



应用于宽带中红外激光产生的啁啾周期极化铌酸锂晶体结构设计及数值模拟

李铭洲 李志远

Structure design and numerical simulation of chirped periodically polarized lithium niobate crystal for broadband mid-infrared laser generation

Li Ming-Zhou Li Zhi-Yuan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 134206 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220016

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220016>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

绝缘体上铌酸锂薄膜片上光子学器件的研究进展

Research progress of photonics devices on lithium-niobate-on-insulator thin films

物理学报. 2020, 69(15): 157801 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200302>

基于II类周期极化铌酸锂波导的通信波段小型化频率纠缠源产生及其量子特性测量

Generation and quantum characterization of miniaturized frequency entangled source in telecommunication band based on type-II periodically poled lithium niobate waveguide

物理学报. 2018, 67(14): 144204 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180329>

低维半导体材料在非线形光学领域的研究进展

Research progress of low-dimensional semiconductor materials in field of nonlinear optics

物理学报. 2020, 69(18): 184211 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200206>

基于等离激元纳米结构非线性响应的超快光开关及脉冲激光器

Ultrafast optical switches and pulse lasers based on strong nonlinear optical response of plasmon nanostructures

物理学报. 2020, 69(18): 189101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200456>

边界对石墨烯量子点非线性光学性质的影响

Effect of edge on nonlinear optical property of graphene quantum dots

物理学报. 2021, 70(5): 057801 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201643>

高效率三倍频产生355 nm皮秒激光的实验研究

Efficient third harmonic generation of 355 nm picosecond laser pulse

物理学报. 2019, 68(12): 124205 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190513>

应用于宽带中红外激光产生的啁啾周期极化 铌酸锂晶体结构设计及数值模拟*

李铭洲¹⁾ 李志远^{1)†}

¹⁾ (华南理工大学物理与光电学院, 广州 510641)

(2022 年 1 月 5 日收到; 2022 年 3 月 17 日收到修改稿)

中红外波段 3—5 μm 激光光源在医疗、基础科学、通信、工业等众多领域都有着重要的应用需求, 而受制于中红外波段的增益介质, 传统的激光产生及放大的方法如再生放大、多程放大、行波放大等已经不适用. 为了产生宽带且高能量的中红外激光, 本文结合准相位匹配技术和啁啾周期极化铌酸锂 (CPPLN) 晶体进行了理论分析. 通过计算分析铌酸锂晶体的色散关系曲线, 对 CPPLN 晶体的结构参数进行设计和调节. 结合非线性耦合波方程组与四阶龙格库塔法对该晶体在 800 nm 激光的抽运下, 与 0.95—1.6 μm 范围内的信号光进行准相位匹配差频转换进行了数值模拟. 研究表明, 在单块 CPPLN 晶体中, 结合准相位匹配技术, 能够高效产生覆盖 1.6—5 μm 的中红外激光. 对 CPPLN 晶体产生中红外激光的理论分析和数值模拟, 能够为进一步的实验探究等提供方案参考和理论支持.

关键词: 非线性光学, 准相位匹配, 啁啾周期极化铌酸锂, 超宽带中红外光源

PACS: 42.65.-k, 42.65.Ky, 42.65.Lm

DOI: 10.7498/aps.71.20220016

1 引言

3—5 μm 波段中红外激光由于覆盖了众多重要分子化学键特征振动峰, 同时还是衰减最小的大气窗口, 在基础研究、生物医疗、光通信、大气探测等方面有着广泛的应用价值^[1,2]. 在中红外波段对应着大多数分子的本征振动跃迁过程所需要的能量, 如氢-氧、氢-氮、氢-碳和硫-氢等分子, 通过简单测定特定的分子在中红外波段的吸收谱, 根据吸收峰的波数位置、峰形状、强度和数目, 即可辨别该分子的结构, 从而确定其所包含基团及化学式. 同时, 中红外激光的单个光子能量低, 相比于 X 射线光子能量, 前者相当于后者的万分之一到千分之一. 这些特点在分子光谱学、大气探测、生物医疗

等领域有重要的基础应用. 此外, 中红外光源的光谱宽度也是相当重要的一项指标, 特别是对于包括傅里叶变换红外光谱学 (FTIR) 以及 micro-FTIR、nano-FTIR 在内的众多应用, 所采用的中红外光源的光谱宽度直接决定了其实际的工作效率与应用范围^[3,4]. 因而, 对宽谱中红外激光光源的研究有着非常急迫的需求.

近几十年来, 通过各种非线性晶体进行激光频率变换引起了广泛关注, 其中扩大激光光谱范围的最流行方案是利用各种二阶非线性光学 (2nd NL) 效应来实现的, 包括二次谐波产生 (SHG)、和频产生 (SFG)、差频产生 (DFG)、光学参量振荡 (OPO) 和放大 (OPA) 过程等^[5–10]. 对于二阶非线性效应, 基于非线性晶体的相位匹配技术, 如双折射相位匹配 (BPM) 或准相位匹配 (QPM)^[11–16], 在过去的

* 国家自然科学基金 (批准号: 11974119)、广东省重点研发项目 (批准号: 2020B010190001)、广东省引进创新创业团队项目 (批准号: 2016ZT06C594) 和国家重点研发项目 (批准号: 2018YFA0306200) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: phzyli@scut.edu.cn

60 年里, 经过无数科研人员的不断研究和开发, 现在已经成为扩大激光波长范围的主要方法^[17–22]. 对于 BPM 方案, 虽然它可以使非线性转换满足相位匹配, 但其带宽受到材料本身折射率色散关系的严重限制. 此外, 在 BPM 方案中, 尽管许多天然非线性晶体在某些特定方向上具有较大的非线性系数, 但这些晶体中的最大有效非线性极化率通常无法使用. 为了克服这些问题, 科研人员对 QPM 技术进行了广泛而深入的探索与开发^[17,20]. 通过使晶体的非线性系数产生周期性、准周期性、非周期性或啁啾周期性的空间调制, 可以在非线性频率转换过程中引入额外的倒易晶格矢量, 以补偿非线性光学过程的相位失配, 实现高性能的激光频率转换和扩展^[23–27]. 此外, 由于 QPM 调制过程的灵活性, 可以使用晶体中非线性极化率最大的方向, 并且可以消除走离效应, 从而大大提高非线性频率转换效率. 值得注意的是, 啁啾周期极化铌酸锂 (CPPLN) 非线性晶体表现出有一定带宽的一系列倒格矢带, 其不仅可用于满足 QPM 技术的宽带 SHG, 还可用于同时产生级联宽带 SHG 和 SFG, 以产生三次谐波 (THG)^[25] 甚至高次谐波 (HHG)^[26]. 这些研究结果也预示着利用 CPPLN 非线性晶体的准相位匹配进行差频产生 (DFG), 以获得超宽带的中红外激光具有很大的潜力.

本文探讨基于 CPPLN 非线性晶体和准相位匹配技术以实现超宽带的中红外激光. 采用中心波长 800 nm 的钛宝石激光器作为抽运光, 差频转换过程的信号光波长为 0.95–1.6 μm , 通过计算差频转换过程中的相位失配, 对 CPPLN 晶体的结构进行设计, 并且通过数值计算得到其产生中红外激光的带宽和转换效率, 并对结果进行了分析. 通过结合耦合波方程组与四阶龙格库塔法, 对准相位匹配 CPPLN 晶体中的差频过程进行了数值模拟, 验证了单块 CPPLN 晶体中同时满足 1.6–5 μm 中红外激光产生的可能性. 本文通过对 CPPLN 晶体产生中红外激光的分析和数值模拟, 能够为利用单块 CPPLN 晶体产生中红外激光的实验研究提供参考, 对于优化设计非线性晶体的结构、实现高效的宽带激光产生有着极大的应用价值.

2 CPPLN 晶体结构设计

为了使 CPPLN 晶体满足准相位匹配条件, 从

而能够获得中红外激光的输出, 我们首先需要对 CPPLN 的晶体结构进行设计. 本文针对 CPPLN 晶体的结构设计方案主要分为以下几点: 1) 确定参与频率转换的激光波长; 2) 根据参与转换激光波长计算差频转换过程的相位失配量; 3) 根据得到的相位失配量计算准相位匹配过程所提供的极化周期; 4) 根据极化周期计算得到铌酸锂晶体的倒格矢分布, 确认其能够满足所需相位失配补偿.

首先, 为了获得中红外激光, 选择差频转换过程中抽运波长为 800 nm, 选取信号光波长范围在 0.95–1.6 μm 之间. 通过计算, 可以知道差频转换过程得到的中红外激光波长范围应该大约在 1.6–5 μm 之间, 如图 1 所示.

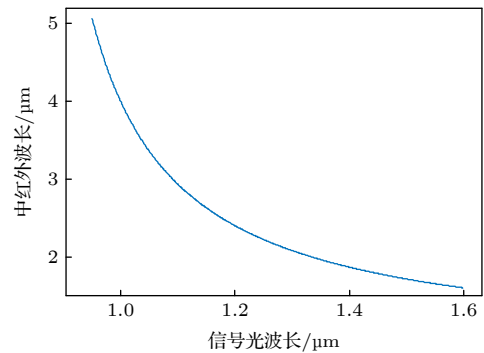


图 1 不同波长信号光差频得到的中红外激光波长
Fig. 1. Mid infrared laser wavelength obtained by optical difference frequency with different signal light wavelengths.

本文定义抽运光波长为 λ_p , 信号光波长为 λ_s , 差频转换产生的中红外激光波长为 λ_i , 则差频转换过程的相位失配量为

$$\Delta k_0 = k_p - k_s - k_i, \quad (1)$$

其中波矢 k_p , k_s , k_i 分别为 $n_p 2\pi/\lambda_p$, $n_s 2\pi/\lambda_s$, $n_i 2\pi/\lambda_i$; n_p , n_s , n_i 分别为对应波长在晶体中的折射率. 则在周期极化铌酸锂 (PPLN) 晶体中, 为了满足准相位匹配条件, 需要对应的极化周期提供的倒格矢为

$$G_m = m \frac{2\pi}{\Lambda_0} = \Delta k_0, \quad (2)$$

其中 m 为准相位匹配阶次, 本文只考虑第一阶准相位匹配的情况, 即 $m = 1$, 则此时极化周期为

$$\Lambda_0 = \frac{2\pi}{\Delta k_0}. \quad (3)$$

为了使极化周期晶体能够补偿一定波长范围内的相位失配条件, 对极化周期引入啁啾, 使其随着传播距离而变化, 此时极化周期为位置的函数:

$$\Lambda(z) = \frac{\Lambda_0}{(1 + D_g \Lambda_0 z)/2\pi}, \quad (4)$$

其中 D_g 为极化周期随着距离变化的啁啾度, Λ_0 为初始极化周期, z 为晶体中激光沿着传播方向经过的位置与入射面的距离. 此时, 极化周期提供的倒格矢为

$$G_m(z) = m \frac{2\pi}{\Lambda(z)}. \quad (5)$$

为了使 CPPLN 晶体能够实现对于这些不同波长的差频过程的能量转换, 计算了在产生不同中红外激光波长下, 差频产生过程需要的相位失配量及其对应所需要的极化周期, 如图 2 所示. 从图 2 可以看到, 相位失配量有一极小值, 此时该极值位置的波长约为 $3.45 \mu\text{m}$. 在该极值波长的两侧, 每一相位失配量均能对应两个中红外激光波长, 因此, 仅需使 CPPLN 晶体提供前半部分所需要的倒格矢带 ($1.6\text{--}3.45 \mu\text{m}$), 则另外一半 ($3.45\text{--}5 \mu\text{m}$) 的相位失配也能够同时得到补偿, 即可同时补偿 $1.6\text{--}5 \mu\text{m}$ 波长范围内的中红外激光产生的相位失配.

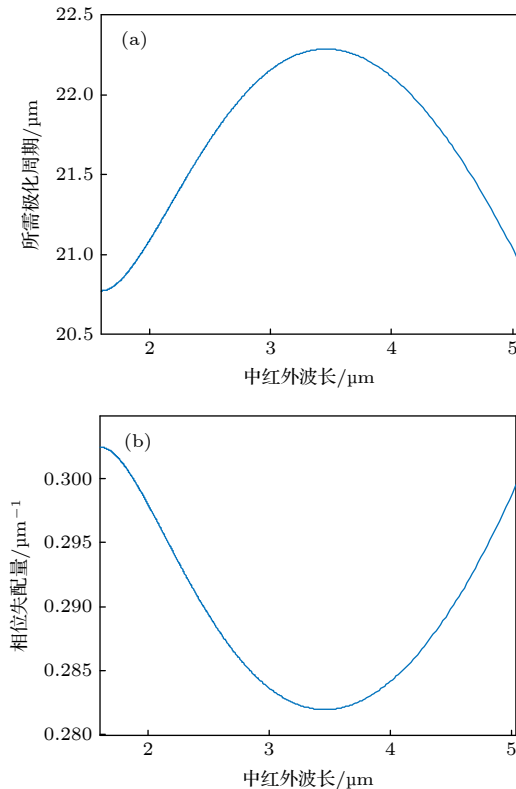


图 2 不同波长中红外激光产生所需要对应的 (a) 极化周期和 (b) 相位失配量

Fig. 2. The corresponding (a) polarization period and (b) phase mismatch required for mid infrared laser generation at different wavelengths.

对于 CPPLN 晶体, 其非线性系数 $\chi^{(2)}(z)$ 在晶体中的分布可以表示为傅里叶变换:

$$\chi^{(2)}(z) = \frac{L}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(2)}(\Delta k) \exp(-i\Delta k z) d(\Delta k), \quad (6)$$

式中, $\chi^{(2)}(\Delta k)$ 为倒格矢空间 Δk 域的傅里叶分量, 则其可以表示为 (6) 式的逆傅里叶变换:

$$\chi^{(2)}(\Delta k) = \frac{1}{L} \int_0^L \chi^{(2)}(z) \exp(i\Delta k z) dz. \quad (7)$$

根据 (7) 式, 可以通过代入不同的结构设计的 $\chi^{(2)}(z)$, 得到设计的 CPPLN 晶体的倒格矢分布.

从图 2 可以看出, 所需的极化周期范围为 $22.3\text{--}20.7 \mu\text{m}$. 为了使 CPPLN 晶体中的极化周期覆盖所需范围, 将其极化周期设置在 $22.5\text{--}20.2 \mu\text{m}$ 范围内. 由于在晶体前端或后端边界处, 可以认为极化周期发生了突变, 则进行傅里叶变化后可能会出现比较大的震荡, 所以设计该极化周期范围略大于所需范围. 为此, 根据 (4) 式, 选取 $\Lambda_0 = 22.5 \mu\text{m}$, $D_g = 1.5 \times 10^{-6} \mu\text{m}^{-2}$, 并根据 (7) 式对得到的 $\chi^{(2)}(z)$ 分布进行傅里叶变换, 得到了该结构的倒格矢分布, 如图 3 所示. 可以看到, 在波长为 $1.6\text{--}5 \mu\text{m}$ 范围内的相位失配可以由 CPPLN 晶体提供的倒格矢得到完全补偿, 并且每一倒格矢能够对应两个波长的相位失配补偿.

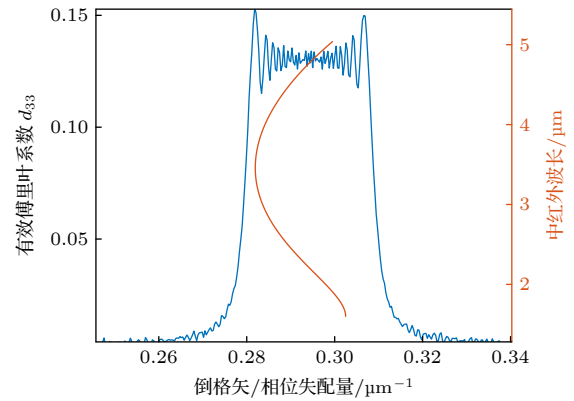


图 3 啁啾周期极化铌酸锂晶体的倒格矢分布与中红外激光产生的相位失配量

Fig. 3. Combined plots of the reverse lattice vector distribution of chirped periodically polarized lithium niobate crystal and phase mismatch of mid infrared laser generation.

3 数值模拟方法

在差频产生的过程中, 通常是高频的抽运光与较低频的信号光之间的差频作用, 产生另一低频的

光波, 如果将该光波定义为中红外光, 则抽运光、信号光、中红外光的频率可以分别表示为 ω_p , ω_s , ω_m . 对于准相位匹配非线性介质中这 3 个光波之间的差频作用过程, 通常可以用非线性耦合波方程组来描述. 在缓变振幅近似下, 方程可以表示为

$$\frac{dE_s}{dz} = \frac{i\omega_s^2}{k_s c^2} \chi^{(2)}(z) E_p E_m^* \exp(-i\Delta k_0 z), \quad (8)$$

$$\frac{dE_m}{dz} = \frac{i\omega_m^2}{k_m c^2} \chi^{(2)}(z) E_p E_s^* \exp(-i\Delta k_0 z), \quad (9)$$

$$\frac{dE_p}{dz} = \frac{i\omega_p^2}{k_p c^2} \chi^{(2)}(z) E_m E_s \exp(-i\Delta k_0 z), \quad (10)$$

其中, E_p , E_s , E_m 分别为抽运光、信号光、中红外光波的电场振幅, c 为光速. 对于耦合波微分方程组 (8)–(10), 只需要将晶体结构对应的 $\chi^{(2)}(z)$ 代入, 即可用于求解非线性晶体中的三波耦合过程.

由耦合波方程组 (8)–(10) 可以看出, 在非线性介质中, 由于二阶非线性相互作用的影响, 不同频率的光波之间会发生能量交换, 这一交换遵循曼丽-罗关系 (Manley-Rowe). 曼丽-罗关系可以表达为

$$N_{\omega_s} - N_{\omega_m} = \text{Const.} \quad (11)$$

$$N_{\omega_s} + N_{\omega_p} = \text{Const.} \quad (12)$$

$$N_{\omega_s} + N_{\omega_p} = \text{Const.} \quad (13)$$

其中 N_{ω_p} , N_{ω_s} , N_{ω_m} 分别为各个频率的光子平均通量. 该关系表明, 一个频率为 ω_p 的抽运光子湮灭时, 会对应产生 2 个频率分别为 ω_s , ω_m 的光子; 而反过来, 当 2 个频率分别为 ω_s , ω_m 的光子湮灭时, 也会产生一个频率为 ω_p 的光子. 根据这一关系, 能够得到在非线性介质中抽运光转移到中红外光的最大能量, 即理论上最大的转换效率, 该效率与参与作用的光波频率有关.

为了对微分方程组 (8)–(10) 进行数值求解, 使用了四阶龙格库塔法 (Runge-Kutta). 龙格库塔法是一种广泛应用于工程上的微分方程求解算法, 对于给定初值的微分方程:

$$y' = f(t, y), \quad y(t_0) = y_0, \quad (14)$$

则利用四阶龙格库塔法, 给出如下公式:

$$y_{n+1} = y_n + \frac{h}{6} (k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4), \quad (15)$$

其中:

$$k_1 = f(t_n, y_n),$$

$$k_2 = f\left(t_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{h}{2} k_1\right),$$

$$k_3 = f\left(t_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{h}{2} k_2\right),$$

$$k_4 = f(t_n + h, y_n + h k_3), \quad (16)$$

式中 h 为每一求解步的步长. 则由 (15) 和 (16) 式, 可以将龙格库塔法扩展到 N 元微分方程组的情况, 此时 y_p , k_i 将扩展为 N 维列向量.

下面结合耦合波方程组与龙格库塔法, 应用于 CPPLN 晶体中的差频过程. 对于 CPPLN 晶体, 其二阶非线性极化率 $\chi^{(2)}(z)$ 的大小为 27.2 pm/V. 现在假设输入的抽运光与信号光的波长分别为 800 nm 和 1000 nm, 其光场振幅大小分别设置为 3×10^7 V/m 和 10^7 V/m. 此时对应差频产生的中红外激光波长为 4 μ m, 初始输入电场为 0. 该差频过程中, 需要非线性晶体提供的相位失配量为 $\Delta k = 2.84 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$, 则对应的极化周期为 22.11 μ m. 利用第 2 节计算得到的 CPPLN 晶体结构, 即极化周期沿着晶体内激光传播方向从 22.5 μ m (0 mm 的位置) 减小至 20.2 μ m (20 mm 的位置), 则满足相位失配补偿所需的极化周期 22.11 μ m 在晶体中对应的位置为 6 mm, 此时该差频过程的相位失配能够得到完全补偿. 将极化周期结构对应的 $\chi^{(2)}(z)$ 代入式 (8)–(10), 并在 Matlab 软件中利用龙格库塔法对其进行求解, 可得到计算仿真结果如图 4 所示, 即在晶体中传播时各个波长激光的能量变化趋势. 可以看到, 在晶体中约 5 mm 处开始, 3 个激光开始产生明显的能量转换, 这说明准相位匹配开始

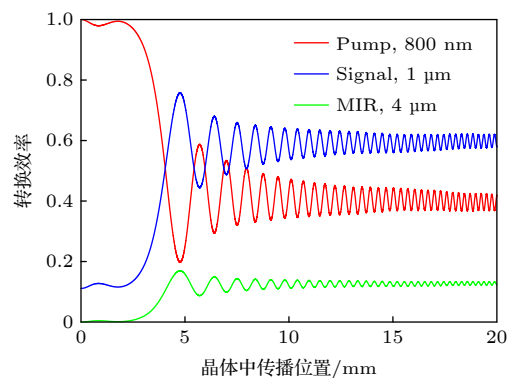


图 4 准相位匹配过程中非线性晶体内部各光波的光场随着相互作用距离的演化

Fig. 4. In the process of quasi phase matching, the light field of each light wave in the nonlinear crystal evolves with increase of the interaction distance.

发生作用,与极化周期对应的位置吻合,证明了该方法的正确性.而随着转换距离的增大,由于晶体提供的倒格矢不再补偿相位失配,能量在光波之间的转移逐渐减小,最终趋于稳定.最终,波长为 $4\text{ }\mu\text{m}$ 的中红外激光在出射晶体时的转换效率为 12.6%.

4 仿真结果

为了验证前面设计的 CPPLN 晶体产生中红外激光的性能,我们模拟了不同波长信号光与 800 nm 抽运光在晶体中差频的转换效率.仿真实验中,我们利用了 Matlab 软件,通过编写四阶龙格-库塔法,对准相位匹配差频过程的耦合波方程组 (8)—(10) 进行求解.首先,设置 800 nm 抽运光的输入电场强度为 $3 \times 10^7\text{ V/m}$,对应的功率密度为 0.12 GW/cm^2 ,设置信号光中心波长位于 $0.95\text{—}1.6\text{ }\mu\text{m}$ 范围内,每一单波长信号光输入电场强度均假设为 10^7 V/m ,对应的功率密度为 13.26 GW/cm^2 .铌酸锂晶体的非线性系数为 27.2 pm/V ,晶体长度 L 设置为 2 cm .另外,根据 Sellmeier 色散公式^[28]对铌酸锂晶体中不同波长的折射率进行计算.CPPLN 晶体中差频转换过程示意图如图 5 所示,其中入射抽运光与信号光均为 e 光,铌酸锂晶体为 z 向切割,晶体中的极化结构沿着激光传播的方向.

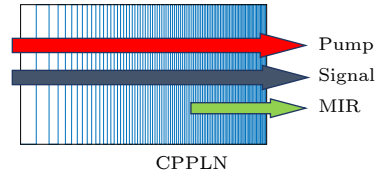


图 5 CPPLN 晶体中差频转换过程示意图

Fig. 5. Schematic diagram of differential frequency conversion process in CPPLN crystal.

对于前面设计的铌酸锂晶体,极化周期随着传播距离从 $22.5\text{—}20.2\text{ }\mu\text{m}$ 变化,根据图 3 可以看出其理论上能够保证 $1.6\text{—}5\text{ }\mu\text{m}$ 中红外激光的有效产生.采用四阶龙格-库塔法对啁啾周期极化铌酸锂晶体中的差频产生进行了求解,图 6 所示为在晶体中随着激光的传播位置不同,各个波长的中红外激光的转换效率.

从图 6 可看到,随着激光在晶体中传播距离的不同,CPPLN 晶体能够提供的倒格矢带也不同,并且随着传播距离越长,相应的转换带宽也越宽.如图 6(a) 所示,当晶体长度仅为 2 mm 时,由于晶体较短,相应的倒格矢带也较窄,此时基本无法满足各波长产生的相位失配补偿,因而整体转换效率较低.如图 6(b) 所示,此时激光在晶体中的传播距离为 5 mm ,晶体的有效转换带宽已经展宽至 $2.8\text{—}4.2\text{ }\mu\text{m}$.如图 6(c) 所示,随着激光传播距离增大到 10 mm ,中红外激光的转换带宽有着明显的展宽,

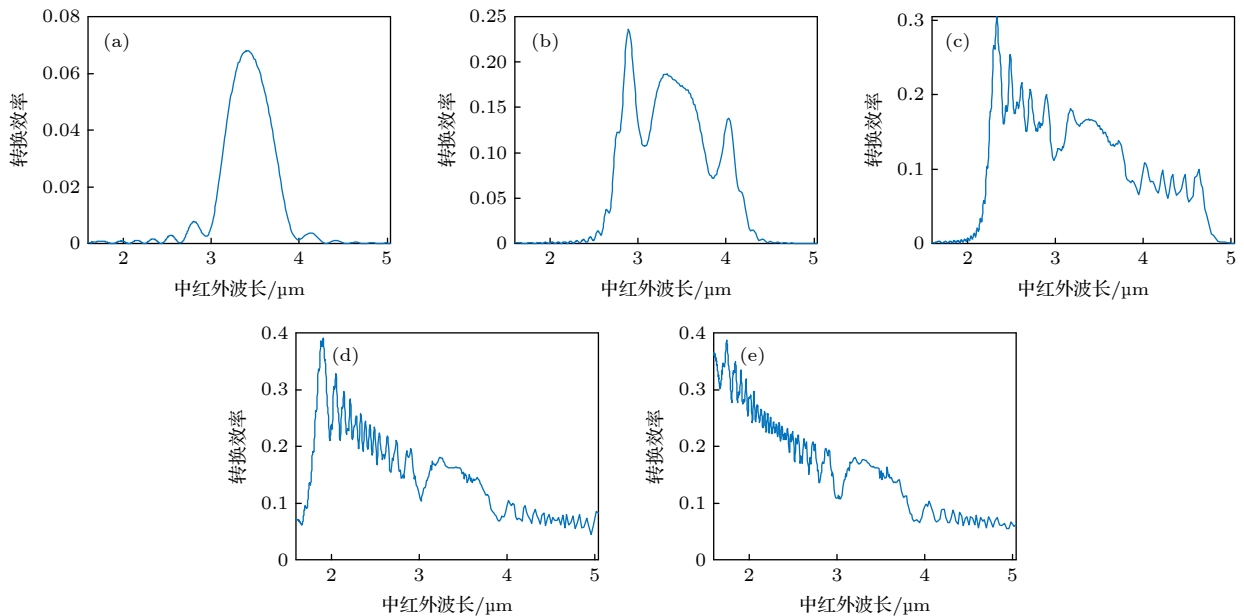


图 6 中红外激光在 CPPLN 晶体中不同位置的转换效率 (a) 2 mm ; (b) 5 mm ; (c) 10 mm ; (d) 15 mm ; (e) 20 mm

Fig. 6. The conversion efficiency of mid infrared laser at: (a) 2 mm ; (b) 5 mm ; (c) 10 mm ; (d) 15 mm ; (e) 20 mm of the CPPLN crystal.

此时晶体的有效转换带宽扩展为 $2.2\text{--}4.8\text{ }\mu\text{m}$. 如图 6(d) 和 (e), 随着激光传播距离的进一步增大, 晶体的有效转换带宽扩展程度逐渐减小, 最终覆盖了 $1.6\text{--}5\text{ }\mu\text{m}$ 波段. 值得注意的是, 不同晶体长度的转换效率均出现了不同程度的锯齿状波动, 这是由于极化周期对应的倒格矢分布是具有一定的锯齿状波动的 (如图 3 所示), 这就导致晶体中的等效非线性系数也出现相同的波动, 从而导致中红外激光的转换效率出现类似的锯齿状波动. 而在如图 3 所示的倒格矢分布中, 在倒格矢大小为 $0.283\text{ }\mu\text{m}^{-1}$ 的位置, 对应的有效傅里叶系数大小为一极小值, 这一位置提供的倒格矢补偿的相位失配量同时对应 $3\text{ }\mu\text{m}$ 及 $4\text{ }\mu\text{m}$ 的中红外激光产生, 因此, 在转换过程中这两波长对应的等效非线性系数较低, 这就导致 $3\text{ }\mu\text{m}$ 和 $4\text{ }\mu\text{m}$ 的转换效率均较低. 另外, 图 6 展现出了差频阈值与 CPPLN 晶体长度的关系, 这是由于当晶体长度较短时, 其极化周期范围就较小, 则对应的倒格矢带也就比较窄, 则此时倒格矢带能够支持的中红外激光转换带宽也就较短. 因此, 差频阈值与晶体长度相关, 并且晶体越长则差频的转换带宽也就越宽. 进一步可以看出, 在晶体中不同波长的中红外激光产生的位置是不同的, 这也与极化周期的分布相对应.

图 7 为激光传播到晶体中所有位置时的转换效率. 从图 7 可以看出, 该 CPPLN 晶体结构能够支持中红外波段的产生, 并且随着波长的减小, 中红外激光的转换效率逐渐增大. 出现转换效率随着波长减小而增大的现象, 是由于在差频转换过程中, 满足能量守恒 $\hbar\omega_p = \hbar\omega_s + \hbar\omega_m$, 即一个频率为 ω_p 的抽运光子湮灭时, 会对应产生 2 个频率分别为

ω_s, ω_m 的光子. 由于激光的频率与波长成反比, 而频率越高则光子能量越大, 所以当红外激光的波长越长, 则对应的光子能量越低, 此时从抽运光获得的能量也就越低, 最终导致中红外激光的转换效率随着波长的增大而减小. 通过对图 7 的数值仿真结果与图 3 的倒格矢分布进行对比, 可以看出, 对于不同波长的中红外激光在 CPPLN 晶体中开始转换的位置, 与晶体中该位置的极化周期对应的倒格矢相关, 即当该倒格矢满足对应波长的相位失配补偿时, 中红外激光开始在 CPPLN 晶体中产生.

5 结 论

本文基于非线性光学差频过程的准相位匹配技术, 对 CPPLN 晶体中差频产生宽带中红外激光进行了结构设计和模拟计算. 为了使铌酸锂晶体能够为中红外激光的产生提供足够宽的带宽, 首先对 CPPLN 晶体的结构进行了设计, 使其极化周期在晶体中激光入射到出射位置由 $22.5\text{ }\mu\text{m}$ 减少至 $20.2\text{ }\mu\text{m}$. 其次, 在以抽运光波长为 800 nm , 信号光波长为 $0.95\text{--}1.6\text{ }\mu\text{m}$ 的条件下对差频转换进行计算, 得出在设计 CPPLN 晶体中, 可以满足这个波段范围内的相位失配补偿, 从而能够产生 $1.6\text{--}5\text{ }\mu\text{m}$ 范围内的中红外激光. 为了求解激光在晶体中准相位匹配的转换过程, 我们通过将铌酸锂晶体的啁啾极化周期对应的非线性系数分布代入耦合波方程组, 并且结合四阶龙格库塔法, 对非线性晶体中的非线性耦合波方程组进行求解. 数值模拟表明, 根据我们设计的 CPPLN 晶体, 其提供的倒格矢能够满足在单块晶体中产生 $1.6\text{--}5\text{ }\mu\text{m}$ 范围内的中红外激光, 每一波长在晶体中的产生位置与倒格矢分布 (即啁啾极化周期分布) 有关, 当极化周期对应的倒格矢满足相位失配补偿时, 对应的中红外激光能够有明显的能量转换. 另外, 由于受到曼丽-罗关系的限制, 随着中红外激光波长的减小, 晶体中激光的转换效率增大. 通过以上的数值模拟计算结果, 能够为单块 CPPLN 晶体产生中红外激光的实验研究提供参考, 为优化、设计非线性晶体的结构, 实现高效的中红外宽带激光产生积累理论经验, 从而满足医疗、基础科学、通信、工业等众多领域的应用需求 [29].

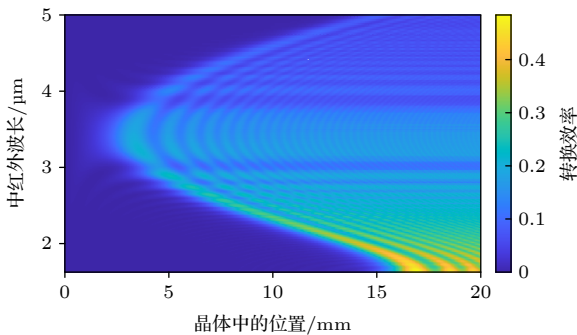


图 7 不同波长中红外激光在 CPPLN 晶体中所有位置的转换效率

Fig. 7. The conversion efficiency of mid infrared laser with different wavelengths at all positions in CPPLN crystal.

参考文献

- [1] Ren T W, Wu C T, Yu Y G, Dai T Y, Chen F, Pan Q K 2021 *Appl. Sci.* **11** 11451
- [2] Du Z H, Zhang S, Li J Y, Gao N, Tong K B 2019 *Appl. Sci.* **9** 338
- [3] Pan Q K 2015 *Chin. Opt.* **8** 557
- [4] Qian J Y, Peng Y J, Li Y Y, Li W K, Feng R Y, Shen L Y, Leng Y X 2021 *Infrared Laser Engineer.* **50** 20210456 (in Chinese) [钱俊宇, 彭宇杰, 李妍妍, 黎文开, 冯壬誉, 沈丽雅, 冷雨欣 2021 *红外与激光工程* **50** 20210456]
- [5] Maiman T H 1960 *Nature* **187** 493
- [6] Franken P A, Hill A E, Peters C W, Weinreich G 1961 *Phys. Rev. Lett.* **7** 118
- [7] Ghimire S, Reis D A 2019 *Nat. Phys.* **15** 10
- [8] Armstrong J A, Bloembergen N, Ducuing J, Pershan P S 1962 *Phys. Rev.* **127** 1918
- [9] Shen Y R 1984 *The Principles of Nonlinear Optics* (New York: Wiley)
- [10] Masters B R, Boyd R W 2009 *Nonlinear Optics* (3rd Ed.) (Academic Press)
- [11] Markov A, Mazhorova A, Breitenborn H, Bruhacs A, Clerici M, Modotto D, Jedrkiewicz O, Trapani di P, Major A, Vidal F, Morandotti R 2018 *Opt. Express* **26** 4448
- [12] Ishizuki H, Taira T, Kurimura S, Ro J H, Cha M 2003 *Jpn. J. Appl. Phys.* **42** L108
- [13] Lin L L, Li Z Y, Ho K M 2003 *J. Appl. Phys.* **94** 811
- [14] Li J J, Li Z Y, and Zhang D Z 2008 *Phys. Rev. B* **77** 195127
- [15] Vidal X, Martorell J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 013902
- [16] Sheng Y, Dou J, Ma B, Cheng B, Zhang D 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 011101
- [17] Suchowski H, Oron D, Arie A, Silberberg Y 2008 *Phys. Rev. A* **78** 063821
- [18] Margules P, Moses J, Suchowski H, Porat G 2021 *J. Phys. Photonics* **3** 022011
- [19] Chen B Q, Zhang C, Liu R J, Li Z Y 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 151106
- [20] Arie A, Voloch N, Periodic 2010 *Laser Photonics Rev.*, 4 355. Zhang Y, Sheng Y, Zhu S N, Xiao M, Krolikowski W 2021 *Optica* **8** 372
- [21] Vyunishev A M, Arkhipkin V G 2020 *Laser Phys.* **30** 045401
- [22] Chen B Q, Hong L H, Hu C Y, Zhang C, Liu R J, Li Z Y 2018 *J. Opt.* **20** 034009
- [23] Hu C Y, Li Z Y 2017 *J. Appl. Phys.* **121** 123110
- [24] Chen B Q, Ren M L, Liu R J, Zhang C, Sheng Y, Ma B Q, Li Z Y 2014 *Light Sci. Appl.* **3** e189
- [25] Chen B Q, Zhang C, Hu C Y, Liu R J, Li Z Y 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 83902
- [26] Chen B Q, Hong L H, Hu C Y, Li Z Y 2021 *Research* **2021** 1
- [27] Zelmon D E, Small D L, Jundt D 1997 *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 3319
- [28] Deng C G, Ye L X, He C J, Xu G S, Zhai Q X, Luo H S, Liu Y W, Bell A J 2021 *Adv. Mater.* **33** 2103013

Structure design and numerical simulation of chirped periodically polarized lithium niobate crystal for broadband mid-infrared laser generation^{*}

Li Ming-Zhou¹⁾ Li Zhi-Yuan^{1)†}

¹⁾ (School of Physics and Optoelectronics, South China University of Technology, Guangzhou 510641, China)

(Received 5 January 2022; revised manuscript received 17 March 2022)

Abstract

Mid-infrared band 3–5 μm laser light source has important applications in many fields such as medical treatment, basic science, communication, and industry. Owing to the limitation to available efficient gain media in the mid-infrared band, the traditional methods of generating and amplifying lasers, such as regenerative amplification, are no longer applicable. In order to produce broadband and high-energy mid-infrared laser, in this work we combine quasi-phase matching technology and chirped periodically polarized lithium niobate (CPPLN) crystal for theoretical analysis and numerical design. The second-order nonlinear difference-frequency generation (DFG) process is used to implement the generation of mid-infrared laser via CPPLN. In the differential frequency process, the pump light used is 800 nm in wavelength and the wavelength range of signal light is 0.95–1.6 μm . By calculating the dispersion curve of CPPLN crystal, the phase mismatch of difference frequency generation processes with different light signals is obtained. Under the condition of quasi-phase matching, the CPPLN with deliberately poling structures is designed and used to provide phase mismatch compensation in a broad bandwidth. The designed structure can meet the generation of mid infrared laser in a 1.6–5 μm band according to the numerical simulations. The conversion efficiencies of mid-infrared laser with different wavelengths at different positions in the crystal are obtained by using nonlinear coupled wave equations and fourth-order Runge-Kutta method. The results show that the mid-infrared laser in a wavelength range of 1.6–5 μm can be produced efficiently in a single CPPLN crystal, with an average conversion efficiency of about 15%. The theoretical analysis and numerical simulation for the designed CPPLN crystal can provide good schematic reference and theoretical support for further experimental exploration on generation of mid-infrared laser.

Keywords: nonlinear optics, quasi phase matching, chirped periodically polarized lithium niobate, ultra-broadband mid infrared light source

PACS: 42.65.-k, 42.65.Ky, 42.65.Lm

DOI: 10.7498/aps.71.20220016

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11974119), Science and Technology Project of Guangdong, China (Grant No. 2020B010190001), Guangdong Innovative and Entrepreneurial Research Team Program (Grant No. 2016ZT06C594), and National Key R&D Program of China (Grant No. 2018YFA0306200).

[†] Corresponding author. E-mail: phzyli@scut.edu.cn