

FUSIÓN DE LA RED DE VÓRTICES EN CIRCUITOS DE JUNTURAS JOSEPHSON BAJO CORRIENTES EXTERNAS APLICADAS

V.I. Marconi*, D. Domínguez

Centro Atómico Bariloche.
S.C. de Bariloche (8400), Río Negro, Argentina.
e-mail : marcov@cab.cnea.edu.ar

Se estudió la fusión de la red de vórtices en Circuitos de Junturas Josephson (CJJ) bajo la acción de una corriente aplicada, a campos magnéticos bajos ($f=\Phi/\Phi_0=1/25$, Φ =flujo por celda unidad). Se consideró una red bidimensional modelada con la dinámica RSJ para Junturas Josephson y ruido térmico de Langevin. Se calculó el módulo de helicidad y el factor de estructura para diferentes corrientes aplicadas en función de la temperatura y curvas corriente-voltaje para distintas temperaturas. En base a estos cálculos se observó que la temperatura de fusión es dependiente de la corriente y se obtuvo un diagrama de fases en función de corriente y temperatura. En éste se pueden distinguir claramente tres regímenes: a) a temperaturas bajas y por debajo de la corriente crítica (I_c), red de vórtices isotrópica anclada; b) a temperaturas bajas y corrientes por encima de I_c , red de vórtices anisotrópica en movimiento; c) a temperaturas altas, líquido de vórtices.

The melting of a driven vortex lattice was studied in Josephson Junction arrays (JJA) for a small commensurate magnetic field, $f=1/25$. A two dimensional array modeled with RSJ dynamics and Langevin white noise was considered. Helicity modulus and structure factor were calculated for different external dc currents as a function of temperature, and for current-voltage curves at different temperatures. A dependence of the melting temperature with the applied current was observed and a phase diagram of temperature vs. current was obtained. Three different regimes can be clearly identified: a) at low temperatures and below the critical current (I_c), a pinned isotropic vortex lattice; b) at low temperatures and above the critical current (I_c), a moving anisotropic vortex lattice; c) at high temperatures, a vortex liquid.

I. INTRODUCCIÓN

El estudio de los Circuitos de Junturas Josephson (CJJ), tanto experimental como teórico, es de gran interés hoy en día debido a la mejora en las técnicas litográficas utilizadas para su fabricación¹.

Estos dispositivos ultrapequeños tienen potenciales aplicaciones como fuentes de potencia coherente de alta frecuencia, como amplificadores paramétricos y como patrones estándar de voltaje. Asimismo, en tres dimensiones los CJJ son empleados como modelo de la dinámica de vórtices en superconductores de alta temperatura crítica².

Es de gran interés el estudio de la interacción de potenciales periódicos con redes periódicas de vórtices⁽³⁻¹³⁾ tanto en sistemas en equilibrio como en sistemas bajo la acción de campos externos. Por ejemplo los vórtices en CJJ ordenados se mueven en un potencial de anclaje periódico efectivo. Los CJJ no son los únicos sistemas fabricados artificialmente que presenten anclaje periódico, también se ha estudiado este tipo de anclaje, en films superconductores modulados en espesor³, en arreglos de puntos magnéticos⁴ o en redes de agujeros submicrónicos en superconductores⁵. Efectos de conmensurabilidad en la configuración de la red de vórtices en el estado fundamental dan lugar a corrientes críticas más altas para densidades de vórtices de "matching" (conmensurada) o "fraccionarias" donde la

red de vórtices se encuentra fuertemente anclada. Debido a fluctuaciones térmicas es posible tener una transición de fase de desanclaje de estos estados fundamentales conmensurados, en T_p y una posterior transición de fusión de la red de vórtices a T_M ⁶. Si la densidad de vórtices es alta, es decir cuando la interacción entre vórtices es fuerte, ambas transiciones coinciden, pero a densidades bajas $T_p < T_M$. Fuera del equilibrio, hay una serie de estudios recientes, tanto experimentales como teóricos en redes de vórtices bajo la acción de corrientes externas, pero en presencia de potenciales de anclaje aleatorios⁽⁸⁻¹¹⁾. En potenciales periódicos, la naturaleza de la red de vórtices en movimiento ha sido menos estudiada, en un caso particular, a $T=0$, una variedad de fases dinámicas han sido presentadas⁷. El estudio de la red de vórtices en movimiento ha sido motivado por experimentos en superconductores de alta temperatura crítica, donde se ha reportado una transición de fusión de la red de vórtices alimentada por corrientes altas, ya sea cambiando la temperatura o el campo magnético¹².

En este trabajo presentamos los resultados de simulaciones numéricas de la dinámica de los CJJ alimentados por corriente dc, en el límite de campo magnético conmensurado ($f=1/q$, q entero) con condiciones periódicas de contorno. Los arreglos son estudiados en el modelo de junturas Josephson RSJ¹⁴ que incluye campos magnéticos y ruido térmico de Langevin. Se obtiene un diagrama de fases corriente-temperatura,

* Autor a quien debe enviarse la correspondencia.

que se muestra en la Fig. 1. Para corrientes aplicadas bajas, $I < I_c$, puede distinguirse claramente una separación entre el desanclaje de la red de vórtices y la fusión de la misma, aún para campos en los cuales coinciden en equilibrio. La temperatura de fusión de la red de vórtices presenta distintos comportamientos: por debajo de I_c decae con la corriente y por encima de I_c sube.

II. MODELO

En el modelo utilizado⁽¹⁵⁻¹⁷⁾, RSJ más ruido térmico, la corriente total entre dos sitios de la red es la siguiente:

$$I_\mu(\vec{n}) = I_0 \text{sen} \theta_\mu(\vec{n}) + \frac{\Phi_0}{2\pi c R_N} \frac{\partial \theta_\mu(\vec{n})}{\partial t} + \eta_\mu(\vec{n}, t) \quad (1)$$

donde I_0 es la corriente crítica de la juntura entre los sitios \vec{n} y $\vec{n} + \mu$ en una red cuadrada ($\vec{n} = (n_x, n_y)$), $\mu = (\bar{x}, \bar{y})$ y R_N es la resistencia en el estado normal.

La diferencia de fase invariante de medida está dada por:

$$\begin{aligned} \theta_\mu(\vec{n}) &= \theta(\vec{n} + \mu) - \theta(\vec{n}) - A_\mu(\vec{n}) \\ &= \Delta_\mu \theta(\vec{n}) - A_\mu(\vec{n}) \end{aligned} \quad (2)$$

con

$$A_\mu(\vec{n}) = \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_{\vec{n}_a}^{(\vec{n}+\mu)_a} \vec{A} \cdot d\vec{l} \quad (3)$$

Las fluctuaciones de ruido térmico η_μ tienen correlaciones de tipo:

$$\langle \eta_\mu(\vec{n}, t) \eta_{\mu'}(\vec{n}', t') \rangle = \frac{2kT}{R_N} \delta_{\vec{n}, \vec{n}'} \delta_{\mu, \mu'} \delta(t - t') \quad (4)$$

En presencia de un campo magnético externo H se tiene:

$$\begin{aligned} 2\pi f &= A_x(\vec{n}) - A_x(\vec{n} + \nu) + A_y(\vec{n} + \bar{x}) \\ &\quad - A_y(\vec{n}) = \Delta_\mu \times A_\mu(\vec{x}) \end{aligned} \quad (5)$$

donde $f = Ha^2/\Phi_0$ y a es el parámetro de la red de junturas.

Se consideran condiciones de borde periódicas en ambas direcciones bajo la presencia de una corriente externa I_{ext} en dirección \bar{y} , en dispositivos de $L \times L$ junturas. El potencial vector es tomado como $A_\mu(\vec{n}) = A_\mu^0(\vec{n}) - \alpha_\mu(t)$ donde en la medida de Landau $A_x^0(\vec{n}) = -2\pi f n_y$, $A_y^0(\vec{n}) = 0$ y $\alpha_\mu(t)$ permitirá las fluctuaciones del voltaje total. La condición de corriente aplicada en la dirección \bar{y}

$\sum_{\vec{n}} I_\mu(\vec{n}) = I_{ext} L^2 \delta_{\mu, \bar{y}}$ determina la dinámica de $\alpha_\mu(t)$. Luego de considerar la conservación de corrientes en cada sitio: $\Delta_\mu \cdot I_\mu(\vec{n}) = \sum_{\mu'} I_{\mu'}(\vec{n}) - I_\mu(\vec{n} - \mu) = 0$, se obtiene el siguiente conjunto de ecuaciones dinámicas:

$$\Delta_\mu^2 \frac{\partial \theta(\vec{n})}{\partial t} = -\Delta_\mu \cdot [S_\mu(\vec{n}) + \eta_\mu(\vec{n}, t)] \quad (6)$$

$$\frac{\partial \alpha_\mu}{\partial t} = I_{ext} \delta_{\mu, \bar{y}} - \frac{1}{L^2} \sum_{\vec{n}} [S_\mu(\vec{n}) + \eta_\mu(\vec{n}, t)] \quad (7)$$

donde $S_\mu(\vec{n}) = \text{sen}[\Delta_\mu \theta(\vec{n}) - A_\mu^0(\vec{n}) - \alpha_\mu]$, las corrientes están normalizadas por I_0 , el tiempo por $\tau_j = \Phi_0/2\pi c R_N I_0$, la temperatura por $I_0 \Phi_0/2\pi k_B$ y hemos definido el laplaciano discreto siguiente:

$$\Delta_\mu^2 \theta(\vec{n}) = \theta(\vec{n} + \hat{x}) + \theta(\vec{n} - \hat{x}) + \theta(\vec{n} + \hat{y}) + \theta(\vec{n} - \hat{y}) - 4\theta(\vec{n})$$

Las ecuaciones dinámicas de Langevin (6-7) son resueltas con el algoritmo Runge-Kutta-Helfand-Greenside de segundo orden con un paso de tiempo $0.1\tau_j$ y tiempo de integración $10000\tau_j$ luego de un transitorio de $5000\tau_j$. Para obtener mayor eficiencia se utiliza la transformada rápida de Fourier para invertir el laplaciano discreto¹⁷. Estudiamos distintas propiedades del sistema:

a) *Coherencia superconductora*: calculamos el módulo de helicidad en la dirección transversal a la corriente,

$$\begin{aligned} Y_x &= \frac{1}{L^2} \left\langle \sum_{\vec{n}} \cos \theta_x(\vec{n}) \right\rangle - \\ &\frac{1}{TL^4} \left[\left\langle \left(\sum_{\vec{n}} \text{sen} \theta_x(\vec{n}) \right)^2 \right\rangle - \left\langle \sum_{\vec{n}} \text{sen} \theta_x(\vec{n}) \right\rangle^2 \right] \end{aligned} \quad (8)$$

b) *Transporte*: calculamos el promedio temporal del voltaje total $V = \langle v_y(t) \rangle = \langle d\alpha_y(t)/dt \rangle$ en función de la temperatura y curvas características corriente-voltaje. El voltaje está normalizado por $R_N I_0$.

c) *Estructura de vórtices*: obtenemos la vorticidad en la plaqueta \vec{n} , con la función entero más cercano de x ($nint$), como $b(\vec{n}) = -\Delta_\mu \times nint[\theta_\mu(\vec{n})/2\pi]$.

Calculamos el factor de estructura como $S(k) = \left\langle \left((1/L^2) \sum_{\vec{n}} b(\vec{n}) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{n}) \right) \right\rangle^2$.

III. RESULTADOS

Se estudió el sistema para campo magnético correspondiente a $f=1/25$ en arreglos de 50×50 y 100×100 junturas y su evolución con temperatura y corriente (curvas I-V) desde el estado fundamental. Este es una red de vórtices tipo cuadrada, inclinada y conmensurada con el potencial de anclaje periódico subyacente de la red de junturas. El factor de estructura del estado fundamental presenta correspondientemente picos de Bragg tipo deltas¹⁸. Para este valor de campo hallamos en equilibrio una transición de fusión en $T_c = 0.045 \pm 0.001$ la cual corresponde a un desanclaje y fusión de la red de vórtices simultáneos, es decir $T_c = T_M = T_p$.

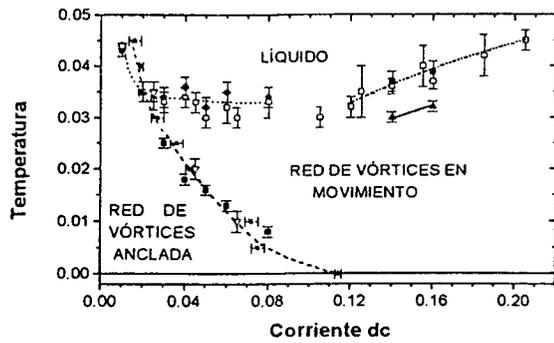


Figura 1. Diagrama de fases corriente-temperatura para $f=1/25$. Los valores $T_M(I)$ son extraídos de curvas $Y_x(T)$ (cuadrados huecos) y de curvas $S(G)$ (círculos llenos). La curva de corrientes críticas es extraída de curvas I-V (estrellas) y las temperaturas de desanclaje de curvas $S(G)$ (cuadrados llenos) y curvas voltaje-temperatura (triángulos huecos).

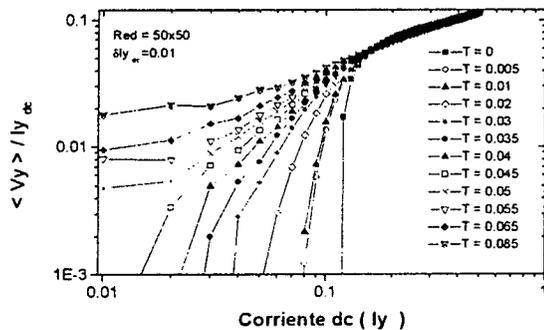


Figura 2. Curvas corriente-voltaje a distintas temperaturas fijas.

Primero hemos calculado curvas I-V para distintas temperaturas. Como se observa en la Fig. 2, a temperatura nula hay una corriente crítica: $I_c(0) = 0.114 \pm 0.001$, la cual corresponde a la corriente de Josephson. Por encima de $I_c(0)$ se da un crecimiento casi lineal del voltaje hasta $I \sim 1$ donde hay un brusco crecimiento de V porque todas las junturas se vuelven normales. Resultados similares han sido reportados para $T=0$ para bajos valores de f ¹⁹. En la Fig. 2 puede observarse como a medida que crece la temperatura va disminuyendo la corriente crítica aparente $I_c(T)$, hasta anularse en T_c . Para temperaturas $T > T_c$ correspondientes a la zona de líquido de vórtices, se observa resistividad finita y creciente con temperatura. Para determinar el valor de las corrientes críticas aparentes se toma un límite inferior en voltajes, $1e-3$, que es el límite de la resolución numérica. Estas curvas fueron realizadas en función del tamaño de la red (50x50 y 100x100), y subiendo y bajando temperatura. Y se observa que no hay diferencia en el comportamiento de las curvas I-V, salvo para voltajes bajos, pero la diferencia en las $I_c(T)$ está dentro del error de las mismas.

En la Fig.1 se dibuja la curva $I_c(T)$. Para corrientes menores que $I_c(T)$ hay una red de vórtices

anclada (PVL), la cual es igual al estado fundamental a $T=0$, con básicamente picos de Bragg tipo deltas. En cambio, para $I > I_c(T)$ existe una red de vórtices en movimiento (MVL), la cual tiene picos anisotrópicos en el factor de estructura $S(\vec{k})$, como se muestra en la Fig.3. Hay dos características destacables en la anisotropía de $S(\vec{k})$: a) La altura de los picos decrece en la dirección del movimiento de los vórtices, es decir en dirección perpendicular a la corriente aplicada. b) El ancho de los picos crece en la dirección perpendicular al movimiento de los vórtices, lo cual significa que el ensanchamiento de los picos a causa de las fluctuaciones térmicas es menos efectivo en la dirección del movimiento. Hemos estudiado los picos de Bragg, tanto en la zona PVL como en la MVL para dos tamaños, 50x50 y 100x100 y para diferentes valores de I y de T . En la zona de una red anclada, la altura de los picos es independiente del tamaño, como es esperado. Sin embargo en la zona de una red de vórtices en movimiento, la altura de los picos decrece suavemente con el tamaño⁶ como una ley de potencias. $S(\vec{G}) \approx L^{-\eta_G(I,T)}$ con $\eta_G(I,T) < 2$. Este comportamiento es el esperado para un sólido flotante en dos dimensiones. La estructura anisotrópica de la MVL es similar al comportamiento predicho para un vidrio de Bragg en movimiento⁹, aunque en nuestro caso tenemos un potencial periódico en lugar de aleatorio. La única fuente de desorden en la dinámica es la presencia de fluctuaciones térmicas.

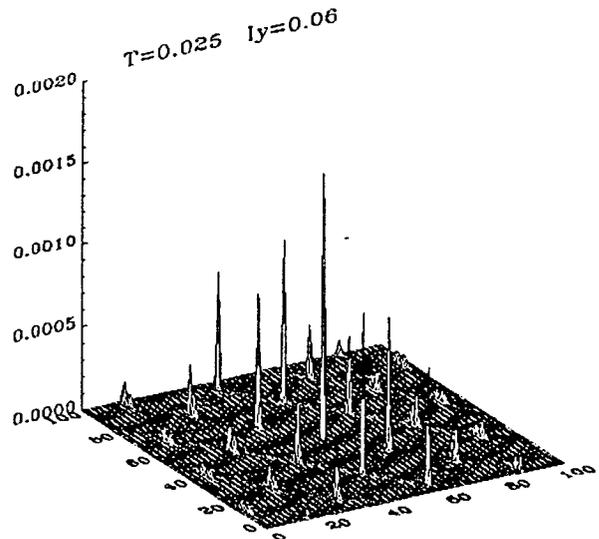


Figura 3. Intensidad del factor de estructura de una red de vórtices en movimiento para $I < I_c(0)$, $I=0.06$, $T=0.025$.

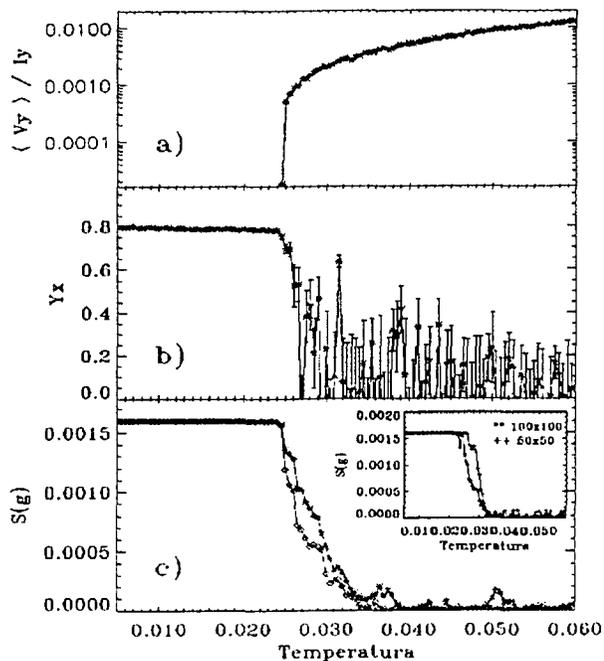


Figura 4. Voltaje longitudinal (a), módulo de helicidad transversal Y_x (b), factor de estructura ($S(\vec{g}_1), S(\vec{g}_2)$) (c) vs. temperatura para $I=0.03$. Inset: $S(\vec{g}_1)$ en función del tamaño.

Estudiamos en más detalle las diferentes transiciones fijando la corriente I , y elevando suavemente la temperatura, con pequeños incrementos, $\Delta T=0.0005$. Así obtenemos el diagrama de fases de la Fig. 1, el cual ha sido chequeado con los resultados de curvas IV a T fija (Fig. 2). Se destacan dos zonas de interés: $I < I_c(0)$ e $I > I_c(0)$. En la Fig. 4 se muestra el comportamiento a $I=0.03 < I_c(0)$. A bajas temperaturas el voltaje es casi cero, lo cual corresponde a la red anclada (PVL). Al crecer T hay una subida brusca de voltaje (dos órdenes de magnitud), siendo esto evidencia del desanclaje de la red de vórtices en $T_p(I)$ (Fig. 4a). A esta temperatura la red comienza a moverse, ya que la corriente aplicada es mayor que la crítica, entonces esto corresponde a una transición de una red de vórtices anclada a una red de vórtices en movimiento. Se encuentra que las $I_c(T)$ obtenidas de las I - V coinciden con la curva $T_p(I)$. Hemos calculado el módulo de helicidad en la dirección perpendicular a la corriente aplicada y el factor de estructura en función de la temperatura. En la Fig. 4b se observa como el módulo de helicidad (Y_x) comienza a caer a $T_p(I)$ pero sin embargo no se anula a esa temperatura sino que permanece finito con grandes fluctuaciones hasta la fusión de la red de vórtices a $T_M(I)$. El hecho de que a partir de la transición observemos oscilaciones y no una

tendencia suave a cero, es debido a que la dinámica de Langevin utilizada requiere más tiempo de iteración para que desaparezcan las mismas. En la Fig. 4c se muestra el comportamiento de dos picos de Bragg $S(\vec{g}_1)$ y $S(\vec{g}_2)$. Para $T < T_p(I)$ se ve $S(\vec{g}_1) = S(\vec{g}_2)$ dado que corresponde a una red de vórtices anclada isotrópica. A partir de $T_p(I)$ se observa que $S(\vec{g}_1) \neq S(\vec{g}_2)$, esto muestra que hay una red de vórtices en movimiento con factor de estructura anisotrópico. La altura de estos picos se anula a una temperatura mayor, $T_M(I)$ en una transición suave y continua, correspondiendo a la fusión de la red de vórtices. Por encima de $T_M(I)$ todos los picos se anulan y se tiene un líquido de vórtices. En el inset de la Fig. 3c se muestra $S(\vec{g}_1)$ para dos tamaños distintos, $L=50$ y $L=100$. Se observa la independencia de tamaños para $T < T_p(I)$, donde la red está anclada, y para $T_p(I) < T < T_M(I)$ la dependencia es tipo ley de potencias, correspondiente a un sólido flotante. La temperatura donde los $S(\vec{g})$ se anulan es independiente del tamaño.

Cuando se aplica una corriente grande, $I > I_c(0)$ la red de vórtices se encuentra en movimiento aún a $T=0$ con picos de Bragg anisotrópicos. Estudiamos ahora la fusión de esta red de vórtices en movimiento al aumentar la temperatura. En la Fig. 5 se muestran los resultados para $I=0.16 > I_c(0)$. El módulo de helicidad transversal permanece finito a temperaturas bajas (Fig. 5b), pero teniendo en cuenta que la red de vórtices se encuentra bajo la acción de una corriente externa y desanclada, el módulo de helicidad en la dirección longitudinal $Y_y(T)$ se anula. Un módulo de helicidad transversal finito significa que hay coherencia superconductora en la red en movimiento. Hemos calculado la respuesta a una corriente transversal pequeña $I_x=0.01$, sumada a la corriente I_y aplicada. Parece ser que existe un desanclaje transversal a una cierta temperatura menor que la de fusión, que se observa como un subida en V_{tr} , siendo en este caso una subida en sólo un orden de magnitud en la resistividad (Fig. 5a). A temperaturas bajas la resistividad transversal permanece nula. A esta temperatura Y_x cae, pero con fluctuaciones grandes (Fig. 5b). El factor de estructura es siempre anisotrópico, como se ve en la (Fig. 5c) donde $S(\vec{g}_1) \neq S(\vec{g}_2)$. El carácter anisotrópico de la red de vórtices tiende a incrementarse con el incremento del desorden térmico. Se encuentra que los picos de Bragg se anulan a una temperatura $T_M(I)$, que es independiente del tamaño, como se muestra en el inset.

CEILAP
CITEFA - CONICET
ZUFRIATEGUI Y VARELA
1603 - VILLA MARTELLI
REPUBLICA ARGENTINA

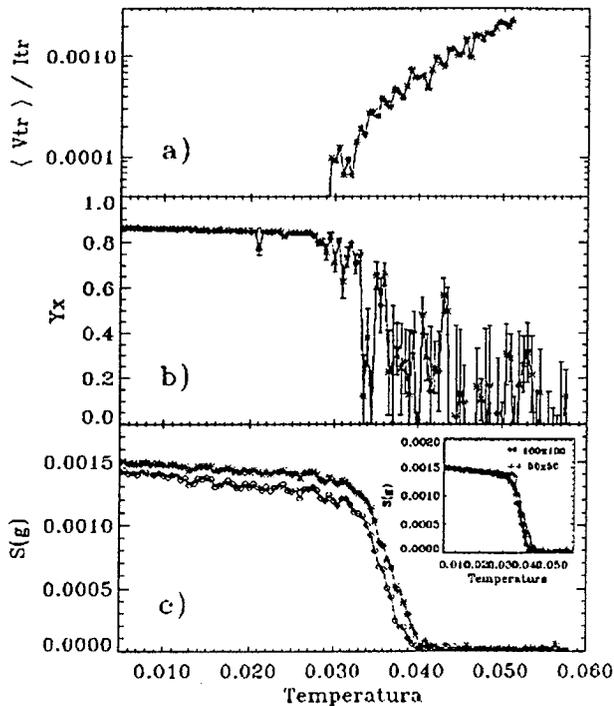


Figura 5. Voltaje transversal (a), módulo de helicidad transversal Y_x (b), factor de estructura $(S(\vec{e}_1), S(\vec{e}_2))$ (c) vs. temperatura para $I=0.16$. Inset: $S(\vec{e}_1)$ en función del tamaño.

IV. CONCLUSIONES

Hemos estudiado el diagrama de fases corriente-temperatura de una red de vórtices bajo la acción de una corriente externa en un arreglo de Junturas Josephson periódico. Se encuentra que a corrientes bajas la transición de desanclaje y de fusión de la red de vórtices se hallan separadas, siendo $T_p(I) < T_M(I)$ y la estructura de la red de vórtices en movimiento es anisotrópica. Para corrientes altas hallamos una red de vórtices anisotrópica aún a temperatura nula con coherencia superconductor transversal que se funde a $T_M(I)$. La temperatura de transición a un líquido de vórtices crece con la corriente. Estas transiciones de desanclaje y fusión de la red de vórtices en función de la corriente aplicada pueden ser estudiadas fácilmente en experimentos controlados en Circuitos de Junturas Josephson, tanto con mediciones de transporte como con mediciones de espiras inductivas. Estos experimentos enriquecerían la comprensión de fases de vórtices en movimiento y anclaje periódico.

¹ Proceedings of the 2nd CTP Workshop on Statistical Physics: KT transition and Superconducting Arrays, edited by D. Kim, J.S. Chung, and M.Y. Choi (Min Eum Sa, Seoul, Korea, 1993); Macroscopic quantum phenomena and coherence in superconducting networks, edited by C. Giovannella and M. Tinkham (World scientific, Singapore, 1995); Proceedings of the ICTP Workshop on "Josephson Junction Arrays", edited by Cerdeira and Shenoy, Physica B 222, 253-406 (1996).

- ² Domínguez, N. Gronbech-Jensen and A. R. Bishop, Phys. Rev. Lett. 77, 4670(1995); E.A. Jagla and C.A. Balseiro 77, 1588(1996).
³ P. Martinoli, Phys. Rev. B 17, 1175 (1978).
⁴ J.I. Martin *et al.*, Phys. Rev. Lett. 79, 1929 (1997).
⁵ V.V. Moshchalkov *et al.*, Phys. Rev. B 57, 3615 (1998)
⁶ M. Franz and S. Titel, Phys. Rev. Lett. 73, 480 (1994) and Phys. Rev. B 51, 6551 (1995); S. Hattel and J.M. Wheatley, Phys. Rev. B 51, 11951 (1995).
⁷ C. Reichardt, C.J. Olsson and F. Nori, Phys. Rev. Lett. 78, 2648 (1997).
⁸ A. E. Koshelev and V. M. Vinokur, Phys. Rev. Lett. 73, 3580 (1994); S. Scheidl and V. M. Vinokur, Phys. Rev. B 57, 13800 (1998).
⁹ T. Giamarchi and P. Le Doussal, Phys. Rev. Lett. 76, 3408 (1996); P. Le Doussal and T. Giamarchi, Phys. Rev. B 57, 11356 (1998).
¹⁰ L. Balents, M. C. Marchetti and L. Radzihovsky, Phys. Rev. B 57, 7705 (1998).
¹¹ F. Pardo *et al.*, Phys. Rev. Lett. 78, 4633 (1997); and Nature, to be published.
¹² H. Safar *et al.*, Phys. Rev. B 52, 6211 (1995); G. D'Anna *et al.*, Phys. Rev. Lett. 75, 3251 (1995); J. A. Fendrich *et al.*, Phys. Rev. Lett. 77, 2073 (1996).
¹³ K. Moon *et al.*, Phys. Rev. Lett. 77, 2778 (1996); S. Ryu *et al.*, Phys. Rev. Lett. 77, 5114 (1996); S. Spencer and H. J. Jensen, Phys. Rev. B 55, 8473 (1997).
¹⁴ M. Tinkham, *Introduction to superconductivity*, Mc. Graw Hill, New York (1975).
¹⁵ D. Domínguez, J.V. José, International Journal of Modern Physics B, Vol. 8, No.27 (1994) 3749-3793.
¹⁶ J.S. Chung, K. H. Lee and D. Stroud, Phys. Rev. B 40, 6570 (1989); F. Falo *et al.*, Phys. Rev. B 41, 10983 (1990); N. Gronbech-Jensen *et al.*, Phys. Rev. B 46, 11149 (1992); P.H.E. Tiesinga *et al.*, Phys. Rev. Lett. 79, 519 (1997).
¹⁷ D. Domínguez, Phys. Rev. Lett. 72, 3096 (1994).
¹⁸ V. I. Marconi, D. Domínguez, Anales AFA Volumen 9, (1997).
¹⁹ W. Yu, K.H. Lee, and D. Stroud, Phys. Rev. B 47, 5906 (1993).