

利用域排列算法设计铌酸锂晶体实现 $3\ \mu\text{m}$ 中红外波段频域纯态单光子源

张晨涛 石小涛 朱文新 朱金龙 郝向英 金锐博

Preparation of spectrally pure single-photon source at $3\ \mu\text{m}$ mid-infrared band from lithium niobate crystal with domain sequence algorithm

Zhang Chen-Tao Shi Xiao-Tao Zhu Wen-Xin Zhu Jin-Long Hao Xiang-Ying Jin Rui-Bo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 204201 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220739

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220739>

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

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

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

物理学报. 2022, 71(13): 134206 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220016>

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>

基于铌酸锂双折射晶体的皮秒拍瓦激光系统光谱整形

Spectral shaping of picosecond petawatt laser system based on lithium niobate birefringent crystal

物理学报. 2021, 70(8): 084202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201719>

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>

基于铋纳米片可饱和吸收被动调 Q 中红外单晶光纤激光器

Bismuth nanosheets based saturable-absorption passively Q -switching mid-infrared single-crystal fiber laser

物理学报. 2020, 69(18): 184205 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200337>

铜铁镁三掺铌酸锂晶体的第一性原理研究

First-principles study of Cu:Fe:Mg:LiNbO₃ crystals

物理学报. 2020, 69(5): 054205 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191799>

利用域排列算法设计铌酸锂晶体实现 3 μm 中红外波段频域纯态单光子源*

张晨涛 石小涛 朱文新 朱金龙 郝向英[†] 金锐博[‡]

(武汉工程大学, 光学信息与模式识别湖北省重点实验室, 武汉 430205)

(2022 年 4 月 18 日收到; 2022 年 5 月 17 日收到修改稿)

中红外波段的单光子源对于下一代量子传感、量子通信和量子成像的研究非常重要. 目前常用的产生中红外单光子源的方法是基于周期极化铌酸锂 (periodically poled lithium niobate, PPLN) 自发参量下转换过程. 但是, 基于普通 PPLN 制备的单光子源频域纯度不高, 最高值只有 0.82 左右, 会影响量子信息处理方案的保真度. 本文利用域设计理论对 30 mm 长铌酸锂晶体的 4000 个域进行了定制化排列, 消除了相位匹配函数中的旁瓣, 获得了高斯型的分布. 计算得到的单光子源的频域纯度可达 0.99, 可调谐范围为 2.7—3.3 μm . 该定制极化铌酸锂 (customized poled lithium niobate, CPLN) 有望为中红外波段量子信息研究提供性能优异的单光子光源.

关键词: 铌酸锂晶体, 极化周期设计, 中红外波段, 量子光源

PACS: 42.50.Dv, 42.65.Lm, 03.65.Ud

DOI: 10.7498/aps.71.20220739

1 引言

近年来, 量子信息科学与技术发展突飞猛进, 已经成为新一轮科技革命和产业变革的前沿领域^[1-3]. 单光子源是量子信息处理的载体, 也是实现量子传感、量子通信、量子成像等量子技术的基础资源. 特别是, 中红外波段的单光子光源, 对于下一代的量子传感和量子成像研究非常重要. 在生物和医学领域, 中红外波段的单光子源可用于超低光下的气体传感、医学成像^[4,5]和生物样本成像^[6]; 在军事领域, 可以在大气通信窗口实现低损耗的自由空间量子安全通信^[7,8]和目标定位的量子激光雷达^[9,10]; 在材料研究领域, 可在少光子状态下检测化学样品^[11].

目前产生中红外波段单光子源的主要方法是自发参量下转换 (spontaneous parametric down

conversion, SPDC). 周期极化铌酸锂 (periodically poled lithium niobate, PPLN) 是常用的 SPDC 晶体. 文献 [12] 利用激光脉冲在 PPLN 波导中实现了 650 nm \rightarrow 780 nm + 3950 nm 的 SPDC 过程, 制备了 3.9 μm 中红外单光子源. 文献 [13] 用 1550 nm 的连续光泵浦 PPLN 晶体, 通过 SPDC 过程产生了 2890 nm 的信号光和 3343 nm 的闲频光. 文献 [14] 挑选了包括 PPLN 在内的 6 种非线性晶体, 在理论上研究了如何利用它们的 SPDC 转换过程制备中红外的单光子源. 文献 [15] 在实验上利用 1045 nm 的飞秒泵浦光激发 PPLN 晶体 (0 型相位匹配, 长度为 1 mm), 在 2090 nm 处产生了偏振纠缠光子对, 并使用超导纳米线单光子探测器进行了探测. 文献 [16] 通过调控双光子的频谱分布研究了 PPLN 掺杂晶体的 SPDC 过程, 发现通过掺杂不同元素、调节掺杂浓度, 可以调控中红外双光子态的群速度匹配条件和相位匹配条件.

* 国家自然科学基金 (批准号: 12074299, 91836102, 11704290) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: xyhao.321@163.com

[‡] 通信作者. E-mail: jin@wit.edu.cn

在上述研究工作中,人们普遍使用 PPLN 晶体制备中红外波段的量子光源.但是用普通 PPLN 晶体获得的频域纯度不高,最高值只有 0.82^[16-19].频域纯度是基于 SPDC 过程制备的单光子源的重要指标^[20],这一低纯度值会制约独立光源之间量子干涉的可见度,进而影响量子信息处理方案的保真度^[21].要解决这一问题,通常需要添加带通滤光片来抑制光谱关联特性以提高纯度和干涉可见度.但是滤波会导致光源的宣布效率和光源亮度降低^[22].为了解决这一问题,一个非常有效的方法是对晶体极化周期进行定制化设计,通过改变晶体的极化结构,消除晶体相位匹配函数 (phase matching function, PMF) 中的旁瓣,实现频率无关联的双光子态,进而制备频域高纯度的单光子源.前人已经在 1550 nm 波段的磷酸钛氧钾 (KTP) 晶体中做了大量的极化周期的优化工作,总体可以分为 3 个方面. 1) 在极化阶数 (poling order) 的优化方面: 2011 年,文献 [23] 首次提出对 KTP 的极化阶数进行优化设计并进行了实验验证; 2021 年,文献 [24] 也在实验上对 KTP 的极化阶数进行了优化,获得了更高的干涉可见度. 2) 在占空比 (duty cycle) 的优化方面: 2013 年,文献 [25] 提出对 KTP 极化周期的占空比进行设计,并于 2017 年在实验上进行了验证^[26]; 2019 年,文献 [27] 提出使用基于机器学习框架的 Adam 算法对占空比进行深度优化. 2022 年,文献 [28] 提出使用粒子群算法对占空比进行深度优化. 3) 在域排列顺序 (domain sequence) 的优化方面: 2016 年,文献 [29] 提出对域的排列顺序以双域块为单位进行优化; 同年,文献 [30] 提出利用模拟退火算法对单域块顺序进行随机排列实现优化; 2017 年,文献 [31] 在理论上提出以亚相干长度 (如 1/10 个域块长度,注: 一个域块是一个相干长度) 为单位进行优化排列,可以实现更高的纯度,并随后在实验上进行了验证^[32,33]. 特别值得一提的是, 2020 年“九章”量子计算机采用的也是 1550 nm 波段定制周期的 KTP 晶体,而不是普通的周期极化 KTP (PPKTP)^[34].

上述优化工作极大地提高了光源的频域纯度.但是这些工作大都集中在 PPKTP 晶体,且集中在 1550 nm 波段.倘若换到中红外波段,PPKTP 晶体则不再适用,因为其不再满足群速度匹配条件.因此,必须为中红外波段寻找新的晶体进行重新设计.本文利用周期极化设计方法,对铌酸锂

(LN) 晶体域的极化方向进行了定制化设计,获得了 0.99 的单光子频域纯度,本工作有望为中红外波段的量子信息研究提供性能优异的量子光源.

2 理论

在 SPDC 过程中,一个频率较高的泵浦光子 (pump photon) 入射在非线性光学晶体上,产生一对频率较低的光子,这对光子通常被称为信号光 (signal photon) 和闲频光 (idler photon),合称为双光子 (biphoton). 下转换光的联合光谱振幅 (joint spectral amplitude, JSA) 由 PMF 和泵浦包络函数 (pump-envelope function, PEF) 的乘积给出^[20,35,36], 即

$$f(\omega_s, \omega_i) = \phi(\omega_s, \omega_i) \times \alpha(\omega_s, \omega_i), \quad (1)$$

其中, PEF 由泵浦光的频谱分布决定,通常取值为高斯函数. PMF 由晶体的特性决定. 对于周期极化晶体而言, PMF 可以表示为

$$\begin{aligned} \phi(\Delta k) &= \int_0^L \exp(i\Delta k z) dz \\ &= L \operatorname{sinc} \left(\frac{\Delta k L}{2} \right) \exp \left(\frac{i\Delta k L}{2} \right), \end{aligned} \quad (2)$$

其中, L 为晶体长度,相位失配 Δk 的定义为

$$\Delta k = 2\pi \times \left[\frac{n_p(\lambda_p)}{\lambda_p} - \frac{n_s(\lambda_s)}{\lambda_s} - \frac{n_i(\lambda_i)}{\lambda_i} - \frac{1}{\Lambda} \right], \quad (3)$$

其中, $n_{p(s,i)}$ 和 $\lambda_{p(s,i)}$ 分别为泵浦光 (信号光, 闲频光) 的折射率和波长, Λ 为极化周期. 值得注意的是, (2) 式中的 sinc 函数存在旁瓣 (sidelobes), 会极大降低单光子态的纯度,严重影响其在量子信息中的应用^[16]. 为了提高纯度,可以对晶体的极化周期进行定制化设计. 设计的原理如图 1 所示^[29].

首先给定一个高斯型的 PMF 作为目标函数 $\phi_{\text{target}}(k)$, 如图 1(a) 所示. 即

$$\phi_{\text{target}}(k) = \exp \left[-\frac{\sigma^2}{2} (k - k_0)^2 \right], \quad (4)$$

其中, σ 表示 PMF 的宽度, $k = k_p - k_s - k_i$, $k_0 = 2\pi/\Lambda$. 对 $\phi_{\text{target}}(k)$ 做傅里叶逆变换 (IFT), 从频域转换到空间域, 得到晶体在空间的 PMF $\Phi_{\text{target}}(z)$:

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{target}}(z) &= \text{IFT}[\phi_{\text{target}}(k)] \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \left(-\frac{z^2}{2\sigma^2} \right) \exp(i\Delta k_0 z). \end{aligned} \quad (5)$$

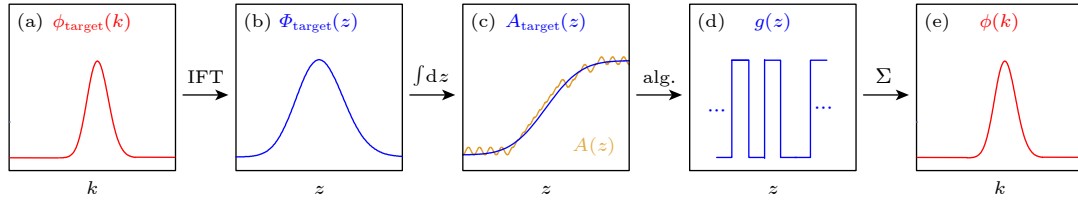


图 1 定制极化晶体的设计原理图

Fig. 1. Principle of designing a customized poling crystal.

然后对 $\Phi_{\text{target}}(z)$ 的振幅项 $\frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma^2}\right)$ 先移位再积分得到目标光场振幅函数 $A_{\text{target}}(z)$:

$$\begin{aligned} A_{\text{target}}(z) &= 2C \int_0^z \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left[-\frac{(z' - L/2)^2}{2\sigma^2}\right] dz' \\ &= C \left[\text{erf}\left(\frac{L}{2\sqrt{2\pi\sigma}}\right) - \text{erf}\left(\frac{L - 2z}{2\sqrt{2\pi\sigma}}\right) \right], \quad (6) \end{aligned}$$

其中 C 为比例系数. 极化晶体中光场振幅函数 $A(z)$ 可以写为

$$A(z) = \sum_{j=1}^{z/L_c} g[j] \frac{\exp(ijk_0 L_c) [\exp(-ik_0 L_c) - 1]}{k_0}, \quad (7)$$

其中, $L_c = L/2$, $g[j]$ 取 1 或 -1, 表示晶体中第 j 个域的极化方向. 将 $A_{\text{target}}(z)$ 和 $A(z)$ 进行对比, 利用域排列算法 (参见附录), 可得出晶体的极化分布 $g(z)$. 最后根据 $g(z)$, 计算出定制极化铌酸锂 (CPLN) 晶体的 PMF:

$$\begin{aligned} \phi(k) &= \int_0^L g(z') \exp(ikz') dz' \\ &= \sum_{j=1}^{L/L_c} g[j] \times \frac{i \exp(ijk_0 L_c) [\exp(-ik_0 L_c) - 1]}{k}, \quad (8) \end{aligned}$$

式中, $g[j]$ 表示第 j 个域的极化方向, $L_c = L/2$ 是一个相干长度 (coherence length), 也是一个域宽度.

对 JSA 式 (1) 做 Schmidt 分解得到以下表示式:

$$f(\omega_s, \omega_i) = \sum_j c_j \chi_j(\omega_s) \varphi(\omega_i), \quad (9)$$

其中, $\chi_j(\omega_s)$ 和 $\varphi(\omega_i)$ 是信号光和闲频光在频域上的正交基矢, c_j 满足归一化条件 $\sum_j c_j^2 = 1$. 单光子源频域纯度的定义为

$$p = \sum_j c_j^4. \quad (10)$$

纯度 p ($0 < p \leq 1$) 反映了信号光和闲频光之间的

频谱关联程度. $p = 1$ 时, 纯度最高, 频谱完全无关联.

3 模拟

本节对晶体的相关参数进行数值模拟, 目的是为了获得一个频谱无关联的双光子联合频谱分布.

第一步, 计算 PPLN 晶体的群速度匹配 (group velocity matching, GVM) 波长, 利用文献 [37] 中的 Sellmeier 方程, 可以得到摩尔比为 5% 的 MgO 掺杂的 PPLN 晶体在 type-II 型 ($o \rightarrow e + o$) 的相位匹配条件下, GVM 波长是 3207.6 nm. 在此条件下, 相位匹配函数的倾角是 45° , 这是实现圆形 JSA 分布的前提 [38]. 然后在 3207.6 nm 波长的基础上, 利用文献 [31, 32, 39, 40] 中的方法, 对 PPLN 晶体的极化域 (domain) 进行设计.

第二步, 优化 C 和 σ 的值. 根据 (6) 式画出了不同 σ 参数对应的 PMF 图形. 如图 2(a) 所示, SPDC 输出光子对的亮度与旁瓣抑制之间存在相互制衡. PMF 图形太窄将导致两端出现旁瓣, 太宽将降低双光子亮度. 为了充分抑制旁瓣和保障输出亮度, 选择 $\sigma = L/6$, 如图 2(a) 中红色曲线所示. 同样地, 选择合适的比例系数 $C = \sqrt{2/\pi\sigma}$ 以保证获得最佳 PMF: C 值较大时, 目标场振幅增长过快, 拟合效果差, 而较低的 C 值会降低晶体的亮度.

第三步, 获得优化的域极化分布 $g(z)$. 在获得 C 和 σ 的值之后, 根据 (4) 式可以获得目标相位匹配函数 $\phi_{\text{target}}(k)$, 对其做傅里叶逆变换可以得到 $\Phi_{\text{target}}(z)$, 然后做平移积分之后, 得到目标场振幅函数 $A_{\text{target}}(z)$. 最后把 $A_{\text{target}}(z)$ 与 $A(z)$ 做对比, 利用算法即可得到 $g(z)$. 图 2(d) 是通过模拟得到的沿晶体的域极化方向, 晶体的总长度是 30 mm, 域的个数为 4000. 插图给出了沿晶体 7.5—8.0 mm 和 14.5—15.0 mm 的极化方向细节, 14.5—15.0 mm 区间的域方向翻转频率相较于 7.5—8.0 mm 区间

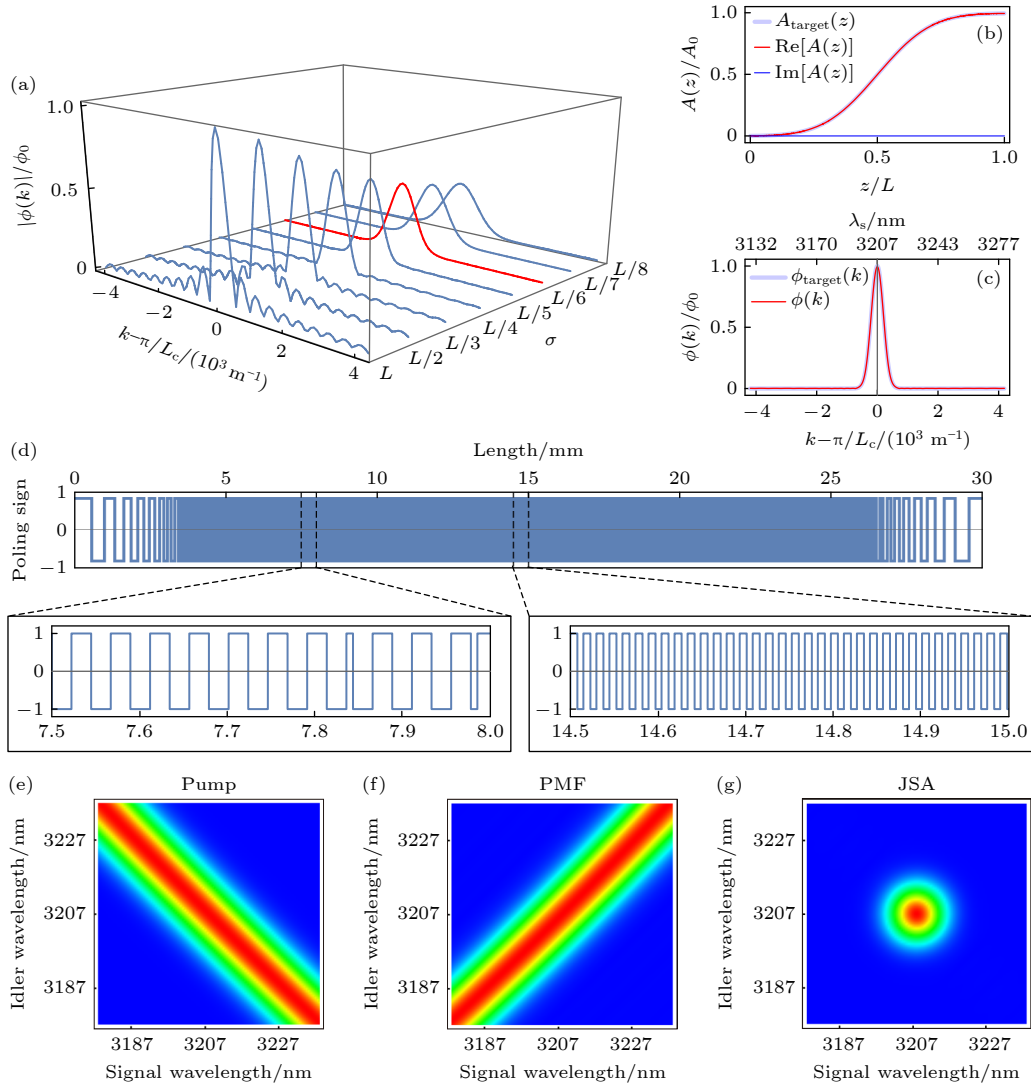


图 2 (a) 不同 σ 参数值对应的归一化的 PMF, ϕ_0 表示 $\phi(k)$ 的最大值; (b) 场振幅函数 $A(z)$ 与目标场振幅函数 $A_{\text{target}}(z)$; (c) PMF 与目标 PMF; (d) 极化域分布 $g(z)$; (e)—(g) 泵浦包络函数, 相位匹配函数, 联合频谱分布, 对应纯度为 99.99%

Fig. 2. (a) The normalized PMF with different σ values, where ϕ_0 is the maximal value of $\phi(k)$; (b) field amplitude function $A(z)$ and the amplitude of the target field $A_{\text{target}}(z)$; (c) PMF and the PMF of the target; (d) poled domain distribution $g(z)$; (e)—(g) pump-envelope function, phase matching function and joint spectral amplitude, purity = 99.99%.

明显增加. 可见域极化方向在晶体两端保持一致, 越接近晶体中间部位, 极化方向翻转越频繁, 这是由目标函数 $A_{\text{target}}(z)$ 数值增长速度不同导致的.

图 2(b) 是基于 $g(z)$ 计算的函数 $A(z)$ 与目标场振幅函数 $A_{\text{target}}(z)$ 的对比结果. 可以看出, 利用本文算法所获得的 $A(z)$ 函数与目标函数贴合得很好. 进一步, 对基于 $g(z)$ 计算的相位匹配函数 $\phi(k)$ 和目标 PMF $\phi_{\text{target}}(k)$ 进行比较, 结果如图 2(c) 所示, 可以看出, 二者十分贴合.

最后把泵浦包络函数 (图 2(e)) 与 PMF (图 2(f)) 相乘, 得到 JSA (图 2(g)). 在这里, 泵浦包络函数为高斯分布, 中心波长为 3207.6 nm, 半高全宽

(full-width at half-maximum, FWHM) 为 3.0 nm. 利用 (8)—(10) 式, 在 3207.6 nm 为中心波长的 200 nm 范围内进行采样, 得到一个 500×500 的 JSA 矩阵, 对 JSA 矩阵进行 Schmidt 分解, 可以计算出纯度为 99.99%, 实现了研究目标.

4 讨论

图 2(c) 给出了晶体在最外端的 PMF 图, 为了更深刻理解相位匹配条件的演化过程, 图 3(a) 给出了 PMF 在晶体不同位置处的分布. 从这个三维分布图可以看出, 高斯型 PMF 的宽度逐渐变窄, 高度逐渐变大.

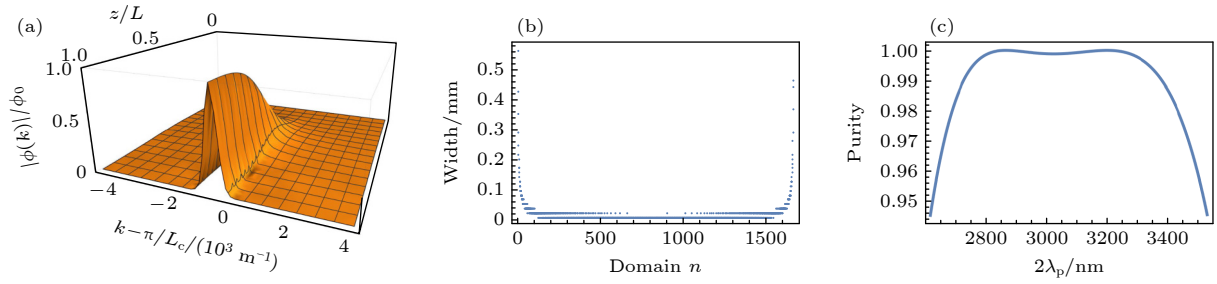


图3 (a) 在晶体不同位置处归一化的PMF, ϕ_0 表示 $\phi(k)$ 的最大值; (b) 相邻同极向域合并后, 新的域位置与域宽度分布; (c) 不同泵浦光中心波长2倍对应的纯度分布

Fig. 3. (a) Normalized PMF at different positions of the crystal, where ϕ_0 is the maximal value of $\phi(k)$; (b) new location and width distribution after the same polarized domains are combined; (c) purity distribution at different pump central wavelengths (two times).

在制备晶体时, 需要在每个域上外加高电压来控制其极化方向. 为了制作方便, 可以将极化方向相同的相邻域块进行合并, 得到新的更宽的域. 图3(b)所示为合并了连续的相同极化方向域之后的新极化域分布. 可以看出, 原来的4000个域经过合并之后, 变成了1667个域. 最小的域宽度是 $7.499 \mu\text{m}$, 也就是一个 L_c 的长度. 注意标准PPLN的极化周期是 $2L_c$. 最大的域宽度是 $562.425 \mu\text{m}$, 为 $75L_c$.

另外, 考虑到实际应用当中有波长调谐的需要, 计算了 $2.6\text{--}3.5 \mu\text{m}$ 范围内不同泵浦光波长条件下纯度的可调谐特性, 如图3(c)所示. 在该模拟中, 采用图2(d)所示的晶体极化方案, 采用的泵浦光波长为 $1310\text{--}1715 \text{ nm}$, 泵浦光的带宽固定为 3.0 nm . 可以看到, 在下转换光中心波长为 $2730\text{--}3381 \text{ nm}$ 的范围内, 纯度是 0.99 以上; 在 $2691\text{--}3434 \text{ nm}$ 的范围内, 纯度是 0.98 以上; 在 $2627\text{--}3521 \text{ nm}$ 的范围内, 纯度是 0.95 以上, 可见该方法设计的晶体有良好的波长可调谐特性. 本文的设计方法, 不仅适用于LN晶体, 也可以应用于LN薄膜, 实现定制极化的LN薄膜(CPLN-TF).

展望未来, 本文设计的调谐范围在 $2.7\text{--}3.3 \mu\text{m}$ 的高纯度单光子源有望在量子传感、量子通信、量子成像等领域获得广泛的应用[41]. 在通信上, $3 \mu\text{m}$ 处于大气窗口, 拥有空气散射小、传播距离远的特点[42]. 在医学上, $3 \mu\text{m}$ 是水、血液、骨组织、蛋白质、DNA等重要生物组织成分的吸收波段[43]. 在军事上, $3 \mu\text{m}$ 波段是大多数天基侦察、监视、预警卫星等系统的工作波段[42,44]. 未来, 这些 $3 \mu\text{m}$ 强光方面的应用有望拓展至量子信息领域.

5 结论

本文利用域排列算法对II型匹配的LN晶体进行了定制化设计, 获得了 $3 \mu\text{m}$ 波段的纯态单光子源, 有效解决了传统PPLN晶体存在的频域纯度不高的问题. 设计晶体的长度为 30 mm , 每个域块的长度为 $7.499 \mu\text{m}$, 极化域个数为4000个. 利用此CPLN晶体, 可以消除相位匹配函数中的旁瓣, 可以在 $2730\text{--}3381 \text{ nm}$ 的范围得到纯度高于 0.99 的单光子源. 本研究有望为中红外波段的量子传感、量子通信和量子成像研究提供性能优异的量子光源.

附录 域极化函数 $g(z)$ 的设计算法

$g(z)$ 表示晶体在位置 z 处的极化方向, 极化方向朝上记为 1 , 朝下记为 -1 . 根据文献[31], 由 $g(z)$ 可计算得到晶体中任意位置归一化场振幅函数 $A(z)$, 其定义为

$$A(z) = -i \int_0^z g(z') \exp(ik_0 z') dz', \quad (\text{A1})$$

式中, $k_0 = \pi/L_c$. 为加快计算速度, 可将(A1)式以域为单位, 进行分段积分, 然后再求和:

$$A(z) = \sum_{j=1}^{z/L_c} g[j] \times \frac{\exp(ijk_0 L_c) [\exp(-ik_0 L_c) - 1]}{k_0}, \quad (\text{A2})$$

式中, $L_c = \Lambda/2 = w$ 是一个域长, $g[j]$ 取 1 或 -1 , 表示晶体中第 j 个域的极化方向.

晶体中任意点 z 处的极化方向相较于前一个域翻转与否, 取决于 $A(z-w)$, $A(z)$ 和 $A_{\text{target}}(z+w)$ 三个函数值的对比, 如图A1所示, 可以分成4种情况进行判断: (a) 如果 $A(z-w) \geq A(z) \leq A_{\text{target}}(z+w)$, 则 z 处的极化方向与前一

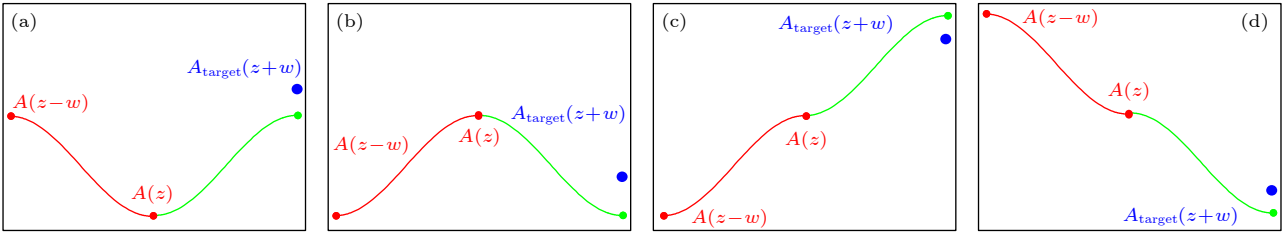


图 A1 域排列算法中的 4 种情况

Fig. A1. Four cases in the domain sequence algorithm.

个域相同; (b) 如果 $A(z-w) \leq A(z) \geq A_{\text{target}}(z+w)$, 则 z 处的极化方向与前一个域相同; (c) 如果 $A(z-w) \leq A(z) \leq A_{\text{target}}(z+w)$, 则 z 处的极化方向相较于前一个域方向相反; (d) 如果 $A(z-w) \geq A(z) \geq A_{\text{target}}(z+w)$, 则 z 处的极化方向相较于前一个域方向相反. 红色线表示已经完成的步骤, 蓝色点表示目标点, 绿色线表示将要完成的步骤, 绿色线的终点将会靠近蓝色点. 开始设计的时候, 晶体的第一个和第二个域的极化方向可设计为 1 和 1. 从第三个域开始, 根据上述 4 种情况, 对 CPLN 晶体中每个域块的极化方向进行判断、赋值, 即可得到全部的域极化分布.

参考文献

- [1] Guo G C 2019 *Physics* **48** 464 (in Chinese) [郭光灿 2019 物理 **48** 464]
- [2] Guo G C 2020 *Sci. China Inf. Sci.* **50** 1395 (in Chinese) [郭光灿 2020 中国科学: 信息科学 **50** 1395]
- [3] Jaeger L 2018 *Phys. World* **26** 40
- [4] Fernandez D C, Bhargava R, Hewitt S M, Levin I W 2005 *Nat. Biotechnol.* **23** 469
- [5] Amrania H, Antonacci G, Chan C H, Drummond, Otto W R, Wright N A, Phillips C 2012 *Opt. Express* **20** 7290
- [6] Shi J, Wong T T W, He Y, Li L, Wang L V 2019 *Nat. Photonics* **13** 609
- [7] Bellei F, Cartwright A P, Mccaughan A N, Dane A E, Najafi F, Zhao Q, Berggren K K 2016 *Opt. Express* **24** 3248
- [8] Wei Y Y, Gao Z K, Wang S Y, Zhu Y J, Li T 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 050302 (in Chinese) [危语嫣, 高子凯, 王思颖, 朱雅静, 李涛 2022 物理学报 **71** 050302]
- [9] Wang Q, Hao L, Zhang Y, Xu L, Yang C, Yang X, Zhao Y 2016 *Opt. Express* **24** 5045
- [10] Tao Z W, Ren Y C, Abdulkirim A, Liu S W, Rao R Z 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 170601 (in Chinese) [陶志炜, 任益充, 艾则孜姑丽·阿不都克热木, 刘世伟, 饶瑞中 2021 物理学报 **70** 170601]
- [11] Tan S H, Erkmen B I, Giovannetti V, Guha S, Lloyd S, Maccone L, Pirandola S, Shapiro J H 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 253601
- [12] Sua Y M, Fan H, Shahverdi A, Chen J Y, Huang Y P 2017 *Sci. Rep.* **7** 17494
- [13] Mancinelli M, Trenti A, Piccione S, Fontana G, Pavesi L 2017 *Nat. Commun.* **8** 15184
- [14] Mccracken R A, Graffitti F, Fedrizzi A 2018 *J. Opt. Soc. Am. B* **35** C38
- [15] Prabhakar S, Shields T, Dada A C, Ebrahim M, Clerici M 2020 *Sci. Adv.* **6** eaay5195
- [16] Wei B, Cai W H, Ding C, Deng G W, Shimizu R, Zhou Q, Jin R B 2021 *Opt. Express* **29** 256
- [17] Zhang Y, Hou F Y, Liu T, Zhang X F, Zhang S G, Dong R F 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 144204 (in Chinese) [张越, 侯飞雁, 刘涛, 张晓斐, 张首刚, 董瑞芳 2018 物理学报 **67** 144204]
- [18] Sun C W, Sun Y, Duan J C, Xue G T, Liu Y C, Lu L L, Zhang Q Y, Gong Y X, Xu P 2021 *Chin. Phys. B* **30** 100312
- [19] Zhan M Y, Sun Q C, Xiang T, Chen X F 2015 *Laser Phys.* **25** 125203
- [20] Mosley P J, Lundeen J S, Smith B J, Walmsley I A 2008 *New J. Phys.* **10** 093011
- [21] Jin R B, Wakui K, Shimizu R, Benichi H, Miki S, Yamashita T, Terai H, Wang Z, Fujiwara M 2013 *Phys. Rev. A* **87** 063801
- [22] Meyer-Scott E, Montaut N, Tiedau J, Sansoni L, Herrmann H, Bartley T J, Silberhorn C 2017 *Phys. Rev. A* **95** 061803
- [23] Branczyk A M, Fedrizzi A, Stace T M, Ralph T C, White A G 2011 *Opt. Express* **19** 55
- [24] Kaneda F, Oikawa J, Yabuno M, China F, Miki S, Terai H, Mitsumori Y, Edamatsu K 2021 arXiv: 2111.10981 [quant-ph]
- [25] Dixon P B, Shapiro J H, Wong F N 2013 *Opt. Express* **21** 5879
- [26] Chen C C, Bo C, Niu M Y, Xu F, Zhang Z S, Shapiro J H, Wong F N C 2017 *Opt. Express* **25** 7300
- [27] Cui C H, Arian R, Guha S, Peyghambarian N, Zhang Q, Zhang Z 2019 *Phys. Rev. Appl.* **12** 034059
- [28] Cai W H, Tian Y, Wang S, You C, Zhou Q, Jin R B 2022 *Adv. Quantum Tech.* **5** 2200028
- [29] Tambasco J, Boes A, Helt L G, Steel M J, Mitchell A 2016 *Opt. Express* **24** 19616
- [30] Dosseva A, Cincio L, Brańczyk A M 2016 *Phys. Rev. A* **93** 013801
- [31] Graffitti F, Kundys D, Reid D T, Branczyk A M, Fedrizzi A 2017 *Quantum Sci. Technol.* **2** 035001
- [32] Graffitti F, Barrow P, Proietti M, Kundys D, Fedrizzi A 2018 *Optica* **5** 514
- [33] Graffitti F, Barrow P, Pickston A, Brańczyk A M, Fedrizzi A 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 053603
- [34] Zhong H S, Wang H, Deng Y H, Chen M C, Peng L C, Luo Y H, Qin J, Wu D, Ding X, Hu Y, Hu P, Yang X Y, Zhang W J, Li H, Li Y X, Jiang X, Gan L, Yang G W, You L X, Wang Z, Li L, Liu N L, Lu C Y, Pan J W 2020 *Science* **370** 1460
- [35] Tian Y, Cai W H, Yang Z X, Chen F, Jin R B, Zhou Q 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 054201 (in Chinese) [田颖, 蔡吾豪, 杨子祥, 陈峰, 金锐博, 周强 2022 物理学报 **71** 054201]
- [36] Zhai Y W, Dong R F, Quan R A, Xiang X, Liu T, Zhang S G 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 120302 (in Chinese) [翟艺伟, 董瑞芳, 权润爱, 项晓, 刘涛, 张首刚 2021 物理学报 **70** 120302]
- [37] Schlarb U, Betzler K 1994 *Phys. Rev. B* **50** 751
- [38] Jin R B, Shimizu R, Wakui K, Benichi H, Sasaki M 2013

- Opt. Express* **21** 10659
- [39] Zhu J L, Zhu W X, Shi X T, Zhang C T, Hao X, Yang Z X, Jin R B 2022 *J. Opt. Soc. Am. B* **40** 0100A9
- [40] Pickston A, Graffitti F, Barrow P, Morrison C, Fedrizzi A 2021 *Opt. Express* **29** 6991
- [41] Jin R B, Tian Y 2021 *J. Anhui Univ. Nat. Sci.* **45** 10 (in Chinese) [金锐博, 田颖 2021 安徽大学学报: 自然科学版 **45** 10]
- [42] Yu X, Ye Q, Dong X, Lei W H, Lv T L, Guo Y T, Hu Y H 2022 *J. Infrared Millm. W.* **45** 10 (in Chinese) [王玺, 叶庆, 董骁, 雷武虎, 吕桐林, 郭彦廷, 胡以华 2022 红外与毫米波学报 **41** 8]
- [43] Hu S W 2019 *Ph. D. Dissertation* (Hefei: University of Science and Technology of China) (in Chinese) [胡舒武 2019 博士学位论文 (合肥: 中国科学技术大学)]
- [44] Luo H Y 2019 *Ph. D. Dissertation* (ChengDu: University of Electronic Science and Technology of China) (in Chinese) [罗鸿禹 2019 博士学位论文 (成都: 电子科技大学)]

Preparation of spectrally pure single-photon source at 3 μm mid-infrared band from lithium niobate crystal with domain sequence algorithm*

Zhang Chen-Tao Shi Xiao-Tao Zhu Wen-Xin Zhu Jin-Long
Hao Xiang-Ying[†] Jin Rui-Bo[‡]

(Hubei Key Laboratory of Optical Information and Pattern Recognition, Wuhan Institute of Technology, Wuhan 430205, China)

(Received 18 April 2022; revised manuscript received 17 May 2022)

Abstract

The single-photon source in mid-infrared (MIR) band is very important for the next generation of quantum sensing, quantum communication and quantum imaging. At present, the commonly used method of generating MIR single-photon source is based on the spontaneous parametric down conversion (SPDC) process in the periodically poled lithium niobate (PPLN) crystal. However, the spectral purity of single-photon source based on the ordinary PPLN is not high, specifically, its maximum value is only about 0.82, which affects the fidelity of quantum information processing scheme. In this paper, 4000 polarized domains in a 30-mm-long LN crystal are customized by using the domain design theory. The sidelobes in the phase matching function are eliminated, and the Gaussian distribution is obtained. The calculated spectral purity of the single-photon source can reach 0.99, and its tunable range is 2.7–3.3 μm . The customized poled lithium niobate (CPLN) is expected to provide a single-photon source with excellent performance for the study of quantum information in the MIR band.

Keywords: lithium niobate (LN) crystal, poling period design, mid-infrared (MIR) band, quantum light source

PACS: 42.50.Dv, 42.65.Lm, 03.65.Ud

DOI: 10.7498/aps.71.20220739

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12074299, 91836102, 11704290).

[†] Corresponding author. E-mail: xyhao.321@163.com

[‡] Corresponding author. E-mail: jin@wit.edu.cn