

RESUMEN.-

Se estudia el apantallamiento de un par de puntos cargados en un medio de electrones y iones usando el modelo hidrodinámico, tratando al sistema como un plasma multicomponente. Cuando alguno de los iones de algún componente del plasma posee dispersión negativa, el potencial de interacción del par puede llegar a ser atractivo y grande en cierta región del espacio de momentums bajo ciertas condiciones. Usando este potencial en la ecuación de la banda de energía prohibida de la teoría BCS, se obtienen altas temperaturas de transición. Se discute la aplicabilidad de este modelo a los óxidos superconductores.

1. INTRODUCCION.-

Durante los últimos años se han sugerido algunos mecanismos sugestivos para explicar la superconductividad de alta temperatura en óxidos cerámicos. Algunos experimentos sobre la cuantización del flujo de un vórtice en una red de vortex han revelado que el portador de carga  $2e$ , como un par de Cooper. Así la explicación de la superconductividad de alta  $T_c$  debe realizarse como la formación de un par de electrones de Cooper fuertemente ligados. Se cree que el mecanismo de los fonones de la suerte de aquellos que considera la teoría BCS reemplazan al fonón por otro Boson, como por ejemplo: plasmones, excitones u ondas de spin como los mediadores para la interacción atractiva entre un par de electrones. Entre todos ellos los mecanismos más interesantes son el modelo del vínculo por resonancia de valencia y el modelo bipolarónico, en los cuales la superconductividad es el resultado de Bosones cargados condensados con relaciones de dispersión de los excitones similar a la del fonón-rotón de la superfluidez. No es claro aún desde la evidencia experimental sobre la existencia de bandas de energía prohibida del tipo BCS que pueden ser consistentes, para este tipo de materiales, con las teorías anteriores.

Si los fonones se mantienen como partículas mediadoras relevantes en el presente contexto, la teoría requiere modificaciones tomando en cuenta la complejidad de la estructura y de las excitaciones en los óxidos superconductores. Las celdas unitarias de los óxidos contienen algunos tipos de átomos. El espectro de fonón tiene algunos tipos de líneas. La interacción atractiva que da lugar a los pares de Cooper debe tomar en cuenta el efecto de la dispersión debido a esas líneas espectrales. Esto puede incorporarse dentro de una adecuada relación de dispersión de un cierto dieléctrico que apantalla la interacción Coulombiana de el par de electrones.

2. APANTALLAMIENTO, FUNCION DIELECTRICA Y PARES DE COOPER.-

Consideramos un par de cargas en un medio de electrones y varias clases de iones. El medio es tratado como un plasma multicomponente. La interacción coulombiana entre las cargas es apantallada por la polarización del medio, cuya relación de dispersión  $\epsilon(q,W)$  puede ser calculada en el modelo hidrodinámico en el límite de las longitudes de onda largas:

$$\epsilon(q,W) = 1 - \sum_{r=1}^p \frac{W r^2}{W^2 - \beta r^2 q^2} \quad (1)$$

donde  $r = 1$  se refiere al plasma de electrones y  $r = 2 \dots p$  representa varias líneas iónicas,  $W r$  y  $\beta r$  son respectivamente la frecuencia del plasma electrónico,  $\beta \sim V_F$ , la velocidad de Fermi. Los parámetros de dispersión  $\beta r$ ,  $r = 2 \dots p$  para las líneas del plasma son gobernadas por las forma positiva o negativa dependiendo de esas interacciones. Desde los ceros de la función de dispersión del dieléctrico puede obtenerse la línea acústica de la forma:

$$W_A^2(q) = V_s^2 q^2 \quad (2)$$

donde:

$$V_s^2 = \frac{\sum_{r=1}^p W r^2 \beta r^2}{\sum_{r=1}^p \beta r^2} = \frac{\sum_{r=2}^p \beta r^2 + \beta_1^2}{\sum_{r=2}^p \beta r^2 + V_0^2} \quad (3)$$

$$\text{con } V_0^2 = \frac{\beta_1^2}{W_1^2} \frac{\sum_{r=2}^p W r^2}{K_{TF}^2} \quad (4)$$

$K_{TF}$  es la longitud de apantallamiento de Thomas-Fermi y  $V_s$  en (2) es la velocidad del sonido. En (3) el último término para  $V_s^2$  se sigue del hecho de que la frecuencia del plasma electrónico es mucho más alta que las frecuencias del plasma iónico. La ecuación (4) se reescribe como:

$$V_0^2 = \beta_1^2 \left( \frac{m}{M} \right) \quad (5)$$

$$\text{donde } \frac{1}{\bar{M}} = \frac{\sum_{r=2}^p n_r Z_r \left[ \frac{Z_r}{M_r} \right]}{\sum_{r=2}^p n_r Z_r} \quad (6)$$

$Z_r$  y  $M_r$  son la valencia y la masa del  $r$  ésimo tipo de ion y  $n_r$  es su densidad. La neutralidad de carga implica que:

$$n_1 = \sum_{r=2}^p n_r Z_r \quad (7)$$

Tenemos ahora la inversa de la función dieléctrica estática como:

$$\frac{1}{\epsilon(\bar{q}, 0)} = \frac{1}{1 + \frac{q_0^2}{q^2}} \quad (8)$$

en la forma de Thomas-Fermi con:

$$q_0^2 = \sum_{r=1}^p \frac{W_r^2}{\beta r^2} \quad (9)$$

Si algunas de las líneas del plasma tienen dispersión negativa, por ejemplo  $\beta r^2 < 0$  para alguna  $r$  tal que  $\beta r^2$  es pequeña, hay la posibilidad de que  $q_0^2$  llegue a ser negativa. Se puede entonces definir

$$K_0^2 = - |q_0^2| \\ = \sum_u \frac{W_u^2}{|\beta u^2|} - \left[ K_{Tr}^2 + \sum_\delta \frac{W_\delta^2}{\beta \delta^2} \right] \quad (10)$$

Las líneas con dispersiones negativas y positivas han sido separadas en dos sumas sobre los índices  $u$  y  $\delta$ , respectivamente. Con el objeto de mantener estable la red  $V_s^2$  tiene que ser positiva y esto restringe los  $\beta r^2$  que deberán satisfacer la desigualdad.

$$-V_0^2 < \sum_{r=2}^p \beta r^2 \quad (11)$$

La velocidad del sonido  $V_s$  en el medio es menor que  $V_0$ , si la suma en la ecuación (11) es negativa. La reducción de la velocidad del sonido fue considerada anteriormente por Kulik como un criterio para la superconductividad. Puesto que la dependencia de la masa de  $V_0$  es promediada sobre los iones en la manera mostrada en las ecuaciones 5 y 6, el efecto isotópico asociado con cualquier especie de ion debe ser pequeña, sino despreciable.

Cuando  $q_0^2$  es negativo, el potencial de Coulomb apantallado de los pares en el espacio real deberá tener comportamiento oscilatorio. Esta es una reminiscencia de un modelo debido a Kohn y Luttinger, donde la formación de los pares de Cooper pueden ocurrir a través de las regiones atractivas de el potencial del par, con oscilaciones de Friedel debido a la finura de la superficie de Fermi. Las oscilaciones para  $q_0^2$  negativas del presente modelo son, por supuesto, más fuertes que en la situación anterior.

### 3. ECUACION DE LA BANDA DE ENERGIA PROHIBIDA Y SU SOLUCION.-

En esta sección consideremos, por simplicidad, un plasma de dos componentes constituido de electrones y una clase de iones. La función dieléctrica es dada por:

$$\epsilon(q, W) = 1 - \frac{W e^2}{W^2 - \beta e^2 q^2} - \frac{W i^2}{W^2 - \beta i^2 q^2} \quad (12)$$

Los subíndices  $e$ ,  $i$  se establecen para el electrón y el ión, respectivamente. La matriz de interacción electrón-electrón entre los estados  $|K\rangle$  y  $|K'\rangle$  correspondiendo a las energías  $E_K$  y  $E_{K'}$  es

$$V_{KK'} = \frac{4\pi e^2}{q^2 \epsilon(q, W_{\bar{K}\bar{K}'})} \quad (13)$$

$$\text{donde } q = K - K' \text{ y } W_{\bar{K}\bar{K}'} = \frac{E(\bar{K}) - E(\bar{K}')}{\hbar}$$

Desde el cero de la función (12), hay dos modos acoplados al plasma dados por

$$W_p^2(q) \approx (W e^2 + W i^2) + \left( \frac{W e^2 \beta e^2 + W i^2 \beta e^2}{W e^2 + W i^2} \right) q^2 \quad (14)$$

$$\text{y } W_A^2(q) \approx \left( \frac{W e^2 \beta i^2 + W i^2 \beta e^2}{W e^2 + W i^2} \right) q^2$$

$$\approx V_s^2 q^2 \approx (\beta i^2 + \beta e^2) \frac{W i^2}{W e^2} q^2 = (\beta i^2 + V_0^2) q^2 \quad (15)$$

La segunda es debido a las pérdidas por el medio viscoso en el que se halla el ion, y  $V_0$  es la velocidad del sonido en el medio viscoso.

$V_{\bar{K}\bar{K}'}$  en (13) está dada por:

$$V_{\bar{K}\bar{K}'} = \frac{4\pi e^2}{q^2} \frac{(W^2 - \beta e^2 q^2)(W^2 - \beta i^2 q^2)}{(W^2 - W_p^2(q))(W^2 - W_A^2(q))} \quad (16)$$

Como se señaló antes,  $\beta i^2$  es negativa aquí.  $W_A$  es del orden de la frecuencia  $W_s$ . La interacción es atractiva en la región  $|W_{\bar{K}\bar{K}'}| < W_0$ , como en la teoría convencional.

La dependencia de la temperatura de la banda de energía prohibida es:

$$\Delta(K) = - \frac{1}{2} \sum_{\bar{K}'} \frac{V(\bar{K}, \bar{K}')}{\sqrt{E^2(K') + \Delta^2(K')}} * \\ * \tanh \left[ \frac{\beta}{2} \sqrt{E^2(K') + \Delta^2(K')} \right] \quad (17)$$

$$\text{donde } E(\bar{K}) = \frac{\hbar^2 K^2}{2m} \text{ medida desde el}$$

nivel de Fermi.

$\beta = \frac{1}{K_B T}$ ,  $K_B$  es la constante de Boltzmann. Tomando el par electrónico sobre la superficie de Fermi en el rango de energía  $|W_i| < W_D$ , escribimos

$$V_{i,s} = \frac{4\pi e^2}{q^2 - K_0^2} \quad (18)$$

donde  $K_0^2 \equiv |q_0^2| = \frac{W_i^2}{|\beta_i|^2} - K_{TF}^2$

La ecuación de se simplifica, escribiendo la integral de  $K'$  sobre  $q$  y  $E$  y asumiendo que la función  $\Delta$  es independiente de  $K$ , obtenemos

$$1 = - \frac{N(0)\pi e^2 I}{K_F^2} \int_0^{hW_D} \frac{dE}{\sqrt{E^2 + \Delta^2}} *$$

$$* \operatorname{tag} h \left( \frac{\beta}{2} \sqrt{E^2 + \Delta^2} \right) \quad (19)$$

donde:  $I = \int_0^{2KF} \frac{qdq}{q^2 - K_0^2}$

$$= \frac{1}{2} \operatorname{Log} \left[ 1 - \frac{4K_F^2}{K_0^2} \right] \text{ para } K_0 > 2K_F \quad (20)$$

ó

$$= \frac{1}{2} \operatorname{Log} \left[ \frac{4K_F^2}{K_0^2} - 1 \right] \text{ para } K_0 < 2K_F \quad (21)$$

$N(0)$  es la densidad de estados al nivel de Fermi y  $K_F$  es el vector de onda de Fermi.

Por  $I$  ser negativa, que es una condición para la existencia de soluciones no triviales de la ecuación de  $\Delta$ ,  $K_0$  tiene que satisfacer la desigualdad  $K_0 > 2K_F$ , y hay una singularidad logarítmica a  $K_0 = 2K_F$ . La banda de energía prohibida se obtiene desde la solución de (19).

#### 4. RESULTADOS Y DISCUSIONES.-

En términos de un parámetro  $X$  definido como  $X = V_s^2/V_0^2$ , donde  $V_s$  y  $V_0$  son la velocidad del sonido actual y la del medio viscoso, respectivamente, mostramos  $I$  como una función de  $X$  en la fig 1. Es claro que una solución no trivial de (19) puede existir únicamente para  $X_0 < X < 1$ , donde:

$$X_0 = \frac{2K_F^2}{2K_F^2 + K_{TF}^2}$$

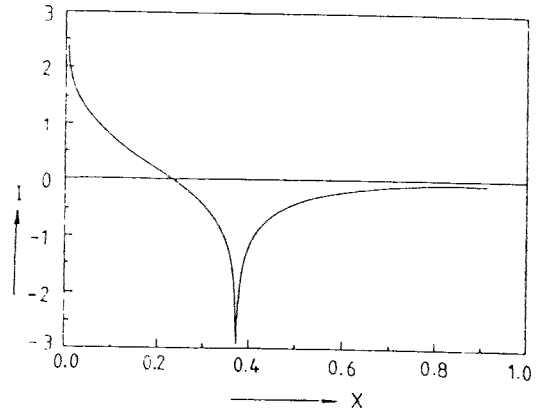


Fig. 1  $I$  de la eq. (19) como función de  $X = V_s^2/V_0^2$  para  $s = 10$

Calculamos  $\Delta$  a  $T = 0$  desde (19) dando

$$\Delta = \frac{hW_D}{\operatorname{sen} h \left[ \frac{K_F^2}{2N(0)\pi e^2 |I|} \right]} \quad (22)$$

Aquí la cantidad  $\left( \frac{2N(0)\pi e^2 |I|}{K_F^2} \right) = \lambda$

es igual a la constante de acoplamiento de la teoría BCS. Si esta cantidad es pequeña, el resultado se reduce al acoplamiento débil de la teoría BCS. En la fig. 2 se muestra  $\Delta$  como función de  $X$ .

Aunque el valor de  $\Delta$  no es realístico cerca de la singularidad de  $I$ , es posible obtener valores de  $\Delta$  del orden de  $hW_D$  en un rango de valores de  $X$  y de  $|\beta_i^2|$ .

Para  $T \neq 0$  la ecuación 19 se resuelve numéricamente puesto que  $K_B T_c/(hW_D)$  no es pequeña como ha sido tratada en el modelo BCS de acoplamiento débil. A  $T = T_c \Delta \rightarrow 0$  y calculamos  $T_c$  desde la ecuación (19). En la figura 3 hemos mostrado  $\Delta(T)/\Delta(0)$ .

para dos acoplamientos  $\lambda \left( = \frac{1}{N(0)V} \right)$

como 1 y 2. Para  $\lambda > 2$  los resultados están en el régimen débil de la teoría BCS.

Aunque los óxidos superconductores son estructuralmente anisotrópicos y son considerados como materiales estratificados, algunas medidas eléctricas y térmicas demuestran que la superconductividad es un fenómeno masivo (tridimensional).

Recientemente Gersten ha hecho un análisis usando una aproximación hidrodinámica similar a este en un modelo bidimensional. Este sería útil si el modelo tridimensional prueba ser inadecuado.

El apareamiento de superconductividad para altas  $T_c$  depende en nuestro modelo sobre la forma particular de  $\epsilon(q,0)$  apareciendo la dispersión negativa (y pequeña) en las líneas espectrales del plasma iónico.

Una consecuencia directa de esta dispersión negativa en el plasma iónico es la disminución de la velocidad longitudinal del sonido desde  $V_0$  a  $V_s$ . Medidas recientes de la velocidad del sonido en  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  han dado valores mucho más bajos que en los superconductores metálicos. La densidad electrónica en  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$   $\sim (1-2) \times 10^{21}/cc$  correspondiendo a  $R_s \sim 10$ . Desde aquí se obtiene  $V_s = 2 \times 10^8$  cm/seg. Esta reducción de la velocidad del sonido es tal vez una indicación de dispersión negativa en el plasma.

**BIBLIOGRAFIA.-**

Wolf, S.A. y Kresing. "Novel Superconductivity". Plenum, New York (1987).  
 Halley, J.W. (Ed) "Theories of High Temperature Superconductivity". Addison Wesley, New York (1988).  
 Gersten, J.I. Phys Rev. B37, 1616 (1988).  
 Moya Douglas. Superconductividad. I Encuentro de Física, Matemáticas, Informática y sus Aplicaciones. Fac. Ciencias, EPN. (1987).

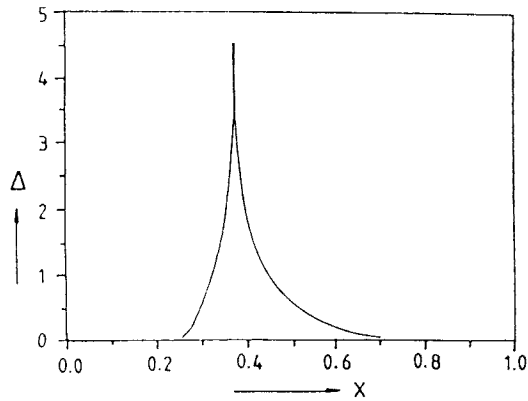


Fig.2 (en unidades de  $\hbar\omega_D$ ) como función de  $x = V_s^2/V_0^2$  para  $R_s=10$

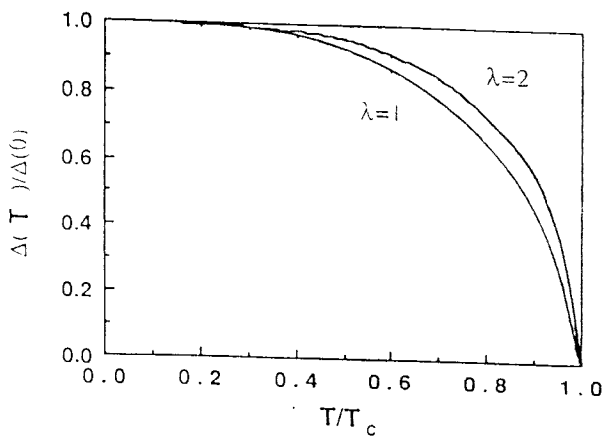


Fig. 3  $\Delta(T)/\Delta(0)$  como función de  $T/T_c$  para dos diferentes acoplamientos