

正常金属/绝缘层/s 波超导隧道结中绝缘层对 微分电导的影响*

魏健文[†] 董正超

(淮阴师范学院物理系, 淮安 223001)

(2003 年 10 月 13 日收到, 2004 年 9 月 16 日收到修改稿)

在正常金属/绝缘层/s 波超导隧道结(NIS 结)中,以方势垒描述绝缘层对准粒子运输的影响,运用 Bogoliubov-de Gennes(BdG)方程、Blonder-Tinkham-Klapwijk(BTK)理论,计算了 NIS 隧道结中的准粒子运输系数和微分电导.研究表明,微分电导随绝缘层厚度的变化呈振荡和衰减两种趋势,其振荡的周期和衰减的快慢均强烈地依赖于绝缘层的势垒值以及 $V = \Delta_0/e$ 的偏压值,电导峰的高低及峰的位置与绝缘层厚度密切相关,显示了比 δ 势描述更为丰富多彩的隧道谱.

关键词: NIS 结, 方势垒, 微分电导

PACC: 7450, 7475

1. 引 言

有关隧道谱的基本概念是 Bardeen 在 1961 年提出的^[1].此后,随着人们对超导探索的实践,隧道谱成了超导机理研究中一个十分有用的工具.很多理论和实验工作者都在试图用隧道谱来获得高温超导体的一些基本参数,诸如能隙、转变温度、相干长度等.近年来,隧道谱还被用于高温超导体配对的对称性及表面电子态的研究.在这些研究中,最通常的做法之一就是通过测量正常金属/绝缘层/超导隧道结的微分电导.1982 年,Blonder-Tinkham-Klapwijk(BTK)^[2]在散射理论的基础上,建立了一个适用于 N/S 点接触的隧道电流公式.据此,电导谱可通过准粒子在界面的反射幅来描述,这是隧穿波谱学发展过程中最成功的公式之一.近来,有些理论工作者对此提出了一些修正^[3-5],在该理论的基础上,进一步考虑了准粒子的非弹性散射及粗糙界面散射,从而可以更进一步地解释一些超导隧道谱的实验现象^[4-8].但是我们注意到,无论是 BTK 理论本身还是所作的修正,对 N/S 间的绝缘层均是通过一个 δ 势

函数来描述的,忽略了绝缘层厚度的影响.实际上, N/S 间的绝缘层总是有一定厚度的.有鉴于此,本文考虑绝缘层的厚度,以方势垒来描述正常金属/绝缘层/s 波超导隧道结(NIS 结)中的绝缘层,以期能进一步拓宽和完善 BTK 理论.具体做法是在考虑绝缘层厚度的前提下,首先给出描述 NIS 隧道结的量子力学模型,然后利用 Bogoliubov-de-Gennes(BdG)方程,计算 NIS 隧道结中准粒子运输系数,再用 BTK 理论计算微分电导,并给出一些数值计算结果.

2. 量子力学模型

考虑正常金属/绝缘层/s 波超导隧道结系统.设正常金属与绝缘层间的界面在 $x = 0$ 处,绝缘层的厚度为 L ,即 $x < 0$ 为正常金属区域, $0 \leq x \leq L$ 为绝缘层区域, $x > L$ 为 s 波超导区域.绝缘层对准粒子运输的影响以方势垒 $U(x)$ 来描述

$$U(x) = \begin{cases} U_0, & 0 \leq x \leq L, \\ 0, & x < 0, x > L. \end{cases} \quad (1)$$

若考虑正常金属与绝缘层间界面的粗糙散射,利用已有的理论模型,并考虑到方势垒对绝缘层的

* 江苏省教育厅自然科学基金(批准号:04KJD140036)和国家自然科学基金(批准号:10347129)资助的课题.

[†]E-mail: jianwen_wei@yahoo.com.cn

描述粗糙界面散射哈密顿为^[3]

$$H' = J_0 \delta(x) = -i p_0 \hat{\tau} \delta(x), \quad (2)$$

其中

$$\hat{\tau} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix},$$

p_0 是由界面粗糙引起的散射势。

在绝缘层与超导表面处 ($x = L$), 如忽略超导表面序参数的退化, 其配对势可取为简单的阶跃函数形式

$$\Delta(x) = \Delta_0 \Theta(x - L). \quad (3)$$

下面利用(1)(2)和(3)式来研究 NIS 隧道结中的准粒子输运。

3. 准粒子输运系数的计算

假如有一个电子从左边平行于 x 轴方向入射到系统的隧道结上, 则可产生如图 1 所示的一些准粒子传输机理。其中 a 表示 Andreev 反射^[9]空穴, b

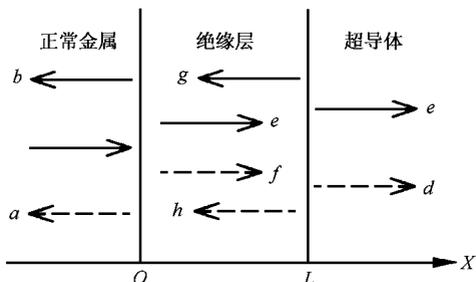


图 1 NIS 隧道结中准粒子传播示意图

表示通常的反射电子, c 表示穿透电子, d 表示穿透空穴, e 和 g 表示电子在绝缘层沿两不同方向的传播, f 和 h 表示空穴在绝缘层的两不同方向的传播。图中的系数均可通过求解 BdG 方程^[10]得到

$$\begin{pmatrix} H(x) & \Delta(x) \\ \Delta^*(x) & -H^*(x) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u(x) \\ \nu(x) \end{pmatrix} + H' \begin{pmatrix} u(x) \\ \nu(x) \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} u(x) \\ \nu(x) \end{pmatrix}, \quad (4)$$

式中 $H(x) = -\frac{\hbar}{2m} \frac{d^2}{dx^2} - E_F + U(x)$, 是单粒子的哈密顿量, E_F 是费米能, E 是准粒子相对于费米能的激发能。由(4)式可得不同区域准粒子传播的波函数为

$$\Psi_I = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{i\beta_+ x} + a \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{i\beta_- x} + b \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-i\beta_+ x} \quad (5a)$$

$$\Psi_{II} = e \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{\xi_+ x} + f \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{-\xi_- x} + g \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-\xi_+ x} + h \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{\xi_- x}, \quad (5b)$$

$$\Psi_{III} = c \begin{pmatrix} u \\ \nu \end{pmatrix} e^{ik_+ x} + d \begin{pmatrix} \nu \\ u \end{pmatrix} e^{-ik_- x}, \quad (5c)$$

其中

$$\beta_{\pm} = (K_F^2 \pm 2mE/\hbar^2)^{1/2}, \quad (6a)$$

$$\xi_{\pm} = [2m(U_0 \pm E)/\hbar^2 - K_F^2]^{1/2}, \quad (6b)$$

$$k_{\pm} = (K_F^2 \pm \frac{2m}{\hbar^2} \sqrt{E^2 - \Delta_0^2})^{1/2}, \quad (6c)$$

$$u^2 = (1 + \sqrt{(E^2 - \Delta_0^2)/E^2})/2 = 1 - \nu^2. \quad (6d)$$

由边界条件

$$\Psi_I(0) = \Psi_{II}(0), \quad (7a)$$

$$\Psi_{II}(L) = \Psi_{III}(L), \quad (7b)$$

$$\Psi'_{II}(0) - \Psi'_I(0) = 2mJ_0 \Psi_I(0)/\hbar^2, \quad (7c)$$

$$\Psi'_{III}(L) = \Psi'_{II}(L), \quad (7d)$$

可解出

$$a = 16e^{i\xi_- L} u \nu (z-1) \gamma, \quad (8a)$$

$$b = -\{u^2 [(-i + \sqrt{z-1})(1+2p + i\sqrt{z-1}) + (i + \sqrt{z-1})(1+2p - i\sqrt{z-1})e^{2i\xi_-}] \times [2p[e^{-2i\xi_+}(i + \sqrt{z-1}) - i + \sqrt{z-1}] - (-1 + e^{-2i\xi_+})z] - \nu^2 [(i + \sqrt{z-1}) \times (-1 + 2p + i\sqrt{z-1}) + (-i + \sqrt{z-1}) \times (-1 + 2p - i\sqrt{z-1})e^{-2i\xi_+}] \times [(i + \sqrt{z-1})(1+2p + i\sqrt{z-1}) + (-i + \sqrt{z-1})(1+2p - i\sqrt{z-1})e^{2i\xi_-}]\} \gamma, \quad (8b)$$

$$c = 4e^{-iLk_+ - i\xi_+} u [(-i + \sqrt{z-1}) \times (1+2p + i\sqrt{z-1}) + (i + \sqrt{z-1}) \times (1+2p - i\sqrt{z-1})e^{2i\xi_-}] \sqrt{z-1}/\gamma, \quad (8c)$$

$$d = 4ie^{iLk_- - i\xi_-} \nu [(e^{2i\xi_-} - 1)(z + 2p) + 2\sqrt{z-1}(1 + e^{2i\xi_-})ip] \sqrt{z-1}/\gamma, \quad (8d)$$

$$\gamma = u^2 [(-i + \sqrt{z-1})(1+2p + i\sqrt{z-1}) + (i + \sqrt{z-1})(1+2p - i\sqrt{z-1})e^{2i\xi_-}] \times [(-i + \sqrt{z-1})(1+2p + i\sqrt{z-1}) + (i + \sqrt{z-1})(1+2p - i\sqrt{z-1})e^{-2i\xi_+}] - \nu^2 [(i + \sqrt{z-1})(1+2p + i\sqrt{z-1}) + (-i + \sqrt{z-1})(1+2p - i\sqrt{z-1})e^{2i\xi_-}]$$

$$\times \{2p[e^{-2I\xi_+}(-i + \sqrt{z-1}) + i + \sqrt{z-1}] - (-1 + e^{-2I\xi_+})z\}. \quad (8e)$$

在上式的推导中,除了 e 指数以外,其余处已作近似 $\beta_{\pm} \approx k_{\pm} \approx K_F$, $\xi_{\pm} \approx K_F(z-1)^{1/2}$. 式中的 $z = U_0/E_F$, $p = mp_0/K_F \hbar^2$ 都是无量纲的实数, p 表示界面的粗糙散射强度.

4. 微分电导的计算

由 BTK 理论可知,若在隧道结系统两边加上一偏压 V ,则可得通过 NIS 结的电流为

$$I = g_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \{f_0(E - eV) - [Af_0(E + eV) + Bf_0(E - eV) + (C + D)f_0(E)]\} dE \quad (9)$$

式中 $f_0(E)$ 为费米分布函数, g_0 是一常数,它跟结的有效接触面积、正常态的态密度以及费米速度有关. $A = |a|^2$ 为 Andreev 反射系数, $B = |b|^2$ 为通常电子的反射系数, $C = |c|^2(u^2 - v^2)$, $D = |d|^2(u^2 - v^2)$, 分别为超导区域电子和空穴的透射系数.

根据 BTK 理论,可求得 $T = 0$ K 时 NIS 隧道结的微分电导为

$$\mathcal{G}(eV) = G_0 \int_{-\infty}^{+\infty} (1 + A - B)\delta(E - eV) dE, \quad (10)$$

其中 $G_0 = eg_0$ 是一常数.限于篇幅,以下仅给出 $z > 1$ 情况下的 A, B .当 $E > \Delta_0$ 时

$$A = \frac{a_1^2}{\gamma_{11}^2 + \gamma_{12}^2}, \quad (11a)$$

$$B = \frac{b_{11}^2 + b_{12}^2}{\gamma_{11}^2 + \gamma_{12}^2}, \quad (11b)$$

其中

$$a_1 = 16e^{I\xi_- - I\xi_+} w(z-1), \quad (11c)$$

$$b_{11} = e^{-2I\xi_+} \{-e^{2I(\xi_+ + \xi_-)}(u^2 - v^2)[4p^2 + z - 2]z + (4p^2 + z - 2)[-(u^2 - v^2)]z + e^{2I\xi_-}[-4(z-2)(u^2 - v^2)p^2 - 8(z-1)p + (z-2)(u^2 - v^2)z] + e^{2I\xi_+}[-4(z-2)(u^2 - v^2)p^2 - 8(z-1)p + (z-2)(u^2 - v^2)z]\}, \quad (11d)$$

$$b_{12} = 2e^{-2I\xi_+} \sqrt{z-1} \{-e^{2I(\xi_+ + \xi_-)}(u^2 - v^2)z + (u^2 - v^2)z + e^{2I\xi_-}[-4p^2 + \chi(z-2)]$$

$$\times (u^2 - v^2)p + z] + e^{2I\xi_+} \times [4p^2 - \chi(u^2 - v^2)(z-2)p - z]\}, \quad (11e)$$

$$\gamma_{11} = e^{-2I\xi_+} \{e^{2I(\xi_+ + \xi_-)}(u^2 - v^2)[4(p+1) \times p + z] + (u^2 - v^2)[4(p+1)p + z] + e^{2I\xi_-}[-8(p+1)^2 + 4(p+2)(p+1) - z^2]u^2 + v^2[-4(z-2)p^2 + 4zp + z^2]\} + e^{2I\xi_+} \{[-8(p+1)^2 + 4(p+2)(p+1) - z^2]u^2 + v^2[-4(z-2)p^2 + 4zp + z^2]\}, \quad (11f)$$

$$\gamma_{12} = 4e^{-2I\xi_+} (e^{2I\xi_+} - e^{2I\xi_-}) \sqrt{z-1} [(p+1)u^2 \times (-2p + z - 2) - pv^2(2p + z)]. \quad (11g)$$

当 $E < \Delta_0$ 时,

$$A = \frac{a_2^2}{\gamma_{21}^2 + \gamma_{22}^2}, \quad (12a)$$

$$B = \frac{b_{21}^2 + b_{22}^2}{\gamma_{21}^2 + \gamma_{22}^2}, \quad (12b)$$

其中

$$a_2 = 8e^{I\xi_- - I\xi_+} (z-1)\Delta_0, \quad (12c)$$

$$b_{21} = e^{-2I\xi_+} \{2\sqrt{z-1}[-\chi e^{2I\xi_-} - e^{2I\xi_+}] \times p(z-2) + e^{2I(\xi_+ + \xi_-)}z - z\} \sqrt{\Delta_0^2 - E^2} - 8(e^{2I\xi_-} + e^{2I\xi_+})p(z-1)E\}, \quad (12d)$$

$$b_{22} = e^{-2I\xi_+} \{2E(e^{2I\xi_-} - e^{2I\xi_+})\sqrt{z-1} \times (z-4p^2) + [e^{2I\xi_-}(z-2)(z-4p^2) + e^{2I\xi_+}(z-2)(z-4p^2) - e^{2I(\xi_+ + \xi_-)}(4p^2 + z - 2) - (4p^2 + z - 2)]\sqrt{\Delta_0^2 - E^2}\}, \quad (12e)$$

$$\gamma_{21} = 2e^{-2I\xi_+} (2p + 1) \{ (e^{2I\xi_-} - e^{2I\xi_+}) \times \sqrt{z-1} \sqrt{\Delta_0^2 - E^2} (z-2) + 2E(z-1) \times e^{2I\xi_-} + e^{2I\xi_+} \}, \quad (12f)$$

$$\gamma_{22} = e^{-2I\xi_+} \{2E(e^{2I\xi_-} - e^{2I\xi_+})\sqrt{z-1} [4p(p+1) - z + 2] + [e^{2I\xi_-} [4p(p+1) - z + 2] \times (z-2) + e^{2I\xi_+} [4p(p+1) - z + 2] \times (z-2) + e^{2I(\xi_+ + \xi_-)} [4p(p+1) + z] + [4p(p+1) + z]]\sqrt{\Delta_2^2 - E^2}\}. \quad (12g)$$

利用(10)式及不同情况下 A, B 的不同表式,即可作出微分电导在取各种不同参数下随偏压 V 的变化关系.

首先考虑零偏压的情况.若不考虑界面粗糙散射(即 $p = 0$),对应于不同的 z 值,微分电导随 $K_F L$

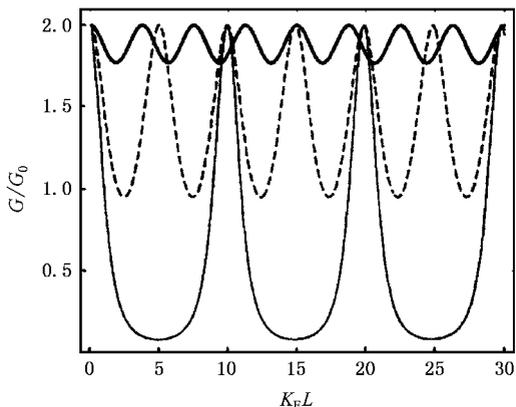


图 2 微分电导随绝缘层厚度 L 变化的曲线(取 $P = 0, \frac{eV}{\Delta_0} = 0$; 细实线 $z = 0.9$, 虚线 $z = 0.6$, 粗实线 $z = 0.3$)

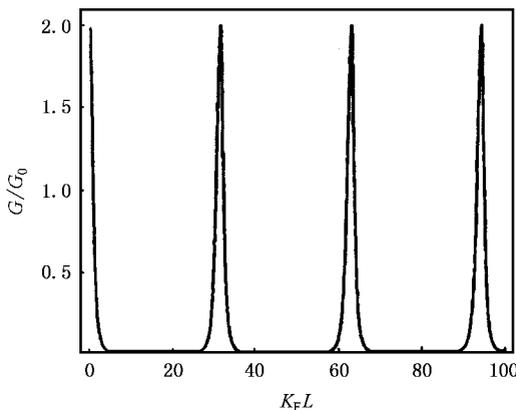


图 3 微分电导随绝缘层厚度 L 变化的曲线(取 $P = 0, \frac{eV}{\Delta_0} = 0$; $z = 0.99$)

的变化呈现出不同的特性.如图 2 所示,当 $z < 1$ 时,隧道谱呈周期性的振荡.从图中可见,随着 z 值的增加,其振荡的周期、振幅均变大,谱的凹陷不仅在明显地移,且凹陷处变宽.计算表明,零偏压下微分电导随 $K_F L$ 振荡的周期为 $\pi / \sqrt{1 - z}$, 峰值 $G = 2G_0$, 与 z 无关,峰的位置对应于 $K_F L = n\pi / \sqrt{1 - z}$ (其中 $n = 0, 1, 2, \dots$) 处.凹陷值 $G = 8G_0(1 - z)^2 / [(1 - z)^2 + 1]$, 对应于 $K_F L = (n + \frac{1}{2})\pi / \sqrt{1 - z}$ 处.图中还显示,随着 z 值的增大,谱的最高峰变得尖锐.我们发现,随着 z 值接近于 1, 峰将变得更加尖锐(见图 3), 这表明有束缚态存在.由前面的分析可知,其束缚态的位置正对应着 $K_F L = n\pi / \sqrt{1 - z}$ 处.由图 4 可见,当 $z > 1$ 时,微分电导随 $K_F L$ 的变

化出现了根本性的改变,由振荡变成了衰减,且随着 z 值的增大,衰减加快.虽然 $K_F L$ 是一个无量纲的数,但由于 K_F 约为 10 nm^{-1} 的量级,因此,微分电导随 $K_F L$ 的变化,实际上反映了其随绝缘层厚度 L 的变化.考虑到 $z = U_0 / E_F$, 从图 2、图 3、图 4 可知,绝缘层势垒高度和宽度的大小对隧道谱都有着十分重要的影响.

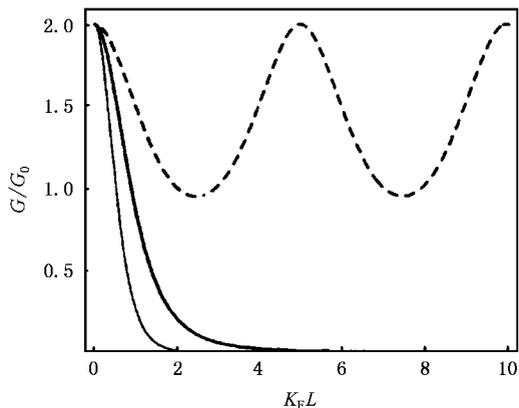


图 4 微分电导随绝缘层厚度 L 变化的曲线(取 $P = 0, \frac{eV}{\Delta_0} = 0$; 细实线 $z = 1.64$, 虚线 $z = 0.6$, 粗实线 $z = 1.01$)

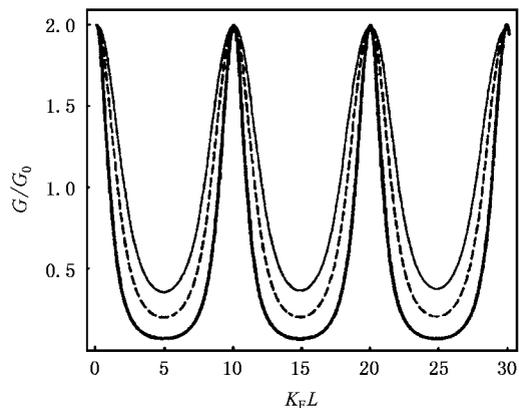


图 5 微分电导随绝缘层厚度 L 变化的曲线(取 $P = 0; z = 0.9$; 细实线 $\frac{eV}{\Delta_0} = 0.9$; 虚线 $\frac{eV}{\Delta_0} = 0.8$, 粗实线 $\frac{eV}{\Delta_0} = 0$)

在加上一定的偏压后,对 $z < 1$ 的情况,如图 5 所示,隧道谱在能隙间的振荡周期并未显出变化,只是随着偏压的增大,其振幅减小,凹陷上移.当 $V = \Delta_0 / e$ 时,隧道谱发生了明显的变化,其振荡的周期大大地增加,见图 6.这说明能隙处的峰值并不是一层不变的.由图 7 可见,对于 $z > 1$ 的情况,当偏压增大后,微分电导随 $K_F L$ 的衰减趋缓,在 $V = \Delta_0 / e$

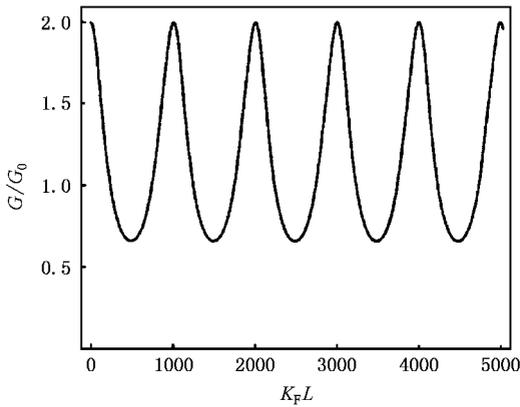


图 6 微分电导随绝缘层厚度 L 变化的曲线 (取 $P = 0 ; z = 0.9 ; \frac{eV}{\Delta_0} = 1$)

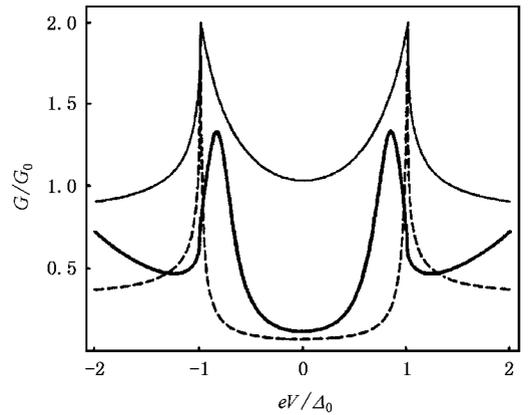


图 8 微分电导随偏压 V 的变化曲线 (取 $P = 0 ; z = 0.9$; 细实线 $K_F L = 1$, 虚线 $K_F L = 15$, 粗实线 $K_F L = 500$)

时, 衰减变得更为缓慢.

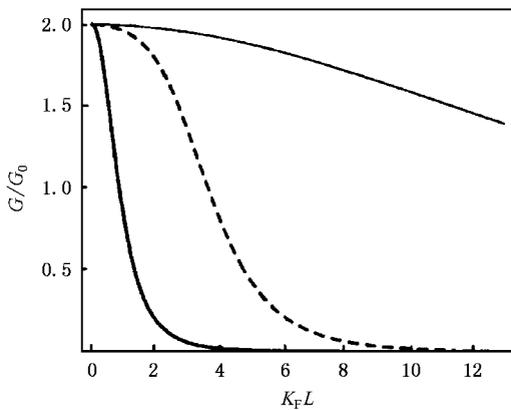


图 7 微分电导随绝缘层厚度 L 变化的曲线 (取 $P = 0 ; z = 1.01$; 细实线 $\frac{eV}{\Delta_0} = 1$; 虚线 $\frac{eV}{\Delta_0} = 0.99$; 粗实线 $\frac{eV}{\Delta_0} = 0$)

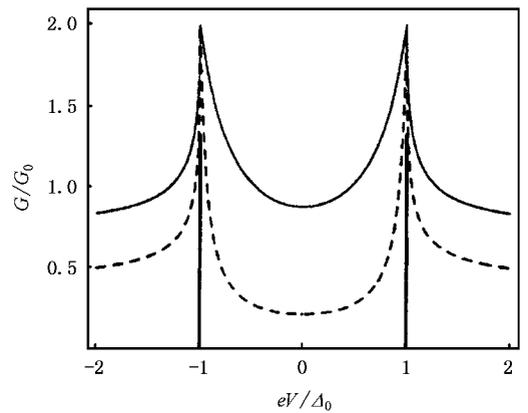


图 9 微分电导随偏压 V 的变化曲线 (取 $P = 0 ; z = 1.01$; 细实线 $K_F L = 1$, 虚线 $K_F L = 2$, 粗实线 $K_F L = 15$)

图 8、图 9 分别给出了在振荡和衰减两种情况下微分电导随偏压变化的曲线. 比较两图可见, 当 $K_F L$ 的取值较小时, 两情况下的隧道谱具有相似的变化趋势. 此时, 若考虑界面散射, 由图 10 可见, 随着界面粗糙散射强度的增强, 能隙电导峰被明显压低, 峰的位置略有靠拢, 零偏压凹陷在渐次上移. $K_F L = 15$ 时, 振荡部分除能隙电导峰未见明显变化外, 余均下移, 而衰减部分仅剩能隙电导峰, 且峰值明显减小, 这正是图 7 中偏压不同, 衰减程度不同的必然结果. $K_F L = 500$ 时, 振荡部分的谱形发生了明显的变化, 电导峰值明显降低, 峰的位置也明显偏移, 零偏压凹陷有所上抬, 这似乎体现出与考虑粗糙界面散射情况的殊途同归.

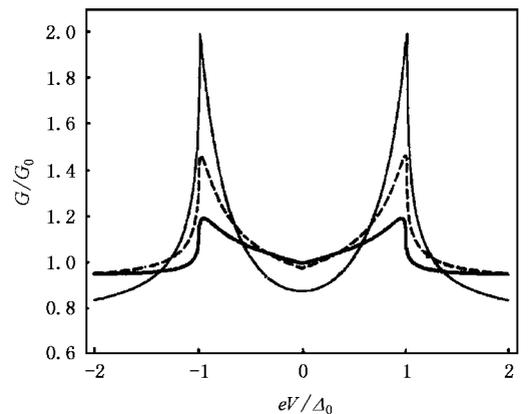


图 10 微分电导随偏压 V 的变化曲线 (取 $K_F L = 1 ; z = 1.01$; 细实线 $p = 0$, 虚线 $p = 0.2$, 粗实线 $p = 0.4$)

综上所述, 以方势垒描述绝缘层比 δ 势函数描述具有明显的优势:

(1)对绝缘层的描述更趋实际,所得到的隧道谱更为丰富.相比之下,在 δ 势函数描述下,由于忽略了绝缘层的厚度,因而凡涉及 $K_F L$ 变化的图示均不可能出现.在不考虑其他散射影响的情况下,隧道谱的可调参量只有 z' ,比较单一(见图11,其中 z' 亦为无量纲的实数),从而导致理论结果中的能隙峰值偏高.

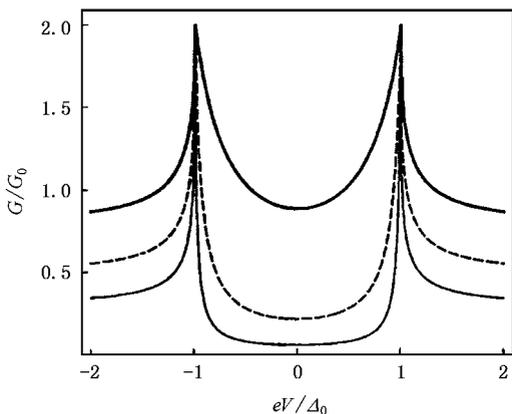


图 11 δ 势下微分电导随偏压 V 的变化曲线(粗实线 $z' = 0.5$, 虚线 $z' = 1$, 细实线 $z' = 1.5$)

(2)利用能隙处微分电导随 $K_F L$ 作周期性振荡的结果(见图6),合理调整参数,可使能隙处的理论峰值变低从而与实验值符合得较好,进而能够在不

考虑准粒子非弹性散射的情况下,有效地克服 BTK 理论使用 δ 势在能隙处的理论结果与实验数据间存在的较大偏差^[5].

(3)零偏压下的束缚态(见图3),使得对高 T_c 氧化物超导体隧道谱中存在的零偏压电导峰现象^[11-14]的解释成为可能,这是 δ 势函数描述下的 s 波所望尘莫及的.

上述用方势垒描述绝缘层所得到的一些新的理论结果有待今后实验验证,相信这对相关的理论与实验研究均会产生积极的影响.

5. 结 论

本文在提出 NIS 隧道结系统量子力学模型的基础上,通过求解 BdG 方程并运用 BTK 理论,计算了正常金属/绝缘层/s 波超导隧道结中的微分电导,着重研究了绝缘层势垒值及绝缘层厚度对隧道谱的影响,得到了用 δ 势描述绝缘层所未曾出现过的一些新现象.预计这一结果能带动相关理论与实验的进一步研究.有意义的是,我们的理论还可推广到正常金属/绝缘层/d 波超导隧道结,正常金属/绝缘层($s+d$)混合波超导隧道结等的研究中.有关这方面的工作,将在今后作进一步的讨论.

- | | |
|--|--|
| [1] Bardeen J 1961 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 6 57 | [7] Hesegawa <i>et al</i> 1991 <i>Jpn. J. Appl. Phys.</i> 30 (2B) L276 |
| [2] Blonder G E, Tinkham M and Klapwijk T M 1982 <i>Phys. Rev. B</i> 25 4515 | [8] Hang Q <i>et al</i> 1989 <i>Physica C</i> 161 141 |
| [3] Dong Z C, Xing D Y, Wang Z D and Sheng L 1996 <i>Z. Phys. B</i> 100 329 | [9] Andreev A F 1964 <i>Zh. Eksp. Teor. Fiz.</i> 46 1801 |
| [4] Srikanth H and Raychaudhuri A K 1992 <i>Physica C</i> 190 229 | [10] de Gennes P G 1965 <i>Superconductivity of Metals and Alloys</i> (New York: Benjamin) |
| [5] Plecenik A, Grajcar M, Benacka S, Seidel P and Puch A 1994 <i>Phys. Rev. B</i> 49 10016 | [11] Walsh T 1992 <i>Int. J. Mod. Phys. B</i> 6 125 |
| [6] Srikanth H, Raychaudhuri A K 1992 <i>Phys. Rev. B</i> 45 383 | [12] Lesueur J <i>et al</i> 1992 <i>Physica C</i> 191 325 |
| | [13] Becherer T <i>et al</i> 1993 <i>Phys. Rev. B</i> 47 14650 |
| | [14] Kashiwaya S <i>et al</i> 1995 <i>Phys. Rev. B</i> 51 1350 |

Effect of the insulating layer on the differential conductance in the normal metal/ insulator/ s-wave superconductor tunnel junctions^{*}

Wei Jian-Wen[†] Dong Zheng -Chao

(Department of Physics , Huaiyin Teachers College , Huaian 223001 ,China)

(Received 13 October 2003 ; revised manuscript received 16 September 2004)

Abstract

Making use of the square-potential barrier to describe the influence of the insulating layer on the quasi-particle transport in normal metal/insulator/superconductor (NIS) tunnel junctions , we calculate the quasi-particle transport coefficients and the differential conductance using the Bogoliubov-de Gennes(BdG)equation and Blonder-Tinkham-Klapwijk(BTK) theory. It is found that the change of the differential conductance with insulating layer thickness takes the form of the oscillation and attenuation , the period of oscillation and the speed of attenuation depend strongly on the potential magnitude of the insulating layer and the bias value , the height of the conductance peaks and their positions are related to the insulating layer thickness intimately. It is shown that the tunneling spectra are different from those described by the δ -potential.

Keywords : NIS junctions , square-potential barrier , differential conductance

PACC : 7450 , 7475

^{*} Project supported by the Natural Science Foundation of Jiangsu Provincial Education Commission ,China(Grant No.04KJD140036) and the National Natural Science Foundation of China(Grant No. 10347129).

[†]E-mail : jianwen_wei@Yahoo.com.cn