

Estudio de la fase esméctica en la estructura de vórtices de superconductores laminares.

M.F. Laguna y C.A. Balseiro

Instituto Balseiro - Centro Atómico Bariloche. Avda. Bustillo km. 9,500- S.C. de Bariloche - (8.400) -Rio Negro -Argentina
e-mail: lagunaf@cab.cnea.gov.ar

En este trabajo se realizan simulaciones numéricas para estudiar y caracterizar la fase esméctica de la estructura de vórtices en superconductores laminares cuando el campo externo se aplica paralelo a los planos de CuO. Se comparan los resultados con las teorías de escaleo existentes y datos experimentales. Para una región importante del diagrama de fases H-T se encuentran nuevas características que no concuerdan con las predicciones teóricas.

In this paper we do numerical simulations to study and characterize the smectic phase of the vortex structure in laminar superconductors when the external field is applied parallel to the CuO planes. The results are compared with existing scaling theories and experimental data. For an important region of the phase diagram we found new characteristics which are not in concordance with the theoretical predictions.

I - INTRODUCCIÓN

En superconductores laminares se ha propuesto la existencia de una fase esméctica en la estructura de vórtices cuando el campo externo se aplica paralelo a la estructura laminar del sistema⁽¹⁾. A temperaturas altas la fase estable es un líquido de vórtices, mientras que a bajas temperaturas los mismos forman un cristal ordenado. La fase esméctica tendría lugar a temperaturas intermedias y traería asociadas anomalías en las propiedades de transporte, el factor de estructura y el calor específico. Dicha fase se caracteriza por poseer orden en una dirección (la perpendicular a los planos de CuO en este caso) pero no en las restantes. Una característica importante de la transición líquido - esméctico es una marcada reducción en la resistividad para corrientes transversales a los planos y al campo. Cerca de T_s , la temperatura de dicha transición, se predice una singularidad de la forma:

$$\rho(T) - \rho(T_s) = |T_s - T|^{(1-\gamma)}, \quad [1]$$

donde γ es el exponente del calor específico y su valor aproximado es 0.6.

Una realización experimental de esta teoría se da en los superconductores de alta temperatura crítica cuando el campo externo se aplica en la dirección de los planos de CuO. Grigera et al ⁽²⁾ realizaron mediciones de resistividad bajo estas condiciones en cristales de YBaCuO encontrando resultados que dentro del error experimental pueden interpretarse como un razonable acuerdo con las predicciones de la teoría sólo para temperaturas menores que la T_s .

En este trabajo se muestran simulaciones de superconductores laminares con el campo externo paralelo a los planos de CuO, que concuerdan con los resultados experimentales y la teoría en cuanto al comportamiento de la resistividad para temperaturas menores que la de la transición, pero que difieren de las predicciones teóricas para temperaturas mayores.

Se realizó también un cálculo sencillo basado en el modelo de London para demostrar que, para una gran cantidad de campos aplicados, el estado fundamental del sistema de vórtices es un cristal rotado y no uno inconmensurado. Este resultado concuerda con lo obtenido en nuestras simulaciones.

II - MODELO

Simulaciones numéricas

Se realizaron simulaciones numéricas basadas en el modelo de redes de junturas Josephson 3D en un arreglo cúbico⁽³⁾.

Se define una red en cuyos sitios el módulo del parámetro de orden toma un valor constante y las ligaduras entre sitios vecinos se describen como una juntura Josephson. Entre dos sitios vecinos i y j que tienen una diferencia de fase $\Delta\phi_{ij}$ fluye una corriente superconductor $j_{ij} = I_c \sin \Delta\phi_{ij}$, donde I_c es la corriente crítica de la juntura. El modelo incluye una resistencia normal R en paralelo a cada juntura Josephson por donde circulan corrientes disipativas que están determinadas por las variaciones temporales de $\Delta\phi$. El efecto de la temperatura se tiene en cuenta mediante un término de ruido gaussiano no correlacionado, $\eta_{ij}^T(t)$, que describe el ruido Johnson en la resistencia. La corriente total en cada ligadura está dada por:

$$j_{ij} = I_c \sin \Delta\phi_{ij} - (1/R) (\delta\Delta\phi_{ij} / \delta t) + \eta_{ij}^T(t) \quad [2]$$

Este sistema de ecuaciones se resuelve teniendo en cuenta la conservación de la corriente en cada nodo de la red:

$$\sum j_{ij} = j_i^{ext} \quad [3]$$

donde j_i^{ext} es la corriente externa que se inyecta en el nodo i .

Estas dos ecuaciones definen un sistema de Langevin acoplado que se resuelve numéricamente usando un algoritmo de Runge-Kutta apropiado para sistemas estocásticos.

La anisotropía característica de los cupratos superconductores es tomada en cuenta en este modelo definiendo diferentes corrientes críticas y resistencias de las juntas de acuerdo a su orientación.

Calculo del estado fundamental

Esta parte del trabajo se basó en el trabajo de Campbell et al⁽⁴⁾, quienes calcularon la estructura de menor energía de la red de vórtices en un superconductor anisotrópico utilizando el modelo de London. Para tener en cuenta el potencial periódico introducido por los planos de CuO, colocamos el sistema de vórtices sobre una estructura discreta. La ecuación que minimiza la energía del sistema de vórtices es, a primer orden:

$$[1 - 3^{1/2} \operatorname{tg}(\alpha)] / 2 = N / M \quad [4]$$

siendo N y M enteros que indican el número de planos atravesados por los dos vectores que definen el hexágono y α es el ángulo formado por uno de los vectores y el eje x (ver fig. 4). Finalmente, la relación entre los parámetros anteriores y el campo magnético está dada por la ecuación

$$L = M \cdot d / \cos(\alpha) \quad [5]$$

ya que el mismo es inversamente proporcional a la raíz cuadrada de L , una distancia característica del problema, y donde d es la periodicidad del potencial generado por los planos.

III - RESULTADOS

Presentamos aquí los resultados de nuestras simulaciones, que se realizaron para condiciones de contorno pseudo-periódicas en dirección del campo y abiertas en las restantes. El número de iteraciones depende del campo aplicado y varía entre 10.000 (campos altos) y 30.000 (campos bajos) por cada valor de temperatura. La figura 1 muestra curvas de resistividad vs. temperatura en las tres direcciones, en escalas lineal y logarítmica, las cuales son cualitativamente iguales en todo el rango de campo magnético. Estas curvas pueden compararse con lo predicho por la teoría, y se obtienen exponentes distintos según se esté por arriba o por debajo de T_s . En la figura 2 mostramos los resultados del escalo.

Al igual que en los experimentos, nuestros resultados coinciden con la teoría para temperaturas menores que T_s , pero no concuerdan para temperaturas mayores. En este último caso obtenemos siempre un exponente de la resistividad mayor que 1.

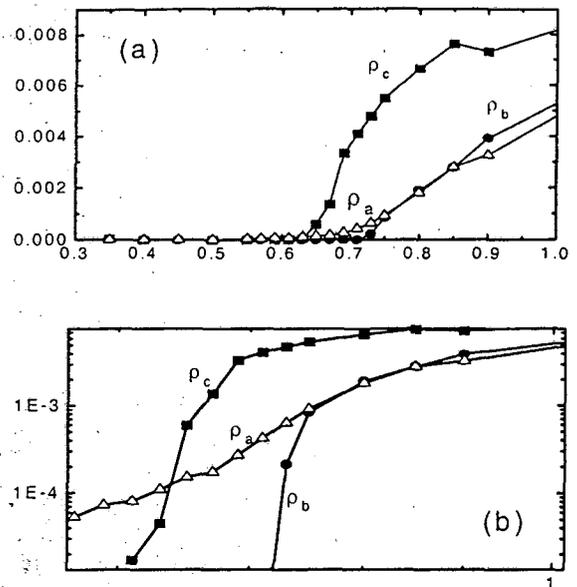


Figura 1: Resistividades (en unidades arbitrarias) vs. temperatura en escalas lineal (a) y logarítmica (b). La resistividad en dirección del campo está indicada como ρ_b , la transversal al campo y a los planos de CuO como ρ_c y la transversal al campo pero paralela a los planos como ρ_a .

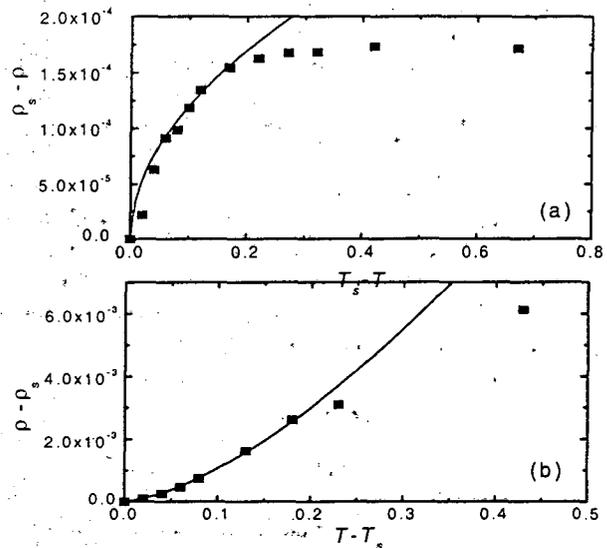


Figura 2: Comparación con las predicciones de la teoría: Curvas de Resistividad vs. Temperatura para temperaturas menores (a) y mayores (b) que T_s . Las líneas continuas son un ajuste con la ecuación [1] con exponentes $\gamma = 0.5$ (a) y $\gamma = 1.5$ (b). ρ_s es el valor de la resistividad ρ_a para la temperatura T_s .

Otro resultado de estas simulaciones es que la estructura de vórtices que se alcanza a $T=0$ no coincide con la predicha por Balents y Nelson. Para ninguno de los campos utilizados se obtuvo una fase cristalina conmensurada ni inconmensurada con las características sugeridas por la teoría. Los vórtices en

nuestras simulaciones se ubican formando una estructura hexagonal rotada, con ángulos dependientes del campo aplicado. Este tipo de estructuras se obtuvieron para distintos campos y anisotropías. El desorden se mantuvo en valores relativamente bajos pero nunca nulos. El ángulo α en ningún caso fue igual a 0° ni a 15° , ángulos que darían lugar a estructuras no rotadas. En la figura 3 mostramos los resultados para un valor de campo bajo.

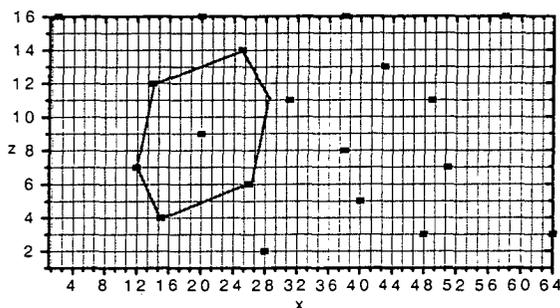


Figura 3: Proyección sobre el plano $x-z$ (perpendicular al campo externo) de los vórtices a $T = 0$. Esta distribución se obtiene para un valor de campo bajo y con desorden en las corrientes críticas de las juntas. El hexágono dibujado es sólo una guía.

Una nueva fase

Buscando una explicación a nuestros resultados, calculamos el estado fundamental del sistema de vórtices para los valores de campo que utilizamos en las simulaciones.

A orden más bajo, encontramos que para un número importante de valores de campo se genera una estructura hexagonal rotada. La misma es estable y corresponde al estado fundamental del sistema. En la figura 4 mostramos la estructura obtenida para un campo equivalente al de la simulación de la figura 3.

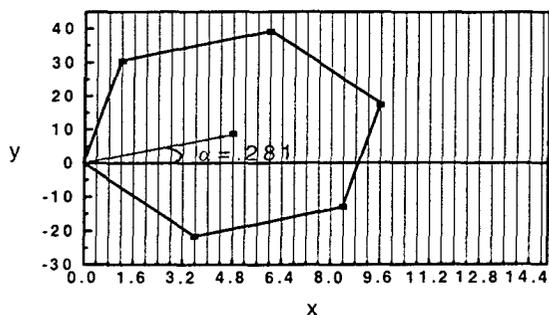


Figura 4: Estructura del estado fundamental para $M=12$ y $N=3$ calculada con el modelo de London.

Estos resultados sugieren que para ciertos valores de campo magnético el sistema de vórtices prefiere ocupar todos los planos, generando una red hexagonal rotada respecto de los ejes del sistema.

Finalmente, en la figura 5 se muestran las estructuras de menor energía calculadas con el modelo de London para algunos valores de M y N .

Como vemos en la figura, entre dos valores de campo conmensurable no rotado (correspondientes a los ángulos 0 y $\pi/6$), existen campos cuya estructura de menor energía corresponde a ángulos distintos de los anteriores. Obtuvimos analíticamente la estructura que encontramos en nuestras simulaciones.

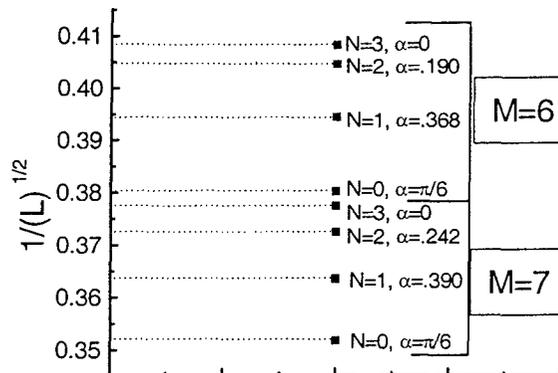


Figura 5: Estructura hexagonal de menor energía para distintos valores de campo magnético. El grado de rotación esta dado por el ángulo α que forma uno de los vectores del hexágono con el eje x . El campo es inversamente proporcional a la raíz de L .

IV - CONCLUSIONES

- Según nuestros cálculos y resultados, las fases esmécticas no conmensurables no ocupan toda la zona del diagrama de fases propuesta por Balents y Nelson. En esa región aparecen otras estructuras de vórtices sin solitones, que a bajas temperaturas dan lugar a una fase cristalina rotada.
- Los resultados experimentales son similares a los de algunas de nuestras simulaciones; probablemente reflejen el congelamiento del líquido en una fase rotada más que en una cristalina inconmensurada.
- Para comprobar la existencia de fases esmécticas debería encontrarse, tanto experimental como numéricamente, un valor de campo conmensurable. En definitiva, los resultados existentes no presentan ningún indicio claro sobre la existencia de las mismas.

Agradecemos las valiosas discusiones y ayuda en la generación de programas de cálculo a E. A. Jagla y D. Dominguez.

M.F. Laguna cuenta con el apoyo del Programa FOMEC. Este trabajo fue parcialmente financiado por CONICET.

V - REFERENCIAS

- L. Balents y D.R. Nelson, Phys. Rev. Lett. **73**, 2618 (1994); Phys. Rev. B **52**, 12951 (1995).
- S.A. Grigera, E. Morré, E. Osquiguil, G. nieva y F. de la Cruz. Enviado a Phys. Rev. B.
- D. Dominguez et al, Phys. Rev. Lett. **67**, 2367 (1991), E. A. Jagla y C.A. Balseiro, Phys. Rev. B **52**, 4494 (1995).
- L.J.Campbell, M.M.Doria y V.G.Kogan, Phys. Rev. B **38**, 2439 (1988).