

第二类Weyl半金属的金属-超导-金属结中的Andreev反射

陈书刚 李学思 韩宇

Andreev reflection in a normal-superconductor-normal junction based on type-II Weyl semimetal

Chen Shu-Gang Li Xue-Si Han Yu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 127201 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211962

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211962>

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

声子晶体板中的第二类狄拉克点和边缘传输

Type-II Dirac points and edge transports in phononic crystal plates

物理学报. 2021, 70(18): 184302 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210712>

拓扑半金属的红外光谱研究

Optical properties of topological semimetals

物理学报. 2019, 68(22): 227804 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191510>

层状铁磁体 $\text{Fe}_{0.26}\text{TaS}_2$ 的Andreev反射谱

Andreev reflection spectroscopy of ferromagnetic $\text{Fe}_{0.26}\text{TaS}_2$ with layered structure

物理学报. 2019, 68(24): 247201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191221>

Re_3W 的点接触安德烈夫反射谱研究

Point-contact Andreev reflection spectroscopy on Re_3W superconductor

物理学报. 2019, 68(1): 017402 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181996>

拓扑半金属材料的单晶生长研究进展

Research progress of single crystal growth for topological semimetals

物理学报. 2018, 67(12): 128102 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180796>

拓扑半金属 ZrSiSe 器件中面内霍尔效应的观测

Observation of planar Hall effect in topological semimetal ZrSiSe device

物理学报. 2019, 68(22): 227203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191501>

第二类 Weyl 半金属的金属-超导-金属结中的 Andreev 反射*

陈书刚¹⁾ 李学思²⁾ 韩宇^{1)†}

1) (辽宁大学物理学院, 沈阳 110036)

2) (沈阳大学师范学院物理系, 沈阳 110003)

(2021 年 10 月 21 日收到; 2021 年 12 月 7 日收到修改稿)

理论上研究了第二类 Weyl 半金属的金属-超导-金属 (NSN) 结在倾斜一定角度后体系的散射性质, 计算结果显示倾斜角可以决定体系的散射机制, 当倾斜角较小时, NSN 结中存在两种局域 Andreev 反射和两种电子隧穿, 包括径向 Andreev 反射、镜面 Andreev 反射、径向电子隧穿和镜面电子隧穿. 随着倾斜角的增加, 局域 Andreev 反射逐渐被抑制, 当倾斜角超过临界角后, NSN 结中的输运过程与正常金属的 NSN 结相同, 会同时发生电子正常反射、电子隧穿、局域 Andreev 反射和交叉 Andreev 反射. 此外, 体系的总电导不受化学势的影响, 并且在倾斜角小于临界角时不受入射角的影响, 而在倾斜角大于临界角时随入射角的增加而减小, 而交叉 Andreev 反射电导在某些条件下会随入射角的增加而增强.

关键词: 第二类 Weyl 半金属, Andreev 反射, 金属-超导-金属结

PACS: 72.10.-d, 73.23.-b, 73.40.Sx

DOI: 10.7498/aps.71.20211962

1 引言

Weyl 半金属是一类新型的拓扑量子材料^[1-6], 它具有费米弧表面态、负磁阻效应等特点^[7], 在电子器件方面具有潜在的应用价值^[8], 受到人们的广泛关注. 随着对 Weyl 半金属研究的深入, 第二类 Weyl 半金属在理论上被预言并随后在 MoTe_2 ^[9-11], LaAlGe ^[12], WTe_2 ^[13-15], $\text{Mo}_x\text{W}_{1-x}\text{Te}_2$ ^[16,17] 等材料中得以实现. 不同于第一类 Weyl 半金属中点状的费米面^[18], 第二类 Weyl 半金属具有过度倾斜的能带结构^[19-21], 因此具有有限大小的费米面, 其 Weyl 点出现在能带中电子与空穴口袋边界处^[22], 费米面则同时穿过电子和空穴费米口袋^[4]. 这种特殊的能带结构使得第二类 Weyl 半金属具有很强的能带各向异性, 这导致它除了具有与第一类 Weyl

半金属类似的性质, 如拓扑保护表面费米弧、手征异常和大的非饱和磁阻^[23-25]外, 还具有额外的奇异量子特性^[26], 如反常量子霍尔效应^[27]、手征反常朗道层面崩塌^[28]等.

此外, 倾斜的能带结构也带来了新的输运机制. 在由正常金属 (N) 和超导体 (S) 组成的异质结界面会发生 Andreev 反射现象^[29], 近年来被广泛地用于研究石墨烯类材料或新型拓扑材料的输运性质^[30-39]. 在金属-超导-金属 (NSN) 结中^[40-43], 电子由一侧的金属入射, 会发生 4 种散射过程——电子正常反射、电子隧穿、局域 Andreev 反射和交叉 Andreev 反射^[44-47]. 而第二类 Weyl 半金属由于具有过度倾斜的能带结构, 在它的 NSN 结中电子正常反射和交叉 Andreev 反射被完全抑制, 取而代之的是两种局域 Andreev 反射和两种电子隧穿^[48]. 这种双 Andreev 反射双隧穿的新型输运机制引起

* 国家自然科学基金 (批准号: 11872030, 11972177) 和辽宁省自然科学基金 (批准号: 2021-MS-148) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: hanyu@lnu.edu.cn

了人们的广泛关注. 随后, 很多第二类 Weyl 半金属能带结构及其输运性质的相关工作相继被报道. 如在第二类 Weyl 半金属 PN 结中, 磁场下动量空间中的克莱因隧穿出现了新的量子振荡现象^[49]; 在第二类 Weyl 半金属的 NS 结中, Andreev 反射具有极大的各向异性, 可以用于检测第二类 Weyl 半金属的各向异性光谱^[39] 等.

本文在第二类 Weyl 半金属 NSN 结的基础上, 将其倾斜一定的角度, 通过散射矩阵方法计算体系的散射系数及电导以考察体系的输运性质. 计算结果显示, 倾斜角度决定着体系的散射机制, 具体表现为当倾斜角较小时, NSN 结中存在两种局域 Andreev 反射和两种电子隧穿, 包括径向 Andreev 反射、镜面 Andreev 反射、径向电子隧穿和镜面电子隧穿. 随着倾斜角的增加, 局域 Andreev 反射逐渐被抑制, 当倾斜角超过临界角后, NSN 结中的输运过程与正常金属的 NSN 结相同, 即电子正常反射、电子隧穿、局域 Andreev 反射和交叉 Andreev 反射. 此外, 入射能、入射角、化学势以及超导体长度也会对体系的输运性质有不同程度的影响. 最后, 计算了微分电导, 结果显示体系的总电导与化学势无关, 并且在倾斜角小于临界角时不受入射角的影响, 而在倾斜角大于临界角时随入射角的增加而减小, 交叉 Andreev 反射的电导则主要受偏压、化学势、倾斜角等因素的影响, 在某些条件下可被增强.

接下来在第 2 节给出了理论模型并通过散射矩阵方法计算了体系的散射系数; 第 3 节计算了体系的电导, 并考察了体系的散射系数和电导随各参数的变化; 第 4 节给出结论.

2 模型与方法

本文研究的体系为第二类 Weyl 半金属的 NSN 结, 并将其倾斜一定的角度, 如图 1(a) 所示. 首先, 第二类 Weyl 半金属中其中一个 Weyl 点 K_0 处的低能有效哈密顿量可以写为^[29,48]

$$H_+(\mathbf{k}) = \hbar v_1 k_x \sigma_0 + \hbar v_2 \mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\sigma} + V \sigma_0. \quad (1)$$

(1) 式满足时间反演对称性而空间反演对称性破缺^[50,51]. 其中 \mathbf{k} 是一个可以保证低能模型有效的足够小的波矢量; $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ 是泡利矩阵; σ_0 是单位矩阵; v_2 是费米速度; v_1 代表能带沿 k_x 方向的倾斜程度; V 是电势, 可以通过门电压或者

化学掺杂进行调节. 相应地, 另一个 Weyl 点 $-K_0$ 的哈密顿量可以通过时间反演对称性写出:

$$H_-(\mathbf{k}) = -\hbar v_1 k_x \sigma_0 + \hbar v_2 \mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\sigma} + V \sigma_0. \quad (2)$$

假设 NSN 结的倾斜角度为 θ , 其取值范围为 $0^\circ < \theta < 90^\circ$, 为了方便计算, 可以利用坐标变换

$$\begin{pmatrix} \tilde{x} \\ \tilde{y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}, \quad (3)$$

得到 Weyl 点 K_0 和 $-K_0$ 的有效哈密顿量:

$$\begin{aligned} H_+(\tilde{p}) &= v_1 \sigma_0 (\tilde{p}_x \cos \theta - \tilde{p}_y \sin \theta) \\ &+ v_2 \sigma_x (\tilde{p}_x \cos \theta - \tilde{p}_y \sin \theta) \\ &+ v_2 \sigma_y (\tilde{p}_x \sin \theta + \tilde{p}_y \cos \theta) + V \sigma_0, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} H_-(\tilde{p}) &= -v_1 \sigma_0 (\tilde{p}_x \cos \theta - \tilde{p}_y \sin \theta) \\ &+ v_2 \sigma_x (\tilde{p}_x \cos \theta - \tilde{p}_y \sin \theta) \\ &+ v_2 \sigma_y (\tilde{p}_x \sin \theta + \tilde{p}_y \cos \theta) + V \sigma_0, \end{aligned} \quad (5)$$

其中 $\mathbf{p}/\hbar = -i\nabla_{\tilde{x}}$, 这里为了简便计算, 设 $\tilde{p}_z = 0$.

为了研究体系的输运性质, 采用 Bogoliubov-de Gennes (BdG) 方程描述电子和空穴的激发^[52]:

$$\tilde{H}_{\text{BdG}} = \begin{pmatrix} H_+(\tilde{p}) - \mu(\tilde{x}) & \Delta(\tilde{x}) \\ \Delta^*(\tilde{x}) & -H_-(\tilde{p}) + \mu(\tilde{x}) \end{pmatrix}, \quad (6)$$

式中 $\mu(\tilde{x})$ 为整个系统的化学势, $\Delta(\tilde{x})$ 为超导配对势, 它们与电势 $V(\tilde{x})$ 都属于阶跃函数:

$$\begin{aligned} \mu(\tilde{x}) &= \begin{cases} \mu, & \tilde{x} < 0 \text{ or } \tilde{x} > L \\ U, & 0 < \tilde{x} < L \end{cases}, \\ \Delta(\tilde{x}) &= \begin{cases} 0, & \tilde{x} < 0 \text{ or } \tilde{x} > L \\ \Delta, & 0 < \tilde{x} < L \end{cases}, \\ V(\tilde{x}) &= \begin{cases} -U_L, & \tilde{x} < 0 \\ 0, & 0 < \tilde{x} < L \\ -U_R, & \tilde{x} > L \end{cases}. \end{aligned} \quad (7)$$

通过求解 BdG 方程, 可以得到超导体中准粒子的色散关系

$$\begin{aligned} E_s(\tilde{k}) &= \pm \{ \Delta^2 + [\hbar v_1 (\tilde{k}_x \cos \theta - \tilde{k}_y \sin \theta) \\ &\pm \hbar v_2 |\tilde{k}| - U]^2 \}^{1/2}, \end{aligned} \quad (8)$$

以及 Weyl 半金属中电子和空穴的色散关系

$$E_{\text{L,R}}^{\pm}(\tilde{k}) = \hbar v_1 (\tilde{k}_x \cos \theta - \tilde{k}_y \sin \theta) \pm \hbar v_2 |\tilde{k}| - U_{\text{L,R}} - \mu, \quad (9)$$

$$E_{\text{L,R}}^{\pm}(\tilde{k}) = -\hbar v_1 (\tilde{k}_x \cos \theta - \tilde{k}_y \sin \theta) \pm \hbar v_2 |\tilde{k}| + U_{\text{L,R}} + \mu. \quad (10)$$

通过对超导结能谱的分析, 可以发现 NSN 结

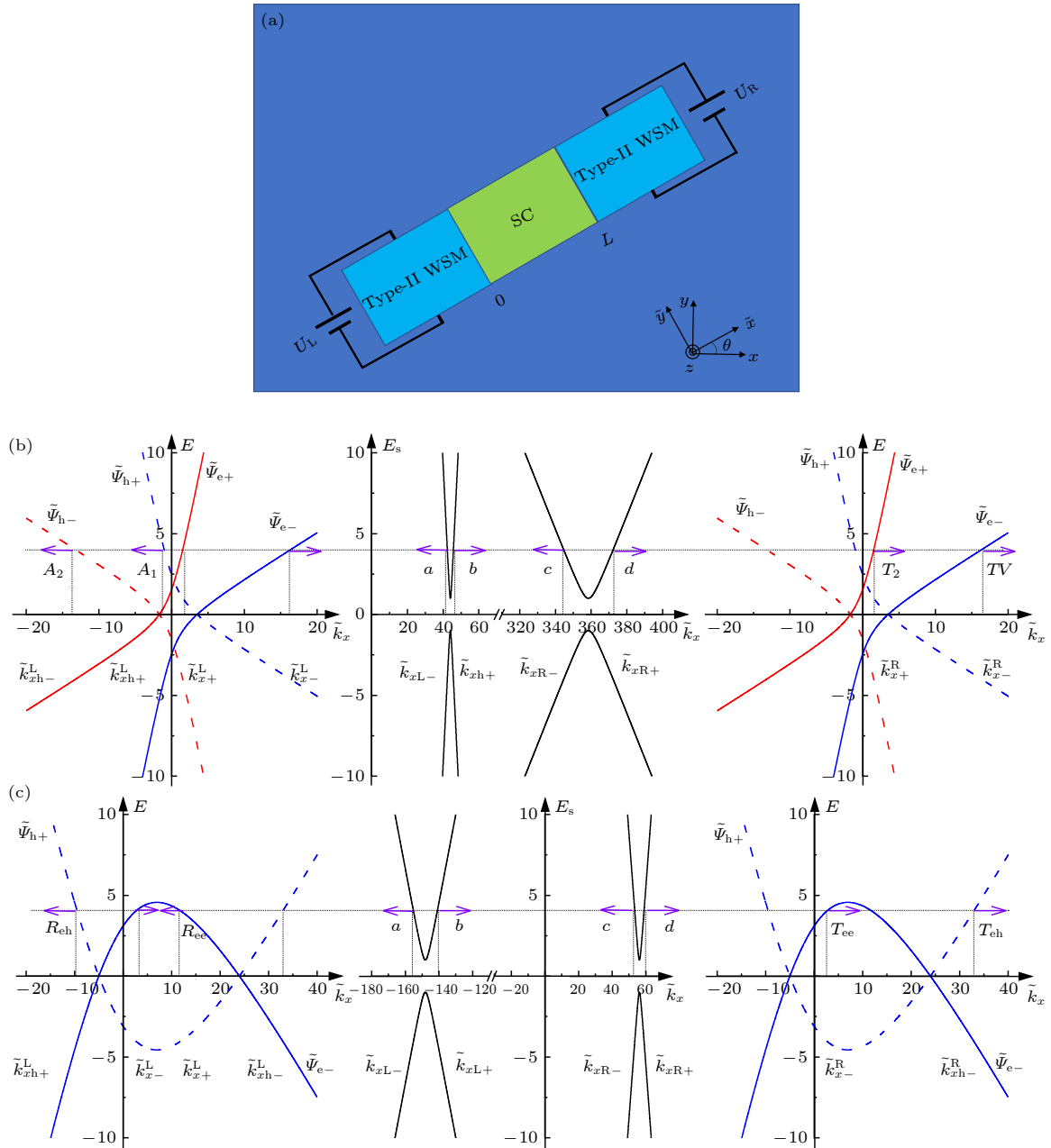


图 1 (a) 第二类 Weyl 半金属的 NSN 结倾斜 θ 角度的示意图. 在 (b) $\theta < \theta_c$ 和 (c) $\theta > \theta_c$ 两种情况下 k_y 和 k_z 一定时 NSN 结的能谱, 其中红色 (蓝色) 表示导带 (价带), 实线 (虚线) 表示电子 (空穴)

Fig. 1. (a) Schematic diagram of the NSN junction based on type-II WSM when changing the orientation angle θ . Energy spectra with finite k_y and k_z of the NSN junction for (b) $\theta < \theta_c$ and (c) $\theta > \theta_c$, where the conduction (valence) bands are colored with red (blue), and the solid (dashed) lines denote electrons (holes).

的倾斜角 θ 存在一个临界值 $\theta_c = \arccos(v_2/v_1)$, 当 $\theta < \theta_c$ 时, 在一定参数范围内体系仍然可以发生两种局域 Andreev 反射和两种电子隧穿 [29,48,53], 如图 1(b) 所示. 而当 $\theta > \theta_c$ 时, 在一定参数范围内体系会发生电子正常反射、局域 Andreev 反射、交叉 Andreev 反射和电子隧穿, 如图 1(c) 所示. 这两种散射过程只针对于第二类 Weyl 半金属, 而普通金属由于没有过度倾斜的能带结构, $v_1 \cos \theta$ 始终小

于 v_2 , 因此无论倾斜角 θ 如何变化, 其 NSN 结中的散射过程始终保持不变. 下面分别对这两种散射过程进行分析, 由于体系是关于 \tilde{x} 轴旋转不变的, 接下来的讨论中, 设置 $k_z = 0$. 在这种情况下, 入射角的范围为 $\theta - \alpha_c \leq \alpha \leq \min(\pi/2, \theta + \alpha_c)$, 其中 $\alpha_c = \arctan(v_2/\sqrt{v_1^2 - v_2^2})$. 假设电子以入射能 E , 入射角 α 从左侧 Weyl 半金属的价带通道 E_{e-} 入射, 则超导结各区域的波函数可以写为

A. $\theta < \theta_c$

$$\begin{aligned}\tilde{\Psi}_L(r) &= \tilde{\Psi}_{e-}^L(r) + r_1 \tilde{\Psi}_{h+}^L(r) + r_2 \tilde{\Psi}_{h-}^L(r), \\ \tilde{\Psi}_M(r) &= a \tilde{\Psi}_{h-}^s(r) + b \tilde{\Psi}_{e+}^s(r) + c \tilde{\Psi}_{h+}^s(r) + d \tilde{\Psi}_{e-}^s(r), \\ \tilde{\Psi}_R(r) &= t_1 \tilde{\Psi}_{e-}^R(r) + t_2 \tilde{\Psi}_{e+}^R(r);\end{aligned}\quad (11)$$

B. $\theta > \theta_c$

$$\begin{aligned}\tilde{\Psi}_L(r) &= \tilde{\Psi}_{e-}^L(r) + r_1 \tilde{\Psi}_{h+}^L(r) + r_N \tilde{\Psi}_{er}^L(r), \\ \tilde{\Psi}_M(r) &= a \tilde{\Psi}_{h-}^s(r) + b \tilde{\Psi}_{e+}^s(r) + c \tilde{\Psi}_{h+}^s(r) + d \tilde{\Psi}_{e-}^s(r), \\ \tilde{\Psi}_R(r) &= t_1 \tilde{\Psi}_{e-}^R(r) + t_c \tilde{\Psi}_{ht}^R(r).\end{aligned}\quad (12)$$

这些系数可以由两个界面处的边界条件

$$\begin{aligned}\tilde{\Psi}_L(r)|_{\tilde{x}=0-} &= \tilde{\Psi}_M(r)|_{\tilde{x}=0+}, \\ \tilde{\Psi}_M(r)|_{\tilde{x}=L-} &= \tilde{\Psi}_R(r)|_{\tilde{x}=L+}\end{aligned}\quad (13)$$

计算得出. 其中 L, R, M 分别为左右两侧 Weyl 半金属区域和中间超导区域, $\tilde{\Psi}_{e-}^L$ 为电子的入射模式, 由能带关系可以看出, 无论倾斜角 θ 如何变化, 空穴反射模式 $\tilde{\Psi}_{h+}^L$ 和电子的径向隧穿模式 $\tilde{\Psi}_{e-}^R$ 始终存在. 当 $\theta < \theta_c$ 时, 还出现了空穴的反射 $\tilde{\Psi}_{h-}^L$ 和电子的隧穿 $\tilde{\Psi}_{e+}^R$. 当 $\theta > \theta_c$ 时, 这两种模式则由电子的正常反射 $\tilde{\Psi}_{er}^L$ 和空穴的反射 $\tilde{\Psi}_{ht}^R(r)$ 替代 (这些模式的本征矢量的表达式在附录 A 中给出). 其中 r_1, r_2, r_N 分别为径向和镜面 Andreev 反射以及电子正常反射的系数; t_1, t_2, t_c 分别是径向和镜面电子隧穿以及交叉 Andreev 反射的系数; a, b, c, d 是超导体中准粒子的散射振幅.

Weyl 半金属区域的电流密度算符可以写为 $J \equiv \frac{-i}{\hbar} [r, H_{\text{BdG}}]$, 其 x 方向的分量为

$$J_x \equiv \tau_z (v_1 \sigma_0 + v_2 \sigma_x), \quad (14)$$

其中 τ_z 是泡利矩阵的 z 分量.

$\theta < \theta_c$ 时, 径向和镜面 Andreev 反射的系数 A_1 和 A_2 , 以及径向和镜面电子隧穿的系数 T_1 和 T_2 分别为

$$\begin{aligned}A_{1/2} &= \left| \frac{\langle \Psi_{h\pm}^L | J_x | \Psi_{h\pm}^L \rangle}{\langle \Psi_{e-}^L | J_x | \Psi_{e-}^L \rangle} \right| |r_{1/2}|^2, \\ T_{1/2} &= \left| \frac{\langle \Psi_{e\mp}^R | J_x | \Psi_{e\mp}^R \rangle}{\langle \Psi_{e-}^L | J_x | \Psi_{e-}^L \rangle} \right| |t_{1/2}|^2.\end{aligned}\quad (15)$$

$\theta > \theta_c$ 时, 局域 Andreev 反射和电子正常反射的系数 R_{ch} 和 R_{ee} , 以及电子隧穿和交叉 Andreev 反射的系数 T_{ee} 和 T_{ch} 分别为

$$\begin{aligned}R_{\text{ch}} &= \left| \frac{\langle \Psi_{h+}^L | J_x | \Psi_{h+}^L \rangle}{\langle \Psi_{e-}^L | J_x | \Psi_{e-}^L \rangle} \right| |r_1|^2, \\ R_{\text{ee}} &= \left| \frac{\langle \Psi_{er}^L | J_x | \Psi_{er}^L \rangle}{\langle \Psi_{e-}^L | J_x | \Psi_{e-}^L \rangle} \right| |r_N|^2.\end{aligned}\quad (16)$$

$$\begin{aligned}T_{\text{ee}} &= \left| \frac{\langle \Psi_{e-}^R | J_x | \Psi_{e-}^R \rangle}{\langle \Psi_{e-}^L | J_x | \Psi_{e-}^L \rangle} \right| |t_1|^2, \\ T_{\text{ch}} &= \left| \frac{\langle \Psi_{ht}^R | J_x | \Psi_{ht}^R \rangle}{\langle \Psi_{e-}^L | J_x | \Psi_{e-}^L \rangle} \right| |t_c|^2.\end{aligned}\quad (17)$$

由于电流守恒, 这些系数满足 $A_1 + A_2 + T_1 + T_2 = 1$, $R_{\text{ch}} + R_{\text{ee}} + T_{\text{ee}} + T_{\text{ch}} = 1$ 的关系.

3 结果和讨论

本节考察体系的散射系数和电导随入射能、入射角及超导体长度等参数的变化, 在接下来的计算中, 取 $\Delta = 1$ 作为能量单元, 其他参数都可用 Δ 表示, 除非特殊说明, 否则以下几个参数取值均为 $v_2 = 1$, $k_z = 0$, $\Delta = 1$, $U = 100$, $U_L = 0$, $U_R = 0$.

首先考察的是 $\theta < \theta_c$ 时, 双 Andreev 反射和双电子隧穿的系数随倾斜角 θ 的变化, 如图 2 所示, 其中图 2(a) 和图 2(b) 的入射能分别取为 $E = 0$ 和 $E = 0.6$. 由图 2(a) 可以看出, 当倾斜角 $0^\circ < \theta < 5^\circ$ 时, 径向 Andreev 反射系数 A_1 可以达到 1, 而其他的散射则被完全抑制. 随着倾斜角 θ 的进一步增大, A_1 逐渐减小, 镜面 Andreev 反射系数 A_2 和镜面电子隧穿系数 T_2 先增大后减小, 而径向电子隧穿系数 T_1 则单调递增. 当倾斜角等于临界角 ($\theta \approx 25^\circ$) 时, 径向电子隧穿系数 T_1 可以达到 1, 而其他三种散射系数则减小到 0. 对于入射能 $E = 0.6$ 的情况 (图 2(b)), 可以看出当倾斜角 θ 较小时, 镜面 Andreev 反射的系数 A_2 随 θ 的增加而先增大后减小, 在倾斜角 $\theta = 3^\circ$ 时 A_2 可达到 1, 径向 Andreev 反射的系数 A_1 的变化趋势与 A_2 正相反, 而两种电子隧穿则几乎被完全抑制. 随着倾斜角 θ 的增加, 两种 Andreev 反射的系数都呈下降趋势, 镜面电子隧穿的系数 T_2 先增大后减小, 而径向电子隧穿系数 T_1 单调增大, 最终当倾斜角等于临界角时达到 1. 比较图 2(a) 和图 2(b) 可以发现, 倾斜角对体系的散射性质具有较大影响, 当倾斜角较小时, Andreev 反射占主导; 随着倾斜角的增加, Andreev 反射逐渐被抑制, 电子隧穿逐渐占据主导地位; 当倾斜角等于临界角时, 体系只发生径向电子隧穿, 其他散射过程被完全抑制.

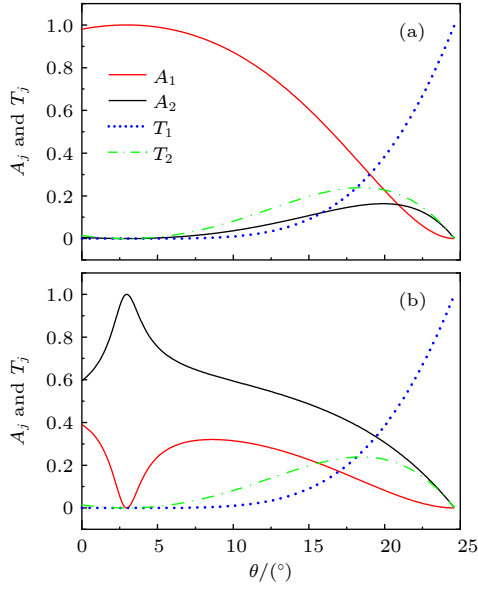


图 2 $\theta < \theta_c$ 时, 在入射能分别为 (a) $E = 0$ 和 (b) $E = 0.6$ 时 Andreev 反射和电子隧穿的系数随倾斜角 θ 的变化. 相关参数为 $v_1 = 1.1$, $v_2 = 1$, $\mu = 0.5$, $U_L = 0$, $U_R = 0$, $\alpha = 30^\circ$, $U = 100$, $\Delta = 1$, $L = 10\xi$

Fig. 2. Andreev reflection and electron transmission coefficients as functions of orientation angle θ for (a) $E = 0$ and (b) $E = 0.6$ when $\theta < \theta_c$. Parameters: $v_1 = 1.1$, $v_2 = 1$, $\mu = 0.5$, $U_L = 0$, $U_R = 0$, $\alpha = 30^\circ$, $U = 100$, $\Delta = 1$, $L = 10\xi$.

图 2(b) 中, 当倾斜角 $\theta = 3^\circ$ 时, 镜面 Andreev 反射系数 A_2 可以达到 1, 因此, 为了更好地观察 Andreev 反射系数的变化, 选取 $\theta = 3^\circ$ 研究两种 Andreev 反射系数随入射能 E 的变化, 结果如图 3 所示. 其中图 3(a), 图 3(c) 和图 3(b), 图 3(d) 分别为选取不同化学势 μ 和能带倾斜系数 v_1 时两种 Andreev 反射系数的变化. 图 3(a) 和图 3(c) 选取 $v_1 = 1.1$, 可以看出当入射能 $E < \Delta$ 时, 体系只发生一种 Andreev 反射, 另一种 Andreev 反射和电子隧穿被完全抑制. 而当 $E > \Delta$ 时, 体系仍然只发生一种 Andreev 反射, 同时也发生电子隧穿, 并且随着入射能 E 的增大, Andreev 反射系数伴随着振荡衰减. 此外还可以看出, 体系发生 Andreev 反射的类型取决于入射能 E 与化学势 μ 之间的关系, 当 $E < \mu$ 时, 只发生径向 Andreev 反射; 当 $E > \mu$ 时, 只发生镜面 Andreev 反射; $E = \mu$ 是两种 Andreev 反射互相转换的临界点. 图 3(b) 和图 3(d) 选取 $\mu = 0.5$, 可以看出除了 $v_1 = 1.1$ 的情况以外, 当 v_1 取其他数值时两种 Andreev 反射共存, 其中当入射能 $E < \Delta$ 时, 体系只存在 Andreev 反射, 电子隧

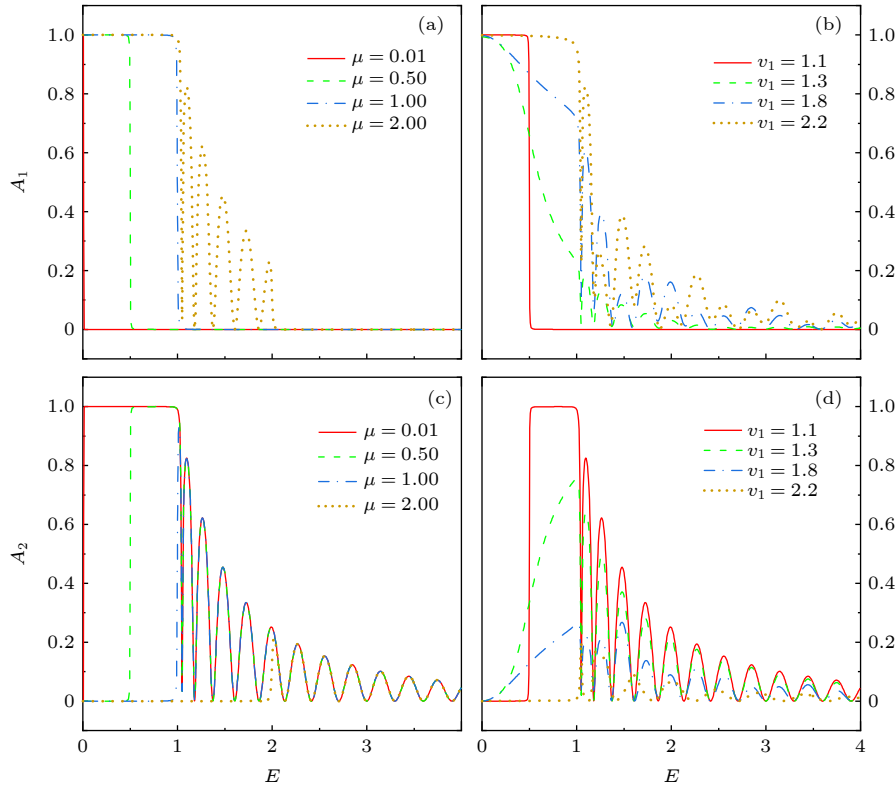


图 3 $\theta < \theta_c$ 时, Andreev 反射和电子隧穿的系数随入射能 E 的变化 (a), (c) $v_1 = 1.1$; (b), (d) $\mu = 0.5$. 相关参数取值为 $\theta = 3^\circ$, $\alpha = 30^\circ$, $v_2 = 1$, $U_L = 0$, $U_R = 0$, $U = 100$, $\Delta = 1$, $L = 10\xi$

Fig. 3. Andreev reflections and electron transmission coefficients as a function of the incident energy E when $\theta < \theta_c$: (a), (c) $v_1 = 1.1$; (b), (d) $\mu = 0.5$. Parameters: $\theta = 3^\circ$, $\alpha = 30^\circ$, $v_2 = 1$, $U_L = 0$, $U_R = 0$, $U = 100$, $\Delta = 1$, $L = 10\xi$.

穿被完全抑制, 并且径向 Andreev 反射系数 A_1 随着入射能 E 的增加而减小, 随着 v_1 的增加而增大, 而镜面 Andreev 反射系数 A_2 的变化趋势与 A_1 正相反. 当 $E > \Delta$ 时, 体系同时发生 Andreev 反射和电子隧穿, 两种 Andreev 反射系数都随着入射能的增加而呈振荡衰减, 并且 A_1 和 A_2 随着 v_1 的增加分别增大和减小.

接下来考察 $\theta < \theta_c$ 时, 超导体长度 L 对体系输运性质的影响, 结果如图 4 所示. 图 4(a) 和图 4(b) 分别表示入射能 $E = 0$ 和 $E = 0.6$ 两种情况, 其中倾斜角仍然与图 3 一致, 取为 $\theta = 3^\circ$. 从图 4(a) 可以看出, 当入射能 $E = 0$ 时体系只发生径向 Andreev 反射 (A_1) 和径向电子隧穿 (T_1), 镜面 Andreev 反射 (A_2) 和镜面电子隧穿 (T_2) 被完全抑制, 并且随着超导体长度 L 的增加, T_1 由 1 逐渐减小, A_1 则由 0 逐渐增加. 当 $L = 3\xi$ 时, T_1 减小到 0, 而 A_1 增大到 1, 此后散射系数不再随超导体长度 L 的增加而变化. 从图 4(b) 可以看出, 当入射能 $E = 0.6$ 时, 体系只发生镜面 Andreev 反射 (A_2) 和径向电子隧穿 (T_1), 径向 Andreev 反射 (A_1) 和镜面电子隧穿 (T_2) 被完全抑制, 并且随着超导体长度 L 的增加, T_1 由 1 逐渐减小, A_2 则由 0 逐渐增加, 最终在 $L = 3\xi$ 时, A_2 和 T_1 分别稳定在 1 和 0.

接下来研究倾斜角 $\theta > \theta_c$ 的情况. 在这种情况下, 体系会出现与普通金属的 NSN 结类似的电子正常反射 (R_{ee})、电子隧穿 (T_{ee}) 以及局域 Andreev 反射 (R_{eh}) 和交叉的 Andreev 反射 (T_{eh}). 首先考察这 4 种散射系数随倾斜角 θ 的变化, 结果如图 5 所示. 可以看出, 这 4 种散射系数随着 θ 的增加而呈振荡型的变化, 当 θ 较小时, 体系只存在电子正常反射 (R_{ee})、电子隧穿 (T_{ee}) 和交叉 Andreev 反射 (T_{eh}), 其中电子隧穿的系数 T_{ee} 随着倾斜角 θ 的增加而减小, 电子正常反射系数 R_{ee} 随 θ 的增加而增大, 局域 Andreev 反射 (R_{eh}) 只在 θ 较大时出现, 其系数 R_{eh} 随着 θ 的增加而逐渐增大, 交叉 Andreev 反射的系数 T_{eh} 随着 θ 的增加而先增大后减小, 其中当倾斜角 $\theta = 47.97^\circ$ 时, 交叉 Andreev 反射系数 T_{eh} 达到最大值, 接近 0.4, 如图 5 中紫色圆圈所标记. 选取这个最大值点, 计算散射系数随入射能的变化情况, 如图 5 中插图所示. 可以看出, 随着入射能的增加, 电子正常反射系数 R_{ee} 单调递增, 电子隧穿系数 T_{ee} 和交叉 Andreev 反射系数 T_{eh} 先增大后减小, 其中 T_{eh} 的最大值可达到 0.43 左右,

而局域 Andreev 反射则在整个入射能的范围内被完全抑制. 上述现象说明, 通过调整倾斜角可以在一定程度上增强交叉 Andreev 反射, 当倾斜角较大时, 会对体系的输运性能起到消极影响.

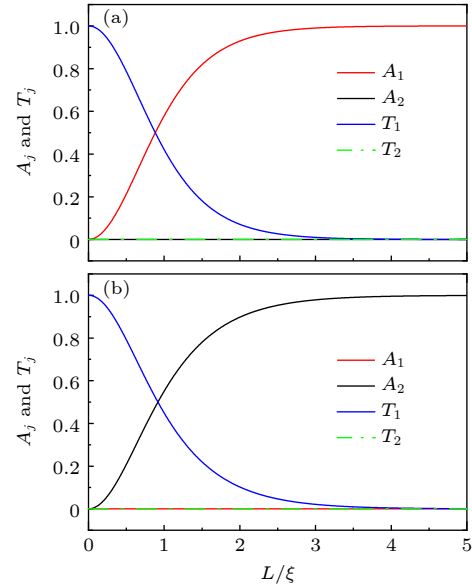


图 4 $\theta < \theta_c$ 时, Andreev 反射和电子隧穿的系数随超导体长度 L 的变化 (a) $E = 0$; (b) $E = 0.6$. 相关参数: $v_1 = 1.1$, $v_2 = 1$, $\mu = 0.5$, $U_L = 0$, $U_R = 0$, $\theta = 3^\circ$, $\alpha = 30^\circ$, $U = 100$, $\Delta = 1$

Fig. 4. Andreev reflections and electron transmissions coefficients as a function of the SC region length L with incident energy (a) $E = 0$ and (b) $E = 0.6$ when $\theta < \theta_c$. Parameters: $v_1 = 1.1$, $v_2 = 1$, $\mu = 0.5$, $U_L = 0$, $U_R = 0$, $\theta = 3^\circ$, $\alpha = 30^\circ$, $U = 100$, $\Delta = 1$.

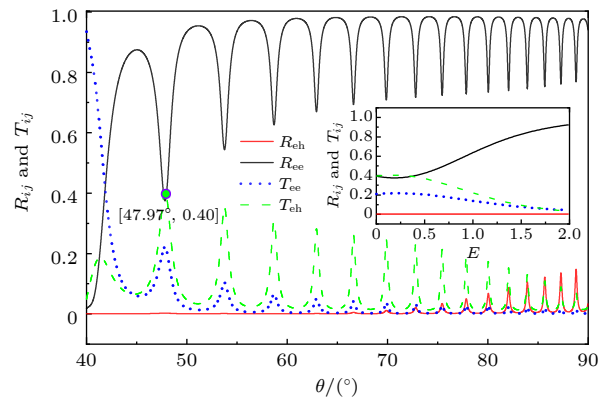


图 5 $\theta > \theta_c$ 时, Andreev 反射和电子隧穿的系数随倾斜角 θ 的变化. 插图为散射系数随入射能 E 的变化. 相关参数: $E = 0$, $v_1 = 1.3$, $v_2 = 1$, $\mu = 0$, $U_L = 0$, $U_R = 0$, $\alpha = 85^\circ$, $U = 100$, $\Delta = 1$, $L = \xi$

Fig. 5. Andreev reflections (R_{ee} and R_{eh}) and electron transmissions coefficients (T_{ee} and T_{eh}) as a function of orientation angle θ when $\theta > \theta_c$. The inset shows the scattering coefficients with the increment of the incident energy E . Parameters: $E = 0$, $v_1 = 1.3$, $v_2 = 1$, $\mu = 0$, $U_L = 0$, $U_R = 0$, $\alpha = 85^\circ$, $U = 100$, $\Delta = 1$, $L = \xi$.

根据上述散射系数的结果, 进一步计算体系的微分电导. 由 Blonder-Tinkham-Klapwijk (BTK) 公式可得电导表达式为^[29,54]

$$G(eV) = \frac{2e^2 S}{\pi^2 \hbar} \int d\tilde{k}_y \int dk_z [1 + A(\tilde{k}_y, k_z, eV) - R_N(\tilde{k}_y, k_z, eV)], \quad (18)$$

其中 S 是横截面积; 波矢量的积分在 Weyl 点附近用截止波矢 \tilde{q}_m 进行约束, 即 $\tilde{k}_y^2 + k_z^2 \leq \tilde{q}_m^2$; A 是总的 Andreev 反射的系数; R_N 是电子正常反射的系数, 当 $\theta < \theta_c$ 时, $A = A_1 + A_2$, $R_N = 0$; 当 $\theta > \theta_c$ 时, $A = R_{eh}$, $R_N = R_{ee}$, 此时体系发生交叉 Andreev 反射的电导可写为

$$G_{CAR}(eV) = \frac{2e^2 S}{\pi^2 \hbar} \int d\tilde{k}_y \int dT_{eh}(\tilde{k}_y, k_z, eV). \quad (19)$$

最后, 考察体系的总电导 G 和交叉 Andreev 反射的电导 G_{CAR} 随倾斜角 θ 和偏压 eV 的变化情况, 如图 6 所示. 为了方便, 取 $G_N(eV) = \frac{2e^2 S}{\pi^2 \hbar} \cdot \pi \tilde{q}_m^2$

对电导进行规范. 图 6(a) 为 $\mu = 0.5$, $L = 10\xi$, 入射角 α 取不同值时, 体系的零偏压电导 G 随倾斜角 θ 的变化情况, 此时倾斜角的临界角为 $\theta_c = 30^\circ$. 可以看出, 当 $\theta < \theta_c$ 时, 总电导 G 随着倾斜角 θ 的增加而减小, 当 $\theta > \theta_c$ 时, 总电导 G 随着倾斜角 θ 的增加而先减小后增大, 最后稳定在 $G = 2$. 而入射角 α 的变化则主要在 $\theta > \theta_c$ 时起作用, 具体表现为总电导 G 随入射角 α 的增大而减小. 当固定入射角 $\alpha = 30^\circ$, 化学势 μ 取不同值时, 总电导 G 不随化学势变化. 图 6(b) 是入射角 α 取不同值时交叉 Andreev 反射的电导 G_{CAR} 随偏转角 θ 的变化情况, 可以看出, 入射角取不同值时, 相应的电导都会在倾斜角 θ 取某些值时达到最大值, 而后随着 θ 的继续增大而逐渐减小, 最终在 θ 接近 90° 时减小到 0. 为了获得更大的交叉 Andreev 反射的电导, 选取入射角 $\alpha = 70^\circ$ 时交叉 Andreev 反射电导 G_{CAR} 的最大值点 $\theta = 59^\circ$, $G_{CAR}/G_N = 0.24$ (如图 6(b) 中紫色圆圈标记) 画出交叉 Andreev 反射的电导 G_{CAR} 随

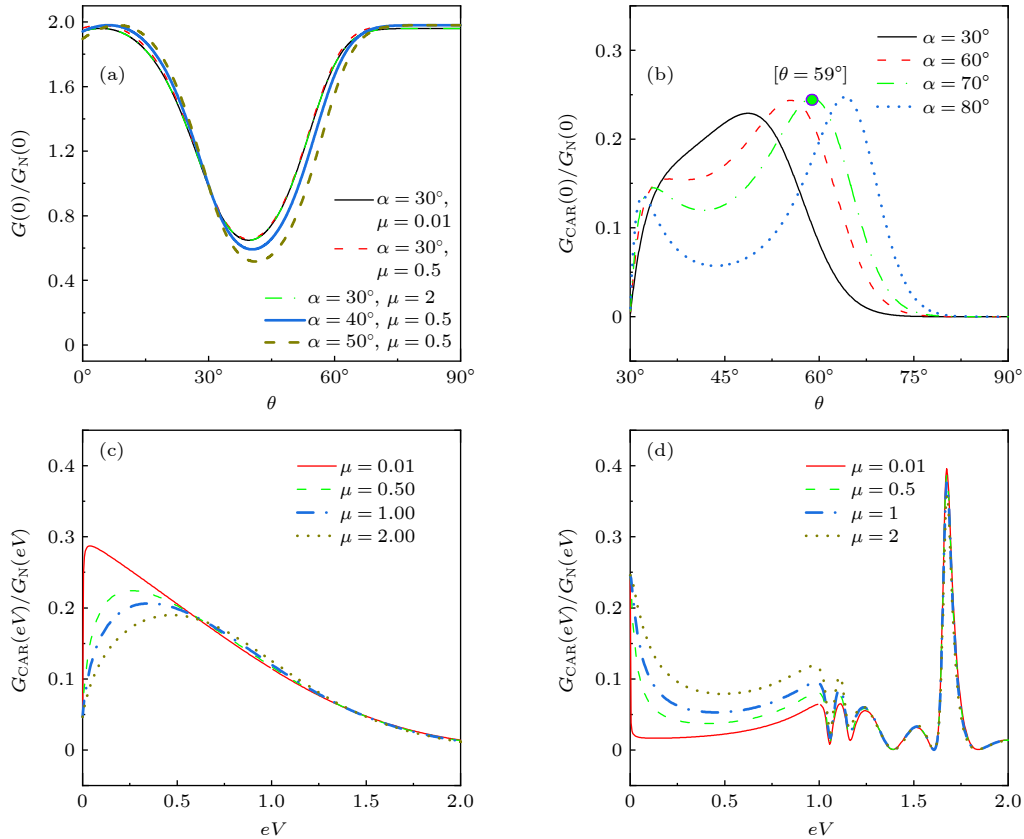


图 6 总电导 G 和交叉 Andreev 反射电导 G_{CAR} 随 (a), (b) 倾斜角 θ 和 (c), (d) 偏压 eV 的变化. 相应参数: (a), (b) $\mu = 0.5$, $L = 10\xi$; (c) $\theta = 59^\circ$, $\alpha = 70^\circ$, $L = \xi$; (d) $\theta = 59^\circ$, $\alpha = 70^\circ$, $L = 10\xi$. 其他参数: $v_1 = 2/\sqrt{3}$, $v_2 = 1$, $U_L = 0$, $U_R = 0$, $U = 100$, $\Delta = 1$, $\tilde{q}_m = 10$

Fig. 6. Conductance G and its CAR component G_{CAR} dependence of (a), (b) orientation angle θ and (c), (d) bias voltage eV . Parameters: (a), (b) $\mu = 0.5$, $L = 10\xi$; (c) $\theta = 59^\circ$, $\alpha = 70^\circ$, $L = \xi$; (d) $\theta = 59^\circ$, $\alpha = 70^\circ$, $L = 10\xi$. Other parameters: $v_1 = 2/\sqrt{3}$, $v_2 = 1$, $U_L = 0$, $U_R = 0$, $U = 100$, $\Delta = 1$, $\tilde{q}_m = 10$.

表 1 各参数对散射系数的影响

Table 1. Influence of various parameters on scattering coefficient.

倾斜角 ($0 < \theta < 90^\circ$)	参数	散射系数的变化
$0^\circ < \theta \leq \theta_c$	倾斜角 (θ)	θ 较小时, Andreev反射占主导; 随着 θ 的增加, Andreev反射逐渐被抑制; 当 $\theta = \theta_c$ 时, 只发生径向电子隧穿 T_1 , 其他散射过程被完全抑制.
	入射能 (E)	$E < \Delta$ 时, 只发生Andreev反射, 电子隧穿被完全抑制. $E > \Delta$ 时, Andreev反射随 E 的增加逐渐被抑制, 其类型取决于 E, μ, v_1 的关系.
	化学势 (μ)	$E < \mu$ 时, 只发生径向Andreev反射(A_1); $E > \mu$ 时, 只发生镜面Andreev反射(A_2), $E = \mu$ 是两种Andreev反射互相转换的临界点.
	倾斜系数 (v_1)	$v_1 \neq 1.1$, 两种Andreev反射共存; $v_1 = 1.1$, 只存在一种Andreev反射, 并且 A_1 随着 v_1 的增加而增大, A_2 的变化趋势与 A_1 正相反.
	超导体长度 (L)	L 较小时, Andreev反射系数单调递增; $L > 3\xi$ 以后, Andreev反射系数稳定在1.
$\theta_c < \theta < 90^\circ$	倾斜角 (θ)	θ 较小时, 交叉Andreev反射(T_{eh})被完全抑制; 随着 θ 的增加, 电子正常反射(R_{ee})和局域Andreev反射(R_{eh})增强, 电子隧穿(T_{ee})减小, 交叉Andreev反射(T_{eh})先增大后减小, 散射系数而呈振荡型变化.
	入射能 (E)	交叉Andreev反射(T_{eh})效果最好时, 随着 E 的增加, R_{ee} 单调递增, T_{ee} 和 T_{eh} 先增大后减小, 而 $R_{eh} = 0$, 其中 T_{eh} 的最大值可达到0.43.

偏压 eV 的变化情况. 图 6(c)和图 6(d) 分别取超导体长度 $L = \xi$ 和 $L = 10\xi$. 当 $L = \xi$ 时, 从图 6(c)可以看出, 随着偏压 eV 的增加, 交叉 Andreev 反射的电导 G_{CAR} 先增大后减小. 在偏压较小时获得最大值, 并且当偏压 $eV < 0.5\Delta$ 时 G_{CAR} 随着化学势 μ 的增大而减小, 当 $\mu = 0.01$, eV 接近 0 时, G_{CAR} 取得最大值 0.29; 而当偏压较大时化学势的改变对电导不会造成明显影响. 当 $L = 10\xi$ 时, 从图 6(d)可以看出, G_{CAR} 随偏压的增加而呈振荡变化, 当 $eV = 1.7\Delta$ 时取得最大值, 可达到 0.4. 此外还可以看出, 当偏压 $eV < \Delta$ 时 G_{CAR} 随着化学势 μ 的增大而增大, 而在 $eV > \Delta$ 以后 G_{CAR} 不再受到化学势的影响.

4 结 论

本文研究了第二类 Weyl 半金属的 NSN 结在倾斜一定角度后体系的散射性质. 计算结果表明, 倾斜角度可以决定体系的散射机制, 当倾斜角较小时, NSN 结中存在两种局域 Andreev 反射和两种电子隧穿, 包括径向 Andreev 反射、镜面 Andreev 反射、径向电子隧穿和镜面电子隧穿. 随着倾斜角的增加, 局域 Andreev 反射逐渐被抑制, 当倾斜角超过临界角后, NSN 结中的运输过程与正常金属的 NSN 结相同, 即电子正常反射、电子隧穿、局域 Andreev 反射和交叉 Andreev 反射. 此外, 入射能、入射角、化学势以及超导体长度也会对体系的运输性质有不同程度的影响. 最后计算了微分电

导, 结果显示体系的总电导与化学势无关, 并且在倾斜角小于临界角时不受入射角的影响, 而在倾斜角大于临界角时随入射角的增加而减小, 交叉 Andreev 反射的电导则主要受偏压、化学势、倾斜角等因素的影响, 在某些条件下可被增强. 由于本文中研究的参数较多, 为了使读者更直观地获得本文的研究结论, 我们汇总了各参数对散射系数的影响, 如表 1 所列.

附录 A 第二类 Weyl 半金属的 NSN 结在倾斜 $\theta \neq 0^\circ$ 时的本征矢量

当电子以入射能 E , 入射角 α 入射时(k_z 设为 0), 左右两侧 Weyl 半金属中价带电子的隧穿模式 $\tilde{\Psi}_{e-}^{L,R}$ 以及左侧半金属中价带空穴的反射模式 $\tilde{\Psi}_{h+}^L$ 可以写成

$$\tilde{\Psi}_{e-}^{L,R} = \begin{pmatrix} -\sqrt{(\tilde{k}_{x-}^{L,R})^2 + \tilde{k}_y^2} \\ e^{i\theta}(\tilde{k}_{x-}^{L,R} + i\tilde{k}_y) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \exp(i\tilde{k}_{x-}^{L,R}\tilde{x} + i\tilde{k}_y\tilde{y}),$$

$$\tilde{\Psi}_{h+}^L = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -\sqrt{(\tilde{k}_{xh+}^L)^2 + \tilde{k}_y^2} \\ e^{i\theta}(\tilde{k}_{xh+}^L + i\tilde{k}_y) \end{pmatrix} \exp(i\tilde{k}_{xh+}^L\tilde{x} + i\tilde{k}_y\tilde{y}). \quad (A1)$$

当 $\theta < \theta_c$ 时, 右侧 Weyl 半金属中导带电子的隧穿 $\tilde{\Psi}_{e+}^R$ 和左侧 Weyl 半金属中导带空穴的反射 $\tilde{\Psi}_{h-}^L$ 可以写为

$$\begin{aligned}\tilde{\Psi}_{e+}^R &= \begin{pmatrix} \sqrt{(\tilde{k}_{x+}^R)^2 + \tilde{k}_y^2} \\ e^{i\theta}(\tilde{k}_{x+}^R + i\tilde{k}_y) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \exp(i\tilde{k}_{x+}^R \tilde{x} + i\tilde{k}_y \tilde{y}), \\ \tilde{\Psi}_{h-}^L &= \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \sqrt{(\tilde{k}_{xh-}^L)^2 + \tilde{k}_y^2} \\ e^{i\theta}(\tilde{k}_{xh-}^L + i\tilde{k}_y) \end{pmatrix} \exp(i\tilde{k}_{xh-}^L \tilde{x} + i\tilde{k}_y \tilde{y}).\end{aligned}\quad (A2)$$

$$\begin{aligned}\tilde{\Psi}_{er}^L &= \begin{pmatrix} -\sqrt{(\tilde{k}_{x+}^L)^2 + \tilde{k}_y^2} \\ e^{i\theta}(\tilde{k}_{x+}^L + i\tilde{k}_y) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \exp(i\tilde{k}_{x+}^L \tilde{x} + i\tilde{k}_y \tilde{y}), \\ \tilde{\Psi}_{ht}^R &= \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -\sqrt{(\tilde{k}_{xh-}^R)^2 + \tilde{k}_y^2} \\ e^{i\theta}(\tilde{k}_{xh-}^R + i\tilde{k}_y) \end{pmatrix} \exp(i\tilde{k}_{xh-}^R \tilde{x} + i\tilde{k}_y \tilde{y}),\end{aligned}\quad (A3)$$

当 $\theta > \theta_c$ 时, 左侧 Weyl 半金属中的电子反射 $\tilde{\Psi}_{er}^L$ 和右侧 Weyl 半金属中的空穴反射 $\tilde{\Psi}_{ht}^R$ 分别可以写为

其中电子和空穴在 \tilde{x} 方向的波矢量可以写为

$$\begin{aligned}\tilde{k}_{\pm}^{L,R} &= \frac{\tilde{v}_1(E + U_{L,R} + \tilde{\mu}) \mp v_2 \sqrt{(E + U_{L,R} + \tilde{\mu})^2 + \hbar^2 \tilde{k}_y^2 (\tilde{v}_1^2 - v_2^2)}}{\hbar(\tilde{v}_1^2 - v_2^2)}, \\ \tilde{k}_{\pm}^{L,R} &= \frac{-\tilde{v}_1(E - U_{L,R} - \tilde{\mu}) \pm v_2 \sqrt{(E - U_{L,R} - \tilde{\mu})^2 + \hbar^2 \tilde{k}_y^2 (\tilde{v}_1^2 - v_2^2)}}{\hbar(\tilde{v}_1^2 - v_2^2)},\end{aligned}\quad (A4)$$

其中

$$\begin{aligned}v_0 &= v_1 \cos(\alpha - \theta) - \sqrt{\tilde{v}_1^2 \cos^2(\alpha - \theta) - (v_1^2 - v_2^2)}, \\ \tilde{k}_y &= \frac{(E + \mu)(v_1 \sin \theta - v_0 \sin \alpha)}{\hbar[v_1 v_0 \cos(\theta - \alpha) - (v_1^2 - v_2^2)]}, \\ \tilde{v}_1 &= v_1 \cos \theta, \quad \tilde{\mu} = \mu + \hbar v_1 \sin \theta \tilde{k}_y.\end{aligned}\quad (A5)$$

中间超导区域的散射模式可以写为

$$\begin{aligned}\tilde{\Psi}_{h-}^s &= \begin{pmatrix} e^{-i\beta} \\ e^{i\theta} e^{-i\beta} \\ 1 \\ e^{i\theta} \end{pmatrix} \exp(i\tilde{k}_{xL-} \tilde{x} + i\tilde{k}_y \tilde{y}), \\ \tilde{\Psi}_{e+}^s &= \begin{pmatrix} e^{i\beta} \\ e^{i\theta} e^{i\beta} \\ 1 \\ e^{i\theta} \end{pmatrix} \exp(i\tilde{k}_{xL+} \tilde{x} + i\tilde{k}_y \tilde{y}), \\ \tilde{\Psi}_{h+}^s &= \begin{pmatrix} e^{-i\beta} \\ -e^{i\theta} e^{-i\beta} \\ 1 \\ -e^{i\theta} \end{pmatrix} \exp(i\tilde{k}_{xR-} \tilde{x} + i\tilde{k}_y \tilde{y}), \\ \tilde{\Psi}_{e-}^s &= \begin{pmatrix} e^{i\beta} \\ -e^{i\theta} e^{i\beta} \\ 1 \\ -e^{i\theta} \end{pmatrix} \exp(i\tilde{k}_{xR+} \tilde{x} + i\tilde{k}_y \tilde{y}),\end{aligned}\quad (A6)$$

其中

$$\begin{aligned}\beta &= \begin{cases} \arccos(E/\Delta), & \text{if } E < \Delta, \\ -\text{iarcosh}(E/\Delta), & \text{if } E > \Delta, \end{cases} \\ \tilde{k}_{xL\pm} &= \tilde{k}_{x1} \pm i\tilde{\tau}_1, \quad \tilde{k}_{xR\pm} = \tilde{k}_{x2} \pm i\tilde{\tau}_2, \\ \tilde{k}_{x1} &\approx \frac{U}{\hbar(v_1 \cos \theta + v_2)}, \quad \tilde{k}_{x2} \approx \frac{U}{\hbar(v_1 \cos \theta - v_2)}, \\ \tilde{\tau}_1 &= \frac{\Delta \sin \beta}{\hbar(v_1 \cos \theta + v_2)}, \quad \tilde{\tau}_2 = \frac{\Delta \sin \beta}{\hbar|v_1 \cos \theta - v_2|}.\end{aligned}\quad (A7)$$

参考文献

- [1] Chang G Q, Xu S Y, Sanchez D S, Huang S M, Lee C C, Chang T R, Bian G, Zheng H, Belopolski I, Alidoust N, Jeng H T, Bansil A, Lin H, Hasan M Z **2016** *Sci. Adv.* **2** e1600295
- [2] Xu S Y, Belopolski I, Alidoust N, Neupane M, Bian G, Zhang C, Sankar R, Chang G, Yuan Z, Lee C C, Huang S M, Zheng H, Ma J, Sanchez D S, Wang B K, Bansil A, Chou F, Shibaev P P, Lin H, Jia S, Hasan M Z **2015** *Science* **349** 613
- [3] Xu S Y, Belopolski I, Sanchez D S, Zhang C, Chang G, Guo C, Bian G, Yuan Z, Lu H, Chang T R, Shibaev P P, Prokopovych M L, Alidoust N, Zheng H, Lee C C, Huang S M, Sankar R, Chou F, Hsu C H, Jeng H T, Bansil A, Neupert T, Strocov V N, Lin H, Jia S, Zahid Hasan M **2015** *Sci. Adv.* **1** e1501092
- [4] Zheng H, Hasan M Z **2018** *Adv. Phys. X* **3** 1466661
- [5] Zhang K X, Du Y P, Wang P D, Wei L M, Li L, Zhang Q, Qin W, Lin Z Y, Cheng B, Wang Y F, Xu H, Fan X D, Sun Z, Wan X G, Zeng C G **2020** *Chin. Phys. Lett.* **37** 090301
- [6] Zhou Z Z, Liu H J, Wang G Y, Wang R, Zhou X Y **2021** *Chin. Phys. Lett.* **38** 077101
- [7] Morishima K, Kondo K **2021** *J. Appl. Phys.* **129** 125104
- [8] Meng W, Zhang X, He T, Jin L, Dai X, Liu Y, Liu G **2020** *J. Adv. Res.* **24** 523
- [9] Huang L, McCormick T M, Ochi M, Zhao Z, Suzuki M T, Arita R, Wu Y, Mou D, Cao H, Yan J, Trivedi N, Kaminski

- A 2016 *Nat. Mater.* **15** 1155
- [10] Jiang J, Liu Z K, Sun Y, Yang H F, Rajamathi C R, Qi Y P, Yang L X, Chen C, Peng H, Hwang C C, Sun S Z, Mo S K, Vobornik I, Fujii J, Parkin S S P, Felser C, Yan B H, Chen Y L 2017 *Nat. Commun.* **8** 13973
- [11] Tamai A, Wu Q S, Cucchi I, Bruno F Y, Riccò S, Kim T K, Hoesch M, Barreteau C, Giannini E, Besnard C, Soluyanov A A, Baumberger F 2016 *Phys. Rev. X* **6** 031021
- [12] Xu S Y, Alidoust N, Chang G, Lu H, Singh B, Belopolski I, Sanchez D S, Zhang X, Bian G, Zheng H, Husanu M A, Bian Y, Huang S M, Hsu C H, Chang T R, Jeng H T, Bansil A, Neupert T, Strocov V N, Lin H, Jia S, Hasan M Z 2017 *Sci. Adv.* **3** e1603266
- [13] Bruno F Y, Tamai A, Wu Q S, Cucchi I, Barreteau C, De La Torre A, McKeown Walker S, Riccò S, Wang Z, Kim T K, Hoesch M, Shi M, Plumb N C, Giannini E, Soluyanov A A, Baumberger F 2016 *Phys. Rev. B* **94** 121112(R)
- [14] Wang C, Zhang Y, Huang J, Nie S, Liu G, Liang A, Zhang Y, Shen B, Liu J, Hu C, Ding Y, Liu D, Hu Y, He S, Zhao L, Yu L, Hu J, Wei J, Mao Z, Shi Y, Jia X, Zhang F, Zhang S, Yang F, Wang Z, Peng Q, Weng H, Dai X, Fang Z, Xu Z, Chen C, Zhou X J 2016 *Phys. Rev. B* **94** 241119
- [15] Wu Y, Mou D, Jo N H, Sun K, Huang L, Bud'ko S L, Canfield P C, Kaminski A 2016 *Phys. Rev. B* **94** 121113
- [16] Chang T R, Xu S Y, Chang G, Lee C C, Huang S M, Wang B K, Bian G, Zheng H, Sanchez D S, Belopolski I, Alidoust N, Neupane M, Bansil A, Jeng H T, Lin H, Zahid Hasan M 2016 *Nat. Commun.* **7** 10639
- [17] Belopolski I, Sanchez D S, Ishida Y, Pan X, Yu P, Xu S Y, Chang G, Chang T R, Zheng H, Alidoust N, Bian G, Neupane M, Huang S M, Lee C C, Song Y, Bu H, Wang G, Li S, Eda G, Jeng H T, Kondo T, Lin H, Liu Z, Song F, Shin S, Zahid Hasan M 2016 *Nat. Commun.* **7** 13643
- [18] Afanasiev A N, Greshnov A A, Svintsov D 2021 *Phys. Rev. B* **103** 205201
- [19] Zyuzin A A, Tiwari R P 2016 *JETP Lett.* **103** 717
- [20] Duan H J, Zheng S H, Wang R Q, Deng M X, Yang M 2019 *Phys. Rev. B* **99** 165111
- [21] Zhang M, Yang Z, Wang G 2018 *J. Phys. Chem. C* **122** 3533
- [22] Autès G, Gresch D, Troyer M, Soluyanov A A, Yazyev O V 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 066402
- [23] Deng K, Wan G, Deng P, Zhang K, Ding S, Wang E, Yan M, Huang H, Zhang H, Xu Z, Denlinger J, Fedorov A, Yang H, Duan W, Yao H, Wu Y, Fan S, Zhang H, Chen X, Zhou S 2016 *Nat. Phys.* **12** 1105
- [24] Wang Y, Liu E, Liu H, Pan Y, Zhang L, Zeng J, Fu Y, Wang M, Xu K, Huang Z, Wang Z, Lu H, Xing D, Wang B, Wan X, Miao F 2016 *Nat. Commun.* **7** 13142
- [25] Yu Z M, Yao Y, Yang S A 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 077202
- [26] Li D, Rosenstein B, Shapiro B Y, Shapiro I 2017 *Phys. Rev. B* **95** 094513
- [27] Das K, Agarwal A 2019 *Phys. Rev. B* **99** 085405
- [28] Sharma G, Goswami P, Tewari S 2017 *Phys. Rev. B* **96** 045112
- [29] Hou Z, Sun Q F 2017 *Phys. Rev. B* **96** 155305
- [30] Niu Z P 2019 *J. Phys. Condens. Matter* **31** 485701
- [31] Cheng Q, Sun Q F 2021 *Phys. Rev. B* **103** 144518
- [32] Beenakker C W J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 067007
- [33] Cheng S G, Xing Y, Wang J, Sun Q F 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 167003
- [34] Soori A, Sahu M R, Das A, Mukerjee S 2018 *Phys. Rev. B* **98** 075301
- [35] Wang C, Zou Y, Song J, Li Y X 2018 *Phys. Rev. B* **98** 035403
- [36] Wei M, Zhou M, Zhang Y T, Xing Y 2020 *Phys. Rev. B* **101** 155408
- [37] Zhang S, Zhang T 2021 *Phys. Status Solidi B* **258** 2100192
- [38] Uchida S, Habe T, Asano Y 2014 *J. Phys. Soc. Jpn.* **83** 064711
- [39] Azizi A, Abdollahipour B 2020 *Phys. Rev. B* **102** 024512
- [40] Mohammadpour H, Asgari A 2011 *Phys. Lett. A* **375** 1339
- [41] Nehar R, Bhakuni D S, Sharma A, Soori A 2019 *J. Phys. Condens. Matter* **31** 345304
- [42] Park G H, Watanabe K, Taniguchi T, Lee G H, Lee H J 2019 *Nano Lett.* **19** 9002
- [43] Paul G C, Dutta P, Saha A 2017 *J. Phys. Condens. Matter* **29** 015301
- [44] Ang Y S, Ang L K, Zhang C, Ma Z 2016 *Phys. Rev. B* **93** 041422
- [45] Cayssol J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 147001
- [46] Chen W, Shen R, Sheng L, Wang B G, Xing D Y 2011 *Phys. Rev. B* **84** 115420
- [47] Liu Y, Yu Z M, Liu J, Jiang H, Yang S A 2018 *Phys. Rev. B* **98** 195141
- [48] Li X S, Zhang S F, Sun X R, Gong W J 2018 *New J. Phys.* **20** 103005
- [49] O'Brien T E, Diez M, Beenakker C W J 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 236401
- [50] Burkov A A, Balents L 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 127205
- [51] Wehling T O, Black-Schafferc A, Balatsky A V 2014 *Adv. Phys.* **63** 1
- [52] De Gennes P G 1966 *Superconductivity of Metals and Alloys* (New York: Benjamin) pp137–160
- [53] Li H, Ouyang G 2019 *Phys. Rev. B* **100** 085410
- [54] Blonder G E, Tinkham M, Klapwijk T M 1982 *Phys. Rev. B* **25** 4515

Andreev reflection in a normal-superconductor-normal junction based on type-II Weyl semimetal*

Chen Shu-Gang¹⁾ Li Xue-Si²⁾ Han Yu^{1)†}

¹⁾ (*College of Physics, Liaoning University, Shenyang 110036, China*)

²⁾ (*Department of Physics, Normal College, Shenyang University, Shenyang 110003, China*)

(Received 21 October 2021; revised manuscript received 7 December 2021)

Abstract

The quantum transport behavior of the normal-superconductor-normal (NSN) junction is studied theoretically based on a type-II Weyl semimetal which is rotated a certain angle. The calculation results show that the orientation angle determines the scattering mechanism of the system. In the NSN junction, there exist simultaneously two local Andreev reflections (ARs) (retro AR and specular AR) and two local electron transmissions (ETs) (retro ET and specular ET) when the orientation angle is small. Moreover, the retro AR is gradually suppressed with the further increase of the orientation angle. When the orientation angle exceeds the critical angle, the scattering mechanism in NSN junction is the same as that of the NSN junction in normal metal, i.e. the normal electron reflection, normal electron transmission, retro Andreev reflection and crossed Andreev reflection take place simultaneously. In addition, the total conductance of the system is unaffected by the chemical potential, nor by the incident angle when the orientation angle is smaller than the critical angle, but decreases with the increase of the incident angle when the orientation angle is greater than the critical angle. The conductance of crossed Andreev reflection increases with incident angle increasing under some conditions.

Keywords: type-II Weyl semimetal, Andreev reflection, normal-superconductor-normal junction

PACS: 72.10.-d, 73.23.-b, 73.40.Sx

DOI: 10.7498/aps.71.20211962

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11872030, 11972177) and the Natural Science Foundation of Liaoning Province, China (Grant No. 2021-MS-148).

† Corresponding author. E-mail: hanyu@lnu.edu.cn