

# ORDENAMIENTO DINAMICO EN EL EJE C EN SUPERCONDUCTORES LAMINARES ALTAMENTE ANISOTROPICOS

Alejandro B. Kolton,<sup>\*1</sup> Daniel Domínguez,<sup>1</sup> Cynthia J. Olson<sup>2</sup> y Niels Grønbech-Jensen<sup>3,4</sup>

<sup>1</sup> *Centro Atómico Bariloche, 8400 S. C. de Bariloche, Río Negro, Argentina*

<sup>2</sup> *Department of Physics, University of California, Davis, California 95616*

<sup>3</sup> *Department of Applied Science, University of California, Davis, California 95616*

<sup>4</sup> *NERSC, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, California 94720*

(\*koltona@cab.cnea.gov.ar)

Estudiamos la dinámica de vórtices en superconductores laminares altamente anisotrópicos con anclaje desordenado fuerte. Por encima de la fuerza crítica  $F_c$  encontramos un régimen de flujo plástico en el cual los panqueques de distintos planos están desacoplados, correspondiente a un *gas de panqueques*. A una fuerza mayor encontramos un régimen de "flujo esméctico", con orden de corto alcance en el eje  $c$ , correspondiente a un *líquido enredado de líneas*. Para fuerzas aún más altas los desplazamientos transversales se congelan, dando lugar a un *sólido transversal*. Finalmente, a una fuerza  $F_s$ , los desplazamientos longitudinales se congelan dando lugar a un *sólido coherente de líneas rígidas*.

We study a 3D model of driven vortices in weakly coupled layered superconductors with strong disordered pinning. Above the critical force  $F_c$ , we find a plastic flow regime in which pancakes in different layers are uncoupled, corresponding to a *pancake gas*. At a higher  $F$ , there is an "smectic flow" regime with short-range interlayer order, corresponding to an *entangled line liquid*. Later, the transverse displacements freeze and vortices become correlated along the  $c$ -axis, resulting in a *transverse solid*. Finally, at a force  $F_s$ , the longitudinal displacements freeze and we find a *coherent solid of rigid lines*.

## I INTRODUCCION

Es bien conocido que una corriente externa puede inducir orden en la red de vórtices en superconductores con desorden [1] y por mucho tiempo se creyó que la fase dinámica de alta corriente tendría orden cristalino. Sin embargo recientemente se mostró que diferentes tipos de orden son posibles a altas corrientes, dependiendo de la fuerza de anclaje y la dimensionalidad [2-7]. Esto ha conducido a numerosos estudios teóricos [2,3], experimentales [4] y numéricos [5-7]. Un estructura tipo cristal, que podría ser o un cristal perfecto [2] o un vidrio de Bragg [3], es sólo posible en  $d = 3$  a altas corrientes. En  $d = 2$ , o en  $d = 3$  para corrientes intermedias, se espera un vidrio transversal, con orden sólo en la dirección perpendicular a la fuerza impulsora [3,6,7]. En el diagrama de fase de vórtices, el comportamiento de las correlaciones de las líneas de vórtice a lo largo de la dirección del campo magnético (eje  $c$ ) ha sido discutido intensivamente en trabajos experimentales [8] y teóricos [9]. En el caso de vórtices en movimiento, en cambio, poco es conocido acerca de como se comportan las correlaciones de las líneas en el eje  $c$  en los diferentes regímenes dinámicos. En el presente trabajo analizamos esta cuestión comenzando por el caso más desfavorable: planos débilmente acoplados con anclaje puntual fuerte. Mostramos como el orden a lo largo del eje  $c$  y el orden estructural en cada

plano toman lugar en una secuencia de fases dinámicas a medida que aumentamos la corriente.

## II MODELO

Estudiamos el movimiento de vórtices tipo panqueque en un superconductor laminar, considerando las interacciones magnéticas de largo alcance entre todos los panqueques y despreciando el acoplamiento Josephson.<sup>10</sup> Este modelo es adecuado cuando la separación entre planos  $d$  es mucho menor que la longitud de penetración paralela a los planos  $\lambda_{||}$ .<sup>10</sup> Simulaciones previas del movimiento de vórtices en superconductores 3D han sido realizadas usando dinámica de Langevin de partículas interactuantes con potenciales de corto alcance<sup>11</sup> o el modelo XY 3D isotrópico.<sup>12</sup> La ecuación de movimiento para panqueques en posiciones  $\mathbf{R}_i = (\mathbf{r}_i, z_i) = (x_i, y_i, n_i d)$ , ( $z \equiv \hat{c}$ ), con centros de anclaje en  $\mathbf{R}_p = (\mathbf{r}_p, z_p)$ , es:

$$\eta \frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = \sum_{j \neq i} \mathbf{F}_v(\rho_{ij}, z_{ij}) + \sum_p \mathbf{F}_p(\rho_{ip}) + \mathbf{F}, \quad (1)$$

donde  $\rho_{ij} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$ ,  $z_{ij} = |z_i - z_j|$ ,  $\rho_{ip} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_p|$ ,  $\eta$  es el coeficiente de fricción de Bardeen-Stephen, y  $\mathbf{F} = \frac{\Phi_0}{c} \mathbf{J} \times \mathbf{z}$  es la fuerza impulsora debido a una corriente en los planos  $\mathbf{J}$ . Consideramos una distribución aleatoria uniforme de centros de anclaje en cada plano con  $\mathbf{F}_p = -2A_p e^{-(\rho/a_p)^2} \mathbf{r}/a_p^2$ , donde  $a_p$  es el rango

de anclaje. La interacción magnética entre panqueques  $F_v(\rho, z) = I_s(\rho, z)\tilde{r}$  está dada por:<sup>10,13</sup>

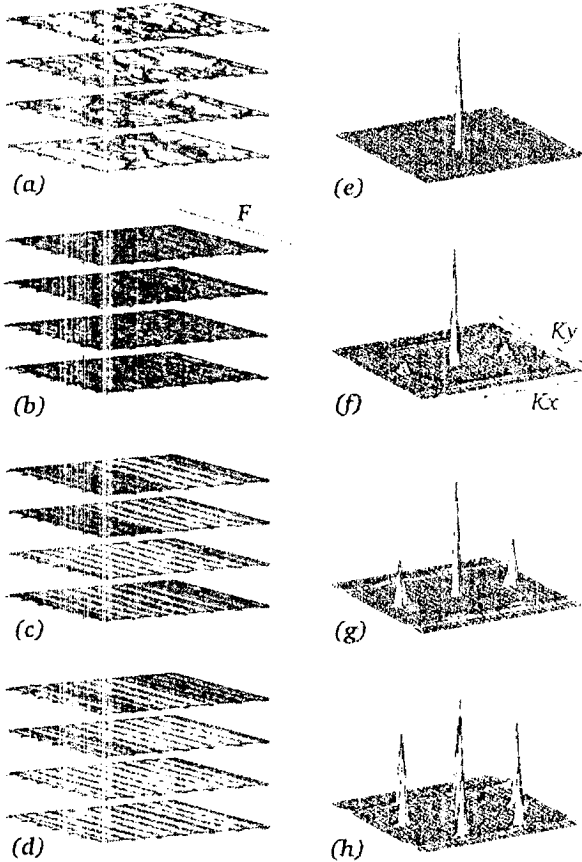


FIG. 1 Trayectorias en los primeros cuatro planos: (a)  $F=0.6$ , (b)  $F=1.1$ , (c)  $F=2.0$ , (d)  $F=3.9$ . Superficie de intensidad del factor de estructura promedio de los planos  $S(\mathbf{k})$ : (e)  $F=0.6$ , (f)  $F=1.1$ , (g)  $F=2.0$ , (h)  $F=3.9$ .

$$F_\rho(\rho, G) = \frac{A_v}{\rho} \left[ 1 - \frac{\lambda_{\parallel}}{\Lambda} \left( 1 - e^{-\rho/\lambda_{\parallel}} \right) \right] \quad (2)$$

$$F_\rho(\rho, z_n) = -\frac{\lambda_{\parallel}}{\Lambda} \frac{A_v}{\rho} \left[ e^{-z_n/\lambda_{\parallel}} - e^{-R_n/\lambda_{\parallel}} \right]. \quad (3)$$

Aquí,  $R = \sqrt{z^2 + \rho^2}$  y  $\Lambda = 2\lambda_{\parallel}^2/d$  es la longitud de penetración efectiva de los planos aislados. Un modelo análogo fue usado en Ref. 14. Normalizamos las escalas de longitud por  $\lambda_{\parallel}$ , las escalas de energía por  $A_v = \phi_0^2/4\pi^2\Lambda$ , y el tiempo es normalizado por  $\tau = \eta\lambda_{\parallel}^2/A_v$ . Consideramos  $N_v$  panqueques y  $N_p$  centros de anclaje por plano en  $N_l$  planos rectangulares de dimensiones  $L_x \times L_y$ , y la densidad de vórtices normalizada es  $n_v = B \lambda_{\parallel}^2/\Phi_0 = (a_0/\lambda_{\parallel})^2$ . Consideramos  $n_v = 0.29$  con  $L_y = 16\lambda_{\parallel}$  y  $L_x = \sqrt{3}/2L_y$ ,  $N_l = 8$  y  $N_v = 64$ . Usamos un rango de anclaje  $a_p = 0.2$ , una amplitud de anclaje grande  $A_p/A_v = 0.2$ , y una alta densidad de centros de anclaje  $n_p = 3.125n_v$ . El modelo

definido por las ecuaciones (2-3) es válido en el límite  $d \ll \lambda_{\parallel} \ll \Lambda$ . Usamos  $d/\lambda_{\parallel} = 0.01$ , correspondiente a compuestos BSCCO.<sup>10</sup> Los panqueques en movimiento inducen un campo eléctrico total  $\mathbf{E} = \frac{B}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{z}$ , donde  $\mathbf{v} = \frac{1}{N_v N_l} \sum_i \mathbf{v}_i$ . Estudiamos los regímenes dinámicos en la curva fuerza-velocidad a  $T = 0$ , resolviendo la Ec. (1) para valores crecientes de  $F = F_y$ .<sup>13</sup> Usamos condiciones de contorno periódicas tanto en los planos como en la dirección  $z$  y las interacciones entre todos los panqueques fueron consideradas.<sup>13</sup> La interacción periódica de largo alcance entre panqueques en el mismo o en distintos planos es evaluada usando Ref. 15. Las ecuaciones son integradas con un paso de tiempo de  $\Delta t = 0.01\tau$  y los promedios son evaluados en 16384 pasos de integración después 2000 iteraciones para lograr la equilibración. Comenzamos cada simulación a  $F = 0$  con una red de vórtices triangular y lentamente incrementamos la fuerza en pasos de  $\Delta F = 0.1$  hasta alcanzar valores tan grandes como  $F = 8$ .

### III RESULTADOS

Comenzamos con una descripción cualitativa de los diferentes estados estacionarios que ocurren incrementando la fuerza. En la Figura 1(a-d) mostramos las trayectorias de los vórtices  $\{\mathbf{R}_i(t)\}$  para valores típicos de  $F$  graficando las posiciones de los panqueques en cuatro de los planos para todo  $t$ . En la Fig.1(e-h) mostramos el factor de estructura promedio en los planos  $S(\mathbf{k}) = \langle \frac{1}{N_l} \sum_n | \frac{1}{N_v} \sum_i \exp[i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_{ni}(t)]|^2 \rangle$ , con  $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ . Arriba de la fuerza crítica de desanclaje de la red  $F_c$ , encontramos los siguientes regímenes dinámicos. (i) *Flujo plástico* ( $F_c < F < F_p$ ): Los panqueques se mueven en una intrincada red de canales "plásticos" similar al comportamiento encontrado en 2D.<sup>5,7</sup> El movimiento en diferentes planos es completamente decorrelacionado [Fig.1(a)] y no hay evidencia de orden en el factor de estructura [Fig.1(e)]. (ii) *Flujo esméctico* ( $F_p < F < F_t$ ): El movimiento se organiza en canales "elásticos" que son casi paralelos y están separados por una distancia  $\sim a_0$ , ver Fig.1(b). En  $S(\mathbf{k})$  aparecen picos "esmécticos" chicos y anchos para  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{F} = 0$  [Fig.1(f)]. Hay saltos "activados" de panqueques entre canales. A lo largo de la dirección del eje  $c$  (dirección  $z$ ) los canales tienden a alinearse posándose uno encima del otro entre planos vecinos. (iii) *Sólido transversal* ( $F_t < F < F_s$ ): Hay canales bien definidos en todos los planos y los panqueques no saltan entre canales [Fig.1(c)]. El factor de estructura tiene picos esmécticos y ahora presenta también picos "longitudinales" pequeños ( $\mathbf{k} \cdot \mathbf{F} \neq 0$ ) [Fig.1(g)]. La ubicación de los canales esta correlacionada en la dirección del eje  $c$ . (iv) *Sólido coherente* ( $F > F_s$ ): Los canales se vuelven más rectos y mejor definidos transversalmente [Fig.1(d)].  $S(\mathbf{k})$  muestra picos bien definidos para todos los  $\mathbf{k}$  en la red recíproca triangular [Fig.1(h)]. Este es un nuevo régimen dinámico con respecto a los resultados para films delgados en 2D.<sup>7</sup>

Caracterizemos ahora en detalle los regímenes

dinámicos. Primero analizaremos el factor de estructura de los planos y las fluctuaciones temporales.

un valor finito pequeño para fuerzas por encima de  $F_p$ , y sólo a  $F_s$  muestra un incremento significativo hacia un valor más grande.

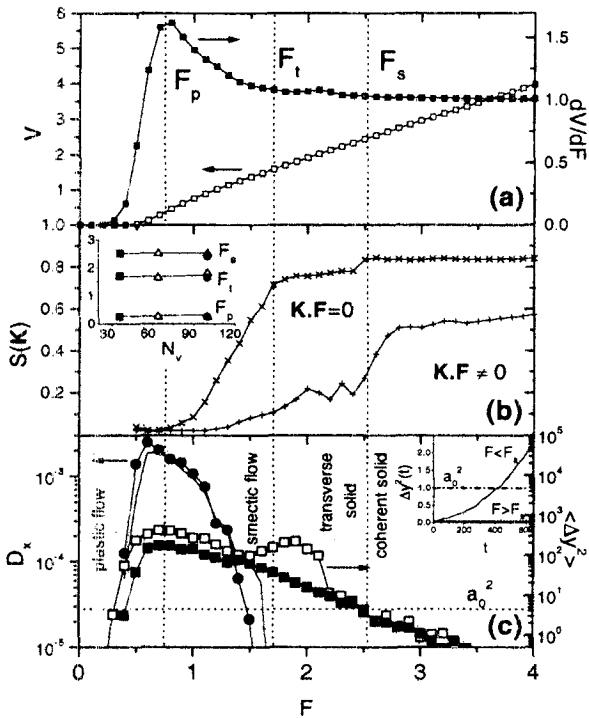


FIG. 2. (a) Escala izquierda: curva velocidad-fuerza, símbolos negros. Escala derecha:  $dV/dF$ , símbolos blancos. (b) Intensidad de los picos de Bragg: para orden esméctico,  $S(G_1)$ ,  $K_y = 0$ , ( $\times$ ); para orden longitudinal,  $S(G_{2,3})$ ,  $K_y \neq 0$ , (+). Inset: fuerzas características  $F_p$ ,  $F_t$ ,  $F_s$  vs.  $N_v$  for  $N_l = 5$  ( $\blacksquare$ ),  $8$  ( $\triangle$ ),  $10$  ( $\bullet$ ). (c) Escala izquierda: coeficiente de difusión transversal  $D_x$  para  $N_v \times N_l = 64 \times 8$  ( $\triangle$ ),  $100 \times 10$  ( $\bullet$ ). Escala derecha: desplazamientos longitudinales  $\langle [\Delta y(t)]^2 \rangle$  for  $N_v \times N_l = 64 \times 8$  ( $\square$ ),  $100 \times 10$  ( $\blacksquare$ ). Inset: desplazamientos longitudinales  $\langle [\Delta y(t)]^2 \rangle$  como una función de tiempo para dos fuerzas:  $F < F_s$  y  $F > F_s$ .

En la Fig.2(a) dibujamos la velocidad promedio  $V = \langle V_y(t) \rangle = \langle \frac{1}{N_v N_l} \sum_{n,i} \frac{dy_{ni}}{dt} \rangle$  en la dirección de la fuerza y la resistencia diferencial  $dV/dF$  como función de  $F$ . La fuerza  $F_p$  corresponde a un pico en la resistencia diferencial. También vemos un segundo máximo en  $dV/dF$  para una fuerza entre  $F_t$  y  $F_s$ .<sup>16</sup> En la Fig.2(b) graficamos la magnitud de los picos del factor de estructura de los planos. Mostramos la altura de los picos a  $G_1 = 2\pi/a_0 \hat{x}$ , correspondientes al orden esméctico, y el promedio de los picos correspondientes a el orden longitudinal a  $G_2 = \pm 2\pi/a_0(1/2, \sqrt{3}/2)$  y  $G_3 = \pm 2\pi/a_0(-1/2, \sqrt{3}/2)$ . Vemos que a  $F_p$  el pico esméctico crece desde cero, después a  $F_t$  alcanza casi un valor constante y más tarde a  $F_s$  tiene un salto pequeño. El pico longitudinal tiene

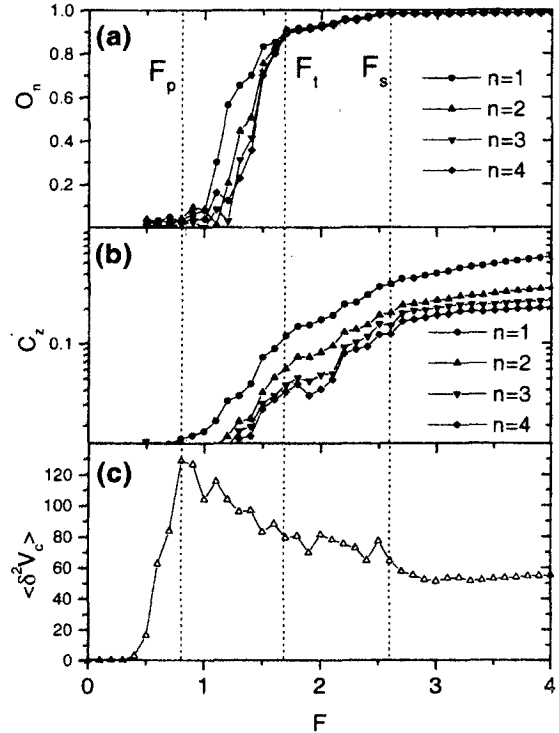


FIG. 3. (a) Parámetro de correlación del overlap de trayectorias en la dirección  $c$   $O_n$  vs  $F$  para las distancias entre planos  $n = 1, 2, 3, 4$ . (b) Parámetro de correlación en la dirección  $c$  de las configuraciones instantáneas  $C_x(n)$  vs  $F$  para las distancias entre planos  $n = 1, 2, 3, 4$ . (c) Fluctuaciones del voltaje en la dirección  $c$ ,  $\langle \delta^2 V_c \rangle$  vs  $F$ .

Hemos estudiado  $S(\mathbf{k})$  para los tamaños  $N_v \times N_l = 36 \times 5, 64 \times 8, 100 \times 8, 100 \times 10$ . La tendencia es la siguiente: para  $F_p < F < F_t$ ,  $S(G_1)$  es finita pero fuertemente dependiente del tamaño y  $S(G_{2,3}) \approx 0$ ; para  $F_t < F < F_s$ ,  $S(G_1)$  es débilmente dependiente del tamaño y  $S(G_{2,3})$  es finito pero fuertemente dependiente de tamaño; para  $F > F_s$ ,  $S(G_1)$  y  $S(G_{2,3})$  no muestran cambios significativos con el tamaño. Las fuerzas características  $F_p, F_t, F_s$  no varían mucho con el tamaño del sistema [ver el inset en Fig.2(b)]. Comparando esto con nuestros estudios previos en 2D,<sup>7</sup> podemos suponer que para  $F_p < F < F_t$  hay sólo orden esméctico de corto alcance, para  $F_t < F < F_s$  hay probablemente orden esméctico de cuasi largo alcance pero orden longitudinal de corto alcance, y por arriba de  $F_s$  hay orden transversal y longitudinal (cuasi largo-alcance o largo alcance). Lo que es nuevo comparado con 2D, es que hay una fuerza

$F_s$ , por encima de la cual hay un grado significativo de orden cristalino. Esto puede corresponder a un cristal en movimiento (si hay orden de largo alcance) o a un vidrio de Bragg en movimiento (si hay orden de cuasi largo alcance).<sup>3</sup> Complementamos nuestra discusión de la física en los planos con el estudio de las fluctuaciones temporales, mostradas en Fig.2(c) para dos tamaños de sistema,  $N_v \times N_l = 64 \times 8; 100 \times 10$ . Obtenemos el coeficiente de difusión transversal  $D_x$  a partir de los desplazamientos transversales del centro de masa  $(\bar{X}_n, \bar{Y}_n)$ , como  $\frac{1}{N_v} \sum_i [x_i(t) - \bar{X}_{n_i}(t) - x_i(0) + \bar{X}_{n_i}(0)]^2 \approx D_x t$ . Encontramos que  $D_x$  es máximo a  $F_p$  en coincidencia con el pico de  $dV/dF$ . Abajo de  $F_p$  la difusión es a través de la intrincada red de canales plásticos, y por arriba de  $F_p$  la difusión es a través de saltos activados entre canales elásticos.  $D_x$  cae a cero a  $F_t$ , indicando que los desplazamientos transversales están localizados en el régimen del sólido transversal.<sup>7</sup> El desplazamiento cuadrático medio en la dirección longitudinal visto desde el centro de masa  $(\langle \Delta y(t)^2 \rangle = \langle [y_i(t) - \bar{Y}_{n_i}(t) - y_i(0) + \bar{Y}_{n_i}(0)]^2 \rangle)$  muestra superdifusión para  $F < F_s$ , como fue encontrado para films 2D.<sup>7</sup> El resultado interesante es que para  $F > F_s$  los desplazamientos longitudinales se congelan en un valor prácticamente independiente del tiempo  $(\langle \Delta y(t)^2 \rangle \ll a_0^2)$ , como se muestra en el inset de Fig.2(c). Como criterio para definir  $F_s$  usamos el punto donde  $(\langle \Delta y(t)^2 \rangle = a_0^2)$ , evaluado a el tiempo más grande  $t$  de la simulación para cada fuerza. Encontramos que este criterio para  $F_s$  no depende del tamaño del sistema (comparando  $64 \times 8$  con  $100 \times 10$ ). El comportamiento de  $(\Delta y^2)$  vs  $F$  es más suave en un sistema más grande ( $100 \times 10$ ).

Analicemos ahora como el orden a lo largo del eje  $c$  toma lugar. Primero observamos el "overlap" de las trayectorias en eje  $c$ . Comenzamos definiendo la densidad promedio de vórtices  $\rho_v(\mathbf{r}, n, t) = \frac{1}{N_v} \sum_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{ni}(t))$  tomando una escala de coarse-graining  $\Delta r = a_0/2$  (los resultados no varían mucho para  $\Delta r = a_0/4$ ). Las regiones donde  $\langle \rho_v(\mathbf{r}, n) \rangle$  es grande definen los caminos del movimiento de vórtices en el estado estacionario. Podemos por tanto calcular el overlap de trayectorias entre diferentes planos como  $O_n = C_\rho(n)/C_\rho(0)$ , con  $C_\rho(n) = \frac{1}{N_v} \sum_m \int dr \langle \rho_v(\mathbf{r}, m) \rangle \langle \rho_v(\mathbf{r}, m+n) \rangle - 1$ . Esto se muestra en Fig.3(a). Vemos que  $O_n$  empieza a crecer a  $F_p$ . Para  $F_p < F < F_t$ , hay un overlap finito de los canales elásticos que decrece con el incremento de  $n$ . Interesantemente a  $F_t$  la función de overlap  $O_n$  se vuelve independiente de  $n$ . Esto significa que hay acoplamiento de largo alcance en el eje  $c$  de los caminos de los canales elásticos. Cuando los desplazamientos transversales se localizan en la dirección  $x$ , también se localizan en la dirección  $c$ . Entonces, el congelamiento de los desplazamientos transversales ocurre simultáneamente con el desenredo transversal de las líneas de flujo a  $F_t$ . Un resultado impactante es que encontramos que  $O_n \approx 1$  arriba de  $F_s$ , i.e., un acoplamiento perfecto en el eje  $c$  de las trayectorias (dentro de la escala  $\sim a_0/4$ ). Por lo tanto, el comportamiento de  $O_n$  tiene correlación con

los regímenes encontrados para las magnitudes en los planos. Analizamos también la función de distribución de pares:  $g(\rho, n) = \frac{L_x L_y}{N_v} \langle \sum_{i \neq j} \delta(\rho - \rho_{ij}) \delta_{n, n_{ij}} \rangle$ . A partir de  $g(\rho, n)$  definimos la función de correlación a lo largo del eje  $c$ ,  $C_z(n) = \lim_{\rho \rightarrow 0} g(\rho, n)$ . Orden de corto alcance estará dado por un valor finito de  $C_z(n=1)$ , significando que panqueques en planos vecinos están acoplados y una "línea de vórtice" puede ser definida. En principio, un decaimiento exponencial  $C_z(n) \sim \exp(-n/\xi_z)$  definiría una longitud de correlación  $\xi_z$  para la línea de vórtice.<sup>9</sup> Orden de largo alcance estará dado por  $C_z(n \rightarrow \infty) \rightarrow C_z^\infty > 0$ . En Fig.3(b) mostramos  $C_z(n)$  como función de  $F$  para  $n = 1, 2, 3, 4$ . Vemos que a  $F_p$  empieza a crecer el orden de corto alcance a lo largo del eje  $c$  con un valor finito de  $C_z(1)$ . El comienzo de las correlaciones para más planos,  $n > 1$ , ocurre en el rango de fuerzas entre  $F_p$  y  $F_t$ . Para fuerzas mayores hay un neto aumento de  $C_z(n)$  incrementando  $F$ , pero no vemos características especiales claras a  $F_t$  y  $F_s$ , como habíamos encontrado para  $O_n$  y para las magnitudes en los planos. Debido a que no hay muchos planos, el comportamiento de  $C_z(n)$  con  $n$  no puede ser fácilmente extrapolado. Sin embargo, comparando  $O_n$  con  $C_z(n)$  podemos extraer las siguientes conclusiones. La ausencia de correlaciones para  $F < F_p$  significa que el movimiento de panqueques es completamente aleatorio y descorrelacionado entre diferentes planos. Por lo tanto, el régimen de flujo plástico corresponde a un gas de panqueques. Por arriba de  $F_p$ , en el régimen de flujo esméctico, es posible definir una línea de vórtice con correlaciones de corto alcance a lo largo del eje  $c$ . Ya que en cada plano hay saltos de panqueques entre canales elásticos (i.e., corte y reconexión de líneas de flujo) podemos considerar este régimen como un líquido enredado de líneas. Por arriba de  $F_t$ ,  $C_z(n)$  es finita para todos los valores de  $n$  considerados, sugiriendo que las líneas de vórtice se vuelven más rígidas incrementando la fuerza. El comportamiento de  $O_n$  arriba de  $F_t$  sugiere que las líneas se desenredan a lo largo de la dirección transversal para  $F > F_t$ . Otra cantidad interesante para estudiar es la correlación de las velocidades de los vórtices. Si panqueques en diferentes planos se mueven a velocidades diferentes inducirán un voltaje Josephson a lo largo del eje  $c$  dado por  $V_{n,n+1}(\mathbf{r}, t) = \frac{\Phi_0}{2\pi c} \frac{d}{dt} \phi_{n,n+1}(\mathbf{r}, t)$ , con  $\phi_{n,n+1}$  la diferencia de fase superconductora entre los planos  $n$  y  $n+1$ . Una buena aproximación para panqueques en posiciones  $\mathbf{r}_{n,i}$  es escribir  $\phi_{n,n+1}(\mathbf{r}, t) = \sum_i [f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{n,i}) - f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{n+1,i})]$  con  $f(\mathbf{r}) \approx \arctan(x/y)$ . Podemos por tanto estimar las fluctuaciones de voltaje como  $\langle \delta^2 V_c \rangle = \sum_n \int [ \langle V_{n,n+1}^2(\mathbf{r}, t) \rangle - \langle V_{n,n+1}(\mathbf{r}, t) \rangle^2 ] d\mathbf{r} \approx A \sum_n [ \langle V_n^2 \rangle - \langle V_n \rangle^2 ] - [ \langle \mathbf{V}_n \cdot \mathbf{V}_{n+1} \rangle - \langle V_n \rangle \langle V_{n+1} \rangle ]$ ; con  $\mathbf{V}_n(t) = \frac{1}{N_v} \sum_i \mathbf{v}_{n,i}(t)$ , y la constante  $A \sim \log \Lambda$  si  $L > \Lambda$  or  $A \sim \log(L)$  sino. En la Fig.3(c) vemos que las fluctuaciones del voltaje tienen un máximo a  $F_p$ . Para  $F > F_p$ ,  $\langle \delta^2 V_c \rangle$  decrece, y arriba de  $F_s$  alcanza un valor casi independiente de  $F$ . El hecho de que  $\langle \delta^2 V_c \rangle$  no se anule arriba de  $F_s$  es consistente con el resultado  $C_z(n) < 1$  para todos los valores de  $F$  en Fig.3(b).

#### IV CONCLUSIONES

Hemos analizado los diferentes regímenes dinámicos en superconductores laminares considerando tanto el orden en los planos como el orden en el eje  $c$ : El comienzo de las correlaciones de corto alcance en el eje  $c$  podría ser estudiado experimentalmente con mediciones de resonancia de plasma.<sup>17</sup> El ordenamiento de largo alcance a lo largo del eje  $c$  podría ser estudiado a través de mediciones simultáneas de la resistividad  $\rho_c$  y la respuesta corriente-voltaje en los planos.<sup>18</sup>

Agradecemos discusiones con L.N. Bulaevskii, P. S. Cornaglia, F. de la Cruz, Y. Fasano, M. F. Laguna, V. I. Marconi, M. Menghini. Este trabajo fue financiado por ANPCYT (PICT-03-00000-01034), por Fundación Antorchas (A-13532/1-96), Conicet, CNEA y FOMEC; por NSF-DMR-028535, CLC y CULAR (LANL/UC), y por el Director, Office of Adv. Sci. Comp. Res., Div. of Math. Inf. y Comp. Sci. of the U.S.D.O.E. (contract DE-AC03-76SF00098).

- <sup>1</sup> R. Thorel *et al.*, J. Phys. (Paris) **34**, 447 (1973)
- <sup>2</sup> A. E. Koshelev y V. M. Vinokur, Phys. Rev. Lett. **73**, 3580 (1994)
- <sup>3</sup> T. Giamarchi y P. Le Doussal, Phys. Rev. Lett. **76**, 3408 (1996); P. Le Doussal y T. Giamarchi, Phys. Rev. B **57**, 11356 (1998); L. Balents, M. C. Marchetti y L. Radzihovsky, *ibid.* **57**, 7705 (1998); S. Scheidl y V. M. Vinokur, *ibid.* **57**, 13800 (1998)
- <sup>4</sup> S. Bhattacharya y M. J. Higgins, Phys. Rev. Lett. **70**, 2617 (1993); M. C. Hellerqvist *et al.*, *ibid.* **76**, 4022 (1996); U. Yaron *et al.*, Nature (London) **376**, 743 (1995); F. Pardo *et al.*, *ibid.* **396**, 348 (1998)
- <sup>5</sup> H. J. Jensen, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **60**, 1676 (1988); A.-C. Shi y A. J. Berlinsky, *ibid.* **67**, 1926 (1991); N. Grønbech-Jensen, A. R. Bishop y D. Domínguez, *ibid.* **76**, 2985 (1996); C. J. Olson, C. Reichhardt y F. Nori, *ibid.* **80**, 2197 (1998)
- <sup>6</sup> K. Moon, R. T. Scalettar y G. Zimányi, Phys. Rev. Lett. **77**, 2778 (1996); S. Ryu *et al.*, *ibid.* **77**, 5114 (1996); S. Spencer y H. J. Jensen, Phys. Rev. B **55**, 8473 (1997); C. J. Olson, C. Reichhardt y F. Nori, Phys. Rev. Lett. **81**, 3757 (1998); D. Domínguez, *ibid.* **82**, 181 (1999)
- <sup>7</sup> A. B. Kolton, D. Domínguez, N. Grønbech-Jensen, Phys. Rev. Lett. **83**, 3061 (1999)
- <sup>8</sup> D. López *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 4034 (1996)
- <sup>9</sup> Ver por ejemplo P. Olsson y S. Teitel, Phys. Rev. Lett. **82**, 2183 (1999) y referencias ahí.
- <sup>10</sup> J. R. Clem, Phys. Rev. B **43**, 7837 (1991)
- <sup>11</sup> S. Ryu, D. Stroud, Phys. Rev. B **54**, 1320 (1996); N. K. Wilkin, H. J. Jensen, Phys. Rev. Lett. **21**, 4254 (1997); A. van Otterlo, R. T. Scalettar, G. T. Zimányi, *ibid.* **81**,

- 1497 (1998); C. J. Olson, R. T. Scalettar, G. T. Zimányi, cond-mat/9909454.
- <sup>12</sup> D. Domínguez, N. Grønbech-Jensen y A.R. Bishop, Phys. Rev. Lett. **78**, 2644 (1997).
- <sup>13</sup> A. B. Kolton, D. Domínguez y N. Grønbech-Jensen, Physica C, a ser publicado; C. J. Olson y N. Grønbech-Jensen, Physica C, a ser publicado.
- <sup>14</sup> D. Reefman, H. B. Brom, Physica C **213**, 229 (1993).
- <sup>15</sup> N. Grønbech-Jensen, Int. J. Mod. Phys. C **7**, 873 (1996); Comp. Phys. Comm. **119**, 115 (1999).
- <sup>16</sup> Para anclaje débil, la transición de ordenamiento en el eje  $c$  podría ocurrir en un solo paso con un segundo pico pronunciado en  $dV/dF$ , ver C. J. Olson *et al.*, preprint.
- <sup>17</sup> O. Tsui *et al.*, Phys. Rev. Lett. **73**, 724 (1994); L. Bulaevskii, M. Maley y M. Tachiki, *ibid.* **74**, 801 (1994).
- <sup>18</sup> M. Menghini *et al.*, no publicado.