

# 石墨烯铁磁-绝缘层-超导结的输运\*

陈玉 陈家麟 查国桥 周世平†

(上海大学物理系, 上海 200444)

(2014年4月8日收到; 2014年5月14日收到修改稿)

本文运用平均场模型的Dirac-Bogoliubov-de-Gennes方程和Bolonder-Tinkham-Klapwijk理论研究石墨烯铁磁-绝缘层-超导结的输运性质. 研究表明: 考虑有限宽度的绝缘层, 隧穿电导-电压曲线呈现无衰减的振荡行为; 同时隧穿电导随铁磁层中的交换能呈现非单调变化. 对上述现象从石墨烯中类Dirac准粒子色散关系密切相关的电子散射过程予以解释.

**关键词:** 石墨烯结, 隧穿电导, 交换能, 振荡谱

**PACS:** 74.45.+c, 72.80.Vp

**DOI:** 10.7498/aps.63.177402

## 1 引言

石墨烯是碳原子以 $sp^2$ 轨道杂化形成单层的二维六角晶体. 2004年Geim和Novoselov的团队<sup>[1]</sup>首先成功制备了单层石墨——石墨烯. 石墨烯的独特新奇的性质和能带色散关系, 引起了广大理论和实验的科学工作者的关注<sup>[2-5]</sup>. 在石墨烯的六角形布里渊区的六个转角上, 导带和价带相交, 形成所谓的Dirac点. 这6个Dirac点可以划分为不等价的两组, 通常标记为 $K$ 点和 $K'$ 点<sup>[6]</sup>. Dirac点附近(低能电子)的行为可以用Dirac方程<sup>[7]</sup>描述. 仅考虑最近邻相互作用时, 石墨烯中电子和空穴等价于无质量的类Dirac费米子<sup>[8]</sup>. 最近, 人们通过对石墨烯中类Dirac费米子的研究, 相继发现了半整数量子霍尔效应<sup>[9]</sup>, 镜面Andreev反射<sup>[10]</sup>, Klein隧穿<sup>[11]</sup>等.

石墨烯是零能隙的半导体; 通过近邻效应<sup>[12,13]</sup>或涂覆金属原子<sup>[14]</sup>可以在石墨烯层中诱导超导电性. 石墨烯超导结的输运性质跟传统的正常金属-超导结有很多不同之处. Beenakker<sup>[10]</sup>细致探讨了在金属-超导(NS)石墨烯结的输运, 指出当金属区域的费米能小于超导区域的对势时, 在界面处会发生镜面Andreev反射(SAR). 此外,

有关金属-绝缘层-超导石墨烯结(NIS)的输运性质<sup>[15-17]</sup>的工作发现: 隧穿电导随着势垒强度 $\chi$ 呈现以 $\pi$ 为周期的等幅振荡, 这一行为可以类比于Klein隧穿. 这与传统的NIS结中隧穿电导会随着势垒强度的增加而指数衰减截然不同. 值得注意的是, 石墨烯中的绝缘层是通过局部施加上高的门电压产生的势垒来实现的. 上述薄势垒极限(thin barrier limit) $\chi$ 模型的结论可以引申到有限势垒层厚度结, 从而给出NIS石墨烯结中的隧穿电导会随着偏压发生振荡的现象<sup>[18]</sup>.

最近, 许多研究组相继研究了石墨烯层上涂覆氧化铕(EuO)来诱导铁磁性<sup>[18]</sup>、石墨烯铁磁-超导(FS)和铁磁-绝缘层-超导(FIS)结的输运性质<sup>[19-22]</sup>. 这些研究表明: 当铁磁层中的交换场大于费米能 $E_F$ 低于临界值 $E_{ex}^c$ 时, 随着交换能的增加, 隧穿电导会受到增强; 交换场不仅影响到电导随势垒强度 $\chi$ 振荡的幅度, 还使振荡发生位移. 而在传统的FS(或FIS)结中, 如果不考虑界面倒易势<sup>[23]</sup>、界面自旋轨道耦合作用<sup>[24]</sup>或非均匀铁磁层诱发自旋三重态<sup>[25,26]</sup>, 电导将随交换场的增加单调减小. 此外, 基于石墨烯的FIS结的热导也同样表现出随着势垒强度 $\chi$ 发生振荡, 交换场同样会影响到热导振荡的幅度和相位<sup>[27]</sup>等.

\* 国家自然科学基金(批准号: 61271163, 61371020)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: spzhou@shu.edu.cn

考虑到之前的有关石墨烯 FIS 结的工作多采用薄势垒极限的模型, 本文主要依据 Blonder-Tinkham-Klapwijk (BTK) 方法<sup>[28]</sup> 讨论有限宽度的绝缘层 ( $d \gg \lambda_F$ ) FIS 石墨烯结的输运性质. 我们首先讨论电导-偏压谱. 数值模拟揭示了隧穿电导随入射电子能量 (或者是结偏压) 的振荡行为, 与他在石墨烯 NIS 结的结果类似. 其次研究了交换场对电导-偏压谱的影响. 发现有类似于薄势垒极限 FIS 结中的情形, 总电导随交换场非单调的变化, 在一定条件下交换场可以增强隧穿电导的幅值. 此外, 我们发现, 当交换场能在铁磁层费米面附近变化时, 隧穿电导-偏压谱的谷-峰互换. 上述有限宽度的绝缘层结所呈现出新奇的现象, 对进一步研制石墨烯电子器件具有潜在的理论价值和意义.

## 2 理论模型

我们考虑石墨烯铁磁-绝缘层-超导结, 如图 1 所示. 其中, 铁磁层位于  $x < -d$ , 绝缘层位于  $-d < x < 0$ , 超导层在  $x > 0$  一侧. 我们采用自旋极化 Dirac-Bogoliubov-de-Gennes (DBDG) 方程<sup>[22]</sup> 来描述:

$$\begin{pmatrix} \hat{H}_{\pm} - U(x)\hat{1} - \eta_{\sigma}h(x)\hat{1} & \Delta_k\hat{1} \\ \Delta_k^*\hat{1} & -(\hat{H}_{\pm} - U(x)\hat{1} + \eta_{\sigma}h(x)\hat{1}) \end{pmatrix} \times \Psi = E\Psi, \quad (1)$$

其中

$$\hat{H}_{\pm} = -i\hbar v_F(\sigma_x\partial_x \pm \sigma_y\partial_y), \quad (2a)$$

$$U(x) = E_F\Theta(-x-d) + (E_F - V_0)\Theta(x+d)\Theta(-x) + (E_F + U_0)\Theta(x), \quad (2b)$$

$$h(x) = E_{ex}\Theta(-x-d), \quad (2c)$$

这里,  $\pm$  表示布里渊区中的  $K$  和  $K'$  两个谷, 由于谷简并, 我们只须考虑  $H_+$ ;  $v_F \cong 10^6$  m/s 表示费米速度;  $\sigma_x$  和  $\sigma_y$  是泡利矩阵描述子晶格的膺

自旋空间;  $\hat{1}$  代表单位矩阵,  $\Theta$  是 Heaviside 阶跃函数;  $\eta_{\sigma} = 1(-1)$  分别对应自旋向上(向下)带.  $\Delta_k = \Delta(\theta)e^{-i\theta}\Theta(x)$  描述超导层中的对势. 当  $\Delta(\theta) = \Delta_0$  描述 s 波对称.

上述方程 (1) 是采用平均场近似导出的, 需要满足<sup>[29]</sup>: 超导层的相关长度  $\xi \propto 1/\Delta_0$  要远大于超导层中的费米波长  $\lambda_F^s = 1/(E_F + U_0)$ , 这等价于  $(E_F + U_0) \gg \Delta$ , 我们可以通过调整  $U_0$  来满足该要求.

考虑一束能量  $E$  很小 ( $E \sim \Delta$ , 可以通过加在结两端的偏压获得) 的电子从铁磁层以角度  $\theta$  入射. 按照 BTK 理论通常的处理, 求解方程 (1), 可以得到在各个区域的波函数. 铁磁层的波函数为

$$\Psi_{F\sigma} = \begin{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ e^{i\theta_{\sigma}} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} e^{ik_{e\sigma}x} + r_{\sigma} \begin{pmatrix} 1 \\ -e^{-i\theta_{\sigma}} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-ik_{e\sigma}x} \\ + r_{A\bar{\sigma}} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ -e^{-i\theta'_{\sigma}} \end{pmatrix} e^{-ik_{h\bar{\sigma}}x} e^{iqy}, \quad (3)$$

其中,

$$\begin{aligned} \hbar v_F q &= (E + E_F + \eta_{\sigma}E_{ex}) \sin \theta_{\sigma} \\ &= (E - E_F + \eta_{\sigma}E_{ex}) \sin \theta'_{\sigma}, \quad (4a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} k_{e\sigma}(h\bar{\sigma}) &= \frac{(E + (-)E_F + \eta_{\sigma}(\eta_{\bar{\sigma}})E_{ex})}{\hbar v_F} \\ &\times \cos \theta_{\sigma}(\theta'_{\sigma}). \quad (4b) \end{aligned}$$

这里  $\theta_{\sigma}$  是电子入射角,  $\theta'_{\sigma}$  是空穴 Andreev 反射角.  $q$  是横向传播波矢, 方程 (4a) 描述准粒子的横向波矢守恒.  $k_{e\sigma}(h\bar{\sigma})$  是电子(空穴)的  $x$  方向波矢(余下作类似的标记处理).

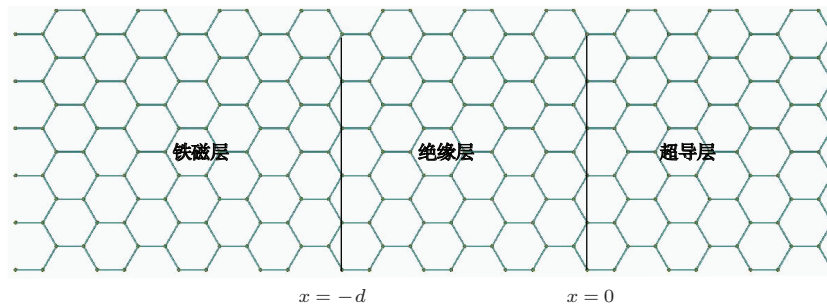


图 1 石墨烯 FIS 结的示意图 (绝缘层是利用加上比较大的门电压  $V_0$  产生的, 分析中  $U_0$  表示超导层与铁磁层的费米能级差)

将(4)式中的 $E_F$ 用 $E_F - V_0$ 代替, 并且令 $E_{\text{ex}} = 0$ , 可以获得在绝缘层区I的波函数

$$\begin{aligned} \Psi_I = & \left( f_1 \begin{pmatrix} 1 \\ e^{i\theta_1} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} e^{ik_1x} + f_2 \begin{pmatrix} 1 \\ -e^{-i\theta_1} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-ik_1x} \right. \\ & + f_3 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ e^{i\theta'_1} \end{pmatrix} e^{ik'_1x} \\ & \left. + f_4 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ -e^{-i\theta'_1} \end{pmatrix} e^{-ik'_1x} \right) e^{iqy}, \quad (5) \end{aligned}$$

其中,

$$\begin{aligned} \hbar v_F q &= (E + E_F - V_0) \sin \theta_1 \\ &= (E - E_F + V_0) \sin \theta'_1, \quad (6a) \end{aligned}$$

$$k_1(k'_1) = \frac{(E + (-)(E_F + V_0))}{\hbar v_F} \cos \theta_1(\theta'_1). \quad (6b)$$

$\theta_1(\theta'_1)$ 表示在绝缘层区的电子(空穴)入射角度.

超导层中波函数可表示为<sup>[16]</sup>

$$\begin{aligned} \Psi_S = & \left( t_e \begin{pmatrix} u(\theta^+) \\ u(\theta^+) e^{i\theta^+} \\ v(\theta^+) e^{-i\varphi^+} \\ v(\theta^+) e^{i(\theta^+ - \varphi^+)} \end{pmatrix} e^{ik_s^e x} \right. \\ & \left. + t_h \begin{pmatrix} v(\theta^-) \\ v(\theta^-) e^{i\theta^-} \\ u(\theta^-) e^{-i\varphi^-} \\ u(\theta^-) e^{i(\theta^- - \varphi^-)} \end{pmatrix} e^{-ik_s^h x} \right) e^{iqy}, \quad (7) \end{aligned}$$

其中,

$$\begin{aligned} \hbar v_F q &= (E_F + U_0 + \sqrt{E^2 - \Delta^2}) \sin \theta_s^e \\ &= (E_F + U_0 + \sqrt{E^2 - \Delta^2}) \sin \theta_s^h \quad (8a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} k_s^e(k_s^h) &= (E_F + U_0 + (-)\sqrt{E^2 - \Delta^2}) \\ &\quad \times \cos \theta_s^e(\theta_s^h) (\hbar v_F q)^{-1}, \quad (8b) \end{aligned}$$

$$u(\theta) = \{1/2[1 + \sqrt{E^2 - |\Delta(\theta)|^2}/E]\}^{1/2}, \quad (8c)$$

$$v(\theta) = \{1/2[1 - \sqrt{E^2 - |\Delta(\theta)|^2}/E]\}^{1/2}, \quad (8d)$$

$$\begin{aligned} \theta^+ &= \theta_s^e, \quad \theta^+ = \pi - \theta_s^h, \\ e^{i\varphi^\pm} &= e^{i\theta} \Delta(\theta^\pm)/|\Delta(\theta^\pm)|, \quad (8e) \end{aligned}$$

这里,  $\theta_s^e(\theta_s^h)$ 是超导层中电子(空穴)的入射角.

方程(3), (5), (7)中的系数可以通过在 $x = -d$ 和 $x = 0$ 处的波函数连续条件来求得

$$\begin{aligned} \Psi_F(x = -d) &= \Psi_I(x = -d), \\ \Psi_I(x = 0) &= \Psi_S(x = 0). \quad (9) \end{aligned}$$

利用方程(9)我们可以求得 Andreev 反射系数 $r_{A\bar{\sigma}}$ 和正常反射系数 $r_\sigma$ . 根据零温下的BTK理论给出的电导公式<sup>[28]</sup>

$$\begin{aligned} G(eV) &= \sum_\sigma G_\sigma(eV) \int_0^{\theta_c} d\theta_\sigma \cos \theta_\sigma \\ &\quad \times \left[ 1 + |r_{A\bar{\sigma}}|^2 \frac{\cos \theta'_\sigma}{\cos \theta_\sigma} - |r_\sigma|^2 \right], \quad (10) \end{aligned}$$

其中, 自旋依赖的正常态石墨烯电导 $G_\sigma(eV) = \frac{2e^2}{h} N_\sigma(eV)$ , 而在宽度为 $W$ 的石墨烯层中 $K(K')$ 点附近的自旋依赖的态密度(density of states, DOS)为

$$N_\sigma(E) = \frac{|E + E_F + \eta_\sigma E_{\text{ex}}|W}{\hbar v_F \pi}. \quad (11)$$

(10)式中积分上限为入射电子的临界角, 可以表示为

$$\theta_{\sigma 1}^c = \sin^{-1} \frac{|(E - E_F + \eta_\sigma E_{\text{ex}})|}{|(E + E_F + \eta_\sigma E_{\text{ex}})|}, \quad (12a)$$

$$\theta_{\sigma 2}^c = \sin^{-1} \frac{|(E_F + U_0)|}{|(E + E_F + \eta_\sigma E_{\text{ex}})|}, \quad (12b)$$

$$\theta_\sigma^c = \min[\theta_{\sigma 1}^c, \theta_{\sigma 2}^c], \quad (12c)$$

其中,  $\theta_{\sigma 1}^c$ 描述了 Andreev 反射的临界角,  $\theta_{\sigma 2}^c$ 描述在超导层准粒子传播的临界角. 所以积分上限 $\theta_\sigma^c$ 取两者中更小的值.

### 3 数值结果和讨论

在数值计算中, 采用超导对势 $\Delta$ 来约化能量, 参考文献<sup>[22]</sup>, 选取铁磁F区的费米能 $E_F = \hbar v_F k_F = \hbar v_F 2\pi/\lambda_F = 100\Delta$ ; 绝缘层的宽度 $d$ 用费米波长 $\lambda_F$ 做单位(全文计算 $\lambda_F$ 不变,  $\lambda_F = \hbar v_F 2\pi/(100\Delta)$ ); 在超导层中的费米能 $E_F^s = E_F + U_0$ , 未掺杂时 $E_F^s = E_F$ , 掺杂费米能失配时 $E_F^s = 10E_F$ . 未作额外说明时, 我们采用定值: 绝缘层势垒 $V_0 = 10E_F$ , 绝缘层宽度 $d = 100\lambda_F$ .

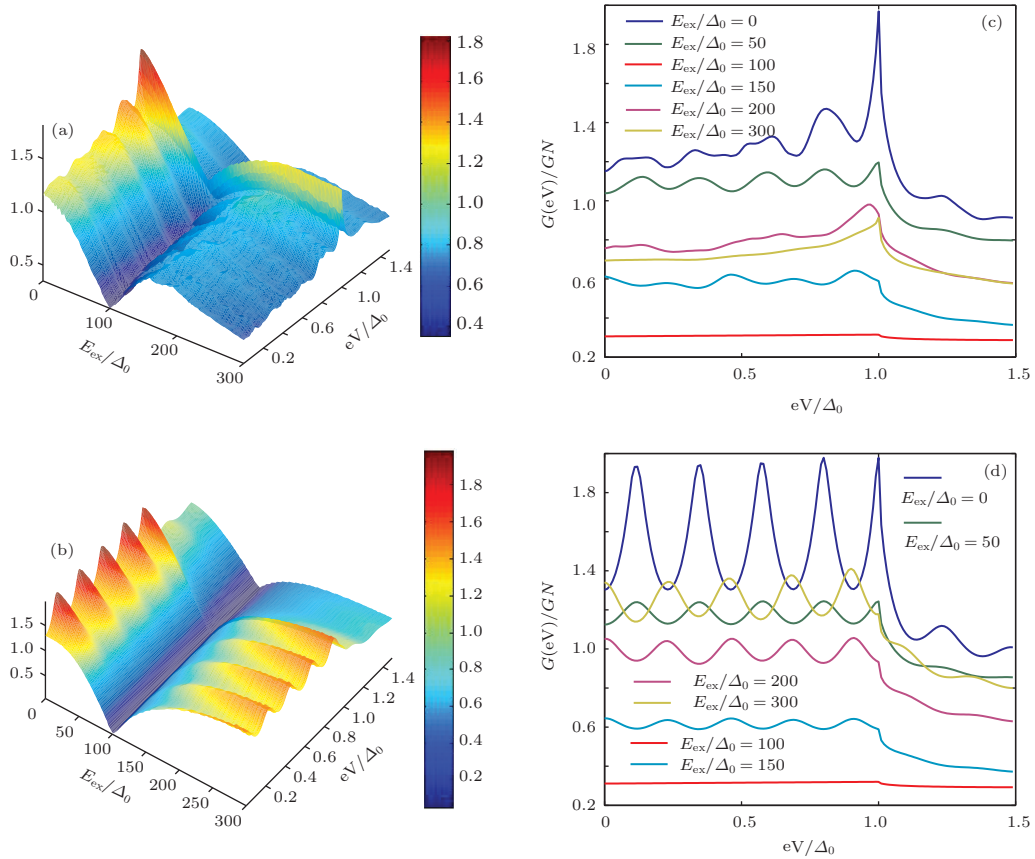


图2 (网刊彩色) 隧穿电导随偏压和交换场变化 (a) 未掺杂时, 电导随偏压和交换场的变化; (b) 掺杂时, 电导随偏压和交换场的变化; (c) 未掺杂时, 不同  $E_{ex}$  值, 电导的变化随着  $E_{ex}$  增加先减小再增加最后再减小; (d) 掺杂时, 不同  $E_{ex}$  值, 电导的变化随着  $E_{ex}$  增加先减小再增加 (其他参数  $E_F = 100\Delta$ ,  $d = 100\lambda_F$ )

图2显示归一化隧穿电导随偏压和交换场  $E_{ex}$  的变化. 其中图2(a)和(b)分别对应超导层未掺杂 ( $E_F^s = E_F$ ) 和超导层掺杂 ( $E_F^s = 10E_F$ ) 时的情况. 对应于两种情形, 取不同  $E_{ex}$  值时, 隧穿电导-偏压曲线分别示于图2(c)和(d). 图中清晰地表现出电导-偏压谱呈现振荡行为. 特别地, 当  $E_{ex} = 0$  时, 即等效为NIS石墨烯结, 其隧穿电导谱的结果跟文献[16]一致.

如图2所示, 不同于传统的FIS结, 石墨烯FIS结中随着交换场的增加, 电导并非总是递减的. 如图2(a)对应未掺杂的情形, 偏压一定时, 随交换场的增加, 电导先减少再增加, 续而又减小, 电导-交换场曲线呈现两个拐点. 类似地, 图2(b)对应重掺杂情形, 同样反映出这种变化规律. 图2(c)与图2(d)给出固定交换场条件下, 电导-偏压谱曲线. 图2(d)中还能清楚的看到当掺杂时, 电导振荡的幅值增加. 有趣的是, 我们还发现当  $E_{ex} > E_F$  时, 电导振荡发生  $\pi$  的位移, 出现谷峰互换. 这些新奇特的行为可以作如下的解释:

石墨烯NIS结中出现电导随偏压成振荡变化是由于Dirac费米子线性色散关系引起的. 在

传统结中, 中间层有高的势垒  $V_0$ ; 当电子能量  $E < V_0$ , 满足隧穿条件的电子波矢可近似给出:  $k \sim \sqrt{E - V_0}$ ; 因此相应波函数幅度将以  $e^{ikx}$  方式呈现指数衰减. 但在石墨烯中, 低能电子表现出类似相对论的色散关系:  $k \sim E - V_0$ , 因此波函数表现为无衰减的振荡行为. 共振的条件是  $kd = \frac{2\pi}{\lambda}d = n\pi$ , 因此我们发现当  $2d$  等于整数个波长时, 是振荡的最大值. 图2中还发现掺杂时的振荡幅值比未掺杂时的振荡幅值大. 这是由于超导中掺杂能级  $U_0$  如同势垒  $V_0$  一样, 会加强正常的电子发射. 因此  $U_0$  或  $V_0$  越大, 电导振荡现象愈加明显. 有关更详细的讨论可参考文献[16].

图2显示, 在FIS石墨烯结中交换场会改变电导振荡的位相, 使谷峰互换. 这是由于在石墨烯铁磁层中, 能带分布存在奇异点:  $E_F + E_{ex}$  和  $|E_F - E_{ex}|$ ; 在这奇异点上, 能带的导带和价带相交, 构成所谓的Dirac点. 当入射电子能量略小于Dirac点能级时, 超导界面处将会发生Andreev回射, 波矢反转; 相反地, 当入射电子能量略大于Dirac点时, 会发生镜面Andreev反射, 横向波矢方

向不变<sup>[10]</sup>. 这意味着, 随着交换场  $E_{\text{ex}}$  的变化穿过 Dirac 点  $|E_{\text{F}} - E_{\text{ex}}|$ , 电子散射过程从 Andreev 回射到 Andreev 镜面反射转变, 横向波矢变号, 因此电导-偏压振荡谱会发生谷峰互换.

我们接着讨论交换场对电导整体的影响, 这结果跟采取薄势垒近似的 FIS 石墨烯的结果符合<sup>[22]</sup>. 从方程 (12a) 可以看出对于自旋向下的电子  $\theta_{\downarrow}^{\text{c}}$  都是等于  $\pi/2$ , 所以我们只考虑自旋向上的电子情况. 从方程 (12) 中可知, 当  $E_{\text{ex}} < 2E_{\text{F}} + U_0$  时,  $\theta_{\uparrow}^{\text{c}} = \theta_{\uparrow 1}^{\text{c}}$ ; 当  $E_{\text{ex}} > 2E_{\text{F}} + U_0$  时,  $\theta_{\uparrow}^{\text{c}} = \theta_{\uparrow 2}^{\text{c}}$ . 因此可以定义临界交换场  $E_{\text{ex}}^{\text{c}} = 2E_{\text{F}} + U_0$ . 在未掺杂情况下,  $E_{\text{ex}}^{\text{c}} = 2E_{\text{F}} = 200\Delta$ . 同时, 在石墨烯铁磁层中 DOS 的自旋极化可以写成<sup>[22]</sup>

$$P = \frac{N_{\uparrow}(E_{\text{F}}) - N_{\downarrow}(E_{\text{F}})}{N_{\uparrow}(E_{\text{F}}) + N_{\downarrow}(E_{\text{F}})} = \frac{|E + E_{\text{F}} + E_{\text{ex}}| - |E + E_{\text{F}} - E_{\text{ex}}|}{|E + E_{\text{F}} + E_{\text{ex}}| + |E + E_{\text{F}} - E_{\text{ex}}|}. \quad (13)$$

从物理图像上我们可以这样理解, 自旋极化会抑制 Andreev 反射. 因为在铁磁中, 电子自旋是三重态, 而在传统超导中电子是自旋单态配对, 如果在界面处没有引入自旋倒易势或自旋轨道耦合势, 极化率的增加会使电导减小. 当  $E_{\text{ex}} < E_{\text{F}} = 100\Delta$  时,  $P = \frac{|E + E_{\text{F}} + E_{\text{ex}}| - |E + E_{\text{F}} - E_{\text{ex}}|}{|E + E_{\text{F}} + E_{\text{ex}}| + |E + E_{\text{F}} - E_{\text{ex}}|} = \frac{2E_{\text{ex}}}{2E_{\text{F}}}$  随着  $E_{\text{ex}}$  的增加而增加, 所以电导减小;  $E_{\text{ex}} = E_{\text{F}} = 100\Delta$  时,  $P = 1$ , 所以电导小到几乎为零; 当  $E_{\text{ex}} > E_{\text{F}} = 100\Delta$  时,  $P = \frac{|E + E_{\text{F}} + E_{\text{ex}}| - |E + E_{\text{F}} - E_{\text{ex}}|}{|E + E_{\text{F}} + E_{\text{ex}}| + |E + E_{\text{F}} - E_{\text{ex}}|} = \frac{2E_{\text{F}}}{2E_{\text{ex}}}$  随着  $E_{\text{ex}}$  的增加而减小, 电导增加. 再看未掺杂时  $E_{\text{ex}} > E_{\text{ex}}^{\text{c}} = 200\Delta$ , 由于  $\theta_{\uparrow}^{\text{c}} = \theta_{\uparrow 2}^{\text{c}} = \sin^{-1}[|(E_{\text{F}})|/|(E + E_{\text{F}} + E_{\text{ex}})|]$  随着  $E_{\text{ex}}$  的增加而减小, 所以在超导区准粒子数急剧减少从而引起了电导下降.

进一步研究石墨烯 FIS 结中的量子隧穿过程, 我们讨论隧穿系数跟入射角度的关系. 隧穿系数可以写为

$$T = 1 + 1 + |r_{A\bar{\sigma}}(eV, \theta_{\sigma})|^2 \frac{\cos \theta_{\sigma}'}{\cos \theta_{\sigma}} - |r_{\sigma}(eV, \theta_{\sigma})|^2. \quad (14)$$

图 3 所示, 在交换场  $E_{\text{ex}} = 50\Delta$  时, 自旋依赖的隧穿系数跟入射角的关系. 而在 NIS 石墨烯结中, 由于自旋是简并的, 临界角都是  $\pi/2$ . 如果不考虑绝缘层宽度的 FIS 石墨烯结, 即  $d \rightarrow 0$ ,  $V_0 \rightarrow \infty$ ,  $\chi = \frac{V_0 d}{\hbar v_{\text{F}}}$ <sup>[15]</sup>, 隧穿系数是不发生振荡的平滑曲线,

如图中蓝色线所示, 随着绝缘层宽度的增加, 隧穿系数发生振荡. 图 3 中还能看出, 当入射角大于等于临界角时, 自旋向上的电子无法隧穿. 从这里可以验证之前说的临界角对隧穿电导的影响.

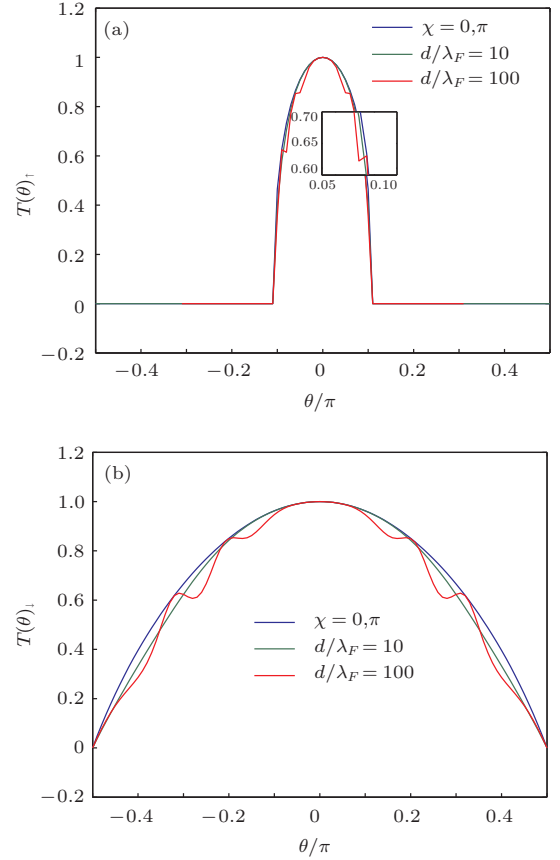


图 3 (网刊彩色) 不同的绝缘层宽度, 自旋依赖的隧穿系数跟入射角  $\theta$  的关系 (a) 自旋向上的电子隧穿系数, 内插图是局部放大图; (b) 自旋向下的电子隧穿系数

## 4 结 论

本文采用了 BTK 理论求解考虑绝缘层宽度的石墨烯铁磁-绝缘层-超导结的 DBdG 方程, 计算分析超导费米面失配 (掺杂) 和未失配 (未掺杂) 的隧穿电导谱. 我们发现 Dirac 费米子似的准粒子的隧穿电导会随着偏压发生振荡, 而且在一定情况下, 电导会随着交换场的增加而增加. 这是因为石墨烯独特的态密度 DOS 使得石墨烯自旋极化率随着交换场  $E_{\text{ex}}$  呈现非单调的变化所致. 此外, 依照我们这个模型, 也可以研究具有  $d_{x^2-y^2}$  波对称和 p 波对称的输运性质,  $d_{x^2-y^2}$  波表现出零能峰的微小振荡,  $\alpha = \pm 2\pi/3$  的 p 波<sup>[30]</sup> 中子能带峰值会偏移到  $eV = 0.5\Delta$  处. 这些输运特征跟传统的 FS 结不同, 为将来的石墨烯电子器件提供了理论基础.

参考文献

- [1] Novoselov K S, Geim A K, Morozov S V, Jiang D, Zhang Y, Dubonos S V, Grigorieva I V, Firsov A A 2004 *Science* **306** 666
- [2] Morozov S V, Novoselov K S, Katsnelson M I, Schedin F, Ponomarenko L A, Jiang D, Geim A K 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 016801
- [3] Titov M, Beenakker C 2006 *Phys. Rev. B* **74** 041401
- [4] Low T 2009 *Phys. Rev. B* **80** 205423
- [5] Tian H Y, Wang J 2012 *Chin. Phys. B* **21** 017203
- [6] Ando T 2005 *J. Phys. Soc. Jpn.* **74** 777
- [7] Zhou S Y, Gweon G H, Graf J, Fedorov A V, Spataru C D, Diehl R D, Kopelevich Y, Lee D H, Louie S G, Lanzara A 2006 *Nat. Phys.* **2** 595
- [8] Castro Neto A H, Guinea F, Peres N M R, Novoselov K S, Geim A K 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 109
- [9] Zhang Y, Tan Y W, Stormer H L, Kim P 2005 *Nature* **438** 201
- [10] Beenakker C 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 067007
- [11] Katsnelson M I, Novoselov K S, Geim A K 2006 *Nat. Phys.* **2** 620
- [12] Heersche H B, Jarillo-Herrero P, Oostinga J B, Vandersypen L M K, Morpurgo A F 2007 *Nature* **446** 56
- [13] Linder J, Black-Schaffer A M, Sudbø A 2010 *Phys. Rev. B* **82** 041409
- [14] Uchoa B, Castro Neto A H 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 146801
- [15] Bhattacharjee S, Sengupta K 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 217001
- [16] Linder J, Sudbø A 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 147001
- [17] Linder J, Sudbø A 2008 *Phys. Rev. B* **77** 064507
- [18] Haugen H, Huertas-Hernando D, Brataas A 2008 *Phys. Rev. B* **77** 115406
- [19] Asano Y, Yoshida T, Tanaka Y, Golubov A 2008 *Phys. Rev. B* **78** 014514
- [20] Zareyan M, Mohammadpour H, Moghaddam A G 2008 *Phys. Rev. B* **78** 193406
- [21] Sun Q F, Jiang Z T, Yu Y, Xie X C 2011 *Phys. Rev. B* **84** 214501
- [22] Hsu Y F, Guo G Y 2010 *Phys. Rev. B* **81** 045412
- [23] Bergeret F S, Volkov A F, Efetov K B 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 1321
- [24] Wu S, Samokhin K V 2010 *Phys. Rev. B* **82** 184501
- [25] Ji Y Q, Niu Z P, Feng C D, Xing D Y 2008 *Chin. Phys. Lett.* **25** 691
- [26] Jing L J, Wang Y, Wen L, Zha G Q, Zhou S P 2012 *Phys. Lett. A* **376** 2435
- [27] Li X W 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 047401
- [28] Blonder G E, Tinkham M, Klapwijk T M 1982 *Phys. Rev. B* **25** 4515
- [29] De Gennes P G 1966 *Superconductivity of metals and alloys* (New York: Benjamin Inc.) pp 137–157
- [30] Roy B, Herbut I F 2010 *Phys. Rev. B* **82** 035429

## Tunneling conductance spectrum of graphene ferromagnet-insulator-superconductor junctions\*

Chen Yu   Chen Jia-Lin   Zha Guo-Qiao   Zhou Shi-Ping<sup>†</sup>

(Department of physics, Shanghai University, Shanghai 200444, China)

( Received 8 April 2014; revised manuscript received 14 May 2014 )

### Abstract

Starting with the mean field Dirac-Bogoliubov-de-Gennes model and the Bolonder-Tinkham-Klapwijk formalism, we study the transport properties of a graphene ferromagnet-insulator-superconductor junction by taking into account the effect of the finite width of the insulating region. The tunneling conductance oscillations as a function of the bias energy are revealed together with a non-monotonic behavior for the exchange field in the ferromagnet layer. These phenomena, which are quite different from those in the conventional counterparts, are understood by examining the electron scattering processes associated with the unique dispersion-relation of the graphene junctions.

**Keywords:** graphene junction, tunneling conductance, exchange energy, oscillation spectrum

**PACS:** 74.45.+c, 72.80.Vp

**DOI:** 10.7498/aps.63.177402

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61271163, 61371020).

† Corresponding author. E-mail: spzhou@shu.edu.cn