

ORDENAMIENTO DINÁMICO DEL FLUJO DE VÓRTICES EN FILMS SUPERCONDUCTORES: RUIDO, DIFUSIÓN Y ORDEN TRASLACIONAL

A.B.Kolton^{a,*}, D. Domínguez^a, N.Grønbech-Jensen^b y A.R.Bishop^b

^a Instituto Balseiro, Centro Atómico Bariloche, 8400 Bariloche, Argentina

^b Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM87545, USA

e-mail: koltona@cab.cnea.edu.ar

Presentamos resultados de simulaciones de dinámica molecular del flujo de vórtices en films superconductores amorfos bidimensionales con desorden puntual, modelando correctamente la interacción vórtice-vórtice con un potencial logarítmico. Caracterizamos los distintos regímenes de flujo que existen en función de la corriente externa aplicada analizando el ruido a bajas frecuencias en el voltaje paralelo y transversal a la dirección de la corriente y analizando la difusión transversal. Estudiamos el factor de estructura, y la respuesta corriente voltaje (I-V). Encontramos que el ruido transversal ("ruido Hall") es muy grande en el régimen de flujo plástico y se reduce en varios órdenes de magnitud en la transición dinámica a un sistema de vórtices en movimiento en canales elásticos, debido a la "localización" brusca de vórtices en la dirección transversal. Este pronunciado cambio en el ruido Hall podría ser un buen indicio experimental de la transición al vidrio transversal en movimiento.

We will present molecular dynamics simulations of current driven vortices in a two dimensional superconducting thin film with pinning defects. We model the vortex-vortex interaction with a logarithmic potential. We characterize the different flow regimes that exist as a function of the current by analyzing the voltage noise both in the longitudinal direction and the transverse direction ("Hall noise"), and the transverse diffusion. We also study the structure factor and the voltage response. We find that the voltage noise in the transverse direction is very large in the plastic flow regime and drops by many orders of magnitude in the dynamical transition to a system of vortices moving in elastic channels, due to vortex localization in the transverse direction. Such a sharp transition in the Hall noise could be a good experimental signature of the onset of the moving transverse glass regime.

1-INTRODUCCIÓN

El problema del transporte colectivo no-lineal en medios desordenados es de gran interés en una amplia variedad de sistemas físicos¹. En particular, el estudio de la dinámica de sistemas que tienden a formar espontáneamente estructuras periódicas ha atraído mucha atención. Un ejemplo prominente de tales sistemas es la red de vórtices en superconductores tipo II desordenados. El problema consiste en aplicar una corriente externa en el superconductor en su estado mixto y analizar el movimiento de los vórtices con la presencia de un potencial desordenado. La competencia entre elasticidad, periodicidad, desorden estático, fluctuaciones térmicas y fuerza externa dan lugar a una dinámica muy compleja con múltiples regímenes de flujo en función de la corriente, la temperatura, el desorden y el campo magnético aplicado.

Está bien establecido que la transición dinámica de vórtices anclados a vórtices en movimiento en la corriente crítica, toma lugar a través de canales de flujo plástico con respuesta I-V no-lineal². Al aumentar la

corriente la red se ordena dinámicamente formando una estructura topológicamente distinta de canales estacionarios con respuesta IV lineal. La *transición de fase dinámica* entre una fase plásticamente deformada y una red ordenada en movimiento fue propuesta por primera vez por Koshelev y Vinokur³ y experimentalmente ha sido sugerida por mediciones de transporte^{4,5} y difracción de neutrones⁶. Experimentalmente también ha sido estudiado el orden temporal de la red de vórtices, concentrándose principalmente en el ruido del voltaje longitudinal en el régimen de flujo plástico^{7,8}. Desde el punto de vista teórico la naturaleza de las fases dinámicas y sus transiciones es actualmente controversial, y la discusión está centrada principalmente en la descripción de la transición de desanclaje y en el orden espacio-temporal de la fase dinámica a corrientes altas. En dos dimensiones, Balents et al. han propuesto la existencia de una fase dinámica con orden local *esméctico* en la dirección transversal al movimiento pero asintóticamente líquida, debido a la proliferación de defectos a gran escala⁹. Por otra parte Giamarchi y Le Doussal proponen otro tipo de fase

* Autor a quién debe enviarse la correspondencia

dinámica: el *vidrio transversal en movimiento*, fase que exhibe una corriente crítica transversal efectiva debido a la existencia de barreras para el movimiento en esta dirección¹⁰.

En este trabajo abordamos, mediante simulaciones de dinámica molecular (MD) del flujo de vórtices en dos dimensiones, la cuestión de la caracterización, a través de parámetros de orden adecuados, de los distintos regímenes dinámicos y sus transiciones en función de la corriente en films superconductores desordenados. Encontramos cuatro regímenes de flujo diferentes incrementando la corriente desde cero: (1)- *vórtices anclados*, (2)- *líquido* (3)- *esméctico transversal* y (4)- *vidrio transversal*. Encontramos que el ruido Hall a bajas frecuencias cae varios órdenes de magnitud y la constante de difusión transversal a cero en la transición del régimen esméctico al vidrio [(3)-(4)]. Proponemos por esto la medición del ruido Hall a bajas frecuencias como un buen indicio experimental de dicha transición. Por otra parte, encontramos también que en la transición del líquido al esméctico [(2)-(3)] el ruido a bajas frecuencias es isotrópico siendo el ruido longitudinal mayor que el ruido Hall en los regímenes del líquido y del vidrio, mientras que este último es más importante en el esméctico. El ruido longitudinal a bajas frecuencias presenta un pico en la transición de desanclaje [(1)-(2)]. Encontramos también que el máximo en la curva de resistividad diferencial y el máximo en la constante de difusión transversal coinciden con la transición [(2)-(3)] del líquido al esméctico.

Por lo tanto, mediante mediciones de transporte sería posible identificar todas las transiciones estructurales de la red de vórtices en curvas I-V.

2-METODOLOGÍA

Las simulaciones numéricas de dinámica molecular de Refs. 3, 11, 12 son en dos dimensiones con un potencial de interacción entre vórtices de corto alcance. Un potencial de interacción de este tipo en dos dimensiones corresponde a una interacción vórtice-vórtice en tres dimensiones considerando a los vórtices como varillas rígidas, y el rango del potencial está entonces dado por la longitud de penetración λ . Esto es correcto sólo para films superconductores con espesor d mayor que la longitud de penetración λ pero menor que la longitud de correlación de Larkin y Ovchinnikov¹³. Para films realmente delgados tales que $d \ll \lambda$ las interacciones son de largo alcance¹⁴. En Ref.2 se proveen las primeras simulaciones de MD realistas en films delgados amorfos teniendo en cuenta la interacción de largo alcance entre vórtices. Consecuencias importantes de las interacciones de largo alcance, en contraste con las de corto alcance, son que la elasticidad es no-local a todas las escalas de longitud y que las constantes elásticas de la red cumplen $C_{66} \sim C_{11}$, favoreciendo así el flujo en filamentos. El potencial de interacción se puede calcular a partir del modelo de London para una geometría

bidimensional¹⁴. En unidades normalizadas el potencial de interacción vórtice-vórtice tiene la siguiente forma:

$$U_{vv} = H_0(r_{ij}) - N_0(r_{ij}) \quad (1)$$

donde H_0 y N_0 son las funciones de Struve y Neumann, respectivamente, y $r_{ij} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$ es la distancia normalizada en dos dimensiones entre el vórtice i y el vórtice j . Las distancias están normalizadas a la longitud de coherencia ξ y las energías a la amplitud del potencial de interacción entre vórtices $E_0 = \phi_0 / 8\pi\Lambda^2$, donde $\Lambda = 2\lambda^2/d$ es la longitud de penetración efectiva y d el espesor de la muestra. Para films delgados en general $\Lambda \gg L$, donde L es el tamaño de la muestra. En estas condiciones el potencial de interacción se puede aproximar bien por uno logarítmico: $U_{vv} = -\ln(r_{ij})$.

El potencial de interacción de los vórtices con las impurezas es modelado de la siguiente manera¹²:

$$U_{vp} = -A_p e^{-r} \quad (2)$$

donde A_p es la amplitud del potencial de anclaje y r es la distancia entre el vórtice y el centro de anclaje. El rango del potencial de anclaje fue tomado igual a la longitud de coherencia. Los centros de anclaje se distribuyeron con posiciones aleatorias.

La fuerza sobre los vórtices normalizada es una fuerza de Lorentz: $\mathbf{F} = \mathbf{J} \times \mathbf{z}$ con $\mathbf{z} \parallel \mathbf{B}$. Se asumió $\mathbf{J} \parallel \mathbf{x}$ y por lo tanto $\mathbf{F} \parallel \mathbf{y}$. La corriente fue normalizada a $\phi_0 d \Lambda / E_0$.

La ecuación de movimiento normalizada para el i -ésimo vórtice es:

$$\frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = -\sum_{j \neq i} \bar{\nabla}_i U_{vv}(r_{ij}) - \sum_k \bar{\nabla}_i U_{vp}(r_{ik}) + \bar{\mathbf{F}} \quad (3)$$

donde $\bar{\nabla} = (\partial/\partial x_i, \partial/\partial y_i)$. El tiempo fue normalizado a $\xi v / E_0$, donde v es el parámetro de fricción del que se estimó en función de la resistividad normal ρ_n del material a través del modelo de Bardeen-Stephen como: $\rho \approx \phi_0 d H_{c2} / \rho_n$ ¹⁵.

Para simular el sistema con condiciones de contorno periódicas e interacciones de largo alcance, se utiliza el mismo método que en Ref.10, donde la interacción entre un vórtice y todas las imágenes periódicas de los otros vórtices es evaluada a través de una suma convergente rápida y exacta. Los parámetros de la simulación fueron elegidos para lograr una correspondencia con parámetros experimentales realistas en films delgados amorfos de $\text{Mo}_{77}\text{Ge}_{23}$. Simulamos una muestra de este material de dimensiones $L_x \times L_y \times L_z = 0.5 \text{ mm} \times 2.8 \text{ mm} \times 60 \text{ \AA}$, con un campo externo aplicado de 5T. A partir de estos datos determinamos la densidad de vórtices a partir de la relación $a_0 = (\phi_0/B)^{1/2}$, donde a_0 es la distancia media entre vórtices y B el campo magnético. Como el material es amorfo, nos pareció razonable elegir la densidad de defectos aproximadamente dos veces más grande que la densidad de vórtices. Para estimar el orden de magnitud de la amplitud del potencial de anclaje usamos

el valor medido en Ref. 5 de la corriente crítica y a través de la teoría del anclaje colectivo (aunque no es estrictamente válida aquí) obtuvimos $A_p = 5 \times 10^{-2} (n_v/n_p)^{1/2}$ donde n_v es la densidad de vórtices y n_p la densidad de centros de anclaje. En las unidades adimensionalizadas simulamos un sistema de $L_x \times L_y = 50 \times 43.3$ (para no frustrar la formación de la red perfecta construimos una celda rectangular adecuada) de tamaño, con $N_v = 256$ vórtices y $N_p = 500$ centros de anclaje con amplitud de anclaje $A_p = 0.2$. El paso de tiempo Δt fue elegido de tal forma que $v_m \Delta t < 0.05$, donde v_m es la velocidad de un vórtice desanclado bajo la acción única de la máxima corriente de la simulación (es decir resuelve mas del 5% del rango de anclaje para la corriente más alta).

Las simulaciones consistieron en evolucionar el sistema con la ecuación de movimiento (3) durante un número total $N_t = 67536$ de pasos de MD, incluidos $N_e = 2000$ pasos de equilibración (que aseguran la estabilidad energética), para cada corriente. La corriente adimensionalizada se incrementó desde $I_{inicial} = 0$ a $I_{final} = 5 \approx 16I_c$ de a pasos de $\Delta I = 0.2 \approx 2I_c/3$, donde I_c es la corriente crítica adimensionalizada, y para cada una se tomó como configuración inicial de vórtices la configuración final de la corriente anterior. Se tomó como configuración inicial a corriente cero la red triangular perfecta para simular la situación experimental de "field-cooling". Para cada corriente, y después de cada período de equilibración, se calculó y promedió el factor de estructura.

$$S(\bar{k}) = \frac{1}{N_v^2} \left| \sum_i e^{i\bar{k} \cdot \bar{r}_i} \right|^2 \quad (4)$$

donde \bar{r}_i es la posición del i -ésimo vórtice. Calculando los desplazamientos cuadráticos medios de los vórtices en la dirección x se calculó la constante de difusión transversal D_x a partir de la relación de Einstein,

$$\left\langle |x_i(t) - x_i(0)|^2 \right\rangle \approx 4\pi D_x t \quad (5)$$

(chequeando la validez de esta relación en cada régimen observado). El voltaje instantáneo transversal y longitudinal a la corriente adimensionalizado es proporcional a la velocidad media de los vórtices en las direcciones transversal (V_x) y longitudinal (V_y) a la fuerza (que es perpendicular a la corriente) respectivamente,

$$V_x = \frac{1}{N_v} \sum_i dx_i/dt, V_y = \frac{1}{N_v} \sum_i dy_i/dt \quad (6)$$

A partir de los valores instantáneos del voltaje en las dos direcciones, se calcularon las transformadas de Fourier en el tiempo para obtener sus espectros de potencias,

$$S_x(\omega) = \frac{1}{T} \left| \int_0^T e^{i\omega t} V_x(t) dt \right|^2, S_y(\omega) = \frac{1}{T} \left| \int_0^T e^{i\omega t} V_y(t) dt \right|^2 \quad (7)$$

Se promediaron las diez primeras frecuencias (determinadas por el intervalo de tiempo muestreado en el

voltaje) de estos espectros, en función de la corriente. Las simulaciones discutidas aquí son a temperatura $T=0$.

3-RESULTADOS

Ahora discutiremos los resultados obtenidos. En la figura 1 mostramos las curvas de voltaje V y resistencia diferencial dV/dI para el rango de corrientes de la simulación. Se observa una corriente crítica $I_c \approx 0.3$, a partir de la cual la respuesta es no-lineal y distinta de cero como se puede ver en la curva de dV/dI vs I . Para corrientes grandes, la respuesta es lineal. Se observa un pico en la curva dV/dI para la corriente $I_{ls} \approx 1$.

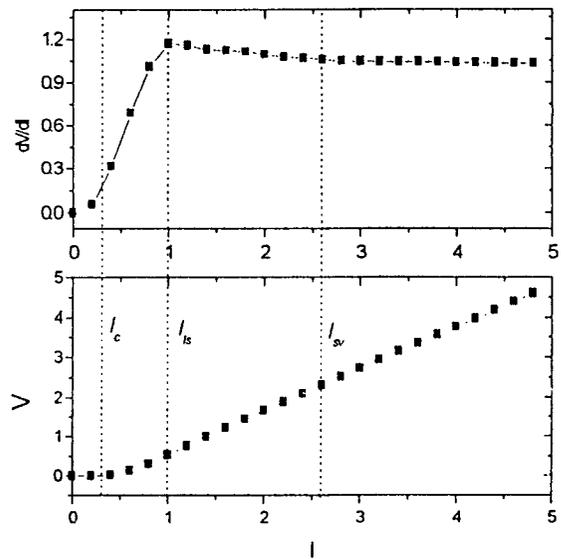


FIG 1. Voltaje y resistencia diferencial en función de la corriente externa aplicada. Se indican con líneas punteadas las corrientes que dividen los distintos regímenes de flujo.

En la figura 2 mostramos la configuración de canales estacionarios por los que se mueven los vórtices en cada régimen de flujo. La configuración fue obtenida después de la equilibración registrando las trayectorias de los vórtices durante un intervalo de tiempo suficientemente largo. Observamos un régimen de vórtices anclados para $I < I_c$ en el cual los vórtices permanecen en posiciones fijas, determinadas por el estado de equilibrio metaestable más cercano alcanzado durante la relajación de la red perfecta. Aumentando la corriente tal que $I \geq I_c$ el régimen de flujo es plástico, por la aparición de unos pocos canales entre vórtices quietos, resultando en una distribución de velocidades de vórtices bimodal. La estructura de canales en este régimen es muy tortuosa, permitiendo a un vórtice moverse con poca dificultad en la dirección transversal a la fuerza. A medida que aumentamos la corriente más vórtices se ponen en movimiento, y más canales estacionarios aparecen. Para $I \approx I_{ls}$ todos los vórtices están

en movimiento. La estructura de canales por encima de ésta corriente es menos tortuosa y los vórtices se mueven preferentemente en canales más rectos, sufriendo cada tanto transiciones entre ellos a través de canales delgados menos frecuentados. Esto sugiere que en éste régimen no existen barreras infranqueables para el movimiento transversal de vórtices. A medida que aumentamos la corriente en este régimen los canales empiezan a acoplarse elásticamente en la dirección transversal, dando como resultado la aparición de orden traslacional transversal (evidenciado en la estructura periódica de los canales en esa dirección). Aumentando la corriente un nuevo régimen de flujo aparece para $I \approx I_{sv}$ debido a la desaparición completa de transiciones entre canales. Esta desaparición de transiciones sugiere la aparición de "barreras" para el movimiento transversal como ocurre para el vidrio transversal en movimiento descrito en Ref. 3.

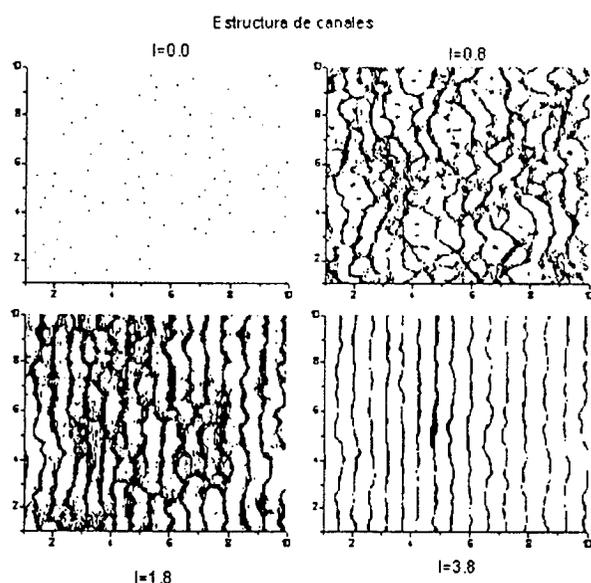


FIG.2. Configuración de canales estacionarios en los distintos regimenes dinámicos.

En la figura 3a mostramos el factor de estructura promediado dinámicamente de la red de vórtices para corrientes incluidas dentro de cada uno de los regimenes de flujo observados anteriormente (el promediado en el tiempo es malo para corrientes chicas debido a la cantidad de vórtices quietos). En función de la corriente se observa la aparición gradual de picos en posiciones que correspondiente a los picos de Bragg del espacio recíproco para una red triangular perfecta, con parámetro de red determinado por la densidad de vórtices: $[K_x, K_y] = \pm 2\pi/a_0 [1/2, \sqrt{3}/2]$, $[K_x, K_y] = \pm 2\pi/a_0 [-1/2, \sqrt{3}/2]$ y $[K_x, K_y] = \pm 2\pi/a_0 [1, 0]$. En la figura 3b mostramos la altura de estos picos del factor de estructura en función de la corriente (en la figura interna se indica la posición de estos picos en el

espacio recíproco). Los de $K_y=0$ (picos transversales) indican el grado de orden transversal y los de $K_y \neq 0$ (picos longitudinales) el orden longitudinal. Vemos que el orden traslacional es anisotrópico para corrientes mayores que I_c , mostrando mayor orden en la dirección transversal a la velocidad media de los vórtices. También podemos distinguir en este caso los cuatro regimenes mencionados arriba, separados por las mismas corrientes. En el régimen $I < I_c$ el orden traslacional es isotrópico, con orden local de muy corto alcance, resultado de la relajación de la red perfecta sobre el potencial de anclaje. Para $I > I_c$ los picos transversales del factor de estructura empiezan a crecer y el sistema se vuelve anisotrópico con orden mayor en la dirección transversal. En $I \approx I_{sv}$ la pendiente en el crecimiento del pico transversal tiene un cambio brusco, aunque manteniéndose siempre positiva, indicando la aparición de un régimen nuevo. Para esta corriente empiezan a crecer los picos longitudinales indicando la aparición de orden traslacional de corto alcance en la dirección paralela a la velocidad media de los vórtices. Debido a la forma del factor de estructura y la estructura de canales observados en los distintos regimenes, podemos caracterizarlos como *vórtices anclados* para $I < I_c$, *líquido* para $I_c < I < I_{sv}$, *esméctico transversal* para $I_{sv} < I < I_{sv}$ y *vidrio transversal en movimiento* para $I_{sv} < I$. Estos son los posibles candidatos como fases dinámicas a gran escala, y su verificación exige de un cuidadoso análisis de tamaño¹⁶.

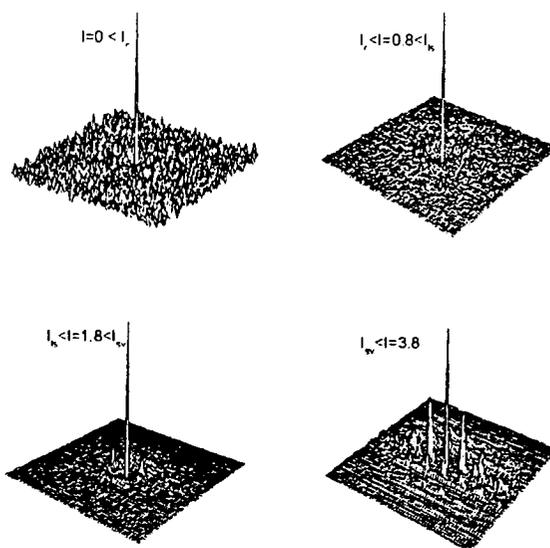


FIG 3a. Factor de estructura para los 4 regimenes observados en función de la corriente.

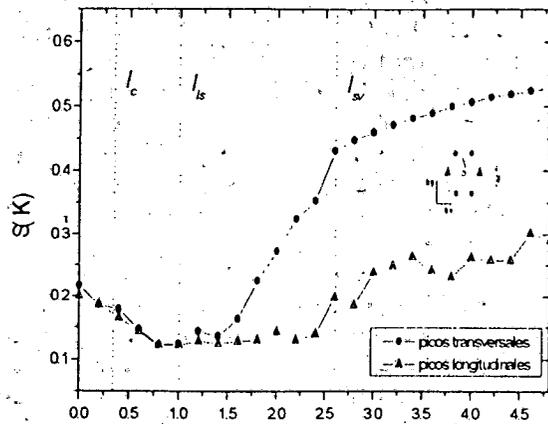


FIG 3b. Factor de estructura en los picos. El dibujo interno indica la ubicación de los mismos en el espacio recíproco. Con líneas punteadas se muestran las corrientes que separan regímenes.

En la figura 4 mostramos el ruido promedio a bajas frecuencias en las direcciones longitudinal y transversal (ruido Hall). El ruido Hall empieza a crecer rápidamente en la corriente I_c hasta la corriente $I_{sv} \approx 2.5$ donde decae bruscamente 5 órdenes de magnitud y se mantiene en el mismo nivel para corrientes más altas. El ruido longitudinal sube tres órdenes de magnitud en I_c y luego decae un orden de magnitud y medio hasta la corriente I_{sv} y luego empieza a crecer de nuevo lentamente con la corriente. En la figura 4 también podemos observar que el ruido es isotrópico alrededor de la corriente I_{ls} , y que el ruido longitudinal es mayor que el ruido Hall para $I_c < I_{ls}$ y $I_{ls} < I_{sv}$ mientras que este último es mayor para $I_{ls} < I < I_{sv}$. Podemos distinguir entonces, a partir de éstos resultados, los 4 regímenes de flujo separados por las mismas corrientes características I_c , I_{ls} y I_{sv} .

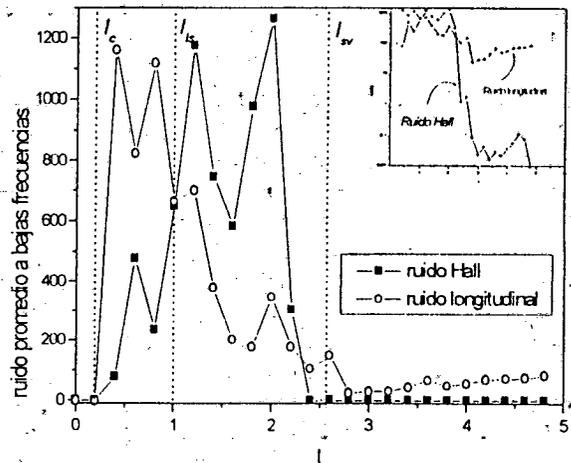


FIG 4. Espectro de potencias del voltaje transversal y longitudinal promedio a bajas frecuencias (en la figura interna se comparan los ruidos en escala logarítmica).

En la figura 5 mostramos la constante de difusión transversal D_x en función de la corriente. Esta fue calculada para una configuración de desorden distinta al resto de las cantidades. Observamos difusión transversal sólo en los regímenes esméctico y líquido, y en los otros regímenes los desplazamientos cuadráticos medios son acotados. La constante de difusión transversal empieza a crecer en I_c y tiene el máximo en I_{ls} . Luego decrece a cero para un valor mayor que I_{sv} debido a que el cambio de régimen del esméctico al vidrio es muy sensible a la configuración del desorden para tamaños finitos. Se comprobó, sin embargo que el valor para el que la constante de difusión transversal cae a cero es el que corresponde al de la caída brusca del ruido Hall y el cambio de pendiente en el crecimiento de los picos transversales para esa configuración de desorden. Por lo tanto vamos llamar I_{sv} al valor de la corriente donde la difusión transversal desaparece. La anulación de la constante de difusión transversal indica una fuerte y rápida "localización de vórtices en la dirección transversal" en la transición del esméctico transversal al vidrio transversal. Es importante observar también que el máximo en dV/dI de la figura 1 ocurre a $I=I_{ls}$.

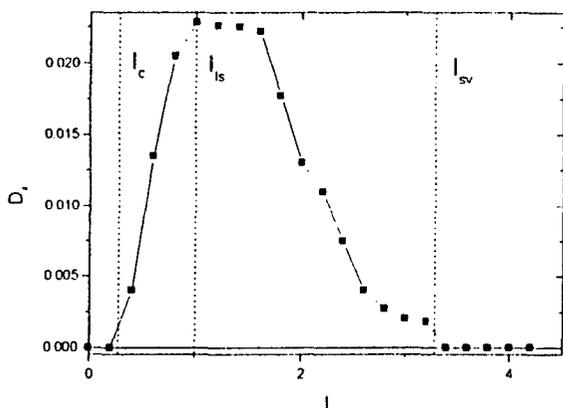


FIG.5 Constante de difusión transversal. Se indica con línea de puntos la separación entre los distintos regímenes.

4-DISCUSSION Y CONCLUSIONES

En este trabajo mostramos los distintos regímenes que aparecen en función de la corriente externa aplicada que resultan de la competencia entre desorden, fuerza externa y interacciones en films superconductores bidimensionales. Encontramos 4 regímenes de flujo, que desde el punto de vista estructural y desde el de las propiedades del flujo podemos denominar como: *vórtices anclados*, *líquido*, *esméctico transversal* y *vidrio transversal*. Quedan abiertas dos cuestiones muy importantes referidas a la caracterización de las fases dinámicas: la de la estabilidad de estos regímenes en el límite asintótico de tamaños de sistema y el estudio de los efectos de memoria. Por lo tanto, sólo podemos proponer estos regímenes como candidatos a fases dinámicas posibles de observar en el límite asintótico, si se prepara el sistema de la misma forma que se lo hizo en la simulación. Dilucidar ésta cuestión exige un estudio de efectos de tamaño¹⁶ y de metaestabilidad.

Encontramos que el ruido Hall, no medido hasta ahora experimentalmente, podría ser un muy buen indicio de una *transición entre una fase esméctica a un vidrio transversal*. Encontramos que esta transición dinámica está relacionada con la desaparición brusca de transiciones de vórtices individuales entre canales del esméctico transversal, y que la constante de difusión transversal (que se anula para esta transición dinámica) puede ser usada como parámetro de orden. Del análisis del factor de estructura podemos relacionar ésta transición con el acoplamiento elástico entre canales en la dirección del movimiento.

También mostramos que la *transición del líquido al esméctico transversal* se puede caracterizar por la isotropía en el desorden temporal a grandes escalas de tiempo. Encontramos también que en esta transición la

constante de difusión transversal y la resistencia diferencial tienen su valor máximo.

Por otro lado, la *transición de vórtices anclados al líquido* en la corriente crítica está bien caracterizada por la aparición de voltage longitudinal y del ruido longitudinal a bajas frecuencias.

Con nuestras simulaciones hemos mostrado que es posible caracterizar todas las transiciones estructurales de la red de vórtices en curvas I-V, mediante mediciones de transporte. En particular, la medición del ruido Hall podría ser un excelente indicio experimental de la posible transición a un vidrio transversal en movimiento.

¹ ver, por ejemplo, D.S.Fisher, en *Nonlinearity in Condensed Matter*, edited by A.R.Bishop *et al.* (Springer Verlag, New York, 1987).

² N.Gronbech-Jensen *et al.*, Phys. Rev. Lett. 76, 2985 (1996).

³ A.E.Koshelev, Physica(Amsterdam) 198C, 371 (1992); A.E.Koshelev and V.M.Vinokur, Phys.Rev.Lett. 73, 3580 (1994). A.-C.Shi and A.J. Berlinsky, Phys. Rev. Lett. 67, 919 (1991); O. Pla and F. Nori, *ibid.* 67, 919.

⁴ S. Bhattacharya and M.J. Higgins, Phys. Rev. Lett. 70, 2617 (1993); Phys. Rev. B 49, 10005 (1994); A.C. Marley *et al.*, Phys. Rev. Lett. 74, 3029 (1995).

⁵ M. C. Hellerqvist *et al.*, Phys. Rev. Lett. 76, 4022 (1996).

⁶ U.Yaron *et al.*, Nature (London) 376, 753 (1995).

⁷ W.J. Yeh, Y.H. Kao, Phys. Rev. B 44, 360 (1991).

⁸ R.D. Merithew *et al.*, Phys. Rev. Lett. 77, 3197(1996).

⁹ L.Balents, M.C.Marchetti and L.Radzihovsky, Phys. Rev. Lett. 78, 751 (1997); Phys.Rev. B 57, 7705 (1998).

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

¹¹ E.H.Brandt, Phys. Rev. Lett. 50, 1599 (1983).

¹² H.J.Jensen *et al.*, Phys. Rev. Lett. 60, 1676 (1988);

H.J.Jensen *et al.*, J.Low Temp.Phys. 74, 293 (1989).

¹³ A.I.Larkin and Yu.N.Ovchinnikov, J.Low.Temp.Phys. 34, 409 (1979).

¹⁴ J.Pearl, Appl.Phys.Lett. 5, 65 (1964).

¹⁵ J.Bardeen and M.J.Stephen, Phys.Rev. 140, A1197 (1965).

¹⁶ A.B.Kolton, D.Dominguez, N.G.Jensen, A.R.Bishop, *trabajo en preparación*.

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