

EFFECTO TOMASCH EN SUPERCONDUCTORES ANISOTRÓPICOS

William Herrera y Virgilio Niño
Departamento de Física
Universidad Nacional de Colombia Bogotá, Colombia

RESUMEN

El efecto Tomasch es estudiado en junturas NISN (N: metal en el estado Normal, I: aislante, S: superconductor anisotrópico). Se calculan la característica de corriente – voltaje y la conductancia diferencial utilizando las soluciones de las ecuaciones de Bogoliubov- de Gennes para superconductores anisotrópicos. Se muestra que existen diferentes tipos de resonancias en la conductancia diferencial las que son afectadas por la simetría del potencial de pares.

INTRODUCCIÓN

Uno de los aspectos que se estudian actualmente en superconductores de alta temperatura crítica es la simetría del parámetro de orden o potencial de pares cuyo módulo es proporcional al número de electrones apareados y su fase expresa la correlación de largo alcance entre los pares de Cooper. La simetría del potencial de pares juega un papel importante en las propiedades de transporte como por ejemplo en las características de corriente-voltaje en junturas NS[1], NIS[2]; en el efecto Josephson etc. Estas propiedades de transporte se pueden estudiar a partir del comportamiento de las excitaciones elementales o cuasipartículas del sistema superconductor. Estas excitaciones son descritas mediante las ecuaciones de Bogoliubov de Gennes (BdGE) [3] que son apropiadas para describir y estudiar superconductores inhomogéneos y anisotrópicos. Las inhomogeneidades del potencial de pares generan dispersiones de electrones en huecos y viceversa; estas dispersiones son denominadas reflexiones de Andreev y fueron introducidas inicialmente por Andreev [4] como una clase de soluciones de las ecuaciones de BdGE.

Si se aplica un voltaje de tal manera que fluya corriente eléctrica perpendicular a las interfases en estructuras NSN y NISN, aparecen oscilaciones en la conductancia diferencial y en la densidad de estados, lo que se conoce como efecto Tomasch [5]. Este efecto ha sido medido y explicado mediante las reflexiones de Andreev [6] en superconductores isotrópicos. En este trabajo nosotros ampliamos los estudios que se han hecho sobre el efecto Tomasch al caso de superconductores anisotrópicos. Para lo anterior, se determinan las características de corriente-voltaje y la conductancia diferencial en estructuras NSN y NISN para diferentes simetrías del potencial de pares.

LAS ECUACIONES DE BOGOLIUBOV DE GENNES Y SOLUCIONES EN JUNTURAS NISN.

Las cuasipartículas en un superconductor son descritas mediante las ecuaciones de BdGE. Estas ecuaciones para superconductores anisotrópicos son (1)

$$\begin{aligned}
 Eu(\mathbf{r}_1) &= H_e(\mathbf{r}_1)u(\mathbf{r}_1) + \int \Delta(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)v(\mathbf{r}_2)d\mathbf{r}_2 \\
 Ev(\mathbf{r}_1) &= -H_e^*(\mathbf{r}_1)v(\mathbf{r}_1) + \int \Delta^*(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)u(\mathbf{r}_2)d\mathbf{r}_2 .
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

En estas ecuaciones $u(\mathbf{r}_1)$ y $v(\mathbf{r}_1)$ son las componentes de electrón y de hueco de la cuasipartícula, H_e es un hamiltoniano electrónico, $\Delta(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ es el potencial de pares cuyo efecto es acoplar electrones y huecos, lo que origina que electrones se dispersen en huecos o viceversa.

Consideremos una juntura NISN (ver fig. 1). La región I superconductor tiene un espesor a , el aislante un espesor d y altura de barrera V_0 , las regiones normales son infinitas y se extienden desde $x = -\infty$ a $x = 0$ (N_I) y desde $x = a + d$ a $x = \infty$ (N_{II}). Asumimos que las interfaces son normales al eje x y que las cuasipartículas se mueven en el plano x - y formando un ángulo θ respecto al eje x .

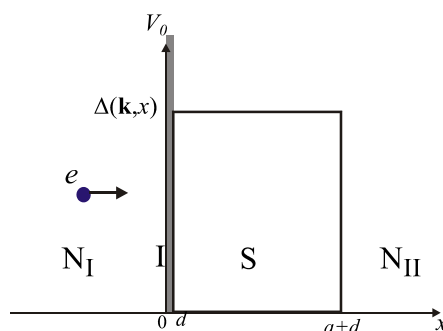


Fig. 1 Juntura NISN.

El potencial de la barrera aislante se modela como una función delta de Dirac, $V(x) = \gamma\delta(x)$, $\gamma = V_0 d$, la cual queda localizada en $x = 0$. Asumimos que el potencial de pares es $\Delta(\mathbf{k}, \mathbf{r}) = \Delta(\mathbf{k})\theta(x)\theta(a-x)$ Con $\Delta(\mathbf{k}) = \int d(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)e^{i\mathbf{k}\cdot(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)}\Delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$, (2) donde $\theta(x)$ es la función de Heaviside.

Si consideramos que incide un electrón desde la región I hacia la región II, las soluciones de las ecuaciones de BdGE son

$$\begin{aligned}
 \begin{pmatrix} u_s(\mathbf{r}) \\ v_s(\mathbf{r}) \end{pmatrix} &= e^{ik_y y} \left[U_1 e^{ik_+ x} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + U_2 e^{-ik_+ x} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + V_1 e^{ik_- x} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right] \theta(-x) + \\
 &\left(C_+^+ e^{ik_+^+ x} \begin{pmatrix} u_0^+ \\ v_0^+ e^{-i\phi_+} \end{pmatrix} + C_+^- e^{ik_+^- x} \begin{pmatrix} v_0^+ \\ u_0^+ e^{-i\phi_+} \end{pmatrix} + e^{-ik_+^+ x} C_-^+ \begin{pmatrix} u_0^- \\ v_0^- e^{-i\phi_-} \end{pmatrix} + e^{-ik_+^- x} C_-^- \begin{pmatrix} v_0^- \\ u_0^- e^{-i\phi_-} \end{pmatrix} \right) \times
 \end{aligned}$$

$$\theta(x)\theta(a-x) + \left[U_3 e^{ik_+x} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + V_2 e^{-ik_-x} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right] \theta(x-a) \quad (3)$$

$$\text{con } u_0^\pm = \sqrt{(1 + \Omega_\pm / E) / 2}, \quad v_0^\pm = \sqrt{(1 - \Omega_\pm / E) / 2} \quad \text{y } \Omega_\pm = \sqrt{E^2 - |\Delta_\pm|^2} \quad (4)$$

Hemos usado el hecho de que $|\Delta_{R/L}| \ll E_F$, con E_F la energía de Fermi. Con lo anterior podemos escribir $k_+ = k_- = k_F \cos \theta$.

$$k_\pm^\varepsilon = \sqrt{k_{0xF}^2 + \varepsilon \frac{2m}{\hbar^2} \Omega_\pm} \cong k_{0xF} = k_F \cos \theta, \quad \varepsilon = \pm \quad (5)$$

El potencial de pares depende de θ y en general hay dos tipos de potenciales diferentes,

$$\begin{aligned} \Delta_+(\theta) &= |\Delta_+(\theta)| e^{i\varphi_+} \quad \text{y} \quad \Delta_-(\theta) = |\Delta_-(\theta)| e^{i\varphi_-} \\ \Delta_\pm(\theta) &= \Delta((\pm k_{0xF} \hat{i} + k_y \hat{j}) / k_F) \end{aligned} \quad (6)$$

A partir de las condiciones de frontera para la función de onda descrita por la ecuación (3) en $x = 0$ y en $x = a$ se obtiene U_1, V_1, C_+^+ , etc. y los coeficientes de reflexión electrón-electrón (R_{e-e}) electrón-hueco (R_{e-h}) como

$$R_{e-e} = \frac{|U_2|^2}{|U_1|^2}; \quad R_{e-h} = \frac{k_- |V_1|^2}{k_+ |U_1|^2} \quad (7)$$

CONDUCTANCIA DIFERENCIAL

La conductancia diferencial la podemos determinar a partir de los coeficientes R_{e-e} y R_{e-h} usando el modelo desarrollado por Blonder et al[7]. A $T = 0K$ la conductancia diferencial es

$$G_S = 2N(0)ev_F A [1 + R_{e-h}(eV) - R_{e-e}(eV)] \quad (8)$$

Donde v_F es la velocidad de Fermi, $N(0)$ la densidad electrónica en el estado normal sobre la superficie de Fermi y A el área transversal de la sección superconductor. La conductancia G_S es función del voltaje aplicado V y del ángulo θ . A partir de los coeficientes calculados en la ecuación (7) obtenemos

$$G_R = \frac{G_S}{G_N} = \frac{(1 + Z^2)[1 + |Q_+|^2 + Z^2(1 - |Q_+|^2)|Q_-|^2]}{|1 + Z^2[1 - Q_- Q_+ e^{i(\varphi_- - \varphi_+)}]|^2} \quad (9)$$

$$\text{Con } Q_\pm = \frac{\Gamma_\pm [1 - e^{i(k_\pm^+ - k_\pm^-)a}]}{[1 - e^{i(k_\pm^+ - k_\pm^-)a} \Gamma_\pm^2]}, \quad \Gamma_\pm = \frac{v_0^\pm}{u_0^\pm} \quad \text{y} \quad Z = \frac{k_F d V_0}{2E_F} \quad (10)$$

En donde G_N es la conductancia en el estado normal. Z es un parámetro adimensional que se denominada fortaleza de la barrera aislante. La conductancia relativa, G_R , presenta oscilaciones en función del voltaje aplicado y toma el valor de 1 para valores de voltaje que cumplen

$$eV_{\pm,n} = \sqrt{(2\pi E_F / k_F a)^2 n^2 \cos^2 \theta + |\Delta_{\pm}(\theta)|^2} \quad (11)$$

Estos valores dependen de la simetría del potencial de pares y en la figura 2 se ilustra G_R para $\Delta_+ = -1.5\Delta_- = \Delta_0$.

Para calcular la conductancia total es necesario promediar la contribución de los electrones que se encuentran en diferentes puntos de la superficie de Fermi, lo que se logra al hacer la integración de $G_R(eV, \theta)$ sobre θ

$$G_T(eV) = \frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\theta \cos \theta e^{-\beta\theta^2} G_N(eV, \theta) G_S(eV, \theta)}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\theta \cos \theta e^{-\beta\theta^2} G_N(eV, \theta)} \quad (12)$$

En la figura 3 se observa el comportamiento de G_T para diferentes simetrías del potencial de pares.

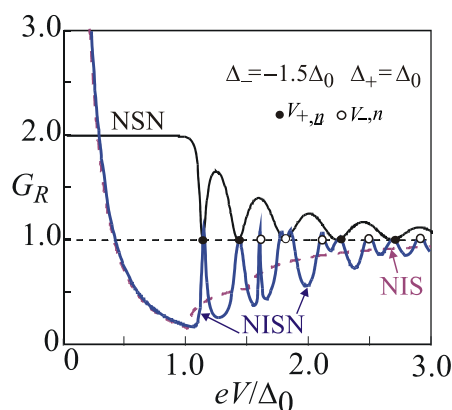


Fig. 2 Conductancia diferencial relativa en las juntas NSN, NIS y NISN para $\Delta_- = -1.5\Delta_+$. Se observa que para las juntas NSN y NISN la conductancia oscila y toma el valor de uno para voltajes $V_{+,n}$, (círculos llenos) y $V_{-,n}$, (círculos vacíos). El espesor de la región superconductora es $a = 20\xi_0$ ($\xi_0 = 2E_F/(\pi k_F \Delta_0)$) y el valor de la fortaleza aislante es $Z = 2$.

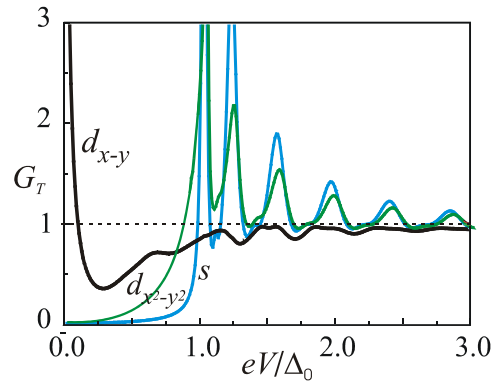


Fig. 3 Conductancia diferencial total en la juntura NISN. Se han tomado simetrías s ($\Delta_{\pm} = \Delta_0$), d_{x-y} ($\Delta_{\pm} = \pm\Delta_0 \sin 2\theta$) y $d_{x^2-y^2}$ ($\Delta_{\pm} = \Delta_0 \cos 2\theta$) para el potencial de pares. Se han tomado los valores de $Z=3$, $a=20\xi_0$ y $\beta=5$.

ANÁLISIS Y CONCLUSIONES

La conductancia diferencial en una juntura NISN presenta oscilaciones al variar el voltaje aplicado, a diferencia de la juntura NSN, se presentan dos tipos de oscilaciones causadas por la interferencia de cuasipartículas que se mueven en el potencial Δ_+ y Δ_- respectivamente. La conductancia diferencial relativa (G_R) toma el valor de uno para voltajes que cumplen la ecuación (11). Estas condiciones de resonancia son sensibles a la magnitud de los potenciales $\Delta_+(\theta)$ y $\Delta_-(\theta)$. Cuando $\varphi_+ - \varphi_- = 0$ G_R es máxima para $eV = \min\{|\Delta_+|, |\Delta_-|\}$ mientras que si $\varphi_+ - \varphi_- = \pi$ G_R es máxima para $eV = 0$.

En el caso de simetría s , G_T es máxima para $eV = \Delta_0$. Para la simetría $d_{x^2-y^2}$, G_T es similar a la de una simetría s pero en general es mayor, debido a que al hacer el promedio sobre θ la probabilidad de reflexiones de Andreev que contribuyen a G_R disminuye.

En la simetría d_{x-y} se observa que G_T es máxima para $eV = 0$ debido a que para todo θ $\varphi_+ - \varphi_- = \pi$. En general, la conductancia diferencial total tiene un comportamiento similar al de G_R , presentando oscilaciones que dependen de la simetría del potencial de pares.

REFERENCIAS

- [1]. C. Bruder, Phys. Rev. **B** 41,4017 (1990).
- [2]. S. Kashiwaya, Y. Tanaka, M. Koyanagi and K. Kajimura, Phys. Rev. **B**, 2667 (1996)
- [3]. P. G. de Gennes, Superconductivity of metals and alloys, (Benjamin 1996)
- [4]. A. F. Andreev, Sov. Phys. JETP **19**, 1228 (1964).
- [5]. W. J. Tomasch, Phys. Rev. Lett. **15**, 672 (1965).
- [6]. W. L. McMillan and P. W. Anderson, Phys. Rev. Lett. **16**, 85 (1966).
- [7]. G. E. Blonder, M. Tinkham and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. **B** **25**, 4515 (1982).