

基于量子点接触的开放双量子点系统电子转移特性

蓝康 杜倩 康丽莎 姜露静 林振宇 张延惠

The electron transfer properties of an open double quantum dot based on a quantum point contact

Lan Kang Du Qian Kang Li-Sha Jiang Lu-Jing Lin Zhen-Yu Zhang Yan-Hui

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 040504 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20191718

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191718>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

色散和杂质对双参量非对称高斯势量子点量子比特的影响

Influence of dispersion and impurity on double-parameter asymmetric Gaussian quantum dot qubit

物理学报. 2019, 68(24): 247803 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190960>

四端双量子点系统中的自旋和电荷能斯特效应

Spin and charge Nernst effect in a four-terminal double quantum dot system

物理学报. 2017, 66(9): 097302 <https://doi.org/10.7498/aps.66.097302>

基于散粒噪声方差实时监测的连续变量量子密钥分发系统的设计与实现

The design and realization of continuous-variable quantum key distribution system based on real-time shot noise variance monitoring

物理学报. 2017, 66(2): 020301 <https://doi.org/10.7498/aps.66.020301>

噪声对一种三粒子量子探针态的影响

Influence of noise on tripartite quantum probe state

物理学报. 2018, 67(14): 140302 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180040>

半导体自组织量子点量子发光机理与器件

Physics and devices of quantum light emission from semiconductor self-assembled quantum Dots

物理学报. 2018, 67(22): 227801 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180594>

基于量子点接触的开放双量子点系统 电子转移特性*

蓝康 杜倩 康丽莎 姜露静 林振宇 张延惠†

(山东师范大学物理与电子科学学院, 济南 250014)

(2019年11月9日收到; 2019年12月2日收到修改稿)

基于量子点接触探测器 (QPC) 理论上研究了双量子点 (DQD) 系统在耗散环境和纯退相环境影响下的电子转移特性. 结果表明, 耗散环境中探测器导致的退相干会增大平均电流和 Fano factor 随时间演化的值, 并观察到量子芝诺效应的存在. 在对称的 DQD 情况下, 弛豫减小了平均电流随时间演化的震荡振幅. 在非对称的 DQD 情况下, 弛豫降低了 Fano factor 随时间演化的峰值. 纯退相环境中测量会阻碍共隧穿过程中不同电流通道之间的转换, 导致 Fano factor 的极高值. 在对称的 DQD 情况下, 增大纯退相速率会提高 Fano factor. 在非对称的 DQD 情况下, 动力学随时间的演化对纯退相环境不敏感. 另外, 还发现探测器内 n 个电子的转移几率只受 QPC 与 DQD 耦合的影响. 我们的结论可以为实验工作者研究电子输运特性提供理论参考.

关键词: 双量子点, 量子点接触, 量子退相干, 散粒噪声**PACS:** 05.60.Gg, 03.65.Yz, 73.63.Kv**DOI:** 10.7498/aps.69.20191718

1 引言

随着电子器件的不断微小化, 量子效应在半导体电子输运中逐渐占据主导地位. 在量子点^[1,2]、纳米结中^[3], 电极、控制器或者探测器与散射区的相互作用与干涉, 会影响散射区域的电子结构和输运性质, 在量子系统动力学演化过程中有相干性的丢失, 从而产生奇异的电子转移特性^[4-9], 对这一退相干过程的研究可以帮助人们理解量子系统过渡到经典状态的内在机理^[10-14], 这引起了科研工作者极大的兴趣. 为实现量子操控抑制退相干, 提高量子计算效率, 减缓乃至消除外界环境导致的退相干现象仍是量子信息和量子计算中的重要研究内容^[15-23].

DQD 系统作为一个二能级系统, 是研究量子输运以及测量问题的一个理想模型^[24-26]. 外界环

境影响下的 DQD 系统会展现出很多有趣的动力学现象^[27-30]. 由于 QPC 具有很高的灵敏性, 因而被用作固态的测量仪器, 通过输出电流大小的变化, 有效地来探测电子在 DQD 中的位置^[1,2,16]. 但是在测量过程中, QPC 与 DQD 的相互作用也会导致系统发生退相干, 关于 QPC 和外界环境分别在退相干过程中扮演了什么样的角色, 如何将这两种退相干现象区分开也是很有意义的研究课题.

人们从不同的角度对量子系统动力学演化过程中的测量问题做了研究. 1997年, Gurvitz^[16]首先从微观多粒子的波函数出发, 提出了电子数分辨的 Bloch 型速率方程, 量子系统中的动力学信息可以与探测器中的转移电子数建立联系. 2001年, Korotkov^[31]将量子比特和探测器作为整体来描述单次测量时的电流信息. 2003年, Gurvitz 等^[1]进一步研究了能量耗散环境下的动力学, 用探测器的噪声谱密度来表征双量子点内的动力学行为, 并与

* 山东省自然科学基金 (批准号: ZR2014AM030) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yhzhang@sdu.edu.cn

量子芝诺效应相联系. 2005 年, Li 等^[24]将 Gurvitz 等^[1]提出的量子测量理论有效范围扩展到任意的偏压和温度. 并强调了量子点内的自发弛豫是由于测量本身引起的. 2010 年, Ouyang 等^[25]用占有和本征两种状态得到电子运动主方程. 2013 年, Xu 和 Vavilov^[32]研究了与谐振腔耦合的双量子点的发光特性. 2019 年, Gurvitz^[33]推导了在任意含时能级中电子转移的朗道公式.

全计数统计方法可以用来统计量子输运中转移电子数的数目. 最初由 Levitov 等^[34,35]利用散射理论来描述无相互作用的电子时阐述的. 后来 Bagrets 和 Nazarov^[36]发展了通过广义马尔科夫主方程来包含库仑相互作用的统计理论, 而 Flindt 等^[37]扩展了非马尔科夫动力学下的全计数统计方法. 输运过程中转移电子数的一阶累积量表示体系的平均电流. 体系的涨落也就是散粒噪声由累积矩产生函数的二阶累积量表示, Fano factor 的大小反映了散粒噪声的强度, 其中 $F > 1$, $F < 1$, $F = 1$ 分别对应 Fano factor 的超泊松分布、亚泊松分布以及泊松分布, 这种数值对应关系被用来研究输运以及测量过程中的散粒噪声增大和抑制现象^[38–40]. 最近, 研究发现高阶累积量也可以来描述一些动力学问题, 比如, 非零的高阶累积量可以在一定程度上反映电子转移过程中的非高斯行为^[41,42]. 另外, 电子在一段时间内的转移几率也是研究系统动力学的一个重要指标, 能够展现出短时间极限下的动力学特性, 通过计算电子的平均等待时间可以描述短时间内量子输运过程中的物理性质和关联^[43,44].

众所周知, 量子计算机的研发以及对量子纠缠的利用需要良好稳定的量子相干性, 外界环境以及探测器测量会使量子体系产生退相干现象, 这阻碍了人们在新兴的量子计算、量子测量等领域内取得突破性进展. 为理解量子体系受环境以及测量影响的退相干机制, 寻求提高量子信息传递稳定性, 减少相干损耗的有效方案, 我们以 DQD 为理论模型, 研究了整个系统在随时间演化的过程中, QPC 输出电流以及 Fano factor 在耗散和纯退相两种外界环境中的动力学特性, 展现出开放 DQD 内部的电子转移行为. 另外讨论了测量导致的退相干和外界环境对探测器内电子转移几率随时间演化的影响. 研究 QPC 的平均电流以及 Fano factor 和电子转移几率随时间的变化有助于加深对 DQD 内

电子运动的理解, 为探究如何保持量子输运以及测量过程中相干性不丢失提供理论参考, 也为更好地实现对量子比特的人工操控, 解决量子计算、测量中系统受到的外界环境噪声、随机涨落干扰提供借鉴.

2 理论模型和方法

考虑一个与 QPC 耦合的二能级 DQD 体系如图 1 所示, 电子在双量子点中不同的位置会改变探测器势垒的大小从而导致输出电流发生变化, QPC 的这种高灵敏性可以用来研究 DQD 中的电子转移特性. 整个系统的哈密顿量 H 可以由三部分组成, 它们满足^[1]

$$H = H_0 + H_{PC} + H_I,$$

其中,

$$H_0 = -\frac{\hbar\epsilon}{2} (a_1^\dagger a_1 - a_2^\dagger a_2) - \hbar\Delta (a_1^\dagger a_2 + a_2^\dagger a_1),$$

$$H_{PC} = \sum_l E_l a_l^\dagger a_l + \sum_r E_r a_r^\dagger a_r + \sum_{l,r} (\Omega_{lr} a_r^\dagger a_l + \text{H.c.}),$$

$$H_I = \sum_{l,r} \delta\Omega_{lr} a_2^\dagger a_2 (a_r^\dagger a_l + a_l^\dagger a_r). \quad (1)$$

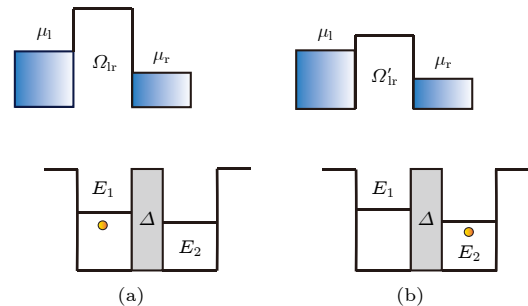


图 1 量子点接触探测器测量的双量子点 (a) 电子处在左侧的量子点会增大探测器的势垒, 减小探测器中电子的隧穿几率; (b) 电子处在右侧量子点会减小探测器势垒, 增大探测器中电子的隧穿几率. μ_l 和 μ_r 表示探测器左侧和右侧的电子库, $V = \mu_l - \mu_r$ 是探测器的偏压. Ω_{lr} 和 Ω'_{lr} 分别是电子处于左侧和右侧量子点时探测器两端能级 E_l 与 E_r 之间的跳跃振幅

Fig. 1. A double quantum dot detected by a quantum point contact: (a) The electron occupies the left quantum dot increases the potential barrier of the detector and reduces the tunneling of electrons in the detector; (b) the electron occupies the right quantum dot reduces the potential barrier of the detector and increases the tunneling of electrons in the detector. μ_l and μ_r represent the chemical potentials in the left and right reservoirs of the detector, $V = \mu_l - \mu_r$ is the bias voltage of the detector, Ω_{lr} and Ω'_{lr} are the hopping amplitudes between the states E_l and E_r of the detector for electron in the left and right quantum dots, respectively.

在 (1) 式中, H_0 是 DQD 自身哈密顿量, H_{PC} 和 H_1 分别是 QPC 的哈密顿量以及 DQD 与 QPC 相互作用的哈密顿量. $a_1^\dagger(a_1)$ 和 $a_2^\dagger(a_2)$ 是 DQD 系统内部电子的产生 (湮灭) 算符, 而 $a_l^\dagger(a_l)$ 和 $a_r^\dagger(a_r)$ 代表 QPC 两侧电子库中的产生 (湮灭) 算符, $\varepsilon = E_1 - E_2$ 和 Δ 表示 DQD 系统左右两侧能级的能级差以及两个量子点之间的耦合强度 [2]. $\delta\Omega_{lr} = \Omega_{lr} - \Omega'_{lr}$ 取决于电子占据左侧或者右侧的量子点 [31]. 假设 QPC 中左右电子库之间的耦合 Ω_{lr} 与电子库中的态 l, r 无关, 那么 Ω_{lr} 可以由它的平均值 Ω 代替 [1].

在这里考虑 QPC 两端电子库的偏压远远高于它们之间的耦合, 即 $eV \gg \Omega_{pd}$, ρ_d 代表 QPC 两侧电子库的平均密度 [16]. 从 Gurvitz 等 [1,16,45] 的研究工作出发, 采用 Bloch 型速率方程描述电子的约化密度矩阵 $\rho(t)$, 其动力学演化满足 [2]

$$\frac{d}{dt}\rho(t) = L_0\rho(t) + L_d\rho(t), \quad (2)$$

(2) 式右侧第一项 L_0 表示系统的么正演化算符且有 $L_0\rho(t) = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho(t)]$, 右侧第二项 L_d 表示 QPC 引起系统的退相干对应的算符, 推导之后得到 [1]:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} &= -i\Delta(\rho_{12} - \rho_{21}), \\ \dot{\rho}_{12} &= i\varepsilon\rho_{12} - i\Delta(\rho_{11} - \rho_{22}) - \frac{\Gamma_d}{2}\rho_{12}. \end{aligned} \quad (3)$$

其中 $\rho_{22} = 1 - \rho_{11}$, $\rho_{21} = \rho_{12}^*$. 约化密度矩阵的对角项 $\rho_{11}(t)$ 和 $\rho_{22}(t)$ 分别是发现电子在左侧量子点和右侧量子点的概率, 非对角项 $\rho_{12}(t)$ 和 $\rho_{21}(t)$ 描述了 DQD 左右两侧态的线性叠加 [1]. $\Gamma_d = D + D' - 2\sqrt{DD'}$ 是由于 QPC 与系统耦合产生的退相干速率, $D = 2\pi|\Omega_{lr}|^2\rho_l\rho_r(\mu_l - \mu_r)$ 是电子从左侧势跳跃到右侧势的速率 [2,16]. 因此退相干算符 L_d 可以表示为

$$\begin{aligned} L_d &= L_{d_1} + L_{d_2} \\ &= \begin{pmatrix} -D & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -D' & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{D+D'}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\frac{D+D'}{2} \end{pmatrix} \\ &\quad + \begin{pmatrix} D & 0 & 0 & 0 \\ 0 & D' & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{DD'} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sqrt{DD'} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (4)$$

由 (3) 式以及 (4) 式可知, 长时间极限下 ($t \rightarrow \infty$), 密度矩阵的非对角项会由于 QPC 测量导致的退相

干最终趋向于 0.

引入约化密度矩阵 $\rho_{ij}^{(n)}(t)$ 记录穿过隧穿结的电子数, 指数 n 表示 t 时间内 QPC 中到达右侧势的电子数目 [46]. 电子的累计矩生成函数满足

$$\rho_{ij}(x, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \rho_{ij}^{(n)}(t) e^{-nx}, \quad (5)$$

x 是统计参数. 体系的粒子数分辨的量子主方程满足下列广义关系式:

$$\dot{\rho}^{(n)}(t) = L\rho^{(n)}(t) + L_J\rho^{(n-1)}(t), \quad (6)$$

L 代表系统的连续演化, L_J 描述了电子转移过程中的量子 jump [47]. 对受探测器测量的 DQD 系统来说, 系统的连续演化和量子 jump 分别是 $L = L_0 + L_{d_1}$ 和 $L_J = L_{d_2}$ [1,2].

我们在全计数统计方法的基础上引入附加 Bloch 矢量的方法来表示输运过程中的各阶累积量. 传统意义上的 Bloch 矢量

$$\begin{aligned} \mathcal{U}(x, t) &= \rho_{12}(x, t) + \rho_{21}(x, t), \\ \mathcal{V}(x, t) &= \frac{1}{i}[\rho_{12}(x, t) - \rho_{21}(x, t)], \\ \mathcal{W}(x, t) &= \rho_{11}(x, t) - \rho_{22}(x, t). \end{aligned} \quad (7)$$

附加 Bloch 矢量可以表征转移电子数的统计特性 [2,48]

$$\mathcal{N}(x, t) = \rho_{11}(x, t) + \rho_{22}(x, t). \quad (8)$$

求解 $\mathcal{N}(x, t)$ 对 x 的微分方程, 可以得到电子的累积矩生成函数

$$\langle N^{(k)} \rangle = (-1)^k \frac{\partial^k}{\partial x^k} \mathcal{N}(x, t)|_{x=0}. \quad (9)$$

n 个电子在时间 t 的转移概率是

$$P_n(t) = (-1)^n \frac{\partial^n}{\partial x^n} \mathcal{N}(x, t)|_{x=\infty}. \quad (10)$$

为更加详细地研究 DQD 系统的动力学特性, 基于 (9) 式, 给出了平均电流以及 Fano factor 的表达式

$$\begin{aligned} I(t) &= \langle \dot{N} \rangle = (-1)^1 \frac{\partial}{\partial x} \mathcal{N}(x, t)|_{x=0}, \\ F &= \frac{\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2}{\langle N \rangle}. \end{aligned} \quad (11)$$

3 结果与分析

3.1 耗散环境下的动力学演化

假设系统与 QPC 之间没有相互作用, 在此基础上只考虑系统与耗散环境之间的相互作用, DQD 中的电子在经过一段时间演化后会弛豫到最

低能级上. 根据耗散环境与 DQD 耦合的性质, 采用一个转换将系统自身哈密顿量 H_0 对角化, 对角化之后系统本征态可以表示为 $a_{L,R} = \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) a_{1,2} \mp \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) a_{2,1}$, 在这里 $\theta = \arctan\left(\frac{2\Delta}{\epsilon}\right)$ [49].

考虑 DQD 与耗散环境弱耦合的情况, 以 $|L\rangle$ 和 $|R\rangle$ 为基, 电子的约化密度矩阵可以表示为: [1,2,50]

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{LL} &= -\Gamma_r \rho_{LL}, \\ \dot{\rho}_{LR} &= \left(i\bar{\epsilon} - \frac{\Gamma_r}{2}\right) \rho_{LR}, \end{aligned} \quad (12)$$

Γ_r 是耗散环境导致的弛豫速率, $\bar{\epsilon} = \sqrt{\epsilon^2 + 4\Delta^2}$ 是对角化后二能级 DQD 系统的能级差. 约化密度矩阵的对角项由于电子从激发态到基态的弛豫产生指数衰减, 在以 $|L\rangle$ 与 $|R\rangle$ 为基矢的表象下, 环境的耗散作用使约化密度矩阵的非对角项, 也就是 DQD 的相干性, 在经过长时间演化后趋向于 $1/2$, 但在其他表象下, 约化密度矩阵的非对角项并不会如此, 这也是耗散环境导致的弛豫与 QPC 引起的退相干的区别.

考虑 QPC 与 DQD 的相互作用, 对应约化密度矩阵表示为 [1]:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} &= -i\Delta(\rho_{12} - \rho_{21}) - \frac{\Gamma_r}{2} \frac{\Omega\epsilon}{\bar{\epsilon}^2} (\rho_{12} + \rho_{21}) \\ &\quad - \frac{\Gamma_r}{4} \left[\left(1 - \frac{\epsilon}{\bar{\epsilon}}\right)^2 \rho_{11} - \left(1 + \frac{\epsilon}{\bar{\epsilon}}\right)^2 \rho_{22} \right], \\ \dot{\rho}_{12} &= i\epsilon\rho_{12} - i\Delta(\rho_{11} - \rho_{22}) - \frac{\Gamma_r}{2} \frac{\epsilon}{\bar{\epsilon}} (\rho_{11} - \rho_{22}) \\ &\quad + \Gamma_r \left[\frac{\Delta}{\bar{\epsilon}} - \frac{1}{2}\rho_{12} - \left(\frac{\Delta}{\bar{\epsilon}}\right)^2 (\rho_{12} + \rho_{21}) \right] \\ &\quad - \frac{\Gamma_d}{2} \rho_{12}, \end{aligned} \quad (13)$$

上式可以写成 $\dot{\rho}(t) = L'_0 \rho(t) + L_{d_1} \rho(t) + L_{d_2} \rho(t)$ 的形式, L'_0 是引入耗散环境后系统的么正演化算符, 参考 6 式, 得到耗散环境下体系粒子数分辨的量子主方程,

$$\dot{\rho}^{(n)}(t) = L'_0 \rho^{(n)}(t) + L_{d_1} \rho^{(n)}(t) + L_{d_2} \rho^{(n-1)}(t). \quad (14)$$

根据 (14) 式, 基于全计数统计的方法, 利用附加 Bloch 矢量获得电子的累积矩生成函数 $\langle N^{(k)} \rangle$. 理论研究了耗散环境影响下探测器的平均电流以及 Fano factor 和 QPC 中电子转移几率随时间演化的动力学特性. 假定初始时刻电子处于右侧量子点, 即 $\rho_{11}(0) = 0, \rho_{22}(0) = 1, \rho_{12}(0) = \rho_{21}(0) = 0$.

图 2 展示了在不同的退相干速率下 QPC 的平

均电流和 Fano factor 随时间的演化趋势. 图像表明无论 DQD 两端能级是否对称, 平均电流和 Fano factor 在经过长时间的演化之后都会趋于稳定. 这是因为, 在系统演化的初始时刻 ($t = 0$), 约化密度矩阵是作为纯态存在的 ($\rho_{11}(0) = 0, \rho_{22}(0) = 1$), 在经过长时间的演化后, 由 QPC 和耗散系统引起的退相干导致两个量子点之间相干性的丢失. 在 $t \rightarrow \infty$ 的长时间极限下, DQD 系统最终趋向于混合态 ($\rho_{11} = \rho_{22} = 0.5, \rho_{12} = \rho_{21} = 0$), 这种系统态的演化体现出波包的塌缩过程.

图 2(a) 和图 2(b) 显示, 较高的退相干速率明显增大 QPC 的输出电流, 这种电流的增大现象说明单位时间内隧穿过势垒电子数增多, QPC 的势垒长时间处于低能量状态, 增强电子在探测器内的隧穿, 这说明在测量过程中, DQD 与 QPC 的耦合会加强电子在量子点中的局域化效应, 抑制电子的转移. DQD 中的电子由于 QPC 的频繁测量呈现的强局域化现象可以归结于量子芝诺效应, 测量冻结了电子态的演化 [51]. 这被认为是部分量子相干作用导致了趋向无序的传输.

散粒噪声的强度可以由 Fano factor 的大小体现. 图 2(c) 和图 2(d) 表明无论 DQD 是否对称, Fano factor 随时间的演化在整体上遵循超泊松分布, 这种明显的超泊松分布主要是动力学通道阻塞和量子相干效应导致的 [24,40,52,53]. 另外, 在非对称情况下 ($\epsilon = 10\Delta$), 图 2(d) 中 Fano factor 在 $t = 10$ 附近有明显的峰值, 这与图 2(b) 中电流达到稳定的时刻 t 相对应, 说明此时电流的涨落最强, 传输的无序性较高. 研究结果还表明 QPC 测量所引起的退相干会增强散粒噪声. 因为在退相干速率较大时, QPC 与 DQD 系统之间的耦合较强 ($\Gamma_d = 0.1\Delta$), 对 DQD 造成的干扰较强, 会增大 Fano factor. 反之 QPC 不是很容易分辨出系统中电子占据哪个量子点, 对 DQD 造成的干扰较弱, 抑制散粒噪声.

耗散环境引起的弛豫对系统动力学演化的影响如图 3 所示. 在图 3(a) 和图 3(b) 中, DQD 系统与耗散环境的相互作用不改变平均电流的稳定值 ($t \rightarrow \infty$). 但在对称情况下 ($\epsilon = 0$), 增大弛豫速率会减小平均电流随时间演化的振幅, 加快平均电流随时间的演化. 在非对称情况下 ($\epsilon = 10\Delta$) 平均电流随时间的演化因为耗散环境导致的弛豫变得更快. 图 3(c) 和图 3(d) 展示了弛豫速率对散粒噪声的影响, 在对称情况下 ($\epsilon = 0$), 耗散环境所引起的

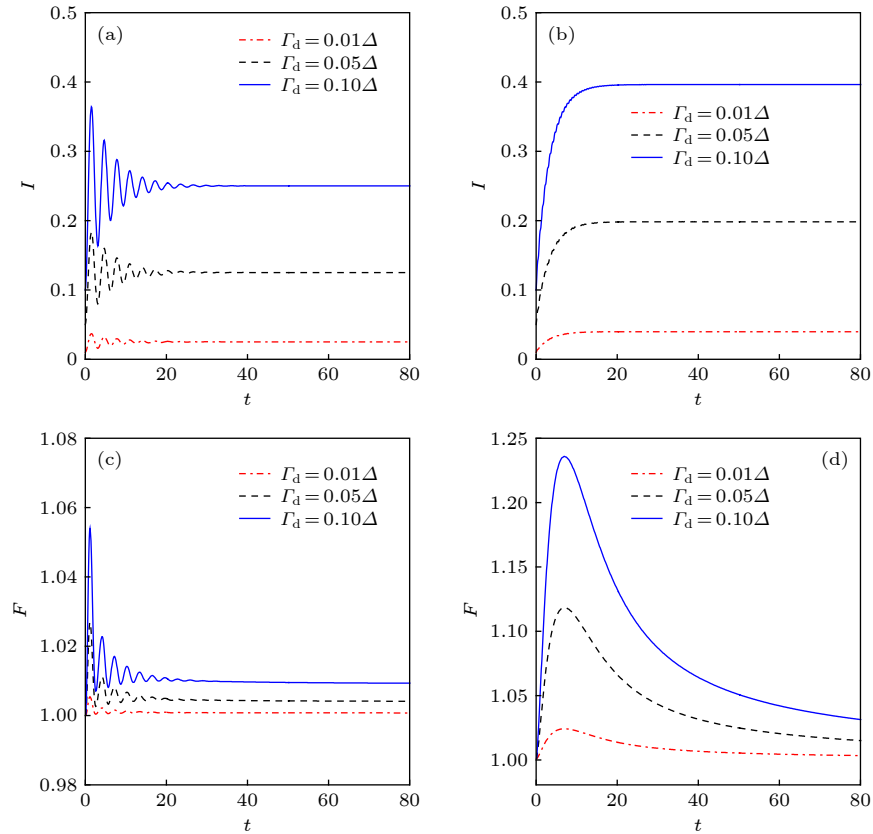


图 2 耗散环境中不同退相干速率影响下平均电流和 Fano factor 随时间的演化 (a) 对称 DQD($\varepsilon = 0$) 时的平均电流; (b) 非对称 DQD($\varepsilon = 10\Delta$) 时的平均电流; (c) 对称 DQD($\varepsilon = 0$) 时的 Fano factor; (d) 非对称 DQD($\varepsilon = 10\Delta$) 时的 Fano factor

Fig. 2. Distributions of the average current and the Fano factor versus t for different values of Γ_d in the dissipative environment: (a) The average current in symmetric case ($\varepsilon = 0$); (b) the average current in asymmetric case ($\varepsilon = 10\Delta$); (c) the Fano factor in symmetric case ($\varepsilon = 0$); (d) the Fano factor in asymmetric case ($\varepsilon = 10\Delta$).

弛豫会提高长时间极限下 Fano factor 的值, 增强系统的涨落. 在非对称情况下 ($\varepsilon = 10\Delta$), 增大弛豫速率会降低 Fano factor 随时间演化的峰值, 但随着系统继续演化, Fano factor 会快速下降趋于稳定, 当 $t \rightarrow \infty$ 时, 系统达到稳态, Fano factor 的值最终趋向于 1 且不随弛豫速率而改变. 比较图 2 和图 3, 结果表明 QPC 导致的退相干会延长探测器的平均电流和 Fano factor 达到稳定的时间, 而耗散环境引起的能级弛豫加快了平均电流和 Fano factor 随时间的演化. 由此可见, 耗散环境引起的弛豫和 QPC 引起的退相干虽然都会破坏系统的相干性, 但两种干扰具体对动力学的演化还是有所区别, 通过比较分析探测器电流和 Fano factor 到达稳定值需要的时间, 可以研究 DQD 内部电子转移的影响机制, 这对在量子输运实验中如何区分外界环境的影响和 QPC 测量的干扰有重要的指导意义.

此外, 考虑 DQD 对称的情况 ($\varepsilon = 0$), QPC

中电子转移的几率随时间的演化如图 4 所示. 研究表明, 在初始时刻, QPC 中并没有电子转移的发生 ($P_0(0) = 1, P_1(0) = 0, P_2(0) = 0$), 随着系统开始演化, QPC 内 0 个电子转移的几率会降为 0, 相应 1 个电子和 2 个电子转移的概率逐渐增大, 经过一个峰值后, 在长时间极限下衰减为 0. 耗散环境中, 增大退相干速率, 会加快电子转移几率随时间的演化 (图 4(a), 图 4(c), 图 4(e)), 这说明 QPC 频繁测量缩短 QPC 中的电子隧穿转移时间. 也表明单位时间内隧穿过探测器势垒电子数会相应地增多, 从另一个角度反映了测量对 DQD 内电子转移动力学的影响, 加强电子在 DQD 内的局域化效应, 与图 2 中频繁测量导致的芝诺效应相对应. 而改变弛豫速率, 电子转移几率的时间演化没有任何变化. 以上理论结果表明 QPC 导致的退相干和耗散环境导致的弛豫对电子转移几率随时间的演化分布有截然不同的影响.

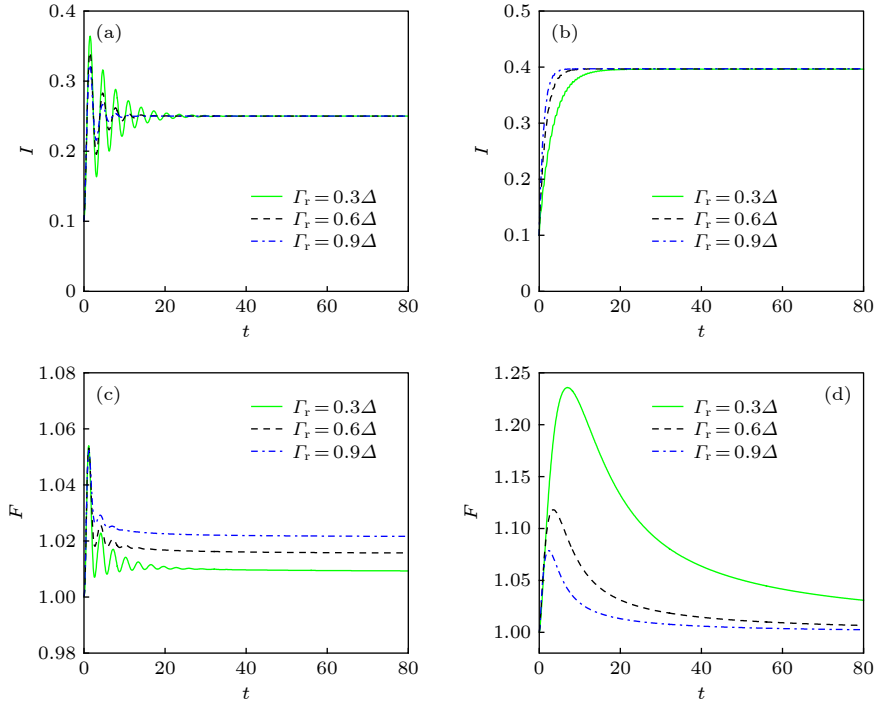


图 3 耗散环境中不同弛豫速率影响下平均电流和 Fano factor 随时间的演化 (a) 对称 DQD($\varepsilon = 0$) 时的平均电流; (b) 非对称 DQD($\varepsilon = 10\Delta$) 时的平均电流; (c) 对称 DQD($\varepsilon = 0$) 时的 Fano factor; (d) 非对称 DQD($\varepsilon = 10\Delta$) 时的 Fano factor
 Fig. 3. Distributions of the average current and the Fano factor versus t for different values of Γ_r in the dissipative environment: (a) The average current in symmetric case ($\varepsilon = 0$); (b) the average current in asymmetric case ($\varepsilon = 10\Delta$); (c) the Fano factor in symmetric case ($\varepsilon = 0$); (d) the Fano factor in asymmetric case ($\varepsilon = 10\Delta$).

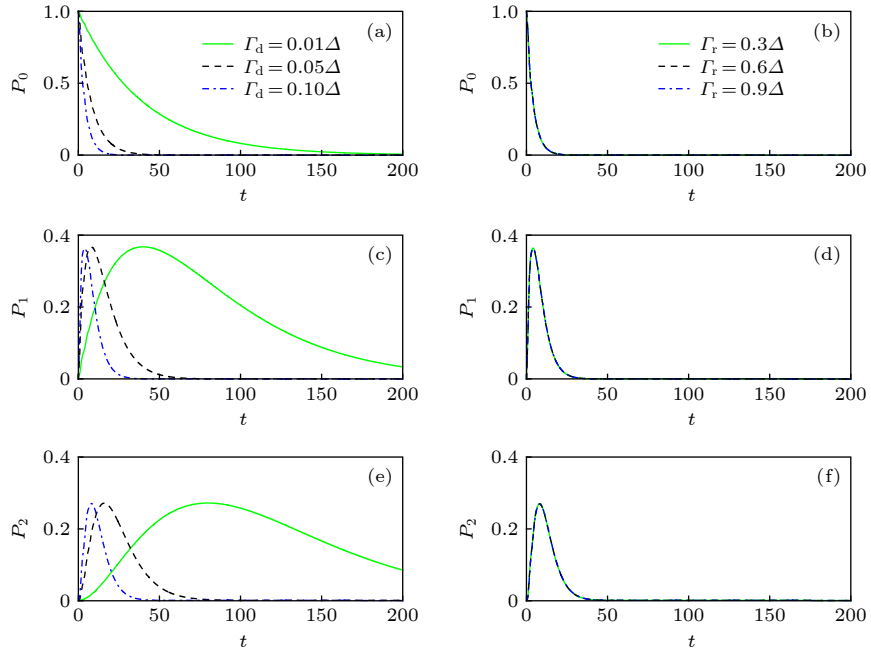


图 4 耗散环境中不同退相干速率和弛豫速率影响下电子转移几率随时间的演化, $\varepsilon = 0$ (a) 不同退相干速率下转移 0 个电子的几率; (b) 不同弛豫速率下转移 0 个电子的几率; (c) 不同退相干速率下转移 1 个电子的几率; (d) 不同弛豫速率下转移 1 个电子的几率; (e) 不同退相干速率下转移 2 个电子的几率; (f) 不同弛豫速率下转移 2 个电子的几率
 Fig. 4. Distribution of the electron transfer probability versus t for different values of Γ_d and Γ_r in the dissipative environment, $\varepsilon = 0$: (a) The probability of 0 electron transfer at different values of Γ_d ; (b) the probability of 0 electron transfer at different values of Γ_r ; (c) the probability of 1 electron transfer at different values of Γ_d ; (d) the probability of 1 electron transfer at different values of Γ_r ; (e) the probability of 2 electrons transfer at different values of Γ_d ; (f) the probability of 2 electrons transfer at different values of Γ_r .

3.2 纯退相环境下的动力学演化

考虑 DQD 系统与纯退相环境之间的相互作用, 系统不会因弛豫导致能量的损失, 只有相位的移相过程, 体系的动力学在纯退相环境中与耗散环境有明显区别. 采用与耗散环境下同样的转换, DQD 系统中电子约化密度矩阵表示为:^[6]

$$\dot{\rho}_{LL} = 0, \quad \dot{\rho}_{LR} = (i\bar{\varepsilon} - \Gamma_\phi)\rho_{LR}, \quad (15)$$

Γ_ϕ 是纯退相环境导致的纯退相速率, 在 $|L\rangle, |R\rangle$ 对应表象下, 约化密度矩阵的对角项没有损失, 非对角项由于 DQD 与纯退相环境之间的相互作用会随时间衰落, 在长时间极限下 ($t \rightarrow \infty$) 消失. 考虑 QPC 对 DQD 的影响, 得到:^[2]

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} = & -i\Delta(\rho_{12} - \rho_{21}) - 2\Gamma_\phi \frac{\Delta^2}{\varepsilon^2}(\rho_{11} - \rho_{22}) \\ & + \Gamma_\phi \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon^2}(\rho_{12} + \rho_{21}), \\ \dot{\rho}_{12} = & i\varepsilon\rho_{12} - \left(i\Delta - \Gamma_\phi \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon^2}\right)(\rho_{11} - \rho_{22}) \\ & - \frac{\Gamma_\phi}{2} \left(1 + \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon^2}\right)\rho_{12} + 2\Gamma_\phi \frac{\Delta^2}{\varepsilon^2}\rho_{21} - \frac{\Gamma_d}{2}\rho_{12}, \end{aligned} \quad (16)$$

纯退相环境中, 电子转移的量子 jump 项对应的算符 L_j 与耗散环境中的跳跃算符相同, 利用全计数统计理论和附加 Bloch 矢量的方法, 得到纯退相环境下电子累积矩生成函数 $\langle N^{(k)} \rangle$, 对纯退相环境中 QPC 的平均电流, Fano factor 以及电子转移几率随时间演化的动力学特性做了详细分析.

图 5(a) 和图 5(c) 表明, 在对称 DQD 情况下 ($\varepsilon = 0$), QPC 的平均电流和 Fano factor 随时间的演化趋势与耗散环境影响下的结果基本相同, QPC 与 DQD 系统之间的耦合增强 (增大退相干速率), 平均电流和 Fano factor 随时间的演化有明显的上升趋势, 并提升了平均电流和 Fano factor 的震荡幅度. 在图 5(b) 和图 5(d) 的非对称 DQD 情况下 ($\varepsilon = 10\Delta$), QPC 的平均电流和 Fano factor 会随退相干速率的增加而上升, 与耗散环境不同的是, 在纯退相环境中会出现极高的 Fano factor (高达 100). 对此有如下解释: QPC 两端化学势存在多个能级, 电子隧穿过程中有多条电流通道, 这形成一种共隧穿过程^[54–56]. 由于 DQD 系统与 QPC 的相互作用, 在非对称 DQD 情况下 ($\varepsilon = 10\Delta$), 会阻碍隧穿过程中电子在不同电流通道之间的转

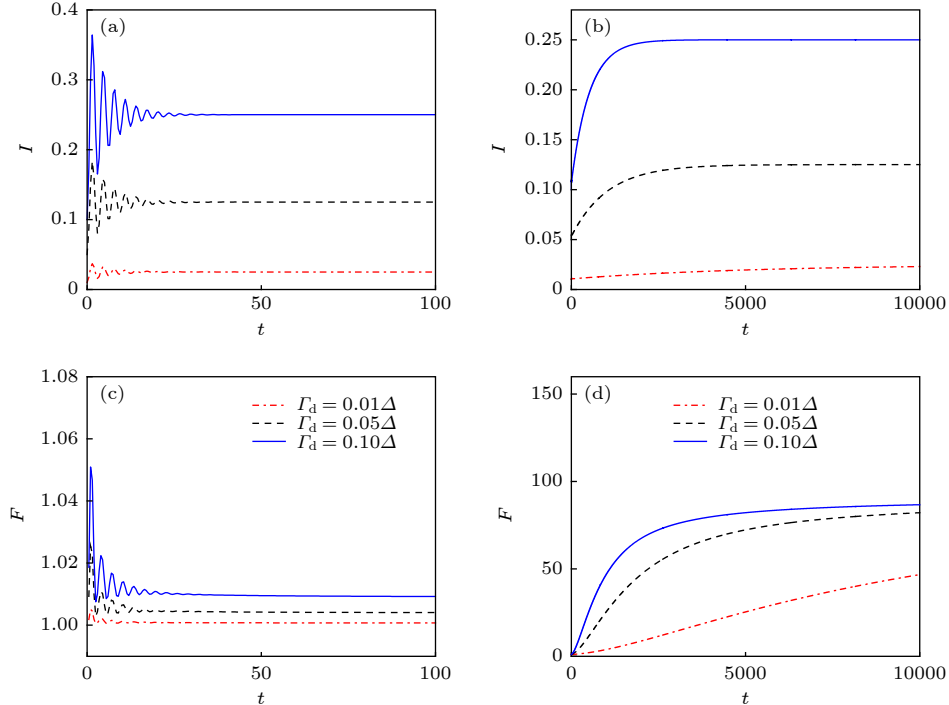


图 5 纯退相环境中不同退相干速率影响下平均电流和 Fano factor 随时间的分布 (a) 对称 DQD ($\varepsilon = 0$) 时的平均电流; (b) 非对称 DQD ($\varepsilon = 10\Delta$) 时的平均电流; (c) 对称 DQD ($\varepsilon = 0$) 时的 Fano factor; (d) 非对称 DQD ($\varepsilon = 10\Delta$) 时的 Fano factor

Fig. 5. Distributions of the average current and the Fano factor versus t for different values of Γ_d in the pure dephasing environment: (a) The average current in symmetric case ($\varepsilon = 0$); (b) the average current in asymmetric case ($\varepsilon = 10\Delta$); (c) the Fano factor in symmetric case ($\varepsilon = 0$); (d) the Fano factor in asymmetric case ($\varepsilon = 10\Delta$).

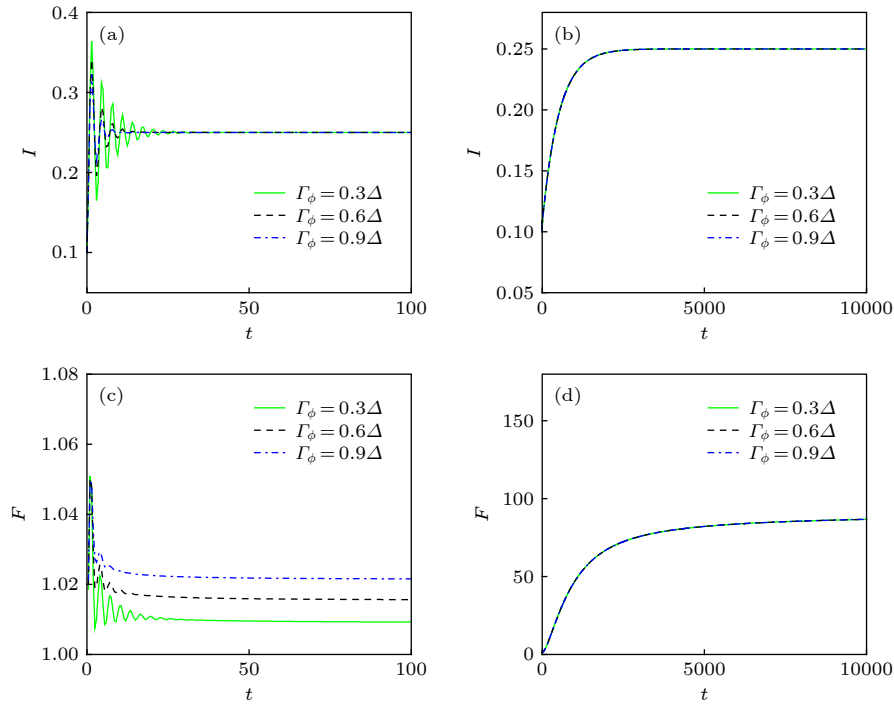


图 6 纯退相环境中不同纯退相速率影响下平均电流和 Fano factor 随时间的演化 (a) 对称 DQD($\varepsilon = 0$) 时的平均电流; (b) 非对称 DQD($\varepsilon = 10\Delta$) 时的平均电流; (c) 对称 DQD($\varepsilon = 0$) 时的 Fano factor; (d) 非对称 DQD($\varepsilon = 10\Delta$) 时的 Fano factor

Fig. 6. Distributions of the average current and the Fano factor versus t for different values of Γ_ϕ in the pure dephasing environment: (a) The average current in symmetric case ($\varepsilon = 0$); (b) the average current in asymmetric case ($\varepsilon = 10\Delta$); (c) the Fano factor in symmetric case ($\varepsilon = 0$); (d) the Fano factor in asymmetric case ($\varepsilon = 10\Delta$).

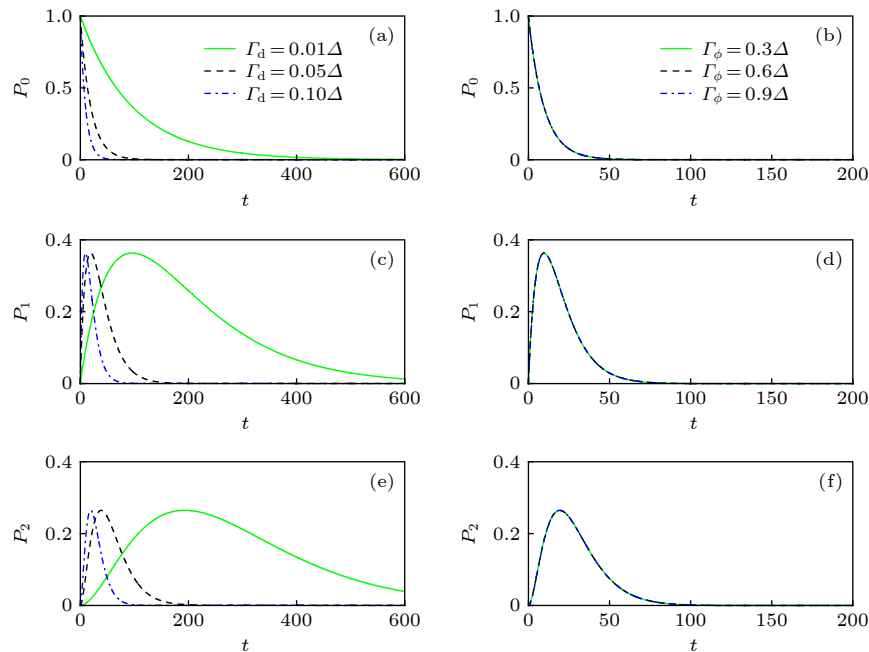


图 7 纯退相环境中不同退相干速率和纯退相速率影响下电子转移几率随时间的演化, $\varepsilon = 10\Delta$ (a) 不同退相干速率下转移 0 个电子的几率; (b) 不同纯退相速率下转移 0 个电子的几率; (c) 不同退相干速率下转移 1 个电子的几率; (d) 不同纯退相速率下转移 1 个电子的几率; (e) 不同退相干速率下转移 2 个电子的几率; (f) 不同纯退相速率下转移 2 个电子的几率

Fig. 7. Distribution of the electron transfer probability versus t for different values of Γ_d and Γ_ϕ in the pure dephasing environment, $\varepsilon = 0$: (a) The probability of 0 electron transfer at different values of Γ_d ; (b) the probability of 0 electron transfer at different values of Γ_ϕ ; (c) the probability of 1 electron transfer at different values of Γ_d ; (d) the probability of 1 electron transfer at different values of Γ_ϕ ; (e) the probability of 2 electrons transfer at different values of Γ_d ; (f) the probability of 2 electrons transfer at different values of Γ_ϕ .

换,从而导致 Fano factor 的极高值^[57]. 这种极高值表明在纯退相环境的影响下,某些特定条件会增强电子在 DQD 内转移的无序行为, QPC 中的散粒噪声的升高展现了这种无序行为. 根据纯退相环境的特性可知,这种无序的电子转移并不会影响长时间极限下电子在 DQD 中的分布概率 ($\rho_{11} = \rho_{22} = 1/2$, 当 $t \rightarrow \infty$).

图 6(a) 和图 6(b) 显示,纯退相环境导致的纯退相不会改变长时间极限的探测器电流. 在 DQD 对称情况下 ($\varepsilon = 0$),系统与纯退相环境的耦合会降低短时间内的平均电流随时间演化的震荡振幅. 在 DQD 不对称情况下 ($\varepsilon = 10\Delta$),纯退相环境导致的纯退相不会对平均电流随时间的演化有任何影响. 观察 Fano factor 与纯退相环境之间的对应关系,结果表明在 DQD 对称时 ($\varepsilon = 0$),增大纯退相速率会提高 Fano factor 的值,增强散粒噪声,使 DQD 内的电子转移变得无序. 而在 DQD 不对称时 ($\varepsilon = 10\Delta$),QPC 的散粒噪声对纯退相速率不敏感. 通过对比图 5 和图 6,可以由长时间极限下的探测器平均电流稳定值对退相干速率和纯退相速率敏感程度来区分探测器的测量效应和纯退相环境导致的相位损失.

考虑不对称 DQD 情况 ($\varepsilon = 10\Delta$),图 7 表明探测器内 n 个电子的转移几率依然与外界环境无关,改变纯退相速率不会影响 P_0, P_1, P_2 随时间的演化. 结合耗散环境影响下的 n 个电子转移几率随时间的演化来看,可以判定探测器内的电子转移只受 DQD 与 QPC 之间相互作用的影响,与外界环境无关. 这是因为在描述整个系统的哈密顿量时,并没有考虑 QPC 与环境之间的相互作用,所以无论是在耗散环境还是纯退相环境中,探测器里电子转移几率随时间的演化都不会受到环境的影响. 但在实际情况下,探测器与环境之间也会有能量交换,如何弱化环境对探测器的影响,提高探测器的测量精度也是很有意义的研究.

4 结 论

运用全计数统计理论和附加 Bloch 矢量的方法,计算并研究了 DQD 与 QPC 相耦合的体系在耗散环境和纯退相环境影响下的探测器平均电流和 Fano factor,以及电子转移几率随时间演化的动力学特性. 结果表明无论是在耗散环境还是纯退

相环境,探测器与系统相互作用产生的退相干都对动力学随时间的演化有重要影响. 在耗散环境中,频繁测量会导致明显的量子芝诺效应,增强量子点内电子的局域化效应,增大探测器的平均电流. 对称 DQD 情况下,系统与耗散环境的耦合会提升 Fano factor 的稳定值. 不对称 DQD 情况下,增大弛豫速率会降低 Fano factor 随时间演化的峰值. 在纯退相环境中,增大退相干速率会阻碍隧穿过程中电子在不同电流通道之间的转换,这会导致 Fano factor 的极高值,加深电子转移的无序程度. 对称 DQD 情况下,系统与纯退相环境的耦合会降低电流演化的震荡幅度. 不对称 DQD 情况下,探测器的电流和 Fano factor 对纯退相速率并不敏感. 结果还表明,在描述整个体系的哈密顿量时,并没有考虑 QPC 与外界环境之间的相互作用,耗散环境和纯退相环境都不会影响探测器内电子转移几率随时间的演化. 如果考虑探测器与环境之间的相互作用,系统会展现出更有趣的动力学现象,这值得做进一步的研究. 我们的结论可以为实验上探究介观半导体器件中的电子输运特性提供理论借鉴.

参考文献

- [1] Gurvitz S A, Fedichkin L, Mozyrsky D, Berman G P 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 066801
- [2] Kang L S, Zhang Y H, Xu X L, Tang X 2017 *Phys. Rev. B* **96** 235417
- [3] Sun F, Liu R, Suo Y Q, Niu L L, Fu H Y, Ji W F, Li Z L 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 178502 (in Chinese) [孙峰, 刘然, 索雨晴, 牛乐乐, 傅焕俨, 季文芳, 李宗良 2019 物理学报 **68** 178502]
- [4] Zhao W L, Wang J Z, Dou F Q 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 240302 (in Chinese) [赵文垒, 王建忠, 豆福全 2012 物理学报 **61** 240302]
- [5] Cui P, Li X Q, Shao J S, Yan Y J 2006 *Phys. Lett. A* **357** 449
- [6] Gurvitz S A, Mozyrsky D 2008 *Phys. Rev. B* **77** 075325
- [7] Zhao G P, Zhang Y H, Cai X J, Xu X L, Kang L S 2016 *Physica E* **84** 10
- [8] Cai X J 2019 *Entropy* **21** 1040
- [9] Li Z L, Bi J J, Liu R, Yi X H, Fu H Y, Sun F, Wei M Z, Wang C K 2017 *Chin. Phys. B* **26** 098508
- [10] Cai X J, Zheng Y J 2018 *J. Chem. Phys.* **149** 094107
- [11] Alexander S, Uttam S, Shekhar D H, Nath B M, Gerardo A 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 020403
- [12] Li B M, Hu M L, Fan H 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 030304 (in Chinese) [李保民, 胡明亮, 范桁 2019 物理学报 **68** 030304]
- [13] Xu P, Wang D, Ye L 2013 *Chin. Phys. B* **22** 100306
- [14] Zhang Y H, Kang L S, Xu X L, Tang X, Li H B, Cai X J 2017 *Mod. Phys. Lett. B* **31** 1730004
- [15] Zheng S B, Guo G C 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2392
- [16] Gurvitz S A 1997 *Phys. Rev. B* **56** 15215
- [17] Cai X J, Zheng Y J 2016 *Phys. Rev. A* **94** 042110

- [18] Sun S N, Zheng Y J 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 180403
- [19] Cai X J, Zheng Y J 2017 *Phys. Rev. A* **95** 052104
- [20] Cai X J, Meng R X, Zhang Y H, Wang L F 2019 *Europhys. Lett.* **125** 30007
- [21] Yin Y Q, Ma J N, Li H, Wang X Z, He Z L 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4162 (in Chinese) [尹永琦, 马佳宁, 李华, 王选章, 贺泽龙 2009 物理学报 **58** 4162]
- [22] Yang L W, Xia Y J 2016 *Chin. Phys. B* **25** 110303
- [23] Yang J, Wu W Y, Gong Y C 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 448 (in Chinese) [杨军, 武文远, 龚艳春 2008 物理学报 **57** 448]
- [24] Li X Q, Cui P, Yan Y J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 066803
- [25] Ouyang S H, Lam C H, You J Q 2010 *Phys. Rev. B* **81** 075301
- [26] Li J, Liu Y, Ping J, Ye Y, Li X Q 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 137202 (in Chinese) [栗军, 刘玉, 平婧, 叶银, 李新奇 2012 物理学报 **61** 137202]
- [27] Aguado R, Brandes T 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 206601
- [28] Du L, Wu J H, Artoni M, Rocca G C 2019 *Phys. Rev. A* **100** 052102
- [29] Ford G W, Lewis J T, O'Connell R F 2001 *Phys. Rev. A* **64** 032101
- [30] Korotkov A N, Averin D V 2001 *Phys. Rev. B* **64** 165310
- [31] Korotkov A N 2001 *Phys. Rev. B* **63** 085312
- [32] Xu C R, Vavilov M G 2013 *Phys. Rev. B* **88** 195307
- [33] Gurvitz S A 2019 *J. Phys. A: Math. Theor.* **52** 175301
- [34] Levitov L S, Lesovik G B 1993 *JETP Lett.* **58** 230
- [35] Levitov L S, Lee H, Lesovik G B 1996 *J. Math. Phys.* **37** 4845
- [36] Bagrets D A, Nazarov Yu V 2003 *Phys. Rev. B* **67** 085316
- [37] Flindt C, Novotný T, Braggio A, Jauho A 2010 *Phys. Rev. B* **82** 155407
- [38] Novotný T, Donarini A, Flindt C, Jauho A 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 248302
- [39] Iannaccone G, Lombardi G, Macucci M, Pellegrini B 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 1054
- [40] Kieflich G, Schöll E, Brandes T, Hohls F, Haug R J 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 206602
- [41] Olsen M K, Corney J F 2013 *Phys. Rev. A* **87** 033839
- [42] Lu B, Han C Y, Zhuang M, Ke Y G, Huang J H, Li C H 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 040306 (in Chinese) [鹿博, 韩成银, 庄敏, 柯勇贯, 黄嘉豪, 李朝红 2019 物理学报 **68** 040306]
- [43] Albert M, Haack G, Flindt C, Büttiker M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 186806
- [44] Tang G M, Xu F M, Wang J 2014 *Phys. Rev. B* **89** 205310
- [45] Gurvitz S A, Prager Y S 1996 *Phys. Rev. B* **53** 15932
- [46] Bagrets D A, Utsumi Y, Golubev D S, Schön G 2006 *Fortschr. Phys.* **54** 917
- [47] Emary C, Marcos D, Aguado R, Brandes T 2007 *Phys. Rev. B* **76** 161404
- [48] Zheng Y J, Brown F L H 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 238305
- [49] Luo J Y, Jiao H J, Shen Y, Cen G, He X L, Wang C R 2011 *J. Phys. Condens. Matter* **23** 145301
- [50] Pfeifer P 1982 *Phys. Rev. A* **26** 701
- [51] Gurvitz S A 2003 *Quantum. Inf. Process.* **2** 15
- [52] Carmi A, Oreg Y 2012 *Phys. Rev. B* **85** 045325
- [53] Kok P, Munro W J, Nemoto K, Ralph T C, Dowling J P, Milburn G J 2007 *Rev. Mod. Phys.* **79** 135
- [54] Sukhorukov E V, Burkard G, Loss D 2001 *Phys. Rev. B* **63** 125315
- [55] Xue H B, Zhang Z X, Fei H M 2012 *Eur. Phys. J. B* **85** 336
- [56] Thielmann A, Hettler M H, König J, Schön G 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 146806
- [57] Flindt C, Novotný T, Jauho A P 2004 *Phys. Rev. B* **70** 205334

The electron transfer properties of an open double quantum dot based on a quantum point contact^{*}

Lan Kang Du Qian Kang Li-Sha Jiang Lu-Jing
Lin Zhen-Yu Zhang Yan-Hui[†]

(*School of Physics and Electronics, Shandong Normal University, Jinan 250014, China*)

(Received 9 November 2019; revised manuscript received 2 December 2019)

Abstract

We theoretically study the electron transfer properties of a double quantum dot system in dissipative and pure dephasing environments based on a quantum dot contact detector. Theoretical results show that in the dissipative environment, the decoherence caused by the detector would increase the stable value of the average current and Fano factor as functions of time. Meanwhile, we find the existence of the quantum Zeno effect during the process of dynamical evolution. In the case of symmetric DQD, the relaxation caused by the dissipative environment would decrease the amplitude of the average current with time evolution and increase the value of the Fano factor in the long time limit. In the case of asymmetric DQD, the relaxation reduces the peak value of Fano factor over time. In the pure dephasing environment, we find that the frequent measurement would hinder the switch between different current channels during the cotunneling process. This results in a high value of Fano factor. In the case of symmetric DQD, increasing the pure dephasing rate would improve the value of Fano factor. In the case of asymmetric DQD, the dynamical evolution with time is not sensitive to the pure dephasing rate. In addition, it is indicated that the transfer probability of electron in the detector is only affected by the coupling between QPC and DQD. The environments have no effect on the transfer of a single electron in the detector. Our theoretical results provide theoretical references for experimental researchers to study the electron transport properties.

Keywords: double quantum dot, quantum point contact, quantum decoherence, shot noise

PACS: 05.60.Gg, 03.65.Yz, 73.63.Kv

DOI: [10.7498/aps.69.20191718](https://doi.org/10.7498/aps.69.20191718)

* Project supported by the Natural Science Foundation of Shandong Province, China (Grant No. ZR2014AM030).

† Corresponding author. E-mail: yhzhang@sdu.edu.cn