

## ESTADO INTERMEDIO EN CADMIO

M.E. de la Cruz y F. de la Cruz  
 Centro Atómico Bariloche (C.N.E.A.)  
 Instituto de Física Balseiro (U.N.C.)

**RESUMEN:** Se determina el comportamiento del campo crítico en láminas de Cadmio con el campo magnético en dirección paralela y perpendicular a las caras de las mismas.-

Se encuentra un gran efecto de tamaño asociado a que el Cadmio es uno de los superconductores con mayor longitud de coherencia.-

Las transiciones de fase son de primer orden con apartamientos de los valores del campo perpendicular de lo que se espera de una extrapolación de la teoría. En la actualidad se prosiguen experimentos que permitan entender mejor la dinámica de las transiciones de fase en ese material.-

El estudio de la influencia del tamaño en el orden de la transición de fase ha sido motivo de interés desde los orígenes mismos de la superconductividad. Tinkham<sup>2</sup> mostró que una lámina superconductora suficientemente delgada con un campo magnético perpendicular aplicado  $H_{\perp}$ , transiciona al estado normal para

$$H_{\perp} = \sqrt{2} \kappa(d) H_c \quad (1)$$

donde  $\kappa(d)$  es el parámetro de Landau y Ginzburg,  $d$  es el espesor de la muestra y  $H_c$  el campo crítico termodinámico del material.-

En principio ésta relación sería válida independientemente del tipo de superconductor de qué esté hecha la lámina. En todo caso  $H_{\perp}$  se identificará con  $H_{c2}$  para materiales de tipo II y con el campo de sobreenfriamiento en los superconductores de tipo I<sup>3</sup>.-

La relación (1) no puede ser verificada en todo el rango de espesores para superconductores tipo I; en algún espesor  $d_c$  el campo crítico corresponderá al  $H_{\perp}^I$  del estado intermedio y en ese espesor el superconductor pasará de tener estructura "magnética" vorticosa a estructura de estado intermedio para espesores crecientes. Esto implica que la transición de fase deja de ser de segundo orden y pasa a ser de primer orden.-

Para  $d \ll \lambda$  donde  $\lambda$  es la longitud de penetración, la teoría ha sido bien elaborada<sup>4,5</sup>, pero para la zona de cambio del orden de la transición sólo existe la teoría de Lasher<sup>6</sup> que predice una variación del estado de estructura triangular vorticosa con un solo cuanto de flujo por vórtice a una estructura hexagonal con varios cuantos de flujo por vórtice, como paso intermedio al cambio del orden de la transición.-

La teoría de Lasher asume que la electrodinámica es local y tiene validez dentro de los límites de la teoría de L-G o sea para  $1 - \frac{T}{T_c} \ll 1$ .-

Desde el punto de vista experimental sólo un pequeño intervalo para  $T \rightarrow T_c$  podría ser comparado cuantitativamente con la teoría. El acuerdo cualitativo con la teoría es bueno pero es muy difícil asegurar como y cuando cambia el orden de la transición.-

Considerando los datos obtenidos en el límite  $d \ll \lambda^{7-11}$  se ha mostrado que  $\chi(d)$  es aproximable por la siguiente expresión

$$\chi(d) = \chi_B + \frac{A}{d}$$

donde  $\chi_B$  es el valor de  $\chi$  para un material de tamaño infinito. Sin embargo el  $\chi_B$  así obtenido no concuerda con los valores más confiables obtenidos con mediciones del campo de sobreenfriamiento <sup>9,11</sup>. El desacuerdo más notable se encuentra para el aluminio donde  $\chi_B$  obtenido en mediciones con  $d \ll \lambda$  es seis veces mayor que el obtenido por mediciones de sobreenfriamiento.-

En cuanto a los valores asignados al espesor crítico  $d_c$  se han hallado discrepancias muy recientemente; en especial se ha mostrado que si se evalúa la densidad de estados midiendo efecto túnel <sup>12</sup> se determina un  $d_c$  mucho menor que el obtenido a través de mediciones de campos críticos.<sup>7-10</sup>

Por un lado se ha sugerido que la divergencia en los valores determinados para  $\chi_B$  puede provenir de que las muestras evaporadas utilizadas en el límite  $d \ll \lambda$  modifican de hecho sus características superconductoras <sup>9</sup>. Por otra parte las discrepancias en los valores obtenidos para  $d_c$  permiten afirmar que es necesario un estudio más detallado de la zona de la transición.-

Si el problema se ataca por el límite  $d \gg \lambda$  afinando las muestras, la teoría predice una disminución del campo perpendicular al disminuir el espesor <sup>13</sup>.-

Esta disminución es provocada por una mayor contribución de la energía positiva de superficie provocada por la deformación del parámetro de orden en las cercanías de las caras de las láminas.-

En este trabajo se estudian muestras de Cadmio obtenidas por laminación. La elección de Cadmio está fundada en que es el material superconductor de longitud de coherencia más alto ( $2,5\mu$ ) <sup>14</sup> compatible con el rango de mediciones que nos proveen las facilidades del laboratorio (hasta  $T \approx 3^\circ K$ ). La aproximación a espesores finos por laminación nos permite atacar el problema desde espesores grandes comparados con la longitud de coherencia.-

A medida que bajamos el espesor de la muestra nos acercamos más a valores donde la longitud de coherencia será comparable con el espesor y es esperable que en ese rango las características de la transición comiencen a cambiar.-

Las mediciones realizadas hasta la fecha han sido efectuadas en láminas de espesores entre  $400\mu$  y  $5\mu$  en el rango de temperatura  $0,5K$  a  $0,3K$ . Los resultados obtenidos de la variación del cociente  $\frac{H_1}{H_c} = f(t)$  se ven en la figura 1 para

muestras de distintos espesores. ( $d$  es el parámetro).-

Representando  $\frac{H_1}{H_c} = g(d)$  para tres valores de  $t$  obtenemos los puntos que se

representan en figura 2 donde también se han dibujado los puntos predichos por una extrapolación de la teoría.-

Observando estos resultados vemos que para  $d \sim 50\mu$  el apartamiento entre experiencia y teoría se hace ya notable y que en la zona inferior a  $20\mu$  los valores tienden a estabilizarse en valores notoriamente más altos que los predichos por la teoría del estado intermedio.-

Sin embargo todas nuestras muestras presentan sobreenfriamiento lo cual nos permite asegurar que las transiciones son de primer orden.-

Estos resultados muestran discrepancias fundamentales con la teoría. De los resultados para  $t = 0.95$  apreciamos una tendencia a aumentar  $H_1$  para espesores menores en muestras que presentan aún transiciones de 1º orden.-

Lasher indica que  $H_1$  debería decrecer siempre con el espesor si tenemos este tipo de transición y el cambio del orden de la transición se produciría a espesores mucho menores que el rango de nuestras muestras. Por otra parte las mediciones de efecto túnel también indicarían  $d_c$  muy pequeños ( $\sim 10^3 \text{ \AA}$ ) para el cambio del orden de la transición.-

En relación con estos resultados se planea medir en muestras de menor espesor obtenidas por los mismos métodos y modificar el cálculo de la estructura del estado intermedio tratando de introducir en el modelo un término que dé cuenta de la interacción entre ambas caras de las muestras cuando  $d \sim \xi$ .-

Se ha hecho evidente que la adecuada elección del material por sus parámetros característicos permite por primera vez la observación de estos efectos en muestras no evaporadas. Los trabajos a encararse complementados con estudios de efectos de proximidad en la superficie permitirán un mejor conocimiento de estos sistemas poco comunes donde el cambio del orden de la transición de fase se produce controlando el espesor.-

\*-----\*

#### REFERENCIAS:

- 1) V.L. Ginzburg and D.D. Landau, Zh. Eksperim. i Teor.Fiz. 20, 1064 (1950).
- 2) M. Tinkham, Phys. Rev. 129, 2413 (1963); Rev.Mod.Phys. 36, 268 (1964).
- 3) V.L. Ginzburg JETP 34, 113 (1964) (Sov.Phys. JETP 34, 78 (1974)).
- 4) P.G. de Gennes and M. Tinkham, Physica 1, 107 (1964).
- 5) R.S. Thompson and A. Baratoff, Phys.Rev. 167, 364 (1968).
- 6) G. Lasher, Phys.Rev. 154, 345 (1967).
- 7) G.K. Chang and B. Serin, Phys.Rev. 145, 274 (1965).
- 8) G.D. Cody and R.E. Miller, Phys.Rev. 173, 481 (1968). Phys.Rev. 173, 494 (1968).
- 9) M.D. Maloney, F.de la Cruz and M. Cardona, Phys.Rev.B 5, 3558 (1972).
- 10) B.L. Brandt, R.D.Parks and R.D.Chaudari, J.of Low.Temp. Phys. 4, 41 (1971).
- 11) G.D.Cody, Phys.Let. 37 A, 295 (1971).
- 12) Un gran número de trabajos relacionados con el tema pueden verse en los Proceedings of the International Conference on Magnetic Structures in Superconductors - Argonne Nat. Lab, Argonne, Ill. (USA) September 1973.
- 13) P.G. de Gennes, Superconductivity of Metals and Alloys, translated by P.A. Pincus (Benjamin, New York).
- 14) F. de la Cruz, M.D. Maloney and M. Cardona, Phys.Rev. B 3, 3802 (1971).

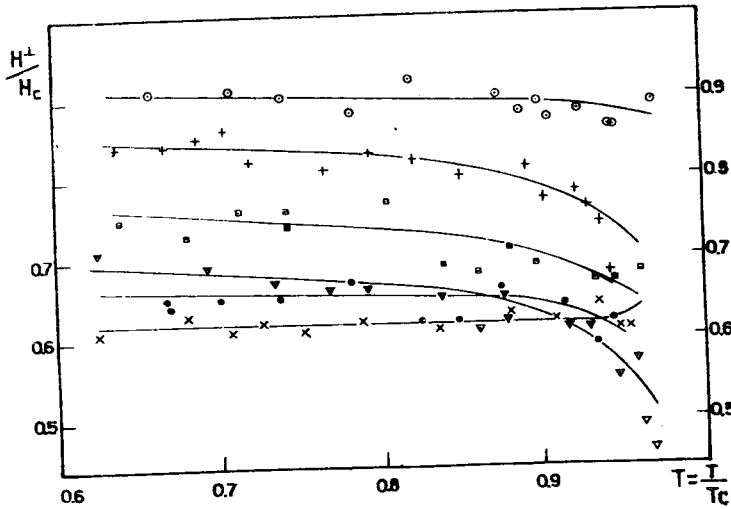


Fig. 1  $\frac{H_{\perp}}{H_c}$  como función de la temperatura reducida  $t$  para muestras de diferentes espesores.

$\circ$  370  $\mu$   
 $+$  99  $\mu$   
 $\square$  54  $\mu$   
 $\nabla$  23  $\mu$   
 $\bullet$  14  $\mu$   
 $\times$  7.5  $\mu$

Fig. 1

Fig. 2

Fig. 2  $\frac{H_{\perp}}{H_c}$  como función del espesor  $d$  para muestras de Cadmio a temperaturas fijas. ( $t = \frac{I}{T_c}$ ;  $T_c = .536$  K.)

