

利用非平衡光纤 Mach-Zehnder 干涉仪探测 频率非简并纠缠态光场*

商娅娜 王 东 闫智辉 王文哲 贾晓军† 彭 堉

(山西大学光电研究所,量子光学与光量子器件国家重点实验室,太原 030006)

(2007 年 9 月 14 日收到,2007 年 10 月 19 日收到修改稿)

采用两对光纤构成的非平衡 Mach-Zehnder 干涉仪,对非简并光学参量振荡腔产生的 20 mW 频率非简并孪生光束间的强度差与位相和的关联噪声进行测量,在分析频率为 2 MHz 处测得关联噪声分别低于散粒噪声基准 3.1 和 1.3 dB,从实验上证实了在较低分析频率处孪生光束之间有较高量子纠缠.

关键词:光学参量振荡腔,孪生光束,光纤 Mach-Zehnder 干涉仪

PACC:4250,4265,4265K

1. 引 言

纠缠态光场在量子离物态、量子密集编码、量子保密通信等量子信息系统中起着至关重要的作用,因而引起人们的广泛关注^[1].迄今为止,工作于振荡阈值以下光学参量放大器(optical parametric amplifier,OPA)被普遍应用于产生连续波量子纠缠光束^[2-4].而理论研究表明,运转于阈值以上的非简并光学参量振荡腔(non-degenerate optical parametric oscillator,NOPO)所产生的频率非简并孪生光束之间也存在量子纠缠^[5-9].1989年,Fabre等人用半经典方法推导出工作于阈值以上的NOPO产生的孪生光束之间强度与位相关联的表达式^[7].随后,几个研究组分别产生了高亮度孪生光束,并用自零拍探测装置测量了强度关联^[10-15],但孪生光束的位相关联在很长时间内都未观察到.直到2005年,Fabre研究组通过在NOPO中插入一个 $\lambda/4$ 波片,使得产生的孪生光束频率简并,观测到位相和起伏高于散粒噪声极限(SNL)3 dB^[16].同年,Villar研究组通过扫描一对可调环形分析腔,测量到不同频率的孪生光束之间存在位相关联^[17].几乎在同时,我们研究组用工作于阈值以上的NOPO产生了强度为22 mW的频率非简并纠缠态光场,并用非平衡 Mach-Zehnder(M-Z)干

涉仪在 20 MHz 分析频率处测量了孪生光束强度差与位相和的关联噪声功率谱^[18].但理论分析指出:在较低分析频率处,孪生光束的强度差与位相和关联更大^[7].要在较低分析频率处测量,就要求增大 M-Z 干涉仪两臂的光程差,因而增加了光路系统的不稳定性.因此,我们在以前工作的基础上,改用光纤构建非平衡 M-Z 干涉仪进行测量.计算表明,当两臂光纤长度分别为 50 和 2 m,其光程差为 48 m 时,可以测得分析频率为 2 MHz 时孪生光束的强度差与位相和的关联噪声谱.

2. NOPO 噪声特性

采用半经典方法分析 NOPO 的噪声起伏特性,考虑如图 1 所示的光学环形腔模型^[7].

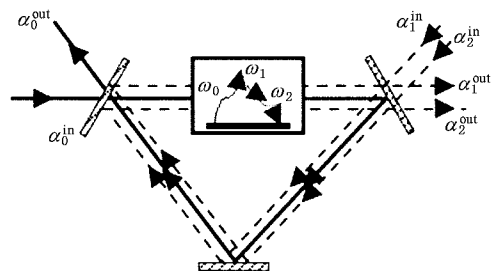


图 1 NOPO 示意图($\alpha_0^{\text{in}}, \alpha_1^{\text{in}}, \alpha_2^{\text{in}}$ 分别为输入的抽运场,信号场和闲置场; $\alpha_0^{\text{out}}, \alpha_1^{\text{out}}, \alpha_2^{\text{out}}$ 为输出场)

* 教育部“长江学者和创新团队发展计划”(批准号:IRT0516)、国家自然科学基金(批准号:60608012,60736040,10674088)和国家重点基础研究发展计划(973)项目(批准号:2006CB921101)资助的课题.

† 通讯联系人, E-mail: jiaxj@sxu.edu.cn

频率为 ω_0 的抽运场 a_0 抽运 NOPO 产生信号场 a_1 , 频率为 ω_1 闲置场 a_2 , 频率为 ω_2 . 假定三个光场在腔内环形一周的时间 τ 是相同的. 当光场 a_0, a_1, a_2 均与腔模共振时, 其对应的经典振幅 $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2$ 的运动方程可写为

$$\begin{aligned} \tau \dot{\alpha}_1 + (\gamma_1 + \mu_1) \alpha_1 \\ = 2\chi \alpha_0 \alpha_2^* + \sqrt{2\gamma_1} \alpha_1^{\text{in}} + \sqrt{2\mu_1} \beta_1^{\text{in}}, \end{aligned} \quad (1a)$$

$$\begin{aligned} \tau \dot{\alpha}_2 + (\gamma_2 + \mu_2) \alpha_2 \\ = 2\chi \alpha_0 \alpha_1^* + \sqrt{2\gamma_2} \alpha_2^{\text{in}} + \sqrt{2\mu_2} \beta_2^{\text{in}}, \end{aligned} \quad (1b)$$

$$\begin{aligned} \tau \dot{\alpha}_0 + (\gamma_0 + \mu_0) \alpha_0 \\ = -2\chi \alpha_1 \alpha_2 + \sqrt{2\gamma_0} \alpha_0^{\text{in}} + \sqrt{2\mu_0} \beta_0^{\text{in}}, \end{aligned} \quad (1c)$$

其中 χ 是非线性耦合系数, γ_i 为输出镜损耗, μ_i 为晶体吸收、表面散射等引入的损耗. 记总的损耗 $\gamma'_i = \gamma_i + \mu_i$, α_i^{in} 和 β_i^{in} ($i=0, 1, 2$) 分别表示输入场和由于损耗引入的真空场.

假定信号模和闲置模损耗完全相同, 即 $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$, $\mu_1 = \mu_2 = \mu$. 采用半经典的方法, 定义涨落算符 $a_i = \bar{\alpha}_i + \delta a_i$ 并忽略高阶项, 可得

$$\begin{aligned} \tau \delta \dot{a}_1 + \gamma' \delta a_1 = \gamma' \delta a_2^* + \sqrt{\gamma'_0 \gamma'(\sigma - 1)} \delta a_0 \\ + \sqrt{2\gamma} \delta a_1^{\text{in}} + \sqrt{2\mu} \delta \beta_1^{\text{in}}, \end{aligned} \quad (2a)$$

$$\begin{aligned} \tau \delta \dot{a}_2 + \gamma' \delta a_2 = \gamma' \delta a_1^* + \sqrt{\gamma'_0 \gamma'(\sigma - 1)} \delta a_0 \\ + \sqrt{2\gamma} \delta a_2^{\text{in}} + \sqrt{2\mu} \delta \beta_2^{\text{in}}, \end{aligned} \quad (2b)$$

$$\begin{aligned} \tau \delta \dot{a}_0 + \gamma'_0 \delta a_0 = -\sqrt{\gamma'_0 \gamma'(\sigma - 1)} \delta a_2 \\ - \sqrt{\gamma'_0 \gamma'(\sigma - 1)} \delta a_1 \\ + \sqrt{2\gamma_0} \delta \alpha_0^{\text{in}} + \sqrt{2\mu_0} \delta \beta_0^{\text{in}}, \end{aligned} \quad (2c)$$

其中 $\sigma = 2\sqrt{\frac{2\chi^2 \gamma_0}{\gamma'^2 \gamma'^2}} \alpha_0^{\text{in}}$ 为抽运参量.

光场的实部和虚部分别对应于正交振幅分量和正交位相分量:

$$X_i = \delta a_i + \delta a_i^*, \quad (3a)$$

$$Y_i = -i(\delta a_i - \delta a_i^*). \quad (3b)$$

定义光场的正交振幅差和正交位相和分别为

$$r = (X_1 - X_2) \sqrt{2}, \quad (4a)$$

$$p = (Y_1 + Y_2) \sqrt{2}. \quad (4b)$$

由此可以得到归一化的孪生光束的强度差噪声谱 $S_r(\omega)$ 和位相和噪声谱 $S_p(\omega)$ 分别为

$$S_r(\omega) = 1 - \frac{4\gamma\gamma'}{4\gamma'^2 + \omega^2 \tau^2}, \quad (5a)$$

$$S_p(\omega) = 1 - \frac{4\gamma\gamma'}{4\gamma'^2 \sigma^2 + \omega^2 \tau^2}. \quad (5b)$$

对于强度关联, 从(5a)式可以看出, 在没有内腔损耗的情况下, 孪生光束的强度差在零频处是完全压缩的. 即使在实际实验中, 也是在低频处具有较大的强度关联. 对于位相关联, 从(5b)式中可以看出, 当抽运功率等于阈值时, 在零频处位相和噪声关联最大. 但是, 由于激光器在低于 2 MHz 处存在有弛豫振荡噪声. 因此, 我们选定在分析频率为 2 MHz 处测量孪生光束间的强度差与位相和的关联噪声.

3. 运转于阈值以上 NOPO 产生的纠缠态光场的制备及探测

实验装置如图 2 所示. 以自行研制的瓦级连续双波长输出 $\text{Nd}^{3+}:\text{YAP/KTP}$ 单频稳频固体激光器来抽运一个光学参量振荡腔, 从而产生频率非简并的孪生光束. 所使用的激光器采用五镜环形腔结构, 在光抽运功率为 14W, $\text{Nd}^{3+}:\text{YAP}$ 晶体和 KTP 晶体的温度分别为 24.51°C 和 76.80°C 时, 可以得到 540 nm 绿光和 1080 nm 红外光的输出功率分别为 900 和 560 mW. 首先用分束片把红外光和绿光分成两路. 激光器输出的红外光被偏振分束棱镜分成两路, 垂直偏振光用来监视激光器的模式, 水平偏振光通过一个隔离器进入模清洁器, 以改善激光光束的空间模式和减少低频噪声. 模清洁器由两片曲率半径为 50 mm 的凹面镜组成, 为了保证其稳定性, 把组成腔的两凹面镜固定在具有低膨胀系数 ($1.26 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$) 的殷钢上并用帕尔贴制冷元件及反馈电路来控制模清洁器的温度, 将其控制在室温, 误差不超过 3‰. 从模清洁器出来的光通过一个高反镜, 透出一部分进入光探测器, 用于激光器的频率锁定. 反射光经过一个隔离器后, 通过一个 $\lambda/2$ 波片后进入 NOPO 腔. 当红外光和 NOPO 腔模式完全匹配时, 从 NOPO 腔输出的红外光与当它工作于阈值以上时产生的孪生光束的空间模式完全相同, 这样就可以作为模拟光束调整后面探测光路中光纤的耦合效率和干涉效率.

激光器输出的绿光经过一个隔离器后, 进入一个光电位相调制器, 然后再经过一个 PBS 棱镜和 $\lambda/2$ 波片后输入 NOPO 腔, 用于抽运 NOPO 腔以产生孪生光束.

为了减少内腔损耗, NOPO 腔采用半整块共心腔形结构. 即由一个长 10 mm, α 切割的 II 类 KTP 晶

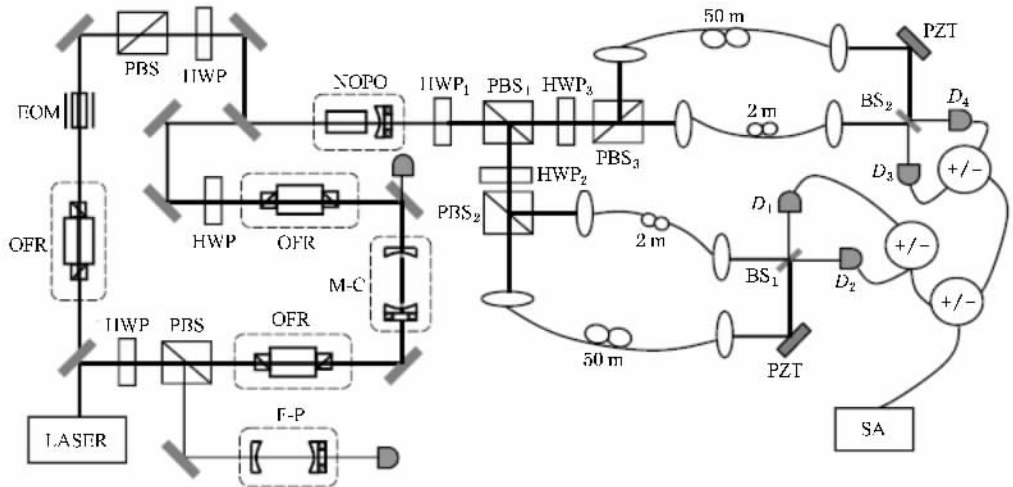


图2 制备高亮度频率非简并纠缠光场的实验装置(LASER为激光器;OFR为隔离器;F-P为Fabry-Perot腔;HWP为 $\lambda/2$ 波片;PBS为偏振分束棱镜;EOM为电光调制器;M-C为模清洁剂;BS为分束片;PZT为压电陶瓷; D_1 — D_4 为光电探测器;+/-为加减法器;SA为频谱分析仪)

体和一个曲率半径为 50 mm 的凹面镜组成。KTP 晶体的前表面镀 $R = 39\% @ 540 \text{ nm}$ 和 1080 nm 全反的反射膜,作为输入耦合镜,另一表面镀 540 和 1080 nm 增透膜。KTP 晶体置于自行设计的控温炉中并可以通过制冷块进行控温。540 nm 波长的抽运光在 KTP 晶体中可以实现 II 类非临界相位匹配参量下转换,产生的两个频率非简并且偏振垂直的亚谐波模在晶体中共线传输,最大限度的消除了光束走离效应。NOPO 的输出耦合镜为一个对波长 1080 nm 光的透射率为 3.2% 的凹面镜,把凹面镜固定在一个压电陶瓷(PZT)上,用于扫描和锁定 NOPO 腔,NOPO 的总腔长约 52 mm。

当用 540 nm 的绿光抽运 NOPO 时,会产生频率非简并的孪生光束,一为信号光,一为闲置光,它们之间存在量子纠缠。NOPO 腔的振荡阈值为 130 mW,当抽运光功率加至 194 mW 时,我们可以得到 20 mW 稳定的孪生光束输出。由于 NOPO 腔输出的孪生光束频率非简并,不能利用传统的平衡零拍探测方法测量其位相噪声,而利用非平衡 M-Z 干涉仪可以测量特定边带频率处的位相噪声。

1) 强度差噪声的测量。当 $\lambda/2$ 波片 P_2 取 45° , P_3 取 0° 时,输入光场全部经由干涉仪的短臂传输,然后经过 50% 分束器分束后进入探测器测量。两探测器(D_1 , D_2 或者 D_3 , D_4)光电流和的起伏为被测光束的强度噪声起伏,光电流的差的起伏为相应的 SNL。再将两臂各自的强度噪声相减即为强度差噪声,两臂各自的 SNL 相加即为孪生光束总和的 SNL。

2) 位相和噪声的测量。当 $\lambda/2$ 波片 P_2 和 P_3 角度均为 22.5° 时,输入光场被平分,分别进入 M-Z 干涉仪的长臂 $L + \Delta L$ 和短臂 L 。此时,两臂差 ΔL 引入一个依赖于测量频率的相移 $\theta = 2\pi\Omega\Delta L/c$ 。(其中 c 为光速, n 为传输介质的折射率, Ω 为分析频率。)然后经过两臂的光场在 50% 分束器耦合,再分别进入探测器。当通过两臂的光场之间的位相差 φ 满足 $\varphi = \pi/2 + 2k\pi$ 时,且由 ΔL 引入的相移 $\theta = \pi$ 时,两探测器(D_1 , D_2 或者 D_3 , D_4)光电流和的起伏对应于 SNL,光电流的差的起伏为被测光束的位相噪声起伏。再将两臂位相噪声相加即为位相和噪声,将两臂各自的 SNL 相减即为相应的 SNL^[19]。

若要满足 $\theta = \pi$,即 $\theta = 2\pi\Omega\Delta L/c = \pi$,即干涉仪两臂的光程差为

$$\Delta L = c/2n\Omega. \quad (6)$$

此时,在兆赫量级的频率范围内, ΔL 通常为米的量级。若要在分析频率为 2 MHz 处测量,而两臂位相差需为 π ,由(6)式得到空气中 M-Z 干涉仪两臂光程差 $\Delta L = 75 \text{ m}$ 。这个在具体的光路空间中不易实现。所以我们构建的 M-Z 干涉仪两臂采用光纤,考虑到光纤的折射率为 1.55,则两臂光程差 $\Delta L = 48 \text{ m}$,我们选一臂为 2 m,另一臂为 50 m。

当系统稳定运转时,测量得到的孪生光束强度差与位相和的关联噪声分别如图 3,图 4 所示。其中,曲线 i 对应相应的 SNL,曲线 ii 分别对应孪生光束的强度差与位相和噪声,频谱分析仪分析带宽(RBW)为 300 kHz,视频带宽(VBW)为 30 Hz。

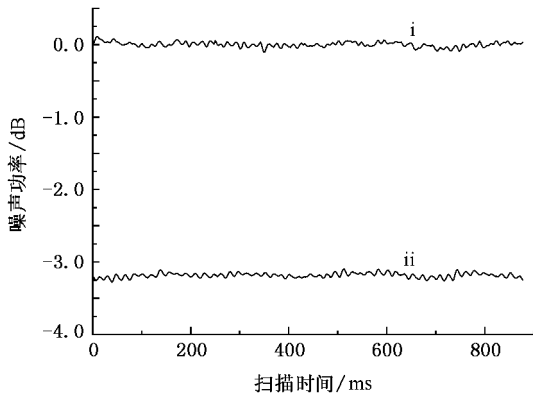


图3 测量到的强度差噪声 曲线 i SNL,曲线 ii 强度差噪声

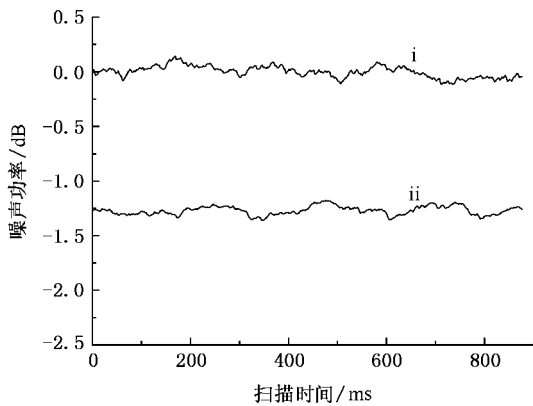


图4 测量到的位相和噪声 曲线 i SNL,曲线 ii 位相和噪声

从图3和图4中可以看出,孪生光束间的强度差噪声低于散粒噪声基准 3.1 dB,位相和噪声低于

散粒噪声基准 1.3 dB.所测的孪生光束关联噪声之和

$$\delta\left(\frac{X_1 - X_2}{\sqrt{2}}\right)^2 + \delta\left(\frac{Y_1 + Y_2}{\sqrt{2}}\right)^2 = 1.23 < 2,$$

满足两组分纠缠态不可分判据^[20].因此,工作于阈值以上的 NOPO 产生的孪生光束之间具有量子纠缠特性,与分析频率为 20 MHz 处的测量结果(孪生光束间强度差与位相和的噪声分别低于散粒噪声基准 1.25 和 0.6 dB^[18])相比,从实验上证实了在测量频率为 2 MHz 处孪生光束之间具有较高量子纠缠.

4. 结 论

利用半经典方法分析运转于阈值以上的光学参量振荡腔产生的孪生光束间的强度差与位相和的关联特性,表明在较低分析频率处,孪生光束具有较高的纠缠特性.但是由于激光器在低于 2 MHz 存在弛豫振荡噪声,所以我们选择在 2 MHz 分析频率处,采用光纤构建了 M-Z 干涉仪测量了孪生光束的强度差与位相和的关联噪声功率谱,分别低于其散粒噪声基准 3.1 和 1.3 dB,证实了孪生光束之间在较低分析频率处存在较大量子纠缠.由于我们利用的是工作在阈值之上的 NOPO,输出功率达到 20 mW,而且这种关联测量方法不需要本底振荡光,这种高亮度的纠缠源必然在今后的连续变量量子保密通讯等领域有着广泛的应用前景.

- [1] Braunstein S L, Looch P V 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 513
- [2] Jia X J, Su X L, Pan Q, Xie C D, Peng K C 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2717 (in Chinese) [贾晓军、苏晓龙、潘庆、谢常德、彭堃堃 2005 物理学报 **54** 2717]
- [3] Li X Y, Jing J T, Zhang J, Pan Q, Xie C D, Peng K C 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 966 (in Chinese) [李小英、荆杰泰、张靖、潘庆、谢常德、彭堃堃 2002 物理学报 **51** 966]
- [4] Pan Q, Wang H, Zhang Y, Su H, Xie C D, Peng K C, Yu Z G, Lu Q M 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 1625 (in Chinese) [潘庆、王海、张云、苏红、谢常德、彭堃堃、于正刚、路庆明 1998 物理学报 **47** 1625]
- [5] Reid M D, Drummond P D 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 2731
- [6] Reid M D, Drummond P D 1989 *Phys. Rev. A* **40** 4493
- [7] Fabre C, Giacobino E, Heidmann A, Reynaud S 1989 *J. Phys. (France)* **50** 1209
- [8] Courtois J Y, Smith A, Fabre C, Reynaud S 1991 *J. Mod. Opt.* **38** 177
- [9] Villar A S, Martinelli M, Nussenzveig P 2004 *Opt. Commun.* **242** 551
- [10] Heidmann A, Horowicz R J, Reynaud S, Giacobino E, Fabre C, Camy G 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 2555
- [11] Souto Ribeiro P H, Schwob C, Maître A, Fabre C 1997 *Opt. Lett.* **22** 1893
- [12] Wang H, Zhang Y, Pan Q, Su H, Porzio A, Xie C D, Peng K C 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 1414
- [13] Gao J R, Cui F Y, Xue C Y, Xie C D, Peng K C 1998 *Opt. Lett.* **23** 870
- [14] Laurat J, Coudreau T, Treps N, Maître A, Fabre C 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 213601
- [15] Zhang Y, Kasai K, Watanabe M 2003 *Opt. Express* **11** 14
- [16] Laurat J, Longchambon L, Fabre C, Coudreau T 2005 *Opt. Lett.* **30** 1177
- [17] Villar A S, Cruz L S, Cassemiro K N, Martinelli M, Nussenzveig P 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 243603

- [18] Su X L ,Tan A H ,Jia X J ,Pan Q ,Xie C D ,Peng K C 2006 *Opt. Lett.* **31** 1133
Leuchs G 2004 *Opt. Lett.* **29** 1936
- [19] Glöckl O ,Andersen U L ,Lorenz S ,Silberhorn Ch ,Korolkova N ,
[20] Duan L M ,Giedke G ,Cirac J I ,Zoller P 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 2722

Measurement of entangled state of light with non-degenerate frequency utilizing non-balanced fiber Mach-Zehnder interferometer^{*}

Shang Ya-Na Wang Dong Yan Zhi-Hui Wang Wen-Zhe Jia Xiao-Jun[†] Peng Kun-Chi

(State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices ,Institute of Opto-Electronics ,
Shanxi University ,Taiyuan 030006 ,China)

(Received 14 September 2007 ; revised manuscript received 19 October 2007)

Abstract

The dependence of the quantum correlation of twin beams generated from a non-degenerate optical parametric oscillator on the analysis frequency was theoretically studied with semi-classical method. It was pointed out that the quantum entanglement is higher at lower analysis frequency. By means of a pair of unbalanced fiber Mach-Zehnder interferometers ,the correlation noise spectrum of the intensity-difference and the phase-sum of twin beams with non-degenerate frequencies and total power of 20 mW were experimentally measured ,which were 3.1 and 1.3 dB below the corresponding shot noise limit at 2 MHz ,respectively. The experimental results are in agreement with the theoretical predictions.

Keywords : optical parametric oscillator , twin-beams , fiber Mach-Zehnder interferometer

PACC : 4250 , 4265 , 4265K

^{*} Project supported by the Proposal for Changjiang Scholars and Innovative Research Team in University (Grant No. IRT0516) ,the National Natural Science Foundation of China (Grants Nos. 60608012 ,60736040 and 10674088) and the National Basic Research Program of China (Grant No.2006CB921101).

[†] Corresponding author. E-mail : jiaxj@sxu.edu.cn