

光学超晶格中级联参量过程制备纠缠光子对^{*}

季玲玲 吴令安

(中国科学院物理研究所光物理开放实验室, 北京 100080)

(2004 年 5 月 26 日收到, 2004 年 7 月 24 日收到修改稿)

探索制备纠缠光子对的新途径是量子光学领域的一个研究热点. 从理论上证明在准周期极化的光学超晶格晶体中的级联参量过程能够产生纠缠光子对. 分别利用脉冲和连续的 532nm 抽运光在一块准周期极化的 LiTaO₃ 晶体中同时实现非简并参量下转换(产生信号光与闲置光)与和频(闲置光与抽运光和频生成和频光)的级联参量过程, 获得 630nm 的信号光与 460nm 的和频光. 指出信号光与和频光之间存在纠缠关联性质. 该方案的优点是可产生短波长的纠缠光子对.

关键词: 准相位匹配, 级联参量过程, 光量子纠缠态

PACC: 4265, 4250

1. 引 言

由于量子纠缠态在基本量子物理研究和量子信息技术研究中占有重要地位, 光量子纠缠态成为近年来量子光学的一个热点研究领域. 在激光抽运非线性光学晶体的自发参量下转换过程(spontaneous parametric down conversion, SPDC)中产生的孪生双光子态已经广泛应用于研究量子力学的基本问题, 如 Bell 不等式的检验等. 同时, 已有不少实际应用方面的研究, 如基于纠缠态光子对的量子保密通信^[1]、量子计量^[2]、量子光刻^[3]等. 针对不同的研究目的和实际应用的需求促使人们不断探索新的光量子纠缠态产生方案. 为提高纠缠态光的强度, 已提出一些改进的 SPDC 方案. 1995 年, 两个量子光学小组联合报道了非共线 II 类相位匹配产生较高强度的偏振纠缠光子对的实验方案^[4]. 另一比较有效的改进是用两块互相垂直的 II 类相位匹配晶体的 SPDC 方案^[5]. 近年来, 光学超晶格中的准相位匹配技术(quasi-phase matching, QPM)为提高参量过程的转换效率提供了另一途径. 2000 年 Gisin 等报道了在周期极化的 LiNbO₃ 波导中用准相位匹配参量下转换获得高强度关联光子对源^[6].

准相位匹配材料(光学超晶格)是一种人工非线性

光学材料, 能够提供倒格矢来弥补非线性光学过程中的相位失配, 并且可以利用晶体的最大非线性系数张量元, 从而提高非线性光学过程的转换效率. 该原理早在 1962 年就被 Bloembergen 等人提出^[7], 但是由于当时制作上的困难, 没有被推广到实际应用. 上世纪 80 年代以来, 人工准晶研究方面取得了突破性进展, 将 Bloembergen 关于非线性光学频率转换的准相位匹配理论从周期结构推广到准周期结构, 提出了准周期结构中的准相位匹配耦合参量过程和多重准相位匹配的理论. 随着准周期极化光学超晶格的研制成功, 在一块光学超晶格中可同时实现多个参量过程. 因此, 我们开展了光学超晶格中的级联参量过程及其用于制备光量子纠缠态的研究.

2. 光学超晶格中级联参量过程制备光量子纠缠态的理论推导

2.1. 基本原理

准周期光学超晶格材料实现耦合参量过程的基本原理则是通过合理设计准周期极化序列使晶格具有合适的倒格矢, 可同时满足耦合参量过程中的各参量过程的准相位匹配条件. 我们要讨论的是在准周期极化的 LiTaO₃ 光学超晶格中同时实现参量下转换过程与和频过程^[8]. 如图 1(a)中, 光学超晶格

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 60178013), 国家重点基础研究发展规划项目(批准号: 2001CB309301)和中国科学院创新基金(批准号: 1731230300009)资助的课题.

的两个基本构造单元为 A 和 B , 其长度分别为 l_A 和 l_B , 每个构造单元均由一对自发极化方向相反的正负铁电畴构成, 正铁电畴部分的长度均为 l . A 和 B 以准周期序列排列. 图中朝上和朝下的箭头表示晶体畴的极化方向, 也是光波的偏振方向. 如图 1(b) 中所示, 在一块准周期极化的 LiTaO_3 晶体中可以同时实现参量下转换 I 及和频过程 II 的参量耦合过程. 频率为 ω_p 的抽运光通过参量下转换生成频率

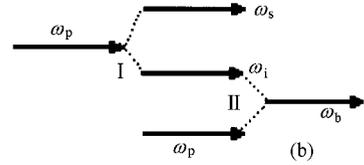
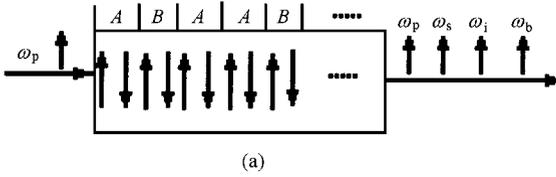


图 1 (a) 光学超晶格结构示意图 (b) 级联参量过程示意图

$$\omega_p + \omega_i = \omega_b, \quad (3)$$

$$k_b = k_p + k_i + G_{m',n'}. \quad (4)$$

式中 $G_{m,n}, G_{m',n'}$ 为倒格矢, $G_{m,n} = 2\pi D^{-1}(m + n\tau)$, m, n, m', n' 为倒格矢的阶数, $D = \tau l_A + l_B$, τ 为晶体极化结构参数, k_p, k_s, k_i, k_b 分别为抽运光、信号光、闲置光及和频光在晶体中的波矢大小.

2.2. 计算方法和原理

在经典电磁场理论中, 非磁性介质的电磁场能量 H 可以表示为

$$H = \iint \left[\frac{1}{2} \mu \mathbf{H}^2(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{2} \epsilon_0 \mathbf{E}^2(\mathbf{r}, t) + X_1(\mathbf{r}) + X_2(\mathbf{r}) + \dots \right] d^3 r, \quad (5)$$

其中 $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ 为介质中的磁场强度, $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ 为介质中的电场强度, μ 为光波在介质中的磁导率, ϵ_0 为光波在真空中的介电常数, 后面的项

$X_1(\mathbf{r}) \equiv \frac{1}{2} \iint d\omega d\omega' \chi_{ij}^{(1)}(\omega, \omega') \mathbf{E}_i(\mathbf{r}, \omega') \mathbf{E}_j(\mathbf{r}, \omega)$ 代表线性效应;

$$X_2(\mathbf{r}) \equiv \frac{1}{3} \iint \int d\omega d\omega' d\omega'' \chi_{ijk}^{(2)}(\omega, \omega', \omega'') \mathbf{E}_i(\mathbf{r}, \omega'') \mathbf{E}_j(\mathbf{r}, \omega') \mathbf{E}_k(\mathbf{r}, \omega)$$

表示二阶非线性效应, 依次类推. 当我们关注某种非线性过程时, 可以从展开式中把它们取出来考虑. 对光场进行量子化以后, 由以上各式可以写出系统的哈密顿量算符^[9,10].

分别为 ω_s 和 ω_i 的信号光与闲置光, 闲置光再与抽运光通过和频过程产生和频光 ω_b . 级联参量过程中各参量光束的偏振方向相同, 传播方向一致. 参量下转换过程准相位匹配条件满足能量守恒条件

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i, \quad (1)$$

及动量守恒条件

$$k_p = k_s + k_i + G_{m,n}. \quad (2)$$

同理和频过程的准相位匹配条件表达式为

忽略抽运光损耗的情况下, 强的抽运光场可以视为一个不变的单色经典光场, 频率为 ω_p , 振幅为 E_0 , 波矢为 k_p , $E_p^{(+)} = E_0 \exp[i(k_p z - \omega_p t)]$. 参量下转换过程本质上是由噪声产生的荧光, 信号光和闲置光不是单色光场, 假定中心频率为 ω_s 和 ω_i , 则它们的量子化场算符可以表示为

$$E_j(\mathbf{r}, t) = \sum_{\omega_j} \hat{\sigma}_{\omega_j} \epsilon_{\omega_j} \hat{a}_{\omega_j} e^{i(k_j \cdot z - \omega_j t)} + \text{h.c.} \quad (j = s, i),$$

$\hat{\sigma}_{\omega_j}$ 为光场的极化方向单位矢量, ϵ_{ω_j} 表示每个光子的场强. 由(5)式中第四项可以写出参量下转换过程的相互作用哈密顿量

$$\hat{H}_{11} = \sum_{\omega_s} \sum_{\omega_i} E_0 \chi_1^{(2)}(\omega_p, \omega_s, \omega_i) \epsilon_{\omega_s} \epsilon_{\omega_i} \times \int_{\gamma} e^{i(k_p - k_i - k_s) \cdot z} e^{i(\omega_s + \omega_i - \omega_p)t} \hat{a}_{\omega_s}^+ \hat{a}_{\omega_i}^+ d^3 r + \text{h.c.}, \quad (6)$$

式中分别对信号光 ω_s 和闲置光 ω_i 的模式求和, 式中 γ 表示非线性介质作用区域, $\chi_1^{(2)}$ 为超晶格中用于参量下转换过程的有效非线性系数. 同理, 可以写出和频过程的相互作用哈密顿量

$$\hat{H}_{12} = \sum_{\omega_i} \sum_{\omega_b} E_0 \chi_2^{(2)}(\omega_b, \omega_p, \omega_i) \epsilon_{\omega_i} \epsilon_{\omega_b} \times \int_{\gamma} e^{-i(k_b - k_p - k_i) \cdot z} e^{-i(\omega_p + \omega_i - \omega_b)t} \hat{a}_{\omega_i} \hat{a}_{\omega_b}^+ d^3 r + \text{h.c.}. \quad (7)$$

此时求和是对闲置光场 ω_i 及和频光场 ω_b 的模式, $\chi_2^{(2)}$ 为和频过程中的有效非线性系数. 系统总的相

相互作用哈密顿量为

$$\hat{H}_I = \hat{H}_{I1} + \hat{H}_{I2} = \sum_{\omega_s} \sum_{\omega_i} \alpha(\omega_s, \omega_i, t) \hat{a}_{\omega_s}^+ \hat{a}_{\omega_i}^+ + \sum_{\omega_b} \sum_{\omega_i} \beta(\omega_b, \omega_i, t) \hat{a}_{\omega_i} \hat{a}_{\omega_b}^+ + \text{h.c.}, \quad (8)$$

其中

$$\alpha(\omega_s, \omega_i, t) = E_0 \chi_1^{(2)}(\omega_p, \omega_s, \omega_i) \epsilon_{\omega_s} \epsilon_{\omega_i} \times \int_{\gamma} e^{i(k_p - k_i - k_s) \cdot z} e^{i(\omega_s + \omega_i - \omega_p)t} d^3r, \quad (9)$$

$$\beta(\omega_b, \omega_i, t) = E_0 \chi_2^{(2)}(\omega_b, \omega_p, \omega_i) \epsilon_{\omega_i} \epsilon_{\omega_b} \times \int_{\gamma} e^{-i(k_b - k_p - k_i) \cdot z} e^{-i(\omega_p + \omega_i - \omega_b)t} d^3r. \quad (10)$$

相互作用时间为通过晶体的时间 t , 采用粒子数表象, 假定初始态为真空态 $|\psi(0)\rangle = |0_s\rangle |0_i\rangle |0_b\rangle$, 表示初始时刻不存在信号、闲置及和频光场. 在相互作用绘景中讨论, 假定相互作用初始时刻为 $t_0 = 0$, 则

$$|\psi(t)\rangle = U(t, 0)|\psi(0)\rangle. \quad (11)$$

在 n 阶近似下, 演化算符的形式为

$$U(t, 0) = 1 + \left(-\frac{i}{\hbar}\right) \int_0^t dt_1 H_I(t_1) + \left(-\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_0^t dt_1 \int_0^{t_1} dt_2 H_I(t_1) H_I(t_2) + \dots + \left(-\frac{i}{\hbar}\right)^n \int_0^t dt_1 \int_0^{t_1} dt_2 \dots \times \int_0^{t_{n-1}} dt_n H_I(t_1) H_I(t_2) \dots H_I(t_n). \quad (12)$$

则由(8)–(12)式, 可以计算出末态 $|\psi(t)\rangle$, 取到二阶近似得

$$|\psi(t)\rangle = \left[1 - \frac{1}{\hbar^2} \sum_{\omega_s} \sum_{\omega_i} \alpha(\omega_s, \omega_i, t)\right] |0_s\rangle |0_i\rangle |0_b\rangle + \left(-\frac{i}{\hbar}\right) \sum_{\omega_s} \sum_{\omega_i} A(\omega_s, \omega_i, t) \times |0_s\rangle |0_i\rangle |0_b\rangle + \left(-\frac{i}{\hbar}\right)^2 \times \left[\sum_{\omega_s} \sum_{\omega_i} \sum_{\omega_s'} \sum_{\omega_i'} \beta(\omega_s, \omega_i, \omega_s', \omega_i', t)\right] \times |0_s\rangle |\omega_s'\rangle |0_i\rangle |\omega_i'\rangle |0_b\rangle + \sum_{\omega_b} \sum_{\omega_i} \sum_{\omega_s} D(\omega_s, \omega_i, \omega_b, t) \times |0_s\rangle |0_i\rangle |\omega_b\rangle + \dots, \quad (13)$$

式中

$$A(\omega_s, \omega_i, t) = \int_0^t \alpha(\omega_s, \omega_i, t_1) dt_1, \quad (14)$$

$$B(\omega_s, \omega_i, \omega_s', \omega_i', t) = \int_0^t \alpha(\omega_s', \omega_i', t_1) \int_0^{t_1} \alpha(\omega_s, \omega_i, t_2) dt_2 dt_1, \quad (15)$$

$$C(\omega_s, \omega_i, t) = \int_0^t \alpha^*(\omega_s, \omega_i, t_1) \int_0^{t_1} \alpha(\omega_s, \omega_i, t_2) dt_2 dt_1, \quad (16)$$

$$D(\omega_b, \omega_i, \omega_s, t) = \int_0^t \beta(\omega_b, \omega_i, t_1) \int_0^{t_1} \alpha(\omega_s, \omega_i, t_2) dt_2 dt_1. \quad (17)$$

2.3. 分析与讨论

(13)式中第一项代表真空态, 包含真空初态及参量下转换过程产生的信号光子和闲置光子又重新和频而湮没的过程, 第二、三项表示参量下转换过程, 第四项代表抽运光通过参量下转换生成信号光与闲置光, 闲置光再与抽运光通过和频过程产生和频光的级联参量过程. 重点讨论第四项, 假定作用长度为 l , 则由(9)(10)(17)式得到

$$D(\omega_b, \omega_s, \omega_i, t) = E_0^2 \chi_1^{(2)}(\omega_p, \omega_s, \omega_i) \chi_2^{(2)}(\omega_b, \omega_p, \omega_i) \times \frac{\sin \frac{1}{2}(k_p - k_i - k_s)l}{\frac{1}{2}(k_p - k_i - k_s)l} \frac{\sin \frac{1}{2}(k_p + k_i - k_b)l}{\frac{1}{2}(k_p + k_i - k_b)l} \times \epsilon_{\omega_s} \epsilon_{\omega_i} \epsilon_{\omega_b} \left[\frac{e^{i(\omega_s + \omega_b - 2\omega_p)t} - 1}{(\omega_s + \omega_i - \omega_p)(2\omega_p - \omega_s - \omega_b)} - \frac{e^{-i(\omega_p + \omega_i - \omega_b)t} - 1}{(\omega_s + \omega_i - \omega_p)(\omega_p + \omega_i - \omega_b)} \right]. \quad (18)$$

由(18)式可以看出, 末态中第四项的系数不能因式分解为 ω_s 和 ω_b 的函数. 这说明末态波函数不能写成信号光场与和频光场的直积态的形式, 是一个纠缠态. 因此, 信号光子与和频光子之间存在着频率纠缠特性, 可以认为闲置光子通过和频过程把它与信号光子的纠缠特性传递给了和频光子.

3. 光学超晶格中级联参量过程的实现

为研究晶体的基本特性, 我们首先用皮秒脉冲

激光做为抽运光在光学超晶格中实现级联参量过程.抽运光源为 Nd:YAG 激光器(Continuum YAG 571C-10),其脉宽为 35ps,重复频率为 10Hz.实验所用的准周期极化的 LiTaO₃ 光学超晶格各结构参数为 $l_A = 14.35\mu\text{m}$, $l_B = 10.10\mu\text{m}$, $l = 5.46\mu\text{m}$, $\tau = 1.164$,晶体总长度为 $L = 15\text{mm}$; $G_{m,n} = G_{1,1}$, $G_{m',n'} = G_{1,2}$.理论上,在 150℃ 的匹配温度下,抽运光波长为 532nm 时,信号光、闲置光及和频光中心波长分别为 630nm, 3420nm 及 460nm.

当抽运光平均功率为 0.8mW、晶体炉的温度为 173℃ 时能看到较强的信号光与和频光,用光栅进行分光.测得信号光的转换效率约 15%, 和频光的转换效率约 1.5%. 实验还发现信号光与和频光的转换效率随晶体的温度变化而变化.

为获得单光子水平的参量光与和频光以研究它们之间的量子关联及纠缠性质,我们又利用连续激光器试图在光学超晶格中实现级联参量过程.连续光抽运下的实验装置如图 2,实验所用的激光器为 Spectra-Physics 公司的 532nm 半导体抽运连续激光器.单光子探测器(D_1, D_2)为 Hamamatsu 生产的光电倍增管 928P,鉴别放大器(A.D.)使用的是 EG&G ORTEC 9302 型,计数器(C)为 EG&G ORTEC 9315, 974 型, D_1 探测信号光, D_2 探测和频光.图中 M_3 为分束镜,对 630nm 高反,对 460nm 高透; F_1, F_2, F_3, F_4 为滤除 532nm 的滤波片,IF₁, IF₂ 分别为透过 630nm 和 460nm 的干涉滤波片.抽运光功率在 100mW 至 600mW 内改变,其他条件不变,信号光子计数与抽运光功率的关系如图 3.可以看出,信号光功率与抽运光功率近似成线性关系.考虑到收集效率及探测器的量子效率,通过分析得出参量下转换过程的转换效率约为 10^{-9} .

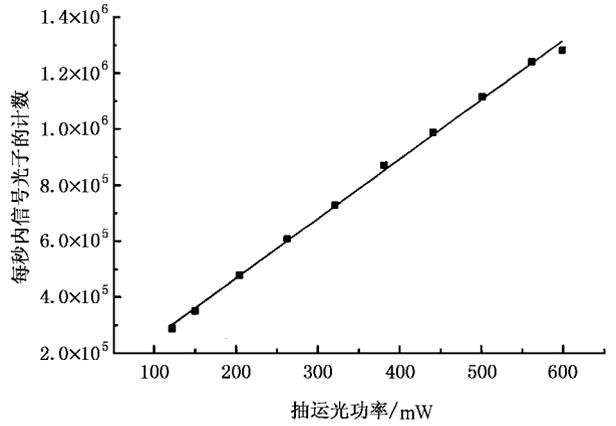


图 3 信号光子计数与抽运光功率的关系

透过滤波片进入探测器 D_2 ,造成较大的噪声背景.当抽运光的功率为 780mW 时,在 155—191℃ 范围内改变晶体炉的温度,观察和频光的产生随晶体温度的变化关系.抽运光偏振方向与晶体畴极化方向平行时,则满足准相位匹配条件.在偏振方向正确与错误两种条件下分别测得 D_2 探测到的光子计数随温度的变化关系,实验结果如图 4 所示.可见,抽运光偏振方向错误时 D_2 的计数率基本上不变;偏振方向正确时计数率随着温度的变化很明显,由此判断,探测到了和频光子,平均每秒最多探测到几十到上百个.另外,从图 4 还可以看出,计数率在低温度段抽运光偏振方向错误时比正确时的还高.原因在于,偏振方向正确时抽运光相对于 45°分束镜 M_3 的入射面是 s 偏振光,偏振错误时为 p 偏振光,而对 532nm 的 p 偏振光的透过率比 s 偏振光高,因此漏过的抽运光子更多,与实验结果相符合.

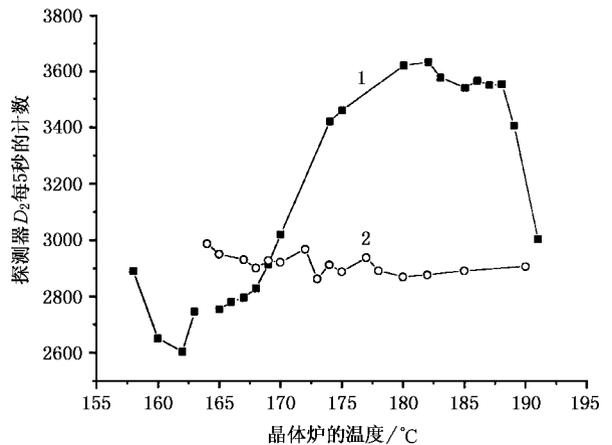


图 4 探测器 D_2 计数率随晶体炉温度的变化(■为抽运光偏振方向正确,●为抽运光偏振方向错误)

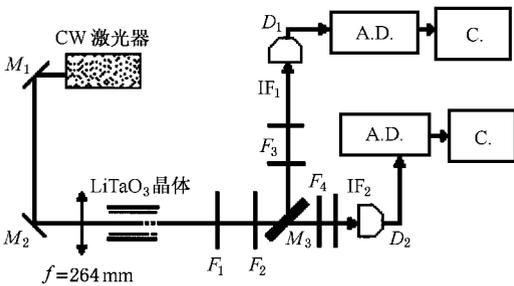


图 2 连续激光抽运下的级联参量过程实验装置图

由于抽运光功率密度较低导致产生的和频光较弱,尽管加了层层滤波片,每秒仍有几百个抽运光子

4. 总 结

我们首先从理论上证明准周期极化光学超晶格中级联参量过程能用于制备光量子纠缠态,并且在低功率密度的抽运光作用下,实现了准周期极化LiTaO₃光学超晶格中的参量下转换与和频过程的级联参量耦合过程.这为进一步研究信号光与和频光的量子关联性质及纠缠特性奠定了基础.关于这些方面的进一步实验研究,仍在进行之中.准相位匹配

晶体的结构可根据实际需要设计,具有很大的灵活性.只要设计合理的晶体极化序列就可以产生可见光区的纠缠光子对,在这一点上,比通常自发参量下转换产生纠缠光子对的方法更为优越.不仅短波长有利于探测,而且可能会给某些应用,如量子光刻等方面的研究,带来新的契机.

感谢南京大学微结构中心祝世宁老师、徐平同学为我们提供了实验所用的晶体.

-
- [1] Ekert A K 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 661
 - [2] Migdall A 1999 *Physics Today* Jan 1999 A1
 - [3] D 'Angelo M , Chekhova M V and Shih Y H 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 013602
 - [4] Kwiat P G *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 4337
 - [5] Kwiat P G *et al* 1999 *Phys. Rev. A* **60** R773
 - [6] Tanzilli L S *et al* 2001 *Electronics Lett.* **37** 26
 - [7] Armstrong J A *et al* 1962 *Phys. Rev.* **127** 1918
 - [8] Du Y *et al* 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 1573
 - [9] Mandel L and Wolf E 1995 *Optical coherence and quantum optics* (Cambridge University) p1069 – 1085
 - [10] Rubin M H *et al* 1994 *Phys. Rev. A* **50** 5122

Generation of two-photon entangled states through a cascaded nonlinear optical process in a quasiperiodic optical superlattice^{*}

Ji Ling-Ling Wu Ling-An

(*Laboratory of Optical Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China*)

(Received 26 May 2004; revised manuscript received 24 July 2004)

Abstract

The search for new methods to produce entangled photons is a subject of great interest in quantum optics. We show theoretically that two-photon entangled states may be generated through a cascaded nonlinear optical process in a quasiperiodic optical superlattice. When an idler photon ω_i produced from spontaneous parametric down conversion ($\omega_p = \omega_s + \omega_i$) combines with a pump photon to produce a sum frequency photon ω_b ($\omega_b = \omega_i + \omega_p$), the latter is entangled with the remaining signal photon ω_i . Both a pulsed and a cw 532nm laser have been used to pump a quasi-phase matched LiTaO₃ crystal to generate simultaneously 630nm signal photons through parametric down conversion and 460nm sum frequency photons. The advantage of this method is that entangled photons of short wavelength may be produced.

Keywords : quasi-phase matching, cascaded nonlinear optical process, two-photon entangled states

PACC : 4265, 4250

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60178013), the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2001CB309301) and the Knowledge Innovation Program of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. 1731230300009).