

ANCLAJE DE PAREDES DE DOMINIO DE INTERFACES FERROMAGNETO/ANTIFERROMAGNETO EN LA MANGANITA $\text{Pr}_{0.5}\text{Sr}_{0.5-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ CON SEPARACIÓN DE FASES

Darío G. Niebieskikwiat,^{*1,2,3} Rodolfo D. Sánchez^{2,3}

1 Colegio de Ciencias e Ingeniería, USFQ.

2 Instituto Balseiro-Centro Atómico Bariloche, Comisión Nacional de Energía Atómica, S.C. de Bariloche, Argentina.

3 Miembro del CONICET, Argentina.

Resumen

Aquí presentamos un estudio de las propiedades magnéticas de la manganita $\text{Pr}_{0.5}\text{Sr}_{0.5-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ para $x=0.1$ y 0.2 , donde se presenta la coexistencia entre las fases ferromagnética (FM) y antiferromagnética (AFM). Este estado está caracterizado por la presencia de inclusiones FM dentro de una matriz AFM. La evolución de la magnetización (M) con el campo magnético aplicado (H) muestra la existencia de un campo crítico H_C , por encima del cual M crece rápidamente, indicando una expansión repentina del volumen de la fase FM en detrimento del volumen de la fase AFM. Analizamos este comportamiento y la respuesta de la susceptibilidad magnética a bajos campos ($H < H_C$) en términos de un modelo simplificado que considera el anclaje de las paredes de dominio FM/AFM (las interfaces entre las fases FM y AFM). A partir de este análisis podemos estimar algunos parámetros relevantes, incluyendo la energía y longitud característica de anclaje y el tamaño característico de los dominios ferromagnéticos, el cual coincide con otras observaciones experimentales.

Palabras Clave: manganitas, magnetización, dominios, coexistencia de fases, anclaje

Introducción

El descubrimiento de la “Magnetorresistencia Colosal” (CMR, por sus siglas en inglés “Colossal Magnetoresistance”) en las perovskitas de manganeso ha impulsado una gran actividad científica en el área de los óxidos magnéticos en los últimos años [1-6].

Recientemente, la separación de fases (SF) ha sido propuesta como el mecanismo subyacente que gobierna el comportamiento de la CMR en manganitas de valencia mixta [7,8]. Esto ha dado lugar a una importante cantidad de trabajos de investigación focalizados en este tema, y especialmente en la coexistencia de las fases ferromagnética metálica (FM) y la antiferromagnética con orden de carga (CO-AFM) [6]. En los años ‘50, Wollan y Koehler ya habían sugerido la existencia de la SF en el compuesto $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ [9]. Hoy en día, el acceso a nuevas técnicas experimentales ha permitido la observación directa de la coexistencia de fases, ya sea mediante microscopía túnel de barrido [7], microscopía electrónica [8,10], NMR [11,12], dispersión de neutrones [13-15], o aún mediante mediciones magnéticas y de transporte [16-19].

Más allá de todos los esfuerzos orientados a comprender la CMR en las manganitas, aún no hay un panorama concluyente que explique el fenómeno de la separación de fases. Algunos autores han propuesto que una segregación espacial espontánea de los portadores de carga podría ser responsable de la SF observada [6,20-22]. Parece factible que este tipo de separación de fases ocurra en compuestos levemente dopados, donde una SF del tipo polarónica fue observada a escala nanométrica [15]. En materiales fuertemente dopados, en

cambio, la presencia de *clusters* (dominios) de decenas o centenas de nanómetros [7,8,10] indica que es poco probable una segregación espontánea de carga. Por otro lado, ha sido demostrado que el desorden al azar (o *random*) puede explicar la separación de fases a escala sub-micrométrica [18,23,24]. Uno de los candidatos propuestos como promotor de desorden es el *mismatch* del sitio A de la manganita, σ_A^2 [6,24]. Los diferentes radios iónicos de los cationes que ocupan el sitio A de la estructura perovskita inducen distorsiones locales de la red cristalina, afectando el balance energético de las fases que compiten y abriendo la posibilidad de la coexistencia de fases [25,26].

Finalmente es necesario mencionar que las fases FM y CO-AFM presentan diferencias importantes en sus estructuras cristalinas. Esto hace que en los alrededores de las interfaces FM/AFM (las paredes de dominio), se generen importantes tensiones y deformaciones estructurales. Así, las transiciones de fase $\text{FM} \leftrightarrow \text{AFM}$, las cuales proceden *via* el desplazamiento de estas paredes de dominio, podrían tener características martensíticas, donde el traslado de las paredes de dominio implicaría también pequeños desplazamientos atómicos. Esto significa que las paredes de dominio deberían “arrastrar” las deformaciones estructurales en su movimiento, lo que probablemente se vea impedido por las barreras de energía impuestas por las mismas tensiones cristalinas. Así, las paredes de dominio se verían *auto-atrapadas* (*self-trapping*) por las tensiones que ellas mismas generan, permitiendo la presencia de ambas fases (separación de fases) tal como muestran algunas simulaciones numéricas [27] y experimentos de magnetización a bajas temperaturas [28].

En manganitas con SF, debido a la ganancia de la energía Zeeman la aplicación de un campo magnético (H) produce la expansión de los dominios FM a expensas de reducir el volumen de la fase AFM [7,18]. Consecuentemente se favorece el transporte electrónico percolativo y la resistividad se reduce fuertemente, produciendo la CMR [29,30]. En este contexto, el anclaje de las paredes de dominio que separan las fases en coexistencia podría también jugar un papel relevante en la dinámica de los dominios FM. Desde este punto de vista, resulta importante estudiar la evolución de los *clusters* magnéticos bajo la aplicación de un campo externo.

En este trabajo enfocamos nuestra atención en las propiedades magnéticas del compuesto $\text{Pr}_{0.5}\text{Sr}_{0.5-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ para $x=0.1$ y 0.2 . Para temperaturas T por debajo de $\sim 200\text{K}$ estas muestras presentan la coexistencia de las fases FM y CO-AFM. En este rango de temperaturas, los ciclos M vs H exhiben dos regímenes diferentes de campo magnético. A bajos campos observamos una respuesta térmicamente activada con una dinámica lenta de los dominios FM, mientras que para H por encima de un campo crítico H_C ocurre un crecimiento rápido e irreversible del volumen FM. En este trabajo discutimos este comportamiento en términos del anclaje de las paredes de dominio y su posible relación con el *self-trapping* inducido por tensiones y el desorden catiónico del sitio A .

Mediciones magnéticas

Las muestras de $\text{Pr}_{0.5}\text{Sr}_{0.5-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ ($x=0.1$ y 0.2) fueron preparadas mediante el método de descomposición de nitratos, como se describió en un trabajo anterior [25].

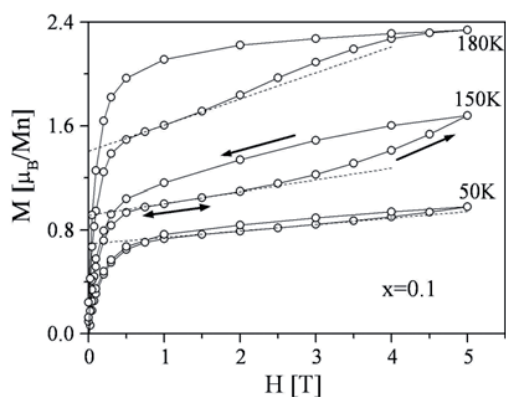


Figura 1. Curvas M vs H a diferentes temperaturas para la muestra $x=0.1$. Las líneas punteadas muestran el régimen lineal de la magnetización. Las flechas en la curva a 150K indican las regiones reversible e irreversible por debajo y por encima del campo crítico H_C , respectivamente (ver texto).

Los datos de magnetización (M) fueron obtenidos con un magnetómetro tipo SQUID de *Quantum Design* equipado con un imán de 5T , y para temperaturas de entre 5 y 300K . Los resultados de M vs H para $x=0.1$ a tres temperaturas representativas se muestran en la Fig. 1 (los resultados para $x=0.2$ son cualitativamente similares, Ref. 18). Estas temperaturas (50 , 150 y 180K) corresponden al intervalo donde se observa la coexistencia de las fases FM y CO-AFM [18]. En esta figura observamos que una vez que el sistema es magnetizado ($H > 0.5\text{T}$), a campos bajos se obtiene un comportamiento lineal. Las líneas rectas punteadas son ajustes de este régimen lineal. De la pendiente de estas líneas obtuvimos la susceptibilidad χ , y de la extrapolación hacia campo cero (la ordenada al origen) obtuvimos la magnetización espontánea M_0 , la cual es proporcional a la fracción de volumen de fase FM para $H=0$ ($\sim 20\%$ a bajas temperaturas, Ref. 18). Es muy remarcable que, mientras el campo aplicado sea ciclado por debajo de un campo crítico H_C , los ciclos $M(H)$ permanecen totalmente reversibles, tal como indica la doble flecha para la curva a 150K . Sin embargo, cuando el campo aplicado excede a H_C la magnetización se aparta del comportamiento lineal, y al disminuirse nuevamente el campo aplicado se genera una gran irreversibilidad (histéresis). Este comportamiento es similar al observado en otras manganitas, donde a bajas

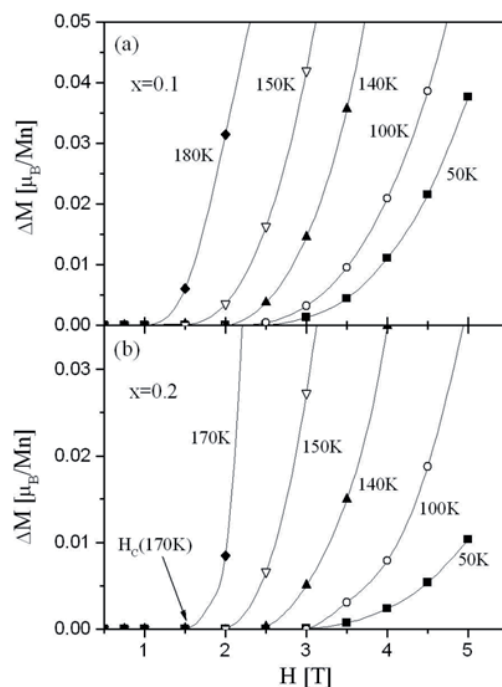


Figura 2. Dependencia con campo magnético de la diferencia ΔM entre la magnetización medida y los ajustes lineales obtenidos debajo del campo crítico H_C (ver Fig. 1). a) muestra $x=0.1$ y b) $x=0.2$. Cada curva corresponde a una temperatura diferente, como se indica.

temperaturas tienen lugar abruptas transiciones metamagnéticas con características martensíticas [28]. Vale la pena mencionar que para $T > 200\text{K}$, donde las muestras son ferromagnéticas casi por completo, las curvas $M(H)$ son totalmente reversibles sin importar el campo magnético al que sean sometidas [18]. Para ilustrar claramente este comportamiento dentro del estado de separación de fases, en la Fig. 2 mostramos la diferencia ΔM entre la magnetización medida y aquella calculada con los ajustes lineales de la Fig. 1. El rápido apartamiento de M de la linealidad es ahora evidenciado por el crecimiento de ΔM para $H > H_C$. A partir de estas curvas identificamos el campo crítico a cada temperatura, como se ejemplifica en la Fig. 2(b) para la muestra $x=0.2$ a $T=170\text{K}$. En la Fig. 3 presentamos un diagrama de fases $T-H$ para cada una de las muestras [18], donde a bajas temperaturas se observa la coexistencia AFM+FM. Dentro de este estado de separación de fases, el campo crítico como función de T , $H_C(T)$, es representado por los triángulos sólidos.

Anclaje de paredes de dominio: modelo y discusión

Los resultados arriba descriptos sugieren fuertemente que H_C es el campo necesario para superar una fuerza de anclaje que se opone a la expansión de los

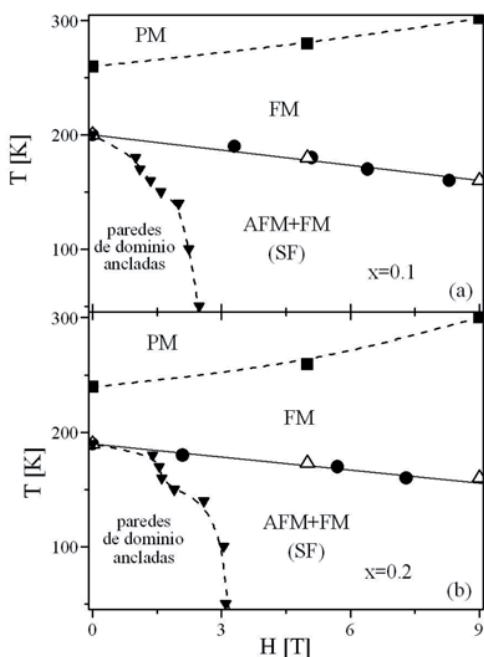


Figura 3. Diagrama de fases $T-H$ mostrando los diferentes estados magnéticos de las muestras, a) $x=0.1$ y b) $x=0.2$. Dentro del estado de separación de fases (SF) a bajas temperaturas, los triángulos sólidos indican el campo crítico H_C , interpretado como el campo de desanclaje de las paredes de dominio que separan los *clusters* FM de los AFM.

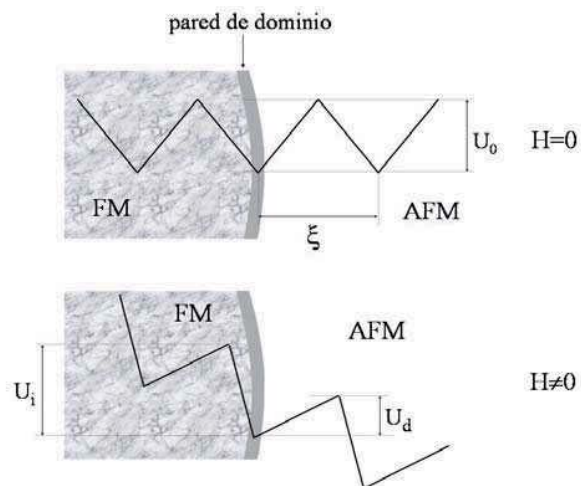


Figura 4. Esquema de potencial tipo “tabla de lavar” utilizado para describir la dinámica de las paredes de dominio. a) caso para $H=0$, b) caso para $H \neq 0$.

clusters FM. Como se indica en la Fig. 3, asumimos que las paredes de dominio que separan las regiones FM de la matriz AFM están atrapadas en algún centro de anclaje, ya sea generado por desorden intrínseco (σ_A^2) o por el desorden estructural generado en torno a las paredes interfaciales (*self-trapping*). Cuando el campo magnético es suficientemente alto, la presión magnética empuja a las paredes de dominio fuera de estos centros de anclaje y el volumen FM crece repentinamente, produciendo también un aumento de magnetización. Para $H < H_C$, las propiedades reversibles de la magnetización estarían relacionadas con una dinámica muy lenta de las paredes de dominio en un medio desordenado. De manera muy básica, esta situación se puede describir mediante el esquema equivalente de una partícula atrapada en un pozo de energía. Como indica la Fig. 4, un modelo fenomenológico simplificado para describir un medio desordenado es el potencial tipo “tabla de lavar”. En este marco, los centros de anclaje están caracterizados por una energía típica U_0 y un tamaño ξ . Por supuesto que este modelo es una descripción simplificada del problema, pero es útil para entender la dinámica básica de los *clusters* FM en manganitas con separación de fases.

Para $H=0$ cada pared de dominio está localizada en un mínimo de energía (un centro de anclaje) y tiene igual probabilidad de hacer un salto térmicamente activado en cualquiera de las dos direcciones (izquierda o derecha en la Fig. 4). En consecuencia, el valor medio del desplazamiento de las paredes de dominio es $\langle s \rangle = 0$. Por el contrario, cuando se aplica un campo magnético las barreras de energía a izquierda y derecha de la pared de dominio (U_i y U_d respectivamente) se desbalancean en una magnitud proporcional a H , por lo que escribimos $U_i = U_0 + \beta H$ y $U_d = U_0 - \beta H$, con β una constante. Este

desbalanceo se refleja en un movimiento efectivo de las paredes de dominio hacia la derecha, es decir que ocurre un crecimiento del *cluster* FM. En esta situación, el desplazamiento medio de las paredes de dominio puede escribirse como

$$\langle s \rangle \sim \xi (P_d - P_i) \propto e^{-U_d/kT} - e^{-U_i/kT} \quad (1)$$

donde P_d y P_i son las probabilidades de que la pared de dominio haga un salto a un centro de anclaje vecino a distancia ξ a la derecha e izquierda respectivamente. Es claro que la Ec. (1) corresponde a una aproximación de primer orden, donde hemos despreciado aquellos saltos que involucran distancias de 2ξ o mayores. Esta relación es válida para campos bajos ($H < H_C$), de manera que $\langle s \rangle$ se mantenga pequeño. En este caso, la Ec. (1) puede expresarse como

$$\langle s \rangle \sim e^{-U_0/kT} H \quad (2)$$

Por lo tanto, el crecimiento de volumen de los *clusters* FM inducido por el campo magnético se obtiene como

$$\delta V \propto D^2 \langle s \rangle \sim e^{-U_0/kT} H \quad (3)$$

donde D es el tamaño característico de los dominios FM. Por un lado, ya que el crecimiento de la magnetización es proporcional a δV , la Ec. (3) muestra que M debería seguir un comportamiento lineal con el campo aplicado, como de hecho observamos en las curvas $M(H)$ de la Fig. 1 para $H < H_C$. Pero más importante, también indica que en este régimen lineal la susceptibilidad magnética debe seguir la ley de Arrhenius, donde la energía de activación está dada por U_0 , la energía de anclaje. Esta relación es bien confirmada por nuestros datos experimentales de $\chi(T)$, los cuales son graficados en la Fig. 5 para las dos muestras estudiadas. Las líneas mostradas junto con los datos experimentales (círculos sólidos y huecos) corresponden a los ajustes con la ley exponencial, de los cuales obtuvimos $U_0 \approx 100$ meV y 90meV para $x=0.1$ y 0.2 respectivamente.

Avanzando aún más en el análisis del anclaje de las paredes de dominio, podemos ahora asumir que H_C es aproximadamente el campo necesario para superar la fuerza de anclaje F_A . Por lo tanto,

$$F_A \sim \frac{U_0}{\xi} \sim m_{FM} H_C \xi^2 \quad (4)$$

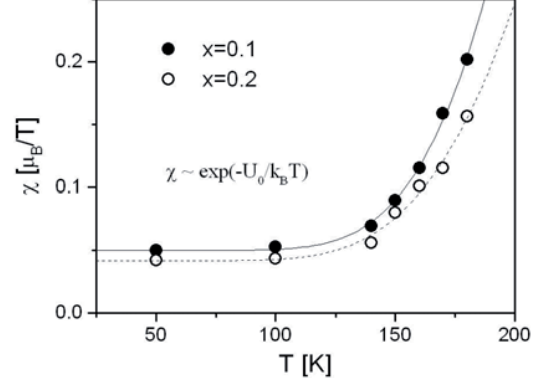


Figura 5. Dependencia en temperatura de la susceptibilidad magnética ($\chi = \partial M / \partial H$) obtenida de la región lineal de los datos $M(H)$ de la Fig. 1. Las líneas corresponden a los ajustes con la ley de Arrhenius indicada, donde U_0 es la energía característica de anclaje de las paredes de dominio FM/AFM.

donde m_{FM} es la magnetización por unidad de volumen de la fase FM, y el producto $m_{FM} H_C$ es la presión magnética. Ya que nuestro análisis está siendo realizado a temperaturas bastante por debajo de la temperatura de Curie del material ($T_C \sim 250$ K, ver Fig. 3), podemos simplificar el problema usando la aproximación $m_{FM} \sim M_S / a_0^3$, donde $M_S = 3.5 \mu_B$ es la magnetización de saturación por átomo de Mn para una manganita de dopaje 1/2 (como nuestro caso), y a_0 es la distancia promedio entre iones de Mn ($a_0 = 0.384$ nm) [25]. Reemplazando estos parámetros en la Ec. (4), se puede obtener el tamaño característico de los centros de anclaje,

$$\xi \sim \left(\frac{2U_0}{M_S H_C} \right)^{1/3} a_0 \quad (5)$$

De esta ecuación podemos entonces estimar $\xi \sim 7a_0 \sim 2.7$ nm. Este pequeño valor de ξ , apenas unas pocas distancias interatómicas, indica que el desorden que produce el anclaje de las paredes de dominio tiene un carácter local.

Dentro del marco propuesto en este trabajo, la escala de longitud característica para el movimiento de paredes de dominio está dada por ξ . Es por lo tanto esperable que el desplazamiento de las paredes de dominio para H apenas por debajo de H_C sea del orden de ξ , tal que cuando las paredes de dominio son capaces de moverse al sitio de anclaje vecino la probabilidad de moverse hacia atrás es despreciable ($P_i \ll P_d$) y entonces ocurre el desanclaje. De esta manera, es razonable asumir que el desplazamiento medio de las paredes de dominio es

$$\langle s \rangle \Big|_{H \rightarrow H_C^-} \sim \xi \quad (6)$$

Por lo tanto, en esta imagen el desanclaje de las paredes de dominio ocurre una vez que estas se desplazan una distancia ξ ($\sim 2.7\text{nm}$) desde su posición original hasta el sitio de anclaje vecino. En este punto vale la pena mencionar que las estimaciones aquí hechas no tendrían sentido si el ancho de las paredes de dominio fuera mucho mayor que ξ . Respecto de esto, experimentos de microscopía túnel hechos en manganitas de Bi-Ca [32] muestran que las paredes de dominio que separan las regiones FM de las CO-AFM pueden ser muy abruptas, tan pequeñas como una o dos distancias interatómicas.

Finalmente, hay un parámetro más que podemos estimar a partir de nuestro análisis, *i.e.* el tamaño de los *clusters* FM, D . Ya que la magnetización espontánea (M_0) es proporcional al volumen FM, podemos escribir $\delta M_C/M_0 = 3\delta D_C/D$, donde δD_C es el crecimiento del tamaño de los *clusters* FM cuando el campo aplicado alcanza H_C , y $\delta M_C = \chi H_C$. Combinando estas ecuaciones podemos finalmente llegar a una útil relación;

$$\chi = \left(\frac{3M_0}{H_C} \right) \frac{\delta D_C}{D} \quad (7)$$

La consecuencia más importante de esta ecuación es que provee una relación directa entre tres parámetros accesibles experimentalmente, que son χ , M_0 y H_C . Siguiendo la Ec. (7), construimos los gráficos de χ como función del parámetro $3M_0/H_C$ para ambas muestras, como se muestra en la Fig. 6 (cada punto de estos gráficos corresponde a una temperatura diferente en la región con SF, Fig. 3). Estos datos muestran una relación lineal bastante aceptable, con pendientes $\delta D_C/D = 0.047$ y 0.038 para las muestras $x=0.1$ y 0.2 respectivamente (una pequeña ordenada al origen $\chi \neq 0$ para $3M_0/H_C \rightarrow 0$ corresponde a la susceptibilidad de la matriz AFM). Los valores obtenidos indican que, antes de que las paredes de dominio sean desancladas en $H=H_C$, mediante un movimiento térmicamente activado el tamaño característico de los *clusters* FM se incrementa en $\sim 4\%$.

Debido a que δD_C se correlaciona con el desplazamiento de las paredes de dominio como $\delta D_C = 2\langle s \rangle \Big|_{H_C}$, concluimos que el crecimiento de tamaño de los dominios FM en el campo crítico H_C es $\delta D_C \sim 2\xi$. Usando la relación $\delta D_C/D \sim 0.04$, la estimación del tamaño de los *clusters* FM es

$$D \sim 50\xi \sim 130\text{nm} \quad (8)$$

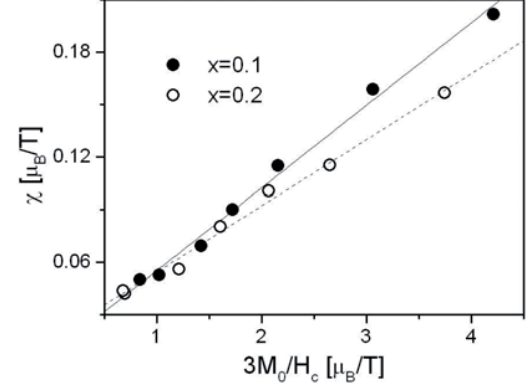


Figura 6. Susceptibilidad χ como función del parámetro $3M_0/H_C$. Estos datos muestran una relación lineal bastante aceptable, como se espera para un sistema de *clusters* ferromagnéticos en expansión.

Este valor está en muy buen acuerdo con observaciones directas obtenidas mediante espectroscopía túnel de barrido [7] y microscopía electrónica [8,10] en otras manganitas fuertemente dopadas, y difiere ampliamente de los tamaños $D \sim 1\text{nm}$ encontrados en compuestos levemente dopados como el $\text{La}_{0.95}\text{Ca}_{0.05}\text{MnO}_3$ [15].

El pequeño tamaño de los centros de anclaje, $\xi \sim 7a_0$, sugiere que el potencial de anclaje no puede ser generado por factores extrínsecos, como por ejemplo inhomogeneidades químicas, los cuales ocurrirían a escalas mucho mayores. Por el contrario, la causa del anclaje de las paredes de dominio es intrínseca del material, y ocurre a escala microscópica.

Es entonces importante notar que el área característica de las paredes de dominio ($\sim D \times D$), es mucho mayor que el tamaño característico de los centros de anclaje, ξ . Es por esto que, si bien *a priori* no puede ser completamente descartado, el anclaje debido al *mismatch* del sitio A parece poco probable. Este tipo de desorden produciría centros de anclaje puntuales localizados en un pequeño entorno de cada uno de los iones del sitio A . Resulta difícil de explicar cómo un objeto extendido de $130\text{nm} \times 130\text{nm}$ es capaz de “ver” defectos puntuales de apenas 3nm distribuidos homogéneamente en el material. De hecho, teorías de anclaje colectivo desarrolladas en el marco del anclaje de vórtices en superconductores predicen que en tal caso no sería posible anclar objetos extendidos. Más aún, en muestras de $\text{Pr}_{1-y}\text{Ca}_y\text{MnO}_3$ el *mismatch* del sitio A es reducido casi por completo debido a que el Pr^{3+} y el Ca^{2+} tiene iguales radios iónicos. Sin embargo, el crecimiento abrupto de los dominios FM en un campo crítico aún se observa en experimentos de magnetización [28]. Por otro lado, estos mismos experimentos muestran que la dinámica de la expansión de la fase FM tiene características martensíticas, lo cual apunta fuertemente

al *self-trapping* de las paredes de dominio en los campos de tensiones generados a su alrededor. Al mismo tiempo, como las paredes de dominio deben “arrastrar” sus deformaciones estructurales resulta inevitable que la dinámica se vea afectada. Este comportamiento sería similar al de la dinámica de polarones, donde una carga eléctrica disminuye su movilidad debido a que debe arrastrar la deformación estructural generada en su entorno [33]. En el caso de las paredes de dominio, el tamaño de los centros de anclaje, $\xi \sim 7a_0$, estaría indicando la escala de longitud donde se extiende el campo de tensiones alrededor de las interfaces FM/AFM. Estos resultados respaldan la idea de que la separación de fases podría deberse a la influencia de las tensiones en el entorno de las interfaces magnéticas, produciendo un congelamiento de la dinámica de las paredes de dominio [10,27,28].

Es claro que el panorama aquí presentado para la dinámica de las paredes de dominio bajo la influencia de un campo magnético externo es la descripción más simple para este problema. Por ejemplo, hemos considerado dominios FM aislados, lo cual podría no ser del todo cierto para fracciones de volumen FM mayores que el umbral crítico de percolación $X_C \sim 16\%$ [29]. Además, un modelo más estricto debería considerar a las paredes de dominio como objetos elásticos extendidos, y también debería tener en cuenta distribuciones en los valores de los parámetros relevantes como H_C , U_0 , ξ y D . Más allá de estas limitaciones, nuestro modelo basado en el desanclaje de las paredes de dominio en H_C captura la física esencial del mecanismo de crecimiento de los *clusters* FM con el campo magnético aplicado.

Conclusiones

La aplicación de un campo magnético en manganitas con separación de fases produce una importante reducción de la resistividad eléctrica, un fenómeno conocido como Magnetoresistencia Colosal. Este comportamiento está relacionado al crecimiento de los *clusters* ferromagnéticos metálicos, favorecido por la energía Zeeman. Sin embargo, hemos mostrado que el anclaje de las paredes de dominio que separan las fases FM y AFM da lugar a la aparición de dos regímenes dinámicos bien diferenciados, cuya frontera es el campo crítico H_C . Cuando el campo magnético alcanza este valor crítico la presión magnética sobrepasa a la fuerza de anclaje, liberando de esta forma a las paredes de dominio de sus centros de anclaje y produciendo un rápido crecimiento del volumen FM. Para $H < H_C$ las curvas $M(H)$ exhiben una dependencia lineal, con una susceptibilidad térmicamente activada cuya energía de activación corresponde a la energía de anclaje $U_0 \sim 100$ meV. De los datos de susceptibilidad también estimamos que los dominios FM tienen un tamaño de ~ 130 nm, lo que involucra $\sim 10^7$ sitios de Mn, en

concordancia con observaciones previas. Mediante el modelo propuesto dedujimos un potencial de anclaje de carácter local, a escala de algunas distancias interatómicas, el cual indica que el mismo es generado por una fuente intrínseca de desorden. Probablemente este desorden provenga de las tensiones estructurales generadas en torno a las paredes de dominio, lo cual podría ser también la causa del fenómeno de separación de fases en diversas perovskitas de manganeso.

Referencias bibliográficas

1. S. Jin, T.H. Tiefel, M. McCormack, R.A. Fastnacht, R. Ramesh, and L.H. Chen, Science 264, 413 (1994).
2. H.Y. Hwang, S-W. Cheong, N.P. Ong, and B. Batlogg, Phys. Rev. Lett 77, 2041 (1996).
3. J.M.D. Coey, A.E. Berkowitz, L.I. Balcells, F.F. Putris, and A. Barry, Phys. Rev. Lett. 80, 3815 (1998).
4. D. Niebieskikwiat, A. Caneiro, R.D. Sánchez, and J. Fontcuberta, Phys. Rev. B 64, 180406(R) (2001); K-I. Kobayashi, T. Kimura, H. Sawada, K. Terakura, and Y. Tokura, Nature (London) 395,677 (1998).
5. Artículo de revisión: J.M.D. Coey, M. Viret, and S. von Molnár, Adv. Phys. 48, 167 (1999), y referencias allí.
6. E. Dagotto, Nanoscale Phase separation and Colossal Magnetoresistance (Springer, Germany, 2003). Ver también el artículo de revisión: E. Dagotto, T. Hotta, and A. Moreo, Phys. Rep. 344, 1 (2001), y referencias allí.
7. M. Fäth, S. Freisem, A.A. Menovsky, Y. Tomioka, J. Aarts, and J.A. Mydosh, Science 285, 1540 (1999).
8. M. Uehara, S. Mori, C.H. Chen, and S-W. Cheong, Nature (London) 399, 560 (1999).
9. E.O. Wollan and W.C. Koehler, Phys. Rev. 100, 545 (1955).
10. J. Tao, D. Niebieskikwiat, M.B. Salamon, and J.M. Zuo, Phys. Rev. Lett. 94, 147206 (2005); S. Mori, C.H. Chen, and S-W. Cheong, Phys. Rev. Lett. 81, 3972 (1998).
11. G. Allodi, R. De Renzi, F. Licci, and M.W. Pieper, Phys. Rev. Lett. 81, 4736 (1998).
12. M.M. Savosta, A.S. Karnachev, S. Krupička, J. Hejtmánek, Z. Jirák, M. Maryško, and P. Novák, Phys. Rev. B 62, 545 (2000).
13. Q. Huang, J.W. Lynn, R.W. Erwin, A. Santoro, D.C. Dender, V.N. Smolyaninova, K. Ghosh, and R.L. Greene, Phys. Rev. B 61, 8895 (2000).
14. C. Ritter, R. Mahendiran, M.R. Ibarra, L. Morellon, A. Maignan, B. Raveau, and C.N.R. Rao, Phys. Rev. B 61, R9229 (2000).
15. M. Hennion, F. Moussa, G. Biotteau, J. Rodríguez-Carvajal, L. Pinsard, and A.

- Revcolevschi, Phys. Rev. Lett. 81, 1957 (1998); M. Hennion, F. Moussa, J. Rodríguez-Carvajal, L. Pinsard, and A. Revcolevschi, Phys. Rev. B 56, R497 (1997).
16. V. Hardy, A. Wahl, C. Martin, and Ch. Simon, Phys. Rev. B 63, 224403 (2001).
 17. N.A. Babushkina, A.N. Taldenkov, L.M. Belova, E.A. Chistotina, O. Yu. Gorbenko, A.R. Kaul, K.I. Kugel, and D.I. Khomskii, Phys. Rev. B 62, R6081 (2000).
 18. D. Niebieskikwiat, R.D. Sánchez, A. Caneiro, and B. Alascio, Phys. Rev. B 63, 212402 (2001).
 19. D. Niebieskikwiat, R.D. Sánchez, and A. Caneiro, J. Magn. Magn. Mater. 237, 241 (2001).
 20. S. Yunoki, J. Hu, A.L. Malvezzi, A. Moreo, N. Furukawa, and E. Dagotto, Phys. Rev. Lett. 80, 845 (1998); A. Moreo, S. Yunoki, and E. Dagotto, Science 283, 2034 (1999).
 21. J. Lorenzana, C. Castellani, and C. Di Castro, Phys. Rev. B 64, 235127 (2001).
 22. M.Y. Kagan, D.I. Khomskii, and M.V. Mostovoy, Eur. Phys. J. B 12, 217 (1999).
 23. A. Moreo, M. Mayr, A. Feiguin, S. Yunoki, and E. Dagotto, Phys. Rev. Lett. 84, 5568 (2000).
 24. M.B. Salamon, P. Lin, and S.H. Chun, Phys. Rev. Lett. 88, 197203 (2002).
 25. D. Niebieskikwiat and R.D. Sánchez, J. Magn. Magn. Mater. 221, 285 (2000).
 26. L.M. Rodríguez-Martínez and J.P. Attfield, Phys. Rev. B 63, 024424 (2001); D. Akahoshi, M. Uchida, Y. Tomioka, T. Arima, Y. Matsui, and Y. Tokura, Phys. Rev. Lett. 90, 177203 (2003).
 27. K.H. Ahn, T. Lookman, and A.R. Bishop, Nature (London) 428, 401 (2004).
 28. V. Hardy, S. Majumdar, S.J. Crowe, M.R. Lees, D. McK. Paul, L. Hervé, A. Maignan, S. Hébert, C. Martin, C. Yaicle, M. Hervieu, and B. Raveau, Phys. Rev. B 69, 020407 (2004); R. ahendiran, A. Maignan, S. Hébert, C. Martin, M. Hervieu, B. Raveau, J.F. Mitchell, and P. Schiffer, Phys. Rev. Lett. 89, 286602 (2002); T. Wu and J.F. Mitchell, J. Magn. Magn. Mater. 292, 25 (2005).
 29. D. Niebieskikwiat, R.D. Sánchez, L. Morales, and B. Maierov, Phys. Rev. B 66, 134422 (2002).
 30. M. Mayr, A. Moreo, J.A. Vergés, J. Arispe, A. Feiguin, and E. Dagotto, Phys. Rev. Lett. 86, 135 (2001).
 31. D. Niebieskikwiat, A. Caneiro, and R.D. Sánchez, J. Appl. Phys. 93, 8080 (2003).
 32. Ch. Renner, G. Aepli, B-G. Kim, Y-A. Soh, and S-W. Cheong, Nature (London) 416, 518 (2002).
 33. M. Jaime, M.B. Salamon, K. Pettit, M. Rubinstein, R.E. Treece, J.S. Horwitz, and D.B. Chrisey, Appl. Phys. Lett. 68, 1576 (1996). Ver también el artículo de revisión: M.B. Salamon

and M. Jaime, Rev. Mod. Phys. 73, 583 (2001), y referencias allí.