

# 准相位匹配 PPLN 倍频理论与优化设计<sup>\*</sup>

陈云琳<sup>1,2)†</sup> 袁建伟<sup>1)</sup> 闫卫国<sup>1,2)</sup> 周斌斌<sup>1)</sup> 罗勇锋<sup>1)</sup> 郭娟<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>南开大学物理科学学院,天津 300071)

<sup>2)</sup>山东大学晶体材料国家重点实验室,济南 250100)

(2004 年 4 月 7 日收到,2004 年 9 月 16 日收到修改稿)

对准相位匹配周期性极化铌酸锂(PPLN)倍频进行了理论研究,并对聚焦高斯光束条件下的倍频耦合波方程进行了求解,给出了准相位匹配倍频转换效率公式,分析了晶体长度与聚焦程度的关系,在此基础上对倍频谐振腔进行了优化设计,以期获得最大的倍频转换效率.本结果对准相位匹配倍频器件的设计具有一定的指导意义.

关键词:倍频,准相位匹配,周期性极化铌酸锂

PACC:4265,4265K,4283

## 1. 引言

利用近红外固体激光器和半导体激光器作为倍频器件具有结构紧凑稳定性高等优点,是实现高效、紧凑、全固化的短波长激光器的有效途径<sup>[1-3]</sup>.短波长的蓝绿激光在海底光通信、光盘的读写、光学信息处理、激光打印和激光医疗等方面具有广泛的应用前景.

为最有效地进行非线性倍频变换,必须满足相位匹配条件,传统的双折射相位匹配是利用非线性晶体的双折射特性和色散特性,通过选择光波的波矢方向和偏振方向来实现的;另一种实现相位匹配的方法是准相位匹配技术<sup>[4]</sup>,通过对晶体非线性系数的周期性调制来补偿相互作用波之间的相位失配.该技术的一个显著特点是对非线性晶体的整个透光范围内的任意波长的光波都可以实现相位匹配,而最大的优点是可以利用晶体的最大非线性系数,从而使转换效率大大提高.在 LiNbO<sub>3</sub> 晶体中,如输入基频光和倍频光取同一偏振方向进行准相位匹配,则可以充分利用 LiNbO<sub>3</sub> 晶体的最大非线性系数  $d_{33}$ ,同双折射相位匹配相比,有效转换效率提高了  $(2d_{33}/\pi d_{31})^2$  约 20 倍.

1993 年, Yamada<sup>[5]</sup> 利用外加电场法制备周期性极化铌酸锂(PPLN)取得成功,准相位匹配技术开始

进入实用化阶段.近年来, PPLN 已广泛应用于激光倍频和光参量振荡等<sup>[6-12]</sup>,最近我们开展了对周期极化掺镁铌酸锂晶体的研究<sup>[13]</sup>.本文在求解倍频耦合波方程基础上,对准相位匹配 PPLN 倍频进行了理论研究,并对倍频腔进行了优化设计,以达到提高倍频转换效率的目的.

## 2. 理论推导

由麦克斯韦方程组可推得光波在非线性介质中传播的波动方程为

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2}, \quad (1)$$

它反映了介质中光波之间的耦合作用.设相互作用的光波为单色平面波,光波电场可表示为

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \sum_n \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega_n) \exp[i(\mathbf{k}_n \cdot \mathbf{r} - \omega_n t)] + c.c. \quad (2)$$

假定光波沿  $z$  方向传播,则由(1)式可得每个频率分量的波动方程为

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}(\omega_n, z) + \mu_0 \omega_n^2 \epsilon(\omega_n) \mathbf{E}(\omega_n, z) = -\mu_0 \omega_n^2 \mathbf{P}_{NL}(\omega_n, z), \quad (3)$$

取振幅慢变化近似,  $\mathbf{E}(\omega_n, z) = \mathbf{e}_n E_n \exp(ik_n z)$ ,代入上式,并略去  $d^2 E(\omega_n, z)/dz^2$  项,得

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号:10174040)、天津市重点自然科学基金(批准号:033800111)、天津市国际合作项目和晶体材料国家重点实验室资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: ylchen@nankai.edu.cn

$$\frac{dE_n(z)}{dz} = \frac{i\mu_0\omega_n^2}{2k_n} e_n P_{\text{NL}}(\omega_n, z) \exp(-ik_n z), \quad (4)$$

这就是描述光波在非线性介质中相互作用的基本关系式——耦合波方程. 对于介质中三波相互作用过程, 可得如下的三波耦合波方程:

$$\begin{aligned} \frac{dE_1}{dz} &= i \frac{\omega_1^2}{k_1 c^2} \chi_{\text{eff}} E_3 E_2^* \exp(-i\Delta k z), \\ \frac{dE_2}{dz} &= i \frac{\omega_2^2}{k_2 c^2} \chi_{\text{eff}} E_3 E_1^* \exp(-i\Delta k z), \\ \frac{dE_3}{dz} &= i \frac{\omega_3^2}{k_3 c^2} \chi_{\text{eff}} E_1 E_2 \exp(i\Delta k z), \end{aligned} \quad (5)$$

式中  $\Delta k = k_1 + k_2 - k_3$ ,  $\chi_{\text{eff}} = e_n \chi(\omega_n, \omega_m, \omega_l) : e_m e_l$ .

### 2.1. 倍频小信号近似

考虑平面波倍频的情况, 此时耦合波方程可以化简为

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_1(z)}{\partial z} &= \frac{i\omega_1}{cn_1} d_{\text{eff}} E_2(z) E_1^*(z) \exp(-i\Delta k z), \\ \frac{\partial E_2(z)}{\partial z} &= \frac{i\omega_1}{cn_2} d_{\text{eff}} E_1^2(z) \exp(i\Delta k z). \end{aligned} \quad (6)$$

在 PPLN 晶体中  $\Delta k = k_2 - 2k_1 - \frac{2\pi}{\Lambda}$ , 其中  $\Lambda$  为 PPLN 的光栅周期,  $d_{\text{eff}}$  为有效非线性系数,  $\omega_1$  为基频光频率. 在小信号近似条件下, 即认为基频光波在作用过程中变化很小, 可视为常数. 这样  $dE_1/dz = 0$ , 于是可以直接积分方程(6)的第二式得

$$\int_0^L dE_2(z) = \frac{i\omega_1}{cn_2} d_{\text{eff}} E_1^2(0) \int_0^L \exp(i\Delta k z) dz. \quad (7)$$

设晶体长度为  $L$ , 并认为  $z = 0$  处倍频波强度为零, 则有

$$\begin{aligned} E_2(L) &= \frac{\omega_1}{cn_2 \Delta k} d_{\text{eff}} E_1^2(0) (e^{i\Delta k L} - 1) \\ &= \frac{\omega_1 L d_{\text{eff}} E_1^2(0)}{cn_2} \left[ \sin\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) / \frac{\Delta k L}{2} \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

在折射率为  $n$  的介质中, 光功率密度  $I = \frac{P}{A} =$

$\frac{1}{2} n c \epsilon_0 |E|^2$ , 所以上式可用光功率密度表示为

$$|I_2| = \frac{8\pi^2 L^2 d_{\text{eff}}^2}{n_1^2 n_2 \lambda_1^2 c \epsilon_0} |I_1|^2 \left[ \sin\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) / \left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \right]^2. \quad (9)$$

倍频转换效率定义为倍频光功率与基频光功率之

比, 即

$$\eta = \frac{|P_2|}{|P_1|} = \frac{8\pi^2 L^2 d_{\text{eff}}^2}{n_1^2 n_2 \lambda_1^2 c \epsilon_0} \left| \frac{P_1}{A} \right| \left[ \sin\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) / \left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \right]^2, \quad (10)$$

其中  $A$  为光束有效截面积.

### 2.2. 聚焦高斯光束倍频

在实际的倍频器件中, 为了提高倍频效率, 通常采用聚焦高斯光束的方法. 下面就来推导在聚焦高斯光束条件下倍频转换效率的表达式. 我们讨论近场小信号的情况, 即假定高斯光束光斑大小随传播距离变化很小, 可以把高斯分布的光束作为聚焦高斯光束的近似. 这可适用大多数实验条件. 同时假定相互作用过程中各光波波矢都沿水平方向且满足准相位匹配条件, 即  $\Delta k = k_2 - 2k_1 - \frac{2\pi}{\Lambda} = 0$ , 则可直接积分(6)式中第二个方程, 得到

$$E_2(x, y) = \frac{i\omega_1}{cn_2} d_{\text{eff}} E_1^2(x, y) L. \quad (11)$$

基波高斯光束可表示为

$$E_1(x, y) = E_1 \exp(-r^2/w_0^2), \quad (12)$$

$w_0$  为基波光腰半径. 因此可将倍频波写成

$$E_2(r) = \frac{i\omega_1}{cn_2} d_{\text{eff}} E_1^2 L \exp(-2r^2/w_0^2). \quad (13)$$

倍频光功率

$$\begin{aligned} p_2 &= \frac{1}{2} \epsilon_0 cn_2 \int_0^{2\pi} \int_0^\infty |E_2(r)|^2 r dr d\varphi, \\ &= \frac{\pi \omega_1^2 d_{\text{eff}}^2 L^2 \epsilon_0 w_0^2}{8 cn_2} |E_1|^4. \end{aligned} \quad (14)$$

同理有

$$\begin{aligned} P_1 &= \frac{1}{2} \epsilon_0 cn_1 \int_0^{2\pi} \int_0^\infty |E_1(r)|^2 r dr d\varphi \\ &= \frac{1}{4} \pi \epsilon_0 cn_1 w_0^2 |E_1|^2. \end{aligned} \quad (15)$$

把(15)式代入(14)式可得

$$P_2 = \frac{8\pi^2 L^2 d_{\text{eff}}^2}{n_1^2 n_2 \lambda_1^2 c \epsilon_0} \cdot \frac{P_1^2}{\pi w_0^2}. \quad (16)$$

用倍频光功率与基频光功率之比来表示转换效率

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{8\pi^2 L^2 d_{\text{eff}}^2}{n_1^2 n_2 \lambda_1^2 c \epsilon_0} \cdot \frac{P_1}{\pi w_0^2}, \quad (17)$$

这就是聚焦高斯光束在满足准相位匹配条件下倍频转换效率的表达式.

### 3. 结果分析与讨论

#### 3.1. 器件优化设计

由(17)式可以看出,倍频转换效率与晶体长度  $L$  的平方成正比,与基波光腰  $w_0$  的平方成反比,但并不是晶体越长,光腰越小,转换效率就越高,晶体长度与光斑大小之间存在一定制约关系.由共聚焦条件<sup>[14]</sup>可知,当  $L = \frac{2\pi w_0^2 n_1}{\lambda_1}$  时,转换效率有最大值.若晶体长度一定,则聚焦光斑大小也就确定下来,以 PPLN 为例,在室温(20℃)时,取基频波  $\lambda_1 = 1.06\mu\text{m}$  (以下类同),当晶体  $L = 2\text{cm}$  时,最佳光斑大小  $w_0 = 40\mu\text{m}$ .晶体长度  $L$  与聚焦光腰  $w_0$  的关系曲线如图 1 所示.

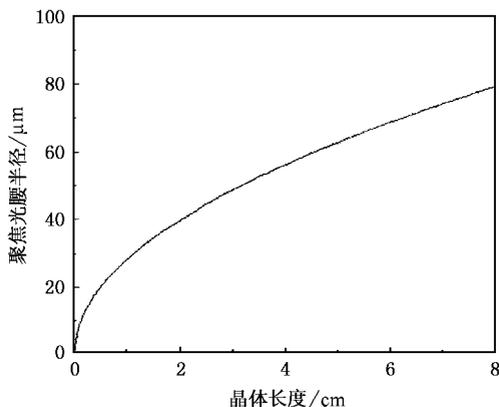


图 1 晶体长度与聚焦光腰关系图

用聚焦高斯光束进行倍频一个重要问题是选择合适透镜以适当大小的光斑尺寸聚焦到晶体的中心位置.由激光聚焦公式  $f = \frac{\pi w_0 w_0'}{\lambda_1}$ ,其中  $f$  为透镜焦距, $w_0$  为基波聚焦前束腰, $w_0'$  为聚焦后束腰,若  $w_0$  已知,则可求得聚焦透镜焦距  $f$ .仍以 PPLN 为例,对  $w_0 = 40\mu\text{m}$ ,若取  $w_0' = 1\text{mm}$ ,则  $f = 11.85\text{cm}$ .聚焦透镜焦距  $f$  与聚焦束腰  $w_0$  的关系曲线如图 2 所示.

要想得到最大的倍频转换效率,必须使谐振腔的本征模与抽运光束间达到模式匹配,我们取谐振腔为等曲率半径的双凹腔.由激光谐振腔理论,有

$$w_0^2 = \frac{\lambda_1}{2\pi} [L(2R - L)]^2, \quad (18)$$

其中  $L$  为谐振腔长度, $R$  为凹面镜的曲率半径.若谐振腔长  $L$  一定,则可求得谐振腔镜的曲率半径  $R$ .仍以 PPLN 为例,已知  $w_0 = 40\mu\text{m}$ ,取谐振腔长  $L$

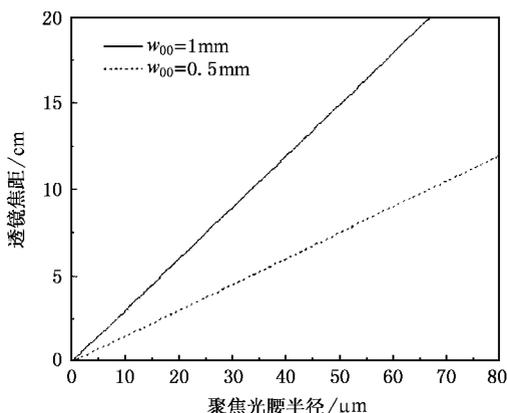


图 2 聚焦光腰与透镜焦距关系图

$= 5\text{cm}$ ,则  $R = 2.6\text{cm}$ .腔镜曲率半径与腔长的关系曲线如图 3 所示.

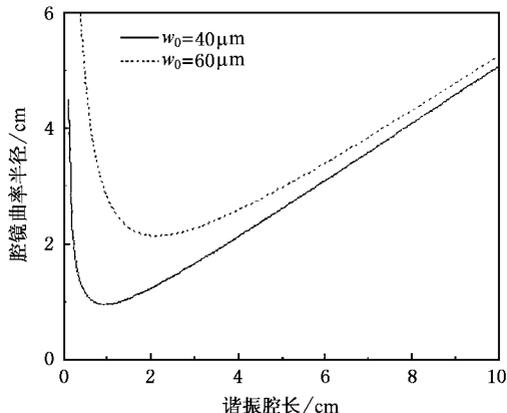


图 3 腔镜曲率半径与谐振腔长关系图

把共聚焦条件  $L = \frac{2\pi w_0^2}{\lambda_1} n_1$  代入(17)式,倍频转

换效率公式可化简为  $\eta = \frac{16\pi^2 d_{\text{eff}}^2 LP_1}{n_1 n_2 \lambda_1^3 \epsilon \epsilon_0}$ .由此式可得,

在满足共聚焦条件下,倍频转换效率与晶体长度  $L$  呈线性关系.以 PPLN 为例进行计算,在室温 20℃ 条件下,取  $\lambda_1 = 1.06\mu\text{m}$ ,在满足准相位匹配条件下,有  $d_{\text{eff}} = \frac{2}{\pi} d_{33} = 14 \times 10^{-12} \text{m/V}$ , $n_1 = 2.16$ , $n_2 = 2.23$ ,可得归一化倍频转换效率  $\eta = 2\%$  (W·cm),倍频转换效率  $\eta$  与晶体长度  $L$  的关系曲线如图 4 所示.

#### 3.2. 理论与实验结果比较

为了检验理论公式的适用性,我们从实验上对其进行了验证.Miller<sup>[7]</sup>等人报道了基频光波长为  $1.064\mu\text{m}$ 、光栅周期为  $6.5\mu\text{m}$ 、53mm 长的 PPLN 中实

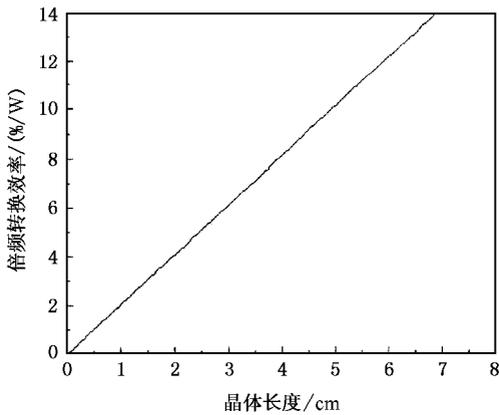


图 4 倍频转换效率与晶体长度关系图

现了效率为 42% 的绿色倍频光波,其对应的归一化倍频效率为  $1.22\% (\text{W} \cdot \text{cm})$ ;我们最近进行了波长  $1.064\mu\text{m}$  的准相位匹配倍频实验,所用 PPLN 晶体长 10mm,光栅周期是从  $5.7\mu\text{m}$ — $7.2\mu\text{m}$  的多周期结构,在输入基频光波功率为 920mW 时,得到了 15mW 的

倍频绿光输出,其对应的归一化倍频效率为  $1.77\% (\text{W} \cdot \text{cm})$ ,与理论值较为接近.从实验结果看,实验值要小于理论值,造成实验值小于理论值的原因主要有:1)实验装置没有进行优化设计,没有达到模式匹配;2)没有达到最佳耦合输出,降低了输出功率;3)实验中仪器精度不够而没有达到最佳准相位匹配条件,这些都使得倍频转换效率比理想值要低.

## 4. 结 论

本文推导了在聚焦高斯光束条件下准相位匹配倍频转换效率的公式,在此基础上,对倍频谐振腔进行了优化设计,分析得出,在共聚焦条件下,倍频转换效率具有最大值且与晶体长度呈线性关系.以 PPLN 为例进行了计算,在室温  $20^\circ\text{C}$  时得到了  $\eta = 2\% (\text{W} \cdot \text{cm})$  的归一化倍频转换效率.并且把理论分析与实验结果进行了比较,二者符合得较好,表明理论模型具有较好的适用性.

[ 1 ] Kintaka k *et al* 1996 *J. Lightwave Technol.* **14** 462  
 [ 2 ] Batchko R G *et al* 1999 *Appl. Phys. Lett.* **75** 1673  
 [ 3 ] Sonoda S *et al* 1997 *Appl. Phys. Lett.* **71** 3048  
 [ 4 ] Armstrong J A *et al* 1962 *Phys. Rev.* **127** 1918  
 [ 5 ] Yamada M *et al* 1993 *Appl. Phys. Lett.* **65** 435  
 [ 6 ] Pruneri V *et al* 1995 *Opt. Lett.* **20** 2375  
 [ 7 ] Miller G D *et al* 1997 *Opt. Lett.* **22** 1834  
 [ 8 ] Chen Y L *et al* 2002 *Appl. Phys. A* **74** 187  
 [ 9 ] Chen Y L *et al* 2003 *Chin. J. Lumin.* **24** 253

[ 10 ] Myers L E *et al* 1995 *J. Opt. Soc. Am. ( B )* **12** 2102  
 [ 11 ] Powers P E *et al* 1998 *Opt. Lett.* **23** 159  
 [ 12 ] Xue T *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2528 [ in Chinese ] 薛挺等 2002 物理学报 **51** 2528 ]  
 [ 13 ] Chen Y L *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 156 [ in Chinese ] 陈云琳等 2004 物理学报 **53** 156 ]  
 [ 14 ] Yariv A and Yeh P 1984 *Optical Wave in Crystals* ( New York : Press of Wiley ) p530

# Quasi-phase-matched second-harmonic-generation in bulk periodically poled LiNbO<sub>3</sub> and optimal design \*

Chen Yun-Lin<sup>1,2)</sup> Yuan Jian-Wei<sup>1)</sup> Yan Wei-Guo<sup>1,2)</sup> Zhou Bin-Bin<sup>1)</sup> Luo Yong-Feng<sup>1)</sup> Guo Juan<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> (*Institute of Physics Science, Nankai University, Tianjin 300071, China*)

<sup>2)</sup> (*Key Laboratory of Crystal Materials, Shandong University, Jinan 250100, China*)

(Received 7 April 2004 ; revised manuscript received 16 September 2004)

## Abstract

Quasi-phase-matched second harmonic generation (SHG) in bulk periodically poled LiNbO<sub>3</sub> (PPLN) was studied, the coupled-wave equations for quasi-phase-matched SHG was accurately resolved, and the formula for calculating SHG conversion efficiency under focusing Gauss beams was given. The relations between focusing beams' waist and crystal length were analyzed. Furthermore, the SHG cavity was optimized to obtain the maximum conversion efficiency.

**Keywords** : second harmonic generation, quasi-phase-matched, periodically poled LiNbO<sub>3</sub>

**PACC** : 4265, 4265K, 4283

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10174040), the Key Natural Science Foundation of Tianjin (Grant No. 033800111), International Cooperation Project of Tianjin and the Key Laboratory of Crystal Materials of Shandong University.