第 55 卷 第 2 期 2006 年 2 月
1000-3290/2006/55(02)/0529-06
物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA
Vol.55,No.2,February,2006

噪声环境中两粒子纠缠态的纠缠消相干

向少华† 宋克慧
(怀化学院物理与电子信息科学系,怀化 418008)
(怀化学院信息科学研究所,怀化 418008)
(2005 年 7 月 4 日收到;2005 年 8 月 9 日收到修改稿)

借助于共生纠缠度和输入输出保真度考察了初始处于纠缠态的两粒子在联合噪声环境中的消纠缠特性.结果表明:两粒子纠缠态可分为相干保持态和脆弱纠缠态.对于脆弱纠缠态分析了它们在低温条件欧姆型耗散下的纠缠消相干演化动力学.

关键词:热库,相干保持态,脆弱纠缠态,输入输出保真度
PACC:0365,4250

1. 引 言

量子纠缠是一种非局域性量子关联,它不仅是检验量子力学基本问题的有力工具[1—3],而且还是构筑未来量子信息科学的物理基础[4—7].近年来,人们提出了许多量子纠缠态的制备方案[8—12].目前,两粒子和四粒子的纠缠态已在实验上成功产生[13,14].另一方面,我们的量子系统不是一个孤立、封闭的系统,它不可避免地受到周围环境的相互作用,这种相互作用将诱发量子系统发生消相干和能量耗散.量子消相干使初始处于纯态的量子系统向经典混合态演化,这种演化是不可逆的,且演化的速率要比系统能量耗散快得多.因此,量子系统的消相干问题受到人们的广泛关注[15—17].在处理周围环境对量子系统特性影响时,通常量子系统的初始态选取它们的直积形式,很少关注它们的纠缠初始态.我们知道,在量子信息处理中,涉及到纠缠态制备、输运和存储,这些过程也不可避免地受到外界环境、各种噪声和耗散因素的影响,于是研究初始处于纠缠形式的量子系统纠缠消相干问题具有一定的意义.

纠缠的两粒子在量子信息科学中占有非常重要的地位.例如,在量子隐形传态中,量子信息的发送方在不移动信息载体前提下,通常需对其拥有的粒子进行 Bell 态的联合测量,才能使量子态从一个地方传送到另一个地方.但若粒子的 Bell 基测量时间与量子系统的消相干时间以及环境温度决定的热力学时间标尺相比拟时,就会影响隐形传态的成败.目前,我们还没有找到永久储存量子信息的量子寄存器.现行的量子信息处理方案是量子纠缠态的即用即制备型.这对于快速的量子计算,量子通讯和量子计算机来说,显然是不实用的.寻求特定环境下的消除消相干子空间(或叫保相干子空间)成为了量子信息科学中的一个热点.例如,1998 年,段等人[18]利用输入输出保真度考察了多量子比特耦合于同一热库的集体相位消相干行为,指出了量子态为相干保持态应满足的条件.最近,周等人[19,20]开展了独立噪声环境下粒子消纠缠的研究工作.受其启发,我们利用共生纠缠度和输入输出保真度作为消相干量度工具,研究任意纠缠形式的两粒子在联合噪声环境中的纠缠消相干行为.结果表明:各种形式的两粒子纠缠态在联合噪声环境中展现出各不相同的新颖特性.有的是相位相干保持态,用它们可以构建一个保相干子空间.有的是脆弱最大纠缠态,相位耗散对其纠缠消相干有贡献.当演化时间足够长时,最大纠缠态完全演变为经典混合态.而对于一类特殊的部分纠缠态,相位耗散和兰姆位移均对纠缠消相干有贡献,使量子纠缠态发生一定的失真,但最终的输入输出保真度为 5/9,即这类部分纠缠态不完全演变为经典混合态.

† E-mail:shxiang97@163.com

2. 理论模型

考虑一个物理模型,即假设由 2 个二能级粒子组成的量子体系受到同一噪声环境的相互作用.对噪声环境的描述采用一个无穷的谐振子热库,而量子体系用泡利算符来描述,并忽略两粒子之间的相互作用.于是量子体系与环境组成的系统的相位消相干哈密顿量为[21] ($\hbar=1$)

$$
\begin{aligned}
\hat{H} &= \hat{H}_S + \hat{H}_B + \hat{H}_{S-B},\\
\hat{H}_S &= \sum_{j=1}^{2}\frac{1}{2}\omega_j\hat{\sigma}_j^z,\\
\hat{H}_B &= \sum_k \omega_k \hat{a}_k^\dagger \hat{a}_k,\\
\hat{H}_{S-B} &= \sum_{j=1}^{2}\sum_k (g_k\hat{a}_k^\dagger + g_k^*\hat{a}_k)\hat{\sigma}_j^z,
\end{aligned}
\tag{1}
$$

式中 $\hat{\sigma}_j^z$ 为第 j 个量子比特泡利算符的 z 分量,ω_j 为量子比特的跃迁频率,$\hat{a}_k^\dagger$,$\hat{a}_k$ 分别表示谐振子热库中频率为 ω_k 的第 k 模的产生和湮没算符,g_k 为量子比特与谐振子热库中第 k 模的耦合系数.

在相互作用绘景中,系统的有效哈密顿量为

$$
\hat{H}^I(t) = 2\hat{S}^z\sum_k (g_k\hat{a}_k^\dagger e^{i\omega_k t} + g_k^*\hat{a}_k e^{-i\omega_k t}),
\tag{2}
$$

这里 $\hat{S}^z = \sum_{j=1}^{2}\frac{1}{2}\hat{\sigma}_j^z$,且满足关系式 $[\hat{S}_\alpha,\hat{S}_\beta] = i\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}\hat{S}_\gamma$,$(\alpha,\beta,\gamma)\subset(x,y,z)$.从(2)式可以看出,任意两时刻,$[\hat{H}^I(t_1),\hat{H}^I(t_2)]\neq 0$.于是该系统哈密顿量对应的时间演化算符应表示为

$$
\hat{U}(t,t_0) = \hat{T}\exp\left[-i\int_{t_0}^{t} dt'\hat{H}^I(t')\right],
\tag{3}
$$

式中 $\hat{T}$ 为编时算符.此外在此系统中,$[\hat{H}\quad \hat{S}^z]=0$,即 $\hat{S}^z$ 为守恒算符,说明量子系统与环境不发生能量交换,环境只诱发量子系统产生解相过程.我们利用此特点和 Wick 定理,将时间演化算符表示为

$$
\hat{U}(t,t_0) = \hat{V}(t,t_0)\hat{W}(t,t_0).
\tag{4}
$$

这里 $\hat{V}(t,t_0)$($\hat{W}(t,t_0)$)算符仅只含有谐振子热库的 $\hat{a}_k^\dagger$($\hat{a}_k$).我们定义 $\hat{V}(t,t_0)$为

$$
i\frac{d}{dt}\hat{V}(t,t_0) = 2\hat{S}^z\sum_k g_k\hat{a}_k^\dagger e^{i\omega_k t}\hat{V}(t,t_0).
\tag{5}
$$

将(4)式代入薛定谔方程,并考虑(5)式,计算得

$$
\begin{aligned}
\hat{V}(t,t_0) &= \exp\left[\hat{S}^z\sum_k \hat{a}_k^\dagger e^{i\omega_k t_0}\xi_k(t-t_0)\right],\\
\xi_k(t) &= \frac{2g_k}{\omega_k}(1-e^{i\omega_k t}),\\
\hat{W}(t,t_0) &= \exp\left[-(\hat{S}^z)^2\sum_k\frac{|\xi_k(t-t_0)|^2}{2}\right.\\
&\quad\left.+ i(\hat{S}^z)^2\phi(t-t_0)\right]\\
&\quad\times\exp\left[-\hat{S}^z\sum_k\hat{a}_k e^{-i\omega_k t_0}\xi_k^*(t-t_0)\right],\\
\phi(t) &= \sum_k 4|g_k|^2\frac{\omega_k t-\sin(\omega_k t)}{\omega_k^2}.
\end{aligned}
\tag{6}
$$

综上所述,系统的时间演化算符为

$$
\begin{aligned}
\hat{U}(t,t_0) = \exp\Big\{&\hat{S}^z\sum_k[\hat{a}_k^\dagger e^{i\omega_k t_0}\xi_k(t-t_0) - \text{h.c.}]\\
&+ i|\hat{S}^z|^2\phi(t-t_0)\Big\}.
\end{aligned}
\tag{7}
$$

时间演化算符中 $\exp[i|\hat{S}^z|^2\phi(t)]$ 项在量子比特集合消相干非常重要,它导致量子系统能级发生兰姆位移.

3. 两粒子纠缠态的纠缠消相干演化动力学

为了量度两粒子在联合噪声环境中的纠缠度,我们采用 Wotters 引用的共生纠缠度来度量.其定义为[22]

$$
C = \max\{\lambda_1-\lambda_2-\lambda_3-\lambda_4, 0\},
\tag{8}
$$

其中参量 $\lambda_1\geqslant\lambda_2\geqslant\lambda_3\geqslant\lambda_4$ 是算符 $\mathscr{R}$ 本征值的平方根.算符 $\mathscr{R}$ 为

$$
\mathscr{R} = \hat{\rho}_{12}(\hat{\sigma}_1^y\otimes\hat{\sigma}_2^y)\hat{\rho}_{12}^*(\hat{\sigma}_1^y\otimes\hat{\sigma}_2^y),
\tag{9}
$$

这里 $\hat{\rho}_{12}$ 为粒子 1 和 2 对噪声环境求迹的约化密度矩阵,$*$ 号表示 $\hat{\rho}_{12}$ 在标准基矢 $\{|00\rangle,|01\rangle,|10\rangle,|11\rangle\}$ 下共轭矩阵,$\hat{\sigma}^y$ 为泡利矩阵.与其他纠缠量度物理量一样,共生纠缠度的性质是:$C=0$,表示两粒子之间不存在任何的量子纠缠;$C=1$,表示两粒子处于最大纠缠态;$0<C<1$,表示两粒子为部分纠缠态.

为了不失一般性.我们假设量子系统的初态为 $\hat{\rho}_S(t_0) = \sum_{i,j=0}^{3}C_iC_j^*|i\rangle\langle j|$,这里定义 $|0\rangle\equiv|-,-\rangle$,$|1\rangle\equiv|-,+\rangle$,$|2\rangle\equiv|+,-\rangle$,$|3\rangle\equiv|+,+\rangle$,而谐振子热库初始处于热平衡态 $\hat{\rho}_B(t_0)$,并假设初始时刻量子系统与热库的态矢为消纠缠态.于是整个系统的初态为

$$
\begin{aligned}
\hat{\rho}(t_0) &= \hat{\rho}_S(t_0)\otimes\hat{\rho}_B(t_0)\\
&= \sum_{i,j=0}^{3}C_iC_j^*|i\rangle\langle j|\otimes\prod_k\frac{1}{Z_{B,k}}
\end{aligned}
$$

$$\times \exp\left(\frac{-\hat{H}_{B,k}}{T}\right), \tag{10}$$

式中 $Z_{B,k}$是热库中第 k 模的配分函数，$\hat{H}_{B,k}$ 为其对应的哈密顿算符，T 是量子系统所处的环境温度，玻尔兹曼常数 $k_B = 1$.

经过一段时间 t 的相互作用，量子体系的约化密度算符在标准计算基矢 $\{|0\rangle,|1\rangle,|2\rangle,|3\rangle\}$ 下的表示为

$$\hat{\rho}_S(t-t_0) = \mathrm{Tr}_B[\hat{U}(t,t_0)\hat{\rho}_S(t_0)\otimes\hat{\rho}_B(t_0)\hat{U}^\dagger(t,t_0)]$$
$$= \begin{bmatrix} |C_0|^2 & C_0C_1^*A^*(t-t_0) & C_0C_2^*A^*(t-t_0) & C_0C_3^*\exp[-4\Gamma(t-t_0)] \\ C_1C_0^*A(t-t_0) & |C_1|^2 & C_1C_2^* & C_1C_3^*A(t-t_0) \\ C_2C_0^*A(t-t_0) & C_2C_1^* & |C_2|^2 & C_2C_3^*A(t-t_0) \\ C_3C_0^*\exp[-4\Gamma(t-t_0)] & C_3C_1^*A^*(t-t_0) & C_3C_2^*A^*(t-t_0) & |C_3|^2 \end{bmatrix}, \tag{11}$$

这里，$A(t-t_0) = \exp[-\Gamma(t-t_0)]\exp[-\mathrm{i}\phi(t-t_0)]$，相位耗散因子 $\Gamma(t) = \sum_k \frac{|\xi_k(t)|^2}{2}\coth\left(\frac{\omega_k}{2T}\right)$. 根据(8)，(9)和(11)式，我们不难求得量子系统处于各种初始纠缠态的共生纠缠度.

3.1. 两粒子最大纠缠态

对于两粒子 Bell 纠缠态，初始时刻它们的共生纠缠度均为 $C(|\phi(0)\rangle_{\mathrm{Bell}}) = 1\mathrm{ebits}$. 但与环境相互作用后，它们却展现出各不相同的纠缠特性.

(1)若初始两粒子处于 Bell 纠缠态$|\psi(t_0)\rangle^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}[|+-\rangle \pm |-+\rangle]$，随着时间的推移，这对 Bell 纠缠态的共生纠缠度始终为 $C(|\psi(t-t_0)\rangle^\pm) = 1\mathrm{ebits}$，则表明在相位消相干过程中，这两对 Bell 纠缠态的纠缠质量不随时间的演化而减少，而是始终保持着最大纠缠态. 这预示着这两对 Bell 纠缠态 $|\psi(t_0)\rangle^\pm$ 是相位消相干下的相位相干保持态. 为了进一步证明这一点，我们采用输入输出保真度来描述噪声环境引起两粒子始末纠缠态的偏差. 输入输出保真度定义为[23]

$$F = [\mathrm{Tr}(\sqrt{\rho_{in}}\rho_{out}\sqrt{\rho_{in}})^{1/2}]^2, \tag{12}$$

式中 ρ_{in}为两粒子初时刻的态矢，ρ_{out} 为其末时刻的态矢. 考虑初始条件和(11)式，计算得初始处于这两对 Bell 纠缠态的两粒子在任意时刻的输入输出保真度为 $F = 1$. 这表明处于该纠缠形式的两粒子在联合噪声环境里，它们的纠缠态矢不发生任何的畸变或失真. 因此，它们是相位相干保持态. 它们在量子信息领域中有非常重要的应用，例如我们可以将量子信息编码在由它们张开的二维保相干子空间 $\{|\psi(t_0)\rangle^+,|\psi(t_0)\rangle^-\}$中，这样可以克服联合噪声环境对系统量子信息的影响.

(2)若初始两粒子制备于另外两对 Bell 纠缠态，即$|\phi(t_0)\rangle^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}[|++\rangle \pm |--\rangle]$，两粒子与热库发生如(1)式所描述的相互作用. 经过一段时间 t 后，两粒子的约化密度矩阵为

$$\hat{\rho}_S = \frac{1}{2}\times\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & \pm\exp[-4\Gamma(t-t_0)] \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ \pm\exp[-4\Gamma(t-t_0)] & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \tag{13}$$

将(13)式代入(8)和(9)式，不难计算得两粒子的共生纠缠度为

$$C = \exp[-4\Gamma(t)] = \exp\left\{-2\sum_k \frac{|4g_k|^2}{\omega_k^2} \times\coth\left(\frac{\omega_k}{2T}\right)[1-\cos(\omega_k t)]\right\}. \tag{14}$$

上式中我们以量子体系与热库刚发生相互作用作为计时起点，即 $t_0 = 0$. 由此式可以看出，两粒子之间的

纠缠关系与相位耗散因子 $\Gamma(t)$ 有关系,并且这两对 Bell 态的纠缠度具有相同的演化规律.对于噪声环境,我们仅考虑场模为无限连续的热库.在此条件下,相位耗散因子 $\Gamma(t)$ 可以写成如下的积分形式:

$$\Gamma(t)=16\int_0^{\infty}\coth\left(\frac{\omega}{2T}\right)\left(\frac{1-\cos(\omega t)}{\omega^2}\right)\times D(\omega)\,|g(\omega)|^2\mathrm{d}\omega, \tag{15}$$

其中 $D(\omega)$ 是热库的模式密度函数,并省略了标记场模的下脚标 k.对于用不同的物理系统来实现量子比特,该积分结果会有所不同.这里我们选出欧姆型耗散[24],即

$$D(\omega)\,|g(\omega)|^2=\Omega\omega\exp\left(\frac{-\omega}{\omega_c}\right), \tag{16}$$

这里 Ω 是耗散系数,并假设热库的场模频率分布是从 0 到截止频率 ω_c.考虑在低温条件($\omega_c\gg T$)下,相位耗散因子 $\Gamma(t)$ 的解析表达式为

$$\Gamma(t)=16\Omega\left\{\ln(1+\omega_c^2t^2)+2\ln\left[\frac{\sinh(\pi Tt)}{\pi Tt}\right]\right\}. \tag{17}$$

在(17)式中,右边第一项对应量子真空涨落,第二项对应环境的热噪声.由此式可以看出,量子系统与环境的耦合愈弱,量子系统保持其纠缠形式的时间就愈长.若能完全屏蔽环境对量子系统的干扰,亦即 $\Omega\to0$,则量子系统将永久保持其原最大纠缠形式.另一方面,量子系统的纠缠消相干特性与环境的参数(ω_c^{-1},T^{-1})有关.当量子系统的纠缠演化时间 $t\ll\omega_c^{-1}$,则 $C(t)\sim\exp(-\omega_c^2t^2)\sim1$,说明量子真空涨落和热噪声均对量子系统的纠缠态没有影响,量子系统保持着最大纠缠形式,这一区域叫静态区.当 $\omega_c^{-1}<t<T^{-1}$,则 $C(t)\sim\exp(-2\ln\omega_ct)$,说明量子系统的纠缠消相干主要来源于量子真空涨落,纠缠度随时间的推移而缓慢下降,这一时间区域叫量子噪声区.当 $t\gg T^{-1}$,则 $C(t)\sim\exp(-Tt)$,说明量子系统的纠缠消相干主要是由热噪声贡献的.随着时间的演化,纠缠度急剧的下降,这一时间区域叫热噪声区.在实际的量子计算和通讯中,量子系统纠缠态的储存时间远远大于热力学时间尺度 T^{-1},因此在联合噪声环境中 $|\phi\rangle_{\mathrm{Bell}}^{\pm}$ 是一对脆弱的最大纠缠态,不能用来构建保相干子空间.

3.2. 两粒子部分纠缠态

部分纠缠态在量子信息领域占有一席之地,是量子隐形传态[25]等重要的量子资源.下面我们将考虑一类特殊的两粒子部分纠缠态在联合噪声环境中的消纠缠行为.这类纠缠态的形式之一为[26]

$$|\psi\rangle_1=\frac{1}{\sqrt{3}}(|++\rangle+|+-\rangle+|-+\rangle). \tag{18}$$

根据共生纠缠度的定义,计算得两粒子初始时刻的纠缠度为 $C=2/3$,这表明它们为部分纠缠态,即处于非最大纠缠态.但当它们与热环境发生如(1)式的相互作用后,两粒子的约化密度矩阵为

$$\hat{\rho}_{|\psi\rangle_1}(t)=\mathrm{Tr}_{\mathrm{B}}[\hat{U}(t)\hat{\rho}_{\mathrm{S}}(0)\otimes\hat{\rho}_{\mathrm{B}}(0)\hat{U}^{\dagger}(0)]
=\frac{1}{3}\times\begin{bmatrix}0&0&0&0\\0&1&1&A(t)\\0&1&1&A(t)\\0&A^*(t)&A^*(t)&1\end{bmatrix}, \tag{19}$$

将(19)式代入(8)和(9)式,不难求得两粒子在联合噪声环境中任意时刻的共生纠缠度为

$$C(|\psi\rangle_1)=\frac{2}{3}. \tag{20}$$

此式表明初始处于这种非最大纠缠态的两粒子,它们的纠缠度不受热环境的影响,仍旧保持不变.然而这不足以证明它们是相位相干保持态.为了说明这一点,我们计算得它们的输入输出保真度为

$$F=\frac{5+4\exp[-\Gamma(t)]\cos[\phi(t)]}{9}, \tag{21}$$

此式表明相位耗散和兰姆位移均对这种非最大纠缠态的输入输出保真度有影响.利用 3.1. 节讨论的结果,不难看到处于这种非最大纠缠态的两个粒子暴露在热噪声环境中,态矢将会产生畸变,但又不会完全演变为经典混合态,最后的保真度为 5/9.

可以证明下列部分纠缠态与(18)式具有相似的消纠缠演化特性:

$$|\psi\rangle_2=\frac{1}{\sqrt{3}}(|++\rangle+|+-\rangle-|-+\rangle),$$

$$|\psi\rangle_3=\frac{1}{\sqrt{3}}(|++\rangle-|+-\rangle+|-+\rangle),$$

$$|\psi\rangle_4=\frac{1}{\sqrt{3}}(|++\rangle-|+-\rangle-|-+\rangle),$$

和

$$|\phi\rangle_1=\frac{1}{\sqrt{3}}(|--\rangle+|+-\rangle+|-+\rangle),$$

$$|\phi\rangle_2=\frac{1}{\sqrt{3}}(|--\rangle+|+-\rangle-|-+\rangle),$$

$$|\phi\rangle_3=\frac{1}{\sqrt{3}}(|--\rangle-|+-\rangle+|-+\rangle),$$

$$|\phi\rangle_4=\frac{1}{\sqrt{3}}(|--\rangle-|+-\rangle-|-+\rangle). \tag{22}$$

4. 结　论

本文利用共生纠缠度和输入输出保真度考察了纠缠的两粒子在联合噪声环境里的纠缠消相干特性.通过分析得出以下结论：

1）对于$|\psi(t_0)\rangle^{\pm}=\frac{1}{\sqrt{2}}[|+-\rangle\pm|-+\rangle]$，它们是相位相干保持态.相位耗散和兰姆位移对量子态的解相过程没有贡献，即它们在联合噪声环境中不发生任何的畸变或失真.因此，可由它们构成一个二维的保相干子空间，克服量子系统的纠缠消相干.

2）对于$|\phi(t_0)\rangle^{\pm}=\frac{1}{\sqrt{2}}[|++\rangle\pm|--\rangle]$，它们在联合噪声环境中是两对脆弱的最大纠缠态，只有相位耗散对量子系统的解相过程有影响.在低温近似下，量子态的演化可以分为静态区，量子噪声区和热噪声三个区，在每一区域量子纠缠态遭破坏的机制不同.但只要演化的时间足够长，最终会使量子纠缠态完全演变为经典混合态.

3）在联合噪声环境中，由(18)式所描述的非最大纠缠态表现出与四对 Bell 态完全不同的消纠缠特性.相位耗散和兰姆位移对这类非最大纠缠态的解相过程均有贡献.具体体现为，一方面，环境对它们的共生纠缠度没有影响，两粒子始终处于这类非最大纠缠形式.另一方面，它们在联合噪声环境中要发生畸变或失真，但最后的保真度为 5/9. 此外，这也说明共生纠缠度难以全面刻画量子系统的纠缠消相干行为，需辅助于其他的度量工具，如保真度.

4）我们讨论的这个相互作用模型是一种理想情况，但对实现量子信息处理具有一定的指导意义.构建保相干子空间是克服量子消纠缠的有效方法.

[1] Einstein A，Podolsky B，Rosen N 1935 *Phys*. *Rev*. **47** 777

[2] Bell J S 1965 *Physics*（Long Island City，N. Y.）**1** 195

[3] Greenberger D M，Horne M A，Shimony A，Zeilinger A 1990 *Am*. *J*. *Phys*. **58** 1131

[4] Ye L，Yao C M，Guo G C 2001 *Chin*. *Phys*. **10** 1001

[5] Zhang Q，Zhang E Y，Tang C J 2002 *Acta Phys*. *Sin*. **51** 1684（in Chinese）[张　权、张尔扬、唐朝京 2002 物理学报 **51** 1684]

[6] Bennet C H，Brassard G，Crépeau C，Jozsa R，Peres A，Wotters W K 1993 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **70** 1895

[7] Dai H Y，Chen P X，Liang L M，Li C Z 2004 *Acta Phys*. *Sin*. 53 441（in Chinese）[戴宏毅、陈平形、梁林梅、李承祖 2004 物理学报 **53** 441]

[8] Song K H，Guo G C 1999 *Chin*. *Phys*. *Lett*. **16** 160

[9] Song K H 2000 *Acta Phys*. *Sin*. **49** 441（in Chinese）[宋克慧 2000 物理学报 **49** 441]

[10] Sørensen A，Duan L M，Cirac J I，Zoller P 2001 *Nature*（London）**63** 409

[11] Zheng S B，Guo G C 2000 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **85** 2392

[12] Wang Z C，Fang M F 2003 *Chin*. *Phys*. **12** 287

[13] Osnaghi S，Bertet P，Auffeves A，Maioli P，Brune M，Raimond J M，Haroche S 2001 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **87** 037902

[14] Sackett C A，Kielpinski D，King B E，Langer G，Meyer V，Myatt C J，Rowe M，Turchette Q A，Itano W M，Wineland D J，Monroe C 2000 *Nature*（London）**404** 256

[15] Lu H X，Yang J，Zhang Y D，Chen Z B 2003 *Phys*. *Rev*. A **67** 024101

[16] Duan L M，Guo G C 1997 *Phys*. *Rev*. A **56** 4466

[17] Li G X，Allaart K，Lenstra D 2004 *Phys*. *Rev*. A **69** 055802

[18] Duan L M，Guo G C 1998 *Phys*. *Rev*. A **57** 737

[19] Zhou Z W，Guo G C 2000 *Phys*. *Rev*. A **61** 032108

[20] Cai J M，Zhou Z W，Guo G C quant-ph/0507021

[21] Privman V 2002 *Mod*. *Phys*. *Lett*. B **16** 459

[22] Wootters W K 1998 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **80** 2245

[23] Jozsa J 1994 *J*. *Mod*. *Opt*. **41** 2315

[24] Leggett A J，Chakravarty S，Dorsey A T，Fisher M P A，Garg A，Zwerger W 1987 *Rev*. *Mod*. *Phys*. **59** 1

[25] Zheng Y Z，Dai L Y，Guo G C 2003 *Acta Phys*. *Sin*. **52** 2678（in Chinese）[郑亦庄、戴玲玉、郭光灿 2003 物理学报 **52** 2678]

[26] Koniorczyk M，Bužek V 2005 *Phys*. *Rev*. A **71** 032331

Entanglement decoherence of two-particle entangled states in a noisy environment

Xiang Shao-Hua† Song Ke-Hui
(Department of Physics and Electronic Information Science, Huaihua University, Huaihua 418008, China)
(Institute of Information Science, Huaihua University, Huaihua 418008, China)
(Received 4 July 2005; revised manuscript received 9 August 2005)

Abstract

Entanglement decoherence of two particles interacting with the same environment is investigated by means of concurrence and the input-output fidelity. It is found that the entangled states of two-particle system can be divided into two kinds, coherence-preserving states and fragile entangled states. The dynamics of entanglement decoherence for fragile entangled states is discussed by taking into account the ohmic dissipation under the low temperature approximation.

Keywords: thermal bath, coherence-preserving state, fragile entangled state, input-output fidelity
PACC: 0365, 4250

† E-mail: shxiang97@163.com