

SINCRONIZACION TEMPORAL EN REDES DE VORTICES FUERA DEL EQUILIBRIO EN MEDIOS DESORDENADOS

Alejandro B. Kolton* y Daniel Domínguez
Centro Atómico Bariloche, 8400 S. C. de Bariloche, Río Negro, Argentina

Niels Grønbech-Jensen
Department of Applied Science, University of California, Davis, CA 95616, USA
NERSC, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, CA 94720, USA
(*koltona@cab.cnea.gov.ar)

Estudiamos el movimiento de la red de vórtices en films superconductores con desorden puntual en respuesta a una fuerza externa uniforme $F = F_{ac}\cos(\Omega t) + F_{dc}$. Para $F_{dc} > F_p$, donde en F_p hay una transición de flujo plástico a flujo esméctico en el límite $F_{ac} = 0$, encontramos regímenes de sincronización temporal que dan lugar a escalones en la curva velocidad-fuerza cuando la frecuencia Ω coincide con la frecuencia de "tabla de lavar" $\omega_0 = 2\pi V/a_0$, donde a_0 es el parámetro de red y V la velocidad media de los vórtices. Para $F_p < F_{dc} < F_t$, donde en F_t hay una transición de flujo esméctico a un sólido transversal en el límite $F_{ac} = 0$, encontramos escalones sólo por encima de un valor crítico finito de F_{ac} . Para $F_{dc} > F_t$ encontramos que la dependencia con F_{ac} y Ω del ancho de los escalones ΔF_{dc} puede ser aproximada por $\Delta F_{dc} \approx A|J_1(F_{ac}/V_{step})|$, donde A es una constante y $V_{step} = \Omega a_0/2\pi$. Para $F_{dc} > F_t$ la fase dinámica sincronizada corresponde a un sólido y la desincronizada a un sólido transversal. La transición entre estos dos regímenes en los bordes del escalón es histerética y muestra coexistencia de canales de flujo desincronizados y sincronizados, originando flujo plástico longitudinal.

We study the motion of vortex lattices in superconducting thin films with point disorder in response to an external uniform driving force $F = F_{ac}\cos(\Omega t) + F_{dc}$. For $F_{dc} > F_p$, where in F_p there is a plastic flow to smectic flow transition in the case $F_{ac} = 0$, we found temporal synchronization (phase-locking) between Ω and the washboard frequency $\omega_0 = 2\pi V/a_0$ given place to steps in the velocity-force curve, where a_0 is the lattice periodicity and V the average vortex velocity. For $F_p < F_{dc} < F_t$, where in F_t there is a smectic flow to a transverse solid transition in the case $F_{ac} = 0$, we found the onset for phase-locking at a critical finite value of F_{ac} . For $F_{dc} > F_t$ the step width depends on F_{ac} and Ω can be approximated by $\Delta F_{dc} \approx A|J_1(F_{ac}/V_{step})|$, with A a constant and $V_{step} = \Omega a_0/2\pi$. For $F_{dc} > F_t$ the phase-locked dynamical phase corresponds to a solid and the phase-unlocked dynamical phase to a transverse solid. The transition between these two regimes is hysteretic and it shows coexistence of synchronized and desynchronized channels of flow, producing longitudinal plastic flow.

I INTRODUCCION

El estudio del movimiento colectivo de vórtices en superconductores con desorden ha dado lugar a una física muy rica. Mientras que en el caso estático el orden cristalino de la red de Abrikosov es destruido por la presencia de desorden, a altas velocidades la red se reordena debido a que el desorden pierde efectividad [1]. El análisis de este fascinante efecto de *reordenamiento dinámico* en términos de transiciones de no equilibrio entre fases dinámicas [2] ha motivado, recientemente, una gran cantidad de trabajo teórico [2,3], experimental [4,5] y de simulación [6,7].

Está bien establecido ahora que para corrientes justo por encima de la crítica de desanclaje el flujo es plástico [8], y por tanto que la fase de baja velocidad es desordenada. A altas corrientes recientemente se mostró que diferentes tipos de orden son posibles, dependiendo de la fuerza de anclaje y la dimensionalidad [3]. Sin em-

bargo, la naturaleza de estas fases más ordenadas sigue siendo hasta hoy en día un tema controversial. Es de gran importancia por tanto la búsqueda de magnitudes experimentales que brinden información acerca de la estructura dinámica de la red. De mucho interés en este sentido es el análisis del espectro del ruido en el voltaje instantáneo [9,10], ya que provee información sobre el orden temporal de la red de vórtices [11]. En particular, la presencia de una periodicidad espacial a_0 en la dirección de movimiento provocará una modulación temporal periódica en la velocidad media instantánea v de los vórtices a la denominada frecuencia de "tabla de lavar" $\omega_0 = 2\pi v/a_0$. En analogía con otros sistemas donde el efecto es bien conocido, como ondas de densidad de carga [12] u ondas de densidad de spin [13], en principio sería posible observar fenómenos de sincronización temporal en superconductores impulsando a la red de vórtices con una corriente continua J_{dc} y una perturbación alterna

$J_{ac} \cos(\Omega t)$ simultáneamente. Tal experimento fue realizado por primera vez en 1971 por Fiory en films de Aluminio [14], y mucho más tarde en 1994 por Harris et.al. en $YBa_2Cu_3O_y$ [15]. En ambos casos se observó la aparición de escalones (similares a escalones de Shapiro en juntas Josephson [16]) en la curva corriente-voltaje $J_{dc} - V$ para $\Omega = (p/q)\omega_0$ con p, q números enteros, significando que la frecuencia ω_0 (y por tanto la velocidad media v) se sintoniza con la frecuencia Ω para rangos finitos de corriente J_{dc} . La explicación del resultado de Fiory motivó la formulación de las primeras teorías sobre el movimiento de vórtices en medios inhógenos [17,18]. Este fenómeno de interferencia también fue observado experimentalmente [19] y en simulaciones numéricas [20] en redes de vórtices impulsadas sobre potenciales de anclaje periódicos. En este último caso, sin embargo, la coherencia temporal necesaria para producir el efecto es favorecida fuertemente por la presencia de la periodicidad intrínseca, mientras que en el caso desordenado el efecto depende exclusivamente del comportamiento colectivo de los vórtices. Con anclaje desordenado la mera existencia de efectos de sincronización temporal en función de la dimensionalidad y fuerza de anclaje es una importante cuestión abierta. Otra cuestión muy importante es si los experimentos de respuesta a una fuerza alterna brindan información sobre el orden de las fases dinámicas sin fuerza alterna aplicada, o si el estado estacionario es seriamente modificado aún para fuerzas alternas chicas. Sólo muy recientemente se hicieron las primeras detecciones *directas* de ruido de "tabla de lavar" en el espectro de potencia del voltaje [21] o de los desplazamientos [22] y se puso en duda que los experimentos de interferencia permitan una detección *indirecta* del mismo. Motivados por las dos cuestiones mencionadas arriba, en este trabajo estudiamos por primera vez en forma detallada el efecto de sincronización temporal a la frecuencia de tabla de lavar en films superconductores bidimensionales con desorden puntual, a través de simulaciones numéricas de dinámica molecular.

II MODELO

La ecuación de movimiento de un vórtice en la posición \mathbf{r}_i es:

$$\eta \frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = - \sum_{j \neq i} \nabla_i U_v(r_{ij}) - \sum_p \nabla_i U_p(r_{ip}) + \mathbf{F}(t), \quad (1)$$

donde $r_{ij} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$ es la distancia entre vórtices i, j , $r_{ip} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_p|$ es la distancia entre el vórtice i y el centro de anclaje en \mathbf{r}_p , $\eta = \frac{\Phi_0 H_c^2 d}{c^2 \rho_n}$ es el coeficiente de fricción de Bardeen-Stephen y $\mathbf{F}(t) = \mathbf{F}_{dc} + \mathbf{F}_{ac} \cos(\Omega t) = \frac{d\Phi_0}{c} [\mathbf{J}_{dc} + \mathbf{J}_{ac} \cos(\Omega t)] \times \mathbf{z}$ es la fuerza impulsora debido a una corriente alterna $\mathbf{J}_{ac} \cos(\Omega t)$ superpuesta a una corriente constante \mathbf{J}_{dc} . Un superconductor bi-dimensional es realizado en films delgados de espesor d donde $d \ll \lambda$, los cuales tienen una longitud de penetración efectiva

$\Lambda = 2\lambda^2/d$. Ya que Λ es del orden del tamaño de la muestra ($\Lambda \approx 200 \mu\text{m}$ en [5]), la interacción vórtice-vórtice es logarítmica: $U_v(r) = -A_v \ln(r/\Lambda)$, con $A_v = \Phi_0^2/8\pi\Lambda$ (ver por ejemplo Ref [10]). Los vórtices interactúan con una distribución aleatoria uniforme de centros de anclaje con $U_p(r) = -A_p e^{-(r/\xi)^2}$, donde ξ es la longitud de coherencia. Normalizamos las escalas de longitud por ξ , las escalas de energía por A_v , y el tiempo es normalizado por $\tau = \eta \xi^2/A_v$. Consideramos N_v vórtices y N_p centros de anclaje en una caja rectangular de dimensiones $L_x \times L_y$, y la densidad de vórtices normalizada es $n_v = N_v \xi^2/L_x L_y = B \xi^2/\Phi_0$. Los vórtices en movimiento inducen un campo eléctrico total $\mathbf{E} = \frac{B}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{z}$, donde $\mathbf{v} = \frac{1}{N_v} \sum_i \mathbf{v}_i$.

Estudiamos la respuesta de la red de vórtices a una fuerza externa de la forma $\mathbf{F} = y F_{dc} + y F_{ac} \cos(\Omega t)$ a $T = 0$ resolviendo Ec.(1) para diferentes valores de F_{dc} y Ω (el caso $F_{ac} \perp F_{dc}$ es analizado en [23]). Variando F_{dc} para un dado valor de F_{ac} y Ω , analizamos los regímenes dinámicos en la curva velocidad-fuerza $V - F_{dc}$ (voltaje-corriente), con $V = \langle v_y \rangle$, para velocidades cercanas a la condición de interferencia $\langle v_y \rangle \sim \Omega a_0/2\pi$. Consideramos una densidad normalizada de vórtices $n_v = 0.04$ en una caja con $L_x/L_y = \sqrt{3}/2$, y $N_v = 64, 100, 144, 196, 256, 400$ (mostramos resultados para $N_v = 256$). Usamos una amplitud de anclaje débil $A_p/A_v = 0.05$ con una densidad de centros de anclaje $n_p = 0.08$. Usamos condiciones de contorno periódicas y la interacción periódica logarítmica es evaluada con una suma exacta rápidamente convergente [24]. Las ecuaciones son integradas con un paso de tiempo $\Delta t = 0.001\tau$ y los promedios son evaluados en 131072 pasos de integración después de 3000 iteraciones para lograr la equilibración (cuando la energía alcanza un valor medio estacionario). Comenzamos cada simulación a $V \approx \Omega a_0/2\pi(1 - 0.025)$ con una red ordenada triangular e incrementamos lentamente la fuerza F_{dc} en pasos de $\Delta F_{dc} = 0.001$ hasta valores tales que $V \approx \Omega a_0/2\pi(1 + 0.025)$. Repetimos este procedimiento para diferentes valores de F_{ac} y Ω . Elegimos los valores de Ω para que correspondan, a través de la condición de interferencia, a frecuencias de washboard de los diferentes regímenes para $F_{ac} = 0$, encontrados previamente [10] en el mismo sistema.

III RESULTADOS

Comenzamos describiendo cualitativamente la respuesta a la fuerza alterna en las curvas velocidad-fuerza $V - F_{dc}$ alrededor de la condición de interferencia $V \sim \Omega a_0/2\pi$, para valores típicos de Ω y F_{ac} . Llamaremos $V_{step} = \Omega a_0/2\pi$ a la velocidad media que corresponde a una frecuencia de tabla de lavar igual a la frecuencia externa. Por lo tanto V_{step} es la velocidad media en donde se espera que ocurra la interferencia.

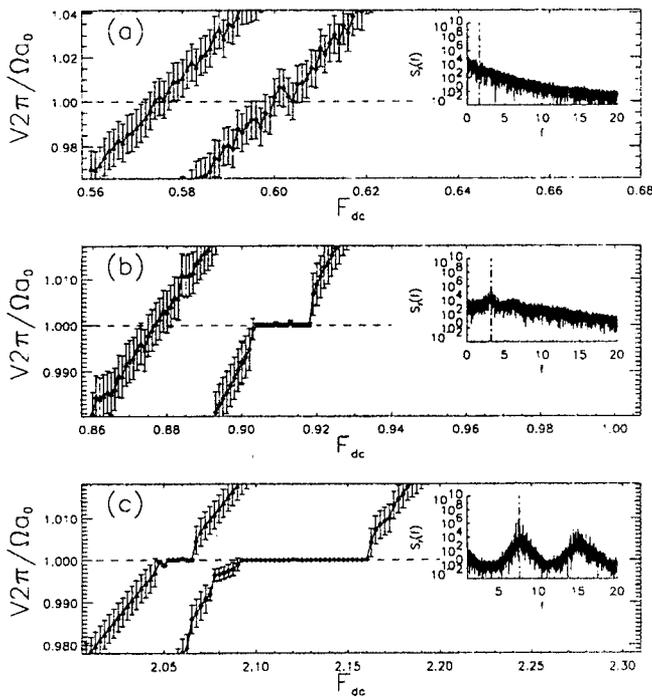


FIG. 1. Curva Velocidad - fuerza (características voltaje - corriente) para $V \approx \Omega a_0/2\pi$ y tres valores típicos de frecuencia externa Ω . En cada caso mostramos la curva $V - F_{dc}$ para dos valores de la amplitud F_{ac} (por claridad las dos curvas fueron desplazadas en F_{dc}). Los insets muestran los espectros de potencia del voltaje correspondientes a $F_{ac} = 0$ y $V \approx V_{step}$. La línea vertical discontinua en la densidad espectral indica la frecuencia de "tabla de lavar". (a) $\Omega = 0.5$, $F_{ac} = 0.4$ (curva izquierda), $F_{ac} = 1.8$ (curva derecha). (b) $\Omega = 1$, $F_{ac} = 0.4$ (curva izquierda), $F_{ac} = 3$ (curva derecha). (c) $\Omega = 2.5$, $F_{ac} = 0.75$ (curva izquierda), $F_{ac} = 4$ (curva derecha).

En Fig. 1(a-c) mostramos curvas $V - F_{dc}$ para tres valores crecientes de Ω que corresponden a F_{dc} (o V_{step}) dentro de cada uno de los regímenes dinámicos encontrados en Ref. [10] por encima de la corriente crítica F_c , en el límite $F_{ac} = 0$. En este límite Fig. 1(a) corresponde al flujo plástico, con $F_c < F_{dc} < F_p$, Fig. 1(b) a flujo esméctico, con $F_c < F_{dc} < F_p$ y Fig. 1(c) al sólido transversal con $F_t < F_{dc}$. Para los parámetros de las simulación las fuerzas características a $F_{ac} = 0$ son $F_c \approx 0.15$, $F_p \approx 0.6$ y $F_t \approx 1.2$. Para cada régimen mostramos lo que sucede para Ω fija, en dos valores típicos de F_{ac} , $F_{ac}/V_{step} < 1$ (curva izquierda) y $F_{ac}/V_{step} > 1$ (curva derecha). Podemos distinguir tres comportamientos bien diferenciados para cada frecuencia externa cuando analizamos la respuesta a amplitudes en el rango $0 < F_{ac}/V_{step} < 6$. Para flujo plástico (frecuencias bajas, Fig. 1(a)), no observamos escalones en la curva $V - F_{dc}$ en $V = V_{step}$ para todo el rango de amplitudes F_{ac} . Para flujo esméctico (frecuencias intermedias, Fig. 1(b)), encontramos un escalón a $V = V_{step}$ sólo para amplitudes suficientemente grandes $F_{ac}/V_{step} > 1$. En el

sólido transversal (frecuencias altas, Fig. 1(c)), encontramos escalones dentro de todo el rango de amplitudes.

Como la respuesta a la fuerza alterna está directamente relacionada a la robustez del orden temporal a la frecuencia de tabla de lavar, analizamos los espectros de potencia de la velocidad instantánea $S_v(f) = |\frac{1}{T} \int_0^T dt (V_y(t) - V) \exp(i2\pi ft)|^2$ en los tres regímenes de $F_{ac} = 0$. En los insets de Fig1(a-c) mostramos para cada caso las densidades espectrales e indicamos la posición de la frecuencia de tabla de lavar. En el inset de la Fig. 1(a) vemos que no hay orden temporal a la frecuencia de tabla de lavar en el flujo plástico, y sólo se observa el ruido de banda ancha típico de este tipo de flujo [7,21]. Este hecho es consistente con la respuesta $V - F_{dc}$ a la fuerza alterna observada. La ausencia de un escalón en todo el rango de amplitudes indica que la fuerza alterna es insuficiente para inducir orden temporal en la red. En el inset de la Fig. 1(b) la densidad espectral muestra que en el régimen de flujo esméctico hay pequeños y anchos picos a la frecuencia de tabla de lavar. La respuesta $V - F_{dc}$ a la fuerza alterna correspondiente indica que el orden temporal observado es posiblemente de corto alcance, por lo que no es suficientemente robusto para producir un escalón a amplitudes chicas (Fig. 1(b), curva izquierda). Para amplitudes grandes sin embargo el pequeño orden temporal a $F_{ac} = 0$ es amplificado por la fuerza alterna y da lugar a la sincronización que produce el escalón (curva derecha). La densidad espectral mostrada en el inset de Fig. 1(c) que corresponde al sólido transversal, muestra picos bien definidos a la frecuencia de tabla de lavar y armónicos, manifestando posiblemente orden temporal de cuasi-largo o largo alcance. La respuesta alterna observada en este régimen indica que el orden temporal es suficientemente robusto para lograr efectos de sincronización aún para amplitudes alternas pequeñas.

Para analizar el efecto de la fuerza alterna cerca del régimen de sincronización en la estructura dinámica de la red estudiamos el orden traslacional y las fluctuaciones temporales en los escalones para $F_t < F_{dc}$. En Fig. 2(a) mostramos una curva $V - F_{dc}$ típica, ampliada en la zona del escalón. En el inset de la Fig. 2(a) mostramos el análisis de tamaño finito del ancho ΔF_{dc} del escalón para $N_v = 64, 100, 144, 196, 256, 400$, donde la barra de error es debida a la dispersión observada para tres realizaciones distintas de desorden. Vemos que a tamaños chicos hay dependencia con el tamaño pero que a valores $N_v > 256$ tiende a saturar en un valor independiente del tamaño. Analizamos ahora la estructura dinámica en este escalón. Definimos los desplazamientos cuadráticos medios en dirección paralela $w_y(t)$ y perpendicular $w_x(t)$ a la fuerza externa desde la posición del de centro de masa $(X_{cm}(t), Y_{cm}(t))$ como $w_x(t) = \frac{1}{N_v} \sum_i [\tilde{x}_i(t) - \tilde{x}_i(0)]^2$ y $w_y(t) = \frac{1}{N_v} \sum_i [\tilde{y}_i(t) - \tilde{y}_i(0)]^2$, donde $\tilde{x}_i(t) = x_i(t) - X_{cm}(t)$ y $\tilde{y}_i(t) = y_i(t) - Y_{cm}(t)$.

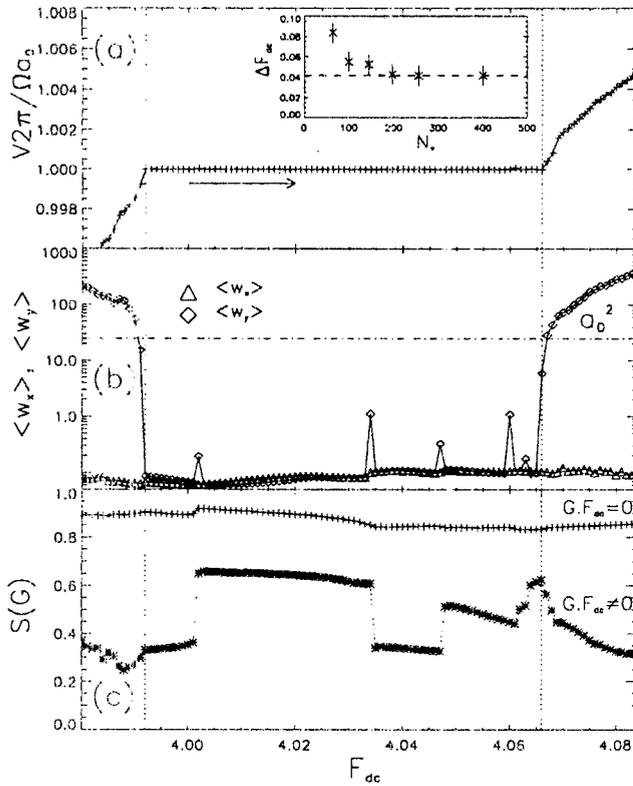


FIG. 2. (a) Curva Velocidad-fuerza para $\Omega = 5$ y $F_{ac} = 6$. El inset muestra el análisis de tamaño finito del ancho del escalón en la curva velocidad-fuerza. (b) Promedio temporal de los desplazamientos cuadráticos medios en la dirección longitudinal $\langle w_y(t) \rangle$, (\diamond), y en la dirección transversal $\langle w_x(t) \rangle$, (\triangle). La línea de puntos indica a_0^2 . (c) Intensidad de los picos de Bragg. Para orden esméctico $S(G_1)$, $K_y = 0$, puntos (+). Para orden longitudinal $S(G_{2,3})$, $K_y = 0$: puntos (*).

En la Fig. 2(b) mostramos el promedio temporal de estas cantidades. $\langle w_x(t) \rangle$ y $\langle w_y(t) \rangle$ en función de F_{dc} . Fuera del escalón observamos que los desplazamientos transversales están acotados en un valor $\langle w_x(t) \rangle \ll a_0^2$ mientras que los longitudinales $\langle w_y(t) \rangle \gg a_0^2$. Esta situación corresponde a la de un sólido transversal [10], sin difusión transversal pero con difusión longitudinal (mas adelante mostramos que se trata de un régimen superdifusivo). Interesantemente en la transición al régimen sincronizado (entrando al escalón) los desplazamientos longitudinales se congelan en un valor $\langle w_y(t) \rangle \ll a_0^2$ mientras los transversales permanecen prácticamente constantes. El régimen sincronizado es entonces un sólido. Estudiamos el orden traslacional de estos regímenes dinámicos con fuerza alterna aplicada analizando el factor de estructura $S(\mathbf{k}) = \langle |\frac{1}{N_v} \sum_i \exp[i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_i(t)]|^2 \rangle$. El mismo presenta picos correspondientes a orden esméctico $S(G_1)$, con $G_1 = (\pm 2\pi/a_0, 0)$ y a orden longitudinal en $G_2 = \pm 2\pi/a_0(1/2, \sqrt{3}/2)$ y $G_3 = \pm 2\pi/a_0(-1/2, \sqrt{3}/2)$.

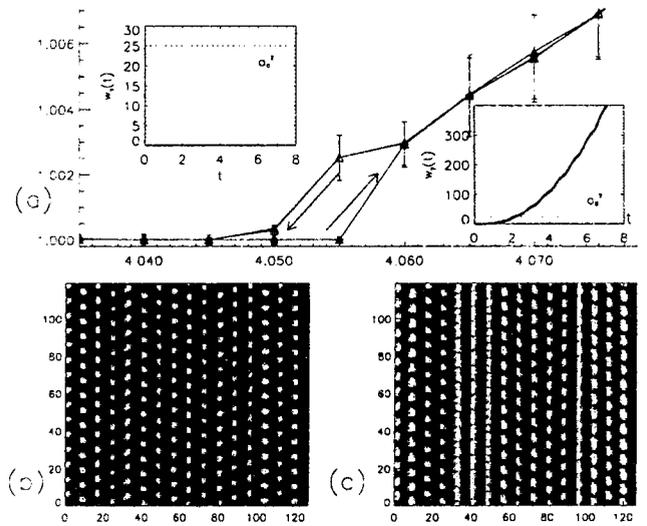


FIG. 3. (a) Curva Velocidad-fuerza cerca de la transición en uno de los bordes del escalón para $\Omega = 5$ y $F_{ac} = 6$. Los insets muestran los desplazamientos cuadráticos medios longitudinales típicos en el régimen sincronizado con la fuerza alterna (izquierda) y en el régimen desincronizado (derecha). La línea discontinua en cada inset indica a_0^2 . (b),(c) Densidad promedio de vórtices en coarse-grained calculada desde un sistema de referencia moviéndose a la velocidad $v_{sr} = \Omega a_0/2\pi$, para $F_{dc} = 4.045$ y $F_{dc} = 4.085$ respectivamente.

En la Fig. 2(c) dibujamos $S_s = S(G_1)$ y $S_l = (S(G_2) + S(G_3))/2$. En toda la curva vemos que hay orden en las dos direcciones, mayor en la dirección transversal (orden esméctico). Sin embargo no se observan cambios importantes en las transiciones al escalón. Dentro del escalón por otro lado se observan bruscos cambios positivos y negativos en el orden longitudinal S_l que indican que hay varias estructuras sólidas posibles que pueden estar sincronizadas con la fuerza externa y por tanto el sólido es metaestable. En Fig. 3 analizamos detalladamente el proceso de “desanclaje del escalón”. En la Fig. 3(a) mostramos la curva $V - F_{dc}$ ampliada en la zona de la transición. Ciclando F_{dc} alrededor de la transición observamos un claro ciclo de histerésis. En los insets de Fig. 3(a) mostramos la evolución de los desplazamientos cuadráticos medios longitudinales $w_y(t)$ con el tiempo, dentro del escalón (curva izquierda) y afuera (curva derecha). Mientras que los desplazamientos dentro del escalón permanecen constantes en un valor muy pequeño comparado con a_0 , afuera del escalón comienza un régimen superdifusivo con $w_y(t) \sim t^2$. Para visualizar lo que sucede en el desanclaje del escalón definimos la densidad de vórtices desde un sistema de referencia moviéndose a la velocidad V_{step} , $\rho'_v(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{N_v} \sum_i \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}'_i(t))$ tomando una escala de coarse-graining $\Delta r < a_0$, donde $\mathbf{r}'_i(t) = \mathbf{r}_i(t) - \mathbf{y}V_{step}t$. En las figuras Fig. 3(b,c) mostramos el promedio temporal $\langle \rho'_v(\mathbf{r}, t) \rangle$ de la densidad adentro y fuera del escalón,

respectivamente. Esta cantidad indica las trayectorias de los vórtices vistas desde un sistema de referencia que se mueve con una velocidad igual a la velocidad media en el escalón (sincronizada con Ω). Vemos que adentro del escalón (Fig. 3(b)) los vórtices están localizados alrededor de posiciones de equilibrio en una red en movimiento a velocidad V_{step} , en forma consistente con la estructura dinámica sólida observada en Fig. 2(b). Fuera del escalón vemos que algunos vórtices se deslocalizan siguiendo trayectorias rectas en la dirección de la fuerza entre vórtices "anclados" a la red a velocidad V_{step} . Por lo tanto en la transición hay *coexistencia* de canales de flujo sincronizados con canales desincronizados. Podemos decir entonces que en la transición la red sólida sincronizada sufre tensiones en la dirección longitudinal originadas por la desincronización de canales de flujo individuales. La coexistencia de estos canales con canales de flujo sincronizados producen deformaciones plásticas en la red en movimiento.

Los escalones en la curva $V - F_{dc}$ pueden ser caracterizados cuantitativamente por la dependencia de su ancho ΔF_{dc} en función de F_{ac} y Ω , como fue hecho anteriormente en [20]. En la figura Fig. 4(a-b) mostramos la dependencia de ΔF_{dc} para los dos regímenes de frecuencia Ω donde encontramos escalones, $F_p < F_{dc} < F_t$ y $F_t < F_{dc}$ respectivamente. Las barras de error en ambos casos son debidas a la dependencia del ancho del escalón con la realización de desorden, y el valor en cada punto es un promedio sobre tres realizaciones de desorden distintas. En la figura Fig. 4(a) mostramos lo que sucede para una frecuencia $\Omega = 1$ correspondiente a una frecuencia de tabla de lavar del régimen esméctico a $F_{ac} = 0$. Vemos que hay un valor crítico de amplitud $F_{ac}/V_{step} \approx 1$ para obtener un escalón (comparar con Fig. 1(b)). Para valores mayores pero cercanos a este valor crítico observamos una fuerte dependencia con la realización del desorden. Para amplitudes mas grandes la dependencia del ancho del escalón con la realización de desorden se reduce. No encontramos para este régimen de frecuencias una dependencia sistemática con F_{ac} y Ω . En la figura Fig. 4(b) mostramos el caso correspondiente al sólido transversal a $F_{ac} = 0$, para dos frecuencias, $\Omega = 2.5, 5$. Para las dos frecuencias encontramos que para amplitudes pequeñas, $F_{ac}/V_{step} < 1$, ΔF_{dc} crece en forma aproximadamente lineal con F_{ac}/V_{step} . Interesantemente observamos que toda la dependencia conjunta con F_{ac} para los dos valores de Ω es colapsada en una sola curva si graficamos ΔF_{dc} vs F_{ac}/V_{step} . Esta curva a su vez puede ser muy bien ajustada con una función $\Delta F_{dc} \approx A|J_1(F_{ac}/V_{step})|$, donde $V_{step} = a_0\Omega/2\pi$ y A una constante.

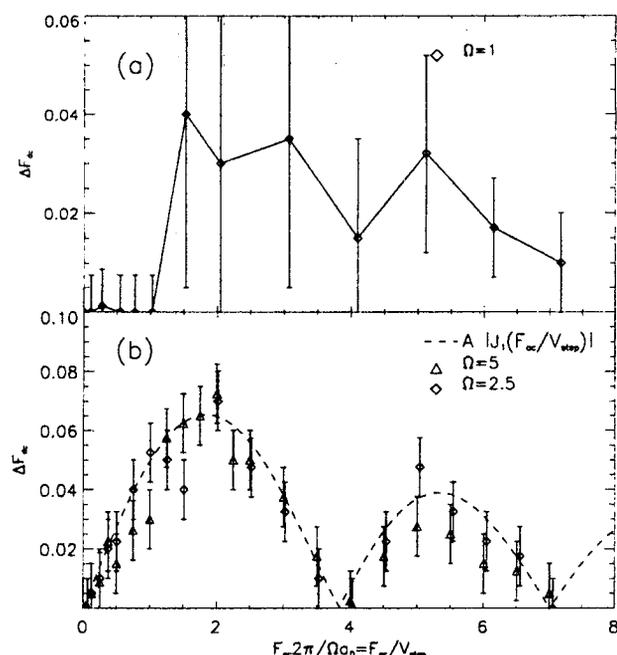


FIG. 4. Ancho del escalón en la curva $V - F_{dc}$, ΔF_{dc} , vs $F_{ac}2\pi/\Omega a_0 = F_{ac}/V_{step}$. (a) $\Omega = 1$. (b) $\Omega = 5$ (Δ) y $\Omega = 2.5$ (\diamond). La línea discontinua muestra la función ajustada $A|J_1(F_{ac}/V_{step})|$ donde $V_{step} = \Omega a_0/2\pi$.

Lo curioso de este resultado es que esta es la misma dependencia predicha para los escalones de Shapiro en una juntura Josephson en el límite de capacitancia nula o en modelos equivalentes como un péndulo sobrearmatiguado o una partícula moviéndose en un potencial periódico [20]. Este resultado está en contraste con los resultados que Schmid y Hauger [17] obtuvieron en una aproximación elástica perturbativa. Ellos encontraron que $\Delta F_{dc} \sim (1/C_{66})|J_1(F_{ac}/V_{step})|^2$, donde C_{66} es el módulo de corte de la red. Es importante observar sin embargo, que una aproximación elástica no es válida aquí ya que vimos que aún a grandes velocidades la red es inestable a la formación de dislocaciones con vectores de Burgers en la dirección de movimiento en la transición a los regímenes desincronizados. Esto sugiere que la física involucrada a altas velocidades está dominada fuertemente por la dinámica individual de canales de flujo débilmente acoplados. Los resultados obtenidos muestran que a cada régimen dinámico a $F_{ac} = 0$ en la curva $F_{dc} - V$ tienen asociada una respuesta diferente a la presencia de una fuerza alterna a la frecuencia de tabla de lavar. El comportamiento a bajas amplitudes F_{ac} es consistente cualitativamente con el orden temporal de cada régimen. Establecer cuantitativamente este vínculo en principio nos permitiría hacer detecciones indirectas de ruido de tabla de lavar y estudiar el orden temporal en experimentos de interferencia. Por otro lado los resultados también muestran que aún a altas velocidades y

desorden débil hay flujo plástico en el proceso de desanclaje de los escalones, y por lo tanto una aproximación elástica no es válida.

IV CONCLUSIONES

Hemos obtenido evidencia de sincronización temporal de la red de vórtices en films superconductores con desorden puntual a una fuerza alterna a la frecuencia de tabla de lavar. Hemos caracterizado la estructura de los regímenes dinámicos alrededor de la transición de sincronización temporal a frecuencias altas. Encontramos que cerca de la condición de interferencia el régimen sincronizado corresponde a un sólido y el desincronizado a un sólido transversal. Cerca de la transición observamos coexistencia de canales de flujo sincronizados y desincronizados, que dan lugar al flujo plástico longitudinal en la red en movimiento. Encontramos una marcada diferencia en la dependencia de los escalones de interferencia con la frecuencia y amplitud de la fuerza alterna, en directa relación con la ocurrencia de los distintos regímenes dinámicos en el límite de $F_{ac} = 0$.

Agradecemos discusiones con L. Balents, P. S. Cornaglia, M. F. Laguna, V. I. Marconi, C. J. Olson, C. Reichhardt. Este trabajo fue financiado por un subsidio de ANPCYT PICT 03-00000-01034 (Argentina), por Fundación Antorchas, Proyecto A-13532/1-96 y por the Office of Adv. Sci. Comp. Res., Div. of Math. Inf. and Comp. Sci. of the U.S. D.O.E (Contract No. DE-AC03-76SF00098). D. D. and A.B.K. también agradecen a Conicet and CNEA (Argentina). A.B.K. agradece la buena hospitalidad recibida durante su visita a Applied Science Department. University of California at Davis.

and V. Vinokur, Phys. Rev. B **56**, 5136 (1997).
 [7] C. J. Olson, C. Reichhardt and F. Nori, Phys. Rev. Lett. **81**, 3757 (1998);
 [8] H. J. Jensen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **60**, 1676 (1988), A.-C. Shi and A. J. Berlinsky, Phys. Rev. Lett. **67**, 1926 (1991); A. E. Koshelev, Physica C **198**, 371 (1992); M. C. Faleski *et al.*, Phys. Rev. B **54**, 12427 (1996); C. Reichhardt *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 2648 (1997); N. Grønbech-Jensen, A. R. Bishop and D. Domínguez, Phys. Rev. Lett. **76**, 2985 (1996).
 [9] W. J. Yeh and Y. H. Kao, Phys. Rev. B **44**, 360 (1991); A. C. Marley *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 3029 (1995); R. D. Merithew *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 3197 (1996); M. W. Rabin *et al.*, Phys. Rev. B **57**, R720 (1998); T. Tsuboi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80**, 4550 (1998).
 [10] A. B. Kolton, D. Domínguez and N. Grønbech-Jensen, Phys. Rev. Lett. **83**, 3061 (1999).
 [11] L. Balents and M. P. A. Fisher, Phys. Rev. Lett. **75**, 4270 (1995).
 [12] G. Gruner, Rev. Mod. Phys. **60**, 1129 (1988); M. H. Higgins, A. Alan Middleton, and S. Bhattacharya, Phys. Rev. Lett. **70**, 3784 (1993).
 [13] G. Gruner, Rev. Mod. Phys. **66**, 1 (1994).
 [14] A. T. Fiory, Phys. Rev. Lett. **27**, 501 (1971); Phys. Rev. B **7**, 1881 (1973); Phys. Rev. B **8**, 5039 (1973).
 [15] J. M. Harris *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 3684 (1994).
 [16] S. Shapiro, Phys. Rev. Lett. **11**, 80 (1963).
 [17] A. Schmid and W. Hauger, J. Low. Temp. Phys. **11**, 667 (1973).
 [18] A. I. Larkin and Yu. N. Ovchinnikov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **65**, 1704 (1973) [Sov. Phys. JETP **38**, 854 (1974)]
 [19] P. Martinoli, O. Daldina, C. Leemann, and E. Stocker, Solid State Commun. **17**, 207 (1975); L. Van. Look *et al.*, Phys. Rev. B **60**, R6998 (1999).
 [20] C. Reichhardt *et al.*, Phys. Rev. B **61**, R11914 (2000)
 [21] Y. Togawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 3716 (2000).
 [22] A. M. Troyanovski, J. Aarts, and P. H. Kes, Nature **399**, (Jun 1999).
 [23] A. B. Kolton, C. Reichhardt, C. J. Olson, D. Domínguez y N. Grønbech-Jensen, en preparación.
 [24] N. Grønbech-Jensen, Int. J. Mod. Phys. C **7**, 873 (1996); Comp. Phys. Comm. **118**, (1999), in press.

[1] R. Thoril *et al.*, J. Phys. (Paris) **34**, 447 (1973)
 [2] A. E. Koshelev and V. M. Vinokur, Phys. Rev. Lett. **73**, 3580 (1994).
 [3] T. Gianarchi and P. Le Doussal, Phys. Rev. Lett. **76**, 3408 (1996); P. Le Doussal and T. Gianarchi, Phys. Rev. B **57**, 11356 (1998); L. Balents, M. C. Marchetti and L. Radzihovsky, *ibid.* **57**, 7705 (1998); S. Scheidl and V. M. Vinokur *ibid.* **57**, 13800 (1998).
 [4] S. Bhattacharya and M. J. Higgins, Phys. Rev. Lett. **70**, 2617 (1993); U. Yaron *et al.*, Nature (London) **376**, 743 (1995); F. Pardo *et al.*, *ibid.* **396**, 348 (1998).
 [5] M. C. Hellerqvist *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 4022 (1996);
 [6] K. Moon, R. T. Scalettar and G. Zimányi, Phys. Rev. Lett. **77**, 2778 (1996); S. Ryu *et al.*, *ibid.* **77**, 5114 (1996); S. Spenser and H. J. Jensen, Phys. Rev. B **55**, 8473 (1997); D. Domínguez, Phys. Rev. Lett. **82**, 181 (1999); D. Domínguez, N. Grønbech-Jensen and A.R. Bishop, Phys. Rev. Lett. **78**, 2644 (1997); I. Aranson, A. Koshelev