

EFFECTOS DE LA DIRECCION DE LA CORRIENTE EN CIRCUITOS DE JUNTURAS JOSEPHSON

Verónica I. Marconi *, Daniel Domínguez

Centro Atómico Bariloche
Av. E. Bustillo 9500 - (8400) S. C. de Bariloche - Río Negro - Argentina
e-mail: marcov@cab.cnea.gov.ar

Las propiedades de transporte en Circuitos de Junturas Josephson (CJJ) dependen de la dirección de la corriente dc aplicada. Para estudiar estos efectos se han realizado simulaciones numéricas de curvas características IV en CJJ a temperatura finita y a campo nulo ($f=0$) y campos bajos ($f=1/L^2$ y $f=1/25$). Se realizaron en función de módulo y ángulo de la corriente aplicada. De las respuestas en voltajes en ambas direcciones V_x y V_y se obtuvo el ángulo del voltaje como $\theta_v = \arctg (V_y / V_x)$. Se observó la existencia de un ángulo crítico a partir del cual el voltaje transversal es finito, es decir que existe una **corriente crítica transversal finita**. Se estudió la dependencia de la misma en temperatura y módulo de la corriente. Las curvas IV obtenidas como las curvas voltaje transversal vs voltaje longitudinal presentan excelente acuerdo con los resultados experimentales de H. Pastoriza y colaboradores.

The transport properties of Josephson Junctions arrays (JJA) depend on the direction of the applied dc current. These effects have been studied with numerical simulations of IV curves in JJA at finite temperatures and different magnetic fields ($f=0$, $f=1/L^2$ and $f=1/25$). Simulations for different angle and module of the applied current were realized. From both responses V_x and V_y the voltage angle was obtained as $\theta_v = \arctg (V_y / V_x)$. A finite transverse voltage from a critical angle was observed, which shows the existence of a **finite transverse critical current**. Its dependence on temperature and current module was studied. The IV curves obtained as transverse voltage vs longitudinal voltage curves are in good agreement with experimental results from H. Pastoriza and collaborators.

I. INTRODUCCIÓN

Las redes de vórtices periódicas sobre potenciales de anclaje periódicos en superconductores dan lugar a fenómenos muy interesantes tanto en equilibrio⁽¹⁻⁶⁾ como fuera de equilibrio^{7,8}. Los efectos de commensurabilidad de la red de vórtices en el potencial periódico subyacente dan lugar a un anclaje mas fuerte y por lo tanto a un aumento de las corrientes críticas. Experimentalmente se han obtenido varios sistemas de anclaje periódico como las redes de puntos magnéticos⁴ y agujeros submicrónicos⁵ en superconductores o las redes de Junturas Josephson².

Las fluctuaciones térmicas pueden dar lugar a una transición de fase de desanclaje de la red de vórtices a T_p y una posterior fusión de la misma a T_M ⁶. Estas transiciones de fase dependen de la densidad de vórtices, es decir de la intensidad del campo magnético. A campos bajos la temperatura de desanclaje de la red de vórtices es menor $T_p < T_M$ ⁸ y a campos altos las transiciones coinciden $T_p = T_M$.

Últimamente ha sido de mucho interés el estudio de redes de vórtices bajo la acción de corrientes externas sobre potenciales desordenados, tanto en forma numérica como experimental⁽⁹⁻¹³⁾. El concepto de corriente crítica transversal ha sido introducido por Giamarchi y Le Doussal¹⁰. Luego de aplicar una corriente en la dirección paralela a la de movimiento de los vórtices una corriente crítica transversal $I_{c,cr}$ puede

existir al menos a temperatura nula^{10,11}. En sistemas periódicos de anclaje el desanclaje transversal ha sido menos estudiado, Nori y otros han mostrado que a $T=0$ existe una corriente crítica transversal⁷. También ha sido mostrado que en CJJ existe una temperatura de desanclaje transversal dependiente de la corriente aplicada a frustración baja, $f=1/25$ ⁸. En dicho trabajo mostramos la existencia de una $I_{c,cr}$ finita cuando se aplica una corriente al sistema en una de las direcciones de la red cuadrada de junturas.

En este trabajo estudiamos el efecto de aplicar a la red cuadrada de junturas Josephson una corriente dc rotada respecto de los ejes de la red de junturas. Este modo de aplicar corriente al sistema es simple de reproducir experimentalmente y sirve para determinar si los vórtices están anclados en alguna dirección. Hallamos en función de campo magnético y temperatura que los vórtices se encuentran anclados hasta un cierto ángulo crítico, del cual se puede extraer la corriente crítica transversal. En las curvas IV se observa un máximo en la respuesta transversal, el cual no depende de campo magnético. Este máximo en el voltaje transversal decae en temperatura y se observa por encima de la corriente crítica de Josephson con excelente acuerdo con los resultados experimentales.

* Autor a quién debe dirigirse la correspondencia.

II. MODELO

La corriente a través de una juntura Josephson se modela como una corriente normal en paralelo con la supercorriente Josephson^{14,15} (modelo RSJ) más el ruido térmico:

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

donde I_0 es la corriente crítica de la juntura entre los sitios \bar{n} y $\bar{n} + \mu$ en una red cuadrada ($\bar{n} = (n_x, n_y)$),

$\mu = \bar{x}, \bar{y}$ y R_N es la resistencia en el estado normal.

La diferencia de fase invariante de medida está dada por:

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

con

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

Las fluctuaciones térmicas tienen correlaciones del tipo:

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

donde T es la temperatura. Bajo un campo magnético externo H , definimos $f = Ha^2/\Phi_0$, siendo a el parámetro de red de junturas y Φ_0 el cuanto de flujo:

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

Se consideraron condiciones periódicas de contorno,¹⁵ en ambas direcciones en presencia de una corriente externa (I_{ext}) en redes de $L \times L$ junturas. El potencial vector es tomado como $A_{\mu}(\bar{n}) = A_{\mu}^0(\bar{n}) - \alpha_{\mu}(t)$ donde en la medida de Landau $A_x^0(\bar{n}) = -2\pi f n_y$, $A_y^0(\bar{n}) = 0$ y $\alpha_{\mu}(t)$ permite las fluctuaciones del voltaje total. La condición de corriente que fluye en la dirección aplicada, $\sum_{\bar{n}} I_{\mu}(\bar{n}) = I_{ext} L^2 \delta_{\mu, i}$ ($i = x, y$), determina la dinámica de $\alpha_{\mu}(t)$. Luego de considerar la conservación local de corriente, $\Delta_{\mu} \cdot I_{\mu}(\bar{n}) = \sum_{\mu} I_{\mu}(\bar{n}) - I_{\mu}(\bar{n} - \mu) = 0$ se obtiene el siguiente conjunto de ecuaciones dinámicas:

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

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

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

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

Las ecuaciones dinámicas de Langevin (6-7) fueron resueltas numéricamente con el algoritmo de Runge-Kutta-Helfand-Greenside y se estudiaron las propiedades de transporte de un sistemas de junturas con $L=32,50$, en ausencia de campo magnético ($f=0$), para un vórtice en la muestra ($f=1/L^2$) y para una red de vórtices ($f=1/25$), en un amplio rango de temperaturas.

La corriente externa fue aplicada de dos formas, ambas reproducibles experimentalmente. *Primer caso:* I_{ext} aplicada a un ángulo fijo respecto de los ejes x, y de la red de junturas, $I_x = I \cos(\beta)$ e $I_y = I \sin(\beta)$ donde β se fijó en 40° (este ángulo fue elegido para reproducir resultados experimentales, donde aplican la corriente a $\beta = 45^\circ \pm 5^\circ$) y módulo de la corriente (I) variable. De este modo tenemos corriente aplicada en ambas direcciones x, y y es posible calcular las respuestas en voltaje V_x y V_y , definidas como $V_i = \langle v_i(t) \rangle = \langle d\alpha_i(t) / dt \rangle$ $i = x, y$. Simplemente haciendo una transformación de coordenadas obtenemos el voltaje longitudinal y transversal a la corriente aplicada como:

$$V_l = V_x \cos(\beta) + V_y \sin(\beta)$$

$$V_{tr} = -V_x \sin(\beta) + V_y \cos(\beta)$$

Así se obtienen en función de campo magnético y temperatura: curvas IV (V_l y V_{tr}), ángulo del voltaje vs corriente, es decir $\theta_v = \arctan(V_y / V_x)$.

Además obtenemos la vorticidad en la plaqueta \bar{n} , como $b(\bar{n}) = -\Delta_{\mu} \times \text{rint}[\theta_{\mu}(\bar{n}) / 2\pi]$, donde $b=0, \pm 1$, es decir $b=0$ no hay vórtice y $b=\pm 1$ vórtice o antivórtice respectivamente (rint(x) es la función entero más cercano a x). La densidad de pares vórtices-antivórtices será: $\rho_{v-A} = (\rho_A - f) / 2$, $\rho_A =$ densidad absoluta de vórtices. Se calcula ρ_{v-A} en función de corriente.

Segundo caso: se mantiene fijo el módulo de la corriente, se varía el ángulo β en $0-2\pi$ y se calculan las propiedades de transporte:

$$V_i = \langle v_i(t) \rangle = \langle d\alpha_i(t) / dt \rangle \quad i = x, y$$

y el ángulo del voltaje de igual modo que en el primer caso.

III. RESULTADOS

Primer caso: hemos calculado curvas IV, para distintas temperaturas y $f=0$, $f=1/L^2$ y $f=1/25$. En este último caso se puede ver en la Fig. 1 el voltaje transversal y longitudinal a $T=0.02$, para corriente aplicada a $\beta=40^\circ$, calculado (a) y medido (b),

observándose un pico en la respuesta transversal en $I=1.3$, es decir a corrientes mayores que la crítica (I_0). Es notable que $1/\cos(40^\circ) = 1.3$, lo cual hace notar que el pico sería efecto de una sola juntura. Posteriormente se observa un decaimiento de la respuesta transversal a corrientes altas. Los resultados de la Fig. 1b) fueron obtenidos por Hernán Pastoriza y colaboradores en el Lab. de Bajas Temperaturas de Centro Atómico Bariloche.

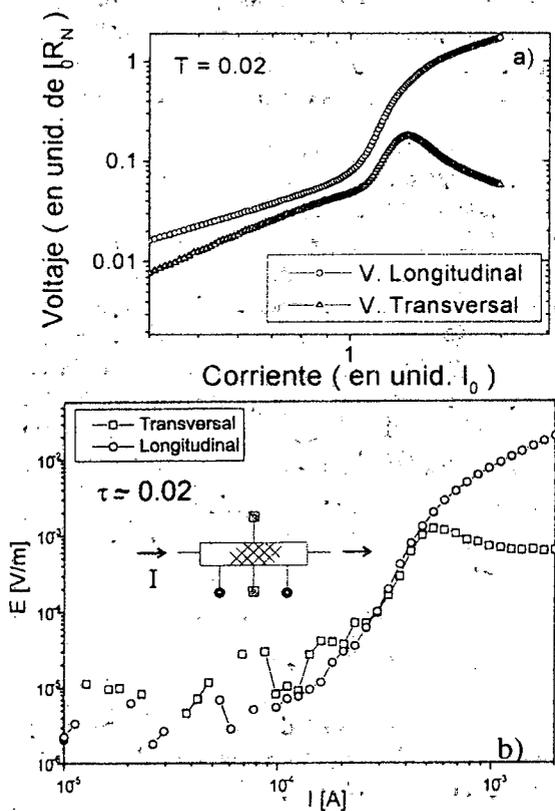


Figura 1. a) Curvas IV calculadas, a $T=0.02$, ángulo de la corriente $\beta=40^\circ$ y $f=1/25$ en una red de 50×50 juntas. b) Curvas IV obtenidas en redes de 100×1000 juntas, a $\tau=0.02$ (temperatura reducida), campos bajos y ángulo de la corriente $\beta=45^\circ \pm 5^\circ$.

Estudiamos la dependencia en campo magnético de estas respuestas y se observó que el pico de la respuesta transversal no depende de campo magnético, se obtienen dos zonas: a) rango de corrientes donde la dependencia en campo es fuerte, $I < 1.1$ y b) rango independiente de campo magnético, $I > 1.1$. Esto se puede observar en las gráficas log-log de la Fig 2.

En la Fig.3 podemos observar la dependencia en corriente del ángulo del voltaje a la misma temperatura que las gráficas anteriores, $T=0.02$. A corrientes bajas, donde comienza a ser finita la respuesta, presenta un incremento y luego una caída que dependen de la intensidad del campo. A corrientes altas el ángulo tiende a ser el de la corriente aplicada. En la caída del ángulo del voltaje el rango de corrientes donde este es mínimo aumenta a medida que la densidad de campo disminuye. En la densidad de pares vórtices-antivórtices tenemos evidencia que éstos son considerables a corrientes por

encima de $I=1.1$, es decir donde se halla el máximo en la respuesta transversal.

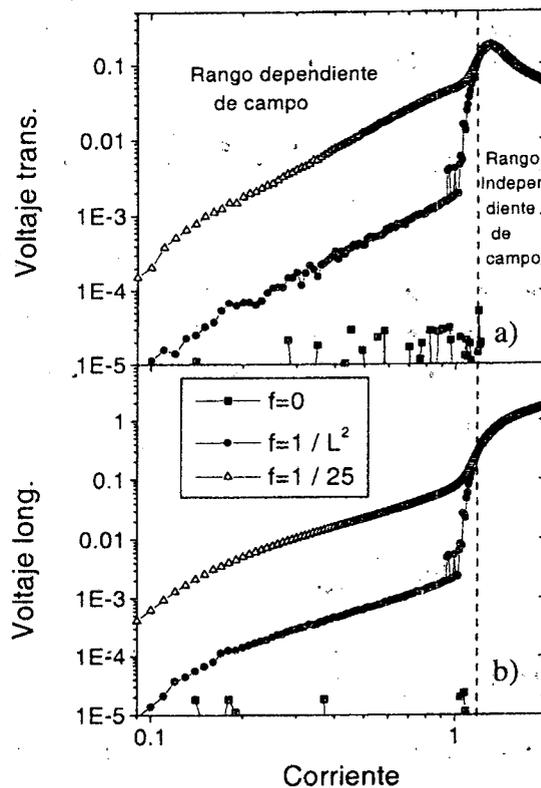


Figura 2. Voltajes a $T=0.02$ en función de campo magnético. a) Voltajes transversales b) Voltajes longitudinales.

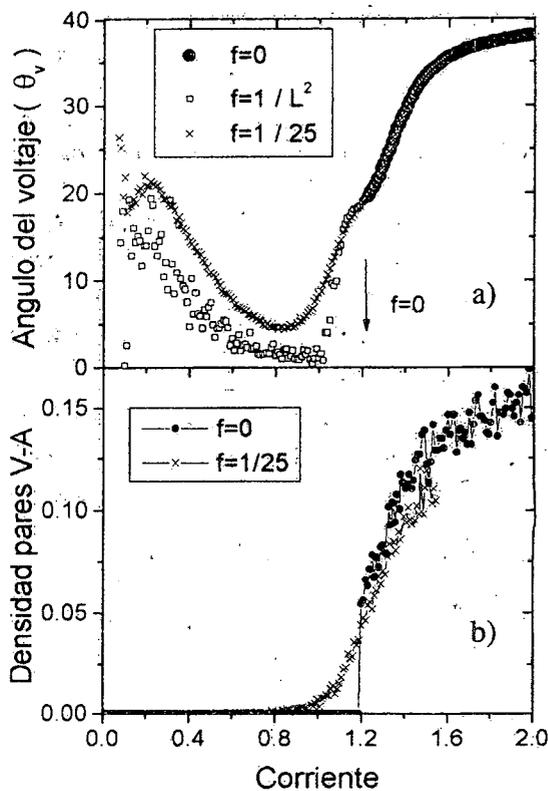


Figura 3. Curvas a $T=0.02$. a) Ángulo del voltaje para distintos campos, en una red de 32×32 a $f=0$ y $f=1/L^2$ y en una red de 50×50 a $f=1/25$. b) Densidad de pares vórtices-antivórtices.

En la dependencia en temperatura del ángulo del voltaje (Fig 4a) se observa a temperaturas altas, un ángulo de respuesta muy próximo al ángulo de la corriente aplicada para todo el rango de corrientes, y a temperatura nula el rango de respuesta en la dirección de los ejes de la red de juntas es amplia, $0.15 < I < 1.22$. Este rango comienza a disminuir a medida que crece la temperatura y el pico de corrientes bajas solo existe a temperaturas por debajo de la de fusión de la red de vórtices⁸ $T_M \sim 0.05$. Estudiamos también la dependencia en temperatura de las curvas IV, donde se obtiene la caída del pico de la respuesta transversal, Fig 4b), y la desaparición del mismo al aproximarse a la temperatura de Kosterlitz-Thouless ($T_{KT} \sim 0.9$).

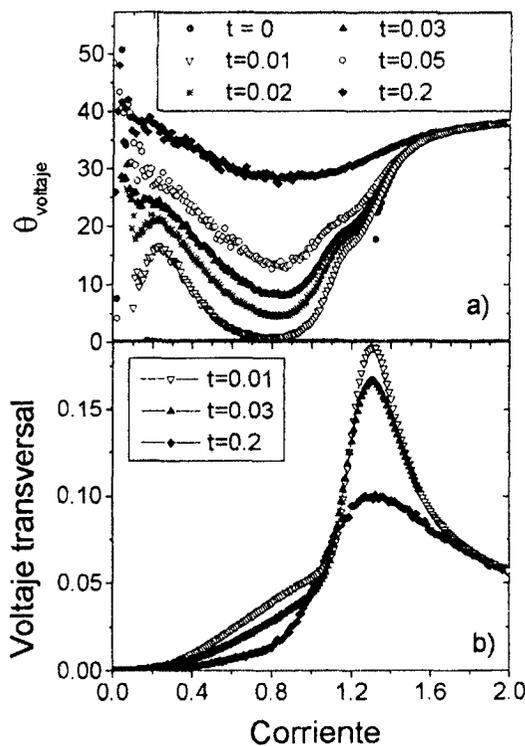


Figura 4. Ángulo del voltaje (a) y voltaje trasversal (b) para distintas temperaturas, en una red de 50×50 a $f=1/25$.

Segundo caso: calculamos para un amplio rango de temperaturas y módulos de corriente, voltajes en x vs voltajes en y y ángulo del voltaje vs ángulo de la corriente aplicada. En la Fig 5a) se observan curvas V_x vs V_y obtenidas variando el ángulo de la corriente de 0 a 2π , a módulo de la corriente constante $I=1.2$ para distintas temperaturas. A temperaturas bajas, $T < 0.3$, se observa para un rango de ángulos, sólo respuesta en x, es decir V_x finito y V_y cero o viceversa. Es decir que los vórtices se mueven sólo en las direcciones x,y de la red

de juntas. Cuando el ángulo de la corriente es 45° se observa una reentrancia de los voltajes debido al aumento de la corriente crítica en un factor geométrico $\sqrt{2}$. A temperaturas mayores, $T > 0.3$, no se observa anclaje de vórtices. De igual modo pueden analizarse los voltajes en función de corriente y fijando la temperatura, en este caso $T=0.05$ (Fig 5b)). Se observa aún anclaje de vórtices hasta corrientes altas, $I=1.6$. A medida que crece la temperatura el anclaje desaparece a corrientes menores.

De las curvas ángulo del voltaje vs ángulo de la corriente aplicada se obtiene un ángulo crítico (β_c) a partir del cual el ángulo del voltaje es distinto de cero. De este puede obtenerse la corriente crítica transversal: $I_{c,cr} = I \text{sen}(\beta_c)$. De este modo se estudió la dependencia en módulo de corriente y en temperatura de la corriente crítica transversal, la cual decae a medida que crece la temperatura.

Experimentalmente se obtienen curvas voltaje en x vs voltaje en y para distintos ángulos de la corriente, y las mismas son semejantes a las calculadas (Fig 5a) 5b)). Este es un buen modo de determinar el anclaje de la red de vórtices.

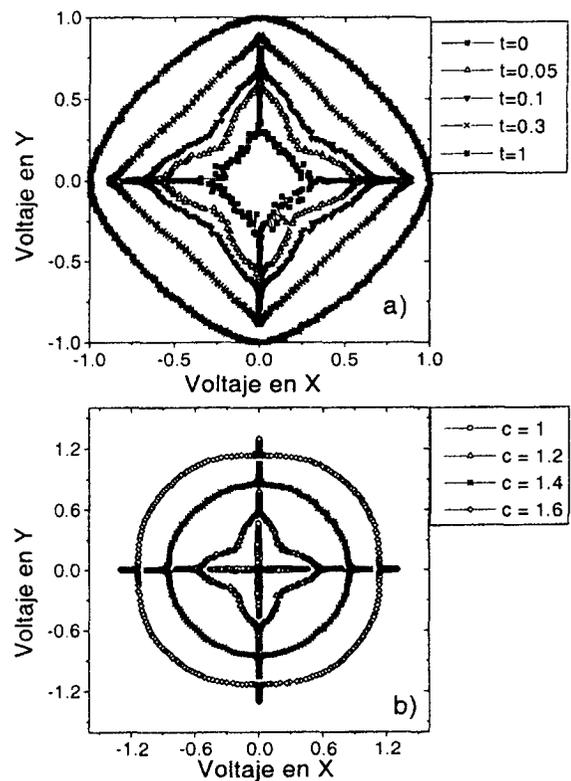


Figura 5. Voltajes en x vs voltajes en y para un vórtice en redes de 32×32 juntas. (a) Módulo de la corriente fijo $I=1.2$ y temperatura variable. (b) Temperatura fija $T=0.05$ y módulo de la corriente variable.

IV. CONCLUSIONES

La dependencia de las propiedades de transporte con la dirección de la corriente aplicada en redes de Junturas Josephson varía fuertemente con el campo magnético a corrientes bajas, mientras que es independiente de campo a corrientes por encima de la crítica. Este mismo comportamiento se observa en el ángulo del voltaje. El máximo en la respuesta transversal es independiente del campo magnético, decae en temperatura y se halla a corrientes cercanas a la corriente crítica de una juntura, donde la formación de pares comienza a ser considerable. Las respuestas en voltaje en función del ángulo de la corriente muestran evidencias del anclaje de vórtices en el potencial periódico de la red cuadrada y su dependencia en corriente y temperatura. Esto evidencia ser un buen modo para estudiar experimentalmente el anclaje transversal de redes de vórtices en CJJ. Los resultados de las simulaciones muestran excelente acuerdo con los experimentales.

Referencias

1 - B. Pannetier *et al.*, Phys. Rev. Lett. **53**, 1845 (1984).

2 - M. S. Rzchowski *et al.*, Phys. Rev. B **42**, 2041 (1990).

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. Teitel, 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 - V.I. Marconi, D. Domínguez, Phys. Rev. Lett. **82**, 4922 (1999).

9 - 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).

10 - T. Giamarchi and P. Le Doussal, Phys. Rev. Lett. **76**, 3408 (1996); P. Le Doussal and T. Giamarchi, Phys. Rev. B **57**, 11356 (1998).

11 - L. Balents, M. C. Marchetti and L. Radzihovsky, Phys. Rev. B **57**, 7705 (1998).

12 - F. Pardo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 4633 (1997).

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 - J.S. Chung, K. H. Lee and D. Stroud, Phys. Rev. B **40**, 6570 (1989).

15 - D. Domínguez, Phys. Rev. Lett. **72**, 3096 (1994). Jensen, Phys. Rev. B **55**, 8473 (1997).