

扶手椅型石墨烯介观环中的持续电流

代楠 邓文基

Persistent currents in mesoscopic graphene rings with armchair edges

Dai Nan Deng Wen-Ji

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 017302 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.017302

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.017302>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I1>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

一维石墨烯超晶格上的氢吸附

Hydrogen adsorption on one-dimensional graphene superlattices

物理学报.2014, 63(19): 197301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.197301>

单层与双层石墨烯的光学吸收性质研究

Optical absorptions in monolayer and bilayer graphene

物理学报.2013, 62(18): 187301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.187301>

旋转双层石墨烯的电子结构

Electronic structure of twisted bilayer graphene

物理学报.2013, 62(15): 157302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.157302>

二维 Li+BC₃ 结构高储氢容量的研究

Study of the high hydrogen storage capacity on 2D Li+BC₃ complex

物理学报.2013, 62(13): 137301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.137301>

一维介观环中持续电流的电子-声子相互作用非经典效应

Non-classical state effect on the persistent current in one-dimensional mesoscopic ring with electron-phonon interaction

物理学报.2011, 60(3): 037303 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.037303>

扶手椅型石墨烯介观环中的持续电流*

代楠 邓文基†

(华南理工大学物理系, 广州 510641)

(2014年7月29日收到; 2014年8月30日收到修改稿)

在紧束缚近似下, 解析求解了扶手椅型边界石墨烯介观环的能量本征值问题, 计算和讨论了不同大小尺寸的介观环中持续电流随 Aharonov-Bohm (A-B) 磁通的变化, 并证明了能级和持续电流关于磁通变化的周期性和特殊对称性. 研究表明, 持续电流显著地依赖于介观环的几何结构; 零能量附近的能级可以承载较大的持续电流, 而远离零能量的其他能级对持续电流的贡献很小.

关键词: 石墨烯介观环, 持续电流, 推广的 Bloch 定理

PACS: 73.23.-b, 73.23.Ra, 73.22.Pr

DOI: 10.7498/aps.64.017302

1 引言

早在 1983 年, Büttiker 等就预言了 Aharonov-Bohm (A-B) 磁通可以在一维介观金属环中产生持续电流 [1]. 这一工作导致了大量相关的理论 [2,3] 和实验研究 [4-6]. 持续电流不仅存在于一维介观金属环, 而且可以广泛地存在于介观圆筒 [7,8]、环形碳纳米管 (TCNs) [9,10]、碳纳米管 (CNTs) [11-13]、多壁碳纳米管 [14]、石墨烯环 [15-18] 和拓扑绝缘体环 [19] 等量子系统中. 人们深入研究了系统的几何结构 [15-17]、温度 [2,9,10]、掺杂 [11]、塞曼效应 [12], Rashba 耦合 [12], Hubbard 相互作用 [13]、结构形变 [10]、手性 [10] 和电流磁化 [20] 等诸多因素对持续电流的影响. 研究表明碳纳米管中的持续电流与它的半径、手性以及费米面等有关, 实验研究也证实了通过电子或空穴掺杂可以改变系统的费米能和持续电流 [11], 但目前还没有详细具体的理论研究探讨石墨烯介观环的横向通道数对持续电流的影响以及各分离能级对持续电流的贡献. 1998 年 Lin 等在研究 TCNs 中的持续电流问题时过分简单地采用了周期性边界条件 [9]; 2012 年 Huang 等在研究石墨烯介观环中的持续电流问题时 [12] 发现了但没有

解释持续电流随磁通线性变化的特征, 也没有研究各分离能级对持续电流的具体贡献.

本文采用解析和数值计算两种方法系统地研究了扶手椅型边界石墨烯介观环的电子态和持续电流. 第 2 节建立了相应的紧束缚模型, 并采用推广的 Bloch 定理 [21,22] 解析求解了该有限系统在 A-B 磁通作用下的能量本征值问题, 并证明了能量本征值和持续电流关于特殊磁通数值的对称性和反对称性. 在此基础上, 进一步计算了介观环内的持续电流, 详细地分析和研究了持续电流随磁通线性变化特征, 介观环几何尺寸对持续电流的影响以及各分离能级可能承载的持续电流.

2 模型及解析推导

现有文献比较广泛地讨论了两种不同类型的石墨烯介观环. 部分文献所定义的石墨烯环是切割石墨烯单层薄膜所获得的不同几何结构, 例如六边形石墨烯环 [15], 类金刚石石墨烯环 [16], 三角形石墨烯环 [23], 以及圆环形石墨烯环 [18,24] 等. 本文和其他一些文献 [11,12,25] 所研究的石墨烯环可想象为由石墨烯纳米条带卷曲而成的管状结构, 其几何模型与碳纳米管相同.

* 国家自然科学基金 (批准号: 11004063) 和中央高校基本科研业务费专项基金 (批准号: 2014ZG0044) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: phwjden@scut.edu.cn

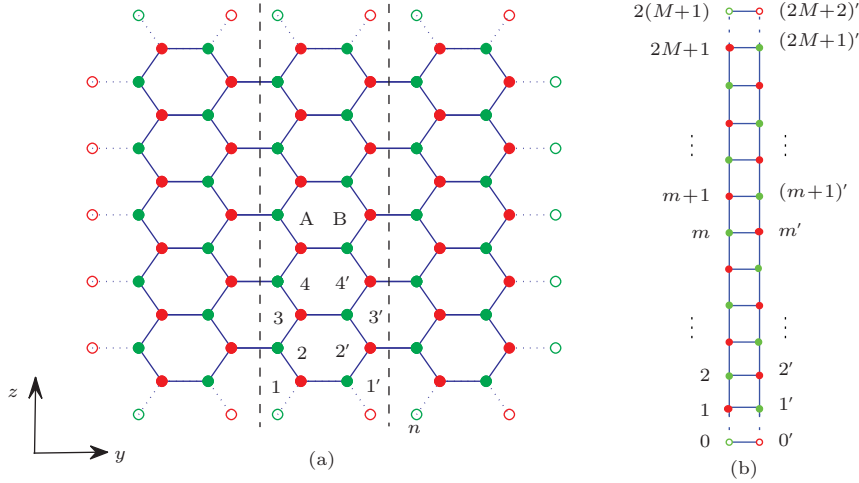


图1 模型图 (a) 石墨烯介观环平面图; (b) 梯子型原子链

考虑具有扶手椅型边界的石墨烯介观环, 它由图1(a)所示的石墨烯纳米条带绕 z 轴沿 y 方向卷曲而成若六角格子的边长为 a_0 , 则 y 方向最小周期为 $3a_0$, 介观环的周长为 $3Na_0$. 若一个周期单元内六角格子的数目为 M , 则一个周期单元内左右两侧的格点可依次标志为 $1, 2, \dots, 2M+1$ 和 $1', 2', \dots, (2M+1)'$.

为简单起见, 我们以局限于中空部分的轴向A-B型磁通 Φ_{AB} 模拟磁场对电子的作用. 在紧束缚近似下, 单电子的能量本征值方程可以普遍地写作

$$\varepsilon_\alpha \psi_\alpha + \sum_{\langle \alpha, \beta \rangle} t_{\alpha\beta} \psi_\beta = E \psi_\alpha, \quad (1)$$

其中 α 遍历所有格点, 等式左端对 β 的求和涉及格点 α 所有的最近邻格点, $t_{\alpha\beta} = -t_0 \exp(i\theta_{\alpha\beta})$ 标记电子由格点 β 到 α 的跃迁矩阵元, 而 $t_0 = 3.033$ eV^[9,11], 原子的座能量 $\varepsilon_0 = 0$. A-B磁通导致的Peierls相位^[26-28] $\theta_{\alpha\beta} = (2\pi/\Phi_0) \int_\beta^\alpha \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l}$, 磁通量子 $\Phi_0 = h/e$, 其中 h 和 e 分别为Planck常数和电子的电荷. 若A-B磁通的矢势简单地选作 $\mathbf{A} = \Phi \hat{e}_\varphi / 2\pi\rho$, 则存在两个典型的Peierls相因子, 即格点3到3'相位 $\theta_{3'3} = \theta$, 格点4到3相位 $\theta_{43} = \theta/2$, 且 $\theta = 2\pi\Phi / (3N\Phi_0)$, Φ 正是穿过介观环的A-B磁通.

注意到系统沿 y 方向具有最小周期为 $3a_0$ 的平移不变性, 根据Bloch定理可以将定态波函数设为

$$\psi_{n,\ell} = \varphi_\ell e^{i3na_0k_y}, \quad (2)$$

其中下标 n 标示沿 y 方向的周期单元, ℓ 区分同一周期单元内的不同格点. 周期性边界条件 $\psi_{N+n} = \psi_n$ 要求 y 方向的波矢只能取分离值, 即

$k_y = 2k\pi/3Na_0$, 其中 k 必须取整数, 例如 $k = 1, 2, \dots, N$. 将(2)式中的波函数代入, 方程组(1)可以约化到一个周期单元, 即

$$\begin{aligned} E\varphi_{2\ell-1} + t_0 e^{-i\theta/2} \varphi_{2\ell} + t_0 e^{-i\theta/2} \varphi_{2\ell-2} \\ + t_0 e^{i\theta} \varphi_{(2\ell-1)'} = 0, \\ E\varphi_{2\ell} + t_0 e^{i\theta/2} \varphi_{2\ell+1} + t_0 e^{i\theta/2} \varphi_{2\ell-1} \\ + t_0 e^{-i(\theta+3a_0k_y)} \varphi_{(2\ell)'} = 0, \\ E\varphi_{(2\ell-1)'} + t_0 e^{i\theta/2} \varphi_{(2\ell)'} + t_0 e^{i\theta/2} \varphi_{(2\ell-2)'} \\ + t_0 e^{-i\theta} \varphi_{2\ell-1} = 0, \\ E\varphi_{(2\ell)'} + t_0 e^{-i\theta/2} \varphi_{(2\ell+1)'} + t_0 e^{-i\theta/2} \varphi_{(2\ell-1)'} \\ + t_0 e^{i(\theta+3a_0k_y)} \varphi_{2\ell} = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

它恰好也描述图1(b)所示的梯子型原子链中电子的能量本征值问题.

若介观环的高度不受限制, 即 $M \rightarrow \infty$, 系统沿 z 方向具有最小周期为 $\sqrt{3}a_0$ 的平移不变性, 一个周期单元内包含四个格点, 例如图中的格点 $1, 2, 1'$ 和 $2'$. 根据Bloch定理可进一步将(2)式中的定态波函数设为

$$\begin{aligned} (\varphi_{2\ell}, \varphi_{2\ell-1}, \varphi_{(2\ell)'}, \varphi_{(2\ell-1)'}) \\ = e^{ik_z(\ell-1)\sqrt{3}a_0} (\varphi_2, \varphi_1, \varphi_{2'}, \varphi_{1'}), \end{aligned} \quad (4)$$

代入(3)式可得格点 $1, 2, 1'$ 和 $2'$ 的波函数满足方程

$$\begin{bmatrix} E/t_0 & 1 + e^{i2\xi_z} & 0 & e^{-i2\xi_y} \\ 1 + e^{-i2\xi_z} & E/t_0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & E/t_0 & 1 + e^{-i2\xi_z} \\ e^{i2\xi_y} & 0 & 1 + e^{i2\xi_z} & E/t_0 \end{bmatrix}$$

$$\times \begin{pmatrix} \varphi_2 e^{-i2\theta} \\ \varphi_1 e^{-i3\theta/2} \\ \varphi_{1'} e^{-i\theta/2} \\ \varphi_{2'} \end{pmatrix} = 0, \quad (5)$$

其中 $\xi_z = \sqrt{3}a_0 k_z/2$, $\xi_y = 3(\theta + a_0 k_y)/2$. 解方程可得能量波矢的色散关系^[25,29]

$$E = \pm t_0 \left[\sin^2 \xi_y + (\cos \xi_y \pm 2 \cos \xi_z)^2 \right]^{1/2}, \quad (6)$$

且 $\xi_z \in [-\pi/2, \pi/2]$, $\xi_y \in [0, \pi]$.

若介观环的高度受到限制, 即 $M = 1, 2, 3, \dots$ 取有限正整数, 此时晶格沿 z 方向上的空间周期性被破坏, k_z 不再是好量子数, 能量本征函数不再是(4)式的行波, 它们还必须满足边界条件

$$\varphi_{(2M+2)} = \varphi_{(2M+2)'} = \varphi_0 = \varphi_{0'} = 0. \quad (7)$$

注意到(6)式给出的能量本征值是关于波矢 k_z 的偶函数, 可以尝试将相向传播的行波 $\varphi(k_z)$ 和 $\varphi(-k_z)$ 线性叠加获得满足边界条件(7)式的能量本征函数, 利用(4)式可以写出

$$\begin{aligned} & [\varphi_{2M+2}(\pm k_z), \varphi_{(2M+2)'}(\pm k_z)] \\ & = e^{\pm i k_z (M+1) \sqrt{3} a_0} [\varphi_0(\pm k_z), \varphi_{0'}(\pm k_z)], \end{aligned} \quad (8)$$

代入(7)式可得 $\sin k_z (M+1) \sqrt{3} a_0 = 0$, 所以波矢 k_z 只能取分离值, 即

$$\xi_z = \frac{m\pi}{2(M+1)}, \quad m = 1, 2, \dots, M+1. \quad (9)$$

值得强调的是, 每选定一个 ξ_z , 由方程(6)将得到4个不同的能量本征值, 例外的是 $m = M+1$ 的特殊情况, 实际上只有两个不同的能量本征值 $E = \pm t_0$, 而且不依赖于 A-B 磁通的取值由于我们已经得到了 $4M+2$ 个驻波解, 所以可以断言扶手椅型边界的石墨烯介观环内不存在单电子的边缘态, 全部能量本征值可以表示为

$$\begin{aligned} E = & \pm t_0 \left\{ \sin^2 \frac{\pi}{N} \left(k + \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \right. \\ & + \left[\cos \frac{\pi}{N} \left(k + \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \right. \\ & \left. \left. \pm 2 \cos \frac{m\pi}{2(M+1)} \right]^2 \right\}^{1/2}, \end{aligned} \quad (10)$$

其中 $m = 1, 2, \dots, M+1$, k 取整数且 $k + \Phi/\Phi_0 \in [0, N)$, 能量本征值的取值范围为 $[-3t_0, 3t_0]$. 显然, 能级随磁通的变化具有周期性, 最小周期为 Φ_0 ; 所以不失一般性, 关于持续电流随 A-B 磁通变化的研究可以限定在特殊的磁通范围内, 例如 $\Phi \in [0, \Phi_0]$,

并且限定 $k = 0, 1, N-1$ ^[7]. 根据(10)式还可以简单证明

$$E_{k,m} \left(\frac{\Phi_0}{2} + \Delta\Phi \right) = E_{N-k-1,m} \left(\frac{\Phi_0}{2} - \Delta\Phi \right), \quad (11)$$

即在 $\Phi \in [0, \Phi_0]$ 范围内, 系统的全部能级具有关于 A-B 磁通 $\Phi = \Phi_0/2$ 的对称性, 这一普遍性质可以进一步简化我们的计算过程.

石墨烯介观环的单电子能级是否存在狄拉克点是系统的重要特性^[12] 根据(10)式不难证明, 零能量为系统能量本征值必须同时满足两个条件, 即 A-B 磁通为磁通量子的整数倍 $\Phi = p^* \Phi_0$, 且环的高度满足特殊条件, 即 $2(M+1) = 3m^*$, 其中 m^* 和 p^* 分别可以为正整数和任意整数.

如所周知, 一旦确定了能量本征值 E_p 与 A-B 磁通 Φ 的函数关系, 例如(10)式, 就可以直接计算相应的能量本征态可能承载的持续电流^[2,7], 即

$$i_p = -\frac{\partial E_p(\Phi)}{\partial \Phi}, \quad (12)$$

所以化学势和温度分别为 μ 和 T 的介观环内总的持续电流为^[9]

$$I = -\sum_p f(E_p) i_p, \quad (13)$$

其中对 p 求和遍历系统全部能量本征态, 电子占据能量为 E_p 的量子态的概率由 Fermi-Dirac 分布函数给出, 即

$$f(E_p) = \frac{1}{\exp \beta (E_p - \mu) + 1}, \quad (14)$$

其中 $\beta = (k_B T)^{-1}$, k_B 表示 Boltzmann 常数. 考虑到石墨烯每个碳原子贡献一个 π 电子的特殊性质, 在本文的研究中我们选择 $\mu = 0$. 在零温极限下, 正能量本征态无电子占据, 每个负能量本征态填充两个电子, 自旋分别向上和向下.

结合(11)式和(12)式还可以证明: 在 $\Phi \in [0, \Phi_0]$ 范围内, 系统的持续电流具有关于 A-B 磁通 $\Phi = \Phi_0/2$ 反对称性, 即

$$I \left(\frac{\Phi_0}{2} + \Delta\Phi \right) = -I \left(\frac{\Phi_0}{2} - \Delta\Phi \right), \quad (15)$$

所以, 有关持续电流随磁通变化的计算和讨论甚至可以限制在半个磁通量子的范围内.

3 数值计算与分析

根据前面的讨论, 我们可以采取两种不同途径计算系统的持续电流, 或者直接求解紧束缚方程组

(3)式, 或者采用本征能量的解析表达式(10); 在验证了能谱和持续电流关于磁通变化的周期性之后, 我们将 A-B 磁通的变化范围局限于一个磁通量子以内

图 2 展示了系统的能谱随磁通的变化. 与(11)式一致, 能谱的确关于半个磁通量子 $\Phi = \Phi_0/2$ 是对称的. 若介观环的横向通道数满足条件 $2(M+1) = 3m^*$, 则能谱存在 Dirac 点, 且其附近的能级随 Φ 显著变化, 如图 2(a) 所示; 若不满足相应条件, 例如 $M = 3$, 则能谱无 Dirac 点, 在零能量附近存在能隙, 且附近能级随 Φ 变化不明显, 如图 2(b) 所示.

在零温极限下, 可以更方便地研究介观环的几何结构对持续电流有重要的影响; 低于化学势的所有负能级都填充两个电子, 正能级对介观环的持续电流没有贡献, 持续电流随 A-B 磁通变化的典型方式如图 3 所示. 除了持续电流随介观环的周长增大而减小这一显著特征, 介观环的单电子能谱是否存在

在 Dirac 点也是影响持续电流的重要因素. 图 3(a) 中三个介观环的横向通道数分别为 $M = 23, 80$, 单电子能谱都存在 Dirac 点; 若 $M \leq N$, 持续电流随磁通变化几乎是线性的, 当 M 增大到一定程度后, 持续电流偏离线性关系. 图 3(b) 中三个介观环横向通道数 $M = 24, 81$, 系统能谱无 Dirac 点, 持续电流数值随 A-B 磁通变化呈现正弦关系.

根据(10)式和(12)式计算可得, 能量本征值为 E 的量子态上的持续电流为

$$i = \mp \frac{4\pi t_0}{N\Phi_0} \frac{t_0}{E} \sin \frac{\pi}{N} \left(k + \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \cos \frac{m\pi}{2(M+1)}, \quad (16)$$

持续电流与能量本征值成反比, 所以零能量附近的能级可能承载较大的持续电流, 而远离零能量的其他能级对持续电流的贡献较小. 若介观环的单电子能谱存在 Dirac 点, 则 $m^* = 2(M+1)/3$ 这一组包括零能量在内的能级, 即 $k = 0, 1, \dots, N-1$, 产生的持续电流可以解析求解, 即

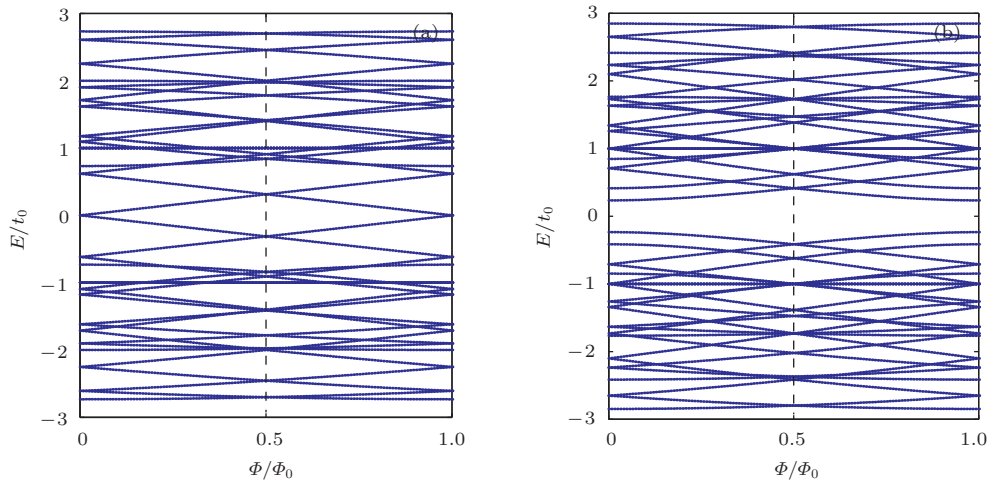


图 2 不同几何结构的介观环能级图 (a) 存在 Dirac 点的介观环, $N = 5, M = 2$; (b) 不存在 Dirac 点的介观环, $N = 4, M = 3$

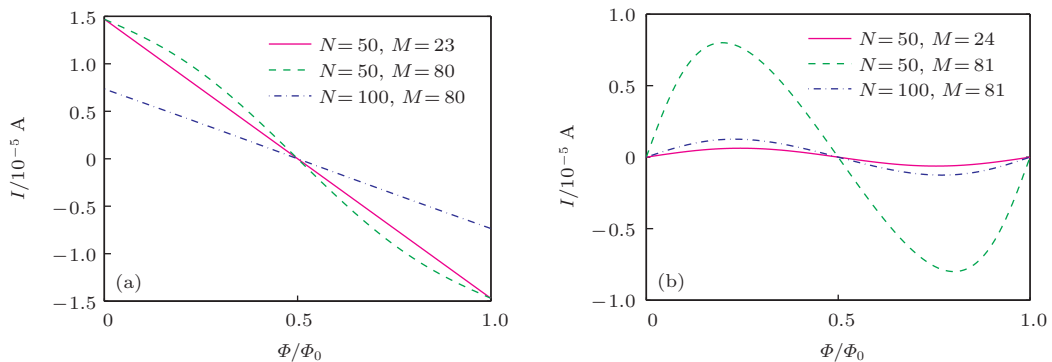


图 3 (网刊彩色) 零温极限下, 不同几何结构的介观环内持续电流随磁通的变化

$$I^* = \frac{2\pi}{N\Phi_0} \frac{t_0}{\sin\left(\frac{\pi}{4N}\right)} \left[\sin \frac{\pi}{4N} \left(1 - \frac{2\Phi}{\Phi_0}\right) \right] \approx \frac{2\pi t_0}{N\Phi_0} \left(1 - \frac{2\Phi}{\Phi_0}\right). \quad (17)$$

以 $N = 50, M = 23$ 的介观环为例, 系统单电子能谱存在 Dirac 点, 如图 4(a) 所示, 实线表示总的持续电流随磁通的线性变化关系, 而空心圆表示 $m^* = 16$ 的这组能级的持续电流值几乎与它全部重合; 说明在该系统中其他能级对持续电流很少贡献, 例如 $m = 15, 17$ 能级的持续电流大约只占总电流的万分之几, 如图 4(b) 所示. 然而当 M 足够大

时, 其他能级产生的小电流积累到一定程度, 持续电流也会偏离线性关系, 如图 3(a) 绿色虚线所示.

若系统的单电子能谱不存在 Dirac 点, 持续电流随磁通变化的线性关系 (17) 式不再成立; 以图 4(c) 所示 $N = 50, M = 25$ 的介观环为例, 实线所示的持续电流随磁通的变化接近正弦函数, 与红色空心圆圈表示的 $m^* = 2(M + 1)/3 \approx 17$ 的一组能级承载的持续电流基本符合, 而其他能级对持续电流的贡献微小, 例如 $m = 16, 18$ 能级的持续电流大约只占总电流的百分之几, 如图 4(d) 所示.

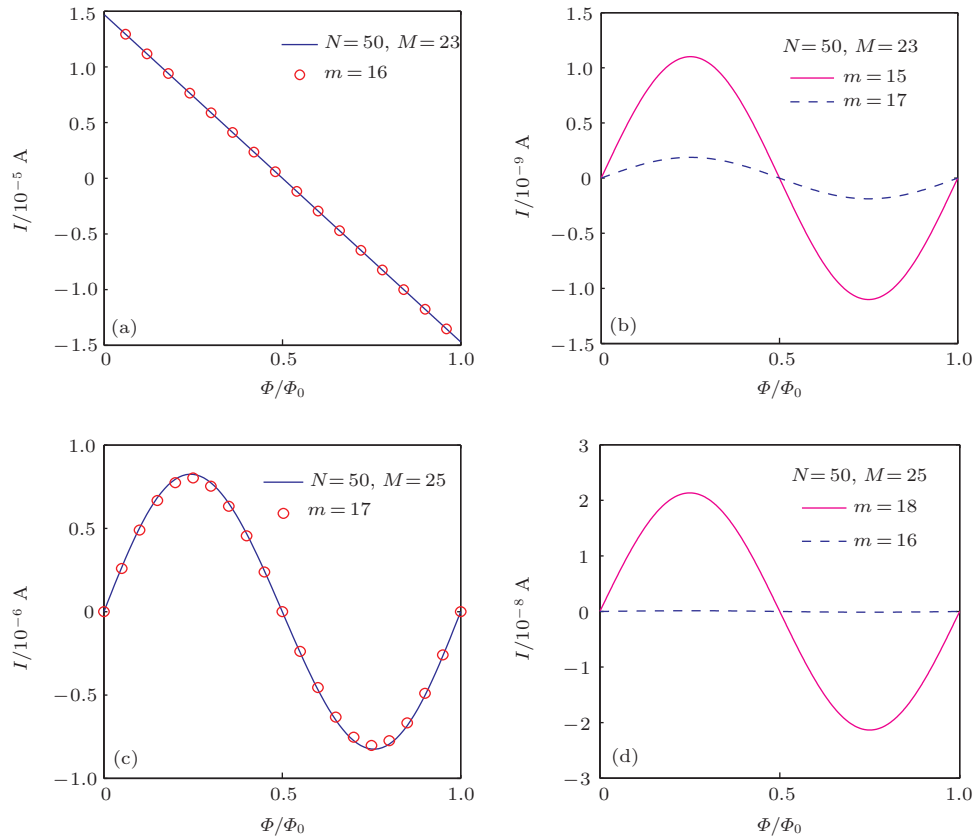


图 4 不同几何结构介观环中各分离的能级对持续电流的贡献情况

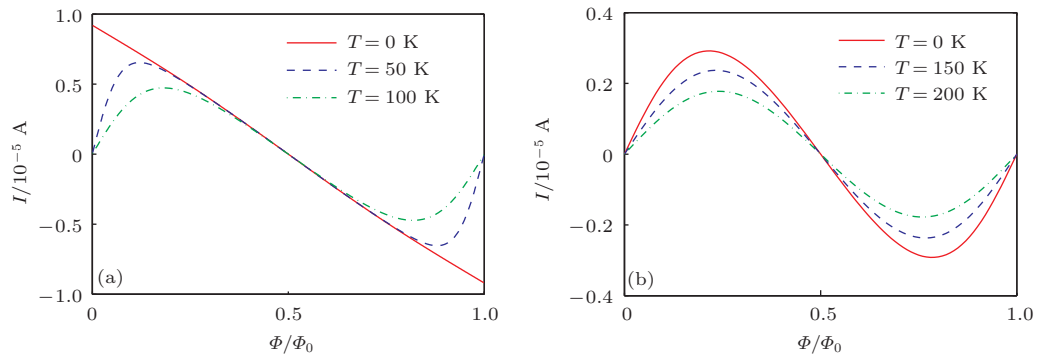


图 5 不同温度下, 介观环内持续电流随磁通的变化 (a) 存在 Dirac 点的介观环 $N = 80, M = 89$; (b) 不存在 Dirac 点的介观环 $N = 80, M = 90$

在有限温度下, 电子受热激发将部分占据化学势以上的能级; 随着温度升高, 持续电流将单调减小. 值得指出的是, 在 Dirac 点附近能级间距小, 温度对电流的影响显著, 如图 5(a) 中的介观环 $M = 89$; 若系统的单电子能谱无 Dirac 点, Fermi 能附近能级间距大, 如图 5(b) 中的介观环 $M = 90$, 温度升高到 100 K 对介观环内的持续电流几乎没有影响.

4 结 论

采用解析推导和数值计算两种途径, 系统地研究了扶手椅型边界石墨烯介观环的电子态和持续电流. 几何结构是决定介观环持续电流的重要因素: 横向通道数一定时, 持续电流随介观环的周长反比减小; 但介观环的周长一定时, 持续电流并不简单地随横向通道数增大而增大; 系统的单电子能谱是否存在 Dirac 点也是影响持续电流的关键因素. 零能量附近的能级承载较大的持续电流, 而远离零能量的能级对持续电流的贡献很小. 介观环内的持续电流随温度的升高而单调地减小, 但即便升高到 200 K 仍然可以观察到持续电流效应.

参考文献

- [1] Büttiker M, Imry Y, Landauer R 1983 *Phys. Lett. A* **96** 365
- [2] Cheung H F, Gefen Y, Riedel E, Shih W H 1987 *Phys. Rev. B* **37** 11
- [3] Cheung H F, Riedel E, Gefen Y 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 5
- [4] Levy L P, Dolan G, Dunsmuir J, Bouchiat H 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 2074
- [5] Chandrasekhar V, Webb R A, Brady M J, Ketchen M B, Gallagher W J, Kleinsasser A 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 3578
- [6] Bleszynski-Jayich A C, Shanks W E, Peaudecerf B, Gionossar E, Oppen F, Glazman L, Harris J G E 2009 *Science* **326** 272
- [7] Deng W J, Liu Y Y, Gong C D 1994 *Acta Phys. Sin.* **43** 03 (in Chinese) [邓文基, 刘有延, 龚昌德 1994 物理学报 **43** 03]
- [8] Louis E, Verge's J A, Chiappe G 1998 *Phys. Rev. B* **58** 11
- [9] Lin M F, Chun D S 1998 *Phys. Rev. B* **57** 11
- [10] Zhang Z H, Yuan J H, Qiu M, Peng J C, Xiao F L 2006 *J. Appl. Phys.* **99** 104311
- [11] Szopa M, Marganska M, Zipper E 2002 *Phys. Lett. A* **299** 593
- [12] Huang B L, Chang M C, Mou C Y 2012 *J. Phys. Condens. Matter* **24** 245304
- [13] Dutta P, Maiti S, Karmakar S N 2012 *Euro. phys. J. B* **85** 4
- [14] Szopa M, Margańska M, Zipper E, Lisowski M 2004 *Phys. Rev. B* **70** 075406
- [15] Ma M M, Ding J W, Xu N 2009 *Nanoscale* **1** 387
- [16] Ma M M, Ding J W 2010 *Solid State Commun.* **150** 1196
- [17] Chen H B, Xu N, Ding J W 2008 *Solid State Commun.* **146** 12
- [18] Bolivar N, Medina E, Berche B 2014 *Phys. Rev. B* **89** 125413
- [19] Michetti P, Recher P 2011 *Phys. Rev. B* **83** 125420
- [20] Benjamin C, Jayannavar A M 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 053112
- [21] Deng W Y, Zhu R, Deng W J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 067301 (in Chinese) [邓伟胤, 朱瑞, 邓文基 2013 物理学报 **62** 067301]
- [22] Deng W Y, Zhu R, Deng W J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 087301 (in Chinese) [邓伟胤, 朱瑞, 邓文基 2013 物理学报 **62** 087301]
- [23] Bahamon D A, Pereira A L C, Schulz P A 2009 *Phys. Rev. B* **79** 125414
- [24] Russo S, Oostinga J B, Wehenkel D, Heersche H B, Sobhani S S, Vandersypen L M K, Morpurgo A F 2008 *Phys. Rev. B* **77** 085413
- [25] Lin M F, Shung K 1995 *Phys. Rev. B* **52** 11
- [26] Hatsugai Y, Kohmoto M 1990 *Phys. Rev. B* **42** 13
- [27] Guo H M, Feng S P 2012 *Chin. Phys. B* **21** 077303
- [28] Shyu F L 2010 *J. Phys.: Condens. Matter.* **22** 025302
- [29] Zhang Z H, Yang Z Q, Wang X, Yuan J H, Zhang H, Qiu M, Peng J C 2005 *J. Phys.: Condens. Matter.* **17** 4111

Persistent currents in mesoscopic graphene rings with armchair edges^{*}

Dai Nan Deng Wen-Ji[†]

(Department of physics, South China University of Technology, Guangzhou 510641, China)

(Received 29 July 2014; revised manuscript received 30 August 2014)

Abstract

Based on the tight-binding model, the energy spectrum and persistent currents of mesoscopic graphene rings with armchair edges are studied analytically and numerically. Characters of the persistent currents changing with Aharonov-Bohm (A-B) magnetic flux in rings in different geometry are investigated in detail. The periodicity and special symmetry of energy spectrum and persistent currents changing with the magnetic flux are revealed. It is demonstrated that the persistent currents are determined by the geometric structures of the rings; the quantum states with small eigen-energies may carry much larger currents than those quantum states with eigen-energies far away from zero.

Keywords: mesoscopic graphene ring, persistent currents, generalized Bloch theorem

PACS: 73.23.-b, 73.23.Ra, 73.22.Pr

DOI: [10.7498/aps.64.017302](https://doi.org/10.7498/aps.64.017302)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China(Grant No. 11004063), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China(Grant No. 2014ZG0044).

[†] Corresponding author. E-mail: phwjden@scut.edu.cn