

连续波激光器腔内倍频晶体半解析分析方法的研究*

史彭¹ 李隆^{1,2,3} 白晋涛³ 何化岳¹ 甘安生¹ 李东亮¹

(1 西安建筑科技大学理学院, 西安 710055)

(2 西安交通大学电子与信息工程学院 710049)

(3 西北大学光子学与光子技术研究所 710069)

摘要 连续波激光器系统腔内倍频非线性光学晶体吸收基频光辐射产生谐波的同时,也会在晶体内部产生非均匀温升,引起折射率变化,破坏位相匹配条件,影响激光器谐波转换效率. 解决问题的关键是准确得出晶体内部温度场. 由于激光器中激光模式和边界条件的复杂性,无法得到温度场的解析解. 利用半解析热分析方法得出了晶体工作在 TEM₀₀ 模式下产生的温度场计算公式,分析了对温度场分布的各种影响. 所得结果对连续波腔内倍频激光系统设计将起到指导作用.

关键词 非线性光学晶体;腔内倍频激光器;半解析热分析方法;TEM₀₀ 模式;温度场分布

中图分类号 TN248.1 **文献标识码** A

0 引言

自1961年 Franken 等用一束波长为 694.2 nm 的红宝石光束通过石英晶体,成功地进行了二次谐波产生的实验以来,非线性光学频率变换以及激光调谐技术一直为人们的研究热点^[1]. 特别是上世纪90年代发展起来的激光二极管泵浦的全固态激光器已成为当今激光器发展的主流,相应的变频技术更引起人们浓厚兴趣. 而谐波的产生、光参量振荡、光能量的放大等,都必须通过一个好的非线性光学晶体才能实现^[2]. 目前采用的几种典型非线性光学晶体有:偏硼酸钡(β -BaB₂O₄, BBO),三硼酸锂(LiB₃O₅, LBO),钛氧磷酸钾(KTiOPO₄, KTP)等.

非线性光学晶体对于激光器基频光的频率变换方法有腔外倍频和腔内倍频两种方式^[3]. 由于谐振腔振荡的基频光有着极高的功率密度,较大的基模体积和稳定的模式,将非线性晶体置于腔内基波最小的腰斑处,具有比腔外倍频高的转换效率,而且倍频后的谐波具有小的发散角及良好的稳定性,人们已利用腔内谐波转换技术,获得了绿光、红光、蓝光、紫光等各种波长的全固态激光器^[4-10]. 要获得较高的谐波转换效率,不仅要求非线性光学晶体有较高的有效倍频系数,谐振腔有较高的基频光功率密度,而且要求晶体必须满足位相匹配条件^[2].

非线性晶体在谐振腔内吸收基频光的辐射,产生频率变换的同时,不可避免的会吸收光能量而发热,从而引起在晶体通光方向局部区域内的温度升高. 在晶体外部环境温度恒定,基频光功率恒定的

条件下,会在晶体内部形成一个稳定分布的热温梯度场. 晶体在其通光方向上的局部区域内的温升,会使得晶体在这一区域内的折射率随之产生局部的不均匀变化,导致原来的位相匹配条件被破坏,严重地影响晶体的谐波转换效率^[3].

本文对连续波激光系统腔内倍频非线性光学晶体的温度场分布进行了理论分析,建立了符合激光系统在实际工作条件下的动态温度场工作模型,并通过热传导方程及非线性晶体的边界条件,利用半解析热分析方法^[11-14]得出了晶体工作在 TEM₀₀ 模式时,晶体内部温度场的精确解,分析了各种参量对温度场分布的影响,得出的结论对连续波腔内倍频激光系统的设计将起到重要的指导作用.

1 非线性晶体温度场的半解析方法

1.1 晶体的热模型

激光二极管泵浦的全固态激光器系统中,腔内倍频的非线性光学晶体一般采用周遍冷却措施,尽量降低晶体中的温升. 用同轴紫铜圆柱壳包裹晶体,用循环水冷却或半导体制冷的方式对铜块进行冷却. 为了保持晶体与铜块的良好热接触,晶体外侧面涂有银粉后再用钢膜包裹后置入冷却套. 晶体冷却装置示意图如图1.

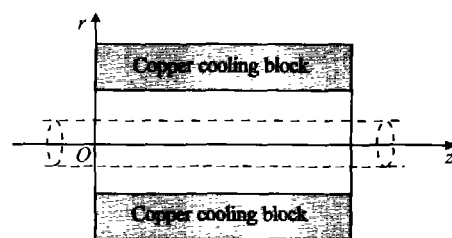


图1 非线性晶体冷却装置示意图
Fig. 1 Schematic diagram of nonlinear crystal cooling equipment

*西安建筑科技大学基础研究基金(02BR08)资助
Tel: 029-82213944 Email: pshi56@suho.com
收稿日期: 2003-05-20

对于晶体实际工作状态分析,建立物理热模型:

1) 热模型中晶体的两个通光端面与空气相接触,从两端面和空气热交换流出的热量远远小于从晶体侧面通过传导流出的热量,因此,可假设晶体的两端面绝热.

2) 假设激光器工作时腔内基频光为 TEM_{00} 模式,平行坐标系的 Z 轴,光强 $I(r)$ 为高斯分布,在其横截面(X - Y 面)上的光场分布具有轴对称性,其柱坐标系中的表达式为

$$I(r) = I_0 e^{-2\frac{r^2}{w_0^2}} \quad (1)$$

3) 通过晶体的基频光光强远大于倍频光光强,则仅计算晶体吸收基频光能量产生的热量,晶体介质对基频光吸收率为 β ,在晶体距中心 r 处的热功率密度为

$$q_v = I(r)\beta \quad (2)$$

4) 晶体侧面采用了冷却装置,侧面温度保持恒定,设定为 u_w . 作为热模型数学处理可设其为 0(相对),得出温度场后,再叠加冷却环境温度 u_w .

5) 由于晶体对基频光的吸收率较小,可忽略由于晶体的吸收引起的基频光能量的衰减,假设其基频光的光强保持不变.

1.2 晶体内部的热传导方程

由于晶体内部有热源,则晶体内部热传导遵守 Poisson 方程^[15]

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{q_v}{\lambda} = 0 \quad (3)$$

式中: q_v 为热功率密度,既单位体积内发热率, λ 为晶体导热系数或称为热导率.

热模型具有轴对称性,基频光光强不变,以及晶体的两端面近似绝热等假设条件下,晶体内部的热流线具有轴对称性,热流沿着径向流出侧面,则热模型中的温度具有轴对称性,温度是 r 的单值函数,即 $u(r, \varphi, z) = u(r)$, 由式(3)得

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{q_v}{\lambda} = 0 \quad (4)$$

1.3 晶体内部温度场的半解析计算

对式(4)积分二次得出晶体内部温度场的通解

$$u = -\frac{1}{\lambda} \int \frac{1}{r} \left(\int \frac{q_v}{r} dr \right) + C_1 \ln r + C_2 \quad (5)$$

式中 C_1 、 C_2 为待定常数.

将热源离散化:基频光光强 $I(r)$ 具有如式(1)所示分布形式,利用式(2)可以计算出半径 r 处的热功率密度为 $q(r)$,利用式(5)计算出半径 r 处,宽度 dr 的圆柱壳热源在热模型中产生的稳定温度场 du ,将不同 r 处圆柱壳热源在热模型中产生的稳定温度场相加,得出 TEM_{00} 模基频光通过晶体时产生的总温度场 u .

热模型中半径为 r 处温度场 u 等于半径 ρ 小于 r 各圆柱壳热源产生的温度场 du_1 之和 u_1 加上半径 ρ 大于 r 各圆柱壳热源产生的温度场 du_2 之和 u_2 , 即 $u = u_1 + u_2$. 由于 u_1 和 u_2 的表达式不同,则必须分别推导 u_1 和 u_2 的表达式. 在推导半径为 r 处温度场的过程中, r 表示待求点的半径, ρ 为圆柱壳的半径.

1.3.1 半径 ρ 处,宽度 $d\rho$ 均匀圆柱壳热源产生的温度场

设晶体半径为 R ,计算半径 ρ 处,宽度 $d\rho$ 均匀圆柱壳热源产生的温度场时,由于所产生的温度场在 $0 < r < \rho$ 区和 $\rho < r < R$ 区内表达式不同,分区分析

1) $0 < r < \rho$ 区

由于该区内无热源, $q_v = 0$. 由式(5)得

$$du_1 = C_1 \ln r + C_2 \quad (0 < r < \rho) \quad (6)$$

边界条件: $r=0$ 处温度有限,则 $C_1 = 0$, 则

$$du_1 = C_2 \quad (0 < r < \rho) \quad (7)$$

2) $\rho < r < R$ 区

由于该区内无热源, $q_v = 0$. 由式(5)得

$$du_2 = C_3 \ln r + C_4 \quad (\rho < r < R) \quad (8)$$

边界条件: $r=R$ 处 $du_2(R) = 0$, 则 $C_4 = -C_3 \ln R$, 则

$$du_2 = C_3 \ln \frac{r}{R} \quad (\rho < r < R) \quad (9)$$

$r=\rho$ 的两边介质相同,由第二类边界条件

$$-\lambda \frac{\partial(du_2)}{\partial r} \Big|_{r=\rho} = f \quad (10)$$

式中 f 为 $r=\rho$ 圆柱面流出的热流密度. 由于热模型具有柱对称性, $r=\rho$ 圆柱面内的热量 dQ 沿径向均匀流出. Z 方向单位长度 $r=\rho$ 圆柱面内的热量 dQ

$$dQ = q_v dV = I\beta 2\pi\rho d\rho \quad (11)$$

则

$$f = \frac{dQ}{S} = \frac{I\beta 2\pi\rho d\rho}{2\pi\rho} = I\beta d\rho \quad (12)$$

由式(10)、(1)得

$$-\lambda \frac{1}{\rho} C_3 = I_0 \beta e^{-2\frac{\rho^2}{w_0^2}} d\rho$$

则

$$C_3 = -\frac{I_0 \beta}{\lambda} e^{-2\frac{\rho^2}{w_0^2}} \rho d\rho \quad (13)$$

将式(13)代入式(9),得

$$du_2 = -\frac{I_0 \beta}{\lambda} e^{-2\frac{\rho^2}{w_0^2}} \rho d\rho \ln \frac{r}{R} \quad (14)$$

在 $r=\rho$ 处 $du_1 = du_2$, 则得

$$du_1 = -\frac{I_0 \beta}{\lambda} e^{-2\frac{\rho^2}{w_0^2}} \rho \ln \frac{\rho}{R} d\rho \quad (15)$$

由式(14)、(15)得出了半径 ρ 处,宽度 $d\rho$ 均匀圆环形热源产生的温度场,如图 2 所示. 从图中可以看出: 1) 在 $0 < r < \rho$ 区内是等温场,其温度值为 C_2 . 2) 在 $\rho < r < R$ 区内其温度值按自然对数 $\ln r/R$ 形式衰

减,其衰减系数为 C_3 .

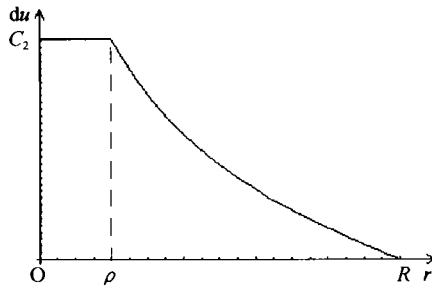


图2 圆柱壳热源产生的温度场
Fig.2 Temperature field distribute of cylindrical shell heat source

1.3.2 TEM₀₀模基频光产生的温度场

TEM₀₀模基频光在 r 处产生的温度场 u 由 $\rho < r$ 圆柱壳热源产生的温度场 u_2 和 $\rho > r$ 圆柱壳热源产生的温度场 u_1 叠加组成,则

$$u = u_2 + u_1 = \int_0^r du_2 + \int_r^R du_1 = -\frac{I_0\beta}{\lambda} \ln \frac{r}{R} \int_0^r e^{-2\frac{\rho^2}{w^2}} \rho d\rho - \frac{I_0\beta R}{\lambda} \int_r^R e^{-2\frac{\rho^2}{w^2}} \ln \frac{\rho}{R} \rho d\rho \quad (16)$$

式(16)为利用半解析方法得出的 TEM₀₀模基频光在晶体热模型中产生的温度场表达式. 计算各点温度数值时,可将半径离散成 $\Delta\rho$ 代替 $d\rho$ 进行数值积分.

2 非线性光学晶体温度场计算及分析

2.1 BBO 非线性光学晶体温度场计算

非线性光学晶体 BBO(偏硼酸钡)由我国中科院福建物质结构所发明,也是迄今为止用于紫外波段波长变换最优良的非线性晶体之一. 并且以其优良的物理和光学特性,广泛地应用于掺 Nd³⁺ 离子、氩离子、染料、钛宝石等各种激光器中,作为二次、三次、四次等谐波的产生. 其中二次谐波产生通常使用的是激光器内腔倍频方式.

谐振腔内基频光束具有 TEM₀₀ 模式下,其光强按高斯分布,腔内功率为 I_m ,光斑腰斑为 w ,则有

$$I_m = \int_0^\infty 2\pi r I_0 e^{-2\frac{r^2}{w^2}} dr \quad (17)$$

得出 $I_0 = I_m / (2\pi \int_0^\infty e^{-2r^2/w^2} r dr)$. BBO 晶体对 1064 nm 波长基频光的吸收率 $\beta = 0.001 \text{ cm}^{-1}$,垂直光轴方向热导率 $\lambda = 1.2 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ [2].

在实际激光器系统设计和应用中,对晶体内部温度场影响的主要因素有:1)腔内振荡的基频光功率的大小;2)腔结构改变引起入射非线性晶体的基频光腰斑大小的改变;3)所选用非线性晶体尺寸的大小;4)非线性晶体周遍冷却温度等. 分析这些因素对晶体内部温度场的影响时,将相关数据带入式(16),变换不同的参量数值,可以进行定量分析,计算出相应的 BBO 晶体内部温度场分布. 下面分别

进行定量分析.

1)腔内振荡基频光功率的影响

取 BBO 晶体半径 R 为 1.5 mm,长度 L 为 15 mm. 入射晶体的基频光斑腰斑 w 为 0.1 mm. 图 3 给出谐振腔内基频光具有不同功率对 BBO 晶体温度分布的影响,其横坐标 r 为距通光中心的距离. 从图 3 中可以得出基频光功率和晶体光轴中心温度成正比,其温度场轮廓相似.

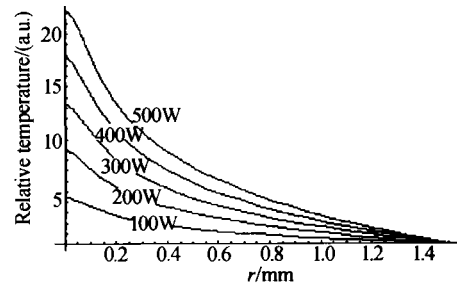


图3 不同腔内功率产生的温度场
Fig.3 Temperature field generated by different power in resonate

2)基频光腰斑大小的影响

取 BBO 晶体半径 R 为 1.5 mm,长度 L 为 15 mm,谐振腔内基频光功率稳定在 400 W. 图 4 给出了谐振腔结构调整后,入射到非线性晶体的基频光腰斑大小改变时,对 BBO 晶体内部温度分布的影响. 从图 4 可以得出基频光腰斑大小仅影响晶体光轴中心附近的温度场,且腰斑越小,光轴中心温度越高.

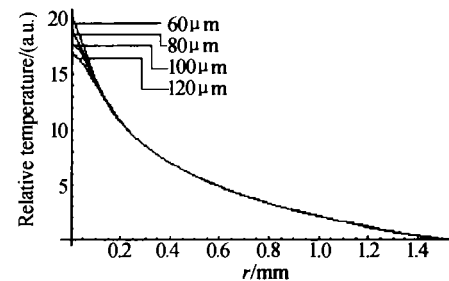


图4 不同基模光斑腰宽产生的温度场
Fig.4 Temperature field generated by different fundamental modes radius

3)非线性晶体尺寸的影响

激光谐振腔内基频光的功率为 400 W 恒定,并且入射非线性晶体的腰斑 0.1 mm 不变情况下,图 5

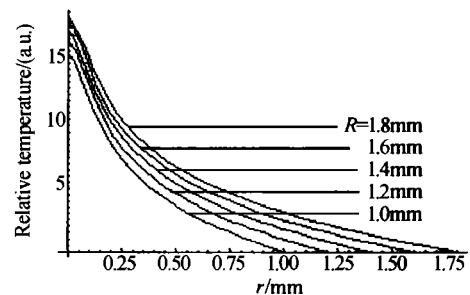


图5 不同晶体半径内的温度场分布
Fig.5 Crystal temperature field distribution with crystal having different radius size

给出了晶体具有不同尺寸时,晶体温度场分布情况.从图 5 中可以得出晶体径向大小和晶体光轴中心温度成正比,其温度场轮廓相似.

4) 周遍冷却温度的影响

晶体采取了强制冷却方式,以降低晶体的温升.取 BBO 晶体半径 R 为 1.5 mm,长度 L 为 15 mm. 谐振腔内基频光功率为 400 W,入射晶体的基频光斑的腰斑 w 为 0.1 mm. 图 6 给出非线性晶体周遍冷却温度不同时晶体内部温度场的情况.从图 6 中可以得出晶体内部温度场随冷却温度升高而整体升高.

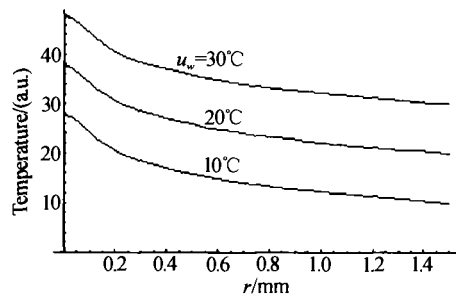


图 6 晶体在冷却温度不同时温度场的分布

Fig. 6 Crystal temperature field distribution with different cooling circumstance temperature

2.2 分析与讨论

1) 得出的温度场计算公式(16)成立的条件是晶体半径 R 远大于基频光腰斑 w , 实际情况大多数是这样的. 当 w 接近晶体半径 R 时(实际情况很少见),有一部分基频光能量未射入晶体,则按实际情况计算 I_0 , 利用式(17)计算晶体腔内基频光功率为 I_m 时积分上限换为 R 即可.

2) 得出的温度场计算公式是在圆柱形晶体模型下推导出的. 对于方柱形晶体模型,在 $R \gg w$ 的情况下(大多数情况),由图 5 知晶体半径 R 对温度场影响不大,可近似使用. 这时的 R 可取晶体方晶面半边长和半对角线的中值近似计算, R 理解为有效半径.

3 结束语

本文利用半解析热分析方法得出了非线性晶体工作在 TEM_{00} 模式下产生温度场的计算公式,为分析、消除、减少这种非均匀温升的影响提供了准确、可靠的基础工作. 所得出的分析计算方法与公式也可以应用到其它具有轴对称形式内热源的其它热模型温度场的计算分析中. 本文对影响晶体内部温度场的各主要参量进行了定量分析,所得到的结果对连续波腔内倍频激光系统的设计将起到指导作用.

参考文献

1 叶佩弦主编. 非线性光学. 北京:中国科学技术出版社, 1999. 1~6

- Ye P X. Nonlinear Optics. Beijing: Chinese Science and Technology Publishing, 1999. 1~6
- 2 干福熹主编. 信息材料. 天津:天津大学出版社, 2000. 537~598
Gan F X. Information Material. Tianjin: Tianjin University Press, 2000. 537~598
- 3 姚建铨著. 非线性光学频率变换及激光调谐技术. 北京:科学出版社, 1995. 69~108
Yao J Q. Technic of nonlinear optical frequency conversion and laser tunable technic. Beijing: Science Press, 1995. 69~108
- 4 He J L, Hou W, Zhang H L, et al. Continuous wave output of 5.5 W at 532 nm by intercavity frequency doubling of an Nd:YVO₄ laser. *Chin Phys Lett*, 1998, **15**(6): 418~420
- 5 He J L, Zhang H L, Hou W, et al. Generation of cw radiation of 273 mW at 671 nm from a diode-pumped intracavity-double Nd:YVO₄ laser. *Chin Phys Lett*, 1998, **15**(5): 343~344
- 6 Kellner T, Heine F, Huber G. Efficient laser performance of Nd:YAG at 946 nm and intracavity frequency doubling with LiJO₃, β -BaB₂O₄, and LiB₃O₅. *Appl Phys (B)*, 1997, **65**: 789~792
- 7 Wu F T, Yang X Ch, Zhu X L, et al. High energy and efficient SHG by using convex-anti-resonant ring unstable resonator Nd:YAP pulsed laser. *Opt Commun*, 1994, **108**(4-6): 329~332
- 8 Fan Y X, Eckardt R C, Byer R L. Visible BaB₂O₄ optical parametric oscillator pumped at 355 nm by a single-axial-mode pulsed source. *Appl Phys Lett*, 1988, **53**(21): 2014~2016
- 9 陈国夫, 杜戈果, 王贤华. LD 泵浦 Nd:YVO₄/KTP/BBO 紫外激光器. 光子学报, 1999, **28**(8): 684~687
Chen G F, Du G G, Wang X H. *Acta Photonica Sinica*, 1999, **28**(8): 684~687
- 10 何京良, 卢兴强, 贾玉磊, 等. BBO 四倍频全固态 Nd:YVO₄ 紫外激光器. 物理学报, 2000, **49**(10): 2106~2108
He J L, Lu X Q, Jia Y L, et al. *Acta Physics Sinica*, 2000, **49**(10): 2106~2108
- 11 John N F, Mengüç M P, Tagavi K A, et al. A semianalytical method to predict printed circuit board package temperatures. *IEEE Trans on CHMT*, 1992, **15**(5): 675~684
- 12 史彭, 陈雅妮, 王占民. 多层圆形组件半解析热分析方法的研究. 电子学报, 2001, **29**(8): 1121~1122
Shi P, Chen Y N, Wang Zh M. *Acta Electronica Sinica*, 2001, **29**(8): 1121~1122
- 13 史彭, 杜磊. 多层微组组件半解析热分析方法的研究. 电子学报, 1997, **26**(8): 88~89
Shi P, Du L. *Acta Electronica Sinica*, 1997, **26**(8): 88~89
- 14 史彭, 陈雅妮, 王占民, 等. 矩形集成电路半解析热分析软件—BJX 热分析软件的研制. 微电子学与计算机,

2002,19(10):38~40

Shi P, Chen Y N, Wang Zh M, et al. *Microelectronics & Computer*, 2002,19(10):38~40

15 张洪济. 热传导. 北京:高等教育出版社,1992. 50~74

Zhang H J. Heat conduction. Beijing: Higher Education Publishing Company, 1992. 50~74

Research of Semi-analytical Thermal Analysis Method of Nonlinear Optical Crystal with Intracavity Double Frequency in Continuous Wave Lasers

Shi Peng¹, Li Long^{1,2,3}, Bai Jintao³, He Huayue¹, Gan Ansheng¹, Li Dongliang¹

1 Faculty of Science, Xi'an University of Architecture & Technology, 710055

2 School of Electronic & Information Engineering, Xi'an Jiaotong University, 710049

3 Institute of Photonics & Photo-Technology, Northwest University, 710069

Received date:2003-05-20

Abstract In continue-wave laser system intracavity double frequency nonlinear optical crystal absorbing fundamental light radiation will generate harmonic wave, at same time will induce crystal interior non-uniform temperature raise. And the thermal phenomena would cause crystal's refractive index non-homogeneous changes, destroyed crystal phase-matching condition, which influenced laser harmonic conversion efficiency. In laser system as mode and boundary condition are very complicated, analytic analysis of temperature field could not be obtained. In CW TEM₀₀ laser system nonlinear optical crystal temperature field distribution is obtained by semi-analytical thermal analysis method, subsequently all kinds of parameter which influenced temperature field distribution are analyzed. All research results will play instructive effect at the optimum design of continuous wave intracavity double frequency laser system.

Keywords Nonlinear optical crystal; Intracavity double frequency lasers; Semi-analytical thermal analysis method TEM₀₀ mode; Temperature field distribution

Shi Peng was born in 1956, in Beijing. He had graduated from Northwest University in 1982. Now, he is a professor of Xi'an University of Architecture & Technology. His major direction is semi-analytical thermal analysis in optics and electronics devices.