

DINÂMICA DE VÓRTICES EM SUPERCONDUTORES COM REDE DE *PINNINGS* DO TIPO KAGOMÉ E TRIANGULAR. Daniel Rodrigo Falconi, Pablo Antonio Venegas, Rafael Plana Simões, Denise Fernandes de Mello. – Exatas – Licenciatura Plena em Física – Departamento de Física – Faculdade de Ciências – Campus de Bauru.

O comportamento dinâmico dos vórtices é influenciado fortemente pela presença dos defeitos que podem agir como centros aprisionadores para as linhas de vórtices. O rápido desenvolvimento de técnicas de nano e micro engenharia forneceu a possibilidade de fabricar redes de centros aprisionadores (*pinnings*) de tamanho reduzido, isto é, de uma escala comparável aos comprimentos de coerência (ξ) de supercondutores convencionais. Conseqüentemente, um renovado interesse experimental e teórico emergiu a respeito dos potenciais aprisionadores periódicos correspondentes a defeitos idênticos com forma e distribuição geométrica bem definidos, tal como modulações da espessura, vacâncias ou pontos magnéticos. Para isso, um grande esforço tem sido feito para obter uma completa compreensão destes tipos de sistemas e, também, explorar a possibilidade de projetar potenciais de aprisionamento específicos, possibilitando investigar as propriedades elásticas e dinâmicas da estrutura de vórtices. Neste trabalho apresentamos um estudo do comportamento dinâmico da rede de vórtices em um filme fino, infinito, para dois tipos de rede periódica de *pinnings*: triangular e kagomé.

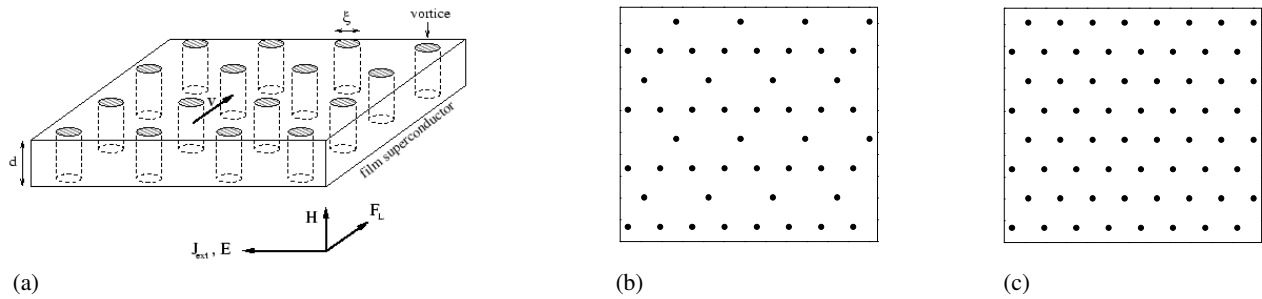


FIG. 1. (a) Geometria do problema de transporte. A amostra supercondutora pode ser um filme fino ou um dos planos supercondutores de um supercondutor laminar. O campo magnético H induz a rede de vórtices que se movem com uma velocidade v em resposta a uma força de Lorentz $F_L = J_{ext} \times \Phi / c$ originada por uma corrente externa J_{ext} . (b) Rede triangular. (c) Rede kagomé.

Para realizarmos este estudo, primeiramente adaptamos o movimento da rede de vórtices à Dinâmica de Langevin. Essa dinâmica supõe a partícula movendo-se em um meio líquido e associado a ela um coeficiente de arrasto viscoso. Então, supomos os vórtices como partículas que fazem parte de um fluido viscoso com coeficiente de atrito η . E, utilizando a técnica de Dinâmica Molecular, desenvolvemos um algoritmo computacional capaz de realizar simulações numéricas das interações dos vórtices com as duas configurações de *pinnings* propostas. O sistema infinito (nas direções x e y) foi simulado por meio de geração de infinitas réplicas da caixa de simulação. Os vórtices da caixa interagem entre eles e com os *pinnings* dentro dela, e também com os vórtices das infinitas caixas imagens. Usamos condições de contorno periódicas e a interação de longo alcance periódica é evoluída com uma soma exata de convergência rápida [1]. A integração numérica foi realizada utilizando-se o método de Euler.

Então, adaptando a dinâmica de vórtices à equação de Langevin, obtemos a seguinte equação de movimento para cada vórtice na posição \vec{r}_i :

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

onde $r_{ij} = |\vec{r}_i - \vec{r}_j|$ é a distância entre os vórtices i e j , $r_{ip} = |\vec{r}_i - \vec{r}_p|$ é a distância entre o vórtice i e o *pinning* em \vec{r}_p e \vec{F} é a força de Lorentz originada pela aplicação de corrente. Um supercondutor bidimensional tem sua realização em filmes finos de espessura d , onde $d \ll \lambda$, o qual tem uma longitude de penetração $\Lambda = 2\lambda^2 / d$. Como Λ é tipicamente da ordem do tamanho da amostra ($\Lambda \approx 200 \mu m$ em [2]), a interação vórtice-vórtice é logarítmica: $U_v(r) = -A_v \ln(r / \Lambda)$, com $A_v = \phi_0^2 / 8\pi\Lambda$ [3,4]. A interação dos vórtices com os centros de pinning atrativos é $U_p(r) = -A_p e^{-(r/\xi)^2}$. Normalizamos as escalas de comprimento por 4ξ , escalas de energia por A_v e de tempo por $\tau = 16\eta\xi^2 / A_v$. Consideramos N_v vórtices e N_p centros de pinning em uma caixa retangular de dimensões $L_x \times L_y$ e a densidade de vórtices normalizada é $n_v = N_v \xi^2 / L_x L_y = B \xi^2 / \phi_0$. Os vórtices em movimento induzem um campo elétrico total $\vec{E} = \frac{B}{c} \vec{v} \times \hat{z}$ com $\vec{v} = \frac{1}{N_v} \sum_i \vec{v}_i$. Em seguida, desenvolvemos um algoritmo computacional através do qual realizamos simulações numéricas utilizando a técnica de Dinâmica Molecular.

Nós estudamos os regimes dinâmicos sobre as características de velocidade-força (voltagem-corrente) a $T = 0$, resolvendo a Eq. (1) para valores crescentes de $\vec{F} = \vec{F}_y$. Consideramos uma densidade de vórtices constante $n_v = 0.12$ em uma caixa com $L_y / L_x = \sqrt{3}/2$, e $N_v = 64$. Tomamos uma intensidade de pinning de $A_p / A_v = 0.2$ com densidade de centros de *pinnings* $n_p = n_v$ para a distribuição triangular e $n_p = (3/4)n_v$ para a distribuição kagomé. As equações são integradas com um passo de tempo de $\Delta t = 0.01\tau$ e em média são evoluídos em 32768 passos de integração depois de 2000 iterações para o equilíbrio (quando a energia total alcança um valor estacionário). Cada simulação é iniciada a $F = 0$ com uma rede hexagonal ordenada e a força impulsora é incrementada lentamente em passos de $\Delta F = 0.05$ até valores tão altos como $F = 4$ [4].

Começamos observando as curvas de velocidade média e resistência diferencial obtida a partir da derivada da velocidade média dos vórtices em função da força devida à corrente aplicada (Fig. 2). A velocidade média é obtida pela variação da posição dos vórtices na direção y em função do tempo:

$$V = \langle V(t) \rangle = \left\langle \frac{1}{N_v} \sum_i \frac{dy_i}{dt} \right\rangle \quad (2)$$

Essa velocidade está relacionada à voltagem que surge com o movimento dos vórtices pela expressão $V = E / \rho_f J_0$ (onde ρ_f a resistência do fluxo e $J_0 = c A_v / d \xi \phi_0$). Assim dV / dF é proporcional à resistência diferencial $dV / dF = \rho_f^{-1} dE / dJ$. Observando então a Fig. 2 vemos que para às forças mais baixas os vórtices estão todos presos aos *pinnings*, a velocidade média é nula e, conseqüentemente, a resistência diferencial também. Quando a força é acrescida até um determinado valor, denominado F_c , alguns vórtices começam a se soltar e iniciam um movimento pronunciando um acréscimo na resistência diferencial. No caso da rede hexagonal, quando a força crítica é atingida, todos os vórtices adquirem velocidade. O mesmo não ocorre para a rede kagomé. Nesse caso, constatamos também que F_c é menor para o caso em que os *pinnings* estão distribuídos de acordo com a rede kagomé. Este efeito ocorre devido ao fato dessa distribuição apresentar regiões com menor densidade de *pinnings*, caracterizando uma menor contribuição dos efeitos de aprisionamento exercido pelas forças atrativas dos *pinnings*.

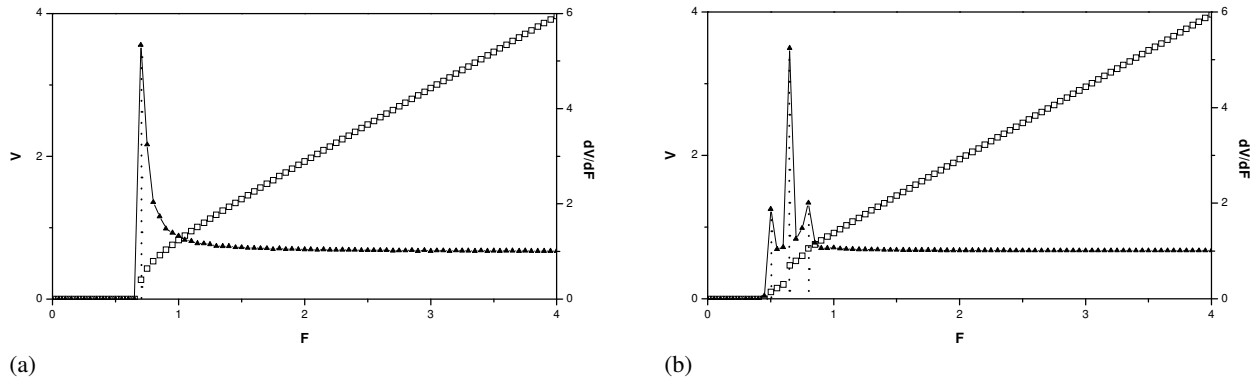


FIG. 2. Curva velocidade-força (voltagem-corrente), escala da esquerda, pontos brancos. Curva dV/dF (resistência diferencial), escala da direita, pontos pretos: (a) distribuição triangular e (b) distribuição kagomé. Para a distribuição triangular a força crítica é igual a $F_c = 0.7$ e para a distribuição kagomé é $F_c = 0.5$. Note ainda a presença de mais dois picos na curva da resistência diferencial para a distribuição kagomé: o primeiro destes ocorre para força igual a 0.65 e o segundo para força igual a 0.8.

Nós também analisamos a difusão transversal (D_x) que mede o deslocamento quadrático médio na direção perpendicular ao movimento. Na Fig. 3 mostramos a difusão transversal dos vórtices em função da posição do centro de massa ($X_{cm}(t), Y_{cm}(t)$) e em função do tempo. Definimos o deslocamento quadrático médio como:

$$w_x(t) = \frac{1}{N_v} \sum_t \{[x_t(t) - X_{cm}(t)] - [x_t(0) - X_{cm}(0)]\}^2 \quad (3)$$

que se relaciona ao coeficiente de difusão por $w_x(t) \sim D_x t$ [5]. Inicialmente a difusão é baixa, sofrendo um acréscimo abrupto quando é atingida a força crítica. Para a distribuição hexagonal de *pinning*s, a difusão é insignificante durante todo o movimento da rede de vórtices. Já para a distribuição kagomé, a difusão inicialmente é baixa, mas vai aumentando conforme o acréscimo da força e atinge um máximo quando a a força coincide com o máximo na resistência diferencial.

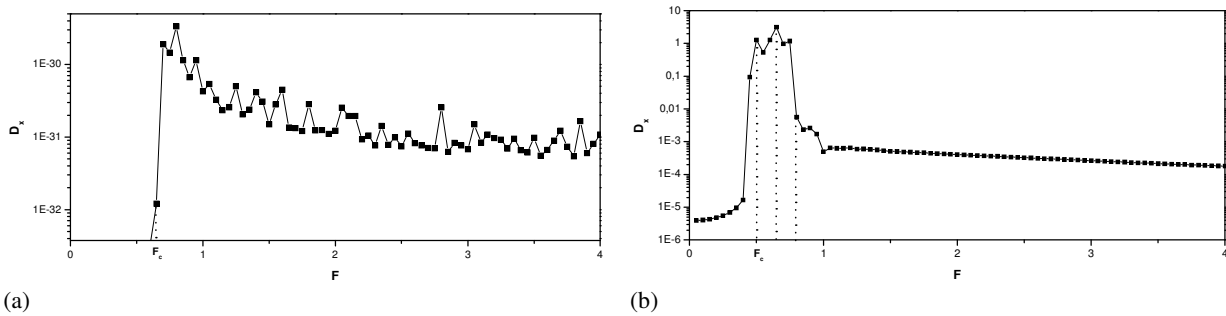


FIG. 3. Curva velocidade-força (voltagem-corrente), escala da esquerda, pontos brancos. Curva dV/dF (resistência diferencial), escala da direita, pontos pretos: (a) distribuição triangular e (b) distribuição kagomé. Para a distribuição triangular a força crítica é igual a $F_c = 0.7$ e para a distribuição kagomé é $F_c = 0.5$. Note ainda a presença de mais dois picos na curva da resistência diferencial: o primeiro deste ocorre para força igual a 0.65 e o segundo para força igual a 0.8.

Contudo, através da análise dos gráficos, podemos concluir que a rede triangular de *pinning*s é mais eficiente que a rede de kagomé, pois apresenta maior valor de corrente crítica.

Referências Bibliográficas

- [1] Gronbech, N., Comp. Phys. Comm. **119**, 115 (1999).
- [4] A. B. Kolton, D. Domínguez, N. Gronbech-Jensen, Phys. Rev. Lett. **83**, 3061 (1999).
- [2] M. C. Hellerqvist et al., Phys. Rev. Lett., **76**, 4022 (1996).
- [3] N. Gronbech-Jensen, A. R. Bishop e D. Domínguez, Phys. Rev. Lett. **76**, 2985 (1996).
- [5] S. Ryu et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 5114 (1996).

Bolsa: CNPq