

开放腔场与热库耦合的非马尔科夫效应

刘志泉 闫珂柱 王继锁

(曲阜师范大学物理工程学院山东省激光偏光与信息技术重点实验室, 山东 曲阜 273165)

摘要 研究了微腔与一般洛伦兹型的热库在不同耦合强度和失谐量下耦合的非马尔科夫动力学。利用腔的约化密度算符主方程, 得到表征其动力学的传播(滞后)格林函数和关联格林函数。通过格林函数的计算, 分析了在不同谱宽和失谐量下, 腔场模振幅和能量耗散随时间的变化规律, 发现腔和热库相干性越强, 非马尔科夫记忆时间就越长。

关键词 量子光学; 格林函数; 谱密度; 平均腔模振幅; 非马尔科夫效应

中图分类号 O413.1 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201333.0827001

General Non-Markov Effect of Open Cavity System Coupled to a Reservoir

Liu Zhiquan Yan Kezhu Wang Jisuo

(Shandong Provincial Key Laboratory of Laser Polarization and Information Technology, School of Physics and Engineering, Qufu Normal University, Qufu, Shandong 273165, China)

Abstract Non-Markov dynamics for open systems of a microcavity coupled to a general resonator with Lorentzian form are studied. Using the exact master equation of the reduced density operator, the propagating (retarded) Green function and correlation Green function which the non-Markov dynamics are completely determined by are solved analytically. The state and dissipation dynamics of the cavity are studied by numerically solving the Green function, and the evolution of them with time under different half-widths of the spectral density and detuning is discussed. It shows that the stronger the coherence is, the longer time of the non-Markov effect becomes.

Key words quantum optics; Green function; spectral density; mean mode amplitude; non-Markov effect

OCIS codes 270.2500; 130.5296

1 引 言

量子信息学是从 20 世纪 80 年代开始由量子力学、计算机科学和信息科学三者相结合而发展起来的新兴交叉科学, 其诞生和发展对于现代科学和技术多个方面都有着深远的意义。量子相干特性作为量子物理中最独特的特点, 是发展量子信息的主要理论依据, 但由于量子体系在现实中不能与环境有效地隔离, 进而激发与环境的纠缠, 使得开放环境下量子系统的相干性极易消失, 发生退相干现象。如

何抑制量子态的退相干是量子信息处理和现代量子技术中非常重要的研究课题^[1]。

在过去的二十多年里, 已经从理论上提出了许多在量子信息处理中抑制退相干的方案^[2-7], 这些方案大致可以分为两类。第一类是量子编码^[8]。现有量子编码主要有三种类型: 1) 量子纠错码; 2) 量子防错码; 3) 量子避错码或称“无退相干子空间”。但是这些量子编码的方案均需消耗较多的量子比特来实现有效量子计算的目的。另外一类就是动力学退

收稿日期: 2013-01-27; 收到修改稿日期: 2013-03-27

基金项目: 国家自然科学基金(11244005)、山东省自然科学基金(ZR2012AM004)

作者简介: 刘志泉(1987—), 男, 硕士研究生, 主要从事量子信息理论方面的研究。E-mail: liuzhiquan7@163.com

导师简介: 闫珂柱(1956—), 男, 博士, 教授, 主要从事量子信息和玻色-爱因斯坦凝聚理论等方面的研究。

E-mail: yankezhu@126.com(通信联系人)

耦合方法。同时上述多种方案可以互相结合,从而有效地消除退相干现象对量子计算的影响。并且多种可用于研究退相干的方法,如路径积分方法、蒙特-卡罗方法、半经典方法、朗之万方程、短时微扰展开方法以及主方程方法应运而生,也让我们对不同条件下的退相干有了深刻的认识。随着现代纳米技术的提高,量子器件的可调谐性也越来越高,继而是由腔场和热库的强耦合反应的非马尔科夫记忆效应也在量子相干操作中变得越来越重要,尤其是近几年来,长时记忆效应和强耦合效应在腔场动力学中已经成为不可忽略的因素^[9],所以路径积分方法已不能满足对强耦合效应和长时耦合效应的研究需求。典型的例子有:光场在腔阵列或光纤中的传播^[10-12],基于人工有色噪声的离子囚禁^[13-17],微腔与耦合谐振光学波导(CROW)或光子晶体的相互作用^[17-25]等。特别地,离子囚禁与热库的耦合中热库的特征频率的变化可以通过对一个可以限定热库频谱的带通滤波器施加随机电场来实现^[13]。对于微腔与CROW或光子晶体的耦合,它们之间的耦合量可以通过改变腔的几何参数和腔与CROW之间的距离实现^[24]。以上两例都很好反映了非马尔科夫耗散并给出了退极化通道^[14-16,24]。2011中国科学院量子信息重点实验室李传峰研究组与芬兰、德国研究组合作,在实验上首次实现了对开放量子系统的环境调控,观察到了开放系统的马尔科夫过程到非马尔科夫过程的突变现象^[26]。他们制备出高纯度的纠缠光子对,将其中一个光子的偏振比特作为量子系统,将该光子的频率作为环境,通过石英片使量子系统与环境相互作用,实现系统在环境中的演化。创造性地在光路中加入特制的光学元件法布里-珀罗腔,通过改变法布里-珀罗腔的转动角度,利用另外一个光子做辅助探测,观察到了开放系统动力学演化的突变现象:转动到某个角度,环境的马尔科夫性突然消失,变成非马尔科夫环境;继续转动到另一个角度时,环境的非马尔科夫性又突然消失,变成马尔科夫环境。基于此实验,可以观测到表征了系统非马尔科夫效应的量子纠缠的突然死亡和突然产生现象^[27]。这些强耦合或长时非马尔科夫记忆效应都反映了腔场系统的复杂非马尔科夫过程^[28-29]。

离子囚禁的马尔科夫行为在很多工作^[14-17]中已经被讨论,本文将对腔场与环境(CROW或光子晶体)的耦合展开讨论。将腔作为开放系统,其量子动力学完全由约化密度算符表述的主方程来描述。腔场的主方程在很多教材中都已经给出^[30],它完整地描述了腔场在开放系统中的量子耗散和退相干动力学。本文将引用开放腔场系统的主方程来研究腔场与环境(CROW或光子晶体)的耦合及失谐量对开放腔场系统的影响,通过引入腔场与热库耦合的约化密度算符所决定的主方程,研究不同谱宽度下腔的平均模振幅和腔场能量耗散的变化规律。

2 腔场开放系统的主方程

对于一个单模腔与一般热库的耦合系统,整个系统的哈密顿量^[31]为

$$H = \hbar\omega_0 a^\dagger a + \sum_k \hbar\omega_k b_k^\dagger b_k + \sum_k \hbar V_k (b_k^\dagger a + a^\dagger b_k), \quad (1)$$

其中,右边第一项为单模腔的哈密顿量, a^\dagger 和 a 是腔场的产生算符和湮灭算符, ω_0 是腔场频率;第二项可以写为 H_R ,它是热库中无穷多个谐振子的哈密顿量的和, b_k^\dagger 和 b_k 是相应的第 k 个频率为 ω_k 的振子的产生算符和湮灭算符;最后一项描述了腔和热库的耦合, V_k 是腔与热库之间的耦合强度。

腔场的主方程由系统的约化密度矩阵给出,约化密度矩阵是整个系统的密度矩阵对环境的自由度求迹^[32] $\rho(t) \equiv \text{tr}_R \rho_{\text{tot}}(t)$,所有的密度矩阵由量子Liouville方程给出:

$$\rho_{\text{tot}}(t) = \exp\left[-\frac{i}{\hbar}H(t-t_0)\right]\rho_{\text{tot}}(t_0) \times \exp\left[\frac{i}{\hbar}H(t-t_0)\right].$$

通常假定在初始时刻 t_0 之前,腔场和热库是不相干的,即 $\rho_{\text{tot}}(t_0) = \rho(t_0) \otimes \rho_R(t_0)$,初始时刻热库处于热平衡状态 $\rho_R(t_0) = \frac{1}{Z} \exp\left(-\frac{H_R}{k_B T}\right)$, k_B 为玻尔兹曼常数, T 为热库的初始温度。对整个环境的自由度求迹可以通过相干态路径积分表述^[33]中的费曼-弗农影响泛函方法^[34]得到:

$$\dot{\rho}(t) = -i\omega_0'(t)[a^\dagger a, \rho(t)] + \kappa(t)\{2a\rho(t)a^\dagger - a^\dagger a\rho(t) - \rho(t)a^\dagger a\} + \bar{\kappa}(t)\{a^\dagger \rho(t)a + a\rho(t)a^\dagger - a^\dagger a\rho(t) - \rho(t)aa^\dagger\}, \quad (2)$$

式中关于时间 t 的系数中, $\omega'_0(t)$ 是腔的重整化频率, $\kappa(t)$ 和 $\bar{\kappa}(t)$ 描述了腔场因与热库耦合产生的耗散和热噪声。这些参数由下列关系决定:

$$\omega'_0(t) = -\text{Im}[\dot{u}(t)u^{-1}(t) + \text{H. c.}], \quad (3a)$$

$$\kappa(t) = -\text{Re}[\dot{u}(t)u^{-1}(t) + \text{H. c.}], \quad (3b)$$

$$\bar{\kappa}(t) = \dot{v}(t) - 2v(t)\text{Re}[\dot{u}(t)u^{-1}(t) + \text{H. c.}], \quad (3c)$$

$u(t)$ 是系统的非平衡态滞后格林函数, $u(t)$ 、 $v(t)$ 满足运动微积分方程:

$$\dot{u}(\tau) + i\omega_0 u(\tau) + \int_{t_0}^{\tau} d\tau' g(\tau - \tau') u(\tau') = 0, \quad (4a)$$

$$\dot{v}(\tau) + i\omega_0 v(\tau) + \int_{t_0}^{\tau} d\tau' g(\tau - \tau') v(\tau') =$$

$$\int_{t_0}^{\tau} d\tau' \bar{g}(\tau - \tau') \bar{u}^*(\tau). \quad (4b)$$

假定在初始时刻 $u(t_0) = 1, v(t_0) = 0$, 且有 $\bar{u}(\tau) \equiv u(t + t_0 - \tau)$, (4) 式中的两个积分方程包含了两个关于热库非微扰性的时间关联函数 $g(\tau - \tau')$ 和 $\bar{g}(\tau - \tau')$ 。这两个时间关联函数表征了热库和腔的所有的马尔科夫记忆效应, 热库的谱密度为 $J(\omega) = 2\pi \sum_k |V_k|^2 \delta(\omega - \omega_k)$, (4) 式中包含的两个时间关联函数可以改写为

$$g(\tau - \tau') = \int_0^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} J(\omega) \exp[-i\omega(\tau - \tau')], \quad (5a)$$

$$\bar{g}(\tau - \tau') = \int_0^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} J(\omega) \bar{n}(\omega, T) \exp[-i\omega(\tau - \tau')], \quad (5b)$$

其中 $\bar{n}(\omega, T) = \frac{1}{\exp(\hbar\omega/k_B T)}$ 表示初始时刻 t_0 热库热激发时的平均光子数。假定热库的光谱是连续的, 则有 $V_k \rightarrow V(\omega)$, 此时谱密度可以变为 $J(\omega) = 2\pi g(\omega) |V(\omega)|^2$, $g(\omega)$ 为热库的态密度。通过主方程引入的关于时间的函数 $\omega'_0(t)$, $\kappa(t)$ 和 $\bar{\kappa}(t)$ 来描述马尔科夫动力学, 主方程中的时间关联函数通过 (4) 式可以完全地描述系统和环境之间的反馈效应, 解 (4) 式有:

$$\dot{u}(t) + i\omega_0 u(t) + \int_{t_0}^t d\tau g(t - \tau) u(\tau) = 0, \quad (6a)$$

$$v(t) = \int_{t_0}^t d\tau_1 \int_{t_0}^{\tau_1} d\tau_2 \bar{u}(\tau_1) \bar{g}(\tau_1 - \tau_2) \bar{u}^*(\tau_2). \quad (6b)$$

微积分方程 (6) 式反映了 $u(t)$ 是腔场的传播函数,

在非平衡态格林函数理论中也称为滞后格林函数, $v(t)$ 是相应的关联格林函数, 它也是由 $u(\tau)$ 决定的。下面将就特定的物理量分析 $u(t)$ 在开放系统中的地位。

研究腔场的一个重要参量是平均腔模振幅^[35], 平均腔模振幅的定义为 $\langle a(t) \rangle = \text{tr}[a\rho(t)]$, $\langle a(t) \rangle$ 遵循运动方程:

$$\langle \dot{a}(t) \rangle = -[\langle i\omega'_0(t) + \kappa(t) \rangle] \langle a(t) \rangle = \frac{\dot{u}(t)}{u(t)} \langle a(t) \rangle, \quad (7)$$

可得

$$\langle a(t) \rangle = u(t) \langle a(t_0) \rangle, \quad (8)$$

(8) 式也意味着平均模振幅的时间演化完全由 $u(t)$ 所决定, 也说明了 $u(t)$ 是表征腔场模振幅演化的传播函数。

下面利用 Laplace 变换 $F(s) = \int_{t_0}^{\infty} f(t) \exp[-s(t - t_0)] dt$ 求解 (6) 式中的格林函数 $u(t, t_0)$ 。在复数空间, 用 $-iz$ 替换 s , Laplace 变换的形式转化为

$$F(z) = L[f(t)] = \int_{t_0}^{\infty} f(t) \exp[iz(t - t_0)] dt, \quad (9a)$$

$$f(t) = L^{-1}[F(z)] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty - i\lambda}^{\infty + i\lambda} F(z) \times \exp[-iz(t - t_0)] dz, \quad (9b)$$

(9b) 式中的积分上下限是修改后的路径, λ 是大于 $F(z)$ 极点的虚部的任意正数。应用修改的 Laplace 变换代入滞后格林函数 $u(t, t_0)$, 得到

$$U(z) = \frac{i}{z - \omega_c - \Sigma(z)}. \quad (10)$$

对 $U(z)$ 做逆 Laplace 变换就会得到格林函数 $u(t, t_0)$ 的表达式。式中 $\Sigma(z)$ 是自能函数的 Laplace 变换。

3 系统格林函数计算

将洛伦兹型的谱密度^[36-37]作为研究对象:

$$J(\omega) = \frac{\Gamma d^2}{(\omega - \omega_c)^2 + d^2} \Theta(\Omega - |\omega - \omega_c|), \quad (11)$$

其中 d 是洛伦兹谱密度的半峰全宽, Γ 是腔场和热库之间的耦合强度, ω_c 是截止频率。那么对于 (10) 式中的 $\Sigma(z)$ 有:

$$\Sigma(z) = \frac{1}{\pi} \left[\frac{\Gamma d^2}{(z - \omega_c)^2 + d^2} \log\left(\frac{\omega_c - \Omega - z}{\omega_c + \Omega - z}\right) + \frac{2(z - \omega_c) \Gamma d}{(z - \omega_c)^2 + d^2} \arctan\left(\frac{\Omega}{d}\right) \right]. \quad (12)$$

1) 若 Ω 为有限值, z 和截止频率 ω_c 满足 $\omega_c - \Omega < z < \omega_c + \Omega$ 的关系, 得到

$$\lim_{\epsilon \rightarrow 0^+} \Sigma(z \pm i\epsilon) = \Delta(z) \mp iJ(z), \quad (13)$$

其中

$$\Delta(z) = \frac{1}{\pi} \left[\frac{\Gamma d^2}{(z - \omega_c)^2 + d^2} \log \frac{z - (\omega_c - \Omega)}{(\omega_c + \Omega) - z} + \frac{2(z - \omega_c)\Gamma d}{(z - \omega_c)^2 + d^2} \arctan\left(\frac{\Omega}{d}\right) \right]. \quad (14)$$

此时, 格林函数 $u(t, t_0)$ 的解析解为

$$u(t - t_0) = \sum_j Z_j \exp[-i\omega'_j(t - t_0)] + \frac{1}{\pi} \int_{\omega_c - \Omega}^{\omega_c + \Omega} \frac{J(\omega)}{[\omega - \omega_0 - \Delta(\omega)]^2 + J^2(\omega)} \exp[-i\omega(t - t_0)] d\omega, \quad (15)$$

其中, 第一项中的极点 ω'_j 可表示为

$$\omega'_j - \omega_0 = \Sigma(\omega'_j), \quad (16)$$

相应的残数为

$$Z_j = \frac{1}{1 - \Sigma'(\omega'_j)}. \quad (17)$$

简化为

$$\Sigma(z) = \frac{\Gamma d}{z - \omega_c + id} \quad (\text{for } \Omega \rightarrow \infty). \quad (18)$$

此时局域束缚模消失 [当满足 $J(z) = 0$ 时存在],

(14) 式变为

$$\Delta(z) = \frac{(z - \omega_c)\Gamma d}{(z - \omega_c)^2 + d^2} = \frac{z - \omega_c}{d} J(z), \quad (19)$$

(15) 式可以简化为

2) 若 $\Omega \rightarrow \infty, \text{Im}\{z\} > 0$, 满足 $\arctan\left(\frac{\Omega}{d}\right) \rightarrow \frac{\pi}{2}$, 并且有 $\log\left(\frac{\omega_c - \Omega - z}{\omega_c + \Omega - z}\right) \rightarrow -\pi i$, (12) 式就可以

$$u(t - t_0) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{i(z - \omega_c + id)}{(z - \omega_0)(z - \omega_c) - \Gamma d + i(z - \omega_0)d} - \frac{i(z - \omega_c - id)}{(z - \omega_0)(z - \omega_c) - \Gamma d - i(z - \omega_0)d} \right] \times \exp[-iz(t - t_0)] dz. \quad (20)$$

(20) 式中的第一项是 (15) 式的逆 Laplace 变换, 它给出了当 $\Omega \rightarrow \infty$ 时的格林函数 $u(t, t_0)$ 的解。但是从 (20) 式的第二项可以看出, 被积函数有两个极点:

$$z_{\pm} = \frac{\omega_0 + \omega_c - id \pm \omega_{\delta}}{2}, \quad (21)$$

其中, $\omega_{\delta} = \sqrt{(\delta + id)^2 + 4\Gamma d}$, $\delta = \omega_0 - \omega_c$ 。(21) 式的两个极点都位于复平面的上半平面, 因此被积函数是发散的, 所以让路径沿下半平面积分, 此时得到的 $u(t, t_0)$ 为

$$u(t - t_0) = \exp\left\{-\frac{1}{2}[i(\omega_0 + \omega_c) + d](t - t_0)\right\} \left\{ \frac{\delta + \omega_{\delta} + id}{2\omega_{\delta}} \exp\left[-\frac{i}{2}\omega_{\delta}(t - t_0)\right] - \frac{\delta - \omega_{\delta} + id}{2\omega_{\delta}} \exp\left[\frac{i}{2}\omega_{\delta}(t - t_0)\right] \right\}. \quad (22)$$

(22) 式给出了热库的格林函数的解析解, 可以看出若谱密度足够宽 ($d > 4\Gamma$), 则格林函数 $u(t, t_0)$ 以指数的形式衰减。通过对传播格林函数的计算, 可以得到腔模振幅、腔场能量 (腔内平均光子数) 耗散以及温度对非马尔科夫效应影响等规律的演化。

4 主要结果和讨论

对于如 CROW 的热库, 耦合强度可以通过改变腔的几何参数或腔与热库之间的距离等方法来控制。取 $\omega_0 = 21.5 \text{ GHz}$, $\Gamma = 1$, 通过输入这些参数, 从数值上分析了腔与洛伦兹型热库以不同耦合强度

和失谐量耦合时的演化规律。

图 1(a) 说明在腔与热库共振失谐量 $\delta = \omega_0 - \omega_c = 0$ 的情况下, 如果谱密度足够宽 ($d > 4\Gamma$), 格林函数 $|u(t, t_0)|$ 以指数的形式衰减 (典型马尔科夫过程), 最终衰减至零。相反, 如果谱密度的半峰全宽满足 $d < 4\Gamma$, 格林函数 $|u(t, t_0)|$ 会以振荡的形式衰减 (非马尔科夫过程), 振幅会逐步减小。 d 越小, 其非马尔科夫记忆效应就越明显, 格林函数的波动振幅越大, 记忆时间也越长。图 1(b) 是当谱密度的半峰全宽为 0.05 时, 不同失谐量下 $|u(t, t_0)|$ 随时间的演化。当腔场与热库共振时, 格林函数在零值上振

荡。但当失谐量不为零时,振荡的最小值不为零,尤其是失谐量很大时,格林函数在 1 附近振荡,腔场与

热库相干性明显变弱,非马尔科夫记忆时间变短。

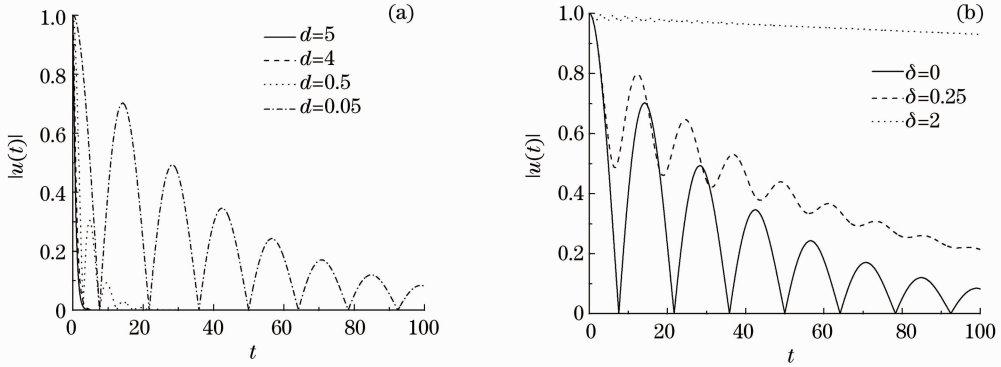


图 1 (a) $|u(t, t_0)|$ 的模在不同的谱密度半峰全宽下随时间的演化; (b) $|u(t, t_0)|$ 的模在不同的失谐量下随时间的演化

Fig. 1 (a) Time evolution of $|u(t, t_0)|$ for different d ; (b) time evolution of $|u(t, t_0)|$ for different δ

图 2 给出了当 $d = 0.05$ 时格林函数的模与时间 t 和失谐量 δ 的演化三维图,可以看出 $|u(t, t_0)|$ 关于 $\delta = 0$ 轴对称,当失谐量 δ 很大时,格林函数会在一个非零正值之上做小幅振荡,最终衰减为一个非零值,即系统和热库的相干性变弱,非马尔科夫记忆效应变弱。

为了更清晰地看出 $u(t)$ 的变化规律,图 3 给出 (3b) 式的演化规律, $\kappa(t)$ 表征了主方程中的衰减系数,它描述腔场的能量耗散。随着谱宽 d 的减小,系统从马尔科夫到非马尔科夫过程有根本性的转变。正如图 3(a) 中所示,当谱宽足够大 ($d \geq 4\Gamma$) 时, $\kappa(t)$ 在经过短时间的增长之后,达到一个非零固定值。这表征腔场能量是单调递减的。但是当谱宽很小 ($d < 4\Gamma$) 时, $\kappa(t)$ 的演化与上述完全不同: $\kappa(t)$ 一直在零值上下振荡。此振荡过程表示腔场耗散到热库中的能量会反馈回腔场,即在谱宽很小时,整个系统能量耗散(光子损失)很小,系统在 4Γ 处实现了由马尔科夫到非马尔科夫过程的转变,呈现出非马尔科夫记忆效应。图 3(b) 是当谱密度的半峰全宽为 0.05 时 $\kappa(t)$ 的演化,当失谐量的绝对值为零时,耗散系数振荡幅度最大,能量的交换也最大,但当失谐量绝对值很大时,耗散系数 $\kappa(t)$ 的振荡幅度很小,即腔场与热库的能量交换很小,最终变为零,此时腔场无耗散。

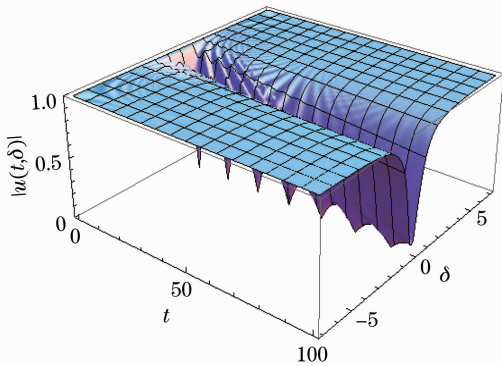


图 2 $|u(t, \delta)|$ 与时间 t 和失谐量 δ 的演化三维图

Fig. 2 Evolution of $|u(t, \delta)|$ with time t and detuning δ

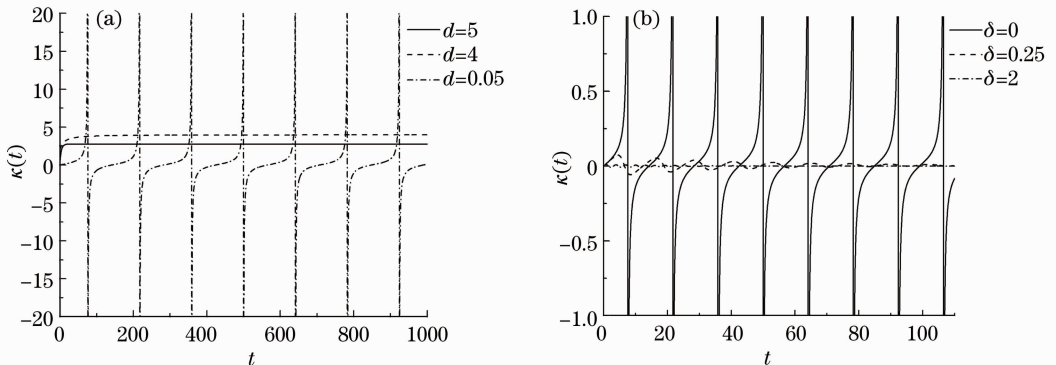


图 3 (a) $\kappa(t)$ 在不同的谱密度半峰全宽下随时间的演化; (b) $\kappa(t)$ 在不同的失谐量下随时间的演化

Fig. 3 (a) Time evolution of $\kappa(t)$ for different d ; (b) time evolution of $\kappa(t)$ for different δ

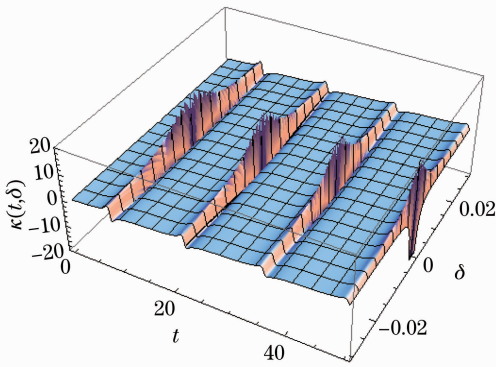


图 4 $\kappa(t)$ 与时间 t 和失谐量 δ 的演化三维图

Fig. 4 Evolution of $\kappa(t)$ with time t and detuning δ

和失谐量 δ 的演化三维图, 得到 $\kappa(t)$ 也是关于 $\delta = 0$ 轴对称的, 腔场共振时 $\kappa(t)$ 的振幅变化最大, 即热库与腔场的能量交换最快速, 反馈的时间也最短。失谐量 δ 变得越大, $\kappa(t)$ 的波动振幅变得越小, 最终变为零, 即腔场与热库没有能量交换。

5 结 论

通过对腔场与洛伦兹热库的耦合动力学研究, 发现当谱密度半峰全宽足够宽时, 腔场的腔模振幅会以指数形式衰减至零, 并且随 d 的增大衰减速度变快, 腔场在这种机制下表现为马尔科夫过程。当谱密度半峰全宽足够小时, 腔模振幅会有一个长时振荡, 腔场耗散到热库中的能量(光子数)会再次反馈到腔场中去, 在这个过程中能量会逐步散逸, 因此格林函数 $u(t, t_0)$ 最终都会衰减为零, 但这种振荡形式的相干时间明显比单调衰减的时间要长。同样若固定谱密度半峰全宽, 改变耦合强度 Γ , 结论与上述类似。并且腔模振幅关于失谐量 $\delta = 0$ 轴对称说明了失谐量的绝对值表征了腔场非马尔科夫记忆效应的强弱和腔场能量耗散的快慢, 失谐量越大, 非马尔科夫记忆效应越弱, 腔场能量耗散的幅度越小。通过三维图可以看出系统与热库的相干性越强, 非马尔科夫记忆时间就越长。

参 考 文 献

- 1 H Carmichael. An Open Systems Approach to Quantum Optics [M]. Berlin: Springer-Verlag, 1993. 1-5.
- 2 H M Wiseman, G J Milburn. Quantum theory of optical feedback via homodyne detection [J]. Phys Rev Lett, 1993, 70(5): 548-551.
- 3 D A Lidar, I L Chuang, K B Whaley. Decoherence-free subspaces for quantum computation [J]. Phys Rev Lett, 1998, 81(12): 2594-2597.
- 4 L Viola, E Knill, S Lloyd. Dynamical decoupling of open quantum systems [J]. Phys Rev Lett, 1999, 82(12): 2417-2421.

- 5 K Khodjasteh, D A Lidar. Fault-tolerant quantum dynamical decoupling [J]. Phys Rev Lett, 2005, 95(18): 180501.
- 6 W Yang, R Liu. Universality of Uhrig dynamical decoupling for suppressing qubit pure dephasing and relaxation [J]. Phys Rev Lett, 2008, 101(18): 108403.
- 7 J Du, X Rong, N Zhao, *et al.*. Preserving electron spin coherence in solids by optimal dynamical decoupling [J]. Nature, 2009, 461(7268): 1265-1268.
- 8 Lü Hongjun, Xie Guangjun. Coding and correcting circuits for two-quantum errors [J]. Acta Optica Sinica, 2011, 31(5): 0527001
吕洪君, 解光军. 两位量子纠错的编码方案及量子电路的实现 [J]. 光学学报, 2011, 31(5): 0527001.
- 9 Lu Daoming. Transfer of quantum information with the system of atoms interacting with coupled cavities via two-photon hopping interaction [J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(6): 0627001
卢道明. 利用双光子过程耦合腔系统实现量子信息转移 [J]. 光学学报, 2012, 32(6): 0627001.
- 10 M J Hartmann, F G S L Brandão, M B Plenio. Strongly interacting polaritons in coupled arrays of cavities [J]. Nature Physics, 2006, 2(12): 849-855.
- 11 T Pellizzari. Quantum networking with optical fibres [J]. Phys Rev Lett, 1997, 79(26): 5242-5245.
- 12 A Biswas, D A Lidar. Robust transmission of non-Gaussian entanglement over optical fibers [J]. Phys Rev A, 2006, 74(6): 062303.
- 13 Q A Turchette, C J Myatt, B E King, *et al.*. Decoherence and decay of motional quantum states of a trapped atom coupled to engineered reservoirs [J]. Phys Rev A, 2000, 62(5): 053807.
- 14 S. Maniscalco, J. Piilo, F. Intravaia, *et al.*. Simulating quantum Brownian motion with single trapped ions [J]. Phys Rev A, 2004, 69(5): 052101.
- 15 J. Piilo, S. Maniscalco. Driven harmonic oscillator as a quantum simulator for open systems [J]. Phys Rev A, 2006, 74(3): 032303.
- 16 J Paavola, J Piilo, K-A Suominen, *et al.*. Environment-dependent dissipation in quantum Brownian motion [J]. Phys Rev A, 2009, 79(5): 052120.
- 17 Ji Weibang, Wan Jinyin, Cheng Huadong, *et al.*. Scalable grooved planar ion chip design for quantum information processing [J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(7): 0727001
冀炜邦, 万金银, 成华东, 等. 可扩展的用于量子信息处理的刻槽平面离子芯片设计 [J]. 光学学报, 2012, 32(7): 0727001.
- 18 N Stefanou, A Modinos. Impurity bands in photonic insulators [J]. Phys Rev B, 1998, 57(19): 12127-12133.
- 19 A Yariv, Y Xu, R K Lee, *et al.*. Coupled-resonator optical waveguide: a proposal and analysis [J]. Opt Lett, 1999, 24(11): 711-713.
- 20 M Bayindir, B Temelkuran, E Ozbay. Tight-binding description of the coupled defect modes in three-dimensional photonic crystals [J]. Phys Rev Lett, 2000, 84(10): 2140-2143.
- 21 Y Xu, Y Li, R K Lee, *et al.*. Scattering-theory analysis of waveguide-resonator coupling [J]. Phys Rev E, 2000, 62(5): 7389-7404.
- 22 S Olivier, C Smith, M Rattier, *et al.*. Miniband transmission in a photonic crystal coupled-resonator optical waveguide [J]. Opt Lett, 2001, 26(13): 1019-1021.
- 23 L Lin, Z Li. Engineering waveguide-cavity resonant side coupling in a dynamically tunable ultracompact photonic crystal filter [J]. Phys Rev B, 2005, 72(16): 165330.
- 24 Y Liu, Z Wang, M Han, *et al.*. Mode-locking of monolithic laser diodes incorporating coupled-resonator optical waveguides [J]. Opt Express, 2005, 13(12): 4539-4553.
- 25 S Longhi. Non-Markovian decay and lasing condition in an optical microcavity coupled to a structured reservoir [J]. Phys Rev A,

- 2006, 74(6): 063826.
- 26 B H Liu, L Li, Y F Huang, *et al.*. Experimental control of the transition from Markovian to non-Markovian dynamics of open quantum systems[J]. *Nature Physics*, 2011, 7(12): 931–934.
- 27 Zhang Yingjie. Research on Quantum Entanglement and Quantum Correlation Dynamics of the Open System[D]. Qufu, Qufu Normal University, 2011.
张英杰. 开放系统量子纠缠与量子关联动力学研究[D]. 曲阜, 曲阜师范大学, 2011.
- 28 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.
- 29 Li Yueke, Zhang Guiming, Gao Yunfeng. Atomic emission and cavity field spectra for a nondegenerate two-photon Jaynes-Cummings model in the presence of pair-coherent states[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, 31(5): 0527002.
李悦科, 张桂明, 高云峰. 对相干态光场中非简并双光子 Jaynes-Cummings 模型的辐射谱和腔场谱[J]. *光学学报*, 2011, 31(5): 0527002.
- 30 H P Breuer, F Petruccione. *The Theory of Open Quantum Systems* [M]. New York: Oxford University Press, 2007. 109–210.
- 31 M W Y Tu, W Zhang. Non-Markovian decoherence theory for a double-dot charge qubit [J]. *Phys Rev B*, 2008, 78(23): 235311.
- 32 M W Y Tu, M Lee, W Zhang. Exact master equation and non-Markovian decoherence for quantum dot quantum computing [J]. *Quantum Information Processing*, 2009, 8(6): 631–646.
- 33 W Zhang, D Feng, R Gilmore. Coherent states: theory and some applications [J]. *Rev Mod Phys*, 1990, 62(4): 867–927.
- 34 R P Feynman, F L Vernon Jr. The theory of a general quantum system interacting with a linear dissipative system [J]. *Annals of Physics*, 1963, 24: 118–173.
- 35 W Zhang, M Wu, C U Lei, *et al.*. Non-Markovian dynamics of a microcavity coupled to a waveguide in photonic crystals [J]. *Opt Express*, 2010, 18(17): 18407–18418.
- 36 S Welack, M Schreiber, U Kleinekathöfer. The influence of ultrafast laser pulses on electron transfer in molecular wires studied by a non-Markovian density-matrix approach [J]. *J Chemical Physics*, 2006, 124(4): 044712.
- 37 J Jin, X Zheng, Y Yan. Exact dynamics of dissipative electronic systems and quantum transport: hierarchical equations of motion approach [J]. *J Chemical Physics*, 2008, 128(23): 234703.

栏目编辑：李文誌