

# BBO 晶体倍频中的温度场与光场耦合模拟\*

黄金哲<sup>1)†</sup> 王 宏<sup>1)</sup> 常彦琴<sup>1)</sup> 沈 涛<sup>1)</sup> Andreev Y M<sup>2)</sup> Shaiduko A V<sup>2)</sup>

1) (哈尔滨理工大学光信息科学与技术系, 哈尔滨 150080)

2) (俄罗斯科学院西伯利亚分院气候生态系统监测研究所, 汤姆斯克 634055)

(2008 年 8 月 11 日收到; 2009 年 12 月 3 日收到修改稿)

首先建立了无限大晶体截面近似下的时-空 4 维光场和温度场耦合的倍频模型. 并在瓦级功率激光抽运下, 利用解析公式和迭代方法数值模拟了 BBO 晶体内的倍频过程. 得到了基频光和倍频光的振幅和转换效率曲线以及温度场分布, 展示了温度场及光场的时间演化过程. 其次分析了抽运功率和晶体长度对转换效率和温度场的影响. 结果给出, 温度分布对转换效率和光束质量都有较大影响; 对热效应引起的相位失配进行补偿能够很好地改善转换效率的下降, 因此必须在实际应用中加以考虑.

**关键词:** 倍频, 温度场, BBO 晶体

**PACC:** 4265K, 4410, 5235M

## 1. 引 言

在使用非线性晶体进行光学频率变换时, 晶体中的热效应会导致转换效率的降低. 非线性光学晶体吸收部分光能量, 引起了晶体中通光区域的温升. 在固定的基频光功率和外部冷却条件下, 会在晶体内部形成一个相对稳定的温度场分布<sup>[1]</sup>. 这种局域的温升会引起折射率的非均匀变化, 进而破坏晶体内的相位匹配条件同时使得输出光束质量变差<sup>[2]</sup>, 严重时还引起热透镜效应, 产生自聚焦而使晶体受到破坏. 抑制、减少这种热效应的影响就需要对晶体内部温度场进行准确模拟与分析, 从而最佳地控制温度和相位匹配以提高光频率转换器件的效率. 晶体倍频过程中产生的热效应, 一直是无法避免的<sup>[3-5]</sup>. 例如, 即使在瓦级抽运下, BBO 晶体倍频中的光场-温度场耦合也较强, 其温度效应因而也比较明显<sup>[5]</sup>. Dreger 等人<sup>[6]</sup>给出了温度影响下的倍频耦合波方程, 并计算了温度对转换效率的影响. 在 Dreger 等人的模型中, 温度是独立于光场演化的. 然而一般而言温度场与光场是相互耦合制约的, 温度场不能被独立地求解. 由于需要在时空 4 维区间上计算偏微分方程, 各向异性晶体中的光场与温度场的精确耦合模型需要很大的计算量; 因

此, 对温度场与光场耦合的计算研究也很匮乏. 目前主要采用温度场独立的解析或半解析方法研究<sup>[7]</sup>. 我们曾采用了降维的 3 维模型计算温度场及光场耦合, 得到了较好的结果<sup>[8]</sup>. 在时空 4 维的框架下将现有模型简化以减少计算量(可在个人电脑上运行)将是具有实际意义的工作. 本文首先构建温度场、光场耦合方程的 4 维模型以及其算法; 然后以  $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub> (BBO) 晶体为例模拟腔外倍频过程, 并尝试对 BBO 晶体的热效应进行补偿, 进而展示温度场的演变及其对倍频的影响.

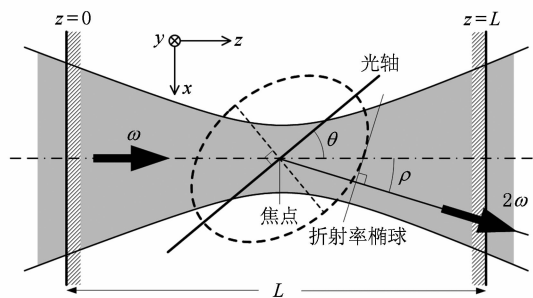


图 1 聚焦光束入射到单轴非线性晶体内示意图

## 2. 模型建立

图 1 为光束入射到单轴非线性晶体的示意图,

\* 黑龙江省教育厅青年学术骨干项目(批准号:1151G013)和俄罗斯联邦目标计划 SSPP 项目(批准号:SS-4297. 2010. 2)资助的课题.

† E-mail: hjinjer@126.com

其中坐标原点位于入射端中心位置;光轴在  $x-z$  平面内( $\theta$  为相位匹配角, $\rho$  为走离角),非寻常光与寻常光分别在  $x, y$  方向上极化,因此  $x$  方向为光束空间走离方向.

在文献[9]中已推导出的倍频耦合方程为

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) E_1 + K_1^2 E_1 &= -\frac{\omega^2}{\varepsilon_0 c^2} P_1^{\text{NL}}, \\ \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + 2\rho \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} \right) E_2 + K_2^2 E_2 &= -\frac{4\omega^2}{\varepsilon_0 c^2} P_2^{\text{NL}}. \end{aligned} \quad (1)$$

假设基频光和倍频光都是沿  $z$  轴传播(如图1),其形式为

$$E_{1,2}(x, y, z) = A_{1,2} \exp(iK_{1,2}z), \quad (2)$$

其中  $E_{1,2}, A_{1,2}$  和  $K_{1,2}$  分别为基频光和倍频光的电场强度,振幅和波矢. 利用 Kleinman 近似,得非线性极化强度<sup>[10]</sup>为

$$\begin{aligned} P_1^{\text{NL}} &= 2\varepsilon_0 d_{\text{eff}} A_1^* A_2 \exp(i(K_2 - K_1)z), \\ P_2^{\text{NL}} &= \varepsilon_0 d_{\text{eff}} A_1^2 \exp(i2K_1z). \end{aligned} \quad (3)$$

将(2),(3)式代入(1)式可得倍频耦合波方程( $\Delta_{\perp} = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ )

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{2iK_1} \Delta_{\perp} A_1 + \rho_1 \frac{\partial A_1}{\partial x} + \frac{\alpha_1}{2} A_1 + i \frac{\omega}{c} \frac{\partial n_1}{\partial T} T A_1 \\ = \frac{i\omega}{cn_1} d_{\text{eff}} A_1^* A_2 \exp[i(K_2 - 2K_1)z], \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{2iK_2} \Delta_{\perp} A_2 + \rho_2 \frac{\partial A_2}{\partial x} + \frac{\alpha_2}{2} A_2 + i \frac{2\omega}{c} \frac{\partial n_2}{\partial T} T A_2 \\ = \frac{i\omega}{cn_2} d_{\text{eff}} A_1^2 \exp[i(2K_1 - K_2)z], \end{aligned} \quad (5)$$

其中  $\rho_{1,2}, \alpha_{1,2}, n_{1,2}, d_{\text{eff}}, \partial n_{1,2}/\partial T, T$  分别为基频光和倍频光的走离角,吸收系数,折射率,有效非线性系数,温度引起的折射率梯度和相对温度(晶体温度和外界温度的差). 通过参数的归一化,方程(4),(5)变为

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial \Lambda} &= \frac{i}{4} \left( \frac{\partial^2 A_1}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 A_1}{\partial \eta^2} \right) - \bar{\rho}_1 \frac{\partial A_1}{\partial \xi} - \frac{\bar{\alpha}_1}{2} A_1 - i\bar{\gamma}_1 T A_1 \\ &+ i\bar{\sigma} A_1^* A_2 \exp(-2i\kappa\Delta\Lambda), \\ \frac{\partial A_2}{\partial \Lambda} &= \frac{i}{8} \left( \frac{\partial^2 A_2}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 A_2}{\partial \eta^2} \right) - \bar{\rho}_2 \frac{\partial A_2}{\partial \xi} - \frac{\bar{\alpha}_2}{2} A_2 - i\bar{\gamma}_2 T A_2 \\ &+ i\bar{\sigma} A_1^2 \exp(2i\kappa\Delta\Lambda). \end{aligned} \quad (6)$$

在上面的式子中,各参量已做如下变换:

$$\begin{aligned} \xi &= x/w_0, \eta = y/w_0, \Lambda = z/f, \\ f &= \frac{1}{2} K_1 w_0^2 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_1}, \Delta = \frac{1}{2} \Delta K w_0, \end{aligned} \quad (7)$$

其中  $\Delta K = 2K_1 - 2K_2, \kappa = f/w_0, \bar{\rho}_{1,2} = \kappa \rho_{1,2}, \bar{\alpha}_{1,2} = \alpha_{1,2} f, \bar{\gamma}_{1,2} = (k_{1,2}/n_{1,2}) f \partial n_{1,2}/\partial T, \bar{\sigma} = \sigma_{1,2} f$  ( $\sigma_1$  与  $\sigma_2$  为(4),(5)式右端的常数系数,这里忽略其差别)温度  $T$  是时空4维函数,而  $w_0$  为基频光的束腰半径.

可对耦合方程(6)通过典型的分步法或 Fourier 变换法进行数值求解<sup>[9,11]</sup>. 温度场方程的建立是模型的关键. 为避免冗余复杂的计算,我们采用了如下假设:

1) 假设边界处的温升远远小于晶体中心温度,这相当于散热边界无限大. 因此我们设定  $x, y$  方向无界,并有  $T|_{x,y \rightarrow \infty} = 0$ ,即晶体边界与周围环境温度相同.

2) 假设热导率是各向同性的,可取垂直和平行光轴方向热导率的平均值.

通常,在瓦级功率抽运下非线性晶体内形成的温度场起伏较小,若晶体的通光孔径远大于光束截面,则第一条假设是可以保证的. 第二条假设适用于热导率存在相对小的各向异性,以致不会影响光场分布. 考虑到初始条件以及在 BBO 晶体端面,即  $z=0$  和  $z=L$  处晶体是空气散热的,温度场所满足的 Poisson 方程<sup>[12]</sup>为

$$\begin{aligned} T_t - a^2(T_{xx} + T_{yy} + T_{zz}) &= f(x, y, z, t) \\ (T + HT_z)|_{z=L} &= 0, (T - HT_z)|_{z=0} = 0, \\ T|_{t=0} &= \phi(x, y, z), \end{aligned} \quad (8)$$

其中  $H = k/h, k$  为热导率,  $h$  为空气热交换系数,  $f(x, y, z, t) = F(x, y, z, t)/(C\rho), F$  为单位时间在  $x, y, z$  处单位体积内产生的热量;  $a^2 = k/(C\rho_c), C$  为晶体的比热,  $\rho_c$  为晶体的密度. 考虑到瓦级功率抽运,晶体的温升与可接受温度接近.

通过繁复的求解,可以得到方程(8)的解析表达式,即

$$\begin{aligned} T(\xi, \eta, \zeta, t) &= \sum_{n=1}^{\infty} \Theta_n(\zeta) \iint_{\infty}^{\infty} \exp[-2i\pi(s_1\xi + s_2\eta)] \\ &\times [C_n(s_1, s_2, t) + D_n(s_1, s_2, t)] ds_1 ds_2, \end{aligned} \quad (9)$$

其中

$$\begin{aligned} C_n &= M_n \exp(-gt) \int_0^1 \Phi(s_1, s_2, \zeta, 0) \Theta_n(\zeta) d\zeta, \\ D_n &= M_n \frac{1 - \exp(-gt)}{g} \int_0^1 \tilde{f}(s_1, s_2, \zeta, t) \Theta_n(\zeta) d\zeta, \\ \Theta_n &= \cos(x_n \zeta) + (bx_n)^{-1} \sin(x_n \zeta), \\ \Phi &= \tilde{\phi} \exp[4\pi^2 a_2^2 (s_1^2 + s_2^2) t], \end{aligned} \quad (10)$$

以及

$$M_n = \frac{2x_n^2 b^2}{w_0^2(x_n^2 b^2 + 1 + 2b)},$$

$$g = 4\pi^2 a_2^2 (s_1^2 + s_2^2) + a_1^2 x_n^2. \quad (11)$$

(9), (10) 式中的 Fourier 变换采用如下的形式:

$$\tilde{\Pi}(s_1, s_2, \zeta, t) = w_0^2 \iint_{\infty} \Pi(\xi, \eta, \zeta, t) \times \exp[2\pi i(s_1 \xi + s_2 \eta)] d\xi d\eta, \quad (12)$$

其中,  $\Pi$  可以是  $T, f$ , 以及  $\phi$  (此时无时间变量  $t$ ). 在以上各式中  $\zeta = z/L$ ,  $x_n = L/\lambda_n$ ,  $a_1 = a/L$ ,  $a_2 = a/w_0$ ,  $b = H/L$ . 这里  $\lambda_n$  是 (8) 式中边界条件所确定的方程  $\tan(\sqrt{\lambda}L) = 2H/\sqrt{\lambda}/(H^2\lambda - L^2)$  的第  $n$  个根. 从表达 (9)–(12) 式可以看出此解的计算量很大. 然而由于温度场在  $z$  方向的局部分布很光滑, 仅需要有限的 Fourier 频谱就能达到足够的精度, 即式中的求和收敛很快 (本文取  $n = 11$ ), 而且只需在有限的截面窗口 (光束孔径) 上计算温度场, 而不需要计算整个晶体截面内的温度分布, 因此计算量可以大大减少, 这是解析结果所提供的便利. 这样就可以在一定的时间间隔内通过迭代求解温度场和倍频方程来获得任意时刻的场数值解, 直到形成稳定的场分布. 实际所选取的温度场空间网格在  $x - y - z$  区域  $[-4w_0, 4w_0] \times [-4w_0, 4w_0] \times [0, L]$  内为  $20 \times 20 \times 40$ . 时间间隔依实际情况可取为 5–50 s 不等. 在时间间隔内要保证热源变化足够小. 模拟结果给出稳定的场分布对取样时间间隔并不敏感. 这里我们采用 Fourier 变换方法求解光场耦合方程 (6), 并在  $x - y$  区域:  $[-4w_0, 4w_0] \times [-4w_0, 4w_0]$  内使用了  $128 \times 128$  大小的取样网格, 同时利用了 4 阶精度的 Runge-Kutta 算法求解耦合方程 (单步误差  $< 10^{-4}$ ).

### 3. 数值模拟

BBO 晶体常用于近紫外到近红外光区间的频率变换<sup>[13,14]</sup>以及超短脉冲光的倍频<sup>[15–17]</sup>, 它具有大的非线性系数 (约为 KDP 的 6 倍), 大的温度容限, 小的吸收系数及很高的光损伤阈值. 下面将在基模高斯光束抽运下模拟 BBO 晶体内的倍频耦合过程和温度场分布.

假设基频光具有 TEM<sub>00</sub> 模式. 基频光沿着  $z$  轴方向通过 BBO 晶体, 并辐射在 BBO 晶体的中心以增大转换效率<sup>[18]</sup>, 如图 1 所示. 在晶体横向截面

上基频光在束腰处的光强表达式为  $I(x, y, t) = I_0 \exp(-t^2/t_0^2) \exp[-2(x^2 + y^2)/w_0^2]$ , 其中  $I_0$  为基频光中心处的功率密度, 其表达式为  $I_0 = 4/\sqrt{\ln 2} E/(\pi^{3/2} \Delta\tau \cdot w_0^2)$ ,  $E$  为脉冲能量,  $\Delta\tau = 2t_0/\sqrt{\ln 2}$  为脉冲宽度. 我们取抽运脉冲激光波长为典型的 532 nm (钕玻璃激光器), 脉宽 20 ns, 重复频率为 100 Hz, 平均功率 1–3 W. 由于温度变化的时间尺度远大于脉冲周期, 这里采用了连续光近似, 即热源与脉宽是无关的. BBO 晶体对于基频光和倍频光的吸收系数分别为  $0.01 \text{ cm}^{-1}$  和  $0.1 \text{ cm}^{-1}$ , 热导率为  $1.4 \text{ W}/(\text{mK})$ , 热容为  $490 \text{ J}/(\text{kgK})$ , 相位匹配角为  $0.840 \text{ rad}$ , 基频光和倍频光的折射率温度梯度分别为  $-16.6 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  和  $-12.8 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ <sup>[19]</sup> (计算所得). 考虑弱对流散热<sup>[20]</sup>, 我们取空气的热交换系数为  $10.0 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ . I 型匹配下, 倍频光的走离角为  $0.0838 \text{ rad}$ . 取晶体长度为  $L = 2, 5, 10 \text{ mm}$  (若无特别说明, 则  $L = 5 \text{ mm}$ ), 并且为避免走离对光束质量的较大影响, 选取聚焦参数使晶体的走离长度为  $10 \text{ mm}$ , 所对应的束腰半径为  $0.32 \text{ mm}$ .

在数值模拟中发现, 由于抽运功率较低, 没有明显的热透镜效应出现. 图 2 (a), (b), (c), (d) 分别为温度场稳定 (这里取  $t = 1000 \text{ s}$ ) 时, 基频光和倍频光强在  $x - z$  以及在  $x - y$  截面内的密度分布图, 其中入射脉冲能量为  $E = 20 \text{ mJ}$ , 对应的功率为  $P = 2 \text{ W}$ , 晶体长度选择  $L = 5 \text{ mm}$ . 图 2 反映的是基频光和倍频光在晶体中相互转化的过程: 从图 2 看出基频光和倍频光之间的转化有反复, 这是由于温度形成的相位失配造成转换效率的起伏. 有趣的是在图 2(c) 中大约  $z = 4/5L$  处, 倍频光在  $x$  方向发生分裂而出现两个波峰, 而从三维分布来看, 谐波形成类似环形的光束. 晶体前大半程形成的谐波由于走离而与后小半程形成的谐波发生分离, 形成了这种特殊的分布, 使得谐波光束质量下降.

图 3 则显示了在各个不同时刻  $z = L$  处的倍频光振幅 ( $y = 0$ ) 变化曲线. 从图中可以看出当  $t = 0 \text{ s}$  时图像中只有一个峰, 而从  $t = 120 \text{ s}$  双峰结构就开始形成,  $t = 400 \text{ s}$  的时候已基本稳定. 图 4 展示了 BBO 晶体在各个时刻倍频转换效率  $\Gamma$  沿  $z$  轴的变化情况.

在初始时刻相位匹配使得倍频转换效率随着晶体长度的增加而增大; 随着时间的增加, 转换效率的降低逐渐变缓. 时间达到  $1000 \text{ s}$  时, 转换效率有最初的 64% 降到 12%. 图 5 给出了  $1000 \text{ s}$  时温

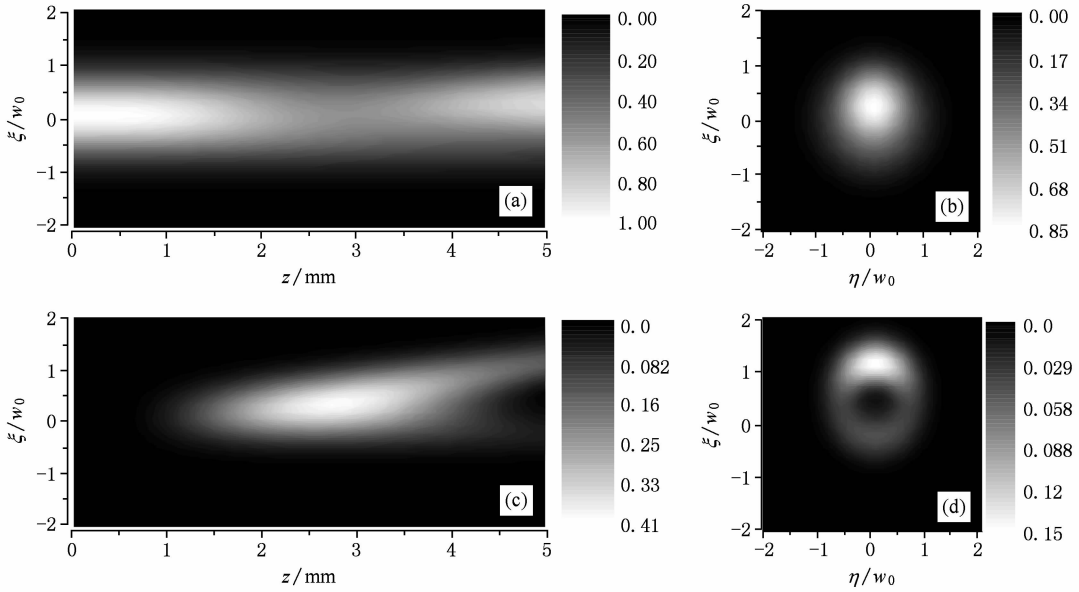


图 2  $t = 1000$  s 时基频光与倍频光在  $x - z$  在  $x - y$  平面内的光强密度图 (a) 基频光强演化图; (b) 基频光强截面图; (c) 倍频光强演化图; (d) 倍频光强截面图

度在  $x - z$  截面内的等高线分布, 该图显示在通光区域的最大温度变化约 0.22 K, 温度变化与热源分布基本一致. 图 6 给出晶体中心处 ( $x = 0, y = 0$ ) 平均温度随时间的变化. 由 (10) 式, 我们猜想温度演化可用下面公式  $V_T$  近似:

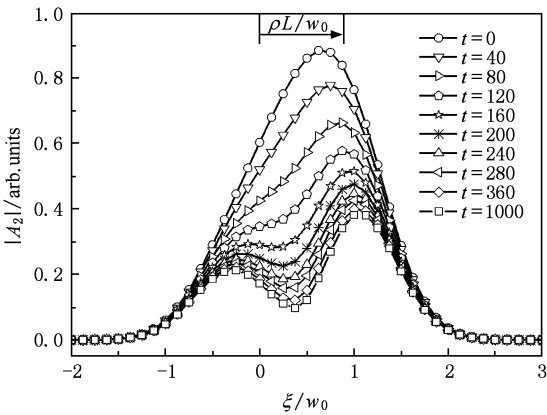


图 3 在  $z = L$  处的倍频光振幅变化曲线

$$V_T(t) = c_1 [1 - \exp(-c_2 t)],$$

$$f_T(t) = 10^3 c_2 t = -10^3 \ln[1 - V_T(t)/c_1]. \quad (13)$$

图 6 中的插图给出了这种拟合的结果:  $c_1 = 8.32$  (K),  $c_2 = 4.38 \times 10^{-3}$ . 参数  $c_1$  表示极限 ( $t \rightarrow \infty$ ) 的平均温度. 我们发现, 当改变晶体长度和入射脉冲能量时, (13) 式仍然是适用的. 可不妨令  $\exp(-c_2 t_s) = 5\%$  来确定温度演化的稳定时间  $t_s$ , 此时有  $t_s = 684$  K. 由 (10) 式应有  $c_2 \sim g$ ; 然而  $g$  的表

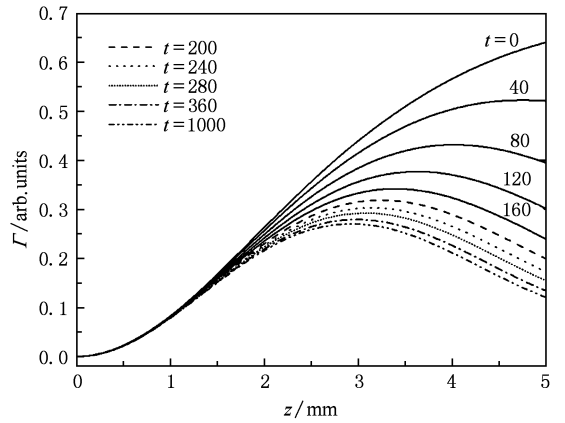


图 4 倍频转换效率  $\Gamma$  沿  $z$  轴的变化曲线

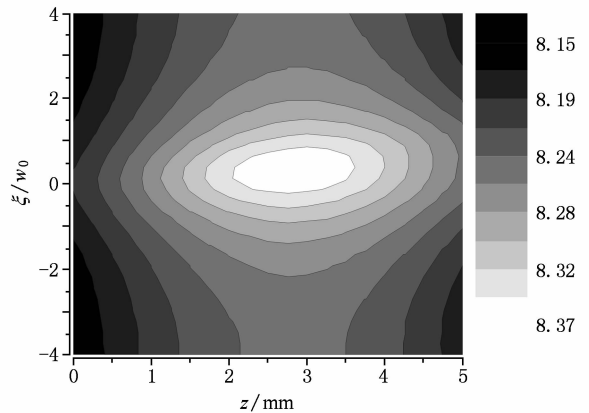


图 5  $t = 1000$  s 时  $x - z$  平面内的等温线图

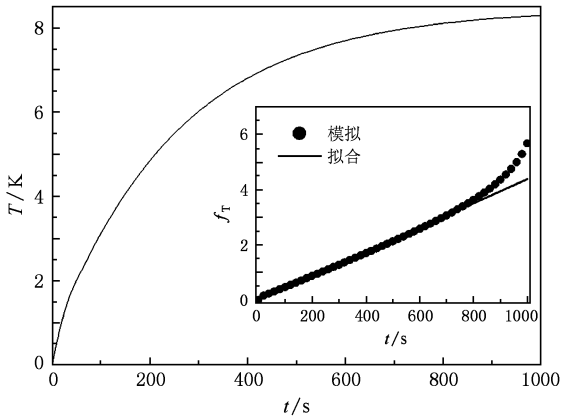


图 6 中心平均温度随时间的变化曲线

达式(11)含有频谱分量,不能孤立出来进行计算. 我们取最简单情况进行估计:忽略高阶频谱分量,

则有  $g \sim x_1^2 a_1^2$ . 这样选取是合理的, Fourier 频谱的低频分量构成温度场表达式的主要部分. 稳定时间的上限由此可估计为  $t_s \sim 3/(x_1^2 a_1^2)$ . 对于 5 mm 晶体, 稳定时间上限估计值  $\sim 1.4 \times 10^3$  s, 在计算时可作为一个预先估计. 同时, 取样的时间间隔应远小于稳定时间. 这里我们选取的间隔为  $\Delta t = 10$  s. 由于所选用的激光重复频率为 100 Hz, 其周期远小于稳定时间, 而且单脉冲所引起的温度变化小于  $5 \times 10^{-4}$  K, 因而模拟温度演化所采用的连续光近似是可靠的. 一次运算时间在 1 h 左右.

图 7 为初始时刻以及温度场稳定时, 在 BBO 晶体各处的转换效率曲线. 在温度稳定时随着脉冲能量以及晶体长度的增加, 转换效率的降低愈加明显. 特别是光束离散将影响相位失配从而影响最终的转换效率.

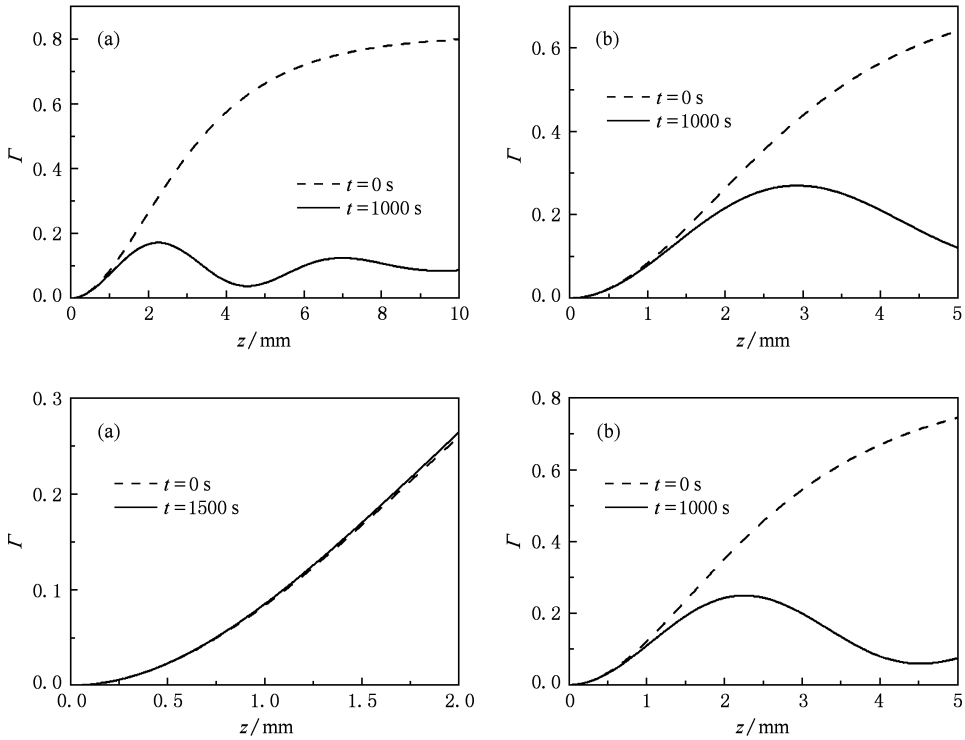


图 7 温度稳定时 BBO 晶体内转换效率的变化 (a)  $E = 20$  mJ,  $L = 10$  mm; (b)  $E = 20$  mJ,  $L = 5$  mm; (c)  $E = 20$  mJ,  $L = 2$  mm; (d)  $E = 30$  mJ,  $L = 5$  mm

表 1 给出在不同的基频光功率  $P$  抽运下, 温度场稳定时间  $t_s$ 、温升最大值  $T_M$  和倍频转换效率  $\Gamma$  的大小. 由数据知, 温度随着基频光功率的增加而增加, 导致相位失配加剧从而使转换效率的下降更加明显. 温度的稳定时间却随着入射功率的增加而降低. 这是因为增强注入热流会增大热流的分布梯度, 这促使热流的高阶横向频谱分量比重加大, 即

有效  $g$  值增大 ( $c_2$  增大). 从这一点上看, 强热源将使体系更快趋于稳定, 这符合热传输的一般规律. 此外, 晶体对紫外的谐波吸收是基频光的 10 倍, 因而谐波在晶体内的分布对温度再分布起决定性作用. 由于相位失配随温度增加而增加, 谐波功率将逐渐减少从而热源强度逐渐降低到稳态分布, 这也会使稳定时间进一步缩短. 其间温度场与光束的耦

合是明显的.

表 1 不同功率抽运下的转换效率 ( $L=5\text{ mm}$ )

$P/W$	$t_s/s$	$T_M/K$	$\Gamma(t=0\text{ s})/\%$	$\Gamma(t=1500\text{ s})/\%$
1.00	1060	4.30	50.0	35.9
2.00	684	8.29	64.1	12.1
3.00	512	11.0	74.6	7.46

在其他条件与图 2 相同的情况下,表 2 列出了不同的晶体长度条件下,温度场稳定时间、温升最大值、可接受温度  $\delta T$  ( $\delta T^*$ ) 和倍频转换效率的大小. 数据表明,晶体变短时温度的稳定时间减小. 这与稳定时间上限  $3/(x_1^2 a_1^2)$  对晶体长度的依赖关系是定性符合的. 这里  $\delta T$  为理论估计的半可接受温度,而  $\delta T^*$  为程序的模拟结果. 两者相近但并不相同,转换效率的降低起源于温度引起的相位失配以及非线性相移和光束走离的综合作用. 不能再用可接受温度对转换效率下降进行估计.

在模拟中,我们还对温度引起的相位失配进行了补偿,补偿时以晶体中心平均温度为基准,即补偿的波矢失配常数选择为  $\Delta K = (2\bar{\gamma}_1 - \bar{\gamma}_2)jT$ . 补偿后温度进一步提高,须不断进行调整,最终可以使转换效率很好地得到恢复(差别小于 5%). 这对实际中的相位失配补偿具有一定的指导意义.

表 2 温度对不同长度晶体的影响

$L/\text{mm}$	$t_s/s$	$T_M/K$	$\delta T/K$	$\delta T^*/K$	$\Gamma(t=0\text{ s})/\%$	$\Gamma(t=1000\text{ s})/\%$
2	440	2.52	17.3	—	26.5	26.0
5	684	8.29	6.91	5.8	64.1	12.1
10	965	12.4	3.45	3.7	79.8	8.67

## 4. 结 论

本文在基本假设下,建立了光场和温度场耦合的倍频模型. 并且以 BBO 晶体为例模拟了腔外倍频过程,展示了温度场和光场的演化. 数值结果给出,热效应的存在也会导致倍频效率和谐波光束质量的下降;而且温度引起的转换效率的降低与预期的估计并不完全相符,这在实际工作中值得关注. 模拟给出可通过对 BBO 晶体的热效应进行相位补偿来恢复效率. 本文的结果对分析和解决此类问题提供了一个参考,利用温度场的解析结果可大幅度地节省运算量,因而可以在有限的单机配置下完成时-空 4 维的温度场与光场的耦合问题. 其模型可以应用到其他的频率变换过程中. 进一步改善模型,使其适用于热透镜效应和其他冷却条件是我们下一步的工作.

[1] Dmitriev V G, Gurzadyan G G, Nikogosyan D N 1999 *Handbook on Nonlinear Optical Crystals* (Berlin: Springer-Verlag).

[2] Haas R A 1995 *Opt. Commun.* **113** 523

[3] Louchev O A, Yu N E, Kurimura S, Kitamura K 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 131101

[4] Tovstonog S V, Kurimura S, Suzuki I, Takeno K, Moriwaki S, Ohmae N, Mio N, Katagai T 2008 *Opt. Express* **16** 11294

[5] Hu M, Ge J H, Chen J, Liu C 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1719 (in Chinese) [胡 淼、葛剑虹、陈 军、刘 崇 2009 物理学报 **58** 1719]

[6] Dreger M A, Mciver J K 1990 *J. Opt. Soc. Am. B* **7** 776

[7] Shi P, He H Y, Li L, Bai J T, Gan A S 2005 *Acta Photonica Sin.* **34** 805 (in Chinese) [史 彭、何化岳、李 隆、白晋涛、甘安生 2005 光子学报 **34** 805]

[8] Huang J J, Andreev Yu M, Lanskii G V, Shaiduko A V 2007 *The 8th International Conference "Atomic and molecular pulsed lasers"* (Tomsk: IAO SB RAS) p95

[9] Huang J J, Hu X Y, Ren D M, Qu Y C 2006 *J. Opt. Soc. Am. B* **23** 1312

[10] Shen Y R 1984 *Principles of Nonlinear optics* (1st ed) (New

York: John Wiley & Son)

[11] Arisholm G 1997 *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 2543

[12] Liang K M 1998 *Mathematical physics methods* (2nd ed) (Beijing: Higher Education Press) p147 (in Chinese) [梁昆森 1998 数学物理方法 (北京:高等教育出版社) 第 147 页]

[13] Bhar G C, Das S, Chatterjee U 1989 *Appl. Opt.* **28** 202

[14] Nikogosyan D N 1991 *Appl. Phys. A* **52** 359

[15] Lv T Z, Wang T, Qian L J, Lu X, Wei Z Y, Zhang J 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1268 (in Chinese) [吕铁铮、王 韬、铁列加、鲁欣、魏志义、张 杰 2002 物理学报 **51** 1268]

[16] Kanai T, Zhou X, Sekikawa T, Watanabe S, Togashi T 2003 *Opt. Lett.* **28** 1484

[17] Liu Y Q, Zhang J, Lian W X, Wang Z H 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1593 (in Chinese) [刘运全、张 杰、梁文锡、王兆华 2005 物理学报 **54** 1593]

[18] Boyd G D, Kleinman D A 1968 *J. Appl. Phys.* **39** 3597

[19] Nikogosyan D N 2005 *Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey* (New York: Springer-Verlag) p5, 14

[20] Benenson W, Harris J W, Stocker H, Lutz H 2002 *Handbook of Physics* (4th ed) (New York: Springer-Verlag) p752

# Simulation of the temperature-beam coupling in frequency doubling of BBO crystals<sup>\*</sup>

Huang Jin-Zhe<sup>1)†</sup> Wang Hong<sup>1)</sup> Chang Yan-Qin<sup>1)</sup> Shen Tao<sup>1)</sup> Andreev Y M<sup>2)</sup> Shaiduko A V<sup>2)</sup>

1) (Department of Optical Information Science and Technology, Harbin University of Science and Technology, Harbin 150080, China)

2) (Institute of Monitoring of Climatic and Ecological Systems SB RAS, Akademicheskii Avenue, 10/3, Tomsk 634055, Russia)

(Received 11 August 2008; revised manuscript received 3 December 2009)

## Abstract

First, a frequency doubling model with 4-dimensional temperature-beam coupling was proposed in this paper on the assumption of an infinite transverse crystal section. The frequency doubling process, by using analytical formula and iterative method, was simulated in the BBO crystal pumped by a laser with watt-level power. The amplitudes and conversion efficiencies of the fundamental, and harmonic beams and temperature distributions were obtained, together with the time evolution of temperature field and beam intensities. The influence of the pumping power and crystal length on the conversion efficiency and temperature field was analyzed secondly. The results finally showed that the temperature distribution has great influence on the conversion efficiency and beam quality. A compensation for the phase mismatch induced by temperature can well improve the reduction of conversion efficiency induced by the thermal effect, which thus should be considered in practice.

**Keywords:** frequency doubling, temperature field, BBO crystal

**PACC:** 4265K, 4410, 5235M

---

<sup>\*</sup> Project supported by the Education Department of Heilongjiang Province for Key Young Scholars (Grant No. 1151G013) and from FPP SSPP of Russia (Grant No. SS-4297.2010.2).

<sup>†</sup> E-mail: hjinjer@126.com