$ ) 为

$$P_{\text{Pth0}} = \left(\frac{\omega_P}{\omega_L}\right) P_{\text{Lsat}} \frac{T_L + V_L}{2} = 16 \text{ (mW)}, \quad (40)$$

在图 2, 图 3(a), (c) 中,  $\xi_s = \xi_L = \xi_i = 1.0$  (PPLN 晶体中), 计算中所取的对应于最小  $P_{\text{Lth(SRO)}} = 1.1 \text{ W}$  的相位失配为  $\Delta kL_z = -2.5$ 。图 2(a) 和 (b) 的结果表明, 在我们考虑的有条件下, 利用方程 (21a) 和 (21b) 计算的结果, 与不考虑光束衍射效应、同时作一级近似, 利用 (34) 式计算的结果相差很小。所以在图 3(a)~(c) 的相关曲线中, 我们利用了 (34) 式近似计算。从图 3(a), (b) 中的曲线出现交叉的特点, 可以看出对于不同的  $R_{S2}$  和  $\xi_s = \xi_L = \xi_i$ , 要使下转换功率  $P_{\text{DC}}$  最大, 必须考虑优化。本文不作优化分析。

## 5 结 论

建立了激光增益介质为端面抽运的内腔连续波单共振光学参量振荡器的功率特性的高斯光束理论。以 Nd:YVO<sub>4</sub> 作为激光增益介质, 周期极化 LiNbO<sub>3</sub> 作为二阶非线性晶体, 给出了有关数值计算结果。

## 参 考 文 献

- 1 T. Debuisschert, J. Raffy, J.-P. Pocholle *et al.*. Intracavity optical parametric oscillator: study of the dynamics in pulsed regime [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1996, **13**(7): 1569~1587
- 2 D. J. M. Stothard, M. Ebrahimzadeh, M. H. Dunn. Low-pump-threshold continuous-wave singly resonant optical parametric oscillators [J]. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(24): 1895~1897
- 3 G. A. Turnbull, M. H. Dunn, M. Ebrahimzadeh. Continuous-wave, intracavity optical parametric oscillators: an analysis of power characteristics [J]. *Appl. Phys. B*, 1998, **66**: 701~710
- 4 M. Ebrahimzadeh, G. A. Turnbull, T. J. Edwards *et al.*. Intracavity continuous-wave singly resonant optical parametric oscillators [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1999, **16**(9): 1499~1511

- 5 Preben Buchhave, Peter Tidemand-Lichtenberg, Wei Hou *et al.*. Modelling a singly resonant, intracavity ring optical parametric oscillator [J]. *Opt. Commun.*, 2003, **216**: 191~197
- 6 Liu Qiang, Gong Mali, Yan Ping *et al.*. Passively Q-switched laser with intracavity optical parametric oscillator for eye-safe-output [J]. *Chinese J. Lasers*, 2003, **30**(2): 113~116  
柳强, 巩马理, 闫平等. 被动调 Q 人眼安全内腔光学参量振荡器 [J]. *中国激光*, 2003, **30**(2): 113~116
- 7 Baigang Zhang, Jianquan Yao, Hao Zhang *et al.*. Angle-tuned signal-resonated optical parametric oscillator based on periodically poled lithium niobate [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2003, **1**(6): 346~349
- 8 Li Chun, An Yuying, Zeng Xiaodong. LiNbO<sub>3</sub> electrooptic tuning optical parametric oscillator [J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(2): 172~174
- 李春, 安毓英, 曾晓东. LiNbO<sub>3</sub> 电光调谐光学参变振荡器 [J]. *光学学报*, 2004, **24**(2): 172~174
- 9 S. Schiller, K. Schneider, J. Mlynek. Theory of an optical parametric oscillator with resonant pump and signal [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1999, **16**(9): 1512~1524
- 10 S. Longhi. Theory of transverse modes in end-pumped microchip lasers [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1994, **11**(6): 1098~1107
- 11 Arnaud Brignon, G. Feugnet, Jean-Pierre Huignard *et al.*. Compact Nd:YAG and Nd:YVO<sub>4</sub> amplifiers end-pumped by a high-brightness stacked array [J]. *IEEE. J. Quantum Electron.*, 1998, **34**(3): 577~585
- 12 Y.-F. Chen. CW dual-wavelength operation of a diode-end-pumped Nd:YVO<sub>4</sub> laser [J]. *Appl. Phys. B*, 2000, **70**(4): 475~478

## 附录

### A 模式函数

#### 抽运波模函数

$$|\psi_p(x, y, z)|^2 = \frac{2}{\pi} \exp\left\{-\frac{2(x^2 + y^2)}{W_{0P}^2[1 + (M_P^2 \tau_P)^2]}\right\} / \{W_{0P}^2[1 + (M_P^2 \tau_P)^2]\}, \quad (A1)$$

$M_P^2$  为抽运波的光束质量因子<sup>[12]</sup>。闲置波模函数

$$\psi_{im}(x, y, z) = \sqrt{\frac{2}{2^m 2^n \pi m! n!}} \frac{\exp[-i(m+n)\arctan\tau_i]}{W_{0i}(1+i\tau_i)} \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{W_{0i}^2(1+i\tau_i)}\right] H_m\left[\frac{\sqrt{2}x}{W_i(z)}\right] H_n\left[\frac{\sqrt{2}y}{W_i(z)}\right], \quad (A2)$$

$$\tau_i(z) = 2(z - z_{fi})/b_i, \quad b_i = k_i W_{0i}^2, \quad W_i(z)^2 = W_{0i}^2(1 + \tau_i^2), \quad (A3)$$

其中  $z_{fi}$  为焦点位置,  $H_n$  为厄米多项式。对于激光和信号波只考虑 TEM<sub>00</sub> 模, 激光、信号波和抽运波的模函数中有关参量定义类似于闲置波的定义<sup>[9]</sup>。

### B 激光增益介质中定义的参量

$$p = x/W_{0L}, \quad q = y/W_{0L}, \quad t = z/L_g, \quad (B1)$$

$$f_{0P,L} = z_{fP,L}/L_g, \quad \xi_{P,L} = L_g/b_{P,L}, \quad m_P = W_{0P}/W_{0L}, \quad (B2)$$

$$\tau_L = 2\xi_L(t - f_{0L}), \quad \tau_P = 2\xi_P(t - f_{0P}), \quad (B3)$$

$$d_L = 1 + \tau_L^2, \quad d_P = 1 + (M_P^2 \tau_P)^2, \quad (B4)$$

$$\beta = m_P^2 d_P/d_L, \quad S = \exp\left\{-\frac{2(p^2 + q^2)}{m_P^2[1 + (M_P^2 \tau_P)^2]}\right\}, \quad (B5)$$

$$f_1 = \int_0^1 \frac{S^p}{H_g} dS, \quad f_2 = \int_0^1 \frac{S^{2p}}{H_g^2} dS, \quad f_3 = \int_0^1 \frac{S^{p+1}}{H_g} dS, \quad (B6)$$

$$g_1 = \int_0^1 \frac{1}{H_g} dS, \quad g_2 = \int_0^1 \frac{S^p}{H_g^2} dS, \quad g_3 = \int_0^1 \frac{S}{H_g} dS, \quad (B7)$$

$$H_1 = -g_L f_3, \quad H_2 = g_L(f_1 + f_2 Y_{22}), \quad (B8)$$

$$H_3 = -g_L f_2, \quad H_4 = -g_P f_3, \quad H_5 = 2g_P Y_{22} f_2, \quad (B9)$$

$$H_6 = -g_P f_2, \quad H_7 = g_P(g_1 + g_2 Y_{22}), \quad H_8 = -g_P g_3, \quad (B10)$$

$$Y_{NL} = 1 + (Y_2/Y)^2 R_{NL2}, \quad \Delta = H_2^2 - 4H_3^2 Y_2^2 R_{NL2}. \quad (B11)$$