DOI:10.19789/j.1004-9398.2025.03.006
文献引用:刘振乡,陈开伟,郭健宏.拓扑超导体耦合双量子点结构中Majorana费米子的等待时间分布[J].首都师范大学学报(自然科学版),2025,46(3):35-40. LIU Z X,CHEN K W,GUO J H. Waiting time distribution of Majorana fermions in topological superconductor coupled to double quantum dots[J]. Journal of Capital Normal University (Natural Science Edition),2025,46(3):35-40.

拓扑超导体耦合双量子点结构中Majorana费米子的等待时间分布

刘振乡,陈开伟,郭健宏*

(首都师范大学物理系,北京 100048)

摘要:利用量子主方程的方法研究了拓扑超导体耦合双量子点结构中电子输运的等待时间分布。通过联合等待时间分布最高峰的数目和电子连续跳跃等待时间相关性,表征系统中存在Majorana费米子。研究显示,随着超导邻近效应和弹性共隧穿的同步增大,联合等待时间分布振荡频率越来越高,单位时间内等待时间相关性变化越来越频繁。当超导邻近效应和弹性共隧穿强度相较于隧穿率增大时,电子在超导体中运动更剧烈,更不容易隧穿出去。

关键词:Majorana费米子;量子输运;联合等待时间分布;等待时间相关性
中图分类号:O43 **文献标志码**:A

Waiting time distribution of Majorana fermions in topological superconductor coupled to double quantum dots

LIU Zhenxiang, CHEN Kaiwei, GUO Jianhong*

(Department of Physics, Capital Normal University, Beijing 100048)

Abstract: The waiting time distribution of electron transport in a topological superconductor coupled double quantum dots is studied by using the master equation. The existence of Majorana fermions in the system is characterized by the correlation between the number of peaks in the joint waiting time distribution and the waiting time of continuous electron jumps. It is found that with the synchronous increase of superconducting proximity effect and elastic cotunneling, the oscillation frequency of the joint waiting time distribution increases higher, and the waiting time correlation changes more frequent in unit time. It indicates that when the superconducting proximity effect and elastic cotunneling intensity increase compared to the tunneling rate, electrons move more frequently in the superconductor and are harder to tunnel out.

Keywords: Majorana fermions; quantum transport; joint waiting time distribution; waiting time correlation
CLC:O43 **DC**:A

0 引 言

Majorana费米子(Majorana fermions,MFs)是近年的研究热点,因为其是非阿贝尔任意子[1],可以应用于容错拓扑量子计算[2]。MFs本身不带电,与超导体系中电子和空穴叠加而成的准粒子十分类

收稿日期:2023-03-30
*通信作者:gjhaso@163.com

似[2-3],因此,一般用s-波超导体来研究MFs。实验上表征MFs可利用零偏压电导峰[4-6]、4π周期Josephson效应[7]和电流噪声[8-9]等方法。近期的研究表明,零偏压电导峰还可能是由体系中存在零能量Andreev束缚态(Andreev bound state, ABS)引起的[10-12],所以零偏压电导峰不能作为MFs的特征信号。另外,研究者还提出了一种有MFs类似特性,但不受拓扑保护的Poorman's MFs[13]。所以,如何区分MFs和与其相似的量子态是有待解决的问题[14-15]。

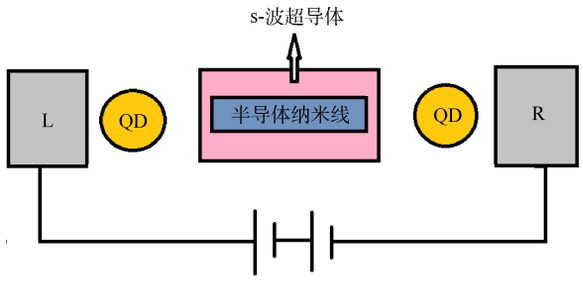
从量子输运的角度分析,电子从其中一个电极进入系统后,在系统中跃迁,直到从另一电极离开。在此过程中,系统内发生的物理过程无法直接观测,但是可以通过探测电子经过系统后的电流涨落获得电子在系统内部输运过程中的重要信息。MFs存在或不存在时,系统中量子输运的电流涨落会显示不同的特征[16-17]。

电子输运的随机性导致电子-电子之间的隧穿时间也是随机分布的,如等待时间。等待时间分布(waiting time distribution, WTD)主要研究电子在系统中输运的短时动力学特性[18-19],是电子后续隧穿事件之间延迟时间的概率密度[20]。WTD广泛应用于量子光学和生物分子系统的统计动力学等领域[21-24]。随着单电子实时检测技术的发展[25-26],已经可以在动态单电子晶体管中对WTD进行测量[27]。

本文利用量子主方程方法研究了系统中存在MFs时联合等待时间分布(joint waiting time distribution, JWTD),以及电子连续跳跃的等待时间相关性。利用JWTD得到表征MFs的信号,并与Poorman's MFs区分,讨论了超导邻近效应和弹性共隧穿强度同时改变对JWTD和等待时间相关性的影响。在零温度大电压极限下,通过对JWTD图像最高峰的数目和等待时间相关性探究,得到MFs的特征信号,此结论对于MFs的研究具有深刻意义。

1　模　型

量子点(quantum dot, QD)与一维拓扑超导纳米线混合结构模型如图1所示。将具有强Rashba自旋-轨道相互作用的半导体纳米线与s-波超导体接触(如纳米线生长在超导体表面),再与2个QD耦合构成混合系统。当施加垂直于纸面向里的强磁场时,纳米线会形成拓扑超导体,两端出现未配对的MFs。纳米线两端的MFs分别与相邻的QD耦合,再与左、右电极构成闭合回路,每个QD都处于强库仑阻塞区,选取s-波超导体的化学势为零能量参考。



注:L和R分别表示左和右;QD表示量子点。

图1　双量子点与一维拓扑超导纳米线混合结构模型

整个系统的哈密顿量$\boldsymbol{H}=\boldsymbol{H}_{\text{leads}}+\boldsymbol{H}_{\text{tun}}+\boldsymbol{H}_{\text{sys}}$,其中:

$$\boldsymbol{H}_{\text{leads}}=\sum_{\alpha=\text{L, R}}\varepsilon_{ak}c_{ak}^{\dagger}c_{ak}, \tag{1}$$

$$\boldsymbol{H}_{\text{tun}}=\sum_{\alpha=\text{L, R}}\sum_{j=1,2}t_{ak}d_jc_{ak}^{\dagger}+\text{H.c.}, \tag{2}$$

$$\boldsymbol{H}_{\text{sys}}=\sum_{j=1,2}\varepsilon_jd_j^{\dagger}d_j+\frac{\text{i}}{2}\varepsilon_{\text{m}}\gamma_1\gamma_2+\lambda_1\left(d_1^{\dagger}-d_1\right)\gamma_1+\text{i}\lambda_2\left(d_2^{\dagger}+d_2\right)\gamma_2+\Delta\left(d_1^{\dagger}d_2^{\dagger}+d_2d_1\right)+\tau\left(d_1^{\dagger}d_2+d_2^{\dagger}d_1\right)。 \tag{3}$$

式中:$\boldsymbol{H}_{\text{leads}}$为左、右电极的哈密顿量;$\varepsilon_{ak}$($\alpha$=L,R)为电极中电子的能量;L、R分别为左、右;k为波矢,$c_{ak}^{\dagger}(c_{ak})$为左、右电极中电子的产生(湮灭)算符;$\boldsymbol{H}_{\text{tun}}$为开放系统与电极之间的相互作用哈密顿量;$t_{ak}$为QD和电极间的耦合强度;$d_j^{\dagger}\left(d_j\right)$($j$=1,2)为QD中电子的产生(湮灭)算符;$\boldsymbol{H}_{\text{sys}}$描述QD-纳米线系统的哈密顿量;$\gamma_1$和$\gamma_2$分别为MFs的产生和湮灭算符;$\varepsilon_j$为有无电子占据的能量差,可以通过栅极电压调节;$\varepsilon_{\text{m}}\sim\text{e}^{-l/\xi_{\text{sc}}}$为纳米线两端分立MFs之间的耦合能,其中$l$为纳米线的长度,$\xi_{\text{sc}}$为超导相干长度,当$\xi_{\text{sc}}\ll l$时,纳米线两端MFs之间的耦合很弱,即$\varepsilon_{\text{m}}\sim0$;$\lambda_1(\lambda_2)$为左(右)QD与邻近MFs之间的耦合强度,不考虑自旋,$\lambda_1(\lambda_2)$取实数;Δ为超导邻近效应引起的QD间的耦合强度;τ为弹性共隧穿强度。

引入非局域的Dirac费米子(f),满足反对易关系$\left\{f,f^{\dagger}\right\}=1$,占据数为$n_f=f^{\dagger}f$,有$\gamma_1=f^{\dagger}+f$,$\gamma_2=\text{i}(f^{\dagger}-f)$,满足$\left\{\gamma_i,\gamma_j\right\}=2\delta_{ij}$,则$\boldsymbol{H}_{\text{sys}}$可改写为

$$\boldsymbol{H}_{\text{sys}}=\sum_{j=1,2}\varepsilon_jd_j^{\dagger}d_j+\varepsilon_{\text{m}}\left(f^{\dagger}f-\frac{1}{2}\right)+\lambda_1\left(d_1^{\dagger}f+f^{\dagger}d_1\right)+\eta_1\lambda_1\left(d_1^{\dagger}f^{\dagger}+fd_1\right)+\lambda_2\left(d_2^{\dagger}f+f^{\dagger}d_2\right)-\eta_2\lambda_2\left(d_2^{\dagger}f^{\dagger}+fd_2\right)+\Delta\left(d_1^{\dagger}d_2^{\dagger}+d_2d_1\right)+\tau\left(d_1^{\dagger}d_2+d_2^{\dagger}d_1\right)。 \tag{4}$$

改写式(4),引入$\eta_1=\eta_2=1$或0,二者无特殊物理意义。当$\eta_1=\eta_2=1$时,系统处于拓扑超导相,此时系统中存在MFs,QD与拓扑超导体之间的隧穿包含

“反常”项($\propto d_j^\dagger f^\dagger, f d_j$),超导体可以吸收来自左(右)QD和纳米线的一对电子形成Cooper对,或是分裂一个Cooper对释放出2个电子分别占据左(右)QD和纳米线上,导致电子数不守恒。当$\eta_1=\eta_2=0$时,则系统处于普通超导相,系统中不存在MFs。

在粒子数表象中,QD及纳米线的状态可表示为$\left|n_1, n_2, n_f\right\rangle$,其中$n_1$、$n_2$和$n_f$的取值为0或1,分别表示2个QD与纳米线上占据的电子数,$\left\{\left|n_1, n_2, n_f\right\rangle\right\}$可以划分为奇宇称空间$\left\{\left|0,0,1\right\rangle, \left|0,1,0\right\rangle, \left|1,0,0\right\rangle, \left|1,1,1\right\rangle\right\}$和偶宇称空间$\left\{\left|0,0,0\right\rangle, \left|0,1,1\right\rangle, \left|1,0,1\right\rangle, \left|1,1,0\right\rangle\right\}$。

2　理论方法及等待时间分布

将电极视为“环境”,中间系统的含时演化用约化密度算符($\rho(t)$)描述。考虑零温度大电压极限,忽略温度对电子输运的影响,电子只能从左电极到右电极单向隧穿,$\rho(t)$的演化方程为(取$e=\hbar=1$)

$$\dot{\rho}(t)=L_{\rm sys}(t)\rho(t)-\frac{1}{2}\Gamma_{\rm L}\left(\rho(t)d_{\rm L}d_{\rm L}^\dagger+d_{\rm L}d_{\rm L}^\dagger\rho(t)-2d_{\rm L}^\dagger\rho(t)d_{\rm L}\right)-\frac{1}{2}\Gamma_{\rm R}\left(\rho(t)d_{\rm R}{}^\dagger d_{\rm R}+d_{\rm R}{}^\dagger d_{\rm R}\rho(t)-2d_{\rm R}\rho(t)d_{\rm R}^\dagger\right),\tag{5}$$

式中:$L_{\rm sys}(t)\rho(t)=-\mathrm{i}[\boldsymbol{H}_{\rm sys}(t),\rho(t)]$,$\Gamma_\alpha=2\pi g_\alpha|t_\alpha|^2$,$g_\alpha$是电极$\alpha=$L、R中的态密度,本文假设态密度不随能量变化。

把式(5)重新写为

$$\dot{\rho}(t)=L\rho(t), L=L_0+\mathcal{J}_{\rm L}+\mathcal{J}_{\rm R},\tag{6}$$

式中:$L_0\rho(t)$为系统与环境之间没有电子隧穿事件发生时系统的动力学过程;$\mathcal{J}_{\rm L}\rho(t)$描述电子从左电极进入左QD的隧穿;$\mathcal{J}_{\rm R}\rho(t)$描述电子从右QD到右电极的隧穿,其表达式分别为:

$$\mathcal{J}_{\rm L}\rho(t)=\Gamma_{\rm L}d_{\rm L}^\dagger\rho(t)d_{\rm L},\tag{7}$$

$$\mathcal{J}_{\rm R}\rho(t)=\Gamma_{\rm R}d_{\rm R}\rho(t)d_{\rm R}^\dagger。\tag{8}$$

方程(6)的形式解为[20]

$$\rho(t)=\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{l_1,\cdots,l_n=\{\rm L,R\}}\int_0^t{\rm d}t_n\cdots\int_0^{t_2}{\rm d}t_1\rho_{l_n\cdots l_1}^t\left(\{t_i\}\right),\tag{9}$$

其中

$$\rho_{l_n\cdots l_1}^t\left(\{t_i\}\right)=N_{t-t_n}J_{l_n}N_{t_n-t_{n-1}}J_{l_{n-1}}\cdots J_{l_1}N_{t_1}\rho_{\rm in}\tag{10}$$

为条件密度算符,描述约化密度算符从初始密度算符$\rho_{\rm in}$开始的非幺正演化,当系统演化到时间t_i时,发生了l_i型跳跃。其中$i=1,\cdots,n$;$N_{t_i}\equiv\mathrm{e}^{L_0t_i}$。在本文中,假设式(6)的唯一稳态解$\rho_0$存在。对于$n=2$的$l_1$和$l_2$型2次相继跳跃,$t_1=0, t_2=\tau$,定义式(10)中的条件密度算子$\rho_{l_2l_1}$,则有

$$\rho_{l_2l_1}(\tau)\equiv\frac{\mathcal{J}_{l_2}\mathrm{e}^{L_0\tau}\mathcal{J}_{l_1}\rho_0}{w_{l_2l_1}(\tau)\mathrm{Tr}\mathcal{J}_{l_1}\rho_0},\tag{11}$$

式中$\rho_{\rm in}=\rho_0$。

分母中的归一化因子定义了等待时间分布矩阵($\boldsymbol{W}(\tau)$),其矩阵元表达式为

$$w_{l_2l_1}(\tau)\equiv\frac{\mathrm{Tr}\mathcal{J}_{l_2}\mathrm{e}^{L_0\tau}\mathcal{J}_{l_1}\rho_0}{\mathrm{Tr}\mathcal{J}_{l_1}\rho_0}。\tag{12}$$

等待时间分布$w_{l_2l_1}(\tau)$是粒子在发生l_1型跳跃之后,系统非幺正演化,直到下一次l_2型跳跃发生的2次跳跃之间延迟时间τ的概率密度[20]。

式(12)中的$w_{l_2l_1}(\tau)$涉及电子连续2次跳跃之间的等待时间,但没有描述后续跳跃信息。可以通过探究电子3次跳跃之间的相继2个等待时间的JWTD—$w_{l_3l_2l_1}(t_{l_3l_2},t_{l_2l_1})$[28-29],获得电子跳跃的后续信息,其表达式为

$$w_{l_3l_2l_1}\left(t_{l_3l_2},t_{l_2l_1}\right)=\frac{\mathrm{Tr}\left[\mathcal{J}_{l_3}\mathrm{e}^{L_0^{l_3l_2}t_{l_3l_2}}\mathcal{J}_{l_2}\mathrm{e}^{L_0^{l_2l_1}t_{l_2l_1}}\mathcal{J}_{l_1}\rho_0\right]}{\mathrm{Tr}\left[\mathcal{J}_{l_1}\rho_0\right]}。\tag{13}$$

式中l_1、l_2和l_3分别为相继跳跃的3种类型。对于不相关的相继2次等待时间,JWTD可分解为

$$w_{l_3l_2l_1}(t_{l_3l_2},t_{l_2l_1})=w_{l_3l_2}(t_{l_3l_2})w_{l_2l_1}(t_{l_2l_1})。\tag{14}$$

2次等待时间的相关性也可以通过相关性函数表示为

$$C_{l_3l_2l_1}\left(t_{l_3l_2},t_{l_2l_1}\right)=\frac{w_{l_3l_2l_1}\left(t_{l_3l_2},t_{l_2l_1}\right)}{w_{l_3l_2}\left(t_{l_3l_2}\right)w_{l_2l_1}\left(t_{l_2l_1}\right)},\tag{15}$$

式(15)表示连续跳跃等待时间的相关性。如果$C_{l_3l_2l_1}(t_{l_3l_2},t_{l_2l_1})>1(<1)$,则说明在初始$l_1$型跳跃发生,后续再发生$l_2$和$l_3$型跳跃,这3次跳跃中的2次等待时间$t_{l_2l_1}$和$t_{l_3l_2}$为正(负)相关,即3次跳跃事件相互影响。如果$C_{l_3l_2l_1}(t_{l_3l_2},t_{l_2l_1})=1$,说明$l_1$、$l_2$和$l_3$型跳跃事件互不影响,相互独立。

3　分析与讨论

把观察到的跳跃方式分为2种类型,由左电极跳跃到左QD的跳跃定义为L型跳跃,由右QD跳跃到右电极的跳跃定义为R型跳跃。本文固定的参数值为:$\varepsilon_{\rm L}=\varepsilon_{\rm R}=0$,$\varepsilon_{\rm m}=0$,$\Gamma_{\rm L}=\Gamma_{\rm R}=1$。本文主要研究2类过程的电子跳跃。其中,异型跳跃:观察连续3次电子跳跃,跳跃类型依次为由左电极跳跃到左QD,由右QD跳跃到右电极,由左电极跳跃到左QD,即LRL型跳跃。同型跳跃:观察连续3次电子跳跃,跳跃类型均为由右QD跳跃到右电极,即RRR型跳跃。

LRL型跳跃JWTD和等待时间相关性如图2所示。其中,图2(a和d)参数为$\eta_1=\eta_2=0$,$\Delta=\tau=0$,$\lambda_1=\lambda_2=2\Gamma_L$;图2(b和e)参数为$\eta_1=\eta_2=1$,$\Delta=\tau=0$,$\lambda_1=\lambda_2=2\Gamma_L$;图2(c和f)参数为$\Delta=\tau=2$,$\lambda_1=\lambda_2=0$。由图2可知,$w_{LRL}$初始值都为0,这主要因为电子从左电极进入系统到最后隧穿到右电极需要一定的时间,w_{LRL}在$t\approx0$时被抑制。由图2(a)可知,w_{LRL}有2个最高峰,分别位于t_1和t_2坐标轴上,关于$t_1=t_2$轴对称,说明其中1次等待时间$t\approx0$,另1次等待时间$t\approx0.8$时,联合事件发生的概率最大。图2(b)中w_{LRL}在$t_1=t_2$轴上有1个最高峰,说明此时联合事件发生概率在前后2个等待时间相等时最大。图2(c和a)相似,位于t_1和t_2坐标轴上,关于$t_1=t_2$轴对称有2个最高峰,所以可以利用此特征来区分系统中是否存在MFs。由图2(d~f)可知,无论系统中是否存在MFs,电子连续3次跳跃间隔的2次等待时间在$t_1=t_2=0$时都为负相关。2次等待时间相关性正负交替变化,这是由于系统内部有超导临近效应和弹性共隧穿等多种相互作用,使前后跳跃事件相互影响。

RRR型跳跃JWTD和等待时间相关性如图3所示,参数与图2一致。对比图3与图2的JWTD,无论系统中是否存在MFs,w_{RRR}都存在1个最高峰,所以无法根据w_{RRR}峰值数目区分MFs和Poorman's MFs。但是由图3(d~f)可知:系统中不存在MFs和Poorman's MFs时,等待时间相关;而当系统中存在MFs或Poorman's MFs时,等待时间都不相关。所以可以根据等待时间有无相关性来判断系统内是否存在MFs或Poorman's MFs。但须保证系统参数满足$\Delta=\tau$,$\varepsilon_m=0$且右QD能级为0。粒子的跳跃事件往往不是独立的,但是在观察一种跳跃类型且系统满足上述条件时,前后2次跳跃事件存在彼此不相关的情况。所以,跳跃事件相关性与系统中QD能级以及分裂能ε_m等多个因素有关。

LRL型跳跃中改变超导临近效应和弹性共隧穿对JWTD和等待时间相关性的影响如图4所示,部分参数为$\eta_1=\eta_2=1$,$\lambda_1=\lambda_2=2\Gamma_L$。图4(a~c)所示,当系统中存在MFs时,随着$\Delta=\tau$逐渐变大,$w_{LRL}$振荡频率越来越高,且随时间增加,后续振荡越来越明显。这反映了此时超导体更易于成对吸收或释放电子,电子在超导体中相干隧穿更剧烈,所以在时域上表现为振荡频率越来越高。图4(d~f)所示,随着$\Delta=\tau$增大,C_{LRL}单位时间内的变化越频繁,且当$\Delta=\tau$增大到一定数值时,等待时间相关性会出现如图4(f)的规律性正负相关分布。说明当超导临近效应和弹性共隧穿的组合效应相较于隧穿率$\Gamma_L=\Gamma_R$占主导作用时,电子在超导体中运动更剧烈,更不容易隧穿,所以后续跳跃事件相关性变化频率越来越高。

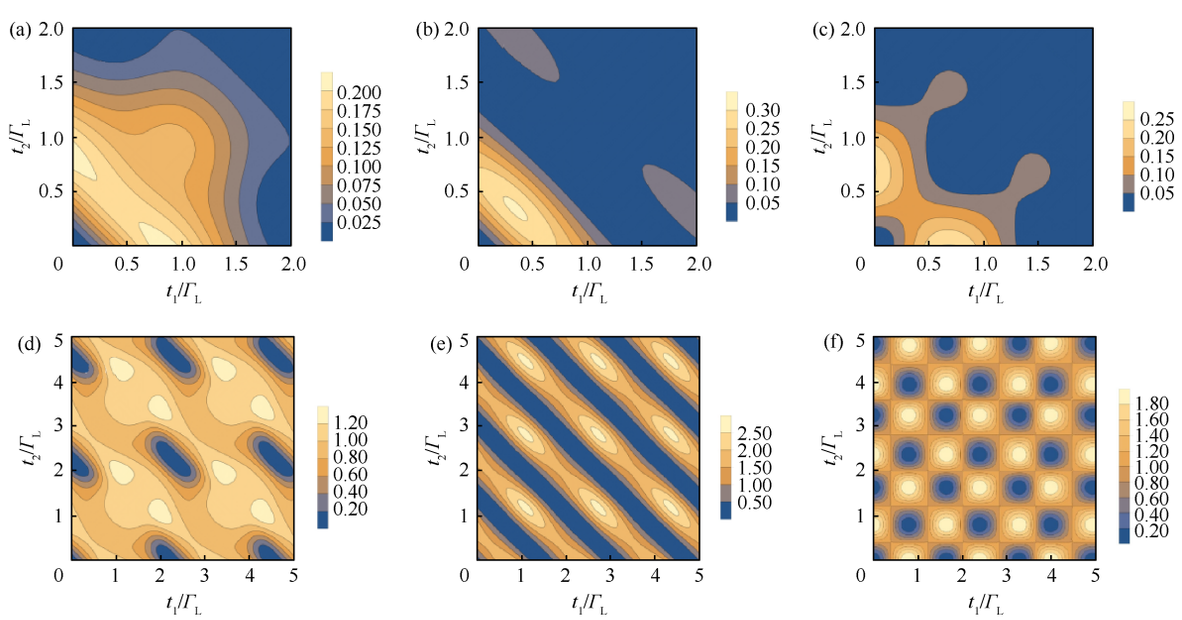


图2 LRL型跳跃的JWTD和等待时间相关性

(a)不存在MFs与Poorman's MFs的JWTD;(b)只存在MFs的JWTD;(c)只存在Poorman's MFs的JWTD;(d)不存在MFs与Poorman's MFs的等待时间相关性;(e)只存在MFs的等待时间相关性;(f)只存在Poorman's MFs的等待时间相关性

注:MFs为Majorana费米子;JWTD为联合等待时间分布。

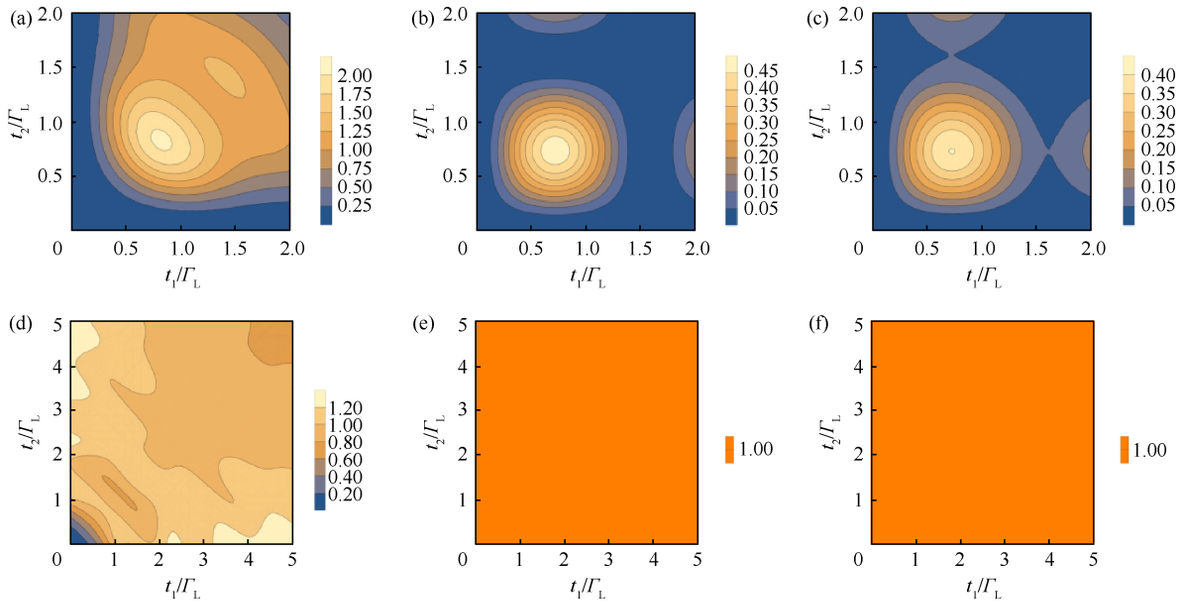


图3　RRR型跳跃的JWTD和等待时间相关性

(a)不存在MFs与Poorman's MFs的JWTD;(b)只存在MFs的JWTD;(c)只存在Poorman's MFs的JWTD;(d)不存在MFs与Poorman's MFs的等待时间相关性;(e)只存在MFs的等待时间相关性;(f)只存在Poorman's MFs的等待时间相关性

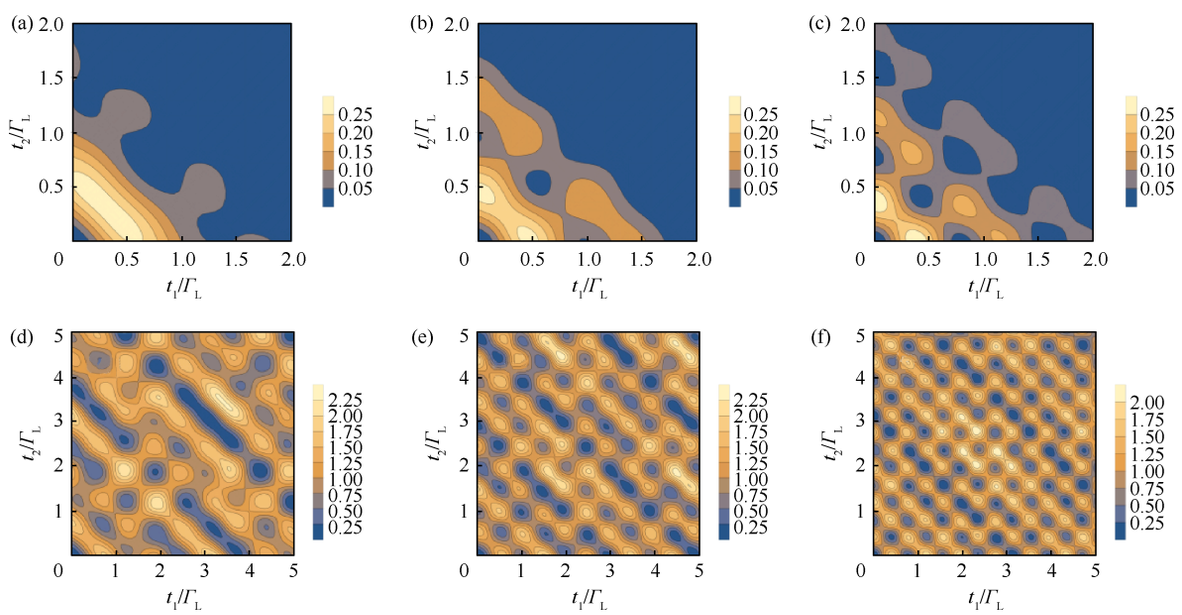


图4　LRL型跳跃的JWTD和等待时间相关性

(a)$\tau=\Delta=1$的JWTD;(b)$\tau=\Delta=2$的JWTD;(c)$\tau=\Delta=3$的JWTD;(d)$\tau=\Delta=1$的等待时间相关性;(e)$\tau=\Delta=2$的等待时间相关性;(f)$\tau=\Delta=3$的等待时间相关性

4　结　论

本文研究了拓扑超导体耦合双量子点混合结构的JWTD。探究连续3次电子跳跃的JWTD:显示当系统中只存在MFs时,显示1个最高峰;系统中不存在MFs或只存在Poorman's MFs时,显示2个关于$t_1=t_2$轴对称的最高峰,可通过JWTD的最高峰数目判断系统中是否存在MFs。另外,通过研究同种类型跳跃的等待时间是否相关,可以分辨系统中不存在MFs和存在Poorman's MFs的2种情况,当超导邻近效应和弹性共隧穿相等,且相较于隧穿率增大时,JWTD和等待时间相关性单位时间内振荡频率增大,电子更不容易隧穿出系统。

参 考 文 献

[1] MOORE G, READ N. Nonabelions in the fractional quantum hall effect [J]. Nuclear Physics B, 1991, 360(2/3): 362-396.

[2] NAYAK C, SIMON S H, STERN A, et al. Non-Abelian anyons and topological quantum computation [J]. Reviews of Modern Physics, 2008, 80(3): 1083-1159.

[3] BREUNIG O, ANDO Y. Opportunities in topological insulator devices [J]. Nature Reviews Physics, 2022, 3(4): 184-193.

[4] DENG M T, YU C L, HUANG G Y, et al. Anomalous zero-bias conductance peak in a Nb-InSb nanowire-Nb hybrid device [J]. Nano Letters, 2012, 12(12): 6414-6419.

[5] NICHELE F, DRACHMANN A C C, WHITICAR A M, et al. Scaling of Majorana zero-bias conductance peaks [J]. Physical Review Letters, 2017, 119(13): 136803.

[6] BAGRETS D, ALTLAND A. Class D spectral peak in Majorana quantum wires [J]. Physical Review Letters, 2012, 109(22): 227005.

[7] ROKHINSON L P, LIU X Y, FURDYNA J K. The fractional a. c. Josephson effect in a semiconductor-superconductor nanowire as a signature of Majorana particles [J]. Nature Physics, 2012, 8(11): 795-799.

[8] BOLECH C J, DEMLER E. Observing Majorana bound states in *p*-wave superconductors using noise measurements in tunneling experiments [J]. Physical Review Letters, 2007, 98(23): 237002.

[9] ZOCHER B, ROSENOW B. Modulation of Majorana-induced current cross- correlations by quantum dots [J]. Physical Review Letters, 2013, 111(3): 036802.

[10] ZHANG H, LIU D E, WIMMER M, et al. Next steps of quantum transport in Majorana nanowire devices [J]. Nature Communications, 2019, 10: 5128.

[11] LIU C X, SAU J D, STANESCU T D, et al. Andreev bound states versus Majorana bound states in quantum dot-nanowire-superconductor hybrid structures: trivial versus topological zero-bias conductance peaks [J]. Physical Review B, 2017, 96(7): 075161.

[12] PAN H N, SARMA S D. On-demand large conductance in trivial zero-bias tunneling peaks in Majorana nanowires [J]. Physical Review B, 2022, 105(11): 115432.

[13] LEIJNSE M, FLENSBERG K. Parity qubits and poor man's Majorana bound states in double quantum dots [J]. Physical Review B, 2012, 86(13): 134528.

[14] PRADA E, SAN JOSE P, DE MOOR M W A, et al. From Andreev to Majorana bound states in hybrid superconductor-semiconductor nanowires [J]. Nature Reviews Physics, 2020, 2: 575-594.

[15] PAN H N, LIU C X, WIMMER M, et al. Quantized and unquantized zero-bias tunneling conductance peaks in Majorana nanowires: conductance below and above $2e^2/h$ [J]. Physical Review B, 2021, 103(21): 214502.

[16] GLENN G D, TIWARI G, DYER G, et al. Improved large-energy-range magnetic electron-positron spectrometer for experiments with the Texas Petawatt Laser [J]. Journal of Instrumentation, 2019, 14(3): 03012.

[17] ESPOSITO M, LINDENBERG K, SOKOLOV I M. On the relation between event-based and time-based current statistics [J]. Europhysics Letters, 2010, 89(1): 10008.

[18] THOMAS K H, FLINDT C. Electron waiting times in non-Markovian quantum transport [J]. Physical Review B, 2013, 87(12): 121405.

[19] POTANINA E, FLINDT C. Electron waiting times of a periodically driven single-electron turnstile [J]. Physical Review B, 2017, 96(4): 045420.

[20] BRANDES T. Waiting times and noise in single particle transport[J]. Annalen der Physik, 2008, 17(7): 477-496.

[21] VYAS R, SINGH S. Waiting-time distributions in the photodetection of squeezed light [J]. Physical Review A, 1988, 38(5): 2423-2430.

[22] CARMICHAEL H J, SINGH S, VYAS R, et al. Photoelectron waiting times and atomic state reduction in resonance fluorescence [J]. Physical Review A, 1989, 39(3): 1200.

[23] BARATO A C, SEIFERT U. Skewness and kurtosis in statistical kinetics [J]. Physical Review Letters, 2015, 115(18): 188103.

[24] XIN N, GUAN J X, ZHOU C G, et al. Concepts in the design and engineering of single-molecule electronic devices [J]. Nature Reviews Physics, 2019, 1: 211-230.

[25] GUSTAVSSON S, LETURCQ R, STUDER M, et al. Electron counting in quantum dots [J]. Surface Science Reports, 2009, 64(6): 191-232.

[26] DELTEIL A, GAO W B, FALLAHI P, et al. Observation of quantum jumps of a single quantum dot spin using submicrosecond single-shot optical readout [J]. Physical Review Letters, 2014, 112(11): 116802.

[27] BRANGE F, SCHMIDT A, BAYER J C, et al. Controlled emission time statistics of a dynamic single-electron transistor [J]. Science Advances, 2021, 7(2): 0793.

[28] WALLDORF N, PADURARIU C, JAUHO A P, et al. Electron waiting times of a cooper pair splitter [J]. Physical Review Letters, 2018, 120(8): 087701.

[29] RUDGE S L, KOSOV D S. Coherent time-dependent oscillations and temporal correlations in triangular triple quantum dots [J]. Physical Review B, 2021, 104(16): 165307.

(责任编辑:兰丽丽)