第 58 卷 第 4 期 2009 年 4 月
1000-3290/2009/58(04)/2179-05

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.58, No.4, April, 2009

基于双模相干-纠缠态表象的算符恒等式构造法*

周南润[1)†]　贾　芳[2)]　龚黎华[1)]

1)(南昌大学电子信息工程系,南昌　330031)

2)(江西师范大学物理与通信电子学院,南昌　330022)

(2008 年 7 月 13 日收到;2008 年 8 月 6 日收到修改稿)

利用最近引进的相干-纠缠态$|x,\alpha\rangle$表象和有序算符内的积分技术,给出了关于双模光场正交分量$(X_1+X_2)/\sqrt{2}$和参数化的正交分量$(\mu X_1+\nu X_2)/\lambda$的函数的若干正规乘积展开式,这对于研究场的高阶压缩行为和构建广义压缩态是有用的.

关键词:双模相干-纠缠态,算符恒等式,有序算符内的积分技术

PACC:0367,0365,4250

1. 引　　言

范洪义等首次提出了相干-纠缠态的概念[1],即此态既具有相干态的性质,也具有纠缠态的行为.此态矢量在 Fock 空间的表达式为

$$|x,\alpha\rangle=\exp\left[-\frac{x^2}{2}-\frac{1}{4}|\alpha|^2+\left(x+\frac{\alpha}{2}\right)a_1^\dagger+\left(x-\frac{\alpha}{2}\right)a_2^\dagger-\frac{1}{4}(a_1^\dagger+a_2^\dagger)^2\right]|00\rangle,\tag{1}$$

其中α是复数$\alpha=\alpha_1+i\alpha_2$,$x$为实数,$a_i^\dagger$和$a_i$($i=1,2$)分别代表光子的产生算符与消灭算符,它们之间的对易关系是$[a_i,a_j^\dagger]=\delta_{ij}$.利用此对易关系和公式

$$[a_i,f(a_1^\dagger,a_2^\dagger)]=\frac{\partial}{\partial a_i^\dagger}f(a_1^\dagger,a_2^\dagger),\tag{2}$$

可以得到

$$a_1|x,\alpha\rangle=\left[x+\frac{\alpha}{2}-\frac{1}{2}(a_1^\dagger+a_2^\dagger)\right]|x,\alpha\rangle,\tag{3}$$

$$a_2|x,\alpha\rangle=\left[x-\frac{\alpha}{2}-\frac{1}{2}(a_1^\dagger+a_2^\dagger)\right]|x,\alpha\rangle.\tag{4}$$

结合(3)和(4)式,可得相干-纠缠态$|x,\alpha\rangle$满足以下本征方程,即

$$(a_1-a_2)|x,\alpha\rangle=\alpha|x,\alpha\rangle,$$
$$\frac{1}{2}(X_1+X_2)|x,\alpha\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}x|x,\alpha\rangle,\tag{5}$$

及对易关系

$$[a_1-a_2,X_1+X_2]=0,\tag{6}$$

其中$X_i=\frac{1}{\sqrt{2}}(a_i+a_i^\dagger)$,($i=1,2$)是光场的正交分量之一.由方程(5)可见$|x,\alpha\rangle$具有相干态的性质,而由(1)可知它具有纠缠的行为.为了更明显地看出这两点,我们写出$|x,\alpha\rangle$的部分正交性与部分非正交性

$$\langle x',\alpha'|x,\alpha\rangle=\sqrt{\pi}\exp\left[-\frac{1}{4}(|\alpha|^2+|\alpha'|^2)+\frac{1}{2}\alpha\alpha'^*\right]\delta(x'-x).\tag{7}$$

用光分束器及两束不同模的激光以及单模压缩态可以产生此相干-纠缠态[1].本文将用它的完备性关系

$$\int_{-\infty}^{\infty}\frac{dx}{\sqrt{\pi}}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{d^2\alpha}{2\pi}|x,\alpha\rangle\langle x,\alpha|$$
$$=\int_{-\infty}^{\infty}\frac{d^2\alpha}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{dx}{\sqrt{\pi}}:$$
$$\times\exp\left[-x^2-\frac{1}{2}|\alpha|^2+\left(x+\frac{\alpha}{2}\right)a_1^\dagger\right]$$
$$\times\exp\left[\left(x-\frac{\alpha}{2}\right)a_2^\dagger+\left(x+\frac{\alpha^*}{2}\right)a_1+\left(x-\frac{\alpha^*}{2}\right)a_2\right]$$
$$\times\exp\left[-\frac{1}{4}(a_1^\dagger+a_2^\dagger)^2-\frac{1}{4}(a_1+a_2)^2\right.$$

---

* 国家自然科学基金(批准号:10647133)、江西省自然科学基金(批准号:2007ZQS1906,2007GZS1871)、江西省教育厅科技项目(赣教技字[2007]22 号)和南昌大学引进人才科研启动费资助的课题.

† E-mail:znr21@163.com

$$- a_1^\dagger a_1 - a_2^\dagger a_2 \Big] : = 1 \tag{8}$$

(上式中，$:\cdots$ 表示算符的正规排序，在正规排序内所有的算符被看成是对易的，且在积分过程中可当作参数来对待[2—4])来导出关于双模光场正交分量$(X_1+X_2)/\sqrt{2}$的函数的若干正规乘积展开式，这对于研究场的高阶压缩[5,6]行为和构建广义压缩态是有用的.

2. $(X_1+X_2)^n$ 的正规乘积展开

由(5)式和完备性(8)式及有序算符内的积分技术[2—4]，有

$$\left[\frac{1}{\sqrt{2}}(X_1+X_2)\right]^n = \int_{-\infty}^{\infty}\frac{\mathrm{d}x}{\sqrt{\pi}}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\mathrm{d}^2\alpha}{2\pi}x^n|x,\alpha\rangle\langle x,\alpha|, \tag{9}$$

用双模真空投影算符的正规乘积式$|00\rangle\langle 00| = :\exp(-a_1^\dagger a_1 - a_2^\dagger a_2):$和相干纠缠态$|x,\alpha\rangle$的表达式(1)，对$\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}^2\alpha$积分，积分公式为[7]

$$\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\mathrm{d}^2\alpha}{\pi}\exp[\lambda|\alpha|^2+\mu\alpha+\nu\alpha^*] = -\frac{1}{\lambda}\mathrm{e}^{-\mu\nu/\lambda},\mathrm{Re}\lambda<0, \tag{10}$$

立即得到

$$\left[\frac{X_1+X_2}{\sqrt{2}}\right]^n = \int_{-\infty}^{\infty}\frac{\mathrm{d}x}{\sqrt{\pi}}x^n:\exp\left[-\left(x-\frac{a_1^\dagger+a_1+a_2^\dagger+a_2}{2}\right)^2\right]:. \tag{11}$$

再利用积分公式

$$\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\mathrm{d}x}{\sqrt{\pi}}x^n\exp[-\sigma(x-\lambda)^2] = \frac{1}{\sqrt{\sigma^{n+1}}}\sum_{k=0}^{n/2}\frac{n!}{2^{2k}k!(n-2k)!}(\sigma^{\frac{1}{2}}\lambda)^{n-2k},$$
$$\mathrm{Re}\sigma>0, \tag{12}$$

并注意到 X_i 与光子产生算符与湮灭算符的关系，可进一步将(11)式改写成：

$$\begin{aligned}\left[\frac{X_1+X_2}{\sqrt{2}}\right]^n &= :\sum_{k=0}^{n/2}\frac{n!}{2^{2k}k!(n-2k)!}\times\left(\frac{a_1^\dagger+a_1+a_2^\dagger+a_2}{2}\right)^{n-2k}:\\ &= :\sum_{k=0}^{n/2}\frac{n!}{2^{2k}k!(n-2k)!}\left[\frac{X_1+X_2}{\sqrt{2}}\right]^{n-2k}:\\ &= \frac{1}{(2i)^n}:\sum_{k=0}^{n/2}\frac{(-)^k n!}{k!(n-2k)!}\left[2i\frac{X_1+X_2}{\sqrt{2}}\right]^{n-2k}:\\ &= \frac{1}{(2i)^n}:H_n\left(i\frac{X_1+X_2}{\sqrt{2}}\right):,\end{aligned} \tag{13}$$

其中，$H_n(x)$是单变量厄米多项式，定义为

$$H_n(x) = \sum_{k=0}^{m/2}\frac{(-)^k n!}{n!(n-2k)!}(2x)^{n-2k}. \tag{14}$$

(13)式即是其正规乘积展开式，也是一个新的算符恒等式.由相干态的性质[8—10]

$$a_1|z_1\rangle = z_1|z_1\rangle,$$
$$\langle z_1|z_1\rangle = 1,$$
$$\langle z_1|X_1|z_1\rangle = \frac{z_1+z_1^*}{\sqrt{2}} = \sqrt{2}\mathrm{Re}z_1. \tag{15}$$

我们可以立即求出它的相干态期望值

$$\begin{aligned}&\langle z_1,z_2|\left[\frac{X_1+X_2}{\sqrt{2}}\right]^n|z_1,z_2\rangle\\ &= \frac{1}{(2\mathrm{i})^n}\langle z_1,z_2|:H_n\left(\mathrm{i}\frac{X_1+X_2}{\sqrt{2}}\right):|z_1,z_2\rangle\\ &= \frac{1}{(2\mathrm{i})^n}H_n[\mathrm{i}(\mathrm{Re}z_1+\mathrm{Re}z_2)].\end{aligned} \tag{16}$$

3. $\exp\left[\frac{\mathrm{i}\gamma}{2}(X_1+X_2)^2\right]$的正规乘积展开

在此我们进一步求幺正算符 $\exp\left[\frac{\mathrm{i}\gamma}{2}(X_1+X_2)^2\right]$的正规乘积展开.用(5)式和完备性(8)式又可得

$$\exp\left[\frac{\mathrm{i}\gamma}{2}(X_1+X_2)^2\right] = \int_{-\infty}^{\infty}\frac{\mathrm{d}x}{\sqrt{\pi}}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\mathrm{d}^2\alpha}{2\pi}\exp(\mathrm{i}\gamma x^2)|x,\alpha\rangle\langle x,\alpha|. \tag{17}$$

用有序算符内的积分技术进行积分后得到它的正规乘积式

$$\begin{aligned}&\exp\left[\frac{\mathrm{i}\gamma}{2}(X_1+X_2)^2\right]\\ &= \frac{1}{\sqrt{1-\mathrm{i}\gamma}}\exp\left[\frac{\mathrm{i}\gamma}{4(1-\mathrm{i}\gamma)}(a_1^\dagger+a_2^\dagger)^2\right]\\ &\times:\exp\left[\frac{\mathrm{i}\gamma}{2(1-\mathrm{i}\gamma)}(a_1^\dagger a_1+a_2^\dagger a_2+a_1^\dagger a_2+a_2^\dagger a_1)\right.\\ &\left.-a_1^\dagger a_1-a_2^\dagger a_2\right]:\end{aligned}$$

$$\times \exp\left[\frac{\mathrm{i}\gamma}{4(1-\mathrm{i}\gamma)}(a_1+a_2)^2\right]. \tag{18}$$

将(18)式作用于双模真空态得到

$$\exp\left[\frac{\mathrm{i}\gamma}{2}(X_1+X_2)^2\right]|00\rangle = \frac{1}{\sqrt{1-\mathrm{i}\gamma}}\exp\left[\frac{\mathrm{i}\gamma(a_1^\dagger+a_2^\dagger)^2}{4(1-\mathrm{i}\gamma)}\right]|00\rangle, \tag{19}$$

可见它是一个单-双模组合压缩态.

4. $H_n[(X_1+X_2)/\sqrt{2}]$的正规乘积展开

另一方面,我们又可以计算厄米多项式算符 $H_n[(X_1+X_2)/\sqrt{2}]$的正规乘积展开.利用式(5)和完备性(8)及以下积分公式[11]

$$\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{e}^{-(x-y)^2}H_n(x)\mathrm{d}x=\sqrt{\pi}(2y)^n, \tag{20}$$

可得

$$\begin{aligned}
&H_n\left[\frac{1}{\sqrt{2}}(X_1+X_2)\right]\\
&=\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\mathrm{d}x}{\sqrt{\pi}}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\mathrm{d}^2\alpha}{2\pi}H_n(x)|x,\alpha\rangle\langle x,\alpha|\\
&=\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\mathrm{d}x}{\sqrt{\pi}}:H_n(x)\\
&\quad\times\exp\left[-\left(x-\frac{a_1^\dagger+a_1+a_2^\dagger+a_2}{2}\right)\right]:\\
&=:(a_1^\dagger+a_1+a_2^\dagger+a_2)^n:\\
&=2^{n/2}:(X_2+X_2)^n:.
\end{aligned} \tag{21}$$

由(21)式我们可进一步导出

$$\begin{aligned}
&\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(\sqrt{2}t)^n}{n!}H_n\left(\frac{X_1+X_2}{\sqrt{2}}\right)\\
&=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(2t)^n}{n!}:(X_1+X_2)^n:\\
&=:\exp[2t(X_1+X_2)]:.
\end{aligned} \tag{22}$$

(22)式是关于厄米多项式的又一个算符恒等式.

5. 参数化的算符恒等式

胡利云等将$|x,\alpha\rangle$推广得到带参数的双模相干-纠缠态$|x,\alpha\rangle_{\mu,\nu}$[12, 13],其在 Fock 空间的表达式为

$$\begin{aligned}
|x,\alpha\rangle_{\mu,\nu}\equiv\exp\Big[&-\frac{x^2}{2}-\frac{1}{4}|\alpha|^2+\frac{\sqrt{2}}{\lambda}\left(x\mu+\frac{\alpha\nu}{2}\right)a_1^\dagger\\
&+\frac{\sqrt{2}}{\lambda}\left(x\nu-\frac{\alpha\mu}{2}\right)a_2^\dagger\\
&-\frac{1}{2\lambda^2}(\mu a_1^\dagger+\nu a_2^\dagger)^2\Big]|00\rangle,
\end{aligned} \tag{23}$$

其中 μ,ν 是两个独立的参数,$\lambda=\sqrt{\mu^2+\nu^2}$,$x$ 是实数,$\alpha=\alpha_1+\mathrm{i}\alpha_2$ 是复数.它具有完备性

$$\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\mathrm{d}x}{\sqrt{\pi}}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\mathrm{d}^2\alpha}{2\pi}|x,\alpha\rangle_{\mu\nu,\mu\nu}\langle x,\alpha|=1, \tag{24}$$

和部分正交性和部分非正交性

$$\begin{aligned}
&{}_{\mu\nu}\langle x',\alpha'|x,\alpha\rangle_{\mu\nu}\\
&=\sqrt{\pi}\exp\left[-\frac{1}{4}(|\alpha|^2+|\alpha'|^2)+\frac{1}{2}\alpha\alpha'^*\right]\delta(x'-x).
\end{aligned} \tag{25}$$

用光子产生算符 $a_i^\dagger$ 与消灭算符 a_i 的对易式 $[a_i,a_j^\dagger]=\delta_{ij}$,我们可以得到本征方程

$$\begin{aligned}
(\mu X_1+\nu X_2)|x,\alpha\rangle_{\mu,\nu}&=\lambda x|x,\alpha\rangle_{\mu,\nu},\\
(\nu a_1-\mu a_2)|x,\alpha\rangle_{\mu,\nu}&=\frac{\lambda\alpha}{\sqrt{2}}|x,\alpha\rangle_{\mu,\nu}.
\end{aligned} \tag{26}$$

由此可见,$|x,\alpha\rangle_{\mu,\nu}$是$(\mu X_1+\nu X_2)$和$(\nu a_1-\mu a_2)$的共同本征矢,且有对易关系

$$[\mu X_1+\nu X_2,(\nu a_1-\mu a_2)]=0. \tag{27}$$

当 $\mu=\nu$ 时,以上结果就退化为文献[1]的结果.因此,我们就可以进一步计算带参数的双模光场正交分量$(\mu X_1+\nu X_2)/\lambda$ 的函数的若干正规乘积展开式.

由(24)和(26)式我们可以得到$\left[\frac{1}{\lambda}(\mu X_1+\nu X_2)\right]^n$ 的正规乘积展开

$$\left[\frac{\mu X_1+\nu X_2}{\lambda}\right]^n=\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\mathrm{d}x}{\sqrt{\pi}}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\mathrm{d}^2\alpha}{2\pi}x^n|x,\alpha\rangle_{\mu\nu,\mu\nu}\langle x,\alpha|. \tag{28}$$

对$\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}^2\alpha$ 积分,利用(12)和(20)式,立即得到

$$\begin{aligned}
&\left[\frac{1}{\lambda}(\mu X_1+\nu X_2)\right]^n\\
&=\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\mathrm{d}x}{\sqrt{\pi}}x^n\\
&\quad\times:\exp\left[-\left(x-\frac{\mu a_1^\dagger+\mu a_1+\nu a_2^\dagger+\nu a_2}{\sqrt{2}\lambda}\right)^2\right]:\\
&=:\sum_{k=0}^{n/2}\frac{n!}{2^{2k}k!(n-2k)!}\\
&\quad\times\left(\frac{\mu a_1^\dagger+\mu a_1+v a_2^\dagger+\nu a_2}{\sqrt{2}\lambda}\right)^{n-2k}:\\
&=\frac{1}{(2\mathrm{i})^n}:H_n\left[\mathrm{i}\frac{1}{\lambda}(\mu X_1+\nu X_2)\right]:,
\end{aligned} \tag{29}$$

此即其正规乘积展开式.类似地,利用上式我们可以

立即求出它的相干态期望值

$$\left\langle z_1, z_2\right| \left[\frac{\mu X_1+\nu X_2}{\lambda}\right]^n\left|z_1, z_2\right\rangle$$

$$=\frac{1}{(2 \mathrm{i})^n} H_n\left[\frac{\sqrt{2} \mathrm{i}}{\lambda}\left(\mu \operatorname{Re} z_1+\nu \operatorname{Re} z_2\right)\right] . \tag{30}$$

利用(24)和(26)式我们可以进一步得到 $\exp\left[\frac{\mathrm{i} \gamma}{\lambda^2}\left(\mu X_1+\nu X_2\right)^2\right]$ 的正规乘积展开

$$\exp\left[\frac{\mathrm{i} \gamma}{\lambda^2}\left(\mu X_1+\nu X_2\right)^2\right]$$

$$=\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathrm{d} x}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathrm{d}^2 \alpha}{2 \pi} \times \exp \left(\mathrm{i} \gamma x^2\right)|x, \alpha\rangle_{\mu\nu, \mu\nu}\langle x, \alpha| . \tag{31}$$

用有序算符内的积分技术进行积分后得到

$$\exp\left[\frac{\mathrm{i} \gamma}{\lambda^2}\left(\mu X_1+\nu X_2\right)^2\right]$$

$$=\frac{1}{\sqrt{1-\mathrm{i} \gamma}} \exp\left[\frac{\mathrm{i} \gamma}{2 \lambda^2(1-\mathrm{i} \lambda)}\left(\mu a_1^{\dagger}+\nu a_2^{\dagger}\right)^2\right]$$

$$\times :\exp\left[\frac{\mathrm{i} \gamma\left(\mu^2 a_1 a_1+\nu a_2 a_2+\mu\nu a_1 a_2+\mu\nu a_2 a_1\right)}{\lambda^2(1-\mathrm{i} \gamma)} - a_1^{\dagger} a_1-a_2^{\dagger} a_2\right]:$$

$$\times \exp\left[\frac{\mathrm{i} \gamma}{2 \lambda^2(1-\mathrm{i} \lambda)}\left(\mu a_1+\nu a_2\right)^2\right], \tag{32}$$

把(32)式作用于双模真空态得到一个带参数的单-双模组合压缩态,即

$$\exp\left[\frac{\mathrm{i} \gamma}{\lambda^2}\left(\mu X_1+\nu X_2\right)^2\right]|00\rangle$$

$$=\frac{1}{\sqrt{1-\mathrm{i} \gamma}} \exp\left[\frac{\mathrm{i} \gamma\left(\mu a_1^{\dagger}+\nu a_2^{\dagger}\right)^2}{2 \lambda^2(1-\mathrm{i} \gamma)}\right]|00\rangle . \tag{33}$$

类似地,利用(24)和(26)式及积分公式(20)我们可得到厄米多项式算符 $H_n\left[\frac{1}{\lambda}\left(\mu X_1+\nu X_2\right)\right]$ 的正规乘积展开

$$H_n\left[\frac{1}{\lambda}\left(\mu X_1+\nu X_2\right)\right]$$

$$=2^{n/2} :\left[\frac{1}{\lambda}\left(\mu X_1+\nu X_2\right)\right]^n: \tag{34}$$

6. 结　　论

利用[1,10]中新引进的相干-纠缠态$|x, \alpha\rangle$($|x, \alpha\rangle_{\mu,\nu}$)和有序算符内的积分技术,我们给出了关于双模光场正交分量$(X_1+X_2)/\sqrt{2}$及其参数化的正交分量$(\mu X_1+\nu X_2)/\lambda$的函数的若干正规乘积展开式,这对于研究场的高阶压缩行为和构建广义压缩态是有用的.利用非线性克尔介质和光场的相互作用,可以用光学手段实现相干-纠缠态(包括多模和高模纠缠),因而借住相干-纠缠态的特殊性质,有望更好地解决量子同步通信问题[14].

[1] Fan H Y, Lu H 2004 *J. Phys.* A **37** 10993

[2] Fan H Y, Zaidi H R, Klauder J R 1987 *Phys. Rev.* D **35** 1831

[3] Fan H Y 2003 *J. Opt.* B **5** R147

[4] Wnsche A 1999 *J. Opt.* B **1** R11

[5] Hong C K, Mandel L 1985 *Phys. Rev.* A **32** 974

[6] Zhang Z X, Fan H Y 1993 *Quantum Optics* **5** 149

[7] Fan H Y, Zou H 1999 *Phys. Lett.* A **252** 281

[8] Glauber R J 1963 *Phys. Rev.* **130** 2529

[9] Glauber R J 1963 *Phys. Rev.* **131** 2766

[10] Klauder J R, Skargerstam B S 1985 *Coherent States* (Singapore: World Scientific)

[11] Fan H Y 1996 *Representation and Transformation Theory in Quantum Mechanics: Progress of Dirac's Symbolic Method* (Shanghai: Shanghai Science & Technology Press) (in Chinese) [范洪义 1996 量子力学表象与变换论——狄拉克符号法进展(上海:上海科学技术出版社)]

[12] Hu L Y, Fan H Y 2007 *J. Phys.* B **40** 2099

[13] Hu L Y, Lu H L 2007 *Chin. Phys.* **16** 2200

[14] Zhou N R, Zeng G H, Gong L H, Liu S Q 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5066 (in Chinese) [周南润、曾贵华、龚黎华、刘三秋 2007 物理学报 **56** 5066]

Deriving operator identities by two-mode coherent-entangled state representation*

Zhou Nan-Run[1)†] Jia Fang[2)] Gong Li-Hua[1)]

1)(*Department of Electronics Information Engineering*, *Nanchang University*, *Nanchang* 330031, *China*)

2)(*College of Physics & Communication Electronics*, *Jiangxi Normal University*, *Nanchang* 330022, *China*)

(Received 13 July 2008; revised manuscript received 6 August 2008)

Abstract

On the basis of the new introduced two-mode coherent entangled state representation and the technique of integration within an ordered product of operators, we derived some operator identities of the operator functions about the quadrature of two-mode optical field, such as $(X_1 + X_2)/\sqrt{2}$ and $(\mu X_1 + \nu X_2)/\lambda$, which should be helpful to further studying the high order squeezing properties of optical field and to constructing some generalized-squeezed states.

Keywords: two-mode coherent state, operator identity, the integration within an ordered product of operators technique

PACC: 0367, 0365, 4250

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10647133), the Natural Science Foundation of Jiangxi Province, China (Grant Nos. 2007GQS1906, 2007GZS1871), the Research Foundation of the Education Department of Jiangxi Province, China (Grant No. [2007] 22) and the Scientific Research Starting Foundation for the Recruit Talent of Nanchang University of China.

† E-mail: znr21@163.com