

文章编号: 1000-5862(2015)04-0393-06

外加经典驱动场保护非马尔科夫信道量子失协的对策

万向东

(江西师范大学现代教育技术应用中心, 江西 南昌 330022)

摘要: 讨论了外加经典驱动场对非马尔科夫信道量子失协动力学演化的影响. 研究表明: 尽管调控经典场的幅度、频率均能够对非马尔科夫信道量子失协起保护作用, 但保护的效果有较大差别; 能对系统量子失协保持起关键作用的是量子比特的有效频率与热库中心频率间的总失谐, 调控经典驱动场的幅度是增大总失谐的最有效的途径. 提升经典驱动场的幅度是实现量子失协保持最有效的方法.

关键词: 量子失协; 非马尔科夫信道; 准模理论

中图分类号: O 431.2 **文献标志码:** A **DOI:** 10.16357/j.cnki.issn1000-5862.2015.04.12

0 引言

量子关联(包括量子纠缠和量子失协)是量子信息和量子计算的重要资源, 研究环境噪声对多量子比特系统的纠缠动力学演化的影响在量子信息学中占有极为重要的地位^[1-5]. 实际的量子系统都是开放系统, 系统与环境的相互作用会导致系统相干性的消失^[6-8], 人们把由于环境耗散的影响导致量子系统在有限时间内完全摆脱纠缠的现象称为纠缠猝死(ESD). 为了确保量子逻辑和量子计算正确计算的实现, 人们对纠缠死亡现象作了大量的研究工作, 不仅给出了许多避免纠缠猝死的方案, 而且还提出了在某些情况下, 实现纠缠新生的计划^[9-10].

尽管已对开放系统中的量子关联动力学进行了许多的研究, 但是, 导致量子系统退相干的机制并没有完全搞清楚, 对其深入地了解仍是一个比较长期的任务^[11-12]. 文献[13]研究了双量子比特与自独立的非马尔科夫环境相互作用模型, 发现环境的非马尔科夫性(记忆效应)可以延长系统退纠缠时间, 文献[14]进一步讨论了失谐量对双量子比特系统和热库系统纠缠动力学的影响. 文献[15-16]则讨论了利用量子反馈控制技术保护非马尔科夫信道中量子体系间的纠缠.

由于非马尔科夫系统与环境之间的相互作用包含有环境对系统动态变化的记忆和信息反馈过程, 从信息论的角度来认识有利于量子关联的保持, 从

控制理论的角度来认识实际上可能有利于量子反馈控制的实现. 文献[17]证明了在非马尔科夫环境下, 通过量子调控手段, 可以实现对系统纠缠衰减的有效抑制和对纠缠回复的有效保持. 如何针对环境退相干的影响, 对量子关联保持实施相应的量子控制策略仍是当前量子信息理论的一个紧迫任务.

最近的研究表明: 一般的两体量子失协并不总是大于相应的量子纠缠, 这实际意味着量子失协并不是简单的量子纠缠和一些其他的非经典关联的总和^[18]. 本文在研究非马尔科夫信道量子失协动力学演化特征的基础上, 探索如何通过调控外加经典驱动场实现对量子关联的保护.

1 量子关联

量子失协或许是一种比量子纠缠更本质的资源, 目前如何度量量子失协仍是一个开放的问题. 基于互信息差异定义的量子失协为^[19]

$$QD(\rho_{AB}) = I(\rho_{AB}) - CC(\rho_{AB}),$$

其中 $I(\rho_{AB}) = S(\rho_A) + S(\rho_B) - S(\rho_{AB})$ 为量子互信息, $CC(\rho_{AB})$ 为 2 个半系统间的经典关联, 它量化了当忽视一个子系统(如 B 子系统)和用一组正交测量来观测这个子系统所导致的 A 系统熵的差值. $S(\rho_j) = -\text{Tr}(\rho_j \log_2 \rho_j)$ 代表子系统 j 的 von Neumann 熵, $S(\rho_{AB}) = -\text{Tr}(\rho_{AB} \log_2 \rho_{AB})$ 为复合系统总的 von Neumann 熵. 基于文献[20-21]的讨论, 当系统初始处于 X 态时, 任意时刻系统的量子失协与

收稿日期: 2014-10-12

基金项目: 江西省自然科学基金(20132BAB202007)资助项目.

作者简介: 万向东(1959-), 男, 江西临川人, 高级实验师, 主要从事信息技术的研究.

经典关联分别为 $QD_A(\rho_{AB}) = \min\{Q_1(\rho_{AB}), Q_2(\rho_{AB})\}$, $CC_A(\rho_{AB}) = \max\{C_1(\rho_{AB}), C_2(\rho_{AB})\}$, 其中 $Q_1(\rho_{AB}) = S(\rho^A) - S(\rho^{AB}) - D_1$, $Q_2(\rho_{AB}) = S(\rho^A) - S(\rho^{AB}) - D_2$, $C_1(\rho_{AB}) = S(\rho^B) + D_1$, $C_2(\rho_{AB}) = S(\rho^B) + D_2$, $D_1 = \sum_{k=1}^2 \left\{ \frac{\rho_{11}(t) + \rho_{22}(t)}{2} \cdot \left[1 + (-1)^k \frac{|\rho_{11}(t) - \rho_{22}(t)|}{\rho_{11}(t) + \rho_{22}(t)} \right] \log_2 \left[\frac{1}{2} \left(1 + (-1)^k \frac{|\rho_{11}(t) - \rho_{22}(t)|}{\rho_{11}(t) + \rho_{22}(t)} \right) \right] \right\} + \sum_{k=1}^2 \left\{ \frac{\rho_{33}(t) + \rho_{44}(t)}{2} \left[1 + (-1)^k \frac{|\rho_{33}(t) - \rho_{44}(t)|}{\rho_{33}(t) + \rho_{44}(t)} \right] \cdot \log_2 \left[\frac{1}{2} \left(1 + (-1)^k \frac{|\rho_{33}(t) - \rho_{44}(t)|}{\rho_{33}(t) + \rho_{44}(t)} \right) \right] \right\}$, $D_2 = \frac{1 - \sqrt{\varepsilon}}{2} \log_2 \left(\frac{1 - \sqrt{\varepsilon}}{2} \right) + \frac{1 + \sqrt{\varepsilon}}{2} \log_2 \left(\frac{1 + \sqrt{\varepsilon}}{2} \right)$, $\varepsilon^2 = [\rho_{11}(t) - \rho_{22}(t) + \rho_{33}(t) - \rho_{44}(t)]^2 + 4[|\rho_{23}(t)| + |\rho_{14}(t)|]^2$.

需要指出的是:若 $\rho_{11}(t) = \rho_{44}(t)$ 或 $\rho_{22}(t) = \rho_{33}(t)$, 不管是对子系统 A 还是对系统 B 进行局域测量, 得到的量子失协与经典关联是完全相等的. 本文着重关注独立信道间的复合效应对量子关联与经典关联的影响, 不涉及不同子系统的局域测量引起的量子失协与经典关联的差异.

2 研究模型

本文研究 2 个无直接相互作用, 但初始纠缠在一起的 2 个量子比特 $A(B)$ 分别处于振幅耗散信道 $R_A(R_B)$ 中, 即每一个量子比特与初始处在真空态的独立热库发生相互作用; 同时, 每一个量子比特又都受到一个在外加经典驱动场的作用(为简便, 本文假设每个信道的经典驱动场是完全一样的). 当单量子比特只有一个激发态 $|e\rangle$ 和一个基态 $|g\rangle$, 该单量子比特与热库总的哈密顿量为^[22]

$$\hat{H} = \frac{1}{2}\omega_0\sigma_z + \sum_k \omega_k a_k^\dagger a_k + (\sigma_+ R + \Omega e^{-i\omega_E t} + h.c.),$$

其中 $R = \sum_k g_k a_k$, ω_0 为二能级量子系统的跃迁频率, σ_z 与 σ_\pm 为量子系统的泡利算符; ω_k 为环境的第 k 个模式的频率, $a_k(a_k^\dagger)$ 为相应模的产生和湮灭算符, g_k 为耦合系数; ω_E 为外加经典驱动场的频率, Ω 为量子比特与驱动场耦合的拉比频率, 反映了量子比特与驱动场间相互作用的强度, 本文假定其为实数.

根据文献[23]的处理思路, 可以通过么正变换与表象变换, 将哈密顿量变换到修饰态表象. 修饰态表象的激发态 $|E\rangle$ 和基态 $|G\rangle$ 为 $|E\rangle = \cos\chi|e\rangle + \sin\chi|g\rangle$, $|G\rangle = -\sin\chi|e\rangle + \cos\chi|g\rangle$, 其中 $\tan(2\chi) = 2|\Omega|/\Delta$.

在修饰态表象中, 有效哈密顿量可以表示为

$$\hat{H}' = \frac{1}{2}\omega_D\sigma_z + \sum_k \omega_k a_k^\dagger a_k + (e^{-i\omega_E t} \rho_+ R + h.c.) \cos^2\chi,$$

$$\omega_D = \sqrt{\Delta^2 + 4|\Omega|^2} \quad (\Delta = \omega_0 - \omega_E),$$

ω_D 为修饰频率, Δ 为驱动频率与量子比特的跃迁频率 ω_0 间的失谐. $\rho_z = |E\rangle\langle E| - |G\rangle\langle G|$ 与 $\rho_+ = |E\rangle\langle G|$ 分别为修饰态表象中的反转算符与上升算符.

在修饰态表象中, 考虑整个系统最多只有一个激发的情况, 类似文献[24]的求解过程, 不难得到单量子比特的约化密度矩阵 $\rho_{\text{single}}(t)$:

$$\rho_{\text{single}}(t) = \begin{pmatrix} \rho_{ee}(0) |h(t)|^2 & \rho_{eg}(0) h(t) \\ \rho_{ge}(0) h(t) & 1 - \rho_{ee}(0) |h(t)|^2 \end{pmatrix},$$

$$\frac{d}{dt}h(t) = -\int_0^t d\tau f(t-\tau)h(\tau),$$

$f(t-\tau)$ 代表热库的关联函数, 与热库谱密度 $J(\omega)$ 间具有如下的傅里叶变换关系 $f(t-\tau) = \int_0^\infty d\omega J(\omega) e^{-i(\omega-\omega_0)(t-\tau)}$.

考虑单激发的情况下, 本文选择失谐情况的洛伦兹谱密度以消去热库的模式

$$J(\omega) = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\gamma\lambda^2}{(\omega_0 - \delta - \omega)^2 + \lambda^2}, \quad (1)$$

其中 γ 为系统与热库间的耦合系数, 其与马尔科夫近似下量子比特激发态的弛豫时间 τ_s 间的关系为 $\tau_s = \gamma^{-1}$. λ 为噪声信道的谱宽度, 它与噪声信道的关联时间 τ_B 之间的关系为 $\tau_B = \lambda^{-1}$; λ 越小, 关联时间越大, 信道的非马尔科夫效应越明显. $\delta = \omega_0 - \omega_c$ 表示量子比特的跃迁频 ω_0 与热库的中心频率 ω_c 间的失谐. 毫无疑问, 随着 δ 的增加, 系统与热库间的有效耦合作用降低. 由(1)式给出的谱密度, 不难得到热库的关联函数

$$f(t-\tau) = \frac{1}{2}\gamma\lambda e^{-[\lambda-i\Gamma](t-\tau)},$$

$$h(t) = \exp\left[-\frac{(\lambda-i\Gamma)}{2}\right] \left[\cosh\left(\frac{Ft}{2}\right) + \frac{\lambda-i\Gamma}{F}\sinh\left(\frac{Ft}{2}\right)\right],$$

其中

$$F = \sqrt{(\lambda-i\Gamma)^2 - 8\gamma\lambda \cos^4\chi},$$

$$\Gamma = \delta - \Delta + \omega_D. \quad (2)$$

参数 Γ 代表了总的失谐, 它由内部失谐 (δ) 与外部失谐 (Δ) 共同组成; 外部失谐 Δ 受到外加驱动信号的频率与强度的调节. 根据文献 [25] 的讨论, 由单量子比特的约化密度算符的矩阵元素, 可以方便地构成两量子比特系统的约化密度的矩阵.

3 量子关联

不失一般性, 假设量子系统的初始量子态具有如下形式 $\rho_\psi(r, \theta) = r |\psi(\theta)\rangle\langle\psi(\theta)| + \frac{1-r}{4} I_4$, $\rho_\phi(r, \theta) = r |\Phi(\theta)\rangle\langle\Phi(\theta)| + \frac{1-r}{4} I_4$, 其中 r 为初始量子态的纯度, 取值范围为 $0 \leq r \leq 1$; I 为 4×4 的单位矩阵; $|\psi(\theta)\rangle = \cos\theta |00\rangle + \sin\theta |11\rangle$, $|\Phi(\theta)\rangle = \cos\theta |01\rangle + \sin\theta |10\rangle$, 为类 Bell 态, 参数 θ 能够描述系统的初始纠缠度.

3.1 失谐对量子关联保持的影响

近年来, 随着科学技术的发展, 已经能够在强耦合系统中实现量子信息处理. 在强耦合区域, 非马尔科夫环境引起的记忆效应和信息反馈对量子系统作用需要认真加以考虑. 研究发现: 尽管半导体量子点、超导量子比特等固态量子比特与环境的相互作用都是强耦合作用, 利用系统动力学演化的非马尔科夫过程, 当无外加经典驱动场时, 通过调节量子比特跃迁频率 ω_0 环境库的中心频率 ω_c 间的内部失谐, 可以有效地调控系统量子关联保持的时间. 一般地说, 非马尔科夫效应越明显, 内部失谐越大, 越能够延长量子关联保持的时间. 显然, 在实际应用中, 调控量子比特频率 ω_0 与热库的中心频率 ω_c 间的内部失谐并不方便. 为此, 首先研究经典驱动场的驱动频率 ω_E 与 ω_0 间的外部失谐 $\Delta = |\omega_0 - \omega_E|$ 对量子关联保持的作用.

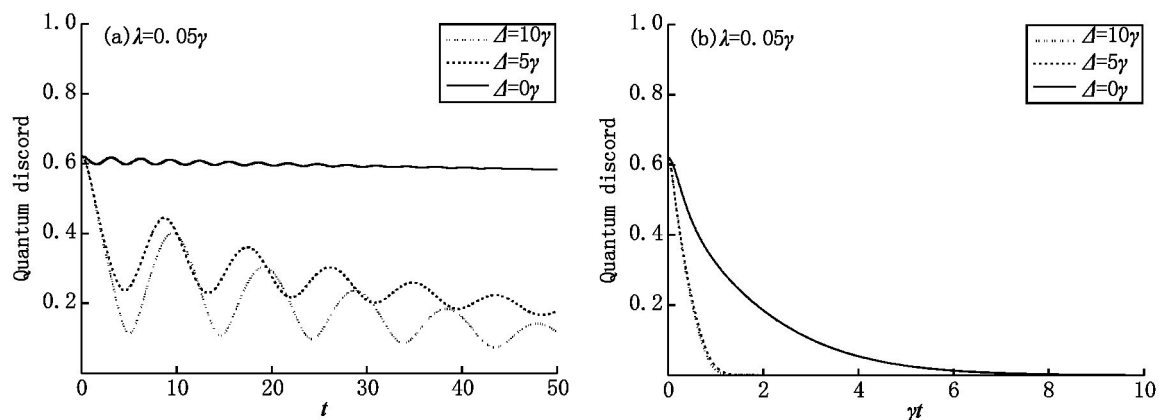


图1 Dynamics of quantum discord as functions of the dimensionless quantity γt in $\rho_\psi(r, \theta)$ state with $r=0.8$, $\theta=\pi/4$, $\Omega=\gamma$, $\delta=0$: (a) and (b) the single-sided channel case; (c) and (d) the two-sided channel case

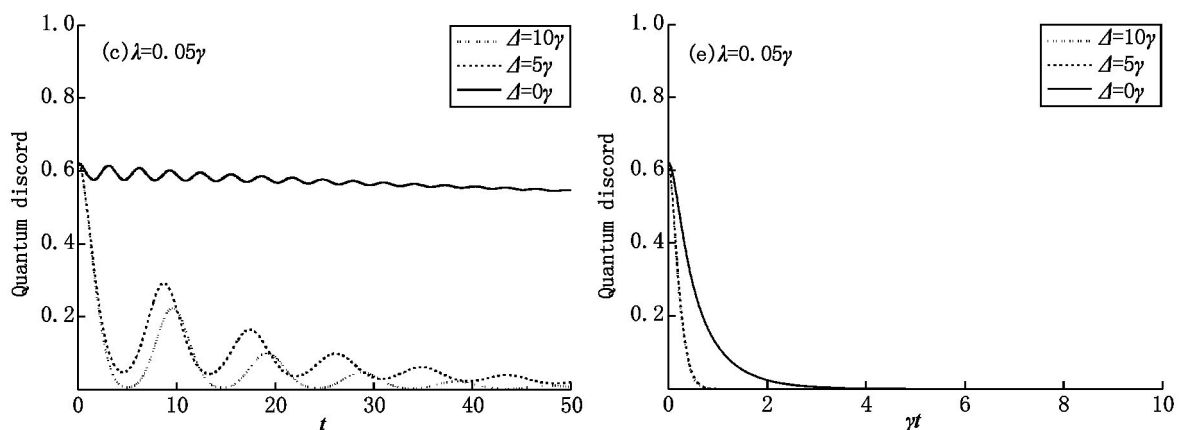


图2 Dynamics of quantum discord as functions of the dimensionless quantity γt in $\rho_\phi(r, \theta)$ state with $r=0.8$, $\theta=\pi/4$, $\Omega=\gamma$, $\delta=0$: (a) and (b) the single-sided channel case; (c) and (d) the two-sided channel case

图1与图2给出量子失协随时间的动力学演化. 图1和图2显示: 如果量子系统与经典驱动场呈

现共振耦合时($\Delta=0$),外加驱动场可以改善系统的量子关联保持时间.然而,对比马尔科夫信道或非马尔科夫信道,系统量子关联的动力学演化行为有着明显的不同.在马尔科夫信道中,经典驱动场只能稍微延缓系统量子关联的衰减;与此不同,在非马尔科夫信道中,共振条件下,经典驱动场可以极大地延长系统量子关联的保持时间.图1和图2还显示:非共振情形下,非常不利于量子关联的保持,外部失谐越大,量子关联的衰减速度越快.尤其是在马尔科夫信道中,量子失协按指数规律单调衰减为零.需要强调指出的是,并非在量子系统与经典驱动场呈现共振耦合情形下就能够实现对量子关联的有效保持,它实际还需要驱动场一定幅度的有效配合,具体原因在后面给出解释.

3.2 驱动信号幅度对量子关联保持的影响

系统与环境的相互作用会导致量子系统频率的

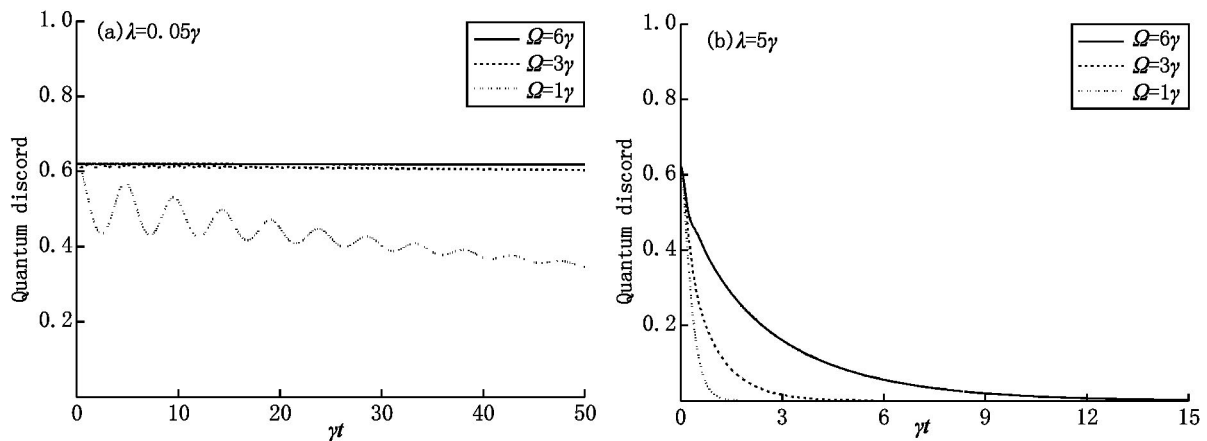


图3 Dynamics of quantum discord as functions of the dimensionless quantity γt in $\rho_{\Psi}(r, \theta)$ state with $r=0.8$, $\theta=\pi/4$, $\Delta=\gamma$, $\delta=0$ in the two-sided channel case.

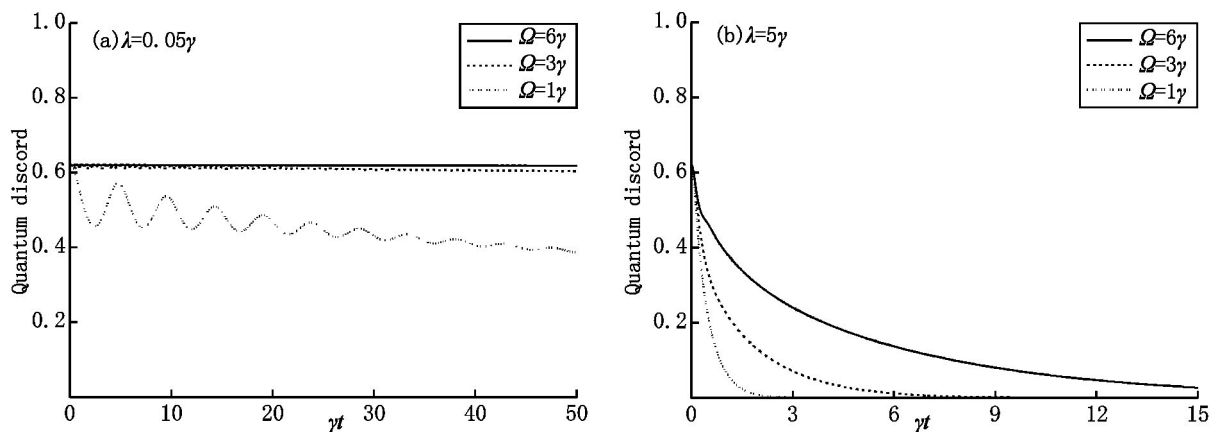


图4 Dynamics of quantum discord as functions of the dimensionless quantity γt in $\rho_{\Psi}(r, \theta)$ state with $r=0.8$, $\theta=\pi/4$, $\Delta=\gamma$, $\delta=0$ in the two-sided channel case.

综合以上的分析,不管采用何种方法与途径,对系统量子关联起有效保护作用的对策都是要提升总

移动,因而在现有的量子信息技术中,通过精确地调节,使经典驱动场与量子比特呈现共振耦合还是一件困难的事情.注意到拉比频率 Ω 反映了量子比特与驱动场相互作用的强度,它与驱动信号幅度成正比,因而调控信号拉比频率的大小就是调控驱动信号的幅度.本节研究经典驱动信号的幅度对量子关联保持的影响.

图3与图4显示了当量子系统与经典驱动场呈现非共振耦合时(取 $\Delta=\gamma$),通过调节外加的驱动信号的幅度,即增大拉比频率,可以有效地延长系统量子关联的保持时间.拉比频率越大,对量子关联的保护效果越好.显然,由于 $\omega_D = \sqrt{\Delta^2 + 4|\Omega|^2}$,提升拉比频率就是增大了修饰频率 ω_D ,也就是提升了总失谐 Γ .

失谐,即增大总失谐参数 $\Gamma = \delta - \Delta + \omega_D$.

失谐对系统的影响体现出2个相反的作用效

果,一方面它加速了量子比特与热库间能量交换的速度,从而提升了系统的非马尔科夫特征;另一方面它又降低了量子比特和热库之间的有效耦合。当没有外加驱动场作用时,调控内部失谐可以延长系统量子关联的保持时间;内部失谐一定,施加外部经典驱动场,调节量子比特与驱动场相互作用的强度(主要是增强驱动信号的幅度),同样可以延长系统量子关联的保持时间。

3.3 物理解释

利用 B. M. Garraway 等^[26]提出的准模理论,可以对上面的调控方法给予简要的物理解释。准模理论认为:热库是由离散准模和连续准模 2 大类的多模谐振子组成的。离散准模仅有少数几个模式,但连续准模模式远多于离散准模。离散准模与连续准模间有直接相互作用,是一个不可逆的耗散过程。尽管量子系统只与离散准模发生可逆的直接相互作用,但由于离散准模与连续准模间存在的不可逆耗散过程,只要信息从系统转移到离散准模中,就必然会发生耗散。非马尔科夫信道存在有限数量的离散准模,马尔科夫信道基本不存在离散准模,因而在非马尔科夫信道中会出现信息回流效应。

当量子系统受到外加驱动场的作用后,原来与离散准模共振耦合的量子比特的频率 ω_0 变换为修饰频率 ω_D ,量子系统不再与热库中的离散准模共振耦合,导致修饰态中量子比特的修饰频率(ω_D)与热库的中心频率(ω_c)间出现失谐现象,从而阻止了量子信息从量子系统转移到热库中,延长了量子关联保持的时间。提升驱动场的幅度,传递给系统的能量就多,更会有效地增大总的失谐量。

结合(2)式,当外加信号强度较弱时($\Delta \gg \Omega$),数值分析可以发现,此时总失谐量 $\Gamma \approx \delta + \omega_D$,基本与驱动场信号频率无关,因而无论如何调控驱动场的频率(包括共振)都难于有效地增加总的失谐时间,因而也就无法有效地延长系统量子关联的保持时间。进一步数值分析可以证明,即使量子系统与经典驱动场呈现大失谐($\Delta \gg 0$),通过调节外加驱动信号的幅度,总是可以有效地增加总的失谐,从而有效地延长系统量子关联的保持时间。以上分析表明:通过调控量子比特与驱动场耦合的拉比频率,即调控经典驱动场的幅度,不仅操作方便,更是延长量子关联保持时间的一种有效方法。

研究结果表明:2个独立耗散信道间的复合效应对调控2个量子比特之间的纠缠具有一定的影响。图1与图2同样展现了在文献[27]讨论过的信道间的复合效应。复合效应阻碍了非马尔科夫信道

中的回流效应,从而不利于量子关联的保持。这种效应同样可以用准模理论进行解释:基于量子比特间的纠缠效应,原来只与各自信道中离散准模进行信息交换的量子比特,现在要与每个信道的离散准模都发生信息交换;进而各自信道的离散准模都要与每个信道的连续准模发生不可逆的耗散相互作用,从而加速了量子关联的衰减。

特别要说明的是,文献[28-29]从不同的角度讨论了利用失谐或与外加驱动场来保护非马尔科夫信道中量子体系的纠缠。本文工作与他们的区别之处在于:将2种保护方案作了综合考虑,比较研究后指出通过调控经典驱动场的频率,保护系统的量子关联并不是一种十分有效的方法;只有增加总的失谐,才能真正有效地实现对系统量子关联的保护。

4 结论

研究了受外加经典场驱动的2个纠缠的量子比特在独立阻尼信道中的量子关联动力学演化。研究结果表明:利用非马尔科夫信道中离散准模引起的信息回流效应,通过调控外加驱动场的幅度,增大量子比特与热库中心频率总的失谐,就能够有效地实现对系统量子关联的保护。这对实际量子信息处理中如何利用非马尔科夫效应来抑制退相干有重要的应用价值。

5 参考文献

- [1] Modi K, Brodutch A, Cable H, et al. The classical-quantum boundary for correlations: discord and related measures [J]. Rev Mod Phys, 2012, 84(4): 1655-1707.
- [2] Ma Jian, Sun Zhe, Wang Xiaoguang, et al. Entanglement dynamics of two qubits in a common bath [J]. Phys Rev A, 2012, 85: 62323.
- [3] Ji Yinghua, Liu Yongmei. Regulation of entanglement and geometric quantum discord of hybrid superconducting qubits for circuit QED [J]. Inter J Theor Phys, 2013, 52(9): 3220-3228.
- [4] Luo Shunlong. Quantum discord for two-qubit systems [J]. Phys Rev A, 2008, 77: 42303.
- [5] Ollivier H, Zurek W H. Quantum discord: A measure of the quantumness of correlations [J]. Phys Rev Lett, 2001, 88: 17901-17905.
- [6] Lopez C E, Romero G, Lastra F, et al. Retamal, sudden birth versus sudden death of entanglement in multipartite systems [J]. Phys Rev Lett, 2008, 101: 80503.
- [7] Ji Yinghua, Liu Yongmei. Investigations into quantum correlation of coupled qubits in a squeezed vacuum reservoir

- [J]. Chin Phys B 2013 22: 20305.
- [8] Laine E M ,Piilo J ,Breuer H P. Measure for the non-markovianity of quantum processes [J]. Phys Rev A 2010 81: 62115.
- [9] Ji Yinghua ,Li W D ,Wen S J. Modulation of entanglement and quantum discord for circuit cavity QED states [J]. Optik ,124(24) : 6882.
- [10] Xiang Zeliang ,Ashhab S ,You J Q ,et al. Hybrid quantum circuits: Superconducting circuits interacting with other quantum systems [J]. Rev Mod Phys 2013 85: 623.
- [11] Maniscalco S ,Francica F ,Zaffino R L ,et al. Protecting entanglement via the quantum Zeno effect [J]. Phys Rev Lett 2008 100: 90503.
- [12] Li Yang ,Zhou Jiang ,Guo Hong. Effect of the dipole-dipole interaction for two atoms with different couplings in a non-markovian environment [J]. Phys Rev A ,2009 ,79: 12309.
- [13] Bellomo B ,Lo Franco R ,Compagno G. Non-markovian effects on the dynamics of entanglement [J]. Phys Rev Lett 2007 99: 160502.
- [14] Zhang Y J ,Man Z X ,Xia Y J. [J]. Eur Phys J D 2009 , 55: 173.
- [15] Branczyk A M ,Mendonca P E M F ,Gilchrist A ,et al. Quantum control of a single qubit [J]. Phys Rev A 2007 , 75: 12329.
- [16] Xiao Xing ,Fang Mang. Reexamination of the feedback control on quantum states via weak measurements [J]. Phys Rev A 2011 83: 154301.
- [17] Bellomo B ,Lo Franco R ,Maniscalco S ,et al. Entanglement trapping in structured environments [J]. Phys Rev A , 2008 78: 60302.
- [18] Fanchini F F ,Werlang T ,Brasil C A ,et al. Non-markovian dynamics of quantum discord [J]. Phys Rev A 2010 81: 52107.
- [19] Maziero J ,Celery L C ,Serra R M ,et al. Classical and quantum correlations under decoherence [J]. Phys Rev A 2009 80: 44102.
- [20] Ding Bangfu ,Wang Xiaoyun ,Zhao Heping. Quantum and classical correlations for a two-qubit X structure density matrix [J]. Chin Phys B 2010 20: 100302.
- [21] Ali M ,Ran A R P ,Alber G. Quantum discord for two-qubit X states [J]. Phys Rev A 2010 81: 42105.
- [22] Yin Xiaolei ,Ma Jian ,Wang Xiaoguang ,et al. Spin squeezing under non-markovian channels by the hierarchy equation method [J]. Phys Rev A 2012 86: 12308.
- [23] Xiao Xing ,Fang Maofa ,Li Yanling ,et al. Robust entanglement preserving by detuning in non-markovian regime [J]. J Phys B: At Mol Opt Phys 2009 42: 235502.
- [24] Li Jungang ,Zou Jian ,Shao Bin. Non-markovianity of the damped Jaynes-cummings model with detuning [J]. Phys Rev A 2010 81: 62124.
- [25] Li Jungang ,Zou Jian ,Shao Bin. Entanglement evolution of two qubits under noisy environments [J]. Phys Rev A , 2010 82: 42318.
- [26] Dalton B J ,Barnett S M ,Garraway B M. Theory of pseudomodes in quantum optical processes [J]. Phys Rev A , 2001 64: 53813.
- [27] Li Jungang ,Zou Jian ,Shao Bin. Entanglement backflow under the composite effect of two non-markovian reservoirs [J]. Physics Letters A 2012 376: 1020.
- [28] Xiao Xing ,Fang Maofa ,Li Yanling. Non-markovian dynamics of two qubits driven by classical fields: population trapping and entanglement preservation [J]. J Phys B: At Mol Opt Phys 2010 43: 185505.
- [29] Wang Bo ,Xu Zhenyu ,Chen Zeqian ,et al. Non-markovian effect on the quantum discord [J]. Phys Rev A 2010 81: 14101.

Strategy for Protecting Quantum Discord in Non-Markov Channel by External Classical Field

WAN Xiangdong

(Modern Education Technology Application Center ,Jiangxi Normal University ,Nanchang Jiangxi 330022 ,China)

Abstract: The effect of external classical field on the quantum discord in non-markov channel has been discussed. In spite of manipulating the amplitude and frequency of the external field help to protect the quantum discord in non-markov channel ,the efficiency is quite different. The total detuning between the efficient frequency of qubit and the central frequency of thermal bath plays a vital role in maintaining the quantum discord ,and the most efficient way to enhance the total detuning is to manipulate the amplitude of the classical field. Therefore ,increasing the amplitude of classical field is the most efficient method for quantum discord maintaining.

Key words: quantum discord; non-markov channel; quasi mode theory

(责任编辑: 冉小晓)