

EFFECTOS DE LA INTERACCION DE CONFINAMIENTO SOBRE MUESTRAS MESOSCÓPICAS SUPERCONDUCTORAS CILÍNDRICAS MÚLTIPLEMENTE CONEXAS, BAJO LA ACCION DE UN CAMPO MAGNETICO AXIAL.

A. Pasaje^{1,2}, J. M. Calero², J. C. Granada²

¹Departamento de Física, Universidad de Nariño, A. A. 1365, Pasto, Colombia;

²Departamento de Física, Universidad del Valle, A. A. 25360, Cali, Colombia;

³Instituto de Física, Universidade Estadual de Campinas, 13083-970, C.P. 6165, Campinas, Brazil.

(Recibido xx de Sep.2008; Aceptado xx de Nov.2008; Publicado xx de Dic. 2008)

RESUMEN

Basados en la generalización propuesta por Shanenko e Ivanov de la teoría de Ginzburg – Landau, para una muestra mesoscópica superconductora colocada en un campo magnético axial, analizamos la contribución de la interacción de confinamiento de los pares de Cooper a la energía del sistema. Se ha prestado especial atención a investigar la competencia de los diversos tipos de confinamiento geométrico y al papel que desempeña la geometría múltiplemente conexa para diferentes estados de momento angular n ($n=0,1,2,3,4$).

Palabras claves: Teoría de Ginzburg-Landau, Superconductores Mesoscópicos, Interacción de Confinamiento.

ABSTRACT

By using the generalized Ginzburg Landau Theory proposed by Shanenko and Ivanov, for cylindrical mesoscopic superconducting sample placed in an axial magnetic field, we analyze the contribution of the confinement interaction of the pairs to the system energy. Special attention is paid to investigate to the competition between the different types of geometry confinement present in the system, as well as to the role of the multiply connected geometric of the sample for the states different of the angular momentum n ($n=0,1,2,3,4$).

Key Words: cylindrical mesoscopic, Ginzburg-Landau theory, geometry confinement.

1. Introducción

Debido a los avances en nano-tecnología, en la última década se ha despertado un gran interés en el estudio de la superconductividad, especialmente en materiales de tamaños mesoscópicos, es así como muchos trabajos tanto teóricos como experimentales se han desarrollado para investigar este tipo de materiales superconductores [1-6]. Una de las más importantes características de estos sistemas es el efecto que tienen tanto la forma como el tamaño de las muestras en las propiedades superconductoras. Este efecto ha sido investigado teóricamente mediante la solución de las ecuaciones de Ginzburg-Landau, sujetas a la condición de frontera convencional de la muestra [7]. Sin embargo, esta teoría fue formulada originalmente para muestras de gran volumen, ya que la funcional de energía libre no incluye la contribución de la interacción de confinamiento sobre los pares de Cooper. La teoría convencional de GL ha sido ampliamente utilizada en el estudio de diferentes propiedades físicas en sistemas superconductores mesoscópicos de diferente geometría, tales como: cilindros [1,2], discos [3], anillos [4], triángulos [5], cuadrados y rectángulos [6].

En trabajos teóricos recientes se ha presentado una generalización de la teoría de Ginzburg-Landau, que incluye explícitamente el potencial de confinamiento asociado con las fronteras del sistema [8,9]. Para muestras mesoscópicas la interacción debida al confinamiento no es despreciable y por lo tanto debe tenerse en cuenta ya que el comportamiento de la longitud de coherencia ξ y la longitud de penetración λ difieren considerablemente de lo obtenido mediante la teoría convencional de GL. Por esta razón en este trabajo usamos la teoría generalizada de GL propuesta por Shanenko e Ivanov [8], para estudiar el comportamiento de la energía de confinamiento de los pares de Cooper. Específicamente realizamos un análisis del comportamiento de la energía de confinamiento cuando se varia los estados de momento angular, desde $n = 0$ hasta $n = 4$, al aumentar el campo magnético aplicado en muestras mesoscópicas superconductoras cilíndricas, cuando se fijan tanto la altura y los radios interno y externo de la muestra cilíndrica.

2. Marco Teórico

Con base en la Teoría generalizada de Ginzbur-Landau propuesta por Shanenko e Ivanov [8], la cual contiene los términos que resultan de la interacción por confinamiento, el estado superconductor de una muestra colocada en un campo magnético externo B es descrito por un parámetro de orden no homogéneo $\Psi(r)$ que satisface la ecuación [8]:

$$\frac{1}{2m^*} \left(-i\hbar\nabla - \frac{2e}{c} \vec{A}(\vec{R}) \right)^2 \psi(\vec{R}) + (2V_{conf} + \alpha)\psi(\vec{R}) + \beta|\psi(\vec{R})|^2\psi(\vec{R}) = 0 \quad (1)$$

donde $\vec{A} = (1/2)\rho B \hat{e}_\varphi$; las longitudes características definidas por $\xi^2(T) = \hbar^2/(2m^*|\alpha|)$, $\lambda^2(T) = m^*c^2\beta/(16\pi|\alpha|e^2)$ y \vec{r} describe el centro de masa del par de Cooper. α, β son los parámetros utilizados en la teoría de GL los cuales están normalizados por el potencial de confinamiento V_{conf} de tal manera que cuando $T \rightarrow T_c$, (T_c temperatura de transición superconductor), el parámetro α no se anula junto con $\psi(\vec{r})$ sino que tiende a un valor α_c dado por el valor propio mas bajo de la ecuación:

$$\frac{1}{2m^*} \left(-i\hbar\nabla - \frac{2e}{c} \vec{A}(\vec{R}) \right)^2 \psi(\vec{R}) + 2V_{conf}\psi(\vec{R}) = -\alpha_c\psi(\vec{R}). \quad (2)$$

Donde α_c puede ser interpretado como una medida de la contribución de la interacción de confinamiento a la energía del sistema. La muestra en consideración es un cilindro mesoscópico de longitud L , radio exterior R y radio del hueco R_h , de tal manera que: $\lambda(T) \gg (L, R) > \xi(T)$, la cual se somete a un potencial de confinamiento V_{conf} con $V_{conf} = 0$ en el interior de la muestra, y $V_{conf} = \infty$ en la frontera y fuera de la muestra. Con estas consideraciones la ecuación (2) en coordenadas cilíndricas toma la forma:

$$\frac{1}{2m^*} \left\{ -\hbar^2 \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] + \frac{\hbar^2}{\rho^2} \left[-n + \frac{e}{c\hbar} \rho^2 B \right]^2 \right\} \psi(r) = -\alpha_c \psi(r) \quad (3)$$

Introduciendo las cantidades adimensionales $x = \rho/R$ y $y = z/L$, la ecuación (3) queda:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{R^2}{L^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - \frac{1}{x} \left[\frac{eR^2 B}{\hbar c} x^2 - n \right]^2 \psi - \frac{2m^* \alpha_c}{\hbar^2} \psi = 0 \quad (4)$$

La solución de la ecuación (4) con las condiciones de frontera dadas por: $\psi|_{x=1} = 0, \psi|_{y=0} = 0, \psi|_{y=1} = 0$ se puee expresar como:

$$\psi(x, y, \varphi) = A_n x^n \exp \left(-\frac{x^2}{2} \frac{\phi}{\phi_0} + in\varphi \right) M \left(Y, n + 1, x^2 \frac{\phi}{\phi_0} \right) \text{sen}(p\pi y) \quad (5)$$

donde $Y = \frac{1}{2} - \frac{1}{4} \left(\frac{2m^* |\alpha_c| R^2}{\hbar^2} - \frac{R^2}{L^2} \pi^2 \right) \frac{\phi}{\phi_0}$, $n=0, 1, 2, \dots$, $\phi = \pi R^2 B$, $\phi_0 = \pi \hbar c / e$.

La cantidad Y está determinada por la ecuación $M(Y, n + 1, x^2 \phi / \phi_0) = 0$ dada por las condiciones de frontera.

3. Resultados y Discusión

En la figura 1 graficamos la energía de confinamiento $-\alpha_c$ (en unidades de $E_0 = \hbar^2 / 2m^* R^2$) como función de la relación ϕ / ϕ_0 para diferentes estados de momento angular n , ($n=0, 1, 2, 3, 4$) y para una muestra con una razón entre el radio y la altura dada por $R/L = 5$ sin hueco. Como era de esperarse, en la grafica se observa que a campo cero, la energía de confinamiento aumenta a medida que el estado de momento angular aumenta, pero a medida que el flujo de campo normalizado (ϕ / ϕ_0) aumenta, se presenta una disminución de la energía de confinamiento, siendo más pronunciada para los valores de n mayores, ($n=3,4$). Se observa además que cuando el flujo de campo es grande los diferentes estados de momento angular n , confluyen en un valor igual de energía de confinamiento, lo que nos hace suponer que debido al aumento del campo magnético, el radio de giro de los portadores disminuye y por tanto se alejan de la frontera de la muestra, dejando de sentir el confinamiento geométrico y predominando para esta caso el confinamiento magnético.

En la figura 2 graficamos la energía de confinamiento $-\alpha_c$ (en unidades de $E_1 = \hbar^2 / 2m^* R^2$), como función de la relación ϕ / ϕ_0 , para diferentes estados de momento angular n ($n=0, 1, 2, 3, 4$), para una muestra cilíndrica múltiplemente conexa, cuyo hueco axial es pequeño comparado con el radio externo de la muestra, $R/R_h = 0.2$, y con una relación entre el radio externo R y la longitud L dada por $R/L = 5$. Para valores pequeños de flujo magnético, (ϕ / ϕ_0), el comportamiento de la energía de confinamiento a campo cero es similar al presentado en la figura 1, pero para valores grandes de flujo magnético, la energía de confinamiento no confluye a un valor constante, lo que nos hace suponer que debido a la existencia del hueco los portadores de carga que han disminuido su radio de giro debido al aumento del campo, sienten el efecto del confinamiento geométrico a razón de la frontera interna de la muestra. Los portadores de carga en esta región están sometidos a dos tipos de confinamiento, al confinamiento geométrico debido a la frontera interna y al confinamiento magnético debido al campo magnético externo.

En la figura 3 graficamos la energía de confinamiento $-\alpha_c$ (en unidades de $E_1 = \hbar^2 / 2m^* R^2$), como función de la relación ϕ / ϕ_0 , para diferentes estados de momento angular n , en una muestra cilíndrica múltiplemente conexa, cuyo hueco axial es mucho mas grande que para el caso de la figura 2, $R/R_h = 0.8$, y una relación del radio externo y longitud dada por $R/L = 5$. A campo cero, los resultados son iguales a los dos casos anteriores y al igual que el caso anterior, la energía de confinamiento no confluye a un valor constante para los diferentes estados de momento angular, haciéndose mas evidente lo mostrado por la figura 2, los portadores de carga sienten para pequeños flujos de campo magnético el confinamiento debido a la frontera interna de la muestra.

4. Conclusiones

En conclusión en este trabajo presentamos los resultados correspondientes a los efectos de la interacción de confinamiento en una muestra mesoscópica superconductora cilíndrica, tanto hueca como maciza, bajo la acción de un campo magnético axial. El análisis sobre la energía de

confinamiento nos muestra: (a) Para una muestra sin hueco para valores de flujo de campo pequeños es predominante el confinamiento geométrico. (b) Para una muestra sin hueco, para valores de flujo de campo magnético grandes, el confinamiento debido al campo magnético prevalece sobre el confinamiento geométrico. (c) Para una muestra cilíndrica múltiplemente conexa el confinamiento geométrico debido a la frontera interna de la muestra influye sobre la energía de confinamiento para los distintos valores de momento angular.

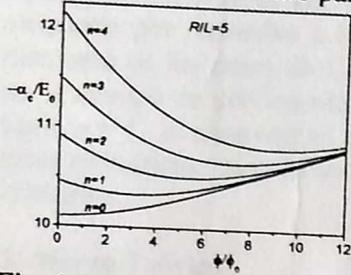


Fig. 1 Energía de confinamiento $-\alpha_c$ (en unidades de $E_0 = \hbar^2/2m^*R^2$) como función de ϕ/ϕ_0 para los estados de momento angular n , ($n=0,1,2,3,4$) y $R/L = 5$,

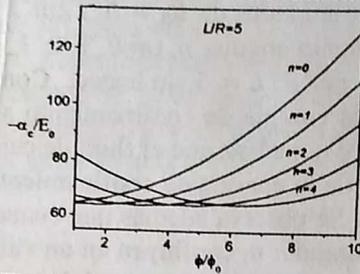


Fig. 2 Energía de confinamiento $-\alpha_c$ (en unidades de $E_0 = \hbar^2/2m^*R^2$) como función de ϕ/ϕ_0 para los estados de momento angular n , ($n=0,1,2,3,4$) y $R/L = 5$, $R_H/R=0.2$

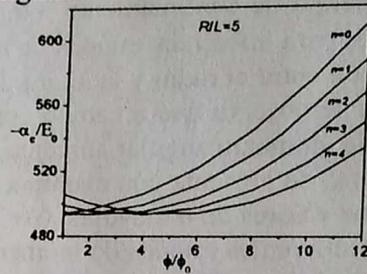


Fig. 3 Energía de confinamiento $-\alpha_c$ (en unidades de $E_0 = \hbar^2/2m^*R^2$) como función de ϕ/ϕ_0 para los estados de momento angular n , ($n=0,1,2,3,4$) y $R/L = 5$, $R_H/R=0.8$

Agradecimientos

Este trabajo fue financiado parcialmente por Colciencias a través de los proyectos de investigación identificados con los códigos 1106-05-13828 y 1106-14-17903, el Centro de Excelencia en Nuevos Materiales (CENM) bajo el contrato 043-2005 suscrito con COLCIENCIAS, el convenio de colaboración CNPq-Colciencias No. 0491486/2004-9 y la Universidad del Valle.

5. Referencias

- [1] G.A. Gogadze, *Fizika Nizkikh Temperatur*, v.34, No. 3, p. 225-230 (2008)
- [2] J. J. Barba *et al*, *Physica C* **460-462** 1272 (2007)
- [3] V. R. Misko *et al*, *Phys. Rev. B* **76**, 024516 (2007)
- [4] F.M. Peeters *et al*, *Physica C* **332**.255 (2000)
- [5] M. Morelle *et al*, *Phys. Rev. B* **70**, 094503 (2004)
- [6] G. Teniers *et al*, *Physica B* **329-333**, 1340 (2003).
- [7] P. G. de Gennes, *Superconductivity of Metals and Alloys*, Addison-Wesley, Reading, MA (1986).
- [8] A. A. Shanenko and V.A. Ivanov, *Phys. Lett. A* **322**, 384 (2004).
- [9] A. A. Shanenko *et al*, *Sol. St. Commun.* **131**, 409 (2004).