

# Dinámica de una pared de dominio bajo campo alterno en un medio bidimensional con desorden

Ezequiel E. Ferrero<sup>1,3</sup>, Orlando V. Billoni<sup>1</sup>, Alejandro Kolton<sup>2</sup>, Francisco A. Tamarit<sup>1</sup>, Sergio A. Cannas<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Facultad de Matemática, Astronomía y Física, Universidad Nacional de Córdoba,

<sup>2</sup>Centro Atómico Bariloche,

<sup>3</sup>[ferrero@famaf.unc.edu.ar](mailto:ferrero@famaf.unc.edu.ar)

## RESUMEN

Mediante simulaciones numéricas de Monte Carlo, estudiamos la dinámica de una pared de dominio en una red cuadrada de espines tipo Heisenberg con anisotropía local aleatoria dentro de un cono perpendicular a la red e interacciones de intercambio a primeros vecinos. Este sistema resulta útil para modelar el anclaje intrínseco debido al desorden en la anisotropía en una lámina magnética delgada. Encontramos un comportamiento de la velocidad de la pared en función de un campo estático similar al observado en películas ultradelgadas Pt/Co/Pt que muestran anisotropía perpendicular y desorden congelado. Aplicando un campo alterno obtuvimos medidas de la susceptibilidad AC en función de la frecuencia para distintos valores de la anisotropía local y amplitudes de campo aplicado. Utilizando representaciones Cole-Cole de la susceptibilidad analizamos la presencia de distintos regímenes dinámicos.

## Introducción

En los últimos años a crecido considerablemente el conocimiento a cerca del movimiento inducido de interfaces.

De interés particular es el estudio del movimiento de paredes de dominio en un medio con desorden congelado, ya que exhiben una transición de fase conocida como transición de *desanclaje* y distintos modos en el movimiento de las paredes de dominio (DW) [1]. La inversión de la magnetización en ferromagnetos ocurre por nucleación y movimiento de paredes o por rotación.

Dependiendo de la intensidad del campo aplicado se observan diferentes tipos de movimiento, por debajo o por encima de un campo típico de *desanclaje*  $h_c$ . Por debajo de  $h_c$  solo se observa movimiento a través del *creep* que es un proceso térmicamente activado. Por encima de  $h_c$  se espera la reversión completa de la magnetización primero por *depinning* y luego por *sliding* (SL) o deslizamiento viscoso atómico a medida que aumentamos el campo.

Bajo campos AC podemos identificar distintos regímenes en función de la frecuencia. Si el campo es menor a  $h_c$  tiene lugar el *creep* a frecuencias altas  $f < f_c$ . Para campos  $h > h_c$  existen 2 regímenes más: tenemos a frecuencias altas el llamado régimen de *sliding* si  $f < f_s$  y finalmente a frecuencias menores  $f < f_s < f_c$  la inversión completa de la magnetización o régimen de *switching* (SW).

## El Modelo

Estudiamos un modelo de espines Heisenberg en una red bidimensional cuadrada con geometría rectangular  $L_x \times L_y$ , con anisotropía local sorteada dentro de una cónica -con un ángulo de apertura de 30° respecto a la normal al plano- para cada espín y un campo magnético perpendicular aplicado.

$$H = -J \sum_{\langle ij \rangle} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - \vec{h}(t) \cdot \sum_i \vec{S}_i - D \sum_i (\hat{n}_i \cdot \vec{S}_i)^2$$

donde tomamos  $J=1, D>0, \hat{n}_i$  son versores de orientaciones aleatorias dentro del cono, pero fijas.

$$\vec{h}(t) = h_x \text{sen}(wt) \hat{x} \quad \text{en el caso AC y}$$

$$\vec{h}(t) = h \hat{z}, \forall t \quad \text{en el caso DC}$$

Imponemos condiciones de contorno fijas en  $L_x$  y periódicas en  $L_y$ .

## Susceptibilidad AC

Medimos la susceptibilidad AC

$$\chi' = \chi' - i\chi'' \quad \text{a partir de:}$$

$$\chi' = \frac{2}{N_m h_x} \sum_{i=1}^{N_m} m(t) \text{sen}(wt)$$

$$\chi'' = -\frac{2}{N_m h_x} \sum_{i=1}^{N_m} m(t) \text{cos}(wt)$$

donde promediamos durante un tiempo  $N_{mc}$  y luego sobre varias muestras.

## Movimiento de pared con campo DC

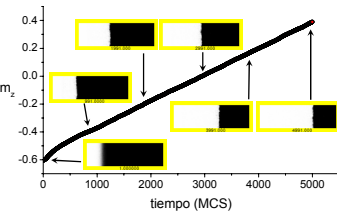


Figura 1: Realización típica de la componente  $z$  de la magnetización por espín con el tiempo para  $D=0.2, h=0.9, T=10^{-4}$  a partir de una condición inicial con una pared de dominio impresa.

Notamos un crecimiento lineal de  $m_z$ , asociamos la pendiente a la velocidad ( $v$ ) de avance de la pared. Las imágenes muestran configuraciones instantáneas del sistema visto desde "arriba". Con pixeles en una escala de grises se representan los valores  $s_z$  de cada espín (blanco  $s_z = 1$ , negro  $s_z = -1$ )



Figura 2: Imágenes magneto-ópticas de efecto Kerr ( $90 \times 72 \mu\text{m}$ ) de una pared de dominio en una película  $\text{Si}/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{Pt}(6.5\text{nm})/\text{Co}(0.5\text{nm})/\text{Pt}(3.4\text{nm})$  con anisotropía perpendicular, antes (negro) y después (gris) de ser movida por un campo perpendicular de  $46\text{mT}$  durante  $111\mu\text{s}$  (Reproducida de [2]).

## Velocidad de pared en función del campo DC

En simulaciones previas con una anisotropía local  $n_z = \pm 1$ , campo aleatorio (RF), obtuvimos un buen acuerdo con los datos experimentales obtenidos en películas Pt/Co/Pt [2].

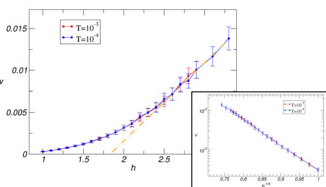


Figura 3: Velocidad de la pared de dominio en un sistema de  $200 \times 60$  espines, anisotropía RF con  $D_0=2$ .

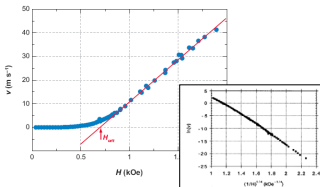


Figura 4: Velocidad de la pared de dominio en  $\text{Pt}(6.5\text{nm})/\text{Co}(0.5\text{nm})/\text{Pt}(3.4\text{nm})$  versus campo magnético aplicado a temperatura ambiente, la flecha marca el campo de depinning  $H_{\text{dep}}$ . A la derecha el  $\ln(v)$  vs.  $h^{-1/4}$ .

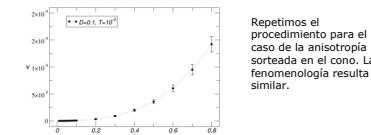


Figura 5: Velocidad de la pared de dominio en un sistema de  $200 \times 60$  espines, anisotropía en el cono con  $D=0.1$  y  $T=10^{-3}$ .

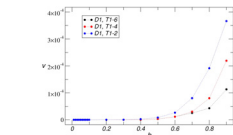


Figura 6: Velocidad de la pared de dominio en un sistema con anisotropía en el cono,  $D=1$  y distintas temperaturas. Notamos el efecto de la temperatura en el depinning.

## Ciclos de histéresis

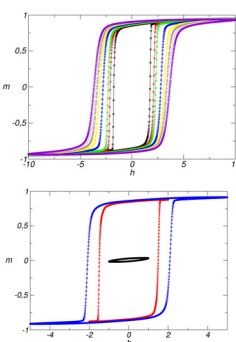


Figura 7: Ciclos de histéresis de  $m_x$  vs.  $h$  en el régimen de *switching* (SW) para  $D=5, h_c=10$  y frecuencias entre  $w=5.10^{-3} \text{ MCS}^{-1}$  (negro) y  $w=1.10^{-3} \text{ MCS}^{-1}$  (violeta),  $T=10^{-6}$ .

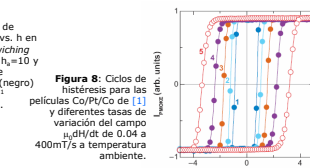


Figura 8: Ciclos de histéresis para las películas  $\text{Co}/\text{Pt}/\text{Co}$  de [1] y diferentes tasas de variación del campo  $w_0 dH/dt$  de  $0.04$  a  $400\text{mT/s}$  a temperatura ambiente.

Variando la amplitud del campo para valores de  $D$  y  $w$  fijos, pasamos de ciclos menores o de *bowing* a lazos histéreticos completos. El fenómeno de *creep* se manifiesta a través de ciclos menores bajo un campo AC.

Figura 9: Ciclos de histéresis de para  $D=5, w=5.10^{-3} \text{ MCS}^{-1}, T=10^{-4}$  y distintas amplitudes de campo:  $h_1=1$  (negro),  $h_2=2$  (rojo),  $h_3=5$  (azul).

## Susceptibilidad AC y representaciones Cole-Cole

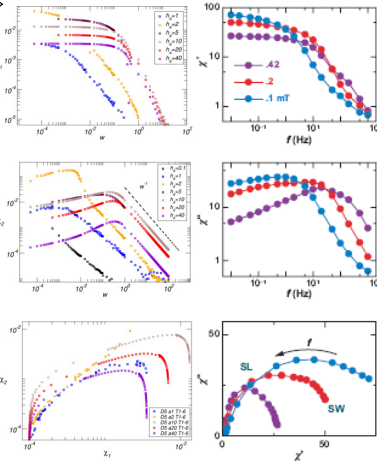


Figura 11: De arriba hacia abajo partes real e imaginaria de la susceptibilidad AC en función de la frecuencia y representación Cole-Cole; para nuestro sistema a  $T=10^{-3}$  y  $D=5$  (columna izquierda) y para películas  $\text{Pt}/\text{Co}/\text{Pt}$  a  $T=350\text{K}$  y distintas amplitudes de campo (columna derecha).

Las medidas de susceptibilidad AC, nos brindan información a cerca del proceso dinámico que ocurre en el sistema.

Observamos espectros con escalones en la dispersión de  $\chi'$  y picos en  $\chi''$ . Estos se mueven hacia frecuencias menores al bajar la amplitud o la temperatura.

Estos escalones y picos marcan eventualmente la transición entre el régimen de *switching* al régimen de *creep* [1]. Esperamos que esto ocurra para amplitudes y frecuencias bajas.

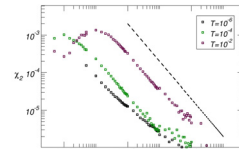


Figura 12:  $\chi''$  en función de la frecuencia para  $D=5, h_c=0.1$  y distintas temperaturas

A temperaturas y amplitudes bajas el comportamiento es compatible con el de *creep*. Al aumentar la temperatura el máximo de  $\chi''$  se corre hacia la derecha y se recupera la pendiente -1 a frecuencias altas, típica del régimen de deslizamiento viscoso atómico o *sliding* (SL).

## Conclusiones

- En el modelo RF reproducimos la ley de la dependencia de la velocidad de pared con el campo aplicado observada en películas magnéticas. En el caso de anisotropía aleatoria en el cono esperamos encontrar este comportamiento en un rango de parámetros adecuados.
- Obtenemos ciclos de histéresis similares a los observados en los experimentos en láminas delgadas con anisotropía perpendicular.
- Observamos lazos menores cuyas áreas decrecen con la frecuencia. Estos son compatibles con los regímenes de *sliding* (atérico) o *creep* (térmicamente activado).
- En las curvas de susceptibilidad AC observamos la transición entre el régimen de *switching* y el de *sliding*. La dependencia de esta transición con la amplitud y la temperatura sigue el comportamiento esperado.
- Con los datos obtenidos hasta el momento resulta difícil identificar la transición entre el régimen de *sliding* y el de *creep*.

## Referencias:

- [1] W. Kleemann, *Annu. Rev. Mater. Res.* **37**, 415 (2007).
- [2] S. Lemerle, J. Ferré, C. Chappert, V. Mathet, T. Giamarchi and P. Le Doussal. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 849 (1998).