第 57 卷 第 1 期 2008 年 1 月
1000-3290/2008/57(01)/0496-06
物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA
Vol.57,No.1,January,2008

声子库的量子态对介观电路量子特性影响的研究*

胡菊菊[1)] 蔡十华[1)] 王建秋[1)] 嵇英华[1)2)†
1)(江西师范大学物理系,南昌 330022)
2)(江西省光电子与通信重点实验室,南昌 330022)
(2007 年 4 月 21 日收到;2007 年 5 月 29 日收到修改稿)

考虑电子与声子间相互作用,研究了两种声子库纯初始态(正则系综与粒子数态)下耗散介观电路的动力学特性.长时间极限下($t\to\infty$):当环境处于热平衡态时,电路系统中的电流和电荷的平均值只与电路所处初始量子态中的平均值有关,与环境无关;环境初态为粒子数态时,电荷与电流平均值随时间的演化特性与环境初始处于热平衡态下时完全一样,表明介观电路中的电荷与电流的平均值与环境量子态的某组占有数无关.电路中电流和电荷的量子涨落不仅与系统的初态有关,还与系统所处环境的量子态及温度有关.一般地说,电路系统与环境的纠缠会导致系统量子态的纯度下降,只有当环境在极低温下且处于热平衡态时,介观电路保持在一个量子纯态.

关键词:介观耗散电路,声子库,量子初态,量子态纯度
PACC:7335

1.引 言

近十多年来,随着 Shor 量子因子分解和 Grover 量子搜索算法的发现,量子计算和量子信息的研究已取得不少令人鼓舞的成绩.与其相应的物理实现——量子双态体系的理论与实验研究也取得巨大的成就.目前,已有多种量子位的实现方案:核磁共振(用磁场中的原子核自旋作为量子位)、离子阱(用被俘获在线性量子阱中的离子作为量子位)、光子的正交偏振态等等.这些方法在拥有各自优点的同时,却都由于自身不可克服的原因而不能镶嵌到规模化的电路中去.要想将量子比特集成为相当大的规模,不得不采用固态量子比特体系——纳米电子器件及其集成电子电路.超导设备如库珀对盒、约瑟夫森结、超导量子干涉设备(SQUIDs)等引起了人们的广泛关注,因为它们的测量相对容易,具有相对较长的消相干时间,所以被认为是量子计算物理实现的希望之星.最近有人观测了耦合约瑟夫森量子比特中的电荷量子动力学,也实现了用分光镜测量耦合相位量子比特,众所周知,量子信息的处理过程实际上是对量子态的控制过程,而量子涨落对量子态的控制具有重要影响[1—6].最近,研究人员又提出了将介观 LC 电路与超导 Josephson 量子比特相结合探测介观量子系统量子态的实验方案[7,8].

确实,纳微电子学自身的发展和量子信息学中各种固态量子比特体系的实现都要应用到量子电子线路.介观电路等纳米受限小量子系统是当今凝聚态物理和理论物理最为突出的研究领域.Louisell[9]首先讨论 LC 电路量子效应.近十几年来,研究人员从不同的角度研究了介观电路的量子动力学行为[10—17].实际的量子电子系统总是有电阻(耗散),耗散会对系统量子态的产生和演化产生不可逆的影响,破坏量子相干性,介观电路系统或量子比特会从具有相干性的量子态变成不具有相干性或相干性大量减少的经典、半经典状态,大大降低以后量子信息处理的效率.根据固体物理理论,我们知道电路的电阻是由于晶格和电子碰撞产生的,而晶格的振动可等价于声子的运动.所以,我们可将介观 RLC 电路等同于一个电磁谐振子和环境-声子库间相互作用的系统.文献[18]基于电子-声子的相互作用,在环境-声子库模型的基础上,进一步研究了热平衡态下介观耗散电路的量子效应及其非经典特性.然而,为了更深入探讨介观电路系统的量子动力学特性,还必须讨论环境的量子态对量子系统动力学特性的影响.其实,将环境-声子库处理为热平衡态还是一种

* 江西师范大学青年成长基金(批准号:2006103)资助的课题.
† E-mail:jxnujyh@hotmail.com;jyh2006@jxnu.edu.cn

比较简单的物理模型，尤其是在纳米(介观)尺度下. 在纳米(介观)尺度下，环境-声子库中的全体声子有可能处在一定的纯态系综. 本文借鉴文献[19—21]的研究方法，基于电子-声子的相互作用，重点研究环境-声子库初始处在粒子数态时，介观电路系统量子非经典特性的一些基本特征，并和热平衡态下的结果相比较.

2. 特征函数

在量子理论中有一类重要的函数称为特征函数，利用它可以方便地计算某个物理量的各阶矩，因而又称为该物理量的矩生成函数.

在对量子问题的分析时，很多时候不仅要求物理量算符的期望值，还要求其幂次的期望值. 例如在计算物理量 $\hat{A}$ 的方差时，就要知道 $\hat{A}^2$ 的期望值. 我们称 $\hat{A}$ 的 n 次幂的期望值 $\langle\hat{A}^n\rangle$ 为该算符的 n 次矩.

为了计算物理量 $\hat{A}$ 的各次矩，定义一个 C 数函数：

$$\chi_A(\xi) = \langle e^{i\xi\hat{A}}\rangle = \mathrm{tr}(\rho e^{i\xi\hat{A}}),$$

ξ 为一个实参量. $\hat{A}$ 的任意次幂的期望值都可以通过上式对 ξ 的微商来得到：

$$\langle\hat{A}^n\rangle = (-i)^n \frac{d^n}{d\xi^n}\chi_A(\xi)\,|_{\xi=0}.$$

$\chi_A(\xi)$ 称为算符 $\hat{A}$ 的特征函数. 反过来，知道了各级 $\langle\hat{A}^n\rangle$，也就确定了相应特征函数

$$\chi_A(\xi) = \sum_n \frac{i^n}{n!}\langle\hat{A}^n\rangle\xi^n.$$

3. 介观耗散电路的模型

我们研究一个固有频率为 ω 的介观 LC 电路，介观 LC 电路等效于一个电磁谐振子. 当考虑电路的耗散作用时，可认为是该电磁谐振子与频率为 ω_k 的声子发生相互作用，它们之间的耦合关系是通过常数 $g_k s$ 来实现的. 整个系统的哈密顿量为

$$H_0 = H_{\mathrm{sis}} + H_{res} + H_{\mathrm{int}}, \tag{1}$$

其中

$$H_{\mathrm{sis}} = \hbar\omega_0 a^+ a,$$

$$H_{\mathrm{res}} = \sum_k \hbar\omega_k b_k^+ b_k,$$

$$H_{\mathrm{int}} = \hbar(a^+ + a)\sum_k g_k(b_k^+ + b_k),$$

a^+ 和 a 是频率为 ω 的介观电路的产生和湮没算符，介观电路的坐标算符和动量算符与 a^+ 和 a 的关系通过以下式子来联系：

$$q = \left(\frac{\hbar}{2L\omega}\right)^{1/2}(a^+ + a), \tag{2}$$

$$p = i\left(\frac{\hbar L\omega}{2}\right)^{1/2}(a^+ - a), \tag{3}$$

$\omega^2 = (LC)^{-1}$. L 和 C 分别代表电感和电容，q 是电容中的电荷，而 $p = L\dot{q}$ 是通过电路的电流(磁通量). b_k^+ 和 b_k 是频率为 ω_k 声子的产生和湮没算符，频率为 ω_k 的声子库的坐标算符和动量算符与 b_k^+ 和 b_k 的关系通过如下等式来联系：

$$q_k^b = \left(\frac{\hbar}{2m_k\omega_k}\right)^{1/2}(b_k^+ + b_k),$$

$$p_k^b = i\left(\frac{\hbar m_k\omega_k}{2}\right)^{1/2}(b_k^+ - b_k).$$

在旋波近似下(RWA)，系统哈密顿量为

$$H_{RLC} = \hbar\omega a^+ a + \sum_k \hbar\omega_k b_k^+ b_k + \hbar\sum_k(u_k a^+ b_k + u_k^* b_k^+ a). \tag{4}$$

根据海森伯方程，可以得到产生算符和湮没算符的运动方程，即

$$\dot{a} = -i\omega a - i\sum_k u_k b_k, \tag{5}$$

$$\dot{a}^+ = i\omega a^+ + i\sum_k u_k^* b_k^+. \tag{6}$$

在给定初始条件下，

$$a(0) = a, \tag{7}$$

$$a^+(0) = a^+, \tag{8}$$

$$b_k(0) = b_k, \tag{9}$$

$$b_k^+(0) = b_k^+. \tag{10}$$

方程(5)和(6)具有如下形式的解：

$$a(t) = A(t)a + \sum_k B_k(t)b_k, \tag{11}$$

$$a^+(t) = A^*(t)a^+ + \sum_k B_k^*(t)b_k^+. \tag{12}$$

可以证明，系数满足如下关系[22]：

$$|A(t)|^2 + \sum_k |B_k(t)|^2 = 1. \tag{13}$$

本文重点研究探讨在 $t\to\infty$ 时，电路系统稳定的动力学特性. 因而，我们不需要具体求解出这些参数 $A(t)$ 和 $B_k(t)$. 从物理上讲，当 $t\to\infty$ 时，热力学极限下参数 $A(t)$ 为零，而 $B_k(t)$ 的取值范围不变. 这是一个合理的假设. 因为对一个物理系统来说，经过长时间演化后，电路系统初始态的信息会丢失. 参数 $A(t)$ 和 $B_k(t)$ 的求解及相应的表达式可见参考文献[23—25]. 为方便描述系统的动力学特性，我们

定义如下特征函数：

$$\chi(\mu,t)=\mathrm{tr}(\rho e^{\mu a^+}e^{-\mu^* a}).\tag{14}$$

由上述特征函数,我们可以计算力学量算符的期望值.由于对密度算符 ρ 的平方求迹可以测量量子系统的纯态,所以可以利用 $\mathrm{tr}\rho^2$ 来测量电路量子态的纯度.由特征函数,$\mathrm{tr}\rho^2$ 可表为

$$\mathrm{tr}\rho^2=\frac{1}{\pi}\int d^2\mu\,|\chi(\mu)|^2.\tag{15}$$

为了研究 $\chi(\mu,t)$随时间的演化,我们应用海森伯绘景,将(11)和(12)式代入(15)可得

$$\chi(\mu,t)=\mathrm{tr}\Big(\rho e^{\mu A^* a^+}e^{-\mu^* Aa}\prod_k e^{\mu B_k^* b_k^+}e^{-\mu^* B_k b_k}\Big).$$

我们将整个系统的初始密度矩阵 ρ_{all} 分解成电路和环境-声子库密度矩阵 $\rho_{\mathrm{all}}=\rho\otimes\rho_{\mathrm{bath}}$,则特征函数可写成如下形式：

$$\chi(\mu,t)=\chi((\mu A^*-\mu^* A),0)F(\mu,t),\tag{16}$$

其中

$$F(\mu,t)=\mathrm{tr}\Big(\rho_{\mathrm{bath}}\prod_k e^{\mu B_k^* b_k^+}e^{-\mu^* B_k b_k}\Big).\tag{17}$$

(16)式即为 t 时刻电路的特征函数.长时间极限下,$A(t)$为零时,特征函数 $\chi(\mu,t)$只取决于 $F(\mu,t)$的渐近情况.下面,我们应用上面的基本表达式,研究比较环境-声子库处在热平衡态与粒子数态下,介观电路中的电荷与电流的平均值和量子涨落随时间的演化的渐近值,以及电路量子态的特征.

4. 环境初始处在热平衡态下,介观电路的动力学特性

首先研究环境处于热平衡态时电路的动力学特性.一般来说,环境受电路的影响很小,若 $t=0$ 时环境处在热平衡态,则在与电路的相互作用过程中它还能保持热平衡态.众所周知,如果系统为巨正则系综,那么相应的密度矩阵为

$$\rho_{\mathrm{eq}}=\prod_k(1-e^{-\beta\hbar\omega_k})e^{-\beta\hbar\omega_k b_k^+ b_k}.$$

利用恒等式

$$\mathrm{tr}(\rho_{\mathrm{eq}}e^{\mu a^+}e^{-\mu^* a})=e^{-|\mu|^2(\bar n_k+2^{-1})},$$

其中

$$\bar n_k=\frac{1}{e^{\beta\hbar\omega_k}-1},\beta=(k_B T)^{-1}.$$

可得环境处在平衡态时,函数 $F_e(\mu,t)$为

$$F_e(\mu,t)=\mathrm{tr}\Big(\rho_{\mathrm{bath}}\prod_k e^{\mu B_k^* b_k^+}e^{-\mu^* B_k b_k}\Big)=e^{-x_T|\mu|^2},\tag{18}$$

其中

$$x_T(t)=\sum_k|B_k|^2\Big(\bar n_k+\frac{1}{2}\Big).\tag{19}$$

由(2)和(3)式,以及(11)和(12)式,通过特征函数,很容易计算出电荷与电流的平均值随时间的演化

$$\langle q(t)\rangle_e=\sqrt{\frac{\hbar}{2L\omega}}[A^*\langle a^+\rangle+A\langle a\rangle],\tag{20}$$

$$\langle p(t)\rangle_e=i\sqrt{\frac{\hbar L\omega}{2}}[A^*\langle a^+\rangle-A\langle a\rangle].\tag{21}$$

上述表达式中没有参数 B_k,表明电荷与电流的平均值和环境的量子态无关.任意温度下,电荷或电流的平均值只取决于它们在自身初始量子态下的平均值,在长时间极限下,电荷与电流的平均值为零.通过特征函数,进一步可以求得电荷与电流的量子涨落

$$\begin{aligned}(\Delta q)_e^2=\frac{\hbar}{2L\omega}\Big[&A^{*2}(\langle a^{+2}\rangle-\langle a^+\rangle\langle a^+\rangle)\\&+A^2(\langle a^2\rangle-\langle a\rangle\langle a\rangle)\\&+2|A|^2\Big(\langle a^+a\rangle-\langle a^+\rangle\langle a\rangle+\frac{1}{2}\Big)\\&+2x_T(t)\Big],\end{aligned}\tag{22}$$

$$\begin{aligned}(\Delta p)_e^2=\frac{\hbar L\omega}{2}\Big[&-A^{*2}(\langle a^{+2}\rangle-\langle a^+\rangle\langle a^+\rangle)\\&-A^2(\langle a^2\rangle-\langle a\rangle\langle a\rangle)\\&+2|A|^2\Big(\langle a^+a\rangle-\langle a^+\rangle\langle a\rangle+\frac{1}{2}\Big)\\&+2x_T(t)\Big].\end{aligned}\tag{23}$$

由(19)式可知 $x_T(t)$与环境的初始量子态及温度有关.因此很显然,电荷与电流的量子涨落不仅与电路初始态有关,而且与环境的量子态及温度有关,当 $t\to\infty$ 时,我们有

$$(\Delta q)_e=\sqrt{\frac{\hbar x_T(\infty)}{L\omega}},\tag{24}$$

$$(\Delta p)_e=\sqrt{\hbar L\omega x_T(\infty)}.\tag{25}$$

由于 $\bar n_k$ 是温度的增函数,$x_T(t)$与热平衡态下的平均光子数 $\bar n_k$ 成正比,因此,在高温下,电荷与电流的量子涨落随 $k_B T$ 增加而增加.但是在一定的温度下,随着时间的演化,电荷与电流的量子涨落只是达到一定值,并不是趋于无穷大.

为了评价介观电路量子态的纯度,需要对(15)式进行计算.热平衡态下,容易得到

$$\mathrm{tr}(\rho^2)_e=\frac{1}{\pi}\int d^2\mu\,|\chi((\mu A^*-\mu^* A),0)|^2$$

$$\times \exp[-2x_{\mathrm{T}}(t)|\mu|^2], \tag{26}$$

当电路处于一定的初始态时，我们可以计算出此式. 在长时间极限下，可得

$$\mathrm{tr}(\rho^2)_{\mathrm{e}} = \frac{1}{2x_{\mathrm{T}}(\infty)}. \tag{27}$$

旋波近似下，$x_{\mathrm{T}}(t)$是温度的增函数. 因而，随着温度的升高，$\mathrm{tr}\rho^2$ 减小，电路的纯度越低. 这个结果表明：尽管介观电路初始处于量子纯态，由于和环境的发生相互作用，电路和环境将处于量子纠缠态中，导致介观电路的退相干，成为一个混态. 显而易见，温度为零时，$x_0(t\to\infty)=1/2$，$\mathrm{tr}\rho^2=1$. 这时介观电路与一个量子谐振子一样，约化为真空态，为一个纯态.

由(26)式可以知道：在介观电路的动力学演化过程中，纯度 $\mathrm{tr}\rho^2$ 在中间某时刻的取值可以比 $t\to\infty$时小. 表明电路由于和环境的纠缠出现退相干，成为一个混态，但随着进一步的演化，相干性又渐渐得以恢复，纯度提高但一般不会恢复为 1. 只有在极低温下，可重新恢复为一个纯态.

5. 环境初始处在粒子态下，介观电路的动力学特性

现在考虑环境-声子库每一模式初始都处于粒子数态

$$|\{n_k\}\rangle = |n_{1k}\rangle \otimes |n_{2k}\rangle \otimes \cdots, \tag{28}$$

$\{n_k\}$表示一组占有数为 n_k 的占有模式. 为了更好地描述对比环境在粒子数态与在热平衡态下介观电路的量子特性，我们需要对占有数做一些假设. 我们研究一个与热平衡态密度矩阵的数态分解对应的占有数态系综

$$\rho_{\mathrm{eq}} = \sum_{\{n_k\}} |\{n_k\}\rangle P_n(\{n_k\})\langle\{n_k\}|. \tag{29}$$

某组占有数的概率 $P_n(\{n_k\})$为

$$P_n(\{n_k\}) = \prod_k (1-\mathrm{e}^{-\beta\hbar\omega_k})\mathrm{e}^{-\beta\hbar\omega_k n_k}. \tag{30}$$

利用恒等式

$$\langle n_k|\mathrm{e}^{\eta b_k^+ - \eta^* b_k}|n_k\rangle = \mathrm{e}^{-|\mu|^2/2}L_{n_k}(|\mu|^2),$$

其中 $L_n(x)$为拉格朗日多项式. 可得零温度下的 $F(\mu,t)$，即

$$F_n(\mu,t) = \mathrm{e}^{-x_0|\mu|^2}\prod_k L_{n_k}(|\mu B_k^*|^2). \tag{31}$$

在粒子数态下，电荷与电流的平均值随时间的演化为

$$\langle q(t)\rangle_n = \sqrt{\frac{\hbar}{2L\omega}}(A^*\langle a^+\rangle + A\langle a\rangle), \tag{32}$$

$$\langle p(t)\rangle_n = \mathrm{i}\sqrt{\frac{\hbar L\omega}{2}}(A^*\langle a^+\rangle - A\langle a\rangle). \tag{33}$$

可见，当环境初始处在粒子数态下，介观电路的电荷和电流的平均值随时间的演化特性与环境初始处于热平衡态下时完全一样. 说明介观电路中的电荷和电流的平均值与环境量子态的某组占有数无关. 当环境初始处在粒子数态下，介观电路电荷与电流的量子涨落为

$$\begin{aligned}(\Delta q)_n^2 = \frac{\hbar}{2L\omega}\Big[& A^{*2}(\langle a^{+2}\rangle - \langle a^+\rangle\langle a^+\rangle) \\ & + A^2(\langle a^2\rangle - \langle a\rangle\langle a\rangle) \\ & + 2|A|^2\left(\langle a^+ a\rangle - \langle a^+\rangle\langle a\rangle + \frac{1}{2}\right) \\ & + 2\tilde{x}_T(t)\Big],\end{aligned} \tag{34}$$

$$\begin{aligned}(\Delta p)_n^2 = \frac{\hbar L\omega}{2}\Big[& -A^{*2}(\langle a^{+2}\rangle - \langle a^+\rangle\langle a^+\rangle) \\ & - A^2(\langle a^2\rangle - \langle a\rangle\langle a\rangle) \\ & + 2|A|^2\left(\langle a^+ a\rangle - \langle a^+\rangle\langle a\rangle + \frac{1}{2}\right) \\ & + 2\tilde{x}_T(t)\Big],\end{aligned} \tag{35}$$

其中

$$\tilde{x}_T(t) = \sum_k |B_k|^2\left(n_k + \frac{1}{2}\right). \tag{36}$$

在粒子数态下，介观电路电荷与电流的量子涨落随时间的演化与热平衡态下有所不同，$\bar{n}_k$ 要用 n_k 代换. 但与环境处在热平衡态时一样，量子涨落不仅与电路处的初始量子态有关，也和环境的温度有关. 根据量子统计学原理，为完整描述系综的量子动力学行为，我们还要对平均值作系综平均，(34)和(35)式对系综(29)的系综平均值与环境处于热平衡时的平均值相同. 尤其是在长时间极限下，很容易得到

$$\overline{(\Delta q)_n} = (\Delta q)_{\mathrm{e}},$$

$$\overline{(\Delta p)_n} = (\Delta p)_{\mathrm{e}},$$

上划线表示对环境纯态系综作平均. 系综平均值的变化与热平衡时一样，这并不奇怪，因为(34)和(35)式中 n_k 都是线性的. 更为重要的是，在热力学极限下，系综(29)中所有态的变化都与热平衡态下相同.

为了检验粒子数态下介观电路量子态的纯度，需要在粒子数态下计算(15)式，容易得到

$$\mathrm{tr}(\rho^2)_n = \frac{1}{\pi}\int \mathrm{d}^2\mu\, |\chi((\mu A^* - \mu^* A),0)|^2 F_n(\mu,t).$$

系综平均为

$$\overline{\mathrm{tr}(\rho^2)_n} = \frac{1}{\pi}\int d^2\mu \mid \chi(\mu A^* - \mu^* A, 0) \mid^2 \times \exp(-2x_T \mid \mu \mid^2). \tag{37}$$

可以看到,至少一般来说,在粒子数态下的系综平均(37)与热平衡态下是一致的.因此,在长时间极限下,环境-声子库模的占有数越高,介观电路量子态的纯度越低.这个结果同样表明:尽管环境初始处于量子纯态系综,但初始处于量子纯态的介观电路,和环境的量子纠缠仍然会导致退相干效应,介观电路成为一个混态.显然,纯度$\overline{\mathrm{tr}\rho^2}$存在极小值,表明电路当和环境纠缠出现退相干,成为一个混态后,随着系统动力学的演化,相干性又渐渐得以恢复,在极低温下,可重新恢复为一个纯态.

6. 结 论

在纳米(介观)尺度下,环境-声子库中的全体声子有可能处在一定的纯态系综.因而本文分析研究并比较了当环境初态分别为热平衡态和粒子数态时电路电荷和电流的量子涨落.结果表明:长时间极限下($t\to\infty$),当环境处于热平衡态时,电路系统中的电流和电荷的平均值只与电路所处初始量子态中的平均值有关,与环境无关;环境初态为粒子数态时,电荷与电流平均值随时间的演化特性与环境初始处于热平衡态下时完全一样,表明介观电路中的电荷与电流的平均值与环境量子态的某组占有数无关.电路中电流和电荷的量子涨落不仅与系统的初态有关,还与系统所处环境的量子态及温度有关.一般地说,电路系统与环境的纠缠会导致系统量子态的纯度下降,只有当环境在极低温下且处于热平衡态时,介观电路保持在一个量子纯态.

近年来环境对电路系统的影响已成为介观电路研究的热点,而考虑环境初态对电路系统量子特性的影响也开始为人们所关注.我们相信本文的研究结果对今后进一步研究环境对介观电路动力学特性的影响具有一定的指导意义.

[1] Chiorescu I, Bertet P, Semba K *et al* 2004 *Nature* (London) **431** 159

[2] Yang C P, Han S 2006 *Phys*. *Rev*. A **73** 032317

[3] Majer J B, Paauw F G, Haar A C J T *et al* 2005 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **94** 090501

[4] Storcz M J, Wilhelm F K 2003 *Phys*. *Rev*. A **67** 042319

[5] Yang C P, Han S 2006 *Phys*. *Rev*. A **73** 032317

[6] Ralph J F, Clark T D, Spiller T P *et al* 2004 *Phys*. *Rev*. B **70** 144527

[7] Bose S 2006 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **95** 060402

[8] Johansson J, Saito S, Meno T *et al* 2006 *Phys*. *Rev*. *Lett*. **96** 127006

[9] Louisell W H 1973 *Quantum statistical properties of radiation*. (New York: John Wiley Char)

[10] Wang J S, Liu T K, Zhan M S 2002 *Phys*. *Lett*. A **276** 155

[11] Fan H Y, Liang X T 2000 *Chin*. *Phys*. *Lett*. **17** 174

[12] Wan H M, Luo H M, Wang Y F 2005 *Commun*. *Theor*. *Phys*. **44** 1045

[13] Flores J C 2002 *Phys*. *Rev*. B **66** 153410

[14] Li Y Q, Chen B 1996 *Phys*. *Rev*. B **53** 4027

[15] Chen B, Shen X Q, Li Y Q *et al* 2005 *Phys*. *Lett*. A **335** 103

[16] Cho A 2000 *Science* **287** 2395

[17] Flores J C 2001 *Phys*. *Rev*. B **64** 235309

[18] Ji Y H, Lei M S, Ouyang C Y 2002 *Chin*. *Phys*. **11** 163

[19] Hakim V, Ambegaokar V 1985 *Phys*. *Rev*. A **32** 423

[20] Karrlein R, Grabert H 1997 *Phys*. *Rev*. E **55** 153

[21] Haake F, Reibold R 1985 *Phys*. *Rev*. A **32** 2462

[22] Bogoliubov N N, Bogoliubov N N 1994 *An Introduction to Quantum Statistical Mechanics* (Gordon and Breach, Philadelphia)

[23] Caldeira A O, Leggett A J 1983 *Physica* A **121** 587

[24] Pereverzev A, 1997 *Phys*. *Rev*. E **68** 026111

[25] Lindenberg K, West B J 1984 *Phys*. *Rev*. A **30** 568

Study on the influence of quantum state for phonon bath on the quantum behavior of mesoscopic circuit*

Hu Ju-Ju[1)] Cai Shi-Hua[1)] Wang Jian-Qiu[1)] Ji Ying-Hua[1)2)†]

1)(*Department of Physics, Jiangxi Normal University, Nanchang 330022, China*)

2)(*Key Laboratory of Optoelectronic & Telecommunication of Jiangxi, Nanchang 330022, China*)

(Received 21 April 2007; revised manuscript received 29 May 2007)

Abstract

Taking into account the interaction between electrons and phonons, we study the dynamical behavior of a mesoscopic dissipative circuit for two classes of pure initial states (grand canonical ensemble and number state) of phonon bath modes. In the long time limit $t \to \infty$: when the environment is initially at thermal equilibrium, the average values of current and charge in the circuit system will only depend on the average values of the circuit in initial quantum state, and they are not related with the environment; when the environment is initially in number state, the time evolution of the average values of current and charge are just the same as that in thermal equilibrium, which indicates that the average values of current and charge are related to certain set of occupied numbers. The quantum fluctuations of current and charge in the circuit not only depend on the initial state of the system but also depend on the quantum state and temperature of the environment. Generally, the entanglement between the circuit system and environment will lead to the reduction of the purity of the quantum state. The mesoscopic circuit will remain in a pure quantum state only when the environment is at very low temperature and at thermal equilibrium.

Keywords: mesoscopic dissipative circuit, phonon bath, quantum initial state, purity of quantum state

PACC: 7335

* Supported by Foundation for Youth of Jiangxi Normal University of Jiangxi Province, China (Grant No. 2006103).

† E-mail: jxnujyh@hotmail.com; jyh2006@jxnu.edu.cn