

封面文章

基于薄膜铌酸锂的模式色散相位匹配单光子源*

余桂芳¹⁾ 李志浩¹⁾ 肖天琦¹⁾ 冯田峰¹⁾ 周晓祺^{1)2)†}

1) (中山大学物理学院, 光电材料与技术国家重点实验室, 广州 510006)

2) (合肥国家实验室, 合肥 230088)

(2023年5月6日收到; 2023年5月27日收到修改稿)

薄膜铌酸锂光学芯片因低损耗、高非线性系数及高电光调制带宽等特性, 有望成为开展集成光学量子信息研究的理想实验平台. 然而, 到目前为止, 基于薄膜铌酸锂的单光子源普遍采用周期性极化准相位匹配技术, 该技术要求精确地制备电极并对铌酸锂波导进行周期性极化, 工艺复杂且对加工精度要求较高. 本文提出了一种基于模式色散相位匹配的薄膜铌酸锂单光子源器件. 该器件无需制作电极, 具备加工简便和集成度更高的优势, 同时单光子产率可达 $3.8 \times 10^7 / (\text{s}\cdot\text{mW})$, 能够满足光学量子信息处理的需求. 此器件有望替代传统准相位匹配单光子源, 进一步推动基于薄膜铌酸锂芯片的光学量子信息研究的发展.

关键词: 单光子源, 薄膜铌酸锂, 模式色散相位匹配**PACS:** 42.50.-p, 42.65.-k**DOI:** 10.7498/aps.72.20230743

1 引言

量子信息技术作为一种将量子力学原理应用于信息科学的新兴技术, 有潜力引发通信和计算等领域的科技革命^[1]. 光子因其抗干扰、退相干时间长和自由度丰富等特性, 已成为量子信息研究的理想物理载体之一^[2]. 近年来, 光学量子信息领域取得了诸多重要成果, 如长距离量子密钥分发^[3]、高保真度量子隐形传态^[4]、多光子纠缠态制备^[5]、光子量子模拟器^[6]与玻色采样机^[7]等. 传统光学量子信息实验通常采用分立光学元件构建光路, 但具有尺寸大、扩展性低、稳定性差等缺点, 限制了更复杂的量子操作和处理. 近年来, 基于集成光学芯片的量子信息研究得到了越来越多的关注与发展. 与分立光学器件相比, 集成光学芯片体积小、集成度高, 具有优越的可扩展性和可调控性, 便于实现复杂的量子操作与处理^[8].

近年来, 集成光学量子信息研究取得了诸多关

键进展, 如高维量子态制备^[9]、任意两量子比特处理器^[10]及干涉网络实现等^[11-16]. 多数研究基于硅平台, 波导损耗和电光调制器速率表现欠佳^[17]. 相较之下, 薄膜铌酸锂 (thin film lithium niobate, TFLN) 具备较低波导损耗、优越非线性系数和电光调制带宽^[18]等优势, 可实现低损耗光学线路^[19]、高效单光子源^[20]以及高速电光调制器^[21], 已成为量子信息研究最具潜力的集成光学平台之一. 然而, 薄膜铌酸锂平台在制备单光子源时通常采用准相位匹配法^[22-25], 工艺复杂, 对精度要求高且极化区域占据大量面积, 限制了芯片尺寸.

鉴于光学量子信息技术对集成化水平要求不断提高, 本文设计了一种基于模式色散相位匹配的 TFLN 单光子源器件. 该器件与其他 TFLN 波导结构同时制备, 无需畴反转等后处理操作, 具有简化工艺和提高集成度的优势. 计算结果表明, 器件单光子产率可达 $3.8 \times 10^7 / (\text{s}\cdot\text{mW})$. 本文研究的单光子源器件有望取代传统准相位匹配单光子源, 推动基于 TFLN 芯片的光学量子信息研究发展.

* 国家自然科学基金 (批准号: 61974168) 和广东省重大科技专项计划 (批准号: 2018B030329001, 2018B030325001) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhouxq8@mail.sysu.edu.cn

2 模式色散相位匹配单光子源

以下阐述基于模式色散相位匹配的单光子源设计, 器件结构如图 1 所示. 整体结构包含 4 部分: 1) Y 型分束器将入射的 775 nm TE₀ (fundamental transverse electric field, TE₀) 模式的泵浦光一分为二; 2) 上下两个非对称定向耦合器分别将上下路径的 775 nm TE₀ 模式光转换为 TE₂ 模式光; 3) 两段特定宽度波导使 775 nm TE₂ 光与 1550 nm TE₀ 光具有相同有效折射率, 从而实现模式色散相位匹配, 使上下路径发生参量下转换并产生 $|2, 0\rangle$ 和 $|0, 2\rangle$ 两光子叠加态; 4) 电热移相器与 2×2 定向耦合器组合, 通过移相器调节相位将两光子态制备为 $\frac{1}{\sqrt{2}}(|2, 0\rangle - |0, 2\rangle)$. 随后, 定向耦合器实现反向 Hong-Ou-Mandel 干涉, 使上下路径各得到一个单光子.

如前所述, 关键器件包括第 2) 部分的非对称定向耦合器和第 3) 部分的模式色散相位匹配光子对源. 非对称定向耦合器负责将泵浦 TE₀ 转化成 TE₂, 而模式色散相位匹配光子对源则利用转换得到的 TE₂ 泵浦光与 TE₀ 参量光进行相位匹配, 从而产生双光子. 以下将对这两个关键器件进行详细说明.

2.1 非对称定向耦合器

非对称定向耦合器旨在将 TE₀ 泵浦光转化成 TE₂, 进而用于后续相位匹配. 如图 1 的第 2) 部分

所示, 非对称定向耦合器包含支持 TE₀ 的窄波导 (波导宽度为 w_1) 和支持 TE₂ 的宽波导 (波导宽度为 w_2), 两者底部间距为 g . 在波长为 775 nm 时, 窄波导中 TE₀ 与宽波导中 TE₂ 模式光的有效折射率随波导宽度的变化如图 2(a) 所示. 根据模式耦合理论^[27,28], 只有在两种模式的有效折射率相等时, TE₀ 才能转换为 TE₂. 由图 2(a) 可知, 当 w_1 固定时, w_2 也随之确定. 实现完全模式转换所需的耦合长度与波导宽度和间距有关, 宽度和间距越大, 耦合长度越长. 为了使器件更加紧凑且考虑当前工艺水平, 选择两波导底端间距 $g = 0$, $w_1 = 0.3 \mu\text{m}$, $w_2 = 1.43 \mu\text{m}$ 的结构对 775 nm 的 TE₀ 模进行模式转换. 经计算可知, 当两波导耦合长度为 $102.55 \mu\text{m}$ 时, 775 nm 的 TE₀ 可完全转换为 TE₂.

具体而言, 当 w_1 为 $0.3 \mu\text{m}$, w_2 为 $1.43 \mu\text{m}$ 时, TE₀ 和 TE₂ 模式光的有效折射率相等. 当 TE₀ 从宽度为 w_1 的窄波导左端进入后, 在相互作用区域, 由于相位匹配, TE₀ 和 TE₂ 模式会进行能量交换, 使 TE₂ 模式光在宽波导的右端出现. 根据耦合模理论, 在相互作用区域中, 由窄波导中的 TE₀ 转换为宽波导中的 TE₂ 所需的耦合长度 L_c 由以下公式给出:

$$L_c = \frac{\lambda}{2|n_{\text{odd}} - n_{\text{even}}|} = \frac{\lambda}{2\Delta n}, \quad (1)$$

其中, λ 表示入射泵浦光的工作波长 (本例中 $\lambda = 775 \text{ nm}$), n_{odd} 和 n_{even} 分别代表非对称定向耦合器中 TE 光的奇、偶超模的有效折射率. 模式的有效

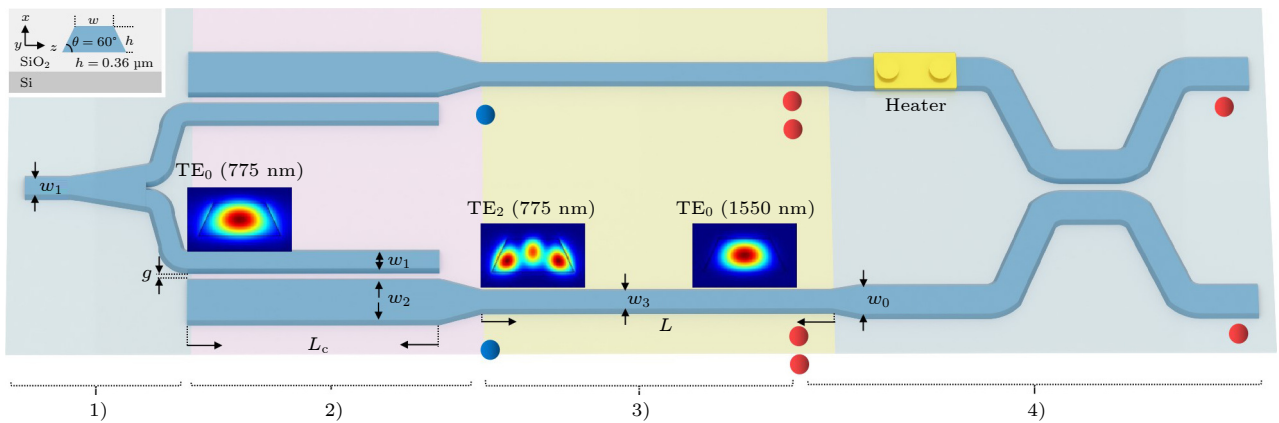


图 1 波导结构截面图及单光子源器件结构示意图. 1) 为 Y 分束器; 2) 为非对称定向耦合器; 3) 为模式色散相位匹配光子对源; 4) 为上臂带有一个电热移相器的 2×2 定向耦合器. 建模采用的铌酸锂波导结构是侧壁倾角 $\theta = 60^\circ$, $h = 0.36 \mu\text{m}$ 的条形波导, 材料模型为一致生长的铌酸锂^[26]

Fig. 1. Cross-sectional diagram of the waveguide structure and schematic illustration of the single-photon source device. 1) Y-splitter. 2) Asymmetric directional coupler. 3) Mode dispersion phase-matched photon pair source. 4) 2×2 directional coupler in the upper arm with an electrothermal phase shifter. The modeled lithium niobate waveguide structure has a sidewall angle $\theta = 60^\circ$ and a height $h = 0.36 \mu\text{m}$, with the material model being uniformly grown lithium niobate^[26].

折射率由 MODE 软件计算得出, 同时采用 FDTD 软件模拟器件的光场响应. 经计算, 耦合长度 $L_c = 102.55 \mu\text{m}$. 模式转换过程中的模拟光场分布和光谱响应如图 2(b) 所示. 观察结果显示, 在波长为 775 nm 时, TE_0 到 TE_2 模式的转换效率达到 95.9%, 扣除损耗部分, TE_0 几乎完全转换为 TE_2 .

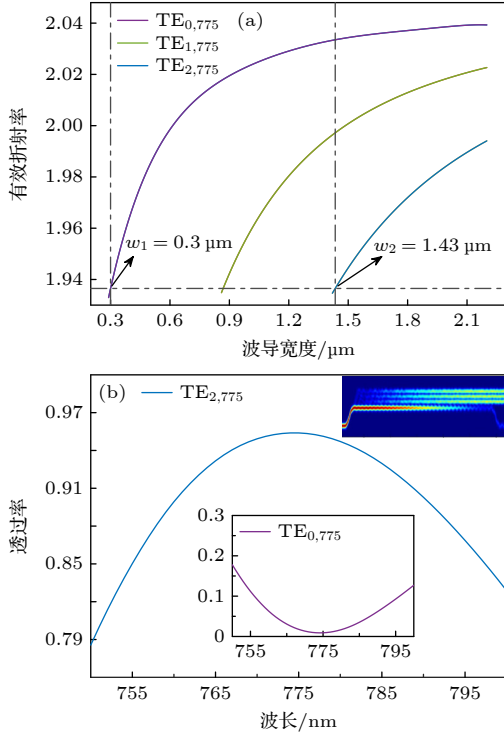


图 2 (a) 775 nm 泵浦光在 TE_0 , TE_1 , TE_2 模式下有效折射率随波导宽度的变化; (b) 非对称定向耦合器的自由光谱范围以及模拟光场分布图

Fig. 2. (a) Effective refractive index variation curves for 775 nm pump light in TE_0 , TE_1 and TE_2 modes as a function of waveguide width; (b) free spectral range and simulated optical field distribution diagram of asymmetric directional coupler.

2.2 模式色散相位匹配光子对源

模式色散相位匹配光子对源的目标是通过自发参量下转换 (spontaneous parametric down conversion, SPDC) 过程, 将 775 nm 的 TE_2 模式光转换为 1550 nm 的 TE_0 模式光. 为实现此过程, 两个 TE_0 模式参量光子在传播方向上的波矢 β_1 和 β_2 , 与 TE_2 模式泵浦光子沿传播方向的波矢 β_3 需满足相位匹配条件, 即 $\beta_3 - (\beta_1 + \beta_2) = 0$ (其中 $\beta_i = \frac{2\pi}{\lambda_i} N_i$, N_i 是模式的有效折射率), 此时 1550 nm 的信号光与 775 nm 的泵浦光的有效折射率应该相等^[29]. 如图 3(a) 所示, 1550 nm 的 TE_0 与 775 nm 的 TE_0 和

TE_1 的有效折射率曲线均不存在交点, 只与 775 nm TE_2 的有效折射率曲线相交于 $w_3 = 0.661 \mu\text{m}$ 处. 这说明对于具有特定倾角和高度的波导结构, 满足相位匹配条件的波导宽度具有唯一性. 在满足相位匹配条件的波导结构中, 775 nm 的 TE_2 模式光可通过 SPDC 过程转换为 1550 nm 的 TE_0 模式光.

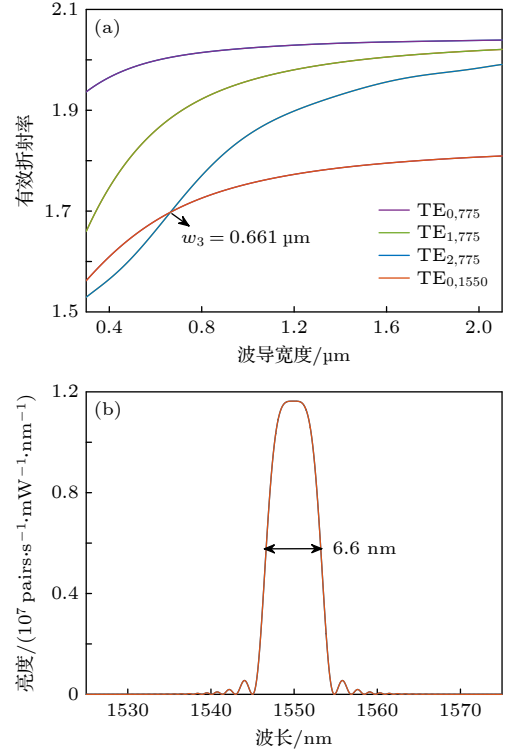


图 3 (a) 775 nm 的 TE_0 , TE_1 , TE_2 模式光和 1550 nm 的 TE_0 模式光的有效折射率随波导宽度的变化; (b) 输出参量光光谱图

Fig. 3. (a) Variation curves of effective refractive index for 775 nm TE_0 , TE_1 , TE_2 mode light and 1550 nm TE_0 mode light as a function of waveguide width; (b) output parametric light spectrum diagram.

接下来计算光子对的亮度. 经计算, 1550 nm TE_0 与 775 nm TE_2 的有效折射率曲线在波导宽度 $w_3 = 0.661 \mu\text{m}$ 处存在交点, 满足相位匹配条件. 假设 SPDC 过程中信号光的角频率为 ω_1 , 闲频光的角频率为 ω_2 , 泵浦光的角频率为 ω_3 , 则产生的参量光输出功率 P 可由以下公式表示^[29,30] (详细的推导见附录 A):

$$P = \frac{4\hbar\omega_1 c |\kappa|^2 P_3 L^{3/2}}{3\lambda_1 \sqrt{|\partial n_1 / \partial \lambda|}}, \quad (2)$$

式中 P_3 是泵浦光功率, n_1 是信号光的群折射率, λ_1 是信号光波长. κ 是非线性耦合系数, 具体形式为

$$\kappa = \frac{\varepsilon_0}{2} \sqrt{\frac{(2\omega)^2}{2(N^\omega)^2 N^{2\omega}} \left(\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}\right)^{3/2} \frac{d_0^2 \xi^2}{S_0}}, \quad (3)$$

其中, ε_0 和 μ_0 分别是真空中的介电常数和磁导率; ω 是角频率 ($\omega_3 = 2\omega = 2\omega_1 = 2\omega_2$); N^ω 是简并自发参量下转换过程中信号光 (闲频光) 的有效折射率; $N^{2\omega}$ 是泵浦光的有效折射率; d_0 是非线性系数; $S_0 \equiv (S_1^2 S_3)^{1/3}$ 是有效模场面积, S_i ($i = 1, 3$) 是泵浦光或参量光的模场面积,

$$S_i = \frac{\left(\int_{\text{all}} |\mathbf{E}_i|^2 dx dz\right)^3}{\left|\int_{\chi^{(2)}} |\mathbf{E}_i|^2 \mathbf{E}_i dx dz\right|^2} \quad (i = 1, 3);$$

ξ 是 TE₂ 泵浦光和 TE₀ 参量光的空间模场重叠因子,

$$\xi = \frac{\int_{\chi^{(2)}} |E_{1z}|^2 E_{3z} dx dz}{\left|\int_{\chi^{(2)}} |\mathbf{E}_1|^2 \mathbf{E}_1 dx dz\right|^{2/3} \left|\int_{\chi^{(2)}} |\mathbf{E}_3|^2 \mathbf{E}_3 dx dz\right|^{1/3}} \quad (i = 1, 3).$$

这里的 \int_{all} 和 $\int_{\chi^{(2)}}$ 分别表示在全空间和铌酸锂材料的二维积分, E_{1z} 是参量 TE₀ 的电场 $\mathbf{E}_1(x, z)$ 的 z 分量, E_{3z} 是 TE₂ 电场 $\mathbf{E}_3(x, z)$ 的 z 分量.

为了获取计算所需的具体参数值, 首先用 MODE 软件模拟了波导宽度 $w_3 = 0.661 \mu\text{m}$ 时, 775 nm 的 TE₂ 模式光以及 1550 nm 的 TE₀ 模式光, 得到两种模式下光场的有效折射率 $N^\omega = N^{2\omega} = 1.697$. 然后提取两种模式光在 xz 平面的光场分布, 并对其进行积分和归一化处理, 得到泵浦光在 775 nm 的 TE₂ 模式的模场面积 $S_3 = 0.294 \times 10^{-12} \text{ m}^2$, 参量光在 1550 nm 的 TE₀ 模式的模场面积 $S_1 = 0.520 \times 10^{-12} \text{ m}^2$. 接着计算两个光场的有效模场面积和模场重叠因子, 得到 $S_0 = 0.430 \times 10^{-12} \text{ m}^2$, $\xi = 0.022$. 接下来提取参量 TE₀ 模式光在 1550 nm 波长附近群折射率随波长的变化, 得到 $\sqrt{|\partial n_1 / \partial \lambda|} = 1.827 \times 10^3 \text{ m}^{-1/2}$. 最后在 (4) 式中取 $d_{33} = 27 \text{ pm/V}$, 就得到了归一化的非线性耦合系数 $\kappa = 0.233 \text{ W}^{-1/2} \cdot \text{cm}^{-1}$.

下面计算 (2) 式中的输出参量光功率. 取泵浦 TE₂ 模式光功率 $P_3 = 1 \times 10^{-3} \text{ W}$, 相互作用长度 $L = 1 \times 10^{-2} \text{ m}$. 于是得到所有输出光子的总功率为 $P = 9.779 \times 10^{-12} \text{ W}$, 这相对 TE₂ 泵浦光功率的自发参量下转换效率 $\eta = P/P_3 = 9.779 \times 10^{-9}$, 接着可以得到单位时间光子流 $P/\hbar\omega_{1(2)} = 7.630 \times$

$10^7 / (\text{s} \cdot \text{mW})$. 光子对产生率 $G = \frac{P}{\hbar\omega_{1(2)}} \frac{1}{2} = 3.815 \times 10^7 \text{ pairs}/(\text{s} \cdot \text{mW})$, 图 3(b) 是参量光的光谱图, 其中光谱的半高宽 W 为 6.6 nm, 于是可以得到模式色散相位匹配光子对源的双光子亮度: $B = G/W = 5.816 \times 10^6 \text{ pairs}/(\text{s} \cdot \text{mW} \cdot \text{nm})$.

2.3 分析与讨论

首先, 分析波导宽度、波导侧边倾角以及温度对图 1 中第 2) 部分的模式色散相位匹配光子对源的影响. 如图 4(a) 所示, 波导宽度每变化 1 nm,

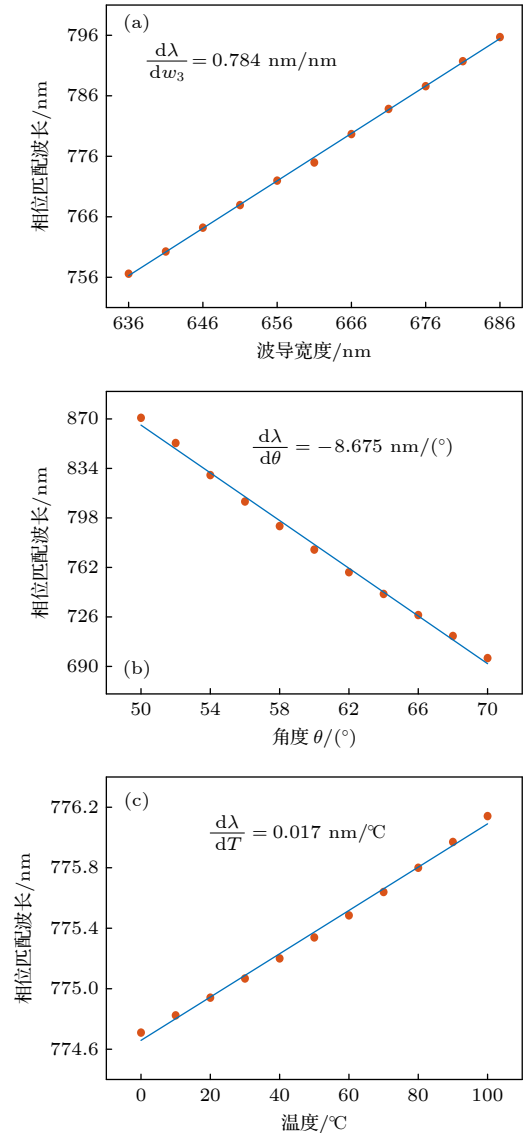


图 4 (a) 相位匹配波长随波导宽度的变化; (b) 相位匹配波长随波导侧边倾角 θ 的变化; (c) 相位匹配波长随温度的变化

Fig. 4. (a) Variation of phase-matching wavelength with waveguide width; (b) variation of phase-matching wavelength with waveguide sidewall angle θ ; (c) variation of phase-matching wavelength with temperature.

相位匹配波长移动约 0.784 nm. 图 4(b) 显示, 波导倾角每偏离 1° , 相位匹配波长移动约 8.675 nm. 图 4(c) 给出了 0—100 $^\circ\text{C}$ 范围内温度对相位匹配波长的影响, 结果表明温度每变化 1°C 时, 相位匹配波长变化约 0.017 nm. 综合上述分析, 本文结构对波导侧边倾角的变化最敏感, 波导宽度变化对相位匹配波长的影响较小, 而温度对相位匹配几乎无影响.

接下来, 计算不同高度条形波导结构中满足模式色散相位匹配所需的波导宽度 (如图 5 所示). 从图 5 的两个折射率曲面可以观察到, 特定波长的模式色散相位匹配仅在特定波导结构中才能实现. 当波导高度超过某一阈值后, 775 nm 的 TE_2 泵浦光与 1550 nm 的 TE_0 参量光的有效折射率曲线无交点, 因此无法满足相位匹配条件. 图中绿色交点表明, 对于特定高度的条形波导, 实现相位匹配所需的波导宽度具有唯一性.

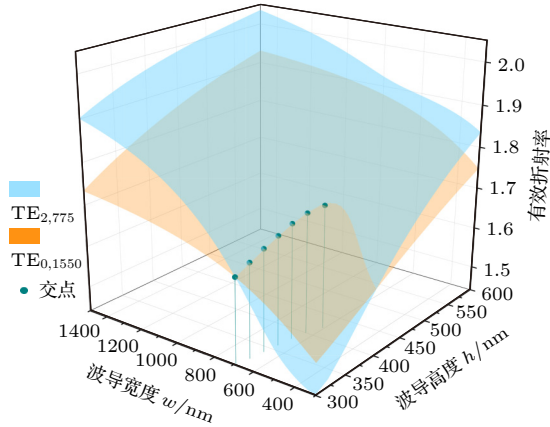


图 5 波导侧边倾角为 60° 的条形波导在高度为 300—600 nm 范围内、不同波导宽度情况下, 775 nm TE_2 泵浦光与 1550 nm TE_0 参量光的有效折射率扫描数据

Fig. 5. Effective refractive index scan data for 775 nm TE_2 pump light and 1550 nm TE_0 parametric light in the case of different waveguide widths for strip waveguides with a sidewall angle of 60° and heights ranging from 300 nm to 600 nm.

3 总结

本文提出了一种基于模式色散相位匹配的薄膜铌酸锂单光子源器件. 该器件利用泵浦光的高阶模式与参量光的基模实现完美的相位匹配, 相较于传统的准相位匹配方法, 本文方法不需要畴反转等后处理操作, 具有工艺简单、集成度更高的优势. 该器件有望替代传统准相位匹配单光子源, 进一步

推动基于薄膜铌酸锂芯片的光学量子信息研究的发展.

附录 A 相关公式推导

设 SPDC 过程中信号光的角频率为 ω_1 , 闲频光的角频率为 ω_2 , 泵浦光的角频率为 ω_3 , 传播常数用 β 表示, β 定义为沿光场传播方向 (y 方向) 的波矢, 于是相位失配参量表示为

$$2\Delta = \beta_3 - (\beta_1 + \beta_2). \quad (\text{A1})$$

耦合模方程表示为^[29]

$$\frac{d}{dy} A_1(y) = ik_1 A_3(y) A_2(y)^* e^{i2\Delta y}, \quad (\text{A2})$$

$$\frac{d}{dy} A_2(y) = ik_2 A_3(y) A_1(y)^* e^{i2\Delta y}, \quad (\text{A3})$$

$$\frac{d}{dy} A_3(y) = ik_3 A_1(y) A_2(y) e^{-i2\Delta y}. \quad (\text{A4})$$

耦合系数定义为

$$\kappa_1 = \frac{\omega_1 \varepsilon_0 d_0}{2} \iint [\mathbf{E}_1(x, z)]^* \mathbf{E}_3(x, z) [\mathbf{E}_2(x, z)]^* dx dz, \quad (\text{A5})$$

$$\kappa_2 = \frac{\omega_2 \varepsilon_0 d_0}{2} \iint [\mathbf{E}_2(x, z)]^* \mathbf{E}_3(x, z) [\mathbf{E}_1(x, z)]^* dx dz, \quad (\text{A6})$$

$$\kappa_3 = \frac{\omega_3 \varepsilon_0 d_0}{2} \iint [\mathbf{E}_3(x, z)]^* \mathbf{E}_2(x, z) \mathbf{E}_1(x, z) dx dz. \quad (\text{A7})$$

耦合系数之间有如下关系:

$$\kappa_1/\omega_1 = \kappa_2/\omega_2 = \kappa_3/\omega_3. \quad (\text{A8})$$

考虑无泵浦消耗的近似, 可得信号光和闲频光满足耦合模方程 (A5) 和 (A6)^[30,31]:

$$\frac{d}{dy} a_1(y) = i\kappa A_3 a_2^\dagger(y) e^{i2\Delta y}, \quad (\text{A9})$$

$$\frac{d}{dy} a_2(y) = i\kappa A_3 a_1^\dagger(y) e^{i2\Delta y}, \quad (\text{A10})$$

式中 A_3 是功率归一化的泵浦光振幅; κ 是耦合系数, 且 $\kappa = (\omega_1 \omega_2 / \omega_3^2)^{1/2} K_3^*$, K_3 的具体形式为^[29]

$$K_3 = \varepsilon_0 \sqrt{\frac{(2\omega)^2}{2(N\omega)^2 N^2 \omega} \left(\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}\right)^{3/2} \frac{d_{\text{eff}}^2}{S_{\text{eff}}}}, \quad (\text{A11})$$

其中

$$d_{\text{eff}} = \frac{\sqrt{S_{\text{eff}}} \iint [E^{2\omega}]^* d_0 [E^\omega]^2 dx dz}{\sqrt{\iint |E^{2\omega}|^2 dx dz} \sqrt{\iint |E^\omega|^2 dx dz}}, \quad (\text{A12})$$

$$S_{\text{eff}} = \frac{\iint |E^{2\omega}|^2 dx dz \left[\iint |E^\omega|^2 dx dz \right]^2}{\left[\iint [E^{2\omega}]^* [E^\omega]^2 dx dz \right]^2}. \quad (\text{A13})$$

$d_{\text{eff}}^2/S_{\text{eff}}$ 进一步可以化简成:

$$\begin{aligned} \frac{d_{\text{eff}}^2}{S_{\text{eff}}} &= d_0^2 \frac{\left[\iint [E^{2\omega}]^* [E^\omega]^2 dx dz \right]^2}{\iint |E^{2\omega}|^2 dx dz \left[\iint |E^\omega|^2 dx dz \right]^2} \\ &= d_0^2 \frac{\left[\iint [E^{2\omega}]^* [E^\omega]^2 dx dz \right]^2}{\left| \iint |E^{2\omega}|^2 E^{2\omega} dx dz \right|^{\frac{2}{3}} \left| \iint |E^\omega|^2 E^\omega dx dz \right|^{\frac{4}{3}}} \frac{\left| \iint |E^{2\omega}|^2 dx dz \right|^{\frac{2}{3}} \left[\iint |E^\omega|^2 dx dz \right]^2}{\left| \iint |E^{2\omega}|^2 E^{2\omega} dx dz \right|^{\frac{2}{3}} \left| \iint |E^\omega|^2 E^\omega dx dz \right|^{\frac{4}{3}}}, \end{aligned} \quad (\text{A14})$$

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{\iint [E^{2\omega}]^* [E^\omega]^2 dx dz}{\left| \iint |E^{2\omega}|^2 E^{2\omega} dx dz \right|^{\frac{1}{3}} \left| \iint |E^\omega|^2 E^\omega dx dz \right|^{\frac{2}{3}}}, \\ S_0 &= \frac{\iint |E^{2\omega}|^2 dx dz \left[\iint |E^\omega|^2 dx dz \right]^2}{\left| \iint |E^{2\omega}|^2 E^{2\omega} dx dz \right|^{\frac{2}{3}} \left| \iint |E^\omega|^2 E^\omega dx dz \right|^{\frac{4}{3}}}, \end{aligned}$$

ξ 表示空间模场重叠因子, S_0 表示泵浦光和参量光的有效模场面积. 于是 K_3 简化为

$$K_3 = \varepsilon_0 \sqrt{\frac{(2\omega)^2}{2(N\omega)^2 N^2\omega} \left(\frac{\mu_0}{\varepsilon_0} \right)^{3/2} \frac{d_0^2 \xi^2}{S_0}}. \quad (\text{A15})$$

由于在简并自发参量下转换中相位失配参数 $2\Delta = 0$ 时 $2\omega_3 = \omega_1 = \omega_2$, 所以有

$$\kappa = \frac{\varepsilon_0}{2} \sqrt{\frac{(2\omega)^2}{2(N\omega)^2 N^2\omega} \left(\frac{\mu_0}{\varepsilon_0} \right)^{3/2} \frac{d_0^2 \xi^2}{S_0}}. \quad (\text{A16})$$

利用 $e^{i(\beta_i + \Delta)y - \omega_i t}$ ($i = 1, 2$), 可将方程 (A9) 和 (A10) 写为^[30,31]

$$\frac{d}{dy} a_1(y) = \Gamma e^{i\varphi} a_2^\dagger(y) - i\Delta a_1(y), \quad (\text{A17})$$

$$\frac{d}{dy} a_2(y) = \Gamma e^{i\varphi} a_1^\dagger(y) - i\Delta a_2(y), \quad (\text{A18})$$

$$\Gamma e^{i\varphi} = i\kappa A_3, \quad (\text{A19})$$

其中 φ 是泵浦光的相位, $\Gamma = |\kappa| P_3^{1/2}$. 参量下转换的光子是由真空涨落产生的非相干光, 输入信号光和闲频光的振幅为 $a_1(y) = a_1(0)$, $a_2(y) = a_2(0)$, 在 $y = 0$ 时可以得到线性差分方程 (A17) 和 (A18) 的解:

$$\begin{aligned} a_1(y) &= [\cosh \gamma y - (i\Delta/\gamma) \sinh \gamma y] a_1(0) \\ &\quad + [(\Gamma/\gamma) e^{i\varphi} \sinh \gamma y] a_2^\dagger(0), \end{aligned} \quad (\text{A20})$$

$$\begin{aligned} a_2(y) &= [(\Gamma/\gamma) e^{i\varphi} \sinh \gamma y] a_1^\dagger(0) \\ &\quad + [\cosh \gamma y - (i\Delta/\gamma) \sinh \gamma y] a_2(0), \end{aligned} \quad (\text{A21})$$

$$\gamma = \sqrt{\Gamma^2 - \Delta^2}, \quad (\text{A22})$$

其中 Γ 是与耦合系数 κ 和泵浦光功率有关的实变量 $\Gamma =$

$|\kappa| P_3^{1/2}$. 于是根据文献 [30], 光子数的期望值可以表示为

$$\begin{aligned} \langle N_1 \rangle &= \langle N_2 \rangle = \langle a_2^\dagger(L) a_1(L) \rangle |\Gamma/\gamma \sinh \gamma L|^2 \\ &\approx \Gamma^2 L^2 [\sin(\Delta L)/(\Delta L)]^2. \end{aligned} \quad (\text{A23})$$

由于不同的光子对之间没有相关性, 所以输出光功率是由各光子对功率的简单求和得到. 单位时间内流动的信号光子数表示为 $\langle N_1 \rangle (d\omega_1/2\pi)$, 不同信号光频率间隔表示为 $\Delta\omega_1$. 因此, 信号光功率 P 表示为

$$\begin{aligned} P &= h\omega_1 \int \langle N_1 \rangle (d\omega_1/2\pi) \\ &\approx h\omega_1 \int \Gamma^2 L^2 [\sin(\Delta L)/(\Delta L)]^2 (d\omega_1/2\pi). \end{aligned} \quad (\text{A24})$$

在简并 SPDC 中, 相位匹配适用于相同偏振和中心频率的信号光和闲频光 ($\omega_{10} = \omega_{20} = \omega_3/2$), 由 (A1) 式定义的相位失配参数 Δ 与 ω_1 关于精确的相位匹配频率 $\omega_3/2$ 的偏差有关:

$$2\Delta = -g(\omega_1 - \omega_3/2)^2, \quad g = [\partial^2 \beta / \partial \omega^2]_{\omega_3/2}. \quad (\text{A25})$$

(A24) 式表示在全部的 $\omega_1 > \omega_2$, $\omega_2 > \omega_1$ 范围进行积分, 因此信号光和闲频光是不可区分的, 通过使用 $\int (\sin x^2/x^2)^2 dx = (4/3)\pi^{1/2}$, 可以得到总的输出功率的表达式:

$$P = \frac{4\hbar\omega_1 c |\kappa|^2 P_3 L^3/2}{3\lambda_1 \sqrt{|\partial n_1 / \partial \lambda|}}, \quad (\text{A26})$$

于是可以计算转化效率 $\eta = P/P_3$, 光子对产生率 $G = P/(2h\omega_1)$, 以及对应光谱半高宽的光子对亮度 $B = G/W$.

参考文献

- [1] Dowling J P, Milburn G J 2003 *Philos. Trans. A. Math. Phys. Eng. Sci.* **361** 1655
- [2] Flamini F, Spagnolo N, Sciarrino F 2019 *Rep. Prog. Phys.* **82** 016001
- [3] Tang Y L, Yin H L, Chen S J, Liu Y, Zhang W J, Jiang X, Zhang L, Wang J, You L X, Guan J Y 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 190501
- [4] Ren J G, Xu P, Yong H L, Zhang L, Liao S K, Yin J, Liu W Y, Cai W Q, Yang M, Li L 2017 *Nature* **549** 70
- [5] Chi Y, Huang J, Zhang Z, Mao J, Zhou Z, Chen X, Zhai C, Bao J, Dai T, Yuan H 2022 *Nat. Commun.* **13** 1166
- [6] Lloyd S 1996 *Science* **273** 1073
- [7] Zhong H S, Deng Y H, Qin J, Wang H, Chen M C, Peng L C, Luo Y H, Wu D, Gong S Q, Su H 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 180502
- [8] Wang J, Sciarrino F, Laing A, Thompson M G 2020 *Nat. Photonics* **14** 273
- [9] Wang J, Paesani S, Ding Y, Santagati R, Skrzypczyk P, Salavrakos A, Tura J, Augusiak R, Mančinska L, Bacco D 2018 *Science* **360** 285
- [10] Qiang X G, Zhou X Q, Wang J W, Wilkes C M, Loke T, O'Gara S, Kling L, Marshall G D, Santagati R, Ralph T C 2018 *Nat. Photonics* **12** 534
- [11] Politi A, Matthews J C, O'brien J L 2009 *Science* **325** 1221
- [12] Peruzzo A, Lobino M, Matthews J C, Matsuda N, Politi A,

- Poulios K, Zhou X Q, Lahini Y, Ismail N, Wörhoff K 2010 *Science* **329** 1500
- [13] Laing A, Peruzzo A, Politi A, Verde M R, Halder M, Ralph T C, Thompson M G, O'Brien J L 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 211109
- [14] Shadbolt P J, Verde M R, Peruzzo A, Politi A, Laing A, Lobino M, Matthews J C, Thompson M G, O'Brien J L 2012 *Nat. Photonics* **6** 45
- [15] Gerrits T, Thomas Peter N, Gates J C, Lita A E, Metcalf B J, Calkins B, Tomlin N A, Fox A E, Linares A L, Spring J B 2011 *Phys. Rev. A* **84** 060301
- [16] Carolan J, Harrold C, Sparrow C, Martín-López E, Russell N J, Silverstone J W, Shadbolt P J, Matsuda N, Oguma M, Itoh M 2015 *Science* **349** 711
- [17] Kuyken B, Leo F, Clemmen S, Dave U, Van Laer R, Ideguchi T, Zhao H, Liu X, Safioui J, Coen S 2017 *Nanophotonics* **6** 377
- [18] Alibart O, D'Auria V, De Micheli M, Doutre F, Kaiser F, LabontéL, Lughni T, Picholle É, Tanzilli S 2016 *J. Opt.* **18** 104001
- [19] Zhang M, Wang C, Cheng R, Shams-Ansari A, Lončar M 2017 *Optica* **4** 1536
- [20] Jin H, Liu F, Xu P, Xia J, Zhong M, Yuan Y, Zhou J, Gong Y, Wang W, Zhu S 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 103601
- [21] Wang C, Zhang M, Chen X, Bertrand M, Shams-Ansari A, Chandrasekhar S, Winzer P, Lončar M 2018 *Nature* **562** 101
- [22] Elkus B S, Abdelsalam K, Rao A, Velev V, Fathepour S, Kumar P, Kanter G S 2019 *Opt. Express* **27** 38521
- [23] Javid U A, Ling J, Staffa J, Li M, He Y, Lin Q 2021 *Phys. Rev. Lett.* **127** 183601
- [24] Zhao J, Ma C, Rütting M, Mookherjee S 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 163603
- [25] Zhang C T, Shi X T, Zhu W X, Zhu J L, Hao X Y, Jin R B 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 204201 (in Chinese) [张晨涛, 石小涛, 朱文新, 朱金龙, 郝向英, 金锐博 2022 物理学报 **71** 204201]
- [26] Zelmon D E, Small D L, Jundt D 1997 *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 3319
- [27] Donnelly J P, Haus H A, Molter L A 1988 *J. Lightwave Technol.* **6** 257
- [28] Chrostowski L, Hochberg M 2015 *Silicon Photonics Design: from Devices to Systems* (Cambridge: Cambridge University Press) pp92–95
- [29] Suhara T, Fujimura M 2003 *Waveguide Nonlinear-optic Devices* (Vol. 11) (New York: Springer Science & Business Media) pp41, 42
- [30] Suhara T 2009 *Laser. Photonics Rev.* **3** 370
- [31] Suhara T, Kintaka H 2005 *IEEE J. Quantum. Electron.* **41** 1203

COVER ARTICLE

Mode-dispersion phase matching single photon source based on thin-film lithium niobate^{*}

Yu Gui-Fang¹⁾ Li Zhi-Hao¹⁾ Xiao Tian-Qi¹⁾
Feng Tian-Feng¹⁾ Zhou Xiao-Qi^{1)2)†}

1) (*State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies, School of Physics, Sun Yat-Sen University, Guangzhou 510006, China*)

2) (*Hefei National Laboratory, Hefei 230088, China*)

(Received 6 May 2023; revised manuscript received 27 May 2023)

Abstract

In the domain of integrated quantum photonics, the burgeoning superiority of lithium niobate's second-order nonlinearity in electro-optic modulation makes thin-film lithium niobate a leading quantum photonic platform after silicon. To date, single-photon sources using thin-film lithium niobate has mainly adopted periodic polarization quasi-phase matching technology, which requires the preparation of complex electrodes for domain inversion in the waveguide to realize quasi-phase matching. This method inevitably introduces complexity, such as complex processing methods, enlarged polarization regions, and compromised integration density. With the development of quantum information technology, the ever-increasing degree of integration constantly creates new demands. Consequently, the development of a streamlined, high-efficiency quantum light source on a lithium niobate platform is a pressing issue. In this study, we propose a novel thin-film lithium niobate parametric down-conversion single-photon source based on mode dispersion phase matching theory. The strategy is different from conventional strategies that utilize periodic polarization to generate single-photon sources in thin-film lithium niobate devices. In contrast to traditional quasi-phase matching techniques that utilize the phase matching between pump fundamental mode light and parametric fundamental mode light, our method employs the phase matching between the pump light's higher-order mode and the parametric light's fundamental mode. The pump light's higher-order mode is obtained by designing an asymmetric directional coupler. The device's single-photon yield can attain $3.8 \times 10^7 / (\text{s}\cdot\text{mW})$, satisfying the requirements for optical quantum information processing. This innovative solution is expected to replace the traditional quasi-phase-matching single-photon sources, thus further promoting the study of optical quantum information based on thin-film lithium niobate chips.

Keywords: single photon source, thin-film lithium niobate, mode dispersion phase matching

PACS: 42.50.-p, 42.65.-k

DOI: 10.7498/aps.72.20230743

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61974168) and the Key Research and Development Program of Guangdong Province, China (Grant Nos. 2018B030329001, 2018B030325001).

† Corresponding author. E-mail: zhouxq8@mail.sysu.edu.cn

基于薄膜铌酸锂的模式色散相位匹配单光子源

余桂芳 李志浩 肖天琦 冯田峰 周晓祺

Mode-dispersion phase matching single photon source based on thin-film lithium niobate

Yu Gui-Fang Li Zhi-Hao Xiao Tian-Qi Feng Tian-Feng Zhou Xiao-Qi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 154204 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230743

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230743>

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

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

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

物理学报. 2022, 71(20): 204201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220739>

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>

量子点操控的光子探测和圆偏振光子发射

Single photon detection and circular polarized emission manipulated with individual quantum dot

物理学报. 2018, 67(22): 227301 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20182049>

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>

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>