

DOI:10.16136/j.joel.2022.10.0214

基于周期极化铌酸锂晶体的纯态单光子源

张群永^{1*}, 邹守达², 王 亮³, 裴 旭³

(1. 淮阴工学院 数理学院, 江苏 淮安 223003; 2. 南京邮电大学 理学院, 江苏 南京 210023; 3. 淮阴工学院 机械与材料工程学院, 江苏 淮安 223003)

摘要: 纯态单光子源是光量子信息技术的重要资源, 它在量子通信、量子计算等新一代信息技术中具有重要的应用价值。本文基于周期极化铌酸锂(periodically poled lithium niobate, PPLN)晶体提出一种小型化、可预知单光子源的制备方案, 在满足群速度匹配和准相位匹配条件下, 设计一种非简并自发参量下转换过程, 产生频率解关联的光子对, 进而实现可预知纯态单光子源的制备。从理论上推导出频率解关联的参数条件, 详细计算不同条件下光子对产率, 研究发现: 相同参数条件下, 在铌酸锂晶体波导结构中, 光子的产生效率比相应体块晶体中提高 4—6 个数量级。研究结果有助于提高小型化单光子源的纯度和产率, 对集成化量子光学芯片进一步发展具有重要推动作用。

关键词: 量子光学; 自发参量下转换; 周期极化铌酸锂; 单光子源

中图分类号: O437.4 **文献标识码:** A **文章编号:** 1005-0086(2022)10-1082-05

Pure state single-photon sources based on periodically poled lithium niobate crystal

ZHANG Qunyong^{1*}, ZOU Shouda², WANG Liang³, PEI Xu³

(1. Faculty of Mathematics and Physics, Huaiyin Institute of Technology, Huai'an, Jiangsu 223003, China; 2. School of Science, Nanjing University of Posts and Telecommunications, Nanjing, Jiangsu 210023, China; 3. Faculty of Mechanical and Material Engineering, Huaiyin Institute of Technology, Huai'an, Jiangsu 223003, China)

Abstract: Sources of single-photon in pure quantum states are vital resource for quantum information technologies, and have many important application values in new generation information technology, such as quantum communication and quantum computing. Here, we propose a scheme on the miniaturized and heralded generation of pure single-photon through periodically poled lithium niobate (PPLN) crystal. Under the conditions of group velocity matching and quasi phase matching, a non-degenerate spontaneous parametric down-conversion process is designed to generate frequency uncorrelated photon pairs, thus realizing the preparation of heralded pure state single-photon sources. The parameter conditions of frequency uncorrelation are deduced theoretically, and the yield of photon pairs under different conditions are calculated. It is found that the generation efficiency in the lithium niobate crystal waveguide structure are 4—6 orders of magnitude higher than that in the corresponding bulk crystal under the same parameters. These results will be helpful to improve the purity and the yield of miniaturized single-photon sources, and will play an important role in promoting the further development of integrated quantum optical chips.

Key words: quantum optics; spontaneous parametric down-conversion; periodically polarized lithium niobate (PPLN); single-photon sources

1 引 言

随着量子信息技术的不断发展, 基于光子芯

片的量子信息处理方法逐渐成为越来越重要的研究内容^[1,2]。由于光子芯片在稳定性、便携性、可扩展性等方面具有众多独特优势, 它的发展能够

* E-mail: zhangqunyong@126.com

收稿日期: 2022-03-30 修订日期: 2022-04-22

基金项目: 江苏省高等学校自然科学研究面上项目(18KJD140001)资助项目

有力推动量子信息技术的实用化进程。铌酸锂晶体作为制备光子芯片一种常用材料,不仅波长覆盖范围广、波导加工工艺成熟、可同时实现多个相位匹配过程,还具有快速的电光调制能力、较高的非线性转换效率、能与群速度匹配同时实现等众多独特优点^[3-6]。在铌酸锂晶体中设计周期反转的畴结构实现准相位匹配,可以大大增强自发参量下转换过程中光子对的产生效率^[7,8]。通过钛扩散、质子交换等方式调控铌酸锂晶体折射率,制备相应的波导结构,可以有效提高参量下转换过程的转化效率,产生具有较高亮度的量子光源^[9,10]。

纯态单光子源是实现光量子信息处理的重要要素之一,它在量子通信、量子计算、量子度量等多种量子光学应用中具有非常重要的价值^[11,12]。目前用于实现单光子源的方法有激光衰减法、量子点法、自发参量下转换等^[13-16]。在自发参量下转换过程中,泵浦光子经过非线性晶体时,有一定几率产生信号闲置光子对。通过对闲置光子的探测,可以精确预知信号光子的存在。利用这种方法制备可预知单光子源,需要消除由于光子频率关联带来的区分度。在通常的量子光学实验中,会采用窄带滤波片来消除光子的频率关联,然而这种方法却减少了光子的计数率,造成极大的产率损耗。

本文基于周期极化铌酸锂(periodically poled lithium niobate, PPLN)晶体设计一种特殊结构,这种结构既满足波长的群速度匹配条件,又能满足相应的准相位匹配条件。泵浦光在自发参量下转换过程中,产生的非简并信号闲置光子对具有频率解关联固有特性。理论上光子对处于两个单光子态的直积形式,意味着信号光子和闲置光子分别为纯态单光子。这种方法无需使用窄带光学滤波片就能保证单光子纯度,又能利用波导结构有效提高光子对的产率,利用二向色镜能分开两种不同的波长。结合铌酸锂晶体的波导芯片加工技术,可实现一种小型化、高纯度、可预知单光子源的制备。

2 PPLN 晶体中双光子态产生

在相互作用绘景中,非线性晶体中自发参量下转换过程的哈密顿量 H_I 写为:

$$H_I = \epsilon_0 \chi^{(2)} \int dV E_p^{(+)} E_s^{(-)} E_i^{(-)} + H.c., \quad (1)$$

式中, ϵ_0 为真空介电常数, $\chi^{(2)}$ 为晶体二阶非线性系数,积分作用于光场相互作用体积 V , $H.c.$ 表示厄米共轭项。

入射泵浦光 $E_p^{(+)}$ 看成经典光场,其表达式为:

$$E_p^{(+)} = \int d\omega_p \tilde{E}(\omega_p) \exp[ik_p \cdot z - \omega_p t] \alpha(\omega_p). \quad (2)$$

泵浦光具有高斯型波包 $\tilde{E}(\omega_p) = E_0 \exp[-(\omega_p - \Omega_p)^2 / \sigma^2]$, E_0 为振幅, ω_p 是泵浦光频率,中心频率为 Ω_p ,泵浦光带宽为 σ 。 $E_j^{(-)}$ ($j = s, i$) 表示信号光场和闲置光场负频部分,其表达式为:

$$E_j^{(-)} = \int d\omega_j E^*(\omega_j) \exp[-i(k_j \cdot r - \omega_j t)] \hat{\alpha}_{(\omega_j)}^{\dagger}, \quad (3)$$

式中,量子化光场振幅 $E^*(\omega_j) = i \sqrt{\hbar \omega_j / 4\pi \epsilon_0 c n_{\omega_j}}$, $\hat{\alpha}_{(\omega_j)}^{\dagger}$ 表示频率 ω_j 光子产生算符, $n_{(\omega_j)}$ 为相应频率光在晶体中折射率, c 为光速。式(2)、(3)代入式(1),化简后可得:

$$H_I = C_0 \int d\omega_p \int d\omega_s \int d\omega_i \exp[i(\omega_s + \omega_i - \omega_p)t] \int dV \exp[i(k_p - k_s - k_i)r] a_{\omega_s}^{\dagger} a_{\omega_i}^{\dagger} + H.c., \quad (4)$$

把常数归入系数 C_0 ,在不考虑传播损耗的条件下,态函数从初始 0 时刻至 t 时刻进行么正演化。若只考虑一阶微扰近似,自发参量下转换过程在 t 时刻输出态为:

$$|\Psi\rangle_t = \exp\left[\frac{1}{i\hbar} \int_0^t dt H_I\right] |0\rangle \approx |0\rangle + \frac{1}{i\hbar} \int_0^t dt H_I |0\rangle. \quad (5)$$

式(4)代入式(5),由于湮灭算符作用于真空态的值为零,即 $\hat{a}_s(\omega_s) |0\rangle = \hat{a}_i(\omega_i) |0\rangle = 0$,因此厄米共轭项消失。输出态函数写为:

$$|\Psi\rangle_t = |0\rangle + C_0 \int d\omega_p \int d\omega_s \int d\omega_i \alpha(\omega_p) A(\omega_s) A(\omega_i) \int dt e^{i(\omega_s + \omega_i - \omega_p)t} \int dV e^{i(k_p - k_s - k_i)z} a_{\omega_s}^{\dagger} a_{\omega_i}^{\dagger} |0\rangle, \quad (6)$$

等式右边第一项 $|0\rangle$ 为线性项,它对应于透过晶体的剩余泵浦光,实验中可以通过滤波片加以消除。第二项为非线性项,它对应于自发参量下转换过程中产生的信号-闲置光子对。在稳态近似时,取 $t = +\infty$,有:

$$\int_0^{+\infty} dt \exp[i(\omega_s + \omega_i - \omega_p)t] = 2\pi \delta(\omega_s + \omega_i - \omega_p), \quad (7)$$

在满足能量守恒条件 $\omega_s + \omega_i = \omega_p$ 时, $\delta(\omega_s + \omega_i - \omega_p) = 1$ 。若只考虑参量光沿着 z 轴共线传播,双光子项的三维积分可以降为一维长度积分。晶体长度为 L ,沿 z

轴纵向积分写为:

$$\int_0^L dz \exp[i(k_p - k_s - k_i)z] = L \cdot \exp\left[-i \frac{\Delta k_z L}{2}\right] \operatorname{sinc} \frac{\Delta k_z L}{2}, \quad (8)$$

式中, $\Delta k_z = k_p - k_s - k_i$, 波矢量分别可做一阶展开。通过在铌酸锂晶体中设计周期极化结构, 引入倒格矢 $g = 2\pi/\Lambda$, 极化周期为 $\Lambda = 1/(n_p/\lambda_p - n_s/\lambda_s - n_i/\lambda_i)$, 从而满足准相位匹配关系 $k_{\Omega_p} - k_{\Omega_s} - k_{\Omega_i} - g = 0$ 。因此, 波矢零阶项取值为 0, 一阶失配量 $\Delta k_z = \nu_p/\mu_p - \nu_s/\mu_s - \nu_i/\mu_i$, 式中 $\mu_j = d\omega_j/dk_j$, ($j = p, s, i$) 为群速度。式(7)和(8)代入式(6), 可得泵浦光经过 PPLN 晶体后输出的双光子态:

$$|\Psi\rangle = C'_0 \int d\omega_s \int d\omega_i \exp[-(\omega_p - \Omega_p)^2/\sigma^2] \exp\left[-i \frac{\Delta k_z L}{2}\right] \operatorname{sinc} \frac{\Delta k_z L}{2} a_s^\dagger a_i^\dagger |0\rangle, \quad (9)$$

$$f(\nu_s, \nu_i) = \exp\left[-i \frac{\Delta k_z L}{2}\right] \exp\left[-\left(\frac{\nu_s + \nu_i}{\sigma}\right)^2\right] \exp\left[-\frac{\gamma L^2}{4} \left(\frac{\nu_s + \nu_i}{\mu_p} - \frac{\nu_s}{\mu_s} - \frac{\nu_i}{\mu_i}\right)^2\right] = \exp\left[-i \frac{\Delta k_z L}{2}\right] \exp\left\{-\left[\frac{1}{\sigma^2} + \frac{\gamma L^2}{4} \left(\frac{1}{\mu_p} - \frac{1}{\mu_s}\right)^2\right] \nu_s^2\right\} \exp\left\{-\left[\frac{1}{\sigma^2} + \frac{\gamma L^2}{4} \left(\frac{1}{\mu_p} - \frac{1}{\mu_i}\right)^2\right] \nu_i^2\right\} \times \exp\left\{-\left[\frac{2}{\sigma^2} + \frac{\gamma L^2}{2} \left(\frac{1}{\mu_p} - \frac{1}{\mu_s}\right) \left(\frac{1}{\mu_p} - \frac{1}{\mu_i}\right)\right] \nu_s \nu_i\right\}, \quad (11)$$

等式右边第一个指数项对应于相位因子。整理可知, 要使双光子频率解关联, 需满足 $\nu_s \nu_i$ 系数项为 0, 即:

$$\left(\frac{1}{\mu_p} - \frac{1}{\mu_s}\right) \left(\frac{1}{\mu_p} - \frac{1}{\mu_i}\right) = -\frac{4}{\gamma \sigma^2 L^2}, \quad (12)$$

式中, μ_p, μ_s, μ_i 分别为泵浦光、信号光和闲置光的群速度。根据式(12), 等式右边为负值, 泵浦光的群速度必须介于信号光和闲置光的群速度之间, 才能实现频率解关联。考虑 $\mu_{s,i} < \mu_p < \mu_{i,s}$ 的群速度要求, 在 PPLN 晶体中可以设计出非简并参量下转换过程用以产生频率解关联光子对。如图 1 所示, PPLN 晶体长度为 L , 极化周期为 Λ , 泵浦光、信号光和闲置光的波长分别为 $\lambda_p, \lambda_s, \lambda_i$ 。二向色镜可以将信号光和闲置光分开, 单光子计数模块用于对信号光子和闲置光子做符合测量, 并能记录单光子计数率。

以第一类参量下转换 $e_p \rightarrow o_s + o_i$ 为例, 当选择入射泵浦光波长 $\lambda_p = 632.48 \text{ nm}$, 非简并信号光和闲置光皆为 o 偏振光, 满足能量守恒条件的波长分别为 $\lambda_s = 788.39 \text{ nm}, \lambda_i = 2980.65 \text{ nm}$ 。根据铌酸锂晶体的 Sellmeyer 方程, 可计算室温下泵浦光、信号光和闲置光在晶体中折射率分别为 $n_p = 2.20494, n_s =$

式中, $C'_0 = iLE_0 \chi^2 \sqrt{(\omega_s \omega_i / n_s n_i)} / 2c$ 。由于 $\omega_p = \Omega_p + \nu_p, \omega_s = \Omega_s + \nu_s, \omega_i = \Omega_i + \nu_i, \nu_p = \nu_s + \nu_i, \nu_j$ 为中心波长 Ω_j ($j = p, s, i$) 附近的调谐量。因此, 双光子态也可写为频率调谐量的积分表达式:

$$|\Psi\rangle = C'_0 \int d\nu_s \int d\nu_i f(\nu_s, \nu_i) a_s^\dagger a_i^\dagger |0\rangle, \quad (10)$$

双光子频谱函数记为: $f(\nu_s, \nu_i) \exp[-i\Delta k_z L/2] \exp[-\nu_p^2/\sigma^2] \operatorname{sinc} \frac{\Delta k_z L}{2}$ 。

3 可预知单光子源设计

从双光子频谱函数表达形式可以看出, 频谱函数为泵浦波包函数和相位匹配函数的乘积。为了计算方便, 可以对相位匹配函数作高斯函数近似处理。令 $\operatorname{sinc}(x) \approx \exp(-\gamma x^2)$, 通过比较两个函数的半高宽, 可以得到拟合系数 $\gamma = 0.193$ 。双光子频谱函数 $f(\nu_s, \nu_i)$ 写为:

2.25678, $n_i = 2.16261$, 相应的群速度分别为 $\mu_p = 1.2731 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}, \mu_s = 1.2697 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}, \mu_i = 1.3156 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 。在满足相位匹配条件时, 可根据晶体极化周期公式计算出 $\Lambda = 19.39 \text{ } \mu\text{m}$ 。此时, $(1/\mu_p - 1/\mu_s)(1/\mu_p - 1/\mu_i) = -5.313 \times 10^{-21} \text{ s}^2 \cdot \text{m}^{-2}$ 。代入式(12)可得, 当泵浦光带宽和极化晶体长度满足条件 $\sigma L = 6.26 \times 10^{10} \text{ Hz} \cdot \text{m}$ 时, 波长为 623.48 nm 的泵浦光, 经由参量下转换过程可以产生频率解关联的非简并光子对。例如, PPLN 晶体长度为 $L = 6.26 \text{ cm}$, 泵浦光带宽选取 $\sigma = 1 \text{ THz}$, 泵浦光

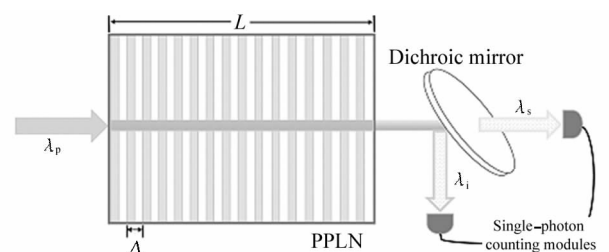


图 1 基于 PPLN 晶体的纯态单光子源示意图

Fig. 1 Schematic representation of pure state single-photon sources based on PPLN crystal

经过极化周期为 $19.39 \mu\text{m}$ 的晶体产生的信号光子和闲置光子波长分别为 788.39 nm 和 2980.65 nm 。信号光子和闲置光子具有天然的频率解关联特性,通过对闲置光子的测量可以精确预知纯态信号光子的存在。因而,基于这种方案,在 PPLN 晶体上可以设计出高纯度可预知的单光子源。

4 光子对产率计算

为了便于计算光子态产率,本文仅考虑单色泵浦光的作用,此时 $\nu_p = 0, \nu_s = -\nu_i = \nu$ 。通过对双光子频谱函数计算,可以得到光子对产率表达式:

$$R = \langle \Psi_1 | \Psi_1 \rangle = |C'_0|^2 \int d\nu \text{sinc}^2 \frac{\Delta k L}{2}, \quad (13)$$

式中, $\Delta k = (1/\mu_s - 1/\mu_i)\nu = D\nu$, 因此, $\int_{-\infty}^{\infty} d\nu \text{sinc}^2 \Delta k L / 2 = 2\pi / DL$ 。为了计算光子态产率,本文需要对双光子频谱函数的系数 C'_0 展开讨论,由式(9)知, $C'_0 = iLE_0 \chi^2 \sqrt{(\omega_s \omega_i / n_s n_i)} / 2c, E_0 = \sqrt{2P / \epsilon_0 n_p c S}$, P 为泵浦光功率, S 为泵浦光在晶体中沿传播方向的横截面积。为了提高光子对产率,准相位匹配过程采用一阶倒格矢,占空比取值 $D = 1/2$, 此时晶体二阶非线性系数 $\chi^{(2)} = 2d_{\text{eff}} / \pi$, d_{eff} 是晶体有效非线性系数。因此,光子态产率可以写为:

$$R = \frac{2L^2 P d_{\text{eff}}^2 \Omega_s \Omega_i}{\pi^2 \epsilon_0 n_p c^3 S n_s n_i} \int d\nu \text{sinc}^2 \frac{\Delta k L}{2} = \frac{4LP d_{\text{eff}}^2 \Omega_s \Omega_i}{\pi \epsilon_0 c^3 S n_p n_s n_i D^2} \quad (14)$$

在 PPLN 晶体中,以非简并的一类参量下转换($e \rightarrow o + o$)过程为例:泵浦光为 e 偏振,信号光、闲置光为 o 偏振,可利用有效非线性系数 $d_{\text{eff}} = 33 \text{ pm/V}$ 。取 $L = 6.26 \text{ cm}, P = 1 \text{ mW}, D = 1/\mu_s - 1/\mu_i = 2.7478 \times 10^{-10} \text{ s} \cdot \text{m}^{-1}$ 。通常光束横截面积在未聚焦的情况下取值约为 $S = 1 \text{ mm}^2$, 如果对光束进行聚焦,或者将光束耦入铌酸锂晶体中的波导结构,波导有效横截面积取值范围为 $1-100 \mu\text{m}^2$ 。若以未聚焦的光束面积 $S_1 = 1 \text{ mm}^2$ 计算,此时产率 $R_1 = 4705 \text{ pairs/s}$; 若以波导内光斑面积 $S_2 = 100 \mu\text{m}^2$ 计算,此时产率 $R_2 = 4.705 \times 10^7 \text{ pairs/s}$; 若以波导内光斑面积 $S_3 = 1 \mu\text{m}^2$ 计算,此时产率 $R_3 = 4.705 \times 10^9 \text{ pairs/s}$ 。根据光子对产率 R , 单位时间、单位功率泵浦光中包含的光子数 N_p , 可以计算出自发参量下转换过程中的产生效率 $\eta = R / N_p = Rhc / P\lambda_p$ 。经过计算,得到 3 种不同截面积的情况下,对应的光子对产生效率分别为 $\eta_1 = 1.5 \times 10^{-12}, \eta_2 = 1.5 \times 10^{-8}, \eta_3 = 1.5 \times 10^{-6}$ 。由以上分析可知,相比于在 PPLN 体块晶体中的自

由传播,在波导结构中自发参量下转换过程光子对的产率及转换效率都有显著提高。相同功率的泵浦光在相同参数条件下,波导结构比相应体块晶体中光子态产率可以提高 4—6 个数量级。

5 结 论

本文从理论上研究了基于 PPLN 晶体的可预知纯态单光子源。在满足群速度匹配和准相位匹配的条件下,设计出非简并的第一类自发参量下转换过程,产生具有固有频率解关联特性的光子对。通过对闲置光子的探测,可精确预知信号光子的产生,从而实现可预知纯态单光子源的制备。频率解关联需要满足的参数条件虽然非常苛刻,但已有的研究表明目前实验室加工铌酸锂晶体极化周期精度可以达到亚微米甚至纳米量级水平,这足以满足频率解关联的技术要求。即使有合理的制造偏差,可预知单光子的纯度仍然能够得到保持。研究还发现,相同功率的泵浦光在相同参数条件下,在铌酸锂晶体的波导结构中比相应体块晶体中光子产生效率可以提高 4—6 个数量级。分析其原因,这主要是由于在波导局域范围内三波模场的相互作用比体块晶体中光场的相互作用更强。即在一定范围内,相互作用光场的有效横截面积越小,相应的光子对产率越高。随着波导加工技术的进一步发展,光子态的产率有望进一步提升。这也充分体现了波导器件与传统空间光学系统相比,具有体积小、效率高、稳定性强的独特优势。此外,基于铌酸锂晶体波导的光子芯片相对于其他晶体材料还具有灵活的极化加工技术、快速的相位调制能力等独特优势,这使得小型化铌酸锂波导芯片制备高纯度、可预知单光子源的优势更加突出。

参考文献:

- [1] ZHANG Q Y, XU P, ZHU S N. Quantum photonic network on chip[J]. Chinese Physics B, 2018, 27(5): 054207.
- [2] WANG J W, SCIARRINO F, LAING A, et al. Integrated photonic quantum technologies[J]. Nature Photonics, 2020, 14: 273-284.
- [3] SUN J, HAO Y X, ZHANG L, et al. Brief review of lithium niobate crystal and its applications[J]. Journal of Synthetic Crystals, 2020, 49(6): 947-964.
孙军, 郝永鑫, 张玲, 等. 铌酸锂晶体及其应用概述[J]. 人工晶体学报, 2020, 49(6): 947-964.
- [4] QI Y F, LI Y. Integrated lithium niobate photonics[J]. Nanophotonics, 2020, 9(6): 1287-1320.

- [5] WU X, ZHANG L, HAO Z Z. Broadband second-harmonic generation in step-chirped periodically poled lithium niobate waveguides[J]. Optics Letters, 2022, 47(7): 1574-1577.
- [6] ZHANG Q Y, Xue G T, XU P, et al. Manipulation of tripartite frequency correlation under extended phase matchings[J]. Physical Review A, 2018, 97: 022327.
- [7] XUE G T, NIU Y F, LIU X Y, et al. Ultrabright multiplexed energy-time-entangled photon generation from lithium niobate on insulator chip [J]. Physical Review Applied, 2021, 15: 064059.
- [8] DUAN J C, ZHANG J N, ZHU Y J, et al. Generation of narrowband counterpropagating polarization-entangled photon pairs based on thin-film lithium niobate on insulator [J]. Journal of the Optical Society of America B, 2020, 37(7): 2139-2145.
- [9] SANTANDREA M, STEFSZKY M, ROELAND G, et al. Characterization of fabrication inhomogeneities in Ti:LiNbO₃ waveguides[J]. New Journal of Physics, 2019, 21: 123005.
- [10] SUN C W, WU S H, DUAN J C, et al. Compact polarization-entangled photon-pair source based on a dual-periodically poled Ti:LiNbO₃ waveguide[J]. Optics Letters, 2019, 44: 5598-5601.
- [11] UPPU R, PEDERSEN F T, Wang Y, et al. Scalable integrated single-photon source [J]. Science Advances, 2020, 50(6): 8268.
- [12] ZHONG H S, WANG H, DENG Y H, et al. Quantum computational advantage using photons[J]. Science, 2020, 370(6523): 1460-1463.
- [13] KATSUMI R, OTA Y, TAJIRI T, et al. Unidirectional output from a quantum-dot single-photon source hybrid integrated on silicon[J]. Optics Express, 2021, 29(23): 37117-37127.
- [14] GIEYSZTOR M, MISIASZEK M, VEEN J, et al. Interaction of a heralded single photon with nitrogen-vacancy centers in a diamond[J]. Optics Express, 2021, 29(2): 564-570.
- [15] WANG J, ZHANG C H, LIU J Y, et al. Improving the purity of heralded single-photon sources through spontaneous parametric down-conversion process[J]. Chinese Physics B, 2021, 30(7): 070304.
- [16] KANEDA F, KWIAT P G. High-efficiency single-photon generation via large-scale active time multiplexing[J]. Science Advances, 2019, 5: 8586.

作者简介:

张群永 (1984—), 男, 博士, 高级实验师, 主要从事量子光学、量子信息、光电器件等方面的研究。