

专题: 量子光学原理与应用

## 基于铌酸锂波导的中红外纯态量子光源\*

黄宇航<sup>1)</sup> 王东周<sup>2)</sup> 柯少林<sup>1)†</sup> 金锐博<sup>1)3)‡</sup>

1) (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)

2) (济南量子技术研究院, 济南 250101)

3) (湖南师范大学, 低维量子结构与调控教育部重点实验室, 长沙 410081)

(2025 年 10 月 15 日收到; 2025 年 11 月 22 日收到修改稿)

中红外量子光源在气体传感和红外热成像等领域具有广阔的应用前景. 然而, 目前常用的中红外量子纠缠光源主要依赖块状周期极化铌酸锂 (periodically poled lithium niobate, PPLN) 晶体, 其亮度和集成度均存在不足. 本文提出了一种基于铌酸锂薄膜波导的理论方案, 利用 1556.9 nm 泵浦产生中心波长为 3113.8 nm 的纠缠光子对. 通过合理的波导结构设计及周期极化设计, 实现了 II 型相位匹配与群速度匹配, 使得横电 (transverse electric, TE) 偏振泵浦入射时能够下转换产生 TE 偏振与横磁 (transverse magnetic, TM) 偏振的光子对. 进一步地, 结合域排列算法对 PPLN 波导的极化方向进行定制化设计, 可实现精确的相位匹配, 从而获得纯度高达 0.999 的量子光源, 亮度可以达到  $6.18 \times 10^6$  cps/mW, 相比块状 PPLN 晶体光源亮度提升 3 个数量级. 本研究有望为中红外波段实现高亮度、高纯度的片上量子光源提供解决方案.

**关键词:** 铌酸锂波导, 极化周期设计, 中红外波段, 量子光源**DOI:** 10.7498/aps.75.20251398**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251398

## 1 引言

中红外波段 (约 2—20  $\mu\text{m}$ ) 的量子光源在量子信息科学与技术中具有重要地位, 已成为推动量子传感、量子通信和量子成像等前沿应用的关键资源<sup>[1-3]</sup>. 该波段涵盖多种气体的强吸收谱线, 可显著提升气体传感与环境监测的灵敏度与精度, 此外, 中红外波段覆盖 3—5  $\mu\text{m}$  之间的大气传输窗口, 具有较高的透明度, 为自由空间量子通信和量子安全传输提供了低损耗信道<sup>[4,5]</sup>. 在成像方面, 由于室温物体自发辐射中红外光, 该波段量子光源可应用于红外热成像<sup>[6-8]</sup>及生物医学样本的超分辨、低背景成像<sup>[9,10]</sup>, 适用于军事激光雷达<sup>[11]</sup>、化学样品检测<sup>[12]</sup>等多种高需求场景.

目前, 实现中红外单光子源的主要方法是自发参量下转换 (spontaneous parametric down conversion, SPDC). 在具有二阶非线性效应的晶体中, 当满足相位匹配条件时, 高频泵浦光子能够转换为低频的信号光子和闲频光子<sup>[13,14]</sup>. 铌酸锂不仅具有较大的二阶非线性系数, 而且在可见光至中红外波段均表现出优良的透光性能, 同时, 其成熟的电极倒极化工艺可实现高效的准相位匹配. 因此, 周期性极化铌酸锂 (periodically poled lithium niobate, PPLN) 成为实现 SPDC 过程的理想材料平台. 根据信号光子与闲频光子的偏振关系, SPDC 可分为 Type-0, Type-I 和 Type-II, 不同类型在各类应用中均具有重要价值. 例如, 在 Type-II SPDC 中, 天然产生的偏振正交光子对可直接作为偏振纠缠源. 近年来, 在中红外波导器件方面已取得系列进

\* 国家自然科学基金 (批准号: 92365106, 12574389) 和湖北省教育厅科学技术研究计划 (批准号: Q20231504) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: keshalin@wit.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: jrbqyj@foxmail.com

展. 2017年, Mancinelli等<sup>[7]</sup>采用1550 nm的连续光泵浦PPLN晶体, 通过SPDC过程产生了2890 nm和3343 nm的简并量子光源. 2020年, Prabhakar等<sup>[15]</sup>在实验上利用1045 nm的飞秒泵浦光激发PPLN晶体, 获得了2 μm的偏振纠缠光子对. 2021年, Wei等<sup>[16]</sup>使用掺杂铌酸锂晶体通过自发参量下转换过程制备中红外(mid-infrared band, MIR)光谱不相关的双光子. 2022年, 张晨涛等<sup>[17]</sup>通过域排列算法设计铌酸锂晶体提升了PPLN制备单光子纯度. 2023年, Cai等<sup>[18]</sup>理论分析了14种双折射晶体和8种周期极化晶体制备中红外纯态单光子的可行性. 2024年, Ge等<sup>[19]</sup>使用II型相位匹配周期极化磷酸钛氧钾晶体, 在1541 nm泵浦下生成3082 nm简并光子对, 首次在中红外波段(3082 nm)实现了时间-能量纠缠光子对的生成. 2025年, Li等<sup>[20]</sup>开发了3370 nm和1555 nm的双色偏振纠缠光子源, 为中红外波段的自由空间量子通信提供了全天候操作的潜力. Zhu等<sup>[21]</sup>通过理论设计了一种基于定制周期极化铌酸锂的超宽带纠缠双光子源, 实现了4780 nm的带宽和阿秒级Hong-Ou-Mandel (HOM)干涉条纹, 为下一代量子技术应用提供了关键光源支持.

在上述研究工作中, 人们采用非线性块状晶体制备中红外波段的量子光源, 但这种方法存在光子产率较低且不利于集成的问题. 为解决这些不足, 本文设计PPLN波导结构替代块状晶体结构, 通过在3.1 μm处满足群速度匹配条件, 获得高亮度、高纯度的量子光源. 在应用层面, 波导器件的尺寸特性使其易于与激光器、调制器、探测器等其他光子元件集成在单片芯片上<sup>[22,23]</sup>, 这一优势有望推动集成量子光学系统在中红外波段的发展<sup>[24-26]</sup>.

## 2 理论

在SPDC过程中, 一个泵浦光子被分成两个较低能量的光子, 即信号光子和闲频光子. SPDC中的双光子成分可以表示为<sup>[27]</sup>

$$|\psi_{si}\rangle = \int_0^\infty \int_0^\infty d\omega_s d\omega_i f(\omega_s, \omega_i) \hat{a}_s^\dagger(\omega_s) \hat{a}_i^\dagger(\omega_i) |0\rangle, \quad (1)$$

其中,  $f(\omega_s, \omega_i)$ 表示联合频谱振幅(joint spectral amplitude, JSA):

$$f(\omega_s, \omega_i) = \phi(\omega_s, \omega_i) \alpha(\omega_s + \omega_i).$$

这里,  $\phi(\omega_s, \omega_i)$ 和 $\alpha(\omega_s + \omega_i)$ 分别是相位匹配振幅和泵浦包络振幅. 色散引起的 $\Delta k$ 相位失配通过PPLN的周期性极化来补偿, 表达式为

$$\Delta k = 2\pi \left( \frac{n_{\text{eff}}(\lambda_p)}{\lambda_p} - \frac{n_{\text{eff}}(\lambda_s)}{\lambda_s} - \frac{n_{\text{eff}}(\lambda_i)}{\lambda_i} - \frac{1}{\Lambda} \right), \quad (2)$$

其中,  $n_{\text{eff}}(\lambda_{p(s,i)})$ 和 $\lambda_{p(s,i)}$ 分别为泵浦光(信号光, 闲频光)的模式有效折射率和波长,  $\Lambda$ 为极化周期. 根据能量守恒定律,  $\omega_s + \omega_i = \omega_p$ , 因此泵浦包络函数 $\alpha(\omega_s + \omega_i)$ 的脊线始终沿反对角线方向分布. 为使相位匹配函数 $\phi(\omega_s, \omega_i)$ 沿对角线方向分布, 需满足群速度匹配(group velocity matching, GVM)条件<sup>[28]</sup>:

$$2V_{g,p}^{-1}(\omega_p) = V_{g,s}^{-1}(\omega_s) + V_{g,i}^{-1}(\omega_i), \quad (3)$$

其中 $V_{p(s,i)}^{-1}$ 为泵浦光(信号光, 闲频光)群速度的倒数, 在此条件下可以使JSA呈圆形分布, 群速度的定义为

$$V_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{c}{n_{\text{eff}} - n'_{\text{eff}}\lambda}, \quad (4)$$

其中,  $n'_{\text{eff}}$ 表示有效折射率 $n_{\text{eff}}$ 对波长 $\lambda$ 的导数, JSA的性质可以使用HOM干涉来测量, 作为时间延迟 $\tau$ 函数的符合概率 $p$ 的表达式<sup>[29]</sup>为

$$p(\tau) = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |f(\omega_s, \omega_i)|^2 \cos(\omega_s - \omega_i)\tau d\omega_s d\omega_i. \quad (5)$$

纯度是一个描述光子源光谱相关性的参数, 纯度可以通过对 $f(\omega_s, \omega_i)$ 进行施密特分解来计算:

$$f(\omega_s, \omega_i) = \sum_j c_j \phi_j(\omega_s) \varphi_j(\omega_i), \quad (6)$$

其中 $\phi_j(\omega_s)$ 和 $\varphi_j(\omega_i)$ 是频域中的两个正交基向量,  $c_j$ 是满足归一化条件的非负实数 $\sum_j c_j^2 = 1$ , 纯度 $\mathcal{P}$ 定义为

$$\mathcal{P} = \sum_j c_j^4. \quad (7)$$

由于相位匹配函数的特性, 会使JSA中存在旁瓣导致量子光源的纯度降低, 可以采用定制极化周期的设计方法来提高纯度, 3.4节将进行介绍.

## 3 模拟

### 3.1 群速度匹配的PPLN波导设计

本文设计的PPLN波导横截面如图1(a)所示, 为脊形波导结构, 光沿 $y$ 方向传播. 该波导可由铌酸锂薄膜在二氧化硅( $\text{SiO}_2$ )缓冲层上刻蚀形

成, SiO<sub>2</sub>层沉积于硅 (Si) 基底之上, 其中 SiO<sub>2</sub> 起绝缘隔离作用, 其厚度为 10 μm, Si 基底提供支撑. 波导的主要几何参数定义如下:  $w_1$  为脊顶部宽度,  $h_1$  为刻蚀深度,  $h_2$  为刻蚀后残余铌酸锂薄膜厚度,  $\theta$  为侧壁角. 受当前微纳加工工艺的限制, 铌酸锂侧壁难以完全垂直刻蚀, 通常侧壁角  $\theta$  在 40°—80° 之间. 本文中采用的几何参数为:  $w_1 = 4070$  nm,  $h_1 = 1.5$  μm,  $h_2 = 2.3$  μm,  $\theta = 65^\circ$ . 铌酸锂为各向异性晶体, 折射率由 Gayer 等<sup>[30]</sup> 测得的 Sellmeier 方程计算. 本文选用  $z$  切铌酸锂晶体, 以充分利用铌酸锂中的二阶非线性系数分量  $d_{15}$ , 从而实现 II 型相位匹配 (横电 (TE) 偏振→TE 偏振+横磁 (TM) 偏振).

为分析波导的相位匹配与群速度匹配条件, 本文采用有限元法对波导中的 TE 和 TM 模式进行色散特性数值模拟, 结果如图 1(b) 所示. 计算温度设定为 50 °C. 在 1500—4000 nm 的波长范围内, TM 模式的有效折射率均高于 TE 模式, 且两者的有效折射率均随波长增大而减小. 根据计算得到的模式色散曲线, 可利用 (3) 式求得群速度匹配波长. 考虑 II 型 SPDC 情况, 即 TE 模式的泵浦光子经下转换过程产生 TE 模式的信号光子与 TM 模式的闲频光子. 计算表明, 满足群速度匹配条件的简并下转换的信号/闲频中心波长为 3113.8 nm, 对应的泵浦波长为 1556.9 nm. 依据相应波长处的有效折射率, 可进一步确定 PPLN 的极化周期. 其

中, 1556.9 nm 处 TE 模式泵浦光的有效折射率为  $n_{\text{eff}}(\text{TE}, 1556.9 \text{ nm}) = 2.1117$ , 3113.8 nm 处 TE 模式信号光的有效折射率为  $n_{\text{eff}}(\text{TE}, 3113.8 \text{ nm}) = 2.0027$ , TM 模式闲频光的有效折射率为  $n_{\text{eff}}(\text{TM}, 3113.8 \text{ nm}) = 2.0468$ . 由 (2) 式可得极化周期  $\Lambda = 17.9$  μm. 图 1(c) 展示了泵浦光与下转换光在波导横截面中的模式分布, 箭头表示光的偏振方向.

### 3.2 频谱分布的分析

为研究纠缠光子对的联合频谱特性, 计算了在 GVM 波长  $\lambda = 3113.8$  nm 下的 JSA. 图 2(a) 描绘了泵浦包络函数 (pump envelope function, PEF), 其脊线沿反对角线方向分布, 泵浦光的半高全宽为 0.58 nm. 图 2(b) 为相位匹配函数 (phase matching function, PMF) 在相同波长坐标系中的分布. 相位匹配函数的脊线分布是直线, 而出现弯曲是由于波导结构导致的 (对于块状晶体, 其相位匹配函数的脊线分布是直线分布), 在图中心处, 其倾斜方向与泵浦包络函数近似正交, 出现的条纹结构源于相位匹配函数是一个 sinc 函数. 将图 2(a) 与图 2(b) 相乘后, 得到如图 2(c) 所示的 JSA. JSA 的分布呈现出近似于圆形的单一主瓣结构, 说明所产生的光子对在频率域具有较强的解关联特性. 通过数值计算, 得到该 JSA 对应的频域纯度  $\mathcal{P}$  为 0.82, 表明所制备的双光子态在频率自由度上具有较好的可分性. 进一步地, 基于该 JSA 进行 HOM

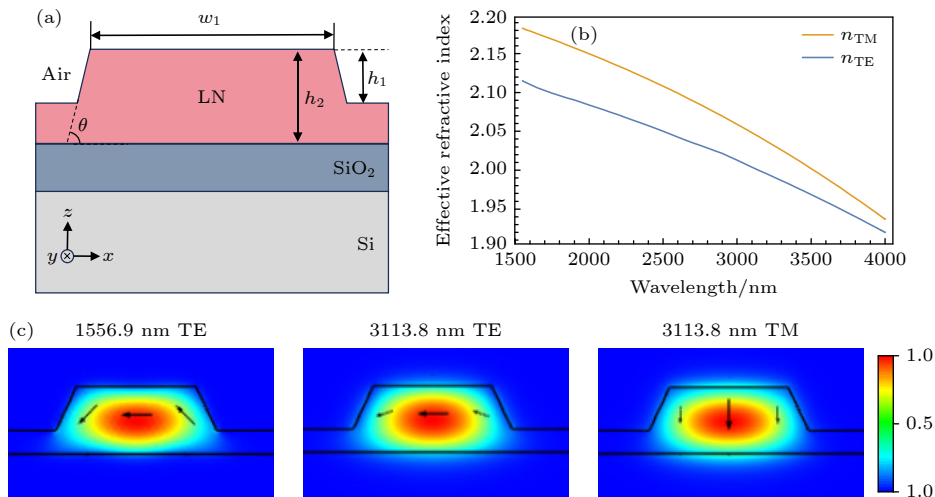


图 1 波导模式和色散关系 (a) PPLN 波导的横截面示意图, 其中  $w_1 = 4070$  nm,  $h_1 = 1.5$  μm,  $h_2 = 2.3$  μm,  $\theta = 65^\circ$ ; (b) TE, TM 模式的色散曲线; (c) 泵浦光和下转换光的模场图, 箭头表示偏振方向

Fig. 1. Waveguide mode profiles and dispersion: (a) Cross-section of the PPLN waveguide, where  $w_1 = 4070$  nm,  $h_1 = 1.5$  μm,  $h_2 = 2.3$  μm,  $\theta = 65^\circ$ ; (b) dispersion curves of TE and TM modes; (c) mode field profiles of pump and down-converted light, with arrows indicating polarization directions.

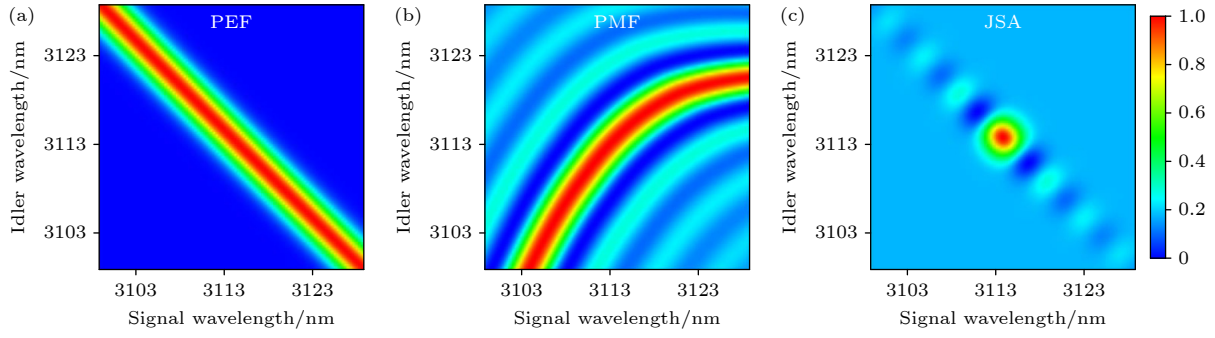


图 2 (a) 泵浦包络函数; (b) 相位匹配函数; (c) 联合频谱振幅

Fig. 2. (a) Pump envelope function; (b) phase matching function; (c) joint spectral amplitude.

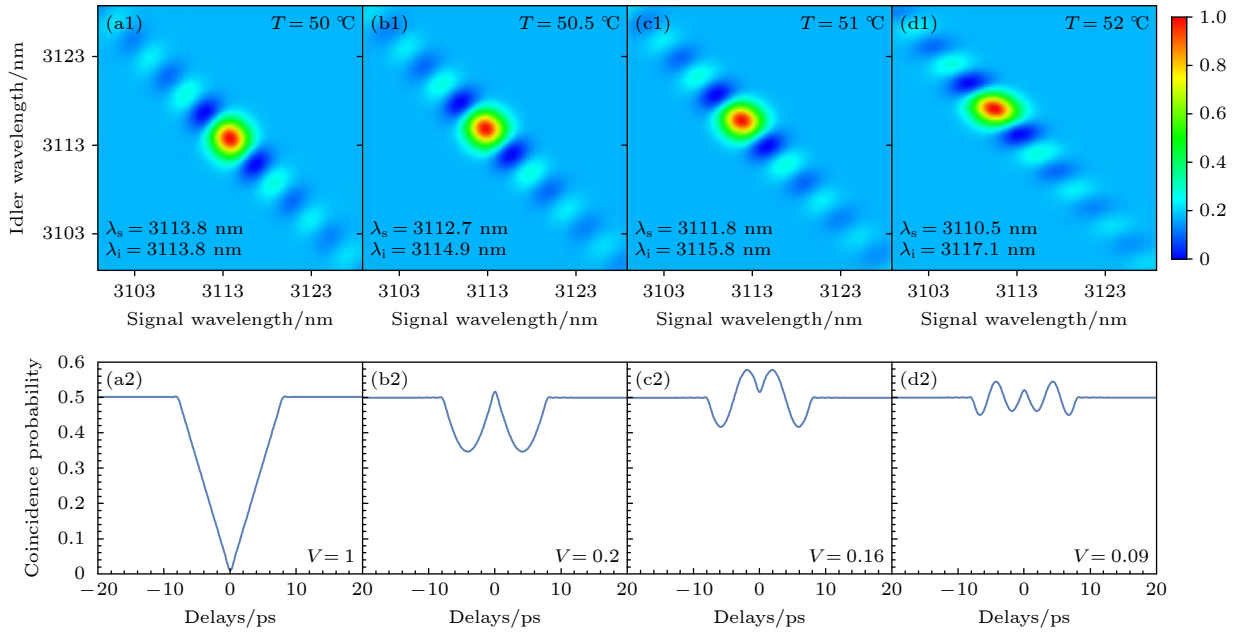


图 3 不同温度下的 JSA (a1)–(d1) 和 HOM 干涉图案 (a2)–(d2) (a) 50 °C; (b) 50.5 °C; (c) 51 °C; (d) 52 °C

Fig. 3. JSA (a1)–(d1) and HOM interference patterns (a2)–(d2) at different temperatures: (a) 50 °C; (b) 50.5 °C; (c) 51 °C; (d) 52 °C.

干涉可见度的评估. 把 JSA 的图代入 (5) 式就可以得到 HOM 干涉条纹, 如图 3(a2) 所示, HOM 干涉条纹呈现三角形形状, 这是因为 JSA 在差频方向上是一个 sinc 函数. 测得的 HOM 干涉可见度为 1, 该结果反映了所制备的量子光源具有优异的量子相干性和频谱不可区分性, 为后续量子信息处理任务中高保真度操作提供了重要保障.

### 3.3 温度效应的分析

为研究量子光源的环境适应性, 系统分析了温度变化对双光子频谱特性及 HOM 干涉的影响. 通过数值模拟计算了 50—52 °C 温度区间内 JSA 与 HOM 干涉可见度的演化规律, 结果如图 3 所示. 图 3(a1)–(d1) 分别计算了温度在 50 °C, 50.5 °C, 51 °C, 52 °C 下的 JSA, 展示了温度从 50 °C 升至 52 °C

过程中 JSA 的演变过程. 由于热光效应, 温度变化会改变波导的有效折射率, 进而影响相位匹配条件使得 JSA 向左上角移动. 每个 JSA 图的左下角都展示了信号光和闲频光的中心波长. 对应各温度点的 HOM 干涉曲线如图 3(a2)–(d2) 所示, HOM 干涉可见度从温度为 50 °C 下的 1 降低到 0.2, 0.16 和 0.09, 干涉可见度  $V = (p_{\max} - p_{\min}) / (p_{\max} + p_{\min})$ , 其中  $p_{\max(\min)}$  是  $p(\tau)$  的最大(最小)值<sup>[31]</sup>. 在温度升高 2 °C 的过程中, JSA 偏离对称分布, 从而降低了其在分束器处的 HOM 干涉度. 这意味着该型波导对温度非常敏感, 在未来的实际应用中, 需要配备精密的温控装置.

根据量子版本的维纳-欣钦定理<sup>[29]</sup>, HOM 干涉条纹与双光子联合频谱强度 (joint spectral intensity, JSI) 在差频方向 ( $\omega_s - \omega_i$ ) 上的投影是

傅里叶变换关系. 其中,  $JSI = |f(\omega_s, \omega_i)|^2$ . 当 JSI 在差频方向的投影是  $\text{sinc}^2$  函数时, 其傅里叶变换是三角形函数, 这对应了图 3(a1), (a2) 的情况. 当 JSI 在差频方向发生了平移之后, 图 3(a1) 变为了图 3(b1)—(d1), 根据傅里叶变换的平移性质, 三角形函数加入了  $\cos$  项的调制, 这对应了图 3(b2)—(d2) 的形状.

### 3.4 定制极化周期的设计

采用上述波导结构在温度为  $50\text{ }^\circ\text{C}$  下制备的量子光源的纯度只有 0.82, 为了进一步提高该纯度, 可以对铌酸锂波导的周期进行定制化设计. 利用文献 [17,32] 中的域排列算法, 设计了如图 4 所示的周期结构. 该波导的总长度是 36 mm, 域宽度  $L_c = \lambda/2$ , 图 4(a) 是波导内详细的极化分布图, 插图为沿着波导 9.0—9.5 mm 和 17.0—17.5 mm 的极化细节. 通过调控其极化周期结构以抑制波导相位匹配函数中的旁瓣, 从而实现频率无关联的双光子态, 并进一步制备出高纯度的单光子源. JSA 如图 4(d) 由泵浦包络函数图 4(b) 和相位匹配函数图 4(c) 相乘得到, 进行施密特分解计算得到量子

光源的频域纯度为 0.999.

### 3.5 光子对产率的估算

光子对产率是评估量子光源性能的关键指标之一, 本节将围绕该指标展开计算. 首先需要计算波导的有效模式面积, 其数值等于非线性耦合系数的倒数. 非线性耦合系数  $\Gamma$  的表达式为 [33]

$$\Gamma = \frac{\left| \int E_p E_s^* E_i^* dx dz \right|^2}{\int |E_p|^2 dx dz \int |E_s|^2 dx dz \int |E_i|^2 dx dz}. \quad (8)$$

(8) 式计算了泵浦光 TE 模式的电场  $x$  分量和下转换光 TE 模式的电场  $x$  分量、TM 模式的电场  $z$  分量这 3 个模式的重叠积分. 通过计算得到非线性耦合系数  $\Gamma = 0.1316\ \mu\text{m}^{-2}$ , 波导中有效模式面积  $A_{\text{eff}} = 1/\Gamma$ . 接下来对光子对产率进行估算, II 型 SPDC 条件下光子对产率为 [34,35]

$$R_{\text{sm}} = \frac{P}{4\varepsilon_0\pi c^3} \frac{n_{\text{gs}}n_{\text{gi}}}{n_{\text{eff}}^2(\lambda_s)n_{\text{eff}}^2(\lambda_i)n_{\text{eff}}(\lambda_p)} d_{\text{eff}}^2 \frac{1}{A_{\text{eff}}} \times \int_0^{\omega_p} \omega_s(\omega_p - \omega_s) \left| \int_0^L g(z)e^{-ikz} dz \right|^2 d\omega_s, \quad (9)$$

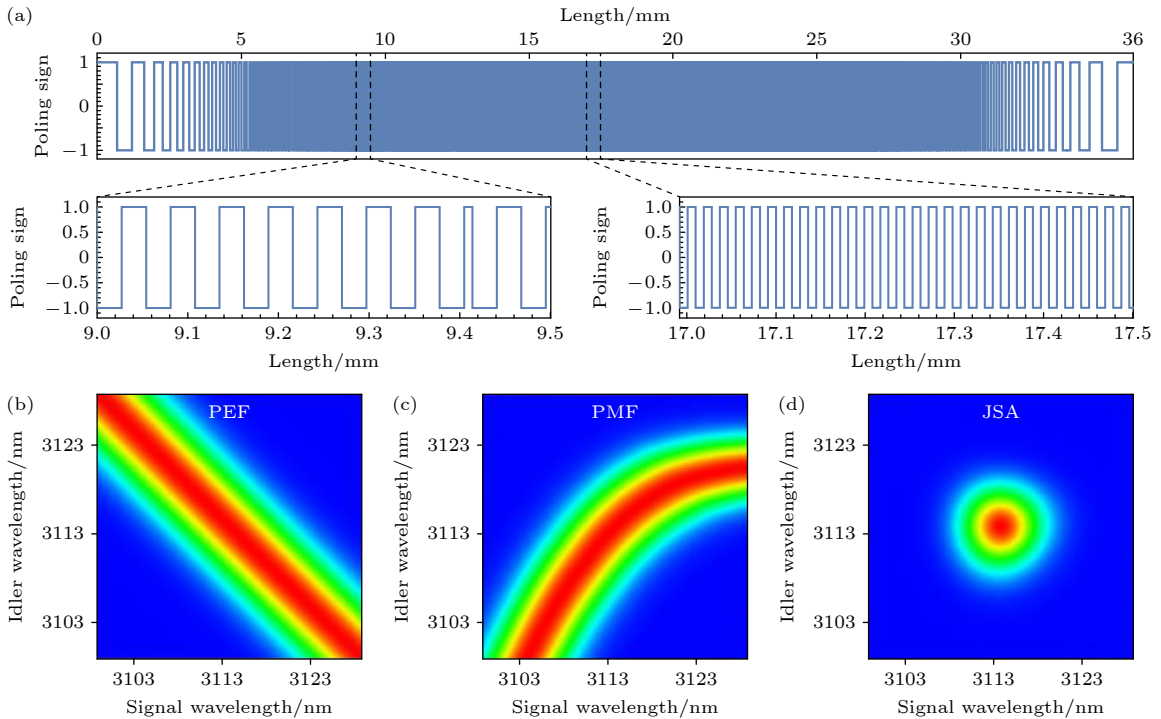


图 4 (a) PPLN 波导定制极化分布; (b) 泵浦包络函数; (c) 相位匹配函数; (d) 定制极化周期下的联合频谱分布, 所得量子光源的纯度为 0.999

Fig. 4. (a) Customized polarization distribution of PPLN waveguide; (b) pump envelope function; (c) phase matching function; (d) joint spectral distribution under customized polarization period, with achieved quantum light source purity of 0.999.

其中  $\epsilon_0$  为真空中的介电常数,  $n_{gs}(n_{gi})$  是信号光 (闲频光) 的群折射率,  $d_{\text{eff}}$  为有效非线性系数,  $d_{\text{eff}} = d_{15} = -4.6 \text{ pm/V}$ ,  $\omega_p(\omega_s)$  为泵浦光 (信号光) 的频率,  $g(z)$  为极化方向. 通过计算在泵浦功率为  $1 \text{ mW}$  的条件下得到光子对产率为  $6.18 \times 10^6 \text{ cps}$ .

接下来与块状 PPLN 晶体进行对比, 块状 PPLN 晶体的有效模场面积的表达式为

$$A_{\text{eff}} = \frac{\pi}{8} \left| \frac{\sigma_1^2 + 2\sigma_p^2}{\sigma_p} \right|^2, \quad (10)$$

其中  $\sigma_{p(1)}$  为泵浦光 (下转换光) 的光斑半径. 对于常用直径为  $100 \mu\text{m}$  的块状 PPLN 晶体, 其有效模场面积约为  $8835.73 \mu\text{m}^2$ , 而基于本文设计的波导结构下的有效模场面积约为  $7.599 \mu\text{m}^2$ , 与块状 PPLN 晶体相比, 缩小为原来的约  $1/1000$ , 对应光子对的产率提高了 3 个数量级 [35].

## 4 结 论

本文通过对波导结构与极化周期的设计, 在  $3.1 \mu\text{m}$  波段实现了 II 型相位匹配与群速度匹配, 显著提升了光子对产率与频谱纯度. 数值模拟表明, 所设计的 PPLN 波导在  $1556.9 \text{ nm}$  TE 模泵浦下, 可高效产生  $3113.8 \text{ nm}$  的 TE/TM 偏振纠缠光子对, 其光子对产率相比传统块状 PPLN 晶体提升了 3 个数量级, 达到  $6.18 \times 10^6 \text{ cps/mW}$ . 在 HOM 干涉中, 干涉度可以达到 1, 通过调节温度, 可以对 JSA 和 HOM 干涉条纹进行调制. 进一步采用域排列算法对极化周期进行定制化设计, 有效抑制了相位匹配函数的旁瓣, 使得联合频谱振幅呈现高度对称的圆形分布, 频域纯度提升至 0.999. 本工作产生的纯态量子光源还具有易集成和微型化的优点, 未来在量子传感、量子成像和量子通信等方面有很大的应用前景 [36,37].

## 参考文献

- [1] 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]
- [2] Tournié E, Cerutti L 2019 *Mid-infrared Optoelectronics: Materials, Devices, and Applications* (Woodhead Publishing)
- [3] Ebrahim-Zadeh M, Sorokina I T 2008 *Mid-infrared Coherent Sources and Applications* (Springer Science & Business Media)
- [4] Kuo P S, Gerrits T, Verma V B, Nam S W 2016 *Opt. Lett.* **41** 5074
- [5] Bellei F, Cartwright A P, McCaughan A N, Dane A E, Najafi

- F, Zhao Q Y, Berggren K K 2016 *Opt. Lett.* **24** 3248
- [6] Tittl A, Michel A K U, Schäferling M, Yin X, Gholipour B, Cui L, Wuttig M, Taubner T, Neubrech F, Giessen H 2015 *Adv. Mater.* **27** 4597
- [7] Mancinelli M, Trenti A, Piccione S, Fontana G, Dam J S, Tidemand-Lichtenberg P, Pedersen C, Pavesi L 2017 *Nat. Commun.* **8** 15184
- [8] Han Z Q, Wang X H, Li J P, Liu B W, Zhou Z H, Zhang H, Li Y H, Zhou Z Y, Shi B S 2025 *Phys. Rev. Appl.* **24** 044078
- [9] Shi J H, Wong T T W, He Y, Li L, Zhang R Y, Yung C S, Hwang J, Maslov K, Wang L V 2019 *Nat. Photonics* **13** 609
- [10] Wang H W, Hao X Y, Jin R B 2025 *J. Wuhan Inst. Technol.* **47** 64 (in Chinese) [王宏伟, 郝向英, 金锐博 2025 *武汉工程大学学报* **47** 64]
- [11] Wang Q, Hao L L, Zhang Y, Xu L, Yang C H, Yang X, Zhao Y 2016 *Opt. Express* **24** 5045
- [12] 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
- [13] Xie T, Wang M M, Yuan C Z, Jin R B 2024 *China Meas. Test* **50** 65 (in Chinese) [谢涛, 汪涓涓, 袁晨智, 金锐博 2024 *中国测试* **50** 65]
- [14] Yuan B X, Li Q Q, Li B H, Jin R B 2024 *China Meas. Test* **50** 78 (in Chinese) [袁博欣, 李其旗, 李百宏, 金锐博 2024 *中国测试* **50** 78]
- [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 L, Deng G W, Shimizu R, Zhou Q, Jin R B 2020 *Opt. Express* **29** 256
- [17] 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]
- [18] Cai W H, Tian Y, Jin R B 2023 *Quantum Eng.* **2023** 6929253
- [19] Ge Z, Han Z Q Z, Yang F, Wang X H, Li Y H, Li Y, Gao M Y, Chen R H, Niu S J, Xie M Y 2024 *Sci. Adv.* **10** eadm7565
- [20] Li W Z, Zhou C, Wang Y, Chen L, Wang X H, Zheng D Y, Xie M Y, Li Y H, Zhou Z Y, Bao W S 2025 *Laser Photonics Rev.* **20** e00338
- [21] Zhu W X, Jin R B 2025 *Appl. Phys. Lett.* **126** 014001
- [22] Chen Y H, Ji B, Li N Q, Jiang Z, Li W, Li Y D, Feng L S, Wu T F, He G Q 2023 *Chin. Phys. B* **32** 120307
- [23] Liu X M, Chen C Y, Ge R, Wu J W, Chen X F, Chen Y P 2025 *Nano Lett.* **25** 6454
- [24] Fang X X, Shentu G, Lu H 2025 arXiv: 2510.03619 [quant-ph]
- [25] Chen Y, Ji B, Wu T, He G Q 2025 *Phys. Rev. Appl.* **23** 024030
- [26] Jin R B, Zeng Z Q, Xu D, Yuan C Z, Li B H, Wang Y, Shimizu R, Takeoka M, Fujiwara M, Sasaki M, Lu P X 2024 *Sci. China: Phys. Mech. Astron.* **67** 250312
- [27] Mosley P J, Lundeen J S, Smith B J, Walmsley I A 2008 *New J. Phys.* **10** 093011
- [28] Edamatsu K, Shimizu R, Ueno W, Jin R B, Kaneda F, Yabuno M, Suzuki H, Nagano S, Syoutji A, Suizu K 2011 *Prog. Inform.* **8** 19
- [29] Jin R B, Shimizu R 2018 *Optica* **5** 93
- [30] Gaye O, Sacks Z, Gallun E, Arie A 2008 *Appl. Phys. B* **91** 343
- [31] Jin R B, Chen G Q, Laudenbach F, Zhao S, Lu P X 2019 *Opt. Laser Technol.* **109** 222
- [32] Graffitti F, Kundys D, Reid D T, Branczyk A M, Fedrizzi A 2017 *Quantum Sci. Technol.* **2** 035001
- [33] Shi X, Mohanraj S S, Dhyani V, Baiju A A, Wang S, Sun J, Zhou L, Paterova A, Leong V, Zhu D 2024 *Light Sci. Appl.*

13 282

- [34] Schneeloch J, Knarr S H, Bogorin D F, Levangie M L, Tison C C, Frank R, Howland G A, Fanto M L, Alsing P M 2019 *J. Opt.* **21** 043501
- [35] 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** A9
- [36] Ying J W, Wang J Y, Xiao Y X, Gu S P, Wang X F, Zhong W, Du M M, Li X Y, Shen S T, Zhang A L 2025 *Sci. China: Phys., Mech. Astron.* **68** 240312
- [37] Li W, Xie T, Luo Y H, Zheng K, Peng M Y, Yang H, Ding C L, Yuan C Z, Magana-Loaiza O S, Xia K Y, Shimizu R, Jing H, You C L, Jin R B 2025 *Phys. Rev. Lett.* **135** 240201

SPECIAL TOPIC—Principles and applications of quantum optics

## Mid-infrared pure-state quantum light source based on lithium niobate waveguides\*

HUANG Yuhang<sup>1)</sup> WANG Dongzhou<sup>2)</sup> KE Shaolin<sup>1)†</sup> JIN Ruibo<sup>1)3)‡</sup>

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

2) (*Jinan Institute of Quantum Technology, Jinan 250101, China*)

3) (*Key Laboratory of Low-Dimensional Quantum Structures and Quantum Control of Ministry of Education, Hunan Normal University, Changsha 410081, China*)

( Received 15 October 2025; revised manuscript received 22 November 2025 )

### Abstract

Mid-infrared quantum light sources hold broad application prospects in fields such as gas sensing and infrared thermal imaging. However, currently used mid-infrared quantum entangled light sources primarily rely on bulk periodically poled lithium niobate (PPLN) crystals, which limits brightness and integration. This paper proposes a theoretical scheme based on lithium niobate thin films, in which 1556.9 nm pumping is used to generate entangled photon pairs with a central wavelength of 3113.8 nm. By optimizing the waveguide structure and periodic polarization design, type-II phase matching and group velocity matching are achieved. This enables transverse electric (TE)-polarized pump input to be down converted to generate photon pairs with TE and transverse magnetic (TM) polarizations. Furthermore, by combining a domain arrangement algorithm used for the customized design of polarization direction in PPLN waveguides, precise phase matching is achieved, resulting in a quantum light source with a purity as high as 0.999 and a brightness of  $6.18 \times 10^6$  cps/mW, which is three orders of magnitude higher than that of the bulk PPLN crystal source. This study provides a promising solution for realizing high-brightness, high-purity on-chip quantum light sources in the mid-infrared band.

**Keywords:** lithium niobate waveguide, poling period design, mid-infrared band, quantum light source

**DOI:** [10.7498/aps.75.20251398](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251398)

**CSTR:** [32037.14.aps.75.20251398](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251398)

\* Projects supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 92365106, 12574389) and the Scientific Research Project of Education Department of Hubei Province, China (Grant No. Q20231504).

† Corresponding author. E-mail: [kshaolin@wit.edu.cn](mailto:kshaolin@wit.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [jrbqyj@foxmail.com](mailto:jrbqyj@foxmail.com)

## 基于铌酸锂波导的中红外纯态量子光源

黄宇航 王东周 柯少林 金锐博

### Mid-infrared pure-state quantum light source based on lithium niobate waveguides

HUANG Yuhang WANG Dongzhou KE Shaolin JIN Ruibo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 040602 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251398

CSTR: 32037.14.aps.75.20251398

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251398>

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  $\mu\text{m}$  中红外波段频域纯态单光子源

Preparation of spectrally pure single-photon source at 3  $\mu\text{m}$  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>

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>

轨道角动量量子光源的集成化研究

Research progress of integrated quantum light sources with orbital angular momentum

物理学报. 2024, 73(16): 164204 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240791>

基于薄膜铌酸锂的模式色散相位匹配单光子源

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

物理学报. 2023, 72(15): 154204 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230743>

用于量子纠缠密钥的多波长量子关联光子对的产生

Generation of multiwavelength quantum correlated photon pair for quantum entanglement key distribution

物理学报. 2024, 73(23): 230304 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20241274>

应用于1064 nm倍频实验的啁啾周期极化铌酸锂晶体的结构设计与角度鲁棒性测试

Design and angular robustness test of chirped periodically poled lithium niobate crystal for 1064 nm second-harmonic generation experiment

物理学报. 2024, 73(17): 174204 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240778>