

脉冲模式非线性频率上转换的光子数量子统计特性研究

李雄杰¹ 丁晶新¹ 汤瑞凯¹ 周茜¹ 史学舜² 杨乐臣² 赵坤² 潘海峰¹ 武愕¹

(¹ 华东师范大学精密光谱科学与技术国家重点实验室, 上海 200062)
(² 中国电子科技集团公司第四十一研究所, 山东 青岛 266555)

摘要 频率上转换技术在量子光学中的应用日益受到重视,而对脉冲模式的单光子水平的频率上转换的光子数量子统计和传递特性的理论研究还有待完善。在相互作用绘景下用三波混频方程重点讨论了时域上分别为连续相干光场和高斯脉冲相干光场的信号光和抽运光相互作用的非线性频率上转换过程中的光子数量子统计分布的保持和传递特性。结果表明在不同模式的信号光子和抽运光场相互作用下,非线性频率上转换过程可以传递和保持入射的信号光子的光子数量子统计分布特性,对于发展新型量子上转换器件和基于频率转换的量子操控器件有重要的参考意义。

关键词 非线性光学;频率上转换;脉冲模式;光子数量子统计特性

中图分类号 O436 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS201434.0527002

Research on Quantum Statistic Properties of Photon Number in Pulse Mode Nonlinear Frequency Up-Conversion

Li Xiongjie¹ Ding Jingxin¹ Tang Ruikai¹ Zhou Qian¹ Shi Xueshun²
Yang Lechen² Zhao Kun² Pan Haifeng¹ Wu E¹

(¹ State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, East China Normal University, Shanghai 200062, China)
(² The 41st Research Institute of China Electronics Technology Group Corporation, Qingdao, Shandong 266555, China)

Abstract Frequency conversion technique attracts increasing attention in the applications in quantum optics. While the single-photon level pulse mode frequency conversion's quantum photon number statistics and quantum transmission theory still need to be improved. The photon number statistical distribution and quantum state transference in the interaction picture are discussed by three-wave mixing equation of the nonlinear frequency up-conversion, where the signal photons and pump light field are either continuous wave or Gaussian-shaped pulse mode. The results show that in different modes of signal photons and pump light field interaction, the photon number statistical distribution can be transferred and remain the same as the incident signal photon in the nonlinear frequency conversion process. These results have important reference value for the development of new quantum up-conversion devices and quantum control devices which are based on quantum frequency conversion.

Key words nonlinear optics; frequency up-conversion; pulse mode; quantum statistic properties of photon number

OCIS codes 270.5290; 190.7220

1 引言

最近频率上转换技术在光学通信上的时间-空间转换技术^[1]、量子点的传导和量子存储^[2]、高效低

噪的红外单光子探测^[3]以及高分辨的红外光谱仪^[4]等领域的应用使其颇受关注。频率上转换是一种新型的基于二阶非线性和频(SFG)过程的红外单光子

收稿日期: 2013-12-05; 收到修改稿日期: 2013-12-27

基金项目: 国家自然科学基金(60907043)、上海市教委晨光项目(11CG24)

作者简介: 李雄杰(1989—),男,硕士研究生,主要从事频率上转换灵敏探测方面的研究。E-mail: 921415079@qq.com

导师简介: 潘海峰(1981—),男,博士,高级工程师,主要从事非线性频率转换方面的研究。

E-mail: hfpan@phy.ecnu.edu.cn(通信联系人)

探测技术,它利用二阶非线性和频晶体把红外光波段光子复制到可见光波段,同时量子特性仍然得到保持^[5-7]。然后再利用硅雪崩二极管(Si-APD)的高效低噪的探测优势间接实现高灵敏的红外探测和通信应用,弥补了钢镓砷/磷化铟(InGaAs/InP)雪崩二极管等红外探测器件在单光子水平探测上的不足^[8]。

与早期连续光的单光子频率上转换研究相比,最近的单光子频率上转换探测工作更多的偏向于采用脉冲抽运激光。这主要是因为脉冲激光可以方便地提供高抽运强度,以达到较高的上转换效率并提高工作可靠性,同时也有工作证明同步的脉冲模式的上转换可以有效降低背景噪声^[9-10]。因此脉冲抽运的工作模式更加靠近实际应用,在量子非线性频率上转换中应该受到更多的重视。然而,在脉冲模式下,单光子频率上转换过程比连续光模式下更为复杂。从时域相互作用来看,单个脉冲的强度具有特定的时间相关的分布特性,其作用下的频率转换过程也必然具有时间相关的特性^[11];从频域的相互作用来看,若采用包含分离的频率模式锁模抽运脉冲,不同频率模式与信号光的频率上转换相互作用也会引发许多新现象和新机制^[12]。因此,脉冲模式下的频率上转换仍有许多值得深入研究和思考的问题。本文在信号光和抽运光分别为连续光、高斯脉冲光的条件下,重点对频率上转换前后的信号光子的光子数统计分布进行分析,确定了非线性频率上转换过程中光子数态传递和保持特性在不同的抽运条件下仍然成立,这对于进一步发展高效率可靠工作的量子频率上转换器件,拓展此类技术和器件在如量子密钥分发等实际应用有重要的意义。

2 脉冲模式的频率上转换

单光子非线性频率上转换过程如图1所示。光学量子频率上转换在满足能量守恒和动量守恒以及相位匹配的条件下,频率为 ω_1 的信号光和频率为 ω_2 的抽运光的光波通过非线性晶体产生频率 $\omega_3 =$

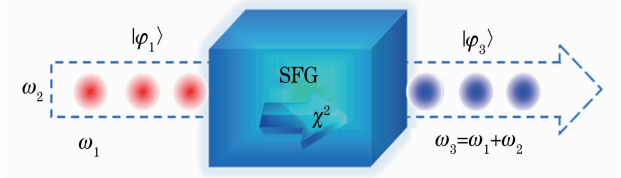


图1 单光子非线性频率上转换过程的示意图

Fig. 1 Schematic of single photon nonlinear frequency up-conversion process

$\omega_1 + \omega_2$ 的和频光波^[13]。

按照抽运光和信号光子在时域上的不同特性,可以将非线性频率上转换过程分为以下4种情形:1)抽运光场和信号光子都是连续模式;2)抽运光场是连续模式,信号光子是脉冲模式;3)抽运光场是脉冲模式,信号光子是连续模式;4)抽运光场和信号光子都是脉冲模式。

本文重点讨论后三种情况。在实际应用中,如果采用脉冲抽运的方式,为了兼顾工作重复频率和峰值抽运功率,抽运光一般来自于锁模脉冲光源,在时域上通常表现为高斯型的包络。同时,如果采用脉冲的信号光子,也通常采用将锁模脉冲激光衰减至单光子水平,由于锁模光脉冲的强度在时域上是高斯型包络,衰减至单光子水平时则表现为信号光子在不同时刻出现的概率呈高斯型分布。包含了高斯脉冲模式的频率上转换因为存在时域频域强度的分布,既不同于信号光、抽运光为连续光的上转换方案,也不等同于一般的多模上转换,和宽带相互作用的脉冲上转换也有所不同^[14-15]。尽管高斯脉冲的频率上转换的实验方面的成果显著,但是对于高斯脉冲的上转换的量子机理却有待完善^[16-18]。本文希望通过探讨脉冲模式下的非线性频率上转换过程中的入射信号光子和上转换光子的量子统计分布情况来分析不同实验条件下频率上转换过程仍然具有保持量子态特性转移的特性。

定义高斯脉冲产生算符为

$$\hat{A}_i^\dagger(\omega) = \int \xi_i(\omega) a^\dagger(\omega) d\omega, \quad (1)$$

式中 ω 为光子的角频率, $\xi_i(\omega)$ 为光谱函数, $a^\dagger(\omega)$ 是光子角频率为 ω 的产生算符。光谱函数归一化条件 $\int |\xi_i(\omega)|^2 d\omega = 1$ 。通过傅里叶变换可以将频率上的产生算符转换为时域的产生算符,表示为

$$\begin{aligned} \hat{A}_i^\dagger(\tau) &= \int \left[\xi_i(\omega) \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \exp(-i\omega\tau) a^\dagger(\tau) d\tau \right] d\omega = \\ &= \int \left[\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \exp(-i\omega\tau) \xi_i(\omega) d\omega \right] a^\dagger(\tau) d\tau = \\ &= \int \tilde{\xi}_i(\tau) a^\dagger(\tau) d\tau, \end{aligned} \quad (2)$$

式中 $\tilde{\xi}_i(\tau)$ 为时域的高斯函数,同样满足归一化条件 $\int |\tilde{\xi}_i(\tau)|^2 d\tau = 1$, $a^\dagger(\tau)$ 为单光子时域的产生算符。

1) 对于信号光为高斯脉冲、抽运光为连续光的频率上转换,由于抽运光频率单一,这种上转换可应用于多模上转换的光谱频率和时域结构的表征。三

波混频的哈密顿量可以表示为

$$\hat{H} = i\hbar\chi\{\hat{A}_1\hat{a}_2\hat{a}_3^\dagger\exp[-i(kz - \omega t)] - \text{H. c.}\}, \quad (3)$$

式中 \hbar 为约化普朗克常数, χ 为耦合常数, \hat{A}_1 为高斯脉冲的湮灭算符, \hat{a}_2 为频率为 ω_2 抽运光的湮灭算符, \hat{a}_3^\dagger 为上转换光的产生算符, k 为光波矢, z 为耦合长度, H. c. 为厄米共轭项。如果抽运光强足够强而且可以忽略在上转换过程的损耗, (3) 式可以表示为

$$\hat{H} = i\hbar\chi E_2[\hat{A}_1\hat{a}_3^\dagger\exp(-i\phi) - \hat{A}_1^\dagger\hat{a}_3\exp(i\phi)], \quad (4)$$

式中 $E_2 = \langle \hat{a}_2 \rangle$, \hat{A}_1^\dagger 为信号高斯脉冲的产生算符, ϕ

$= (k_{3i} - k_2 - k_{1i})z - (\omega_{3i} - \omega_2 - \omega_{1i})t$, ω_{3i}, ω_{1i} 分别为高斯脉冲在时域 i 时的上转换光和信号光角频率, 由于 $\omega_{3i} - \omega_{1i} - \omega_2 = 0$, 得到 $\phi = (k_{3i} - k_2 - k_{1i})z$ 。由相互作用海森堡运动方程可得

$$\begin{cases} \frac{d\hat{A}_1}{dt} = -\frac{1}{i\hbar}[\hat{H}, \hat{A}_1] = -\chi E_2\hat{a}_3\exp(i\phi) \\ \frac{d\hat{a}_3}{dt} = -\frac{1}{i\hbar}[\hat{H}, \hat{a}_3] = \chi E_2\hat{A}_1\exp(i\phi) \end{cases}. \quad (5)$$

解上述方程组, 并利用初值条件可得

$$\begin{cases} \hat{A}_1(t) = \hat{A}_1(0)\cos[\chi E_2\exp(-i\phi)t] - \hat{a}_3(0)\sin[\chi E_2\exp(-i\phi)t] \\ \hat{a}_3(t) = \hat{A}_1(0)\sin[\chi E_2\exp(-i\phi)t] + \hat{a}_3(0)\cos[\chi E_2\exp(-i\phi)t] \end{cases}. \quad (6)$$

对于一定脉宽的高斯型脉冲激光, 通过温度调谐非线性晶体等方法可以实现相位匹配条件, 在满足 $\chi E_2\exp(-i\phi)t = \pi/2$ 时, 可以得到

$$\begin{cases} \hat{A}_1(t) = -\hat{a}_3(0) \\ \hat{a}_3(t) = \hat{A}_1(0) \end{cases}. \quad (7)$$

尽管宽频的脉冲信号光的上转换和连续光情况的结果有些类似。和连续信号光上转换不同的是对于单光子 $\hat{A}_1(t)|0\rangle = \int \tilde{\xi}_i(\tau)\hat{a}^\dagger(\tau)|0\rangle d\tau$ 的产生可能产生不同的频率的上转换光子。

上转换的二阶关联函数为

$$g^2(\tau) = \frac{\langle \hat{A}_1^\dagger(0)\hat{a}_3^\dagger(t)\hat{a}_3(t)\hat{A}_1(0) \rangle}{\langle \hat{a}_3^\dagger(t)\hat{a}_3(t) \rangle \langle \hat{A}_1^\dagger(0)\hat{A}_1(0) \rangle} = 1, \quad (8)$$

式中 $\langle \cdot \rangle$ 表示取均值。对于相干态光场 $|\varphi\rangle = |\alpha_1,$

$0_3\rangle$, 由于 $\int |\tilde{\xi}_i(\tau)|^2 d\tau = 1$, 起初的光子数为

$$\langle n_1 \rangle = \langle \hat{A}_1^\dagger(0)\hat{A}_1(0) \rangle = \left| \int \tilde{\xi}_i(\tau)\hat{a}_1(\tau) | \alpha_1, 0_3 \rangle d\tau \right|^2 = \alpha^2. \quad (9)$$

上转换后的光子数为 $\langle n_3 \rangle = \langle \hat{a}_3^\dagger(t)\hat{a}_3(t) \rangle = |\hat{a}_3(t) | \alpha_1, 0_3 \rangle|^2 = \alpha^2 \sin^2[\chi E_2\exp(-i\phi)t]$, 转换后的状态可看作为 $|\alpha_3\rangle = \int \tilde{\xi}_i(\tau)\hat{a}^\dagger(\tau)\sin^2[\chi E_2\exp(-i\phi)t]d\tau$ 。

转换效率可表示为

$$\eta = \frac{\langle \hat{a}_3^\dagger(t)\hat{a}_3(t) \rangle}{\langle \hat{A}_1^\dagger(0)\hat{A}_1(0) \rangle} = \sin^2[\chi E_2\exp(-i\phi)t]. \quad (10)$$

上转换后光子数分布为

$$p(n) = |\langle n | \alpha_3 \rangle|^2 = \frac{|\alpha \sin[\chi E_2\exp(-i\phi)t]|^{2n}}{n!} \exp\{-|\alpha \sin[\chi E_2\exp(-i\phi)t]|^2\} = \frac{\langle \bar{n} \rangle^n}{n!} \exp(-\langle \bar{n} \rangle), \quad (11)$$

式中 $\langle \bar{n} \rangle = \alpha^2 \sin^2[\chi E_2\exp(i\phi)t] = \alpha^2 \eta$ 。

2) 信号光为连续光, 抽运光为高斯脉冲激光的上转换, 这种上转换方案可以有效地利用脉冲峰值功率以提供上转换过程所需要的强抽运功率条件。同样定义抽运的宽带算符为

$$\hat{A}_2(t) = \int \tilde{\xi}_i(\tau)\hat{a}_2^\dagger(\tau) d\tau. \quad (12)$$

把信号光 a_1 看作是不变的, 这与第一种情况类似, 得到的哈密顿量为

$$\hat{H} = i\hbar\chi E_1[\hat{A}_2\hat{a}_3^\dagger\exp(-i\phi) - \hat{A}_2^\dagger\hat{a}_3\exp(i\phi)]. \quad (13)$$

故上转换输出的光仍然为高斯脉冲光。

3) 对于信号光为高斯脉冲, 抽运光也为高斯脉冲光的频率上转换, 如脉冲全光同步抽运的单光子频率上转换方中通过实现抽运脉冲与信号光子在时域和频域高精度的重叠和匹配, 实现较低暗计数和较高转换效率的上转换。Eckstein 等^[15] 曾研究频域相互作用的高斯波形的频率上转换, 他们采用 Schmidt 分解理论以及量子光学分束的理论得到 $\hat{A}_j \rightarrow \cos \theta_j \hat{A}_j + i \sin \theta_j \hat{C}_j$, 但是这种分析对于时域频域精密控制的频率上转换却不适用^[19]。因为时域频域精密控制的上转换两个脉冲时域同步, 只有时域相同的单色信号才相互作用。因而这种情况的

上转换的哈密顿量可以表述为

$$\hat{H} = i\hbar\chi[\hat{A}_1\hat{A}_2\hat{a}_3^\dagger\exp(-i\phi) - \hat{A}_1^\dagger\hat{A}_2^\dagger\hat{a}_3\exp(i\phi)], \quad (14)$$

式中 $\phi = (k_{3i} - k_{2i} - k_{1i})z$, 由于两个脉冲时域同步, 因而 ϕ 值在整个时域保持一致。(14)式可以进一步写成

$$\hat{H} = i\hbar\chi\left[\int\tilde{\xi}_{1i}(\tau)d\tau\int\tilde{\xi}_{2i}(\tau)d\tau[\hat{a}_1\hat{a}_2\hat{a}_3^\dagger\exp(-i\phi) - \hat{a}_1^\dagger\hat{a}_2^\dagger\hat{a}_3\exp(i\phi)]\right], \quad (15)$$

式中 $\tilde{\xi}_{1i}, \tilde{\xi}_{2i}$ 为信号光、抽运光的光谱时域高斯分布函数, 借鉴多模形式的上转换, 把(15)式写成

$$\hat{H} = i\hbar\chi\sum\tilde{\xi}_{1i}(\tau)\sum\tilde{\xi}_{2i}(\tau)[\hat{a}_1\hat{a}_2\hat{a}_3^\dagger\exp(-i\phi) - \hat{a}_1^\dagger\hat{a}_2^\dagger\hat{a}_3\exp(i\phi)]. \quad (16)$$

相互作用绘景下运动方程为

$$\begin{cases} \sum\tilde{\xi}_{1i}(\tau)\frac{d\hat{a}_{1i}}{dt} = -\frac{1}{i\hbar}[\hat{H}, \hat{a}_{1i}] = -\chi\left[\sum\tilde{\xi}_{2i}(\tau)\hat{a}_{2i}(\tau)\right]\hat{a}_3\exp(i\phi) \\ \frac{d\hat{a}_3}{dt} = -\frac{1}{i\hbar}[\hat{H}, \hat{a}_3] = \chi\left[\sum\tilde{\xi}_{2i}(\tau)\hat{a}_{2i}(\tau)\right]\sum\tilde{\xi}_{1i}(\tau)\hat{a}_{1i}\exp(i\phi) \end{cases}. \quad (17)$$

由于时域同步的特性, 每个 \hat{a}_{1i} 和 \hat{a}_{2i} 都是一一对应的。(17)式所示方程组的解为

$$\begin{cases} \hat{a}_{1i}(t) = \hat{a}_{1i}(0)\cos[\chi\langle\hat{a}_{2i}\rangle\exp(-i\phi)t] - \hat{a}_3(0)\sin[\chi\langle\hat{a}_{2i}\rangle\exp(-i\phi)t] \\ \hat{a}_3(t) = \hat{a}_{1i}(0)\sin[\chi\langle\hat{a}_{2i}\rangle\exp(-i\phi)t] + \hat{a}_3(0)\cos[\chi\langle\hat{a}_{2i}\rangle\exp(-i\phi)t] \end{cases}. \quad (18)$$

当 $\chi\langle\hat{a}_{2i}\rangle\exp(-i\phi)t = \pi/2$ 时, 转换效率达到最大值:

$$\begin{cases} \hat{a}_{1i}(t) = -\hat{a}_3(0) \\ \hat{a}_3(t) = \hat{a}_{1i}(0) \end{cases}. \quad (19)$$

因而时域频域同步的上转换可以使整个脉冲范围内都达到较高的转换效率, 相关实验的上转换转换效率都高达 90% 甚至更高。

上转换的二阶关联函数为

$$g^2(\tau) = \frac{\langle\hat{a}_{1i}^\dagger(0)\hat{a}_3^\dagger(t)\hat{a}_3(t)\hat{a}_{1i}(t)\rangle}{\langle\hat{a}_3^\dagger(t)\hat{a}_3(t)\rangle\langle\hat{a}_{1i}^\dagger(0)\hat{a}_{1i}(t)\rangle} = 1. \quad (20)$$

对于入射相干态光场 $|\varphi\rangle = |\alpha_1, 0_3\rangle$, 由于 $\int|\tilde{\xi}_i(\tau)|^2d\tau = 1$, 起初的光子数为

$$\langle n_1 \rangle = \langle \hat{A}_1^\dagger(0)\hat{A}_1(0) \rangle = \left| \int\tilde{\xi}_{1i}(\tau)\hat{a}_1(\tau) | \alpha_1, 0_3 \rangle d\tau \right|^2 = \alpha^2. \quad (21)$$

上转换后的光子数为

$$\langle n_3 \rangle = \sum\tilde{\xi}_i(\tau)\langle\hat{a}_{3i}^\dagger(t)\hat{a}_{3i}(t)\rangle = \left| \int\tilde{\xi}_i(\tau)\hat{a}_3(\tau) | \alpha_1, 0_3 \rangle d\tau \right|^2 = \alpha^2\sin^2[\chi\hat{a}_{2i}\exp(-i\phi)t]. \quad (22)$$

转换后的状态可看作为 $|\alpha_3\rangle = \int\tilde{\xi}_i(\tau)\hat{a}_1^\dagger(\tau)\sin^2[\chi\hat{a}_{2i}\exp(-i\phi)t]d\tau$.

单模转换效率为

$$\eta = \frac{\langle\hat{a}_3^\dagger(t)\hat{a}_3(t)\rangle}{\langle\hat{A}_1^\dagger(0)\hat{A}_1(0)\rangle} = \sin^2[\chi\hat{a}_{2i}\exp(-i\phi)t]. \quad (23)$$

整体转换效率为

$$\bar{\eta}' = \langle \eta \rangle = \langle \sin^2[\chi\hat{A}_2(\tau)\exp(-i\phi)t] \rangle = \langle \sin^2[\chi\sum\tilde{\xi}_{2i}(\tau)\hat{a}_{2i}(\tau)\exp(-i\phi)t] \rangle. \quad (24)$$

上转换后光子数分布为

$$p(n) = |\langle n | \alpha_3 \rangle|^2 = \frac{|\alpha\sin[\chi\hat{a}_{2i}\exp(i\phi)t]|^{2n}}{n!}\exp\{-|\alpha\sin[\chi\hat{a}_{2i}\exp(i\phi)t]|^2\} = \frac{\langle\bar{n}\rangle^n}{n!}\exp(-\langle\bar{n}\rangle), \quad (25)$$

式中 $\langle\bar{n}\rangle = \langle |\alpha\sin[\chi\hat{a}_{2i}\exp(i\phi)t]| \rangle$ 为平均光子数。由于 $\tilde{\xi}_{2i}(\tau)$ 是高斯波形, 因而对于整体的转换效率 $\bar{\eta}' = \langle \sin^2[\chi\hat{A}_2(\tau)\exp(-i\phi)t] \rangle$ 从时域分布是一个振荡的波形, 即有的频率波段转换效率较高, 有的

波段的转换效率较低, 如果把 $\chi\exp(-i\phi)t$ 的值归一化(这样并不影响量子特性), 那么归一化后高斯抽运光强振幅为 $3\pi/2$ 的上转换效率曲线如图 2 所示^[20]。

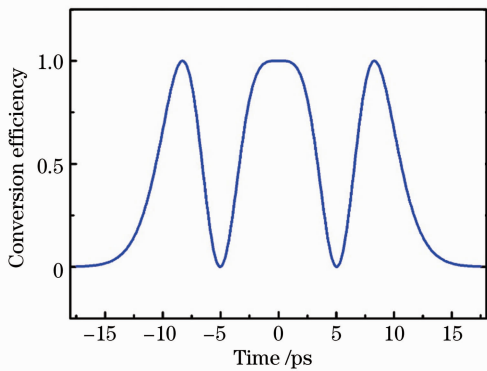


图2 高斯脉冲抽运光振幅为 $3\pi/2$ 时对应的转换效率曲线

Fig. 2 Conversion efficiency curve when Gauss pulse pump amplitude is $3\pi/2$

对于时域同步而频域有交错相互作用的频率上转换,上述的理论也是适用的。对于时域不同步的上转换,由于上转换效率较低,实用性受到限制,因而在此不做讨论。

3 结 论

时域上分别为连续相干光场和高斯脉冲相干光场的信号光子和抽运光相互作用的非线性频率上转换过程中的量子特性可以得到传递和得到保持,脉冲模式的上转换后的光子数分布仍然服从泊松分布。研究结果对于量子保密通信、利用上转换对物质进行分析和新型的基于频率上转换的量子操控器件具有重要的参考意义。

参 考 文 献

- 1 D Shayovitz, H Herrmann, W Sohler, *et al.*. High resolution time-to-space conversion of sub-picosecond pulses at $1.55 \mu\text{m}$ by non-degenerate SFG in PPLN crystal [J]. *Opt Express*, 2012, 20(24): 27388–27395.
- 2 Matthew T Rakher, Lijun Ma, Oliver Slattery, *et al.*. Quantum transduction of telecommunications band single photons from a quantum dot by frequency upconversion [J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(11): 786–791.
- 3 Xiaorong Gu, Kun Huang, Haifeng Pan, *et al.*. Efficient mid-infrared single-photon frequency upconversion detection with ultra-low background counts [J]. *Laser Phys Lett*, 2013, 10(5): 055401.
- 4 Oliver Slattery, Lijun Ma, Paulina Kuo, *et al.*. Frequency correlated biphoton spectroscopy using tunable upconversion detector [J]. *Laser Phys Lett*, 2013, 10(7): 075201.
- 5 Fu Xihong, Peng Hangyu, Shan Xiaonan, *et al.*. Diode-pumped Nd:YAG/Nd:YVO₄ intracavity sum-frequency mixing laser at 500.9 nm [J]. *Chinese J Lasers*, 2013, 40(6): 0602012.
付喜宏, 彭航宇, 单肖楠, 等. LD 抽运 Nd:YAG/Nd:YVO₄ 腔内和频 500.9 nm 激光器 [J]. *中国激光*, 2013, 40(6): 0602012.
- 6 Duan Yanmin, Zhu Haiyong, Feng Zhengrong, *et al.*. Laser diode end-pumped Nd:YVO₄ self-Raman laser at 559 nm with sum-frequency mixing [J]. *Chinese J Lasers*, 2013, 40(5):

0502002.

- 段延敏, 朱海永, 凤正荣, 等. 半导体激光端面抽运 Nd:YVO₄ 自拉曼和频 559 nm 激光 [J]. *中国激光*, 2013, 40(5): 0502002.
- 7 P Kumar. Quantum frequency upconversion [J]. *Opt Lett*, 1990, 15(24): 1476–1478.
- 8 Xiaorong Gu, Kun Huang, Haifeng Pan, *et al.*. Photon correlation in single photon frequency upconversion [J]. *Opt Express*, 2012, 20(3): 2399–2407.
- 9 Qian Zhou, Kun Huang, Haifeng Pan, *et al.*. Ultrasensitive mid-infrared up-conversion imaging at few-photon level [J]. *Appl Phys Lett*, 2013, 102(24): 241110.
- 10 Kun Huang, Xiaorong Gu, Pan Haifeng, *et al.*. Synchronized fiber lasers for efficient coincidence single-photon frequency upconversion [J]. *IEEE J Sel Top Quantum Electron*, 2012, 18(2): 562–566.
- 11 Ni Xuxiang, Hu Kai. Multi-pulse train cross-correlation method in remote laser ranging [J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, 32(11): 1112005.
倪旭翔, 胡凯. 脉冲串互相关方法在远程激光测距中的应用 [J]. *光学学报*, 2012, 32(11): 1112005.
- 12 Jingyi Zhu, Tilo Mathes, Andreas D Stahl, *et al.*. Ultrafast mid-infrared spectroscopy by chirped pulse up-conversion in $1800 \sim 1000 \text{ cm}^{-1}$ region [J]. *Opt Express*, 2012, 20(10): 10562–10571.
- 13 Guo Shanlong, Han Yashuai, Wang Jie, *et al.*. Investigation of quasi-phase-matching frequency doubling of 1560 nm laser by use of PPLN and PPKTP crystals [J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, 32(3): 0319001.
郭善龙, 韩亚帅, 王杰, 等. 1560 nm 激光经 PPLN 和 PPKTP 晶体准相位匹配倍频研究 [J]. *光学学报*, 2012, 32(3): 0319001.
- 14 Haifeng Pan, E Wu, Huafang Dong, *et al.*. Single-photon frequency up-conversion with multimode pumping [J]. *Phys Rev A*, 2008, 77(3): 033815.
- 15 Andreas Eckstein, Benjamin Brecht, Christine Silberhorn. A quantum pulse gate based on spectrally engineered sum frequency generation [J]. *Opt Express*, 2011, 19(15): 13770–13778.
- 16 X Gu, K Huang, Y Li, *et al.*. Temporal and spectral control of single-photon frequency upconversion for pulsed radiation [J]. *Appl Phys Lett*, 2010, 96(13): 131111.
- 17 Kun Huang, Xiaorong Gu, Min Ren, *et al.*. Photon-number-resolving detection at $1.04 \mu\text{m}$ via coincidence frequency upconversion [J]. *Opt Lett*, 2011, 36(9): 1722–1724.
- 18 Kun Huang, Xiaorong Gu, Min Ren, *et al.*. Few-photon-level two-dimensional infrared imaging by coincidence frequency upconversion [J]. *Appl Phys Lett*, 2012, 100(15): 151102.
- 19 M G Raymer, S J van Enk, C J McKinstrie, *et al.*. Interference of two photons of different color [J]. *Opt Comm*, 2010, 283(5): 747–752.
- 20 Li Xiongjie, Zhou Qian, Wu E, *et al.*. Research on pulse modulation method based on weak light nonlinear frequency upconversion [EB/OL]. Beijing: Sciencepaper Online [2012-12-24]. <http://www.paper.edu.cn/releasepaper/content/201212-689>.

李雄杰, 周茜, 武愕, 等. 基于弱光非线性频率上转换的脉冲调制方法研究 [EB/OL]. 北京: 中国科技论文在线 [2012-12-24]. <http://www.paper.edu.cn/releasepaper/content/201212-689>.

栏目编辑: 史敏