

InAs/InP 柱型量子线中隧穿时间和逃逸问题的研究

黎明 陈军 宫箭

Dwell time and escape tunneling in InAs/InP cylindrical quantum wire

Li Ming Chen Jun Gong Jian

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica 63, 237303 (2014) DOI: 10.7498/aps.63.237303

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.237303>

当期内容 View Table of Contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/volumn/home.shtml>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[门电压控制的硅烯量子线中电子输运性质](#)

安兴涛, 刁淑萌

2014, 63(18): 187304. 全文: [PDF](#) (637KB)

[基于 AlGaIn/GaN 共振隧穿二极管的退化现象的研究](#)

陈浩然, 杨林安, 朱樟明, 林志宇, 张进成

2013, 62(21): 217301. 全文: [PDF](#) (366KB)

[对称双势垒量子阱中自旋极化输运的时间特性](#)

王瑞琴, 宫箭, 武建英, 陈军

2013, 62(8): 087303. 全文: [PDF](#) (324KB)

[费米超流气体在么正极限区域的非线性 Ramsey 干涉](#)

蒙红娟, 苟学强, 王文元, 杨阳, 马莹, 马云云, 段文山

2012, 61(19): 197301. 全文: [PDF](#) (427KB)

[费米超流气体的非线性 Landau-Zener 隧穿](#)

王文元, 蒙红娟, 杨阳, 祁鹏堂, 马云云, 马莹, 段文山

2012, 61(8): 087302. 全文: [PDF](#) (300KB)

InAs/InP 柱型量子线中隧穿时间和逃逸问题的研究*

黎明 陈军 官箭†

(内蒙古大学物理科学与技术学院, 呼和浩特 010021)

(2014年6月25日收到; 2014年8月4日收到修改稿)

在有效质量近似和绝热近似下, 利用转移矩阵法研究了电子通过 InAs/InP/InAs/InP/InAs 柱形量子线共振隧穿二极管的输运问题, 分析和讨论了电子居留时间以及电子的逃逸过程. 详细研究了外加电场、结构尺寸效应对居留时间和电子逃逸的影响. 居留时间随电子纵向能量的演化呈现出共振现象; 同时, 结构的非对称性对电子居留时间有很大的影响, 随着结构非对称性的增加, 居留时间表现出不同的变化. 利用有限差分方法研究了非对称耦合量子盘中电子的相干隧穿逃逸过程.

关键词: 量子线, 居留时间, 共振隧穿, 逃逸

PACS: 73.21.Hb, 73.40.Gk

DOI: 10.7498/aps.63.237303

1 引言

电子及光电设备影响社会的很多领域, 从简单的家电和多媒体系统到通信、计算机、医疗器械等诸多方面^[1,2]. 在这样大的需求下, 要求开展更多新功能和强大性能器件的开发和应用, 同时给量子线器件的发展以更大平台. 1976年, 日本东京大学的 Sakaki 等^[3] 在半导体超晶格的基础上, 提出了量子线的概念. 量子线中载流子在二维平面内受限, 只可以在单方向自由运动^[4,5]. 微加工技术的兴起和发展, 加快了低维半导体器件在实验上的制备和检测. 但由于实验技术的相对滞后, 直到1989年才相继出现了一些关于量子线的实验报道^[6]. 2001年, Ohlsson 等^[7] 基于气-液-固 (VLS) 方法, 在实验上生长出高质量的 III-V 族半导体纳米线, 可以用来制备场效应晶体管器件和纳米发光二极管. 量子线的制备过程中, 由于 InP/InAs 材料体系具有较大的晶格失配, 所以较难实现. 随着人们不断努力和探索, 2002 年, Björk

等^[8] 通过在 InAs 量子线中内置双 InP 异质结的方法, 成功制备了纳米线共振隧穿二极管 (RTD), 这对大带隙异质结器件设计制造有重要的意义. 同年, 瑞典 Lund 大学的 Samuelson 小组将分子束外延技术与 VLS 技术相结合, 在 GaAs 衬底上生长出了包含 InAs/InP 异质结构的量子线. 2003年, Bakkers 和 Verheijen^[9] 在荷兰的飞利浦研究实验室成功生长了纳米管. 2006年, Fukui 等成功制备了 AlGaAs/GaAs 和 InP/InAs 核/壳层结构的量子线. InAs 是制造量子线的理想材料, 首先 InAs 能带带隙小, 只有 0.35 eV; 其次 InAs 电子有效质量比较小 ($m_{\text{InAs}} = 0.023m_0$, m_0 为真空中电子净质量), 具有较高的电子迁移率, 可在量子线中出现强的量子限制效应以及大的能级劈裂. 2005年, Björk 等^[10] 指出, InAs 的费米能级在导带附近会积聚很多载流子, 且 InAs 的欧姆接触和部分金属类似. 因此, InAs 量子线在制造纳米器件方面有广泛的应用, 如场效应管^[11]、单电子晶体管^[12] 及电子存储器^[13] 等.

隧穿是量子力学中一个奇特的物理现象,

* 国家自然科学基金 (批准号: 10847005) 和内蒙古“草原英才”计划资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: ndgong@imu.edu.cn

一直以来隧穿时间都是一个争论不休的话题. 最早在1931年Condon和Morse^[14]以及1932年MacColl^[15]提出量子力学隧穿时间问题. 在传统的量子力学中, 时间只是一个变量, 没有厄米算符与之相对应, 无法直接测量. 因此, 出现了各种各样的方法来定义隧穿时间, 例如, 居留时间、透射时间、反射时间、相位时间、拉莫尔进动时间、复数时间等.

另外, 电子的瞬态特性对低维半导体器件性能的提高、高速电子器件的设计和制造具有重要的意义, 隧穿时间在很长的一段时间内受到广泛关注, 人们采用各种计算方法和测量手段研究隧穿时间^[16,17]. 1988年, Guo等^[18]利用波包散射方法计算了构建时间和衰减时间, 并且明确指出: 简单地利用衰减时间来确定时间性质是不合理的. 1992年, Cruz和Muga^[19]通过研究波函数随时间的演化, 讨论了非对称耦合量子阱中共振隧穿逃逸问题. 他们研究发现: 电子在耦合量子阱结构中存在共振隧穿和逃逸两个过程; 并通过电子概率密度随时间的演化关系, 分析电子在结构中的运动情况, 发现势垒厚度对电子逃逸和运动周期影响较明显. 1998年, Kim和Lee^[20]给出了双势垒量子阱结构中研究隧穿寿命的一种分析方法, 得到的隧穿寿命与不确定关系所得结果是一致的. 1999年, Kapteyn等^[21]观测到在不同温度和电场下电子的逃逸情况. 在实验上, 文献^[21, 22]实现了观测双垒和三角垒异质结构中电子态依赖时间的动力学演化过程. 早期实验上还利用条纹相机技术测量了双势垒耦合量子阱中荧光强度的衰减^[23], 发现荧光强度的衰减主要是由于电子和空穴从量子阱区逃逸造成的. 实验研究发现, 窄垒时荧光强度的衰减时间与垒厚近似呈指数关系. 2006年, Li和Guo^[24]在计入Dresselhaus自旋轨道耦合和外部电场的影响情况下, 讨论了电子隧穿通过双势垒结构的居留时间. 结果表明, 时间域内存在明显的共振特性, Dresselhaus自旋轨道耦合导致自旋向上和自旋向下电子的透射系数和居留时间的共振峰发生劈裂; 并且相反自旋取向电子的居留时间峰值差别很大; 同时发现, 结构非对称性对居留时间影响很大. 2007年, Gong等^[25]研究了在对称双势垒中考虑Dresselhaus自旋轨道耦合时的隧穿动力学问题. 由于Dresselhaus自旋轨道耦合, 导致不同自旋态电子的隧穿寿命不同. 当入射能量为不同自旋态电子的共振态能量时, 得到了符号相反

的极化率, 在有限时间内, 可以得到稳定的自旋极化. 2009年, Gong和Guo^[26]研究了非均匀磁场调制的单层石墨烯结构中电子的居留时间, 发现当磁场调制配置变化时, 无论是居留时间还是透射概率都存在明显的各向异性. 同年, Larkin等^[27]采用Wentzel-Kramers-Brillouin近似方法, 计算了量子阱结构中外加电场下电子的逃逸时间, 通过比较Shrödinger方程的数值解与半经典寿命发现, 两种近似方法结果基本一致.

本文研究了电子通过InAs/InP/InAs/InP/InAs柱形量子线RTD输运问题. 讨论了电子居留时间以及电子逃逸过程. 另外, 利用有限差分方法研究了非对称耦合量子盘中电子的相干隧穿和逃逸隧穿过程.

2 电子通过InAs/InP量子线的居留时间

我们选取InAs/InP/InAs/InP/InAs柱形量子线结构^[9]为理论模型, 在n型InAs量子线中内置双InP垒, 其结构如图1所示.

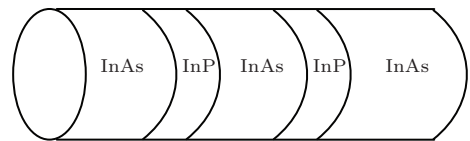


图1 InAs/InP/InAs/InP/InAs量子线RTD模型

电子在双InP势垒结构中运动, 在 (r, θ) 方向上二维受限, 且在中间InAs量子盘 (r, θ, z) 方向完全受限. 体系的径向对称轴为 z 轴, 方向向右, 外加电场 \mathbf{F} 平行于该方向. 有效质量近似下, 电子运动满足的Shrödinger方程在柱坐标系中可表示为

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{1}{r^2} \left(r \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right) - \frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{m^*(z)} \frac{\partial}{\partial z} \right) + V(r, \theta, z) - \frac{eFz}{L} \right] \times \psi(r, \theta, z) = E\psi(r, \theta, z), \quad (1)$$

式中, E 为电子能量; $m^*(z)$ 为有效质量; L 为量子线长度; $V(r, \theta, z)$ 为导带边缘势能, 绝热近似条件下, 可写为 $V(r, \theta, z) = V(r, \theta) + V(z)$, 该势能与位置有关, 其中, $V(r, \theta)$ 为横向限制势, $V(z)$ 为 z 方向导带的能量变化. 相应波函数满足以下形式^[28]:

$$\psi(r, \theta, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{im\theta} g_r^n(z) f_m^n(r), \quad (2)$$

$g_r^n(z)$ 在 r 方向变化缓慢, 对于每一个角量子数 $m(m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$ 和子带指数 $n(n = 0, 1, 2, \dots)$ 而言, 波函数 $g_r^n(z)$ 和 $f_m^n(r)$ 分别满足如下 Schrödinger 方程:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{m^*(z)} \frac{\partial}{\partial z} \right) + V(z) - \frac{eFz}{L} + E_n^m(R) \right] \times g_r^n(z) = E g_r^n(z), \quad (3)$$

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{1}{r^2} \left(r \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} - m^2 \right) + V(r, \theta) \right] \times f_m^n(r) = E_n^m(R) f_m^n(r), \quad (4)$$

方程 (4) 解的形式为 Bessel 函数,

$$f_m^n(r) \propto J_m(\beta_n^m r/R), \quad (5)$$

$$E_n^m(R) = \frac{\hbar^2 \beta_n^{m2}}{2m^*(z)R^2}, \quad (6)$$

其中, $\beta_0^0 = 2.40482$, $\beta_1^0 = 5.52007$, $\beta_0^1 = 3.8317$. 为了表述方便, 令 $g_r^n(z) = \varphi(z)$, 定义一个有效势 $U_{\text{eff}}(z)$ 表示电子在输运过程中感受到的有效势能, 满足

$$U_{\text{eff}}(z) = V(z) - \frac{eFz}{L} + E_n^m(R), \quad (7)$$

$\varphi(z)$ 为电子沿着 z 方向隧穿波函数, R 为柱形量子线半径, 当半径确定时, $E_n^m(R)$ 为定值. 至此, 三维问题简化为求解一维 Schrödinger 方程.

利用转移矩阵法^[29,30]可以数值求解方程 (3), 将体系分成 N 个区间, 第 j 区间电子的波函数可表示为

$$\varphi_j(z_j) = A_j \exp(k_{zj} z_j) + B_j \exp(-k_{zj} z_j), \quad (8)$$

其中 k_{zj} 满足

$$k_{zj} = \left[\frac{2m^*(z_j) [U_{\text{eff}}(z_j) - E]}{\hbar^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (j = 1, 2, 3, \dots, N). \quad (9)$$

根据波函数 $\varphi(z)$ 及其导数 $\frac{1}{m^*(z)} \frac{\partial \varphi(z)}{\partial z}$ 连续性条件, 可以得到一维 Schrödinger 方程的解. 建立集电极和发射极波函数系数间的联系,

$$\begin{bmatrix} A_{N+1} \\ B_{N+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{\text{total}}^{11} & M_{\text{total}}^{12} \\ M_{\text{total}}^{21} & M_{\text{total}}^{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix}, \quad (10)$$

假设电子从系统左端入射, 取 $A_0 = 1$, $B_{N+1} = 0$.

居留时间 τ_D 定义方式最初是由 Smith^[31] 于 1960 年提出的, 后来由 Büttiker^[32] 给定一维隧穿居留时间的定义式为

$$\tau_D(z_1, z_2; k) = \frac{m^*}{\hbar k} \int_{z_1}^{z_2} dz |\varphi(z; k)|^2. \quad (11)$$

为讨论电子在量子线中的居留时间, 取纳米线半径为 20 nm, 长度为 2000 nm, 仅考虑 $m = 0$, $n=1$ 的情况. 计算中有效质量 $m_{\text{InAs}} = 0.023m_0$, $m_{\text{InP}} = 0.077m_0$, InAs/InP 导带间的能量差为 600 meV.

如图 2 所示, 我们讨论了量子线结构中电子居留时间随电子纵向能量的变化. InP 双垒宽度都为 2 nm, InAs 盘宽度为 15 nm. 从图 2 可以清楚地看到, 居留时间随电子纵向能量的演化呈现出共振现象, 电子居留时间在量子盘束缚能级处出现峰值, 并且居留时间峰值随共振能量的降低而增大. 这一结果说明处在共振态的电子需要较长的居留时间, 而处在非共振态电子的居留时间远小于共振态电子, 且处在能量越低的共振态, 电子居留时间越长. 这一结论是可以理解的, 当电子处在共振态时, 电子将被局域在盘内的束缚态上, 并在盘内振荡, 这一点可以在下面分析中清楚看到. 外加电场时, 选取 InAs 盘宽为 9 nm, 分别计算了外加电场为 20, 40, 60, 80 mV 时居留时间随入射能量的变化, 结果如图 3 所示. 随着电压增加, 居留时间的峰值位置, 即量子盘内共振能级向低能级区域移动; 同时, 居留时间峰值随外加电场的增大而降低. 这是因为外加偏压的增大使得盘内能级降低, 同时, 外加偏压导致结构不对称, 使得右边垒的有效势降低, 引起了居留时间的减小.

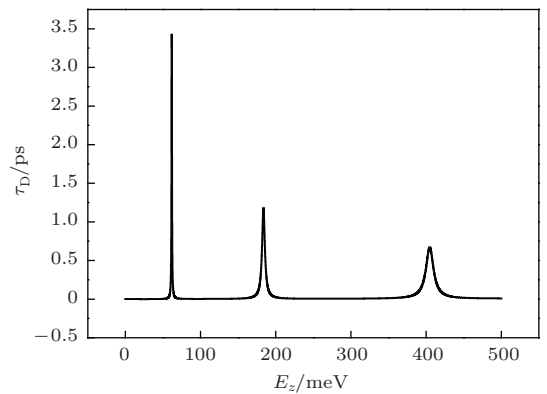


图 2 外加电场为零时居留时间随电子纵向能量 E_z 的变化

另外, 我们还研究了结构非对称性对居留时间的影响. 将结构非对称性分为以下两种: 一种情况是 InAs 量子盘左侧 InP 垒层较厚; 另一种情况是 InAs 量子盘右侧 InP 垒层较厚. 图 4 和图 5 分别给出了在这两种情况下电子居留时间随入射能量的变化. 计算中我们只考虑结构非对称性的影响, 取

纳米线的长度为固定值, 两个 InP 垒层的厚度之和固定为 4 nm.

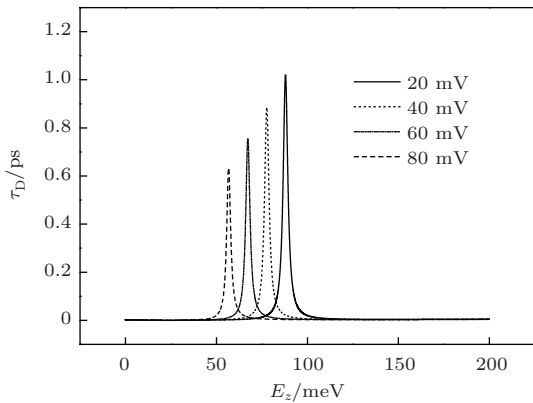


图3 对称垒结构中偏压对居留时间的影响

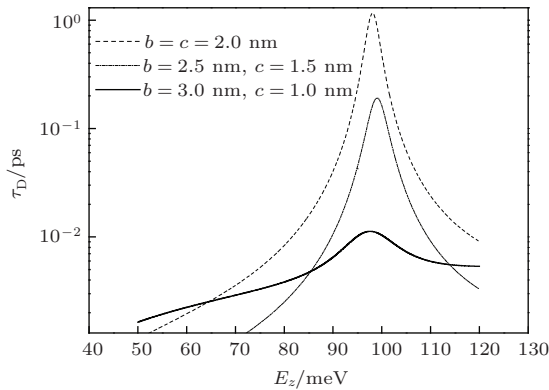


图4 量子盘左侧垒较厚时居留时间随入射能量的变化 (b 和 c 分别表示左垒和右垒厚度)

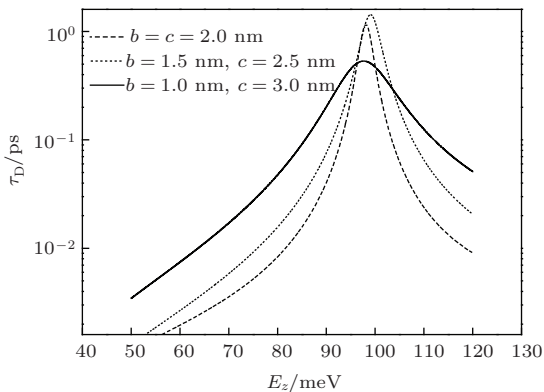


图5 量子盘右侧垒较厚时居留时间随入射能量的变化 (b 和 c 分别表示左垒和右垒厚度)

从图4可以看出, 纳米线左侧 InP 垒较右侧垒厚时, 随着非对称性的增加, 居留时间峰值显著降低, 而对于纳米线右侧垒较厚时, 情况有所不同. 从图5可以看到, 随非对称性的增加, 居留时间先增大, 达到极大值后减小. 物理上, 居留时间大小

取决于两个因素 T_{st} 和 T_{rb} , T_{st} 为电子通过整个结构的透射系数, T_{rb} 为电子通过右侧垒的透射系数. 当 T_{st} 较大时, 对应居留时间较长. 因为电子从右侧垒逃逸出去之前, 在盘中相干振荡, 使得电子在盘中的局域时间增加. 而当电子通过右侧垒的透射系数 T_{rb} 较大时, 电子直接隧穿通过右侧垒的概率较大, 发生反射的概率较小, 所以促使局域时间减小, 即居留时间减小. 我们已经知道, 在电子隧穿过程中, 电子通过单势垒的概率取决于垒的厚度和高度, 垒越厚, 透射系数越小, 居留时间越长; 反之, 居留时间越短. 而结构的非对称性将降低电子通过整个结构的透射系数, 使居留时间变短. 图4中, 随左侧垒厚度比例的增加, 电子通过整个结构的透射系数 T_{st} 减小, 居留时间减小; 在结构非对称性增加的同时, 右侧垒厚度变薄, 使得通过右侧垒的概率 T_{rb} 增大, 居留时间变短. 所以, T_{st} 和 T_{rb} 综合作用的效果造成电子通过纳米线的居留时间减小. 然而, 对于右侧垒较厚的情形(图5), 随右侧垒厚度比例的增加, T_{st} 减小, 居留时间减小; 而右侧垒的厚度增加, 电子通过右侧垒的透射系数 T_{rb} 减小, 居留时间变长. 正是由于 T_{st} 和 T_{rb} 这两个因素的竞争结果, 导致居留时间出现先增大后减小的现象.

3 非对称耦合量子盘的相干隧穿和逃逸

为讨论电子在纳米线中的动力学行为, 我们分析了电子在非对称耦合双量子盘结构中的演化. 两个 InAs 量子盘的厚度分别为 7 nm 和 6 nm, 两 InP 垒厚度分别为 d 和 l , 左侧是一个无限长 InP 纳米线, 右侧是一无限长 InAs 纳米线, 纵向势结构如图6(a)和(b)所示. 当不考虑外电场时, 双量子盘之间能级相差较大, 不能发生共振隧穿. 当外加电场强度恰好等于能级差时, 由于耦合效应, 发生能级劈裂, 此时会发生共振隧穿. 因此电子会在双量子盘中振荡, 同时部分电子隧穿通过右侧势垒向外逃逸.

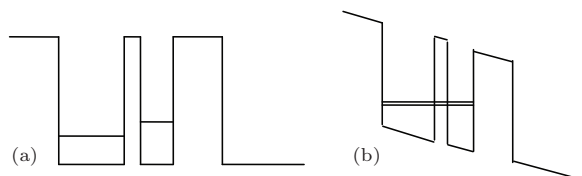


图6 纵向有效势垒结构 (a) 不考虑纵向偏压情形; (b) 考虑纵向偏压情形

按照前面的讨论,把横向分量作为纵向分量的有效势处理.三维含时 Schrödinger 方程可以转化为如下一维形式:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \varphi(z,t) = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{m^*(z)} \frac{\partial}{\partial z} \right) \varphi(z,t) + U_{\text{eff}}(z) \varphi(z,t), \quad (12)$$

其中,有效势 $U_{\text{eff}}(z)$ 为总势函数,满足(7)式; $m^*(z)$ 为有效质量.波函数随时间的演化关系为

$$\varphi(z,t') = U(t',t) \varphi(z,t), \quad (13)$$

其中,时间演化算符

$$U(t',t) = U(t' - t) = e^{-iH(t'-t)/\hbar},$$

系统的哈密顿量

$$H = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{m^*(z)} \frac{\partial}{\partial z} \right) + U_{\text{eff}}(z), \quad (14)$$

根据指数函数的性质,当 $t' - t = \Delta t$ 足够小时,时间演化算符可以近似为

$$U(\Delta t) \approx \frac{1 - iH\Delta t/2\hbar}{1 + iH\Delta t/2\hbar}, \quad (15)$$

则含时 Schrödinger 方程(12)的离散形式可以通过 Crank-Nicholson 有限差分方法^[33]求解.

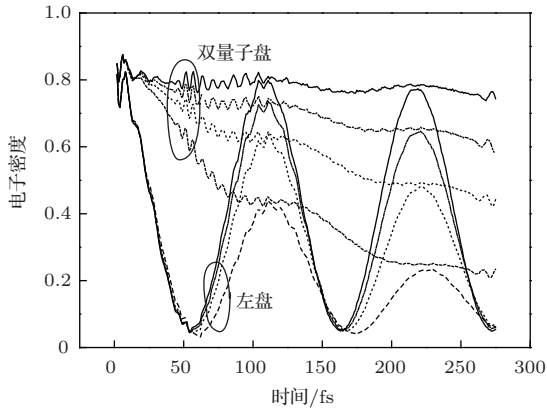


图7 右垒宽度 l 对逃逸时间的影响 $d = 2 \text{ nm}$, 实线 $l = 4 \text{ nm}$, 点划线 $l = 3 \text{ nm}$, 点线 $l = 2.5 \text{ nm}$, 短划线 $l = 2 \text{ nm}$

假设边界处势垒无穷高,为避免边界对电子的散射作用,造成非物理性质,我们将边界设定在远离势垒区域,从而将开放系统近似成封闭系统来处理.设左侧垒厚为 20 nm ,右侧阱宽取为 500 nm ,初始时刻波函数限制在左量子盘中,初始波函数设为

$$\psi = \sqrt{\frac{2}{a}} \cos\left(\frac{\pi}{a}(z - z_0)\right). \quad (16)$$

首先考虑外加电场下,右侧势垒宽度 l 对电子在非对称耦合双量子盘中逃逸情况的影响,如图7所示(波函数没有归一化).通过数值计算,发现 l 值越小,电子越容易逃逸到右侧无限长 InAs 纳米线中,两量子盘内的共振周期几乎不受逃逸过程的影响.当势垒宽度变化时,系统劈裂能级差几乎不变,因此,右势垒厚度对共振周期影响较小.随着时间的演化,耦合量子盘左盘的电子概率越来越小.由于中间垒对系统束缚能级的影响较大,所以会强烈影响电子振荡周期.为说明此问题,取右势垒为 400 nm 进行讨论,具体结果如图8所示.从图8可以看出:由于右垒厚度较大,电子几乎被局域在系统中,很难逃逸出去;中间垒厚变化对振荡周期影响很大,振荡周期随着中间垒厚度 d 的增加而变大.

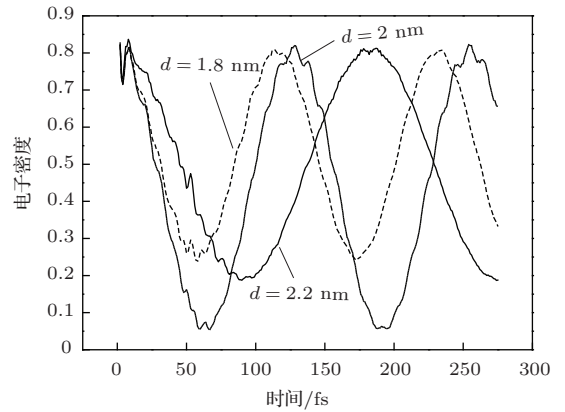


图8 中间垒宽 d 不同时左盘的电子密度随时间的变化

4 结 论

考虑有效质量近似和绝热近似,本文利用转移矩阵法研究了电子通过 InAs/InP/InAs/InP/InAs 柱形量子线 RTD 输运问题.讨论了电子居留时间以及电子逃逸过程.详细研究了外加电场、结构尺寸效应对居留时间和电子逃逸的影响.研究发现,居留时间随电子纵向能量的演化呈现出共振现象,电子居留时间在量子盘束缚能级处出现峰值,并且居留时间峰值随共振能量的降低而增大.随着电压的增加,盘内能级降低,居留时间的峰值位置向低能级区域移动;居留时间峰值随着外加电场的增大而降低.同时,结构的非对称性对电子居留时间有很大的影响.随着结构非对称性的增加,居留时间表现出不同的变化,其主要由于电子通过整个结构的透射系数和通过单垒透射系数相互竞争的结果.

另外, 我们利用有限差分方法研究了非对称耦合量子盘中电子的相干隧穿和逃逸隧穿过程. 研究发现, 电子在纳米线中两量子盘间相互振荡, 右侧垒厚将影响电子逃逸概率, 右垒越薄, 电子越易从体系中逃逸出去, 但对振荡周期基本没有影响. 而中间垒厚度对电子在双量子盘间的振荡周期有较大影响.

参考文献

- [1] Holonyak N, Kolbas R M, Dupuis Russell D, Dapkus P D 1980 *IEEE J. Quantum Electron.* **16** 170
- [2] Delagebeaudeuf D, Linh N T 1982 *IEEE Trans. Electron. Dev.* **29** 955
- [3] Sakaki H, Wagatsuma K, Hamasaki J, Satito S 1976 *Thin Solid Films* **36** 497
- [4] Barth J V, Costantini G, Kerm K 2005 *Nature* **437** 671
- [5] Wu Y, Xiang J, Yang C, Lu W, Lieber, Charles M 2004 *Nature* **430** 61
- [6] Miller B I, Shahar A, Koren U, Corvini P J 1989 *Appl. Phys. Lett.* **54** 188
- [7] Ohlsson B J, Björk M T, Magnusson M H, Deppert K, Samuelson L, Wallenberg L R 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 3335
- [8] Björk M T, Ohlsson B J, Thelander C, Persson A I, Depert K, Wallenberg L R, Samuelson L 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 4458
- [9] Bakkers E P A M, Verheijen M A 2003 *J. Am. Chem. Soc.* **125** 34
- [10] Björk M T, Fuhrer A, Hansen A E, Larsson M W, Fröberg L E, Samuelson L 2005 *Phys. Rev. B* **72** 201307
- [11] Bryllert T, Wernersson L E, Fröberg L E, Samuelson L 2006 *IEEE Electron Dev. Lett.* **27** 323
- [12] Thelander C, Martensson T, Björk M T, Ohlsson B J, Larsson M W, Wallenberg L R, Samuelson L 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 2052
- [13] Thelander C, Nilsson H A, Jensen L E, Samuelson L 2005 *Nano Lett.* **5** 635
- [14] Condon E U, Morse P M 1931 *Rev. Mod. Phys.* **3** 43
- [15] MacColl L A 1932 *Phys. Rev.* **40** 621
- [16] Leavens C R, Aers G C 1989 *Phys. Rev. B* **39** 1202
- [17] Wang R Q, Gong J, Wu J Y, Chen J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 087303 (in Chinese) [王瑞琴, 宫箭, 武建英, 陈军 2013 物理学报 **62** 087303]
- [18] Guo H, Diff K, Neofotistos G, Gunton J D 1988 *Appl. Phys. Lett.* **53** 131
- [19] Cruz H, Muga J G 1992 *J. Appl. Phys.* **72** 5750
- [20] Kim J U, Lee H H 1998 *J. Appl. Phys.* **84** 907
- [21] Kapteyn C M A, Heinrichsdorff F, Stier O, Heitz R, Grundmann M, Zakharov N D, Bimberg D, Werner P 1999 *Phys. Rev. B* **60** 14265
- [22] Matsue T, Tsuchiya M, Schulman J N, Sakaki H 1990 *Phys. Rev. B* **42** 5719
- [23] Tsuchiya M, Matsue T, Sakaki H 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 2356
- [24] Li W, Guo Y 2006 *Phys. Rev. B* **73** 205311
- [25] Gong J, Liang X X, Ban S L 2007 *J. Appl. Phys.* **102** 073718
- [26] Gong Y Y, Guo Y 2009 *J. Appl. Phys.* **106** 064317
- [27] Larkin I A, Ujevic S, Avrutin E A 2009 *J. Appl. Phys.* **106** 113701
- [28] Tadić M, Peeters F M, Janssens K L 2002 *Phys. Rev. B* **65** 165333
- [29] Chi F, Xiao J L, Li S S 2004 *Superlattices Microstruct.* **35** 59
- [30] Yan Z W, Liang X X 2002 *Phys. Rev. B* **66** 235324
- [31] Smith F T 1960 *Phys. Rev.* **118** 349
- [32] Büttiker M 1983 *Phys. Rev. B* **27** 6178
- [33] Crank J, Nicolson P 1947 *Proc. Camb. Phil. Soc.* **43** 50

Dwell time and escape tunneling in InAs/InP cylindrical quantum wire*

Li Ming Chen Jun Gong Jian[†]

(School of Physics Science and Technology, Inner Mongolia University, Hohhot 010021, China)

(Received 25 June 2014; revised manuscript received 4 August 2014)

Abstract

Within the framework of the effective mass and adiabatic approximation, the electron transport through an InAs/InP cylindrical quantum wire is studied by using the transfer matrix method. The coherent and escape tunneling processes are analyzed in detail. Influence of external voltage and structure size on the dwell time and escape time are discussed theoretically. A resonant phenomenon of the dwell time for different electron longitudinal energies is observed. A peak value of dwell time appearing at some positions of the bound state increases as the energy level decreases. When a bias is applied on this system along the growth direction, all the peaks of the dwell time shift towards the lower energy and become higher with increasing bias. Furthermore, it can be seen that the asymmetry of structure affects the dwell time obviously. Different results are obtained with the increase of asymmetry of the structure, which can be attributed to a competition between the transmission probabilities through the whole structure and that through a single barrier. Besides, the coherent and escape tunneling processes are also investigated by using a finite-difference method between two asymmetrically coupled quantum disks. It is found that the coherent electron remains oscillating in the two coupled disks. When the right barrier thickness of the nanowire is decreased, a roughly exponential decay of the oscillation charge trapped in both quantum disks is observed. The oscillating period is not affected by the right barrier thickness. However, a great influence of the middle barrier on the oscillation period can be found easily.

Keywords: quantum wire, dwell time, resonant tunneling, escape

PACS: 73.21.Hb, 73.40.Gk

DOI: [10.7498/aps.63.237303](https://doi.org/10.7498/aps.63.237303)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10847005) and the Talent Developing Foundation of Inner Mongolia, China.

[†] Corresponding author. E-mail: ndgong@imu.edu.cn