

光子禁带中原子间距对三原子间纠缠演化特性的影响

闫 丽

菏泽学院物理与电子工程系, 山东 菏泽 274015

摘要 研究了光子禁带模型中三个二能级原子与热库发生相互作用的系统纠缠动力学演化。采用赝模理论和三体负本征值方法描述了系统间的纠缠,通过数值计算分析了热库谱密度函数、原子与赝模间的失谐量以及原子间的偶极-偶极相互作用强度对三原子间纠缠演化的影响。结果表明,在完美带隙模型中,原子间的纠缠随时间的演化会出现俘获现象;原子与赝模间的失谐量使原子间纠缠呈现出非单调性的变化;通过增加原子间距可以提升三原子间的纠缠。

关键词 量子光学; 量子纠缠; 光子禁带; 赝模理论; 偶极-偶极相互作用

中图分类号 O431.2 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201737.0827001

Effect of Interatomic Distance in Photonic Band Gap on Entanglement Evolution Property Among Three Atoms

Yan Li

Department of Physics and Electronic Engineering, Heze University, Heze, Shandong 274015, China

Abstract In the model of photonic band gap, the entanglement dynamical evolution of a system where three two-level atoms interact with a heat reservoir is investigated. The entanglement among systems is described by using the pseudo-mode theory and the tripartite negative eigenvalue method. The effects of the heat-reservoir spectral density function, the detuning between the atoms and pseudo modes, and the interatomic dipole-dipole interaction strength on the three-atom entanglement evolution are analyzed by means of numerical calculation. The results show that in a perfect band gap model, the trapping phenomenon appears in the interatomic entanglement evolution versus time. The detuning between the atoms and pseudo modes makes the interatomic entanglement show a non-monotonic transition. The three-atom entanglement degree increases with the increase of the interatomic distance.

Key words quantum optics; quantum entanglement; photonic band gap; pseudo-mode theory; dipole-dipole interaction

OCIS codes 270.5585; 270.5580; 270.5565

1 引 言

量子纠缠不仅是区分量子现象和经典现象的基本概念,还是量子信息和量子计算的重要资源。近年来,学者们对纠缠动力学问题进行了深入研究,实现了长时间纠缠的实用价值^[1-4]。然而,在实际情况中,量子系统不可避免地会与耗散环境发生相互作用,纠缠会在有限时间内逐渐减小直至完全消失,即出现纠缠突然死亡(ESD)现象^[5-6]。为了克服这种现象,文献[7-10]研究发现,在 Tavis-Cummings 模型中,原子间偶极-偶极相互作用和经典场驱动强度可以使原子 ESD 的现象得到抑制。Tahira 等^[11]进一步研究了热库中两种 Bell 型纠缠态对两原子纠缠的影响,发现原子间偶极-偶极相互作用和集体阻尼项都依赖于原子间的距离。

目前,关于两体纠缠问题的研究已经相当完善,但对于多体纯态和混合态的纠缠机理仍然不是很清楚。多体系统中子系统之间的关系比两体系统中的复杂得多,只有三体 and 四体纠缠态的实验研究取得了进展。Man 等^[12-14]研究发现,三体纠缠态(GHZ 态和 W 态)与马尔可夫或非马尔可夫热库相互作用表现出不同的

收稿日期: 2017-02-07; **收到修改稿日期:** 2017-04-12

作者简介: 闫 丽(1989—),女,助教,主要从事量子信息方面的研究。E-mail: yanli_yafang@126.com

纠缠振荡行为。Lazarou 等^[15-17]利用赝模理论方法,研究了光子禁带模型中二能级原子的纠缠俘获现象。这些研究都未考虑光子禁带模型中原子间距离对三个原子间纠缠的影响^[18-19]。本文基于赝模理论,在原子间偶极-偶极相互作用的情况下,研究了三个原子与热库发生相互作用的纠缠演化特性,分析了光子禁带模型中的热库谱密度函数、原子与赝模间的失谐量以及原子间偶极-偶极相互作用强度对三个原子间纠缠的影响。

2 理论模型

考虑三个二能级原子(即原子 A、原子 B 和原子 C)与量子化的电磁场发生相互作用。假设原子间的间距足够近,原子间的相互作用不可忽略,在旋波近似下系统的哈密顿量(令普朗克常数 $\hbar=1$)为

$$H = \omega_0 \sum_{i=A,B,C} \sigma_i^+ \sigma_i^- + \sum_k \omega_k a_k^+ (a_k) + \sum_{i \neq j}^{A,B,C} D_{ij} \sigma_i^+ \sigma_j^- + \sum_{i=A,B,C} \sum_k [\mathbf{d}_i \cdot \mathbf{g}_k(\mathbf{r}_i) a_k^+ \sigma_i^- + \text{h.c.}], \quad (1)$$

式中 \mathbf{d}_i 为原子跃迁电偶极矩, ω_0 为原子跃迁频率, $\sigma_i^+ = |e\rangle_i \langle g| = (\sigma_i^-)^*$ 为原子上升算符, $|e\rangle$ 、 $|g\rangle$ 分别为原子的激发态和基态, D_{ij} 为原子间的偶极-偶极相互作用强度, h.c. 为复共轭项。 $a_k^+ (a_k)$ 为电磁场第 k 个模式的产生(湮灭)算符, \mathbf{k} 为波矢, ω_k 和 \mathbf{g}_k 为电磁场的频率及其与原子的耦合参数, 且

$$\mathbf{g}_k(\mathbf{r}_i) = \sqrt{\frac{\omega_k}{2\epsilon_0 V_q}} \mathbf{e}_k \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}_i), \quad (2)$$

式中 V_q 为量子化体积, \mathbf{e}_k 为电场极化单位矢量, \mathbf{r}_i 为第 i 个原子的位置矢量, ϵ_0 为真空介电常数。

$$D_{ij} = D_{ij}^I + D_{ij}^{II}, \quad (3)$$

式中 D_{ij} 为原子间总的偶极-偶极相互作用强度, D_{ij}^I 为原子间静电偶极-偶极相互作用强度, D_{ij}^{II} 为真空起伏诱导的偶极-偶极相互作用强度。

$$D_{ij}^I = \frac{\mathbf{d}_i^2}{4\pi\epsilon_0 r_{ij}^3} (1 - 3 \cos^2 \theta), \quad (4)$$

$$D_{ij}^{II} = -\frac{3}{4} \gamma (1 - \cos^2 \theta) \frac{\cos(k_0 r_{ij})}{k_0 r_{ij}} + \frac{3}{4} \gamma (1 - 3 \cos^2 \theta) \left[\frac{\sin(k_0 r_{ij})}{(k_0 r_{ij})^2} + \frac{\cos(k_0 r_{ij}) - 1}{(k_0 r_{ij})^3} \right], \quad (5)$$

式中 $r_{ij} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$ 为原子间距, γ 为原子自发辐射率, \mathbf{r}_{ij} 为原子间距的单位矢量, θ 为原子跃迁偶极矩与原子轴之间的夹角。 $\gamma = \gamma_{ii} = \mathbf{d}_i^2 \omega_0^3 / (3\pi\epsilon_0 c^3)$, $k_0 = \omega_0 / c$, c 为光速。

利用赝模理论求解主方程以研究三个原子的纠缠动力学问题。主方程方法可精确描述原子衰变动力学问题,适用于比较复杂的热库结构,关键工具为赝模^[15,20-21],它代表一个模式或多个模式的热库。主方程描述了原子与两个耗散赝模间的相互作用,并且两个赝模的耗散体现为其分别与热库的耦合,则光子禁带模型的频率为 ω 的谱密度函数为

$$D(\omega) = W_1 \frac{\Gamma_1}{(\omega - \omega_c)^2 + (\Gamma_1/2)^2} - W_2 \frac{\Gamma_2}{(\omega - \omega_c)^2 + (\Gamma_2/2)^2}, \quad (6)$$

式中 Γ_s 和 W_s ($s=1,2$) 分别为洛伦兹函数的宽度和振幅, ω_c 为中心频率。(6)式为两个中心频率相同的洛伦兹函数的叠加,第二个洛伦兹函数前面的负号在谱密度分布 $D(\omega)$ 中引入了一个缺陷,导致环境与原子间的耦合被禁止。 $D(\omega)$ 在下半复平面 ($\omega_c - i\Gamma_1/2$) 和 ($\omega_c - i\Gamma_2/2$) 处有两个奇点,利用赝模理论可以用这两个奇点处的模式与原子间的相互作用来代替整个热库与原子间的相互作用。其精确动力学可用赝模主方程表示为

$$\dot{\rho} = -i[H_0, \rho] - \sum_{k=1}^2 \frac{\Gamma'_k}{2} (a_k^+ a_k \rho - 2a_k \rho a_k^+ + \rho a_k^+ a_k), \quad (7)$$

$$H_0 = \omega_0 \sum_{i=A,B,C} \sigma_i^+ \sigma_i^- + \omega_c \sum_{k=1}^2 a_k^+ a_k + \sum_{i \neq j}^{A,B,C} D_{ij} \sigma_i^+ \sigma_j^- + \sum_{i=A,B,C} (\Omega a_i^+ \sigma_i^- + \text{h.c.}) + V(a_1^+ a_2 + a_2^+ a_1), \quad (8)$$

式中 ρ 为系统的约化密度矩阵, H_0 为系统哈密顿量, $\Gamma'_1 = W_1 \Gamma_2 - W_2 \Gamma_1$ 和 $\Gamma'_2 = W_1 \Gamma_1 - W_2 \Gamma_2$ 为赝模的耗散率,耦合常数 Ω 满足 $\Omega^2 = \sum_{ks} (\mathbf{d}_i \mathbf{g}_{ks})^2$, 两赝模相互作用的耦合常数 $V = \sqrt{W_1 W_2} (\Gamma_1 - \Gamma_2) / 2$ 。对于完美带隙 $D(\omega_c) = 0$, 赝模的耗散率为 $\Gamma'_1 = 0, \Gamma'_2 = (\Gamma_1 + \Gamma_2)$, $V = \sqrt{\Gamma_1 \Gamma_2} / 2$ 。 $|\bar{0}\rangle = \prod_{k=1}^n |0_k\rangle$ 和 $|\bar{1}\rangle = (1/C) \prod_{k=1}^n C_k |1_k\rangle$ 代表环境状态,其中 $|0_k\rangle$ 表示第 k 个模式的基态为 $|0\rangle$, C 为环境状态的总几率, C_k 为第 k 个模式的几率,

$|1_k\rangle$ 表示第 k 个模式的激发态为 $|1\rangle$ 。按照赝模理论, $|\bar{0}\rangle$ 等价于赝模的 $|0\rangle$, $|\bar{1}\rangle$ 等价于赝模的 $|1\rangle$ 。基于相关研究^[14,19,22-25],在初始时刻可以利用腔量子电动力学技术^[26-28]来制备三个原子的 W 纠缠态,而赝模可以处于真空态,则体系的初始态函数为

$$\begin{cases} |W^I(0)\rangle = (\alpha |gge\rangle_{ABC} + \beta |geg\rangle_{ABC} + \gamma |egg\rangle_{ABC}) \otimes |00\rangle_{12} \\ |W^{II}(0)\rangle = (\alpha |eeg\rangle_{ABC} + \beta |ege\rangle_{ABC} + \gamma |gee\rangle_{ABC}) \otimes |00\rangle_{12} \end{cases}, \quad (9)$$

式中 α, β, γ 分别为对应项的几率。

在 t 时刻,体系的态函数为

$$\begin{cases} |W^I(t)\rangle = c_1 |gge00\rangle + c_2 |geg00\rangle + c_3 |egg00\rangle + c_4 |ggg01\rangle + c_5 |ggg10\rangle \\ |W^{II}(t)\rangle = d_1 |eeg00\rangle + d_2 |ege00\rangle + d_3 |gee00\rangle + d_4 |egg01\rangle + d_5 |geg01\rangle + d_6 |gge01\rangle + \\ d_7 |egg10\rangle + d_8 |geg10\rangle + d_9 |gge10\rangle + d_{10} |ggg02\rangle + d_{11} |ggg20\rangle + d_{12} |ggg11\rangle \end{cases}, \quad (10)$$

式中 c_1, \dots, c_5 和 d_1, \dots, d_{12} 分别为对应项的几率。

利用赝模理论,根据初始条件求解薛定谔方程,采用数值计算可得任意时刻三个原子与赝模的共同态矢系数。

3 数值计算及理论分析

多体纠缠问题比较复杂,通常可以将其分解为两体纠缠,采用负本征值方法计算两体纠缠^[12,29-32]。对于用密度矩阵 ρ 表示的两个子系统,其负本征值可以简单表示为

$$N(\rho) = 2\max(0, -\lambda_{\min}), \quad (11)$$

式中 λ_{\min} 为部分转置矩阵 ρ^T 的最小负本征值。当 $N=0$ 时,两个子系统是分离的;当 $N=1$ 时,两个子系统处于最大纠缠;当 $0 < N < 1$ 时,两个子系统是纠缠的。

3.1 热库谱密度函数对 ABC 原子间纠缠的影响

三个原子初始处于 W 纠缠态,当原子与外界环境发生相互作用时,三个原子间的纠缠演化行为发生改变。不考虑原子间的偶极-偶极相互作用,在原子频率与热库中心频率共振($\Delta = \omega_0 - \omega_c = 0$)的情况下,热库谱密度函数中第二个洛伦兹谱分布宽度对原子间纠缠演化特性的影响如图 1 所示。在弱耦合机制下,原子间纠缠在有限时间内呈单调减小趋势,直至消失,其 ESD 现象发生的时间随着 Γ_2 的增加而增加。在原子频率与热库中心频率非共振($\Delta = \omega_0 - \omega_c = 10\Omega$)的情况下,热库谱密度函数中第二个洛伦兹谱分布宽度对原子间纠缠演化特性的影响如图 2 所示,可以看到,原子间纠缠的衰减速度随着第二个洛伦兹谱分布宽度的增加而减小。这是由于谱密度函数表达式中第二个洛伦兹谱分布函数前面的符号为负,其与解纠缠的速度有关。对于完美带隙,原子间的纠缠随时间的演化会出现纠缠俘获现象,且第二个洛伦兹谱分布宽度较大时会得到较高的纠缠俘获量,如图 3 所示。这反映出光子禁带模型中在原子频率靠近中心频率处会出现一个窄

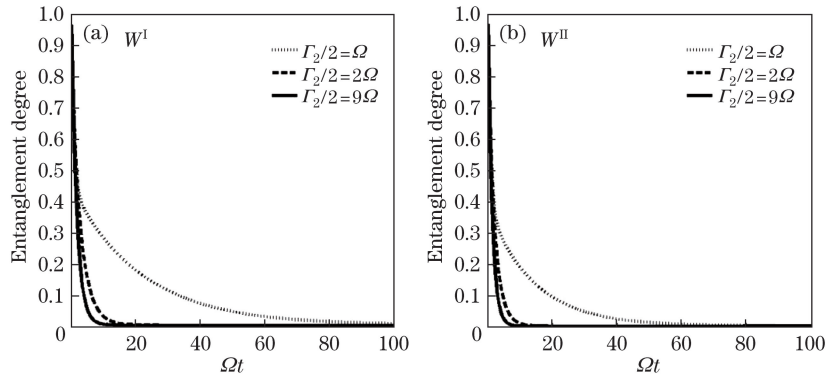


图 1 当 Γ_2 不同时,ABC 原子间的纠缠变化 $[\Delta=0, D_{ij}=0, \Gamma_1/2=10\Omega, W_1=1.1, W_2=0.1, \alpha=1/2, \beta=\gamma=\sqrt{(1-\alpha^2)}/2]$

Fig. 1 Variance of entanglement among three atoms of A, B and C under different

Γ_2 $[\Delta=0, D_{ij}=0, \Gamma_1/2=10\Omega, W_1=1.1, W_2=0.1, \alpha=1/2, \beta=\gamma=\sqrt{(1-\alpha^2)}/2]$

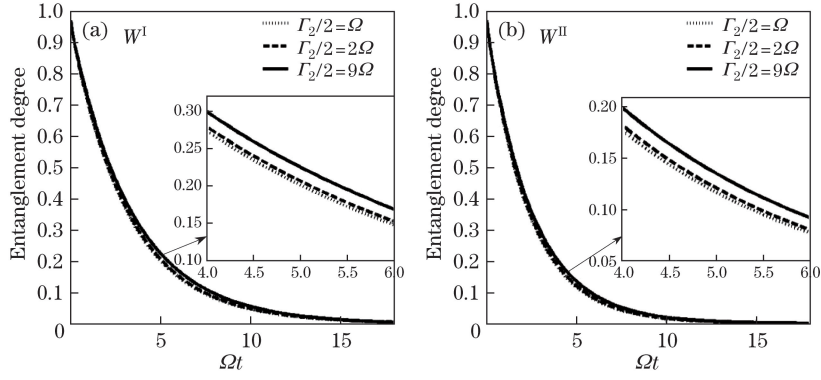


图 2 当 Γ_2 不同时,ABC 原子间纠缠变化 $[\Delta=10\Omega, D_{ij}=0, \Gamma_1/2=10\Omega, W_1=1.1, W_2=0.1, \alpha=1/2, \beta=\gamma=\sqrt{(1-\alpha^2)}/2]$

Fig. 2 Variance of entanglement among three atoms of A, B and C under different

$$\Gamma_2 [\Delta=10\Omega, D_{ij}=0, \Gamma_1/2=10\Omega, W_1=1.1, W_2=0.1, \alpha=1/2, \beta=\gamma=\sqrt{(1-\alpha^2)}/2]$$

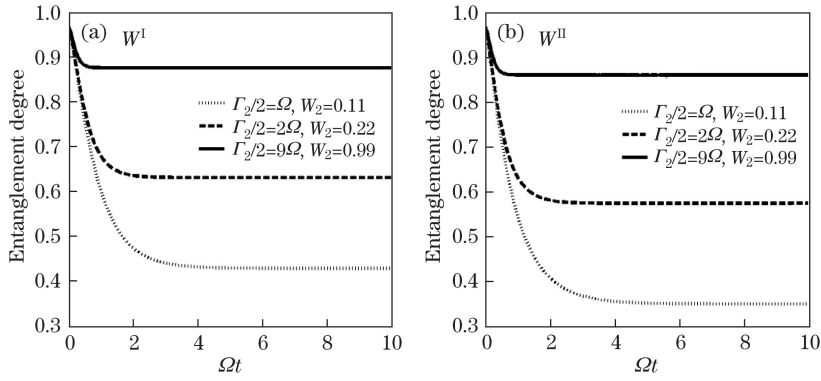


图 3 当 Γ_2 不同时,ABC 原子间纠缠变化 $[\Delta=0, D_{ij}=0, D(\omega_c)=0, \Gamma_1/2=10\Omega, W_1=1.1, \alpha=1/2, \beta=\gamma=\sqrt{(1-\alpha^2)}/2]$

Fig. 3 Variance of entanglement among three atoms of A, B and C under different

$$\Gamma_2 [\Delta=0, D_{ij}=0, D(\omega_c)=0, \Gamma_1/2=10\Omega, W_1=1.1, \alpha=1/2, \beta=\gamma=\sqrt{(1-\alpha^2)}/2]$$

带,落在该频率范围内的光子自发辐射时会被俘获到某个频率值上,即原子的自发辐射由于光子禁带的存在而受到抑制。因此,随着光子-原子束缚态的形成,在自发辐射光子后原子很快重新回到激发态,从而使得原子间的纠缠一直保持在某一固定值上,这种机制可以防止信息传输过程中信息的流失。

3.2 原子与囊模间的失谐量对 ABC 原子间纠缠的影响

图 4 所示为不存在原子间偶极-偶极相互作用且热库谱密度函数一定时,原子与囊模间的失谐量对原子

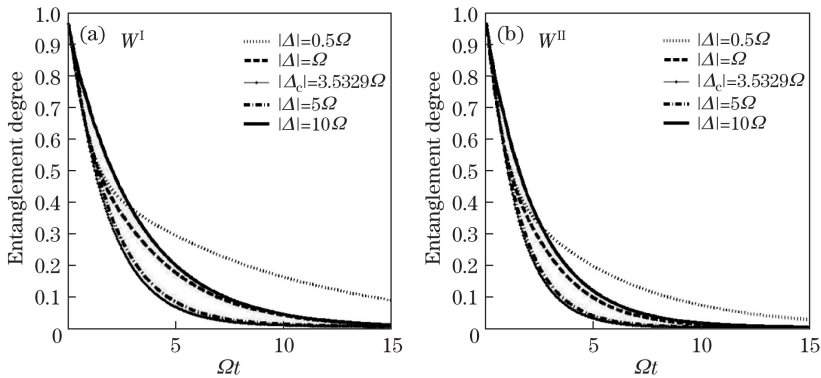


图 4 当 Δ 不同时,ABC 原子间纠缠的变化 $[D_{ij}=0, \Gamma_1/2=10\Omega, \Gamma_2/2=\Omega, W_1=1.1,$

$$W_2=0.1, \alpha=1/2, \beta=\gamma=\sqrt{(1-\alpha^2)}/2]$$

Fig. 4 Variance of entanglement among three atoms of A, B and C under different

$$\Delta [D_{ij}=0, \Gamma_1/2=10\Omega, \Gamma_2/2=\Omega, W_1=1.1, W_2=0.1, \alpha=1/2, \beta=\gamma=\sqrt{(1-\alpha^2)}/2]$$

间纠缠演化特性的影响。在弱耦合机制下,光子禁带模型中存在一个原子与赝模间的失谐量临界值 $|\Delta_c| = \{(\Gamma_1^2 \sqrt{W_2 \Gamma_2} - \Gamma_2^2 \sqrt{W_1 \Gamma_1}) / [4 \sqrt{W_1} (\sqrt{\Gamma_1} - \sqrt{\Gamma_2})]\}^{1/2}$ 。当 $|\Delta| < |\Delta_c|$ 时,发生 ESD 现象的时间随着失谐量的增加而增加;当 $|\Delta| > |\Delta_c|$ 时,发生 ESD 现象的时间随着失谐量的增加而减少。这是由于 $|\Delta| < |\Delta_c|$ 时,谱密度函数值随模式频率接近中心频率而增加; $|\Delta| > |\Delta_c|$ 时,谱密度函数值随模式频率远离中心频率而减小。

3.3 原子间偶极-偶极相互作用强度对 ABC 原子间纠缠的影响

在三个原子的偶极矩大小相等且原子频率与热库中心频率发生共振的情况下,完美带隙中三个原子初始处于 W^1 纠缠态,原子间的偶极-偶极相互作用强度对 ABC 原子间纠缠的影响如图 5 所示。当原子间距较小($R=0.02\lambda$,其中 λ 为原子的共振波长)时,无论是弱耦合机制还是强耦合机制,原子间的纠缠振荡行为完全相同,且振荡频率较高。随着原子间距逐渐增大,在弱耦合机制条件下,原子间纠缠逐渐减小直至消失;而在强耦合机制条件下,原子间纠缠会出现纠缠死亡和纠缠恢复现象,其振幅不断减小直至消失。当原子间距较大(原子间距 $R=100\lambda$)时,在弱耦合机制条件下,原子间纠缠先减小后趋于某一固定值,而在强耦合机制条件下,原子间纠缠出现振荡衰减现象。这是由于当原子相距很近(但没有发生电子云的交叠)即 $k_0 R \ll 1$ 时, $D_{ij}^I \propto (k_0 R)^{-3}$, $D_{ij}^{II} \propto (k_0 R)^{-2}$, 原子间的偶极-偶极相互作用主要由静电偶极-偶极相互作用决定;当原子间距较小即 $k_0 R=1$ 时, D_{ij}^I 和 D_{ij}^{II} 具有相同量级,原子间的偶极-偶极相互作用由静电和真空起伏诱导的偶极-偶极相互作用决定;当原子间距较大即 $k_0 R=3$ 时, $D_{ij}^{II} / D_{ij}^I \propto (k_0 R)^2$, 原子间的偶极-偶极相互作用由真空起伏诱导的偶极-偶极相互作用决定;当原子间距很大即 $k_0 R \gg 1$ 时, D_{ij}^I 和 D_{ij}^{II} 都可以忽略,此时原子是彼此独立的,弱耦合机制或强耦合机制对原子间纠缠的影响较大。

在三个原子的偶极矩大小相等且原子频率与热库中心频率发生共振的情况下,三个原子初始处于 W^1 型纠缠态,原子间的偶极-偶极相互作用强度和第二个洛伦兹谱分布宽度对 ABC 原子间纠缠的影响如图 6 所示。比较图 5 和图 6 发现,当原子间距很小时,第二个洛伦兹谱分布宽度的增加对在弱耦合机制或强耦合机制下的原子间纠缠的影响基本可以忽略;当原子间距逐渐增加时,弱耦合机制下原子间纠缠随着第二个洛伦兹谱分布宽度的增加而增加,强耦合机制下原子间纠缠振幅随着第二个洛伦兹谱分布宽度的增加而减小。

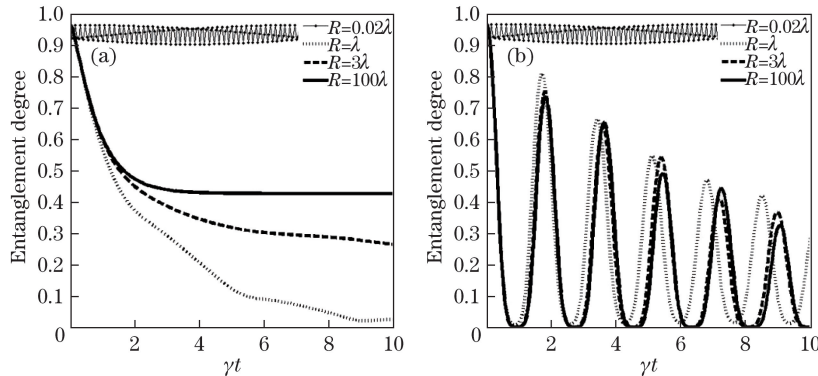


图 5 当 D_{ij} 不同时,ABC 原子间纠缠的变化 [$\Delta=0, \Gamma_1/2=10\Omega, \Gamma_2/2=\Omega, W_1=1.0, W_2=0.1,$

$$\alpha=1/2, \beta=\gamma=\sqrt{(1-\alpha^2)}/2]$$

Fig. 5 Variance of entanglement among three atoms of A, B and C under different D_{ij} [$\Delta=0, \Gamma_1/2=10\Omega, \Gamma_2/2=\Omega, W_1=1.0, W_2=0.1, \alpha=1/2, \beta=\gamma=\sqrt{(1-\alpha^2)}/2]$. (a) Weak coupling mechanism; (b) strong coupling mechanism

在三个原子的偶极矩大小相等且原子频率与热库中心频率发生共振的情况下,三个原子初始处于 W^1 型纠缠态,单洛伦兹模型热库和原子间的偶极-偶极相互作用强度对 ABC 原子间纠缠的影响如图 7 所示。比较图 5 和图 7 发现,当原子间距很小时,单洛伦兹模型热库中的原子间纠缠振荡行为和光子禁带模型热库中的相同;在弱耦合机制下,随着原子间距逐渐增加,单洛伦兹模型热库中的原子间纠缠呈单调减小,而光子禁带模型热库中的原子间纠缠出现振幅逐渐减小的振荡衰减现象;当原子间距很大时,单洛伦兹模型热库中

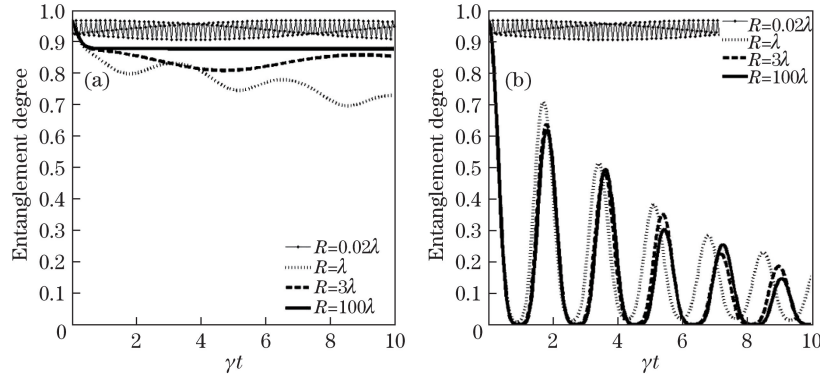


图 6 当 D_{ij} 不同时, ABC 原子间纠缠的变化 [$\Delta=0, \Gamma_1/2=10\Omega, \Gamma_2/2=9\Omega, W_1=1.0, W_2=0.9,$

$$\alpha=1/2, \beta=\gamma=\sqrt{(1-\alpha^2)/2}]。 (a)弱耦合机制; (b)强耦合机制$$

Fig. 6 Variance of entanglement among three atoms of A, B and C under different D_{ij} [$\Delta=0, \Gamma_1/2=10\Omega, \Gamma_2/2=9\Omega,$

$W_1=1.0, W_2=0.9, \alpha=1/2, \beta=\gamma=\sqrt{(1-\alpha^2)/2}]。 (a) Weak coupling mechanism; (b) strong coupling mechanism$

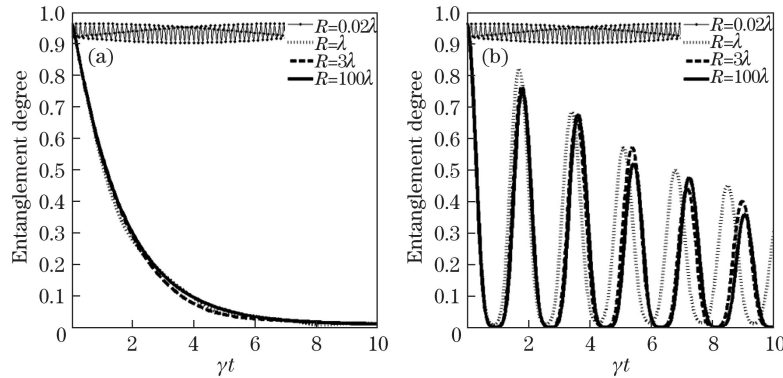


图 7 当 D_{ij} 不同时, ABC 原子间纠缠的变化 [$\Delta=0, \Gamma_1/2=10\Omega, \Gamma_2/2=0, W_1=1.0, W_2=0,$

$$\alpha=1/2, \beta=\gamma=\sqrt{(1-\alpha^2)/2}]。 (a)弱耦合机制; (b)强耦合机制$$

Fig. 7 Variance of entanglement among three atoms of A, B and C under different D_{ij} [$\Delta=0, \Gamma_1/2=10\Omega, \Gamma_2/2=0,$

$W_1=1.0, W_2=0, \alpha=1/2, \beta=\gamma=\sqrt{(1-\alpha^2)/2}]。 (a) Weak coupling mechanism; (b) strong coupling mechanism$

的原子间纠缠不会出现纠缠俘获现象。在强耦合机制下,随着原子间距逐渐增加,单洛伦兹模型热库中的原子间纠缠和光子禁带模型热库中的原子间纠缠都出现纠缠死亡和恢复现象,并表现出振荡衰减行为,反映出非马尔可夫性,热库对系统有信息反馈效益。

4 结 论

利用赝模理论,研究了初态为两种类型的 W 型纠缠态中三个二能级原子与共同热库发生相互作用的系统纠缠动力学演化。采用三体负本征值方法,讨论了热库谱密度函数、原子与赝模间的失谐量以及原子间的偶极-偶极相互作用强度对三原子间纠缠特性的影响。通过数值计算发现,在共振情况和弱耦合机制下,原子间纠缠在有限时间内随着 Γ_2 的不断增加而减小;但是在非共振情况下会出现纠缠增大现象,特别是对于完美带隙,原子间的纠缠随时间的演化会出现纠缠俘获现象;原子与赝模间的失谐量对原子间纠缠有显著影响;原子间距越小时,原子间的偶极-偶极相互作用强度越强,对三原子间纠缠的影响就越大。

参 考 文 献

- [1] Hou S C, Huang X L, Yi X X. Suppressing decoherence and improving entanglement by quantum-jump-based feedback control in two-level systems[J]. Physical Review A, 2010, 82(1): 012336.
- [2] Oliverira J G, Jr, Rossi R, Jr, Nemes M C. Protecting, enhancing, and reviving entanglement[J]. Physical Review A,

- 2008, 78(4): 044301.
- [3] Wang S C, Yu Z W, Zou W J, *et al.* Protecting quantum states from decoherence of finite temperature using weak measurement[J]. *Physical Review A*, 2014, 89(2): 022318.
- [4] Kim Y S, Lee J C, Kwon O, *et al.* Protecting entanglement from decoherence using weak measurement and quantum measurement reversal[J]. *Nature Physics*, 2012, 8(2): 117-120.
- [5] Yu T, Eberly J H. Finite-time disentanglement via spontaneous emission[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(14): 140404.
- [6] Eberly J H, Yu T. The end of an entanglement[J]. *Science*, 2007, 316(5824): 555-557.
- [7] Li Y, Zhou J, Guo H. Effect of the dipole-dipole interaction for two atoms with different couplings in a non-Markovian environment[J]. *Physical Review A*, 2009, 79(1): 012309.
- [8] Lehmburg R H. Radiation from an N-atom system. I. General formalism[J]. *Physical Review A*, 1970, 2(3): 883-888.
- [9] Hu M L, Fan H. Robustness of quantum correlations against decoherence[J]. *Annals of Physics*, 2012, 327(3): 851-860.
- [10] Han Mei, Zhang Yingjie, Xia Yunjie. Entanglement characteristics of two entangled atoms in classical driven Tavis-Cummings model[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, 31(4): 0427002.
韩 美, 张英杰, 夏云杰. 经典驱动 Tavis-Cummings 模型中原子纠缠特性的研究[J]. *光学学报*, 2011, 31(4): 0427002.
- [11] Tahira R, Ikrama M, Zubairy M S. Entanglement dynamics of spatially close bipartite atomic systems in thermal environment[J]. *Optics Communications*, 2011, 284(14): 3643-3648.
- [12] Man Z X, Zhang Y J, Su F, *et al.* Entanglement dynamics of multiqubit system in Markovian and non-Markovian reservoirs[J]. *The European Physical Journal D*, 2010, 58(1): 147-151.
- [13] Barredo D, Ravets S, Labuhn H, *et al.* Demonstration of a strong Rydberg blockade in three-atom systems with anisotropic interactions[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 112(18): 183002.
- [14] An N B, Kim J, Kim K. Entanglement dynamics of three interacting two-level atoms within a common structured environment[J]. *Physical Review A*, 2011, 84(2): 022329.
- [15] Lazarou C, Luoma K, Maniscalco S, *et al.* Entanglement trapping in a nonstationary structured reservoir[J]. *Physical Review A*, 2012, 86(1): 012331.
- [16] Zhang Y J, Han W, Fan H, *et al.* Enhancing entanglement trapping by weak measurement and quantum measurement reversal[J]. *Annals of Physics* 2015, 354: 203-212.
- [17] Wang J, Wu Y N, Mo M L, *et al.* Relationship between quantum speed limit time and memory time in a photonic-band-gap environment[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 39110.
- [18] Han Wei, Cui Wenkai, Zhang Yingjie, *et al.* Comparison of entanglement decay between Bell-like states under different environmental models[J]. *Acta Physica Sinica*, 2012, 61(23): 230302.
韩 伟, 崔文凯, 张英杰, 等. 不同环境模型下 Bell 型纠缠态衰退行为的比较[J]. *物理学报*, 2012, 61(23): 230302.
- [19] Feng L J, Zhang Y J, Zhang L, *et al.* Entanglement dynamics of a three-qubit system with different interatomic distances[J]. *Chinese Physics B*, 2015, 24: 110305.
- [20] Garraway B M. Decay of an atom coupled strongly to a reservoir[J]. *Physical Review A*, 1997, 55(6): 4636-4639.
- [21] Garraway B M. Nonperturbative decay of an atomic system in a cavity[J]. *Physical Review A*, 1997, 55(6): 2290-2303.
- [22] Acin A, Audrianov A, Costa L. Generalized Schmidt decomposition and classification of three-quantum-bit states[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 85(7): 071560.
- [23] Dur W, Vidal G. Three qubits can be entangled in two inequivalent ways[J]. *Physical Review A*, 2000, 62(6): 062314.
- [24] Yamamoto T, Tamaki K. Polarization-entangled W state using parametric down-conversion[J]. *Physical Review A*, 2002, 66(6): 064301.
- [25] Man Z X, Xia Y J, An N B. Entanglement dynamics for a six-qubit model in cavity QED[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular, and Optical Physics*, 2008, 41(15): 155501.
- [26] Gorbacher V N, Rodichkina A A. On preparation of the entangled W-states form atomic ensembles[J]. *Physics Letters A*, 2003, 310: 339-343.
- [27] Wang Y H, Song H S. Preparation of multi-atom specially entangled W-class state and splitting quantum

- information[J]. Chinese Science Bulletin, 2009, 54(15): 2599-2650.
- [28] Guo G C, Zhang Y S. Scheme for preparation of the W state via cavity quantum electrodynamics[J]. Physical Review A, 2002, 65(5): 054302.
- [29] Vidal G. Computable measure of entanglement[J]. Physical Review A, 2002, 65(3): 032314.
- [30] Sabin C, Garcia-Alcaine G. A classification of entanglement in three-qubit systems[J]. The European Physical Journal D, 2008, 48(3): 435-442.
- [32] Horodecki M, Horodecki P, Horodecki R. Mixed-state entanglement and distillation: Is there a “bound” entanglement in nature?[J]. Physical Review Letters, 1998, 80(24): 5239-5242.