

Figura 4.37: Resistividad en función de la temperatura para algunos periodos de bicapas escogidos, con  $d_{FM}=9$  y  $d_{AFM}=6$ .

reportado por la literatura. En sistemas compuestos por capas FM y AFM, existe una competencia entre el aporte de ambas capas a las propiedades del transporte de la multicapa. El comportamiento aislante de la capa AFM enmascara el comportamiento metálico de la capa FM. Al variar el periodo de la superred, manteniendo los espesores de ambas capas constantes, no se está modificando el aporte de los dos materiales. Por el contrario, un parámetro que influye fuertemente en estas propiedades es la relación de espesores  $d_{FM}/d_{AFM}$  [98]. En la figura 4.38 se presentan curvas de resistividad para una superred  $(\text{LCMO}(\text{FM})_9/\text{LCMO}(\text{AFM})_6)_8$ ,  $(\text{LCMO}(\text{FM})_{12}/\text{LCMO}(\text{AFM})_6)_8$  y  $(\text{LCMO}(\text{FM})_{15}/\text{LCMO}(\text{AFM})_6)_8$  con  $L=30$ . En esta figura se presentan además curvas para diferentes campos magnéticos aplicados y en la figura 4.39 se muestra la magnetoresistencia obtenida a partir de estos resultados. De estas gráficas se puede observar la disminución de la resistividad a medi-

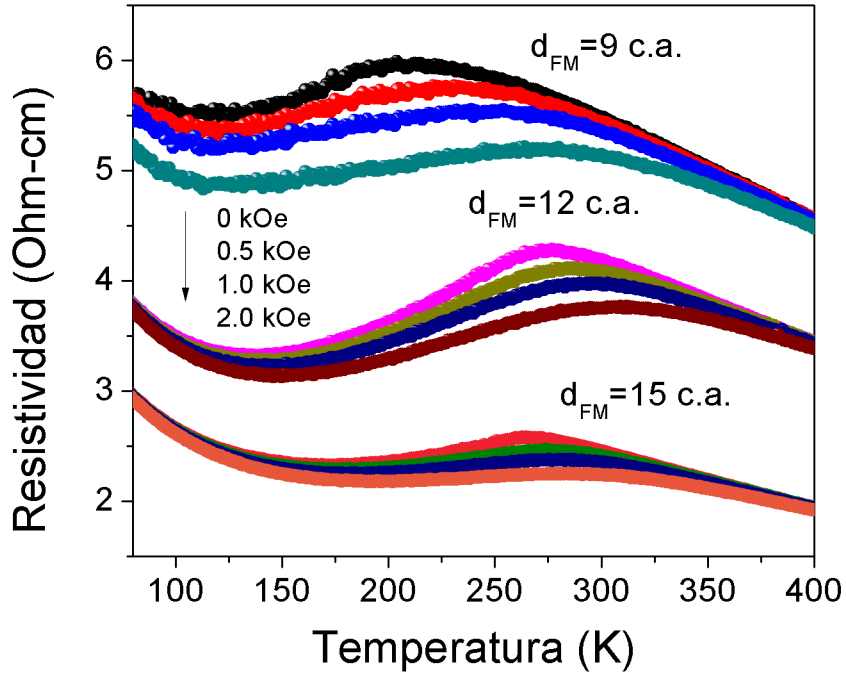


Figura 4.38: Resistividad en función de la temperatura para un espesor de la capa AFM constante en  $d_{AFM}=6$  y para algunos espesores de la capa FM  $d_{FM}$  seleccionados.

da que la relación  $d_{FM}/d_{AFM}$  se hace mayor, mostrando un predominio de la fase ferromagnética-metálica, con respecto a la fase antiferromagnética-aislante. Se puede observar además, que el efecto de magnetoresistencia se hace mayor a medida que se incrementa la relación de espesores. La literatura reporta que la MR es más grande para sistemas con  $d_{AFM} < d_{FM}$ , comparada con sistemas que tienen  $d_{AFM} > d_{FM}$  [247]. Esto se debe a que, como se estudió en el caso de las películas FM y AFM independientes, mientras la capa FM es afectada fuertemente por los campos magnéticos externos, la capa AFM es prácticamente insensible a éstos.

Con el fin de observar el comportamiento de las propiedades de transporte eléctrico con respecto al campo magnético externo aplicado, se llevaron a cabo estudios de superredes  $(\text{LCMO}(\text{FM})_9/\text{LCMO}(\text{AFM})_6)_8$ , para tres tem-

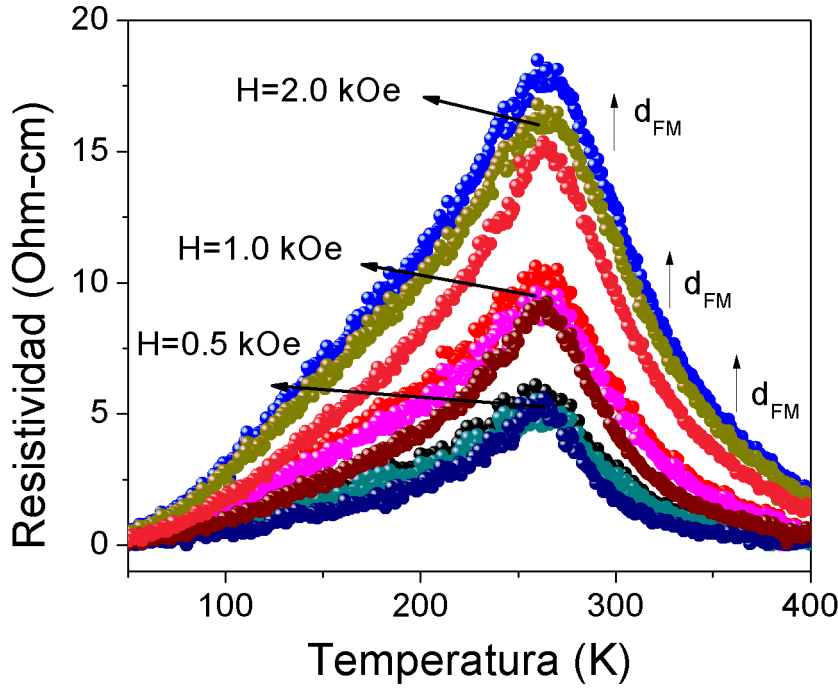


Figura 4.39: Magneto-resistencia en función de la temperatura para un espesor de la capa AFM constante en  $d_{AFM}=6$  y para algunos espesores de la capa FM  $d_{FM}$  seleccionados.

peraturas diferentes:  $T=300$  K,  $T=260$  K y  $T=80$  K. Estos resultados se presentan en la figura 4.40. Las curvas obtenidas son similares a las de la bicapa de estos mismos materiales. Sin embargo, se observa un cambio en la gráfica a temperatura  $T=80$  K, que es una temperatura inferior a  $T_c$ . Los ciclos muestran asimetrías entre las ramas descendente y ascendente. Además, la posición de los dos máximos no es simétrica (no se encuentran a la misma altura). Este resultado es una consecuencia de los mecanismos de inversión de la magnetización. Cuando el campo se reduce en la dirección de saturación positiva, esta dirección coincide con el eje fácil del material ferromagnético, ayudando a la rotación de los espines en esa dirección. Por esta razón, el corrimiento del pico de la resistividad en la dirección del eje positivo del campo magnético es menor. Cuando el campo se incrementa en el lado negativo de

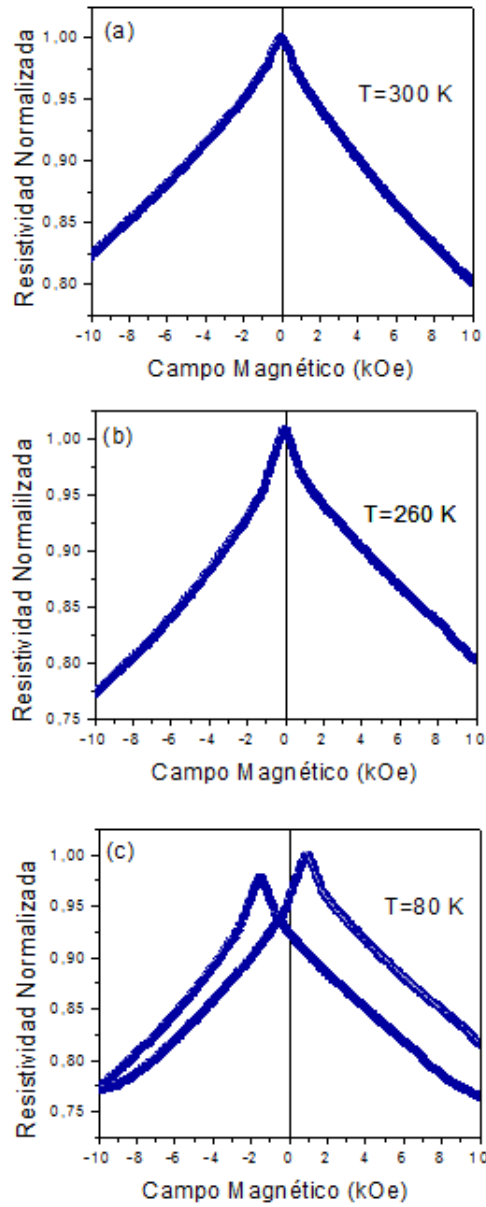


Figura 4.40: Resistividad en función del campo magnético para algunas temperaturas seleccionadas, con  $d_{AFM}=6$  c.a. y  $d_{FM} = 9$  c.a. seleccionados

la saturación, la situación cambia debido a la anisotropía unidireccional, que favorece una situación donde el vector magnetización se alinea con él. Esto estimula la formación de dominios en vez de una rotación coherente de los espines [231].

#### 4.4.2. Exchange bias

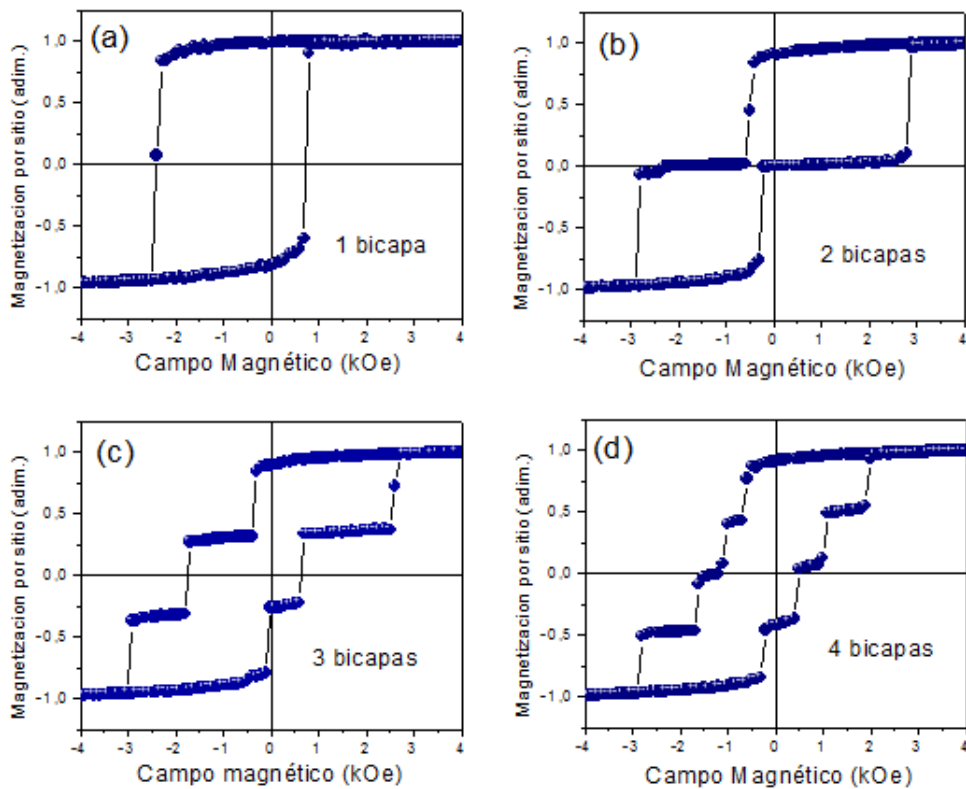


Figura 4.41: Ciclos de histéresis para diferentes números de bicapas, con  $d_{AFM}=6$ ,  $d_{FM}=9$ ,  $H_f=10$  kOe y  $T_f = 50$  K.

El campo  $H_{EB}$  se define como el corrimiento del ciclo de histéresis con respecto a cero. Este campo provee una medida de la fuerza de acoplamiento entre la capa FM y la AFM. Este fenómeno ha dejado de tener un interés meramente académico, y ha comenzado a ser importante en dispositivos para

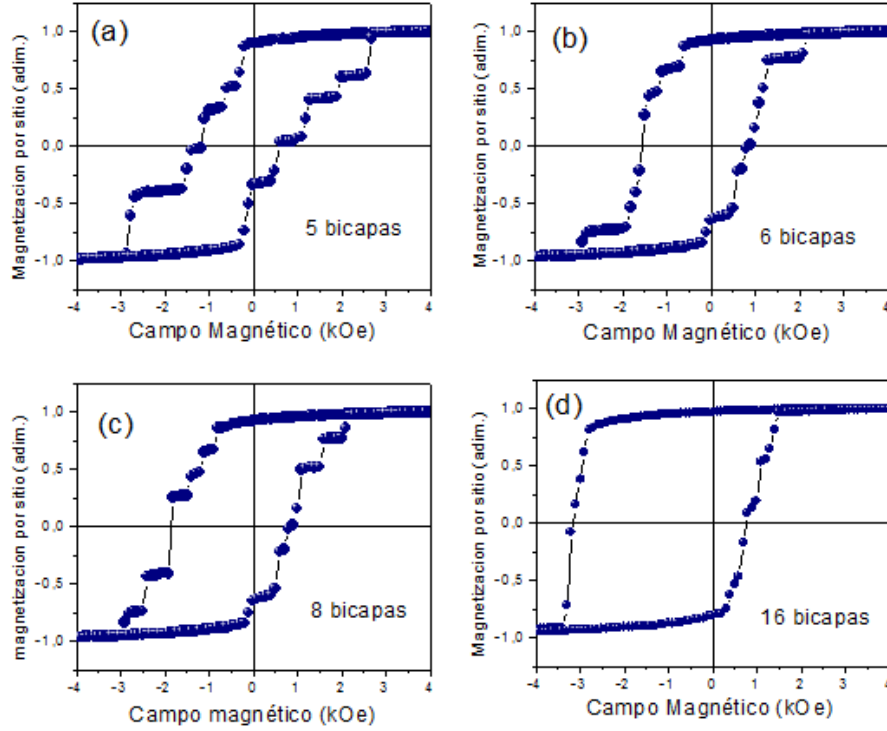


Figura 4.42: Ciclos de histéresis para diferentes números de bicapas con  $d_{AFM}=6$ ,  $d_{FM}=9$ ,  $H_f=10$  kOe y  $T_f = 50$  K.

aplicaciones magnéticas. El problema es que en los experimentos generalmente se encuentra que la magnitud de la fuerza de acoplamiento es uno o dos órdenes de magnitud veces más débil que el anticipado teóricamente. Esto ha conllevado a una gran cantidad de ideas que hacen que la configuración de los espines disminuya el campo de giro. La raíz del problema es que en los sistemas reales existe frustración de los espines en la interface FM/AFM debido a la rugosidad y a la interdifusión. En una superred FM/AFM, el efecto de la rugosidad interfacial es menos importante que el de las capas atómicas debido a que la escala de longitud relevante es el espesor de la bicapa FM/AFM. En este caso el  $H_{EB}$  es establecido por el campo y no por la temperatura [248].

En las figuras 4.41 y 4.42 se presentan ciclos de histéresis para multicapas variando el número de bicapas entre 1 y 16 para espesores de las capas FM y AFM de  $d_{FM} = 9$  y  $d_{AFM} = 6$ , a una temperatura de enfriamiento  $T_f = 50$

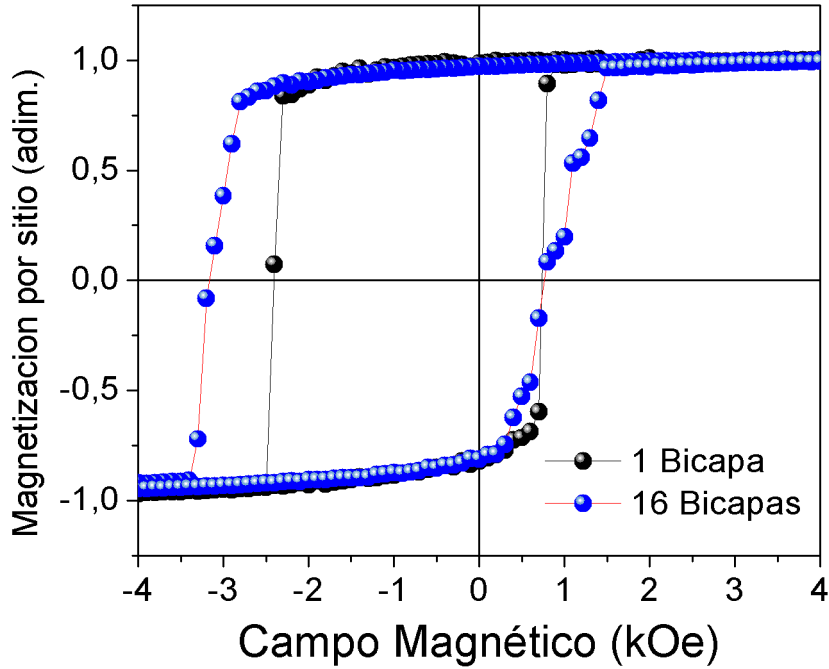


Figura 4.43: Ciclos de histéresis para 1 y 16 bicapas con  $d_{AFM}=6$ ,  $d_{FM}=9$ ,  $H_f=10$  kOe y  $T_f=50$  K.

K y campo de enfriamiento  $H_f=10$  kOe. En estas figuras se observa la aparición de escalones a medida que se incrementa el número de bicapas. Para un número pequeño de bicapas, el número de escalones es igual al número de bicapas. Sin embargo, a medida que el número de bicapas se incrementa, los escalones tienden a traslaparse y a desaparecer. En la literatura se reportan resultados similares para sistemas con más de una interface. X. W. Wu y sus colaboradores reportaron un comportamiento de formación de dos porciones en los ciclos de histéresis para una tricapa de  $a\text{-Co}_{65}\text{Mo}_2\text{B}_{33}$  (230 Å)/ $\text{Co}_{65}\text{Mo}_2\text{B}_{33}$  (230 Å)/ $(\text{Co}_{0,5}\text{Ni}_{0,5})\text{O}$  (300 Å). Según estos autores, un escalón se debe a la capa FM que tiene uno de sus lados libre y el otro escalón, ensanchado y corrido, es ocasionado por el acoplamiento de anclaje de la capa FM que se encuentra entre dos capas AFM [249]. Según la literatura, en el caso de multicapas FM/AFM, cada capa FM produce su propia

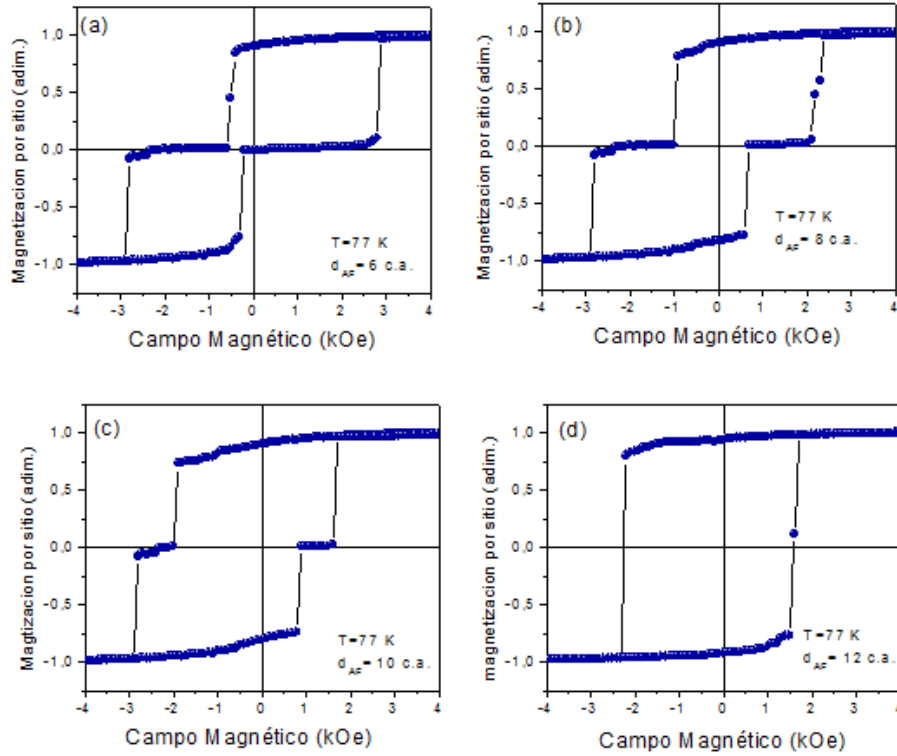


Figura 4.44: Ciclos de histéresis para 2 bicapas variando el espesor de la capa AFM,  $d_{AFM}$ ,  $d_{FM}=9$ ,  $H_{fc}=10$  kOe y  $T_{fc}=50$  K.

porción del ciclo de histéresis. El punto clave a discutir en este caso es el desacoplamiento magnético entre las capas FM. Para desacoplar magnéticamente estas dos capas, los mecanismos de acoplamiento magnético entre primeros vecinos, que en este caso es el super-intercambio  $Mn^{3+}-O-Mn^{4+}$  tiene que ser débil. Para ésto, la interface entre las dos capas magnéticas debe ser un material desordenado. En los óxidos como las manganitas, debido al carácter localizado de los electrones, es más sencillo disminuir el acoplamiento de intercambio, comparado con los metales de transición, en donde los electrones están más deslocalizados, permitiendo emplear la teoría RKKY (Ruderman-Kitter-Kasuya-Yosida). El acoplamiento RKKY puede alcanzar algunos nanómetros y se emplea específicamente para el estudio de interacciones de dos capas FM separadas por una capa metálica no magnética [250]. En caso presentado en este trabajo el mecanismo de desacople entre



las capas FM es diferente. Así, una capa desordenada (AFM) es suficiente para desacoplar las dos capas FM [251]. La formación de sub-ciclos es consistente con cada capa FM, produciendo cada una de ellas una inversión y un corrimiento independientes. Comportamientos similares de histéresis con escalones son reportados en otros trabajos [252], [253]. Por ejemplo, H. Viet Nguyen y sus colaboradores [254] presentaron estudios de simulaciones Monte Carlo para tres capas FM separadas por capas AFM. En sus resultados ellos presentan curvas de histéresis con tres subciclos. Los subciclos inferior y superior corresponden a las capas FM primera y tercera, mientras que el ciclo intermedio corresponde a la segunda capa que está en contacto tanto por encima como por debajo con capas AFM. Según lo reportado por A. Zarafy et. al. [255] para el caso de multicapas, cada capa FM posee un fuerte acoplamiento tipo magnético, via la energía magnetostática, que favorece la formación de multidominios, en contraste con los monodominios formados en monocapas FM. Cada dominio conformado en las multicapas produce un subciclo de histéresis dentro del ciclo total.

Sin embargo, debido a esta interacción magnetostática, el sistema tiende a comportarse como un monodominio a medida que se incrementa el espesor efectivo del sistema, que puede conseguirse aumentando el número de bicapas. El sistema completo de multicapas tiende a comportarse como una muestra con un espesor magnético efectivo mejorado, haciendo que desaparezcan las mesetas del ciclo de histéresis [256], como se muestra en la figura 4.42 (d), para el caso de un número de bicapas igual a 16. Para tener una mejor visualización de este resultado, en la figura 4.43 se presentan los ciclos de histéresis de dos sistemas: una bicapa FM/AFM y una superred con  $n=16$ . Se puede observar realmente un mayor  $H_{EB}$  en la superred comparado con la bicapa. Un resultado similar es reportado por C. Christides et al. [100]. El incremento en  $H_{EB}$  está relacionado con el aumento de las interfaces FM/AFM, pues como es bien sabido y reportado en la literatura, este es un fenómeno producido por anisotropía interfacial [143], [144]. Por otro lado, el incremento en el campo coercitivo se debe a que se requiere mayor campo magnético externo aplicado para contrarrestar el torque producido en las interfaces, y así producir una magnetización neta cero.

Otra manera de eliminar las mesetas producidas por el desacople entre las capas FM consiste en incrementar el espesor de la capa AFM intermedia. En la figura 4.44 se presentan resultados de ciclos de histéresis para  $n=2$  bicapas, variando el espesor de la capa AFM. Aquí se puede ver que las mesetas producidas aproximadamente en magnetización cero desaparecen

gradualmente. C. Schanzer et al. [257] realizaron estudios para un sistema FeCoV/NiO/FeCoV. Para espesores de la capa NiO superiores a 20 nm, los ciclos de histéresis obtenidos fueron similares a los del material en bloque, mientras que para espesores menores a 20 nm, los ciclos de histéresis presentaron mesetas aproximadamente en la parte media. Estos autores especifican que cuando dos capas FM están separadas por una capa AFM, se espera la formación de paredes de dominio en la interface para influenciar la interacción de intercambio interfacial. Se espera que el  $H_{EB}$  esté acompañado por una rotación de los espines de la capa AFM, que se puede dar solo más allá de cierto espesor [258]. Para espesores pequeños de la capa AFM, se espera que la estructura de espines sea rígida, y la inversión de magnetización está acompañada de una rotación irreversible de la capa AFM. Más allá de cierto espesor AFM, se produce una formación de paredes de dominios con los espines que se encuentran más allá de la interface FM/AFM, a lo largo del eje de anisotropía de la capa AFM. El anclaje de estos espines podría ser importante para las propiedades del  $H_{EB}$ . En las multicapas, se espera que el anclaje sea alterado por las siguientes interfaces AFM/FM y la formación de las rotaciones de los espines AFM determinan el acoplamiento de las interfaces [257].

Por otro lado, existen otros parámetros que influyen en el fenómeno de  $H_{EB}$  diferentes a los espesores de las capas FM y AFM. Este es el caso del campo y la temperatura de enfriamiento. Por esta razón se realizaron estudios de una superred para algunos valores de estos parámetros. En la figura 4.45 se muestran diferentes ciclos de histéresis para una superred con  $n=8$ , variando la temperatura de enfriamiento  $T_{fc}$ , a un campo de enfriamiento constante  $H_{fc}=10$  kOe. La figura 4.46 muestra curvas de  $H_{EB}$  y  $H_c$ , para una superred de  $n=8$ , variando la temperatura de enfriamiento. En estas figuras se observa que el  $H_{EB}$  disminuye a medida que la temperatura de enfriamiento  $T_{fc}$  incrementa acercándose a la temperatura de bloqueo  $T_B$ . La temperatura de bloqueo se define como la temperatura máxima de enfriamiento que permite la formación de  $H_{EB}$  [259]. Para el caso de  $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ , se han reportado  $T_B$  entre 80 y 70 K, siendo el valor más frecuente de 77 K [102]. Por encima de la temperatura de bloqueo,  $H_{EB} \rightarrow 0$ . Finalmente, el campo coercitivo  $H_c$  disminuye hasta llegar a cero a medida de se acerca a la temperatura de Curie  $T_c$ . En la literatura se reporta la dependencia de  $H_{EB}$  como función de la temperatura, que generalmente se ajusta tanto a datos experimentales como teóricos a través de una expresión de la forma:

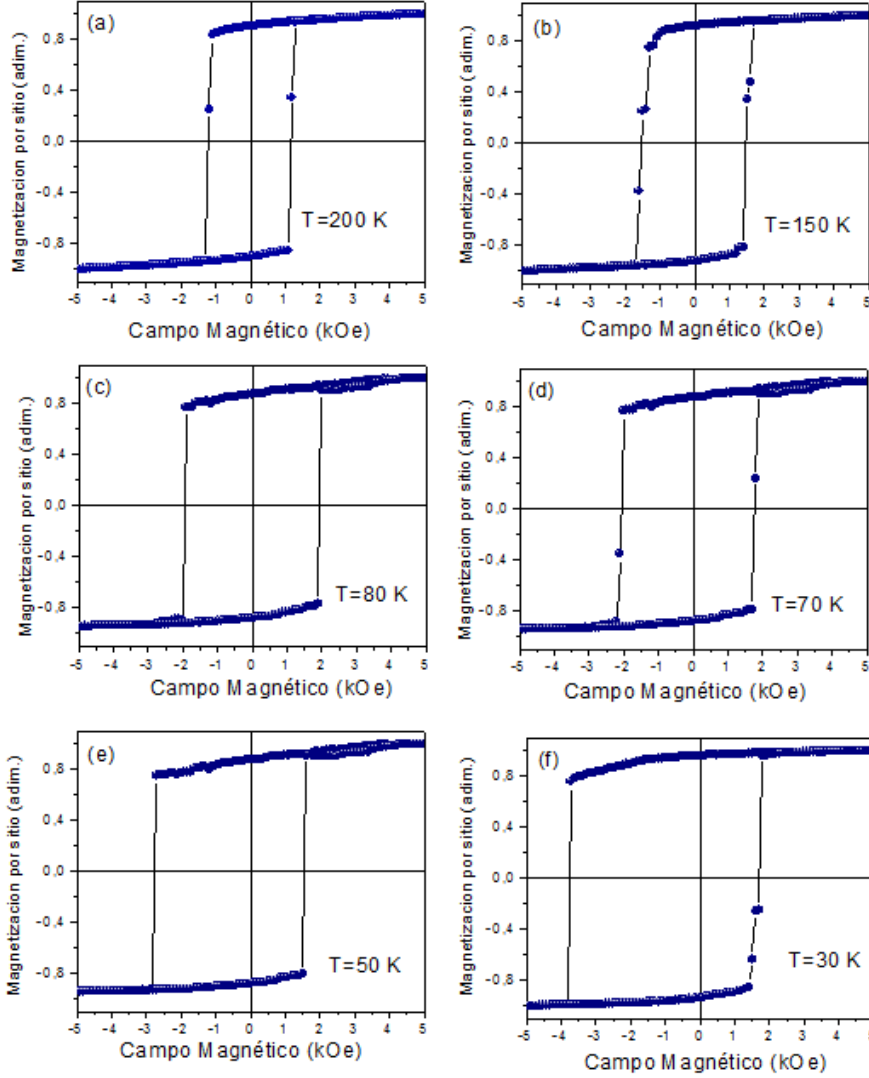


Figura 4.45: Ciclos de histéresis para 8 bicapas con  $d_{AFM}=12$ ,  $d_{FM}=9$ ,  $H_{fc}=10$  kOe variando la temperatura de enfriamiento  $T_{fc}$ .

$$H_{EB} = H_0 e^{-T_{fc}/T_0} + C \quad (4.16)$$

$T_0$  representa la barrera de energía para la activación térmica de la respuesta de la magnetización interfacial para la producción del exchange bias.

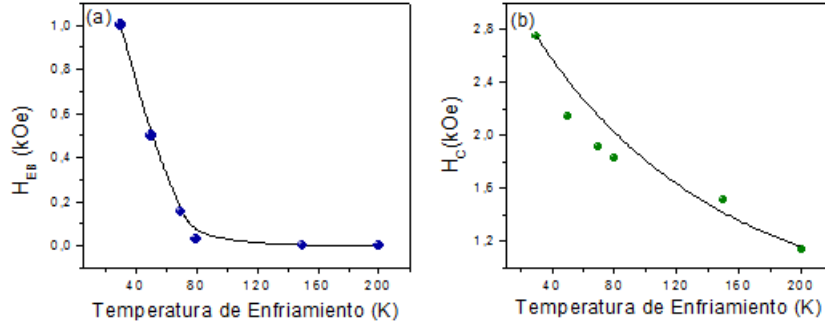


Figura 4.46: (a)  $H_{EB}$  variando la temperatura de enfriamiento para  $T_{fc}=50$  K (b)  $H_c$  variando la temperatura de enfriamiento para  $H_{fc}=10$  kOe.

El campo  $H_{EB}$  cayó a cero entre 70 K y 80 K. Realizando el ajuste pertinente en la figura 4.46 (a), se observó  $T_0 \approx 32$  K, mientras que la literatura reporta  $T_0 = 29 \pm 1$  K [102].

En la figura 4.47 se muestran curvas de ciclos de histéresis para una superred, variando el campo de enfriamiento. La figura 4.48 Presenta  $H_{EB}$  y  $H_c$  como función del campo de enfriamiento  $H_{fc}$ . Los valores de  $H_{EB}$  y  $H_c$  son calculados empleando las ecs (4.10) y (4.11). De la figura 4.48 (a) se infiere que  $H_{EB}$  incrementa monótonicamente con el campo de enfriamiento  $H_{fc}$ , hasta un cierto valor, a partir del cual se vuelve prácticamente insensible. Para el campo coercitivo (figura 4.48 (b)) el efecto debido a  $H_{fc}$  es menor. La literatura reporta que en un acoplamiento FM/AFM, el intercambio envuelve dos tipos de anisotropías: la anisotropía unidireccional, que se relaciona con el campo  $H_{EB}$ , y la anisotropía unidireccional que tiene que ver con el campo coercitivo  $H_c$ . Según los resultados, el campo de enfriamiento ejerce poca influencia sobre la anisotropía uniaxial y  $H_c$ , mientras que afecta fuertemente la anisotropía unidireccional y  $H_{EB}$ . Durante el proceso de enfriamiento con campo,  $H_{fc}$  debe estar por encima de cierto valor para mantener el estado de monodominio en la capa FM [260]. Con  $H_{fc} < 20$  kOe, se compromete el valor de  $H_{EB}$ . Un rango de campo  $0 < H_{fc} < 20$  kOe, produce los mayores cambios en  $H_{EB}$ . A un campo  $H_{fc}=20$  kOe,  $H_{EB}$  alcanza su valor terminal. Una vez la capa FM está alineada en forma de monodominio, debido a un  $H_{fc}$  lo suficientemente alto, cualquier efecto sobre la magnetización del sistema es mínimo. Los resultados han sido obtenidos a una temperatura  $T_{fc}$  de 50 K (menor de  $T_N$ ). De la figura 4.46  $H_{EB}$  se satura a una temperatura mucho

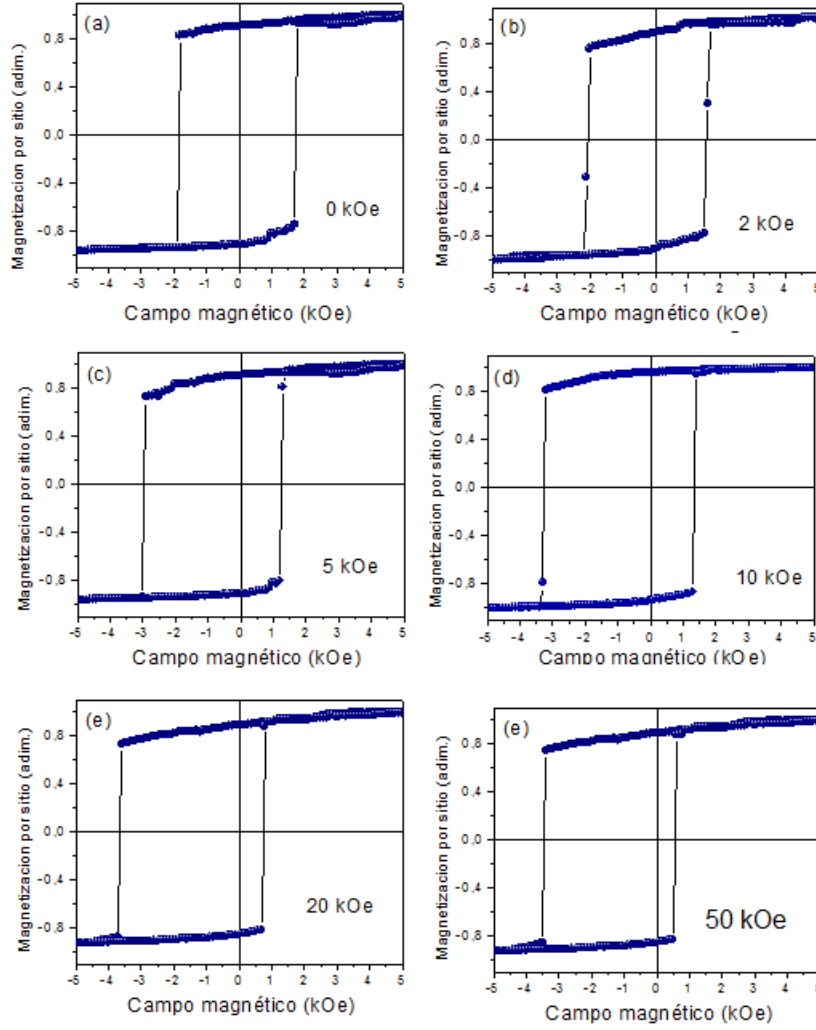


Figura 4.47: Ciclos de histéresis para 8 bicapas con  $d_{AFM}=12$ ,  $d_{FM}=9$ ,  $T_{fc}=50$  K y diferentes valores del campo de enfriamiento  $H_{fc}$ .

menor que  $T_N$ , mientras  $H_c$  aumenta casi linealmente con la disminución de la temperatura [261].

Teniendo en cuenta los resultados anteriores, se podría expresar la dependencia entre  $H_{EB}$  y  $T_{fc}$ :

$$H_{EB} = H_{crit} (1 - e^{-H_{fc}/H_a}) + C1 \quad (4.17)$$

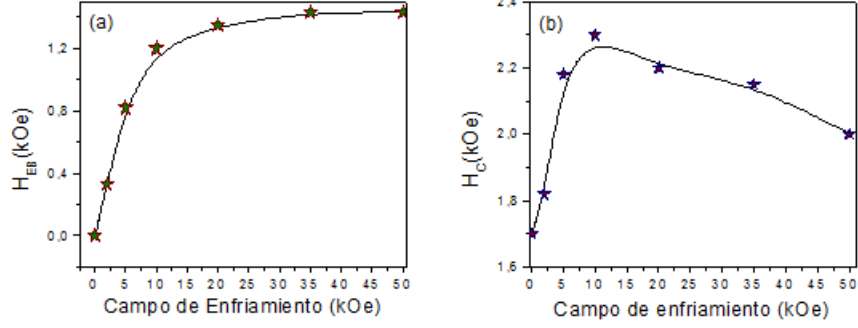


Figura 4.48: (a)  $H_{EB}$  variando el campo de enfriamiento para  $T_{fc}=50$  K (b)  $H_c$  variando el campo de enfriamiento para  $H_{fc}=10$  kOe.

Siendo  $H_{crit}$  el campo de enfriamiento crítico, a partir del cual ya no existe mayor influencia sobre el  $H_{EB}$ ,  $H_a$  es un campo de normalización que tiene que ver con la energía de activación debida al campo magnético externo aplicado. Para nuestro caso,  $H_{crit} = 50$  kOe y  $H_a = 13.5$  kOe

Finalmente, para generalizar a una expresión que reúna la dependencia de  $H_{EB}$  con respecto al espesor FM  $d_{FM}$ , número de bicapas  $n$ , temperatura de enfriamiento  $T_{fc}$  y campo de enfriamiento  $H_{fc}$ , se propone:

$$H_{EB} = H_{ter} \frac{1}{d_{FM}^m} \left( 1 + \left( \frac{n_c}{n} \right)^\delta \right) e^{-T_{fc}/T_0} (1 - e^{-H_{fc}/H_a}) + C2 \quad (4.18)$$

Donde  $H_{ter}$  es el valor de exchange bias máximo que puede alcanzar el material.

# Capítulo 5

## Conclusiones

*Que tu palabra no se adelante  
a tu pensamiento.*

***Pítaco de Mitilene***

Durante el desarrollo de este trabajo de tesis doctoral, se emplearon métodos computacionales para estudiar propiedades magnéticas y de transporte eléctrico de la manganita tipo perovskita  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ . Este estudio se llevó a cabo para sistemas de monocapas FM y AFM:  $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$  y  $\text{La}_{1/3}\text{Ca}_{2/3}\text{MnO}_3$ , bicapas  $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3/\text{La}_{1/3}\text{Ca}_{2/3}\text{MnO}_3$  y multicapas  $(\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3/\text{La}_{1/3}\text{Ca}_{2/3}\text{MnO}_3)_n$ . A partir de los resultados obtenidos, a continuación se presenta un resumen de las conclusiones más relevantes:

## 5.1. Monocapas $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$

Por medio del método Monte Carlo, el algoritmo Metropolis y el modelo clásico de Heisenberg se estudió el comportamiento magnético, de histéresis y de transporte eléctrico de una película monocristalina pura de  $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ .

- Propiedades tales como magnetización, susceptibilidad magnética, calor específico y energía presentaron un comportamiento similar al reportado en la literatura, con una temperatura crítica  $T_c \approx 260$  K. Se observó además la influencia del tamaño de la red  $L$  y del espesor de la capa  $d_{FM}$ , vislumbrándose el cumplimiento de la teoría de escalamiento de tamaño finito. Se encontró que un campo magnético externo aplicado produce un aumento en la temperatura crítica.
- Los ciclos de histéresis revelaron un comportamiento típico de materiales ferromagnéticos por debajo de la temperatura crítica  $T_c$ , mostrando diferencia entre los caminos de aumento y disminución del campo magnético externo, mientras que por encima de  $T_c$ , se observaron las propiedades características de un material paramagnético.
- El estudio de la resistividad eléctrica se llevó a cabo tanto en función de la temperatura como del campo magnético. Las curvas con respecto a la temperatura mostraron el comportamiento esperado para un material de este tipo con una fase ferromagnética-metálica a bajas temperaturas, con una pendiente positiva. Posteriormente se observó una transición de fase representada por un máximo en la curva, muy cercano a la



temperatura de Curie  $T_c$ . Finalmente, se constató la presencia de una fase paramagnética-aislante, con pendiente negativa. La resistividad presentó valores del orden de décimas de unidades en Ohmios-cm, como se reporta por algunos autores.

- Las curvas de resistividad en función del campo magnético externo aplicado presentaron un máximo a valores de  $H=0$ , para temperaturas superiores a la temperatura de Curie  $T_c$ , y una posterior disminución en la resistividad a medida que se incrementó  $H$  tanto en la dirección positiva como negativa. La disminución en la resistividad se debió a que el campo magnético externo produce un mayor ordenamiento de los espines, lo que a su vez ayuda a que exista una mayor movilidad de los electrones deslocalizados. Finalmente, a medida que se disminuye la temperatura, hasta alcanzar valores de  $T < T_c$ , se observó un desdoblamiento en las trayectorias de aumento y disminución de  $H$ , similar a una histéresis, atribuida a la relación que existe entre la resistividad del material  $\rho$  y la magnetización  $M$ . Otro punto importante observado es la disminución de la resistividad con el espesor  $d_{FM}$ , tendiendo a estabilizarse para un determinado espesor crítico.
- Según las curvas de resistividad y magnetoresistencia, el material presentó una disminución en la resistividad en presencia de campos magnéticos aplicados externos bajos. Para  $0.3 \leq H \leq 5$  kOe, se observó una disminución en la resistividad hasta del 40 %, similar a algunos reportes de la literatura.

## 5.2. Monocapas $La_{1/3}Ca_{2/3}MnO_3$

- Propiedades energía y calor específico presentaron un comportamiento similar al reportado en la literatura, con una temperatura crítica o temperatura de Néel  $T_N = 258$  K. Se encontró además la influencia del espesor  $d_{AFM}$ , vislumbrándose el cumplimiento de la teoría de escalamiento de tamaño finito. Se pudo deducir que el calor específico es prácticamente insensible al campo magnético externo aplicado, pues tanto la fase AFM como la fase paramagnética presentan desorden en el ordenamiento de los espines.
- Las curvas de resistividad en función de la temperatura, mostraron un

comportamiento típico aislante, con pendiente negativa y sin presentar ninguna transición, ya que tanto la fase paramagnética como la fase AFM se consideran aislantes. La resistividad disminuyó con el incremento de la temperatura y aumentó a medida que se incrementó el espesor, hasta tender a una estabilización.

### 5.3. Bicapas $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3/\text{La}_{1/3}\text{Ca}_{2/3}\text{MnO}_3$

- A partir de los resultados obtenidos para las monocapas FM y AF, se implementaron bicapas FM/AFM, con el fin de realizar estudios de ciclos de histéresis, para estudiar el fenómeno de exchange bias  $H_{EB}$ . Además, se estudiaron las propiedades magnéticas y de transporte. Todos los análisis se realizaron en función de parámetros geométricos, temperatura y campo magnético.
- Las curvas de resistividad en función de la temperatura presentaron un aporte tanto de la capa FM, como de la capa AFM. Se observó una transición de fase a temperaturas cercanas a la temperatura de Curie  $T_c$  (dependiendo del espesor de las capas FM y AFM), y la aparición de un mínimo a una temperatura entre 100 K y 150 K, correspondiente a la aparición de un estado de canteo (inclinación) de los espines.
- En las curvas de resistividad en función de la temperatura variando el espesor de las capas FM y AFM,  $d_{AFM}$  y  $d_{FM}$  se observó una fuerte dependencia de estos parámetros. Al incrementar el espesor de la capa FM, se produjo una disminución en la resistividad, sin que exista una influencia apreciable en el valor de la temperatura de transición. Por otro lado, al incrementar el espesor de la capa AFM, la resistividad aumenta y cuando  $d_{FM} < d_{AFM}$ , el máximo de la curva desaparece prácticamente por completo, mostrando la mayor influencia del material aislante.
- Las curvas de resistividad en función del campo magnético externo aplicado presentaron un comportamiento similar a las del material FM a temperaturas superiores a  $T_c$ , con un máximo en  $H=0$ . Por debajo de la temperatura de transición se presenta nuevamente un desdoblamiento en las trayectorias de aumento y disminución del campo magnético  $H$ ,

y para temperaturas cercanas a la temperatura de bloqueo  $T_B$  se observó la formación de mesetas, que se explican por medio de comparar este comportamiento con una transición del tipo martensítica asociada con el esfuerzo interfacial entre las regiones de fases separadas. La asimetría en las mesetas está relacionada con el fenómeno de exchange bias, el cual muestra una asimetría en los ciclos de histéresis dependiendo de la dirección del campo magnético aplicado.

- Se implementaron dos sistemas de bicapas FM/AFM, uno con interface abrupta y otro con interface rugosa. Se pudo observar que la rugosidad no produjo un fuerte incremento en el exchange bias  $H_{EB}$ , razón por la cual, los estudios subsecuentes se llevaron a cabo empleando el modelo de interface abrupta.
- Inicialmente se diseñó e implementó un sistema de bicapa FM/AFM genérico, para materiales con espín  $|S|=1$  y posteriormente se aplicó este modelo a la bicapas  $La_{2/3}Ca_{1/3}MnO_3/La_{1/3}Ca_{2/3}MnO_3$ .
- Se llevaron a cabo estudios histeréticos de la bicapa FM/AFM variando tanto el espesor de la capa AFM,  $d_{AFM}$ , como el espesor de la capa FM,  $d_{FM}$ . Los campos  $H_{EB}$  y  $H_c$  presentaron una fuerte dependencia con respecto al espesor de la capa FM.  $H_{EB}$  se comportó inversamente proporcional con el espesor, mientras que  $H_c$  incrementó hasta un cierto valor de espesor crítico  $d_c$ . El incremento en  $H_{EB}$  se debe a que éste es un fenómeno de carácter interfacial y a pequeña escala, mientras que las variaciones de  $H_c$  se deben a efectos de tamaño.
- Tanto  $H_{EB}$  como  $H_c$  disminuyeron con el aumento de la temperatura. El campo  $H_{EB}$  desapareció casi totalmente para temperaturas superiores a 80 K, lo que coincide aproximadamente con la temperatura de bloqueo  $T_B$  reportada en la literatura para este sistema de bicapas y multicapas.

## 5.4. Multicapas ( $La_{2/3}Ca_{1/3}MnO_3/La_{1/3}Ca_{2/3}MnO_3$ )<sub>n</sub>

- Se construyeron sistemas en forma de superredes para su estudio de las propiedades de transporte eléctrico e histeréticas, empleando los modelos antes desarrollados para monocapas FM y AFM y para bicapas

FM/AFM. En los estudios se llevó a cabo el análisis de la influencia del espesor de las capas, periodo de la superred, campo magnético y temperatura en las propiedades magnéticas.

- Una característica importante encontrada en las curvas de resistividad en función de la temperatura es la casi insensibilidad de la resistividad con el número de bicapas, siendo un factor fundamental, la relación entre los espesores de las capas FM y AFM  $d_{FM}/d_{AFM}$ . Nuevamente se observó una competencia entre el aporte de las capas FM y AFM a la resistividad y la competencia entre ellas.
- El anterior efecto se traslada a la magnetorresistencia (MR). A medida que el espesor de la capa FM aumenta, la resistividad disminuye y la MR aumenta. Se obtienen valores de MR del orden de 400 % acorde con algunos reportes de la literatura. Esta magnetorresistencia se alcanza a valores de campo magnético relativamente bajos, entre 0.5 kOe y 2.0 kOe.
- Las curvas de resistividad en función del campo magnético aplicado presentaron un comportamiento similar al de las bicapas, para temperaturas por encima de la temperatura crítica  $T_c$ . Sin embargo, por debajo de esta temperatura, nuevamente se producen histéresis resistivas y asimetrías en los máximos de la resistividad. Estas asimetrías se deben a los mecanismos de inversión de la magnetización y a la anisotropía magnetocristalina, que se encuentra en la misma dirección del campo aplicado en incremento, pero son contrarios cuando el campo magnético disminuye.
- Se obtuvieron ciclos de histéresis en función del número de capas para espesores  $d_{FM}$  y  $d_{AFM}$  constantes, a una temperatura  $T=50$  K. Estas figuras mostraron la presencia de escalones. El número de escalones incrementó con el incremento del número de bicapas. Sin embargo, a medida que el número de bicapas se incrementa, los escalones tienden a traslaparse y a desaparecer. En el caso de multicapas FM/AFM, cada capa FM produce su propia porción en el ciclo de histéresis, ya que existe un desacoplamiento magnético entre las capas FM. Cada capa FM posee un fuerte acoplamiento magnético, via la energía magnetostática, que favorece la formación de multidominios, en contraste con los monodominios formados en monocapas FM.

- Las mesetas producidas por el desacople entre las capas FM desaparecen gradualmente al incrementar el espesor de la capa AFM intermedia. Para sistemas con espesores pequeños, la inversión de la magnetización está acompañada de una rotación irreversible de la capa AFM. Más allá de cierto espesor AFM, se produce una formación de paredes de dominios con los espines que se encuentran más allá de la interface FM/AFM, a lo largo del eje de anisotropía de la capa AFM.
- Se observó una fuerte influencia de la temperatura de enfriamiento  $T_{fc}$  en el fenómeno de exchange bias, para superredes con  $n=8$ . De aquí se concluyó que  $H_{EB}$  disminuye a medida que la temperatura de enfriamiento  $T_{fc}$  incrementa acercándose a la temperatura de bloqueo  $T_B$ , que tomó valores entre 80 K y 70 K. Se obtuvieron las tendencias de  $H_{EB}$  y  $H_c$ , similares a las propuestas y obtenidas en la literatura.
- Se realizaron curvas de ciclos de histéresis para una superred variando el campo de enfriamiento,  $H_{fc}$ , dejando constante la temperatura de enfriamiento  $T_{fc}$ . Se observó que  $H_{EB}$  incrementa monótonicamente con el campo de enfriamiento  $H_{fc}$ , hasta un cierto valor, a partir del cual se vuelve prácticamente insensible. Por otro lado, el efecto de  $H_{fc}$  sobre el campo coercitivo es menor.
- Finalmente, se propone para su posterior validez un modelo para  $H_{EB}$  que resume la influencia de todos los parámetros estudiados en este trabajo como son: espesor FM  $d_{FM}$ , número de bicapas  $n$ , temperatura de enfriamiento  $T_{fc}$  y campo de enfriamiento  $H_{fc}$ :

$$H_{EB} = H_{ter} \frac{1}{d_{FM}^m} \left( 1 + \left( \frac{n_c}{n} \right)^\delta \right) e^{-T_{fc}/T_0} (1 - e^{-H_{fc}/H_a}) + C2 \quad (5.1)$$

# Apéndice A

## Diagrama de Fases

*La ciencia avanza a pasos,  
no a saltos.*

***Thomas B. Macaulay***

Con el fin de reproducir el diagrama de fases magnéticas del compuesto  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ , se realizaron simulaciones para diferentes valores de  $x$ , teniendo en cuenta el ordenamiento de orbital y de carga reportado en la literatura para las diferentes estequiometrías. Para todas las fases magnéticas, se llevaron a cabo simulaciones en enfriamiento desde temperaturas muy por encima de las temperaturas de transición, hasta temperaturas muy bajas, empleando configuraciones de espines del tipo de Heisenberg clásico. Se emplearon alrededor de  $10^5$  pasos de Monte Carlo y las cantidades termodinámicas calculadas fueron la energía total, la magnetización, la susceptibilidad y el calor específico. los parámetros empleados para estas simulaciones son los listados en la tabla 3.2 o múltiplos enteros de ellos según sea el caso. Algunos casos especiales dentro de la simulación se presentaron para las manganitas puras  $\text{LaMnO}_3$  y  $\text{CaMnO}_3$ . En el primero, el compuesto está formado únicamente por iones  $\text{Mn}^{3+}$  y sólo se consideró la interacción  $\text{Mn}^{3+eg}-\text{Mn}^{3+eg'}$ , mientras que en el segundo caso, la sustancia está formada únicamente por iones  $\text{Mn}^{4+}$ , y la interacción a tener en cuenta fue  $\text{Mn}^{4+d3}-\text{Mn}^{4+d3}$ . En este caso, las constantes de intercambio fueron determinadas realizando ajustes para obtener las temperaturas de transición 140 K y 122,5 K respectivamente considerando condiciones de frontera periódicas (bulk). Otro caso especial se tiene para la concentración  $x=1/2$ , en la que esta manganita, según el diagrama de fase, puede tener un rango de temperaturas de transición entre 220 K y 163 K. Ésto, según la literatura, se debe a la coexistencia de fases FM y AFM que puede existir para esta concentración. Con el fin de obtener las temperaturas extremas, se consideraron dos casos: una interacción FM pura y otra AFM pura, tomando como valores de parámetro de intercambio para la fase AFM, el doble de los parámetros de la fase FM, y realizando el mismo procedimiento para las constantes de anisotropía magnetocristalina. de allí se obtuvo para el caso FM la temperatura de transición de 220 K y para el caso AFM una temperatura de 165 K. Los valores finales de parámetros de intercambio y constantes de anisotropía, para todas las concentraciones de  $x$  simuladas en este trabajo se listan en la tabla A.1.

La temperatura crítica  $T_c$  se define como la temperatura a la cual la longitud de correlación va a infinito. Con el fin de determinar  $T_c$ , algunos autores emplean cambios en el signo de la segunda derivada de la magnetización [262],

$x$	$J_{ex}$ (meV)	$K_{an}$ (meV)	Config.
0	$J_3=J_{ex3}$	$2k_v$	Tipo-A (AF)
0,05	$J_1=J_{ex1}, J_2=J_{ex2}, J_3=J_{ex3}$	$k_v$	Tipo-A (AF)
0,1	$J_1=J_{ex1}, J_2=J_{ex2}, J_3=J_{ex3}$	$2k_v$	Tipo-A (AF)
0,2	$J_1=2J_{ex1}, J_2=2J_{ex2}, J_3=2J_{ex3}$	$2k_v$	Tipo-B (FM)
0,333	$J_1=3J_{ex1}, J_2=3J_{ex2}, J_3=3J_{ex3}$	$k_v$	Tipo-B (FM)
0,4	$J_1=3J_{ex1}, J_2=3J_{ex2}, J_3=3J_{ex3}$	$2k_v$	Tipo-B (FM)
0,5	$J_1=2J_{ex1}, J_2=2J_{ex2}, J_3=2J_{ex3}, J_4=2J_{ex4}$	$k_v$	Tipo-CE (AF)
0,5	$J_1=2J_{ex1}, J_2=6J_{ex2}, J_3=6J_{ex3}, J_4=6J_{ex4}$	$2k_v$	Tipo-CE (AF)
0,6	$J_1=6J_{ex1}, J_2=6J_{ex2}, J_3=6J_{ex3}, J_4=6J_{ex4}$	$2k_v$	Tipo-C (AF)
0,666	$J_1=6J_{ex1}, J_2=4J_{ex2}, J_3=4J_{ex3}, J_4=4J_{ex4}$	$2k_v$	Tipo-C (AF)
0,8	$J_1=J_{ex1}, J_2=J_{ex2}, J_4=J_{ex4}$	$2k_v$	Tipo-C (AF)
0,87	$J_1=J_{ex1}, J_2=J_{ex2}, J_4=J_{ex4}$	$2k_v$	Tipo-G (AF)
0,91	$J_1=J_{ex1}, J_2=J_{ex2}, J_4=J_{ex4}$	$2k_v$	Tipo-G (AF)
1	$J_4=J_{ex4}$	$4k_v$	Tipo-C (AF)

Tabla A.1: Valores de los parámetros de intercambio y constantes de anisotropía para simular diferentes fases del compuesto  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ .



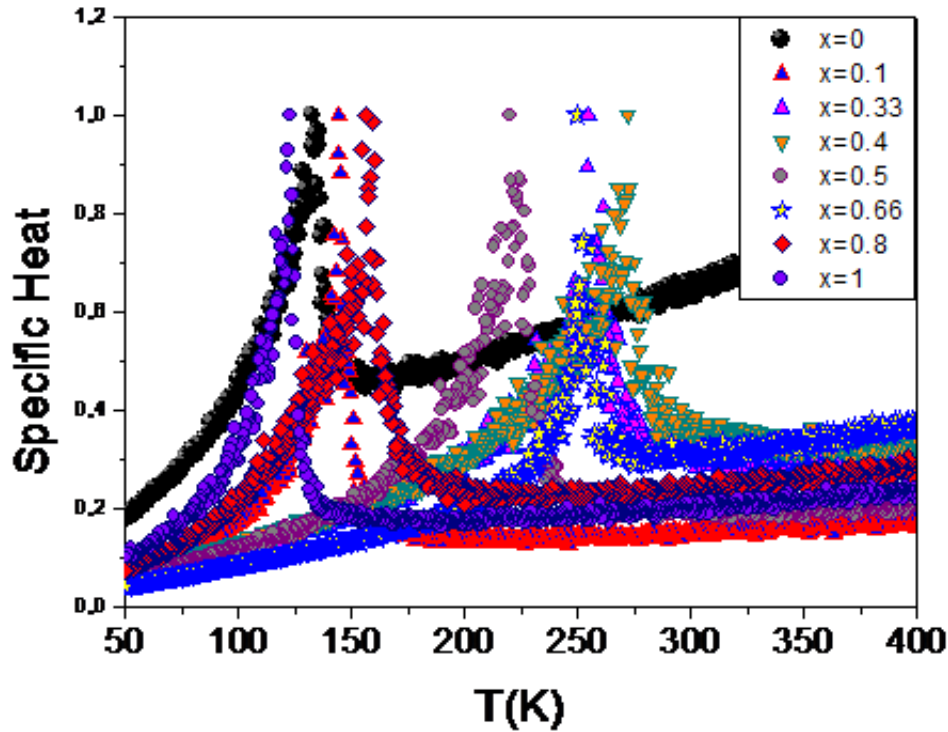


Figura A.1: Calor específico en función de la temperatura para diferentes concentraciones de calcio.

[263], [264]. Sin embargo, nuestro criterio se basa en los cambios de signo de la primera derivada de la energía con respecto a la temperatura, esto es, el máximo del calor específico [265], [266], [267]. Se escogió este método ya que el diagrama de fases de este compuesto contiene fases AF y la susceptibilidad realmente no es un parámetro importante en este tipo de materiales (sería necesario simular las subredes magnéticas). La figura A.1 muestra el calor específico calculado para algunos valores de  $x$  escogidos. Todas las curvas fueron normalizadas con el fin de tener una mejor visualización de los resultados. A partir de estas gráficas se determinó la temperatura crítica  $T_C$ . La figura A.2 presenta el diagrama de fases para el compuesto  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$  para  $x = 0, 0.1, 0.16, 0.2, 0.33, 0.4, 0.5, 0.6, 0.66, 0.8, 0.87, 0.91, 1.0$ . La línea con-

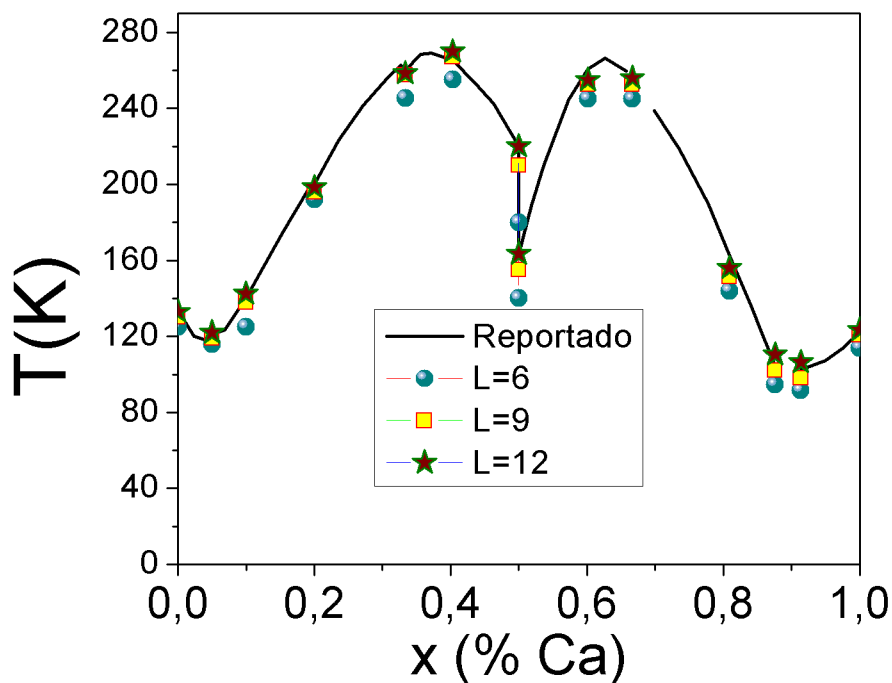


Figura A.2: Diagrama de fases obtenido utilizando las integrales de superintercambio indicadas en la tabla A.1.

tinua corresponde al diagrama de fases reportado en la literatura por Cheong y Hwang [268]. Los otros puntos fueron calculados para diferentes tamaños de la muestra ( $L = 6, 9, 12$ ). Las temperaturas de transición de todas las concentraciones representan las transiciones entre la fase paramagnética y FM o AFM dependiendo de la estequiometría. La mejor concordancia con los resultados se obtuvo para  $L = 12$ . Los resultados obtenidos para  $L = 6$  y  $9$  son menores y se debe a efectos de tamaño [269], [270], [271].

Para el caso de  $\text{Nd}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ , B. I Min et al. [272] modelaron el diagrama de fases que mostró ordenamientos magnéticos tipo-G, Tipo-A, Tipo-C y tipo-F, ordenamiento orbital del tipo Jahn-teller y distorsión de la red. Los autores establecieron que esta diversidad de configuraciones causa una rica variedad de propiedades estructurales, magnéticas y de transporte eléctrico. En nuestro estudio, se emplearon configuraciones tipo-A (AFM), tipo-B (FM), tipo-CE, tipo-C (AFM) y tipo-G (AFM) como fue propuesto por E.

Dagotto et al [115].

Los ingredientes esenciales para explicar este diagrama de fases son: el mecanismo de superintercambio (DE) [273] y las interacciones antiferromagnéticas de Heisenberg. El primero maneja el ferromagnetismo metálico. en el modelo convencional DE con una sola banda se puede observar un diagrama de fases de la manganita dopada simétrico. El Hamiltoniano parece idéntico para los casos de dopaje de  $x$  y  $1 - x$ , pensando que los portadores de carga efectivos son el electrón en un caso y los huecos en el otro [272]. Sin embargo, se observa una pequeña asimetría en el diagrama de fases. Este resultado es contrario al reportado para otras manganitas como  $\text{Nd}_{1-x}\text{Pr}_x\text{MnO}_3$  que presenta fuerte asimetría en su diagrama de fases. Para explicar el diagrama de fases real es necesario tener en cuenta la doble degeneración de los orbitales electrónicos, la interacción Jahn-Teller y la interacción electrón-electrón.

Para el caso de manganitas, la interacción de doble intercambio juega un papel importante que depende del nivel de dopaje y muestra una relación cercana entre las dinámicas del espín y la carga como el acoplamiento con grados de libertad de los orbitales. El efecto Jahn-Teller afecta especialmente a los iones  $\text{Mn}^{3+}$  que tienen un electrón  $e_g$  que normalmente actúa como un portador de carga móvil, mientras los iones  $\text{Mn}^{4+}$ , que tienen los orbitales  $e_g$  vacíos son inactivos con respecto a la distorsión JT. Todas estas características son útiles para describir las características de las manganitas dopadas.

Los compuestos de composición  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$  muestran fases AF tipo-A para rangos pequeños de  $x$ ,  $0 < x < 0.1$ . Ya que únicamente unos cuantos  $\text{Mn}^{4+}$  reemplazan iones  $\text{Mn}^{3+}$ , las interacciones de intercambio semicovalente son aún dominantes, y mantienen el mismo tipo de estado AFM similar a su compuesto pariente  $\text{LaMnO}_3$ . Sin embargo, el efecto cooperativo Jahn-Teller es aún válido, pero tiene una remarcable disminución con el incremento de iones  $\text{Mn}^{4+}$ , y se desvanece cuando  $x$  se acerca a 0.15; entonces, el incremento de iones  $\text{Mn}^{4+}$  produce una disminución en la temperatura a la cual los estados de ordenamiento orbital de largo alcance desaparecen. A medida que el dopaje se incrementa, la interacción de doble intercambio llega a ser más dominante y la fase ferromagnética ocurre por debajo de la temperatura de Curie.

Para un pequeño rango de  $x$ ,  $0.1 > x > 0.21$ , los electrones  $e_{g1}$  son aún localizados pero se acoplan ferromagnéticamente con los espines de los electrones vecinos  $t_{2g3}$ . Esto significa que, una fase ferromagnética aislante aparece presentando estados de ordenamiento orbital y de carga. Para  $0.21 < x < 0.4$ , la

banda producida por la hibridación de orbitales  $e_g$  está menos ocupada, esto es, mas huecos son dopados, así los electrones llegan a ser itinerantes. Como resultado, las manganitas sufren la transición de la fase aislante a la fase metálica a baja temperatura dependiendo de los valores de dopaje. Ya que las interacciones de doble intercambio requieren la mezcla de iones  $Mn^{4+}$  y  $Mn^{3+}$ , así que la transición  $Mn^{3+}-O-Mn^{4+}$  es degenerada con  $Mn^{4+}-O-Mn^{3+}$ , el ordenamiento orbital desaparece para la fase metálica. En otras palabras, la hibridación de los orbitales degenerados  $e_g$  producen un ordenamiento tipo-B. Cuando  $x$  es cercano a  $1/3$ , el mayor número de iones  $Mn^{3+}$  tiene solo union  $Mn^{4+}$  cercano, y las interacciones de doble intercambio son optimizadas; así, la temperatura de Curie y la conductividad presentan sus máximos valores.

Mientras el sistema a estos niveles de dopaje son bien descritos por las interacciones de doble intercambio, las propiedades de la fase tipo aislante por encima de la temperatura crítica necesitan otro factor importante para su entendimiento. Esto se debe a que las bandas parcialmente ocupadas  $e_g$ , hacen que el sistema sea siempre metálico y la interacción de doble intercambio es insuficiente. Otros conceptos que deben ser introducidos son presentados por Millis et al.[274], denominado polarón pequeño Jahn-Teller. Este efecto se produce por que los orbitales vacíos de los iones  $Mn^{4+}$  están menos distorsionados que los de sus vecinos  $Mn^{3+}$ . La energía ganada por esta distorsión JT hace que los portadores de carga sean localmente atrapados, así que el sistema se considera tipo aislante [189]. Cuando el material es dopado por encima de  $x$  0.4, las interacciones de Coulomb entre electrones llega a ser importante y ayuda a localizar los electrones, especialmente el sistema en el cual los niveles de dopaje están en una fracción racional exhibe un estado de ordenamiento de carga, el cual ordena alternadamente los iones  $Mn^{3+}$  y  $Mn^{4+}$  en el cristal. Este estado de ordenamiento de carga resulta del dominio de la repulsión de Coulomb de los vecinos cercanos y sus efectos sobre los parámetros de red, haciendo que el factor de tolerancia y el ordenamiento orbital se estabilicen bajo las interacciones de los electrones y los espines.

En el caso del ordenamiento orbital AFM para  $x \approx 0,5$ , los espines son ferromagnéticamente alineados en cadenas en forma de zig-zag y antiferromagnéticamente alineados a lo largo del eje  $c$ , mientras que se establece un ordenamiento orbital y de carga paralelo a lo largo del eje  $c$ . Chen y Cheng presentaron evidencia de este ordenamiento de carga empleando microscopía electrónica [275]. En el rango de  $0.75 < x < 0.9$ , las manganitas dopadas sufren una transición de fase a un estado tipo-C AF. Aquí los espines forman

cadenas antiferromagnéticas acopladas con cadenas vecinas. A lo largo de las cadenas, el sistema tiene electrones itinerantes y posee una forma más cúbica ya que la distorsión de la red disminuye fuertemente.

En casi la totalidad de la región dopada con  $0.9 > x > 1.0$ , se presenta la fase tipo-G AFM, donde cada espín se alinea antiparalelamente con los espines vecinos. El tipo-G de orden AFM de la fase  $\text{CaMnO}_3$  con  $x=1$  puede predecirse muy bien con la interacción de intercambio cuasi-covalente como el caso de  $\text{LaMnO}_3$  con  $x=0$ . Ya que  $\text{CaMnO}_3$  es un compuesto que contiene solo iones  $\text{Mn}^{4+}$ , los orbitales  $p$  de los  $\text{O}_2$  se superponen fuertemente con los orbitales vacíos de los iones  $\text{Mn}^{4+}$  en ambos lados, lo que hace que ambos enlaces  $\text{O}-\text{Mn}-\text{O}$  sean covalentes. Así los espines locales de los sitios Mn están antiferromagnéticamente acoplados con los vecinos.

# Apéndice B

## Exponentes Críticos

*La duda es el principio de la sabiduría.*  
**Aristóteles**

A continuación se realiza un estudio del comportamiento crítico de películas delgadas de  $\text{La}_{(1-x)}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$  con  $x=1/3$ , uno de los materiales más empleados debido a sus propiedades de transporte y su temperatura crítica cercana a la temperatura ambiente para condiciones de bloque [276], [277], [278], [279]. Se realizaron cálculos de exponentes críticos  $\nu$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  y  $\gamma$ .

En la figura B.1 se muestra la dependencia de la magnetización total por sitio magnético con respecto a la temperatura para diferentes espesores  $d$ . La susceptibilidad magnética se presenta en esta misma figura indicando la temperatura crítica cerca a 260 K, como se reporta en la literatura [280]. Otro factor importante que se puede observar es la ocurrencia del orden ferromagnético en un régimen de baja temperatura en la medida en que esta va a un valor mínimo. El exponente de la longitud de correlación efectiva  $\nu$  se estima sobre el rango  $|T/T_c - 1| \approx 10^{-3}$  con los valores de la pendiente máxima del cumulante de cuarto orden  $U_4$  y las derivadas logarítmicas de la magnetización  $\langle m \rangle$  y el cuadrado de la magnetización  $m^2$ , siguiendo el procedimiento descrito por Ferrenberg y Landau [281]. La gráfica log-log de la dependencia de tamaño en los valores máximos de estas derivadas son mostradas en la figura B.3. El promedio de estas pendientes resulta  $1/\nu$ . De esta manera, la mejor estimación para el exponente es  $\nu = 0,55 \pm 0,01$ . A partir de las gráficas de susceptibilidad magnética y el calor específico y la ubicación del máximo denotado por  $T_c(d)$ , una extrapolación al límite termodinámico fue realizada de acuerdo a la teoría de escalamiento de tamaño finito [149], [150], [286] empleando:

$$T_c(d) = T_c(\infty) + ad^{-\frac{1}{\nu}} \quad (\text{B.1})$$

Siendo  $T(\infty)$  la temperatura crítica cuando  $d \rightarrow \infty$  (el intercepto con el eje vertical) y  $a$  es una constante de proporcionalidad. La mejor estimación para la temperatura de Curie fue  $T_C = 259,7 \pm 0,5K$ , cercana al valor experimental. El procedimiento de extrapolación se muestra en la figura B.3. este procedimiento se llevó a cabo empleando el exponente de longitud de correlación  $\nu = 0,48 \pm 0,01$ . Con respecto al exponente  $\beta$ , la figura B.4 muestra la dependencia de la magnetización con el espesor  $d$  evaluada a la temperatura de Curie extrapolada. A partir de la pendiente de la curva y de acuerdo con la ecuación:

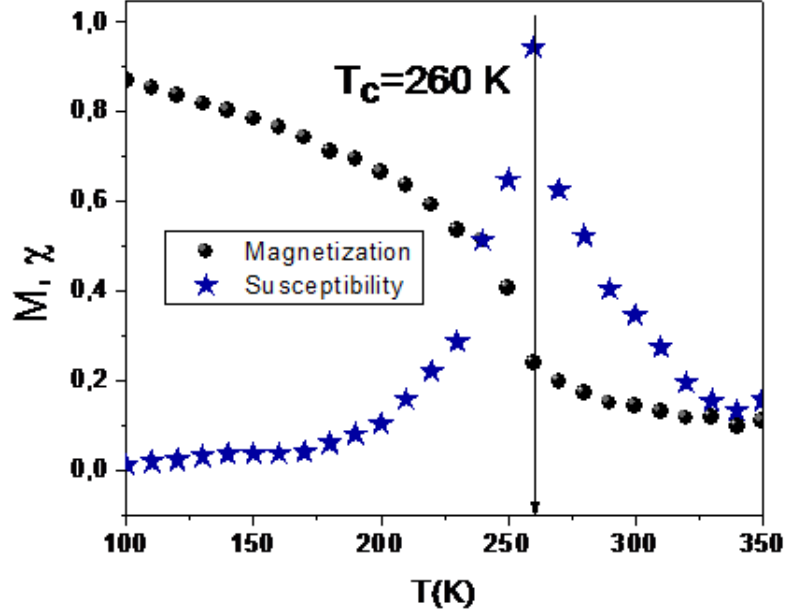


Figura B.1: Magnetización y susceptibilidad magnética en función de la temperatura para películas delgadas de  $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$  con  $L=12$  y  $d_{FM}=9$ .

$$\beta = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{\partial \text{Log} \langle m \rangle}{\partial \epsilon} \quad (\text{B.2})$$

Con  $\epsilon = |1 - T/T_c|$  la temperatura reducida que se tomó en el rango de  $1 \times 10^{-3} < \epsilon < 6 \times 10^{-3}$ , empleando pasos de temperatura de 0.005 K. La mejor estimación para  $\beta$  fue de  $0.3 \pm 0.05$ . Para la susceptibilidad magnética, a partir de la pendiente de la gráfica de doble logaritmo mostrada en la figura B.5, en la que se presenta la dependencia del máximo de la susceptibilidad magnética con respecto al espesor, se obtiene una estimación para  $\gamma = 0.56 \pm 0.05$ . En la figura B.5 se presenta la dependencia del máximo del calor específico como función del tamaño, produciéndose el exponente crítico  $\alpha = 0.82 \pm 0.03$ .

A partir de los exponentes obtenidos y con las barras de error, se satisface la igualdad de Rushbrooke  $\alpha + 2\beta + \gamma = 2$ . Reemplazando los valores de los exponentes críticos calculados, se obtiene  $\alpha + 2\beta + \gamma = 2.03$ . Claramente, muchos de los exponentes críticos obtenidos fueron comparables con aquellos



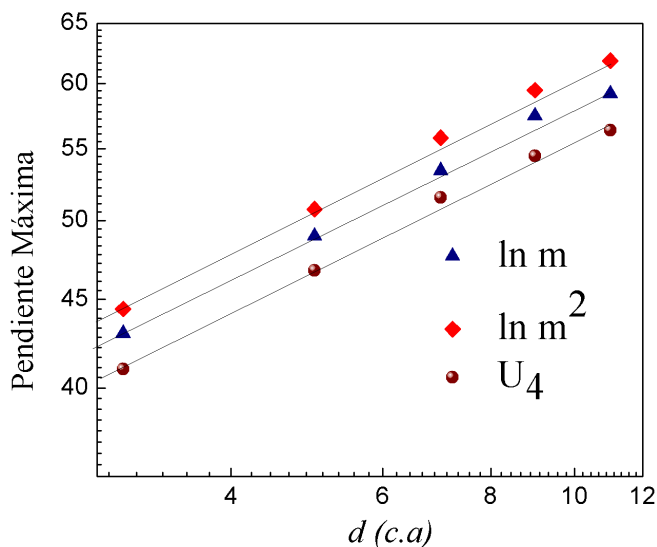


Figura B.2: Pendiente máxima del cuarto cumulante de la magnetización,  $\ln(m)$  y  $\ln(m)^2$  como función de la temperatura, donde se promedian las pendientes para obtener  $1/\nu$ .

reportados en la literatura para materiales similares al  $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$  como es mostrado en la tabla B.1. Por ejemplo, nuestra estimación de  $\beta = 0.3$  es menor que el reportado para policristales [164], pero muy similar a los obtenidos para películas delgadas crecidas experimentalmente [164] y teóricamente [282]. Sorprendentemente, el valor de  $\alpha$  calculado en este trabajo es superior comparado con algunos reportes similares. Por otro lado,  $\gamma$  exhibió un valor bajo comparado con reportes para el material en bloque ( $1.67 \pm 0.05$ ) [280]. Este hecho sugiere de nuevo una dependencia de la universalidad que envuelve las condiciones de frontera, la topología y la dimensionalidad. Además, valores más pequeños de  $\beta$  y  $\gamma$  están acordes con una dimensionalidad efectiva más pequeña conforme a la expresión de hiperscalamiento  $d_{eff} = \gamma/\nu + 2\beta/\nu$ , que en nuestro caso produjo un valor  $d_{eff} = 2.42 \pm 0.05$ . Finalmente, con respecto al exponente  $\nu$ , no se encontraron reportes específicamente para películas delgadas  $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ . Sin embargo, se reportó un valor más alto ( $\nu = 0.48$ ) para  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  en forma de bloque [283].

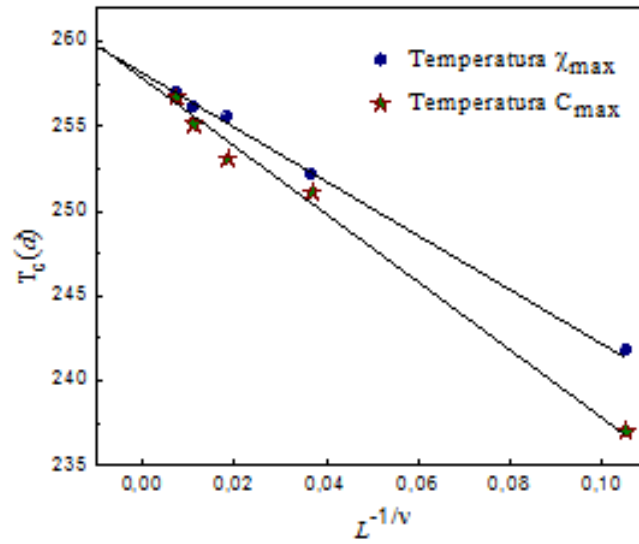


Figura B.3: Dependencia de  $T(\chi_{max})$  y  $T(C_{max})$  con  $L^{-1/\nu}$ . El intercepto corresponde a  $T(\infty)$ .

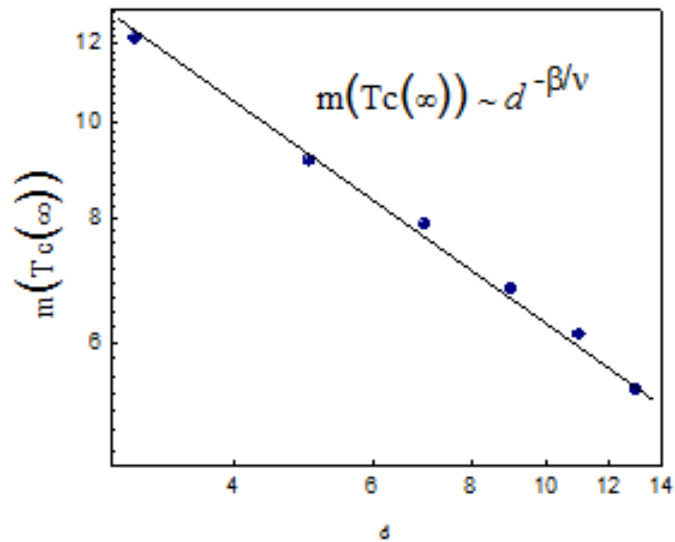


Figura B.4: Gráfica *Log – Log* de la magnetización evaluada en  $T(\infty)$  como función del espesor de las películas. Aquí se determinó el exponente crítico  $\beta$ .

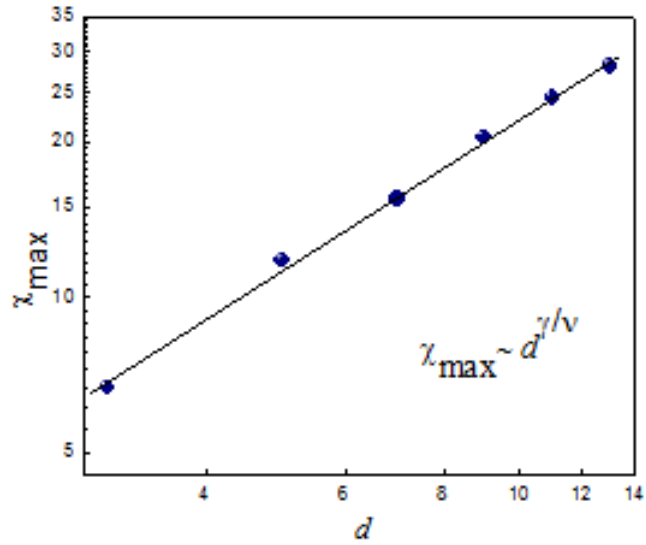


Figura B.5: Gráfica *Log – Log* de  $\chi_{max}$  como función del espesor  $d_{FM}$  para determinar el exponente crítico  $\gamma$ .

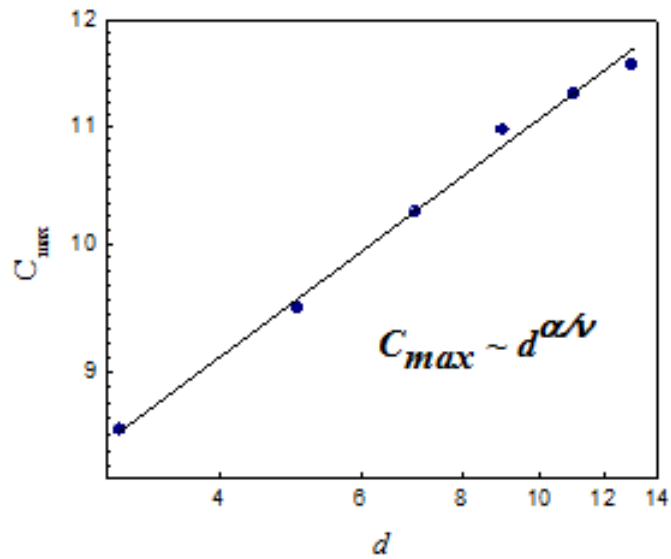


Figura B.6: Gráfica *Log–log* de  $C_{max}$  como función del espesor  $d_{FM}$  para determinar el exponente crítico  $\alpha$ .

Sistema	$\beta$	$\alpha$	$\nu$	$\gamma$
<b>Películas</b>				
$\text{La}_{0,6}\text{Ca}_{0,4}\text{MnO}_3$ [284]	$0.25 \pm 0.03$	$0.48 \pm 0.06$	-	$1.03 \pm 0.05$
$\text{La}_{0,7}\text{Ca}_{0,3}\text{MnO}_3$ [283]	$0.14 \pm 0.02$	-	-	$0.81 \pm 0.03$
$\text{La}_{0,66}\text{Ca}_{0,33}\text{MnO}_3$ [180]	$0.368 \pm$ $0.0033$	-	-	-
$\text{La}_{0,75}\text{Ca}_{0,25}\text{MnO}_3$ [285]	$0.4 \pm 0.002$	$0.05 \pm$ $0.007$	-	$1.27 \pm$ $0.006$
<b>Bloque</b>				
$\text{La}_{0,7}\text{Ca}_{0,3}\text{MnO}_3$ [286]	-	-	1.6	-
$\text{La}_{0,66}\text{Ca}_{0,33}\text{MnO}_3$ [287]	-	-	-	$1.67 \pm 0.05$
$\text{La}_{0,95}\text{Ca}_{0,05}\text{MnO}_3$ [288]	0.36	-	-	1.39
<b>Ising 3D</b>				
$\text{La}_{0,66}\text{Ca}_{0,33}\text{MnO}_3$ [289]	$0.3256 \pm$ $0.001$	-	-	-
<b>Heisenberg</b>				
$\text{La}_{0,7}\text{Ca}_{0,3}\text{MnO}_3$ [290]	$0.3645 \pm 0.002$	-	-	-
<b>Este trabajo</b>				
$\text{La}_{0,66}\text{Ca}_{0,33}\text{MnO}_3$	$0.3 \pm 0.05$	$0.82 \pm 0.03$	$0.48 \pm 0.01$	$0.56 \pm 0.05$

Tabla B.1: Comparación de los exponentes críticos obtenidos para el compuesto  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ , con diferentes reportes de la literatura.

# Apéndice C

## Parámetros de Intercambio Interfaciales

*El comienzo de la sabiduría es el silencio.*  
**Pitágoras**

En este apéndice se presenta un estudio de ciclos de histéresis para la bicapa LCMO(FM)LCMO(AF), con el fin de determinar los parámetros de intercambio interfaciales adecuados para obtener el fenómeno de exchange bias. Estos parámetros son escogidos de tal manera que los resultados tengan cercanía con lo reportado en la literatura. Con este fin, se tuvieron en cuenta dos posibilidades, un primer caso con  $J_{I1} = J_{I2}$  y un segundo caso con  $J_{I1} \neq J_{I2}$ . Las simulaciones se llevaron a cabo para muestras de tamaño  $L = 30$  celdas unidad,  $T = 200$  K,  $d_{FM} = 4$  c.u. y  $d_{AF} = 4$  c.u.

### C.1. $J_{I1} = J_{I2}$

Cuando  $J_{I1} = J_{I2} = J_I$  las simulaciones revelaron que no se produce el fenómeno de exchange bias ( $H_{EB}=0$ ). La figura C.1 ilustra los ciclos de histéresis como función de  $J_I$ . Claramente, a medida que  $J_I$  aumenta, los ciclos de histéresis se hacen más angostos como se reporta en el trabajo de D. Lederman et al [173]. En datos experimentales esto puede deberse a una anisotropía perpendicular al campo magnético aplicado. Debido a que los ejes  $y$  y  $z$  en estos cálculos son equivalentes, los ferromagnetos rotan uniformemente o en el plano o fuera del plano. La disminución en el campo coercitivo  $H_c$  de los ciclos de histéresis se debe a que para bajos valores de  $J_I$  la anisotropía no es muy fuerte para forzar a los espines a orientarse en la dirección perpendicular al eje  $x$ . A medida que incrementa el parámetro de intercambio interfacial  $J_I$ , los espines de la superficie intentan orientarse en la dirección perpendicular a  $x$ , disminuyendo la magnetización en  $x$ .

### C.2. $J_{I1} \neq J_{I2}$

Para los casos donde  $J_{I1} \neq J_{I2}$ ,  $H_{ex} \neq 0$ , en la figura C.2 se muestran los ciclos de histéresis para  $\Delta J_1 = J_{I1} - J_{I2} = 2J_{AF}$ , para diferentes valores de parámetros de intercambio  $J_{I1}$ . El exchange bias medido como el corrimiento del centro de los ciclos de histéresis, disminuye suavemente a medida que se incrementa  $J_{I1}$ , como se muestra en la figura C.3.

Es interesante comparar este valor con el campo de exchange bias efectivo suponiendo que éste se debe únicamente a  $\Delta J_1$ . Ésto está dado por:

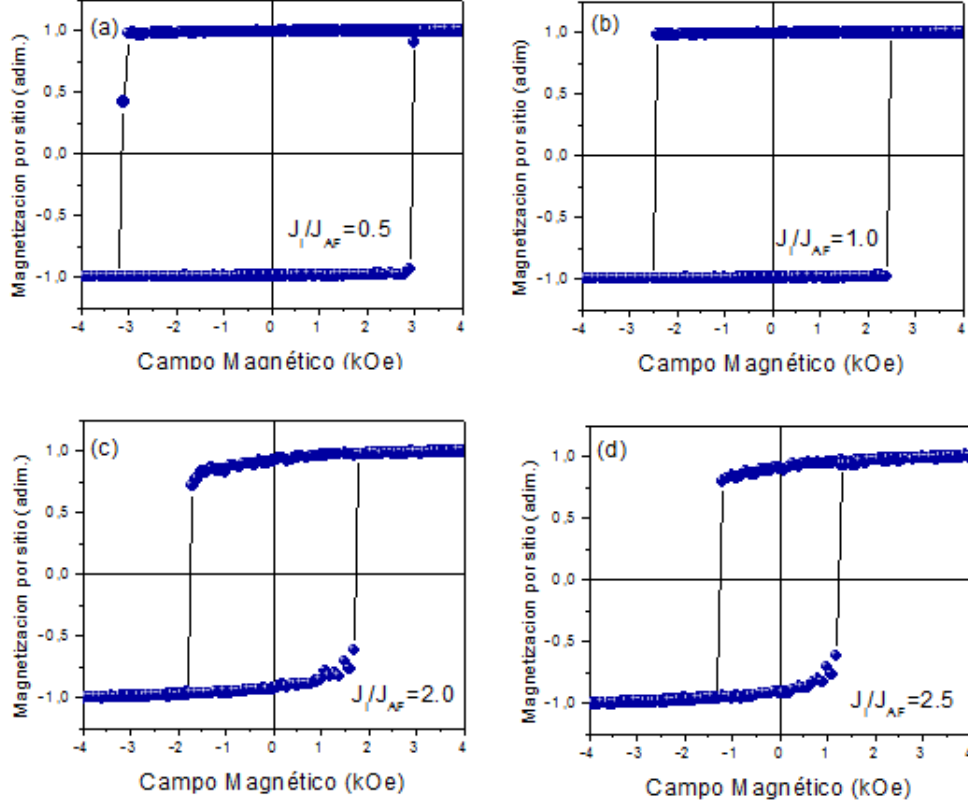


Figura C.1: Componente  $x$  de la magnetización por sitio versus el campo magnético aplicado, para  $J_{I1} = J_{I2} = J_I$ .

$$H_{ex} = \frac{\Delta J_1}{2d_{FM} M_s \mu_0} \quad (C.1)$$

El valor del exchange bias obtenido con este simple cálculo tiene orden de magnitud cercano al mostrado en la figura C.3, aunque existe cierta dependencia de  $J_{I1}$  en los cálculos computacionales. El origen de este efecto puede deberse a una respuesta de las estructuras FM y AF al exchange bias interfacial o puede ser causada por efectos de tamaño finito. Como en el caso de  $J_{I1} = J_{I2}$ , también se puede producir un incremento en la anisotropía perpendicular magnética a medida que  $J_{I1}$  aumenta.

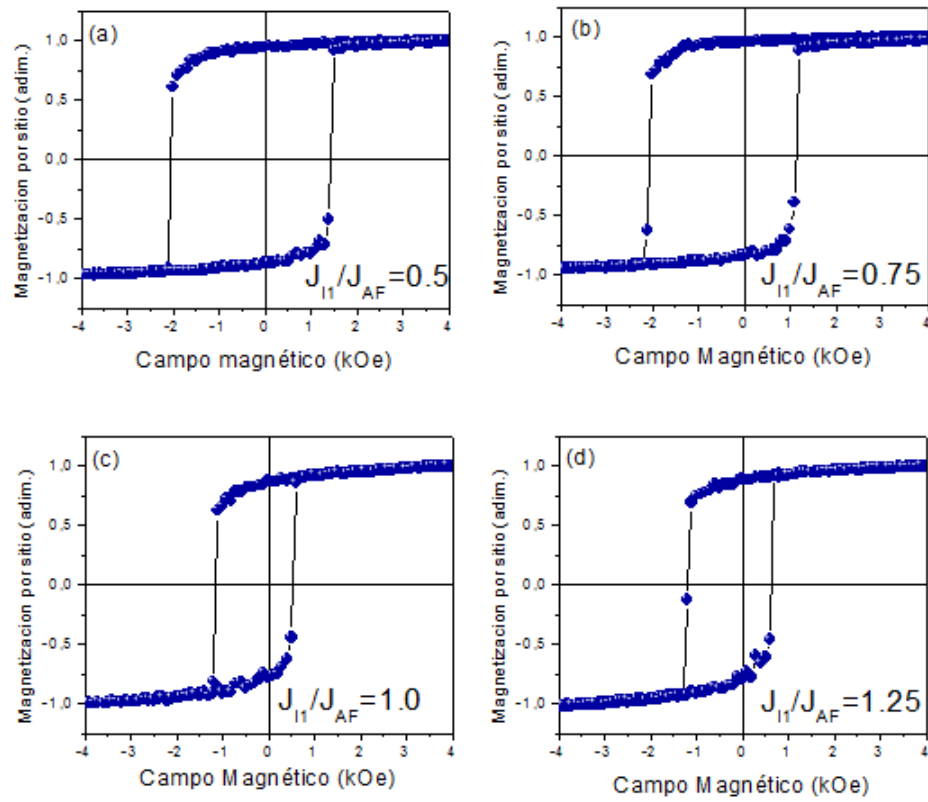
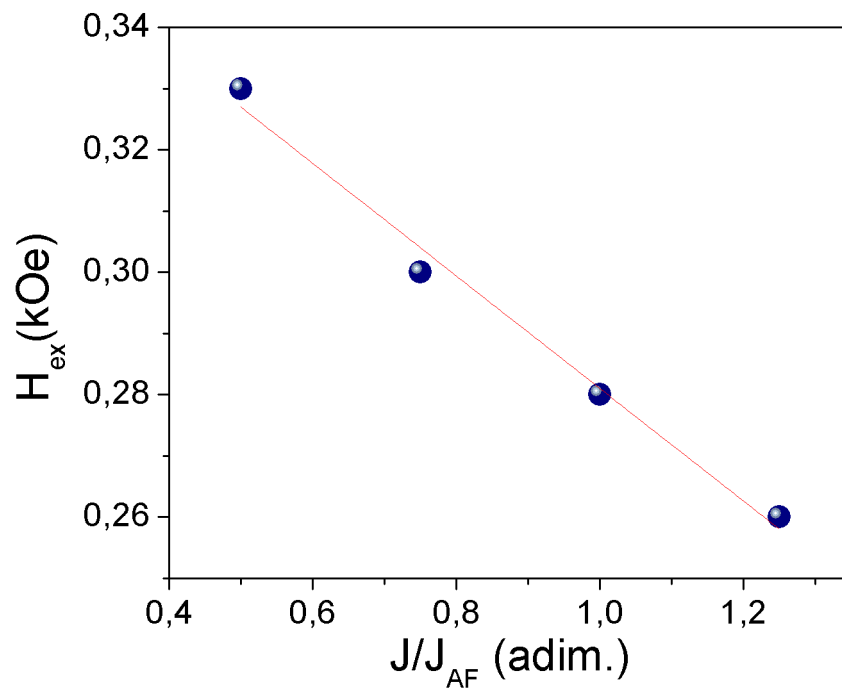


Figura C.2: Componente  $x$  de la magnetización por sitio versus el campo magnético aplicado, para  $J_{I1} \neq J_{I2} = J_I$ .



Figura C.3: Campo de exchange bias como función de  $J_{I1}/J_{AFM}$ .

# Apéndice D

## Aportes y Perspectivas

*La indecisión siempre ha  
sido ladrón de la oportunidad.*  
**J. C. Máster**

## D.1. Aportes

Durante el desarrollo de este trabajo se pudieron realizar algunos aportes que se dividieron en científicos, tecnológicos y sociales. A continuación se presentan cada uno de ellos.

### D.1.1. Aportes científicos

- Se implementó el modelo de Kroning-Penney tridimensional en conjunto con el modelo de Heisenberg clásico, para determinar propiedades de resistividad y magnetorresistencia en sistemas magnéticos.
- Se realizaron simulaciones de resistividad y magnetoresistencia en sistemas conformados por materiales ferromagnéticos y antiferromagnéticos, con el fin de comparar los resultados obtenidos con los reportes experimentales.
- Se comprobó teóricamente la no influencia del periodo de una multicapa FM/AF en las propiedades de transporte eléctrico, mientras que si se observó la influencia de la relación de espesores  $d_{FM}/d_{AF}$  en estas propiedades.
- Se obtuvieron resultados del fenómeno de exchange bias para el caso de superredes FM/AF empleando simulaciones Monte Carlo y se compararon con resultados experimentales reportados.
- Se propuso un modelo general que incluye la influencia de parámetros como espesor de la capa FM  $d_{FM}$ , numero de bicapas  $n$ , temperatura de enfriamiento  $T_{fc}$  y campo de enfriamiento  $H_{fc}$  en el campo de exchange bias para superredes FM/AF.

### D.1.2. Aportes Sociales

- Se abrió paso a una nueva línea de trabajo en la región. Se contribuyó a la formación científica de algunos estudiantes a través de sus trabajos

de grado y tesis.

## D.2. Perspectivas

Existe una diversidad de posibilidades que permiten la continuación de este trabajo. A continuación se presentarán algunas de ellas:

### D.2.1. Efecto de entrenamiento

El efecto de entrenamiento o *training effect* describe la disminución del exchange bias  $H_{EB}$ , a medida que se realizan ciclos de histéresis consecutivos. El efecto de entrenamiento tiene su origen en la reorientación de los dominios AFM en la interface FM/AFM, que toma lugar durante cada inversión de la capa FM. Un estudio futuro consiste en llenar a cabo simulaciones de histéresis magnéticas en bicapas FCMO(FM)/FCMO(AF) y superredes FCMO(FM)/FCMO(AF) $_n$ , con el fin de encontrar teóricamente el ciclo menor o *minor loop* para este material.

### D.2.2. Influencia de vacancias

Los materiales reales presentan imperfecciones tales como vacancias o ausencia de iones en algunos sitios de la estructura cristalina. Este defecto cristalino es considerado de gran importancia, posiblemente responsables de gran parte de la fenomenología que tiene fuerte incidencia en el comportamiento de materiales. Se cree que en la medida que aumenta el número de porcentaje de vacancias, la transición de paramagnético a ferromagnético se produce a temperaturas más bajas. Sería interesante estudiar éste efecto en las propiedades magnéticas y de transporte tanto en la capa FM como en la capa AFM, y para sistemas de multicapas y superredes de manganitas.

### D.2.3. Influencia del dopaje

Otro tipo de imperfecciones que podrían estudiarse es el dopaje con otros materiales, que pueden ser de materiales magnéticos como hierro o no magnéticos como aluminio o cobre. Es muy posible que el dopar las manganitas con Fe se produzca un incremento en la temperatura crítica del material y en la magnetización. Por otro lado, el hecho de incluir iones de materiales

no magnéticos, puede hacer que en el material se presente el efecto *Kondo*, que consiste en la interacción entre el espín neto de los iones magnéticos con el espín de los electrones de conducción.

#### D.2.4. Policristalinidad

Nuevamente, con el fin de llevar a cabo trabajos más realistas, se podrían construir sistemas policristalinos. Los materiales estudiados en este trabajo tenían un orientación en el plano (100). Sin embargo, lo ideal sería construir materiales con formación de granos y estudiar la influencia de la orientación y las fronteras de grano en las propiedades magnéticas y de transporte eléctrico de sistemas de manganitas en bicapas y superredes.

#### D.2.5. Crecimiento del material

Otro trabajo que se podría llevar a cabo en el futuro consiste en modelar el crecimiento de los materiales, sobre todo para el caso de películas delgadas, bicapas y superredes, similar a como sucede en los experimentos reales. En este caso, sería necesario tener en cuenta cómo llegan los átomos a la superficie, cómo se mueven sobre ella y cómo se relaja el sistema. Ésto conllevaría seguramente a que en el material se formasen imperfecciones como vacancias, granos y además se generaría rugosidad superficial. El paso siguiente consistiría en el estudio y análisis de las propiedades magnéticas y de transporte en bicapas y multicapas FM/AFM.

#### D.2.6. Estudios experimentales

Finalmente, un paso muy importante, sería tratar de reproducir experimentalmente los resultados obtenidos a partir del modelamiento y las simulaciones. Aunque en la literatura se encuentran algunos reportes, falta aún una gran cantidad de fenómenos por corroborar y estudiar de una manera más profunda. Siempre será necesario que existan tanto los estudios teóricos como experimentales.

# Apéndice E

## Productos científicos

*El trabajo más productivo es el que sale  
de las manos de un hombre contento.*

***Victor Pauchet***

En este apéndice se presentan algunos de los productos científicos realizados durante el desarrollo de esta tesis doctoral. Estos productos científicos son: proyectos aprobados, artículos científicos, ponencias en eventos científicos, registro de software, tesis de maestría aprobadas y en curso y trabajos de grado.

## E.1. Proyectos aprobados

- Simulación Monte Carlo de las Propiedades Magnéticas y de Transporte de Manganitas  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$  Convocatoria Nacional de Investigación 2008, Apoyo a través de Proyectos a Grupos de Investigación en Consolidación (reconocidos y Registrados en el Sistema nacional de Ciencia y tecnología).
- Modelamiento y simulación de propiedades magnéticas y de transporte de bicapas del compuesto tipo manganita  $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3 / \text{La}_{1/3}\text{Ca}_{2/3}\text{MnO}_3$  utilizando el método de Monte Carlo, Convocatoria Nacional de Investigación 2008, Modalidad Apoyo a Tesis de Posgrado.
- Implementación de técnicas de modelamiento, procesamiento digital y simulación para el estudio de sistemas físicos, Convocatoria de apoyo a grupos clasificados C y registrados de la sede Manizales (2009).

## E.2. Artículos científicos

- Monte Carlo Simulation of the FM Layer Thickness Influence on the Exchange Bias in FM/AFM thin bilayers, IEEE Transaction on Magnetism, 45 (2009) 5180-5183.
- Geometry influence on the hysteresis loops behavior in  $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$  nanoparticles. Monte Carlo Simulation on a Heisenberg-like model, IEEE Transaction on Magnetism, 45 (2009) 5196-5199.

- Monte Carlo study of the critical behavior and magnetic properties of  $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$  magnetic thin films. Journal of Materials Science, En impresión.
- Interface Roughness influence on exchange bias behavior in  $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3/\text{La}_{1/3}\text{Ca}_{2/3}\text{MnO}_3$  bilayers. Journal of Materials Science, En impresión.

### E.3. Ponencias

- 17th International Symposium on Hysteresis Modeling and Micromagnetics, Gaithersburg (USA) Mayo 11-14 de 2009.
- 1er Congreso Nacional de Ingeniería Física, Manizales (Colombia) Mayo 18-22 de 2009.
- 11th International Conference on Advanced Materials, Rio de Janeiro (Brasil), Septiembre 20-25 de 2009.

### E.4. Registro de software

- Simulación de propiedades magnéticas de manganitas  $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$  por Monte Carlo.

### E.5. Tesis de Maestría

- Modelamiento y simulación de propiedades magnéticas y de transporte de bicapas del compuesto tipo manganita  $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3/\text{La}_{1/3}\text{Ca}_{2/3}\text{MnO}_3$  utilizando el método de Monte Carlo. (Aprobada)
- Simulación Monte Carlo del Efecto de la rugosidad y las Vacancias en el Comportamiento Magnético y de Magnetotransporte de Bicapas  $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3/\text{La}_{1/3}\text{Ca}_{2/3}\text{MnO}_3$ . En curso.
- Estudio Monte Carlo de Propiedades Magnéticas y de Magnetotransporte en nanotubos ferromagnéticos. En curso.



## E.6. Trabajos de grado

- Simulación de propiedades magnéticas de aleaciones Fe-Cu, empleando la técnica de Monte Carlo, Ingeniería Física (2009).
- Modelamiento y simulación de propiedades magnéticas y de transporte de multicapas ferromagnéticas, antiferromagnéticas de manganitas del tipo  $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ , Ingeniería Física (2008).
- Modelamiento de la influencia de los defectos y la rugosidad superficial en nanopartículas magnéticas de  $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$  empleando el método de Monte Carlo, Ingeniería Física (2008).
- Modelamiento de la anisotropía superficial de nanopartículas magnéticas de  $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ , empleando el método de Monte carlo, Ingeniería Física (2008).
- Simulación de propiedades magnéticas y de transporte eléctrico de bicapas FM1/FM2, empleando el método de Monte Carlo, Ingeniería Física, en curso.

# Bibliografía

- [1] G. Herzer, M. Vazquez, M. Knobel, A. Zhukov, T. Reininger, H.A. Davies, R. Grössinger and J.L. Sánchez Ll., *J. Magn. Magn. Mater.* 294 (2005) 252.
- [2] I. M. L. Billas, A. Chatelain, W.A. de Heer, *Science* 265 (1994) 1682.
- [3] M. Albrecht, G. Hu, I.L. Guhr, T.C. Ulbrich, J. Boneberg, P. Leiderer and G. Schatz, *Nat. Mater.* 4, 203 (2005).
- [4] J. V. Barth, G. Costantini and Klaus Kern, *Nature* 437 (2005) 671.
- [5] S. Rusponi, T. Cren, N. Weiss M. Epple, P. Bulushek, L. Claude and H. Brune, *Nat. Mater.* 2 (2003) 546.
- [6] C. Kittel, *Phys. Rev.* 70, 965 (1946); L. Néel, *Rev. Mod. Phys.* 25, 293 (1953); I.S. Jacobs and C.P. Bean, *Phys. Rev.* 100 (1955) 1060.
- [7] Y. Wang, Y. Zhang, Y. Cao, M. Lu, J. Yang, *J. Alloys Comp.*, 450 (2008) 128-130.
- [8] M. Gruyters, *J. Magn. Magn. Mater.* 320 (2008) 407.

- [9] M. Laval, U. Lüders, J.F. Bobo, *J. Magn. Magn. Mater.* 316 (2007) 147.
- [10] S. Nicolodi, L. C. C. M. Nagamine, A. D. C. Viegas, J.E. Schmidt, L. G. Pereira, C. Deranlot, F. Petroff and J. Geshev, *J. Magn. Magn. Mater.* 316 (2007) e97.
- [11] I. Zutic, J. Fabian, S. D. Sarma, *Rev. Modern Phys.* 76 (2004) 323.
- [12] <http://nuweb.neu.edu/dheiman/U600/Spintronics.pdf> (ultima consulta febrero de 2010).
- [13] M. E. Gómez, G. Campillo, J.-G. Ramírez, P. Prieto, A. Hoffmann, J. Guimpel, N. Haberkorn, A. Condó, F. Lovey, *IEEE Trans. Magn.* 42 (2006) 2981.
- [14] T. Walter, K. -H. Muller, K Dörr, M. Sahana, K. Nenkov, K. Brand, L. Shultz, *Sensor and Actuators A* 91 (2001) 184.
- [15] S. Jin, T. H. Tiefel, M. McCormack, R.A. Fastnacht, R. Ramesh, L.H. Chen, *Science* 264 (1994) 413.
- [16] A. M. Haghiri-Gosnet, J.P. Renard *JP J Phys D: Appl Phys* 36 (2003) R127.
- [17] W. Prellier, Ph. Lecoeur, B. Mercey, *J Phys: Condens Matter* 13 (2001) R 915.
- [18] J. Z. Sun, D. W. Abraham, R. A. Rao, C. B. Eom, *Appl Phys Lett* 74 (1999) 3017.
- [19] N. D. Mathur, G. Burnell, S. P. Issac, T. J. Jackson, B. S. Teo, J. L. MacManus Driscoll, L. F. Cohen, J. E. Evetts, M. G. Blamire, *Nature* 387 (1997) 266.
- [20] S. Pignard, H. Vincent, J. P. Senateur, K. S. Frohlich, *J. Appl Phys Lett* 73 (1998) 999.
- [21] A. R. Raju, H. N. Aiyer, B. Venkatanagarajuna, R. Mahendiren, A. K. Raychaudhari, *J. Phys D: Appl Phys* 30 (1997) L71.
- [22] S. V. Pietambaram, D. Kumar, R. K. Singh, C. B. Lee, *Phys. Rev. B* 58 (1998) 0163.

- [23] M. Ziese, Ch, Srinitiwawong, Phys. Rev. B 58 (1998) 8182.
- [24] V. K. Vlasko-Vlasov, Y. K. Lin, D. J. Miller, U. Welp, G.W. Crabtree, and V. I. Nikitenko, Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 2239.
- [25] L. M. Wang, H. C. Yang, H. E. Horng, Phys. Rev. B, 64 (2001) 224.
- [26] M. Bibes, S. Valencia, Ll. Balcells, B. Martínez, J. Fontcuberta, M. Wojcik, S. Nadolski, E. Jedryka, Phys. Rev. B 66 (2002) 134.
- [27] J. Klein, J. B. Philipp, G. Carbone, A. Vigliante, L. Alff, R. Gross, Phys. Rev. B 66 (2002) 052.
- [28] D. Rubia, S. Duhaldea, M.C. Terzzolia, M. Villafuerte, Appl. Surf. Sci. 197-198 (2002) 536.
- [29] M. Ziese, H. C. Semmelhack, K. H. Han, Phys. Rev. B 68 (2003) 134.
- [30] M. Malfait, I. Gordon, V. V. Moshchalkov, and Y. Bruynseraede, G. Borghs, P. Wagner, Phys. Rev. B 68 (2003) 132.
- [31] S. Mercone, C. A. Perroni, V. Cataudella, C. Adamo, M. Angeloni, C. Aruta, G. De Filippis, F. Miletto, A. Oropallo, P. Perna, A. Yu. Petrov, U. Scotti di Uccio, L. Maritato, Phys. Rev. B 71 (2005) 064.
- [32] V. Markovich, G. Jung, Y. Yuzhelevskii, G. Gorodetsky, F. X. Hu, J. Gao, Phys. Rev. B 75 (2007) 104.
- [33] I. N. Krivorotov, K. R. Nikolaev, A. Yu. Dobin, and A. L. Kobrinskii, R. Wentzovitch, A. M. Goldman, E. D. Dahlberg, J. appl. phys. 89 (2001) 6964.
- [34] C. Christides, P. P. Deen, N. Moutis, E. Houssakou, L. Bouchenoire, K. Prassides, Phys. Rev. B 75 (2007) 014.
- [35] V. Moshnyaga, S. Klimm, R. Tidecks, S. Horn, K. Samwer, J. Magnetism and Magnetic Materials 211 (2000) 167.
- [36] K. Binder, Thin Solid Films 20 (1974) 367.
- [37] K. Binder, D. P. Landau, Surf. Sci. 151 (1985) 409.
- [38] C. D. Wentworth and Y. L. Wang, Solid State Commun. 74 (1990) 523.

- [39] T. Iwashitaa, K. Uragamia, A. Shimizua, A. Nagakia, T. Kasamab, T. Idogaki, *J. Magn. Magn. Mater.* 310 (2007) e435.
- [40] Ezequiel V. Albanoa, Andres de Virgiliisa, Marcus Müllerb, Kurt Binder, *Physica B* 389 (2007) 202.
- [41] J. Mazo-Zuluaga, J. Restrepo, *Physica B* 384 (2006) 224.
- [42] A. Zaima, M. Kerouada, Y. EL Amraouib, D. Baldomir, *J. Magn. Magn. Mater.* 316 (2007) e306.
- [43] J. B. Santos-Filhoa, N. O. Morenoa, D. F. de Albuquerqueb, A. S. de Arruda, *Physica B* 398 (2007) 294.
- [44] D.P. Landau, K. Binder, *J. Magn. Magn. Mater.* 104-107 (1992) 841.
- [45] S. T. Chui, *J. Magn. Magn. Mater.* 140-144 (1995) 1881.
- [46] K. Binder, D. P. Landau, A. M. Ferrenberg, *Phys. Rev.* 51 (4) (1995) 2823.
- [47] R. Peter Czerner y Uwe Ritschel, *Physica A* 237 (1997) 240.
- [48] M. Jascur, T. Kaneyoshi, *J. Magn. Magn. Mater.* 168 (1997) 47.
- [49] Benedetta Cerruti and Stefano Zapperi, *Phys. Rev. B* 75 (2007) 064.
- [50] H. Jang, M. J. Grimson, *Phys. Rev. B* 55 (1997) 12556.
- [51] H. Yi, J. Yu, *Phys. Rev. B* 58 (1998) 11123.
- [52] F. D. A. Araao Reis, *Phys. Rev. B* 58 (1998) 394.
- [53] M. J. Calderón, L. Brey, *Phys. Rev. B* 58 (1998) 3286.
- [54] G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach, W. Zinn, *Phys. Rev. B* 39 (1989) 4828.
- [55] N. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, N. Nguyen van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas, *Phys Rev Lett* 61 (1988) 2472.
- [56] N. More, K. P. Roche, *Phys. Rev. Lett.* 64 (1990) 2304.

- [57] Z. G. Li, D. J. Smith Appl Phys Lett 58 (1991) 2710.
- [58] Bhadra R, Roche K.P. Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 2152.
- [59] P. M. Levy, Science 156 (1992) 1972.
- [60] A. E. Berkowitz, J. R. Mitchell, M. J. Carey, A. P. Young, S. Zhang, F. E. Spada, F. T. Parker, A. Hutten, G. Thomas, Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 3745.
- [61] J. Q. Xiao, J. S. Jiang, C. L. Chien, Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 3749.
- [62] T. L. Hylton, K. R. Coffey, M. A. Parker, J. K. Howard, Science 261 (1993) 1021.
- [63] C. L. Chein, Annu Rev Mater Sci 25 (1995) 129.
- [64] B. Abeles, P. Sheng, M. D. Coutts, Y. Arie, Adv. Phys. 24 (1975) 407.
- [65] J. I. Gittlemann, Y. Goldstein, S. Bozowski, Phys. Rev. B 5 (1972) 3609.
- [66] J. Mazo-Zuluaga, J. Restrepo, Physica B 354 (2004) 20.
- [67] J. S. Helman, B. Abeles, Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 1429.
- [68] S. S. P. Parkin, B. R. York, Appl. Phys. Lett. 62 (1993) 1842.
- [69] P. Grunberg, P. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky, H. Sower, Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 2442.
- [70] S. S. P. Parkin, Annu. Rev. Mater. Sci. 25 (1995) 357.
- [71] A. Fert, I. A. Campbell, J Phys F: Metal Physics 6 849.
- [72] J. Mathon, Contemp Phys 32 (1991) 143.
- [73] D. M. Edwards, R. B. Muniz, J. Mathon, IEEE Trans Mag 27 (1991) 3548.
- [74] N. F. Mott, Adv Phys 13 (1964) 325.
- [75] Tsymbal y Pettifor, Phys. Rev. B 64, 212401 (2001)
- [76] R. M. Kusters et al Physuca (Amsterdam) 115B (1989) 362.

- [77] K. Chahara et al, *Appl. Phys. Rev. Lett.* 63 (1993) 1990.
- [78] R. von Helmolt, L. Schultz and K. Samwer, *Rev. Lett.* 71 (1993) 2331.
- [79] S. Jin, T. H. Tiefel, M. McCormack, R. A. Fastnacht, R. Ramesh, L. H. Chen, *Science* 264 (1994) 413.
- [80] D.-H. Han, J.-G. Zhu, J. H. Judy, J. M. Sivertsen, *IEEE Trans. Magn.* 33 (1997) 3025.
- [81] Y. Tokura, Y. Tomioka, *J. Magn. Magn. Mater.* 200 (1999) 1.
- [82] S. G. Barsov, A. L. Getalov, V. P. Koptev, S. A. Kotov, S. M. Mikirtychyan, G. V. Shcherbakov, A. A. Arsenov, Y. M. Mukovskii, *Physica B* 289-290 (2000) 81.
- [83] E. , T. Hotta, A. Moreo, *Phys. Rep.* 344 (2001) 1.
- [84] H. Aliaga, D. Magnoux, A. Moreo, D. Poilblanc, S. Yunoki, E. Dagotto, *Phys. Rev. B* 68, (2003) 104.
- [85] X. J. Chen, H.-U. Habermeier, H. Zhang, G. Gu, M. Varela, J. Santamaria, C. C. Almasan, *Phys. Rev. B* 72 (2005) 104.
- [86] Cengiz ?en, Gonzalo Alvarez, Horacio Aliaga, Elbio Dagotto, *Phys. Rev. B* 73 (2006) 224.
- [87] J. Salafranca and J. A. Vergés, *Phys. Rev. B* 74 (2006) 184.
- [88] S. Cengiz, G. Alvarez, E. Dagotto, *Phys. Rev. Lett.* 98 (2007) 127.
- [89] J. Nogue, Ivan K. Schuller, *J. Magn. Magn. Matter.* 192 (1999) 203.
- [90] W. H. Meiklejohn, C. P. Bean, *Phys. Rev.* 102 (1956) 1413.
- [91] F. S. Luborsky, *Electro-Technology (Review)* 107 (1962) 10.
- [92] M. Ohkoshi, K. Tamari, M. Harada, S. Honda, T. Kusuda, *IEEE Transl. J. Magn. Japan* 1 (1985) 37.
- [93] A. A. Glazer, A. P. Potapov, R.I. Tagirov, *Sov. Phys. JETP. Lett.* 15 (1972) 259.

- [94] C. Tang, *J. Appl. Phys. (Review and Applications)* 55 (1984) 2226.
- [95] B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit, D. Mauri, *Phys. Rev. B* 43 (1991) 1297.
- [96] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petro, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, *Phys. Rev. Lett.* 61 (1988) 2472.
- [97] J.C.S. Kools, *IEEE Trans. Magn. Review and Applications* 32 (1996) 3165.
- [98] I. Panagiotopoulos, C. Christides, D. Niarchos, M. Pissas, *J. Appl. Phys.* 87 (2000) 3926.
- [99] I. N. Krivorotov, K. R. Nikolaev, A. Yu. Dobin, A. L. Kobrinskii, R. Wentzcovitch, A. M. Goldman and E. D. Dahlberg, *J. Appl. Phys.* 89 (2001) 6964.
- [100] C. Christides, N. Moutis, Ph. Komninou and Th. Kehagias, G. Nouet, *J. Appl. Phys.* 92 (2002) 397.
- [101] J.-g. Hu, G.-j. Jin, Y.-q. Ma, *J. Appl. Phys.* 92 (2002) 1009.
- [102] N. Moutis, C. Christides, I. Panagiotopoulou, D. Niarchos, *J. Magn. Mater.* 242-245 (2002) 544.
- [103] J.-g. Hu, G. Jin, A. Hu, Y.-q. Ma, *Eur. Phys. J. B* 40, (2004) 265-271.
- [104] H. Kuan Lee, Y. Okabe, *Phys. Rev. B* 73, (2006) 140403R.
- [105] J. Spray, U. Nowak, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 39 (2006) 4536.
- [106] O. V. Billoni, F. A. Tamarit, S. A. Cannas, *Physica B* 384 (2006) 184.
- [107] C. Christides, P. P. Deen, N. Moutis, E. Houssakou, L. Bouchenoire, *Phys. Rev. B* 75 (2007) 014432.
- [108] K. Chahara, T. Ohno, M. Kasai, Y. Kozono, *Appl. Phys. Lett.* 63 (1993) 1990.
- [109] R. von Hemmlt, J. Wecker, B. Holzapfel, L. Schultz, K. Samwer, *Phys. Rev. Lett.* 71 (1993) 2331.



- [110] J. O'Donnell, M. Onellion, M. S. Rzchowski, J. N. Eckstein, I. Bozovic, Phys. Rev. B 54 (1996) R6841.
- [111] P. Prieto, Rev. Acad. Colomb. Cienc.: XXIX, 112 (2005) 635.
- [112] J. Mejía-López, Coercividad Magnética en Sistemas Percolantes. Tesis Doctoral, Pontificia Universidad Católica de Chile (2000).
- [113] S. Chikazumi, Physics of Ferromagnetism. 2da Ed. Claredon Press-Oxford (1997).
- [114] J. Restrepo, *Magnetic Properties of FeMnAl and FeAl Disordered Alloys: Experiment, Theory and Simulation*. Tesis Doctoral, Universidad del Valle (1999).
- [115] E. Dagotto *Nanoscale Phase Separation and Colossal Magnetoresistance*, Springer-Verlag, New York, 2002.
- [116] K Yosida, *Theory of magnetism*, Springer-Verlag (1998).
- [117] A. Abragam and B. Bleaney, *Electron Paramagnetic Resonance of Transitions Ions*, Dover Publications Inc. New York, 1970.
- [118] H. A. Jahn, E. Teller, Proc. Roy. Soc. A161 (1937) 220.
- [119] T. Chatterji, B. Ouladdiaf, P. Mandal, B. Bandyopadhyay, B. Ghosh, Phys. Rev. B 66 (2002) 054403.
- [120] R. M. Cornell, U. Schwertmann, *The Iron Oxides*. VCH mbH, Weinheim, Alemania (1996).
- [121] G.M. DaCosta, E. DeGrave, P. M. Bakker and R. E. Vandenberghe, Clays and Clay Min. 43 (1995) 656.
- [122] S. Blundell, *Magnetism in Condensed Matter*. Oxford University Press (2001).
- [123] R. C. Evans, *An Introduction to Crystal Chemistry*. 2nd Ed. Cambridge University Press, Cambridge, UK (1966).
- [124] J. Crangle, *Solid State Magnetism*. Ed. Edward Arnold-Hodder y Stoughton, UK (1991).

- [125] R.C. O-Handley, *Modern Magnetic Materials Principles and Applications*. John Wiley and Sons, USA (2000).
- [126] X. Chen, H. Qiu, P. Wu, L. Pan, F. Wang, Res. Rep. 11 (2006) 76.
- [127] J. F. Feng, K. Zhao, Y. H. Huang, S. Q. Zhao, H. B. Lu, J. G. Zhao, X. F. Han, W. S. Zhan, H. K. Wong, Physica B 369 (2005) 261.
- [128] A. Gaur, C. M. Varma, J. Phys: Cond. Matt. 38 (2006) 8837.
- [129] I.S. Jacobs, in: G.T. Rado, H. Suhl (Eds.), Magnetism, Academic Press, New York, 1963, p. 271.
- [130] K. D. Usadel, U. Nowak, Phys. Rev. B 80 (2009) 014418.
- [131] N.H. March, P. Lambin, F. Herman, J. Magn. Magn. Mater. 44 (1984) 1.
- [132] J. Nogues, Ivan K. Schuller, J. Magn. Magn. Mater. 192 (1999) 203.
- [133] H. Ohldag, Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 017203.
- [134] W. P. Meiklejohn, J. Phys. 33 (1962) 1328.
- [135] L. Néel, Ann. Phys. Paris 2 (1967) 61.
- [136] A. P. Malozemoff, Phys. Rev. B, 37 (1988) 7673.
- [137] T.C. Shulthess, W. H. Butler, Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 4516.
- [138] D. Mauri, H. C. Siegmann, P. S. Bagus, E. Kay, J. Appl. Phys. 62 (1987) 3047.
- [139] N. C. Koon, Phys. Rev. Letter. 78 (1997) 4865.
- [140] T.C. Shulthess, W. H. Butler, J. Appl. Phys. 85 (1999) 3722.
- [141] S. Zhang, D. Dimitrov, G. C. Hadjipanayis, J. W. Cai, C. L. Chien, J. Magn. Magn. Mater. 198-199 (1999) 468.
- [142] D. V. Dimitrov, S. Shang, J. Q. Xiao, G. C. Hadjipanayis, C. Prados, Phys. Rev. 58 (1998) 12090.

- [143] M. Kiwi, J. Mejía-López, R. D. Portugal, R. Ramírez, *App. Phys. Lett.* 75 (1999) 3995.
- [144] M. Kiwi, J. Mejía-López, R. D. Portugal, R. Ramírez, *Solid State Comm.* 116 (2000) 315.
- [145] M. D. Stiles, R. D. McMichael, *Phys. Rev. B* 59 (1999) 3722.
- [146] J. M. Yeomans, *Statistical Mechanics of Phase Transitions* (Clarendon Press Oxford, 1994).
- [147] W. Heisenberg, *Z. Physik* 49 (1928) 619.
- [148] *Solid State Physics*, Neil Ashcroft, David Mermin, Harcourt College Publishers, 1976.
- [149] D.P. Landau, K. Binder *A Guide to Monte Carlo Simulation in Statistical Physics.*, Cambridge University Press, 2000.
- [150] M. E. J. Newman, G.T. Barkema, *Monte Carlo Methods in Statistical Physics.* Clarendon Press-Oxford, 1999.
- [151] D. P. Landau. *Phys. Rev. B*, 13 (1976) 2997.
- [152] H. Shenker, J. Tobochnik, *phys. Rev. B* 22 (1980) 4462.
- [153] A. Patrascioiu, E. Seiler, *Phys. Lett. B* 430 (1998) 314.
- [154] P. K. Valavala, G. M. Odegard, *Rev. Adv. Mater. Sci.* 9 (2005) 34.
- [155] E.M. Duffy, P.J. Kowalczyk et al. *J. American Chemical Society* 115 (1993) 9271.
- [156] A. Mokrani, C. Demangeat, H. Dreyssé, *Phys. Rev. B* 42 (1990) 8670.
- [157] D.P. Landau, K. Binder *A Guide to Monte Carlo Simulation in Statistical Physics*, Cambridge University Press, 2000.
- [158] M.E.J. Newman y G.T. Barkeman, *Monte Carlo Methods in Statistical Physics*, Clarendon Press- Oxford (1999).
- [159] K. Binder and D.W. Heermann, *Monte-Carlo Simulation in Statistical Physics*, Springer-Verlag Berlin (1988).

- [160] L. P. Kadanoff, Rev. Mod. Phys. 39 (1967) 395.
- [161] H. Lee, H.E. Stanley, Phys. Rev. B 4 (1971) 1613.
- [162] M.E. Fisher, D.R. Nelson, Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 1350.
- [163] O. Iglesias, A. Labarta, Phys. Rev. B 63, 184416 (2001) 184416.
- [164] M.E.J. Newman and G.T. Barkema, Monte-Carlo Methods in Statistical Physics. Claredon Press-Oxford, UK (1999).
- [165] A.M. Ferrenberg and D.P. Landau, Phys. Rev. B. 44 (1991) 5081.
- [166] A.M. Ferrenberg, D.P. Landau and K. Binder, J. Stat. Phys. 63 (1991) 867.
- [167] N. Metropolis, A.W. Rosenbluth, M.N. Rosenbluth, A.H. Teller and E. Teller, J. Chem. Phys. 21 (1953) 1087.
- [168] M. E. Fisher M. N. Barber, Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 1516.
- [169] V. Privman, M. E. Fisher, J. Stati. Phys. 33 (2005) 385.
- [170] F. Y. Yang, Kai Liu, C. L. Chien, P. C. Searson, Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 3328.
- [171] N. Vandewalle, M. Ausloos, R. Cloots, Phys. Rev. B 59 (1999) 11909.
- [172] D. Stauffer, A. Aharony, Introduction to Percolation Theory (Taylor and Francis, London, 1992, 2nd printing.
- [173] D. Lederman, R. Ramírez, M. , Phys. Rev B 70 (2004) 184422.
- [174] J. W. Lynn, R. W. Erwin, J. A. Borchers, Q. Huang, A. Santoro, J-L. Peng and Z. Y. Li, Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 4046.
- [175] J. K. Freericks1, M. Jarrell, Phys. Rev. Lett. 74 (1994) 186.
- [176] C. calle, F. Cuellar, O. Guzman, A. Mendoza. Rev. Col. Phys. 38 (2006) 541.
- [177] C. Kittel, *Física Térmica*, Jhon Wiley and sons, New York 1973.
- [178] N. Furukawa, Y. Motome, Applied Phys. A 74 (2002) S1728.

- [179] E. Rozenberg , M. Auslender a, A.I. Shames a, Ya.M. Mukovskii b, E. Sominski c, A. Gedanken, *J. Non-Crystalline Solids* 354 (2008) 5282.
- [180] A. Berger, G. Campillo, P. Vivas, J. E. Pearson, S. D. Bader, E. Baca, P. Prieto, *J. Appl. Phys.* 91 (2002) 10.
- [181] K.W. Joh, C.E. Lee, C.H. Lee, Y.H. Jeong, *Current Applied Physics* 2 (2002) 411.
- [182] H. Huang, G. H. Gilmer, T. Díaz de la Rubia, *J. Appl. Phys.* 84 (1998) 3636.
- [183] N. D. Mathur, G. Burnell, S. P. Isaac, T. J. Jackson, B.-S. Teo, J. L. MacManus-Driscoll, L. F. Cohen, J. E. Evetts, M. G. Blamire, *Nature* 387 (1997) 266.
- [184] J. B. Goodenough, *Phys. Rev.* 95 (1954) 917.
- [185] O. Iglesias, A. Labarta, *Phys. Rev. B* 63 (2001) 184416-1.
- [186] I. F. Lyuksyutov, T. Nattermann, V. Pokrovsky, *Phys. Rev. B* 59 (1998) 4260.
- [187] Hans-Karl Janssena, Uwe C. Tauber, *Annals of Physics* 315 (2005) 147.
- [188] A. J Millis, R Mueller, B.I Shraiman, *Rev. B* 54 (1996) 5389.
- [189] C. Zener, *Phys. Rev.* 83 (1951) 299.
- [190] S. Taran, S. Karmakan, H. Chou, B. K. Chaudhuri, *Phys. Stat Sol. (b)* (2006) 1.
- [191] P. Vivas, E. Baca, E. Campillo, *Rev. Col. Fis.* 34 (2002) 625.
- [192] W. E. van den Brom, J. Volger, *Phys. Lett. A* 26 (1968) 197.
- [193] A. Urushibara, Y. Moritomo, T. Arima, A. Asamitsu, G. Kido, Y. Tokura, *Phys. Rev. B* 51 (1995) 14103.
- [194] P. G. Schiffer, A. P. Ramírez, W. Bao, S. -W. Cheong, *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995) 3336.

- [195] M. Fäth, S. Freisem, A. A. Menovsky, Y. Tomioka, J. Aarts, J. A. Mydosh, *Science* 285 (1999) 1540.
- [196] J. Fontcuberta, B. Martínez, A. Seffar, S. Piñol, J. L. García-Muñoz, and X. Obradors, *Phys. Rev. Lett.* 76 (1995) 1122.
- [197] C. Martin, A. Maignan, M. Hervieu, C. Autret, B. Raveau, D. I. Khomskii, *Phys. Rev. B* 63 (2001) 174402.
- [198] J.J. Thomson, *Proc. Cambridge Phil. Soc.* 11 (1901) 120.
- [199] K. Fuchs, *Proc. Cambridge Phil. Soc.* 34 (1938) 100.
- [200] E.H. Sondheimer, *Phys. Rev.* 80 (1950) 401.
- [201] E.H. Sondheimer, *Adv. Phys.* 1 (1952) 1.
- [202] A.F. Mayadas, M. Shatzkes, *Phys. Rev. B* 1 (1970) 1382.
- [203] C.R. Tellier, *Thin Solid Films* 51 (1978) 311.
- [204] V. Damodara Das, P. Gopal Ganesan, *Materials Chemistry and Physics* 57 (1998) 57.
- [205] M.F. Hundley, M. Hawley, R.H. Helner, Q.X. Jia, J.J. Neumeier, J. Tesmer, J.D. Thompson, X.D. Wu, *Appl. Phys. Lett.* 67 (1995) 860.
- [206] Y. Tokura Y. Tomioka, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 200 (1999) 1.
- [207] V. S. Amaral, A.A.C.S. Lourenco, J. P. ArauH Jo, P. B. Tavares, J. B. Sousa, J. M. Vieira, M. F. de Silva, J. C. Soares, *J. Magn. Magn. Mat.* 211 (2000) 1.
- [208] In-Bo, Shima, S. Y. Bae, Y. J. Oh, S. E. Choi, *Solid State Ionics* 108 (1998) 241.
- [209] T. Arima, D. Akahoshi, K. Oikawa, T. Kamiyama, M. Uchida, Y. Matsui, Y. Tokura, *Phys. Rev. B* 66 (2002) 140408(R).
- [210] G. H. Zheng, Y. Q. Ma, W. J. Lu, W. H. Song, J. J. Du, Y.P. Sun, *Phys. Letter A* 341 (2005) 271.

- [211] J. P. Joshi, A. R. Bhagwat, S. Sarangi, A. Sharma, S. V. Bhat, *Physica B* 349 (2004) 35.
- [212] S. Nakamura, Y. Takoroko, Y. J. Shan, T. Nakamura, *J. of the Phys. Soc. of Japan* 68 (1999) 1485.
- [213] M. García-Hernández, A. de Andrés, J. L. Martínez, D. Sánchez-Soria, L. Martín-Carrión, S. Taboada, *J. Solid State, Chemistry* 171 (2003) 76.
- [214] M. Izumi, Y. Ogimoto, Y. Konishi, T. Manako, M. Kawasaki, Y. Tokura, *Mat. Sci. Eng. B* 84 (2001) 53.
- [215] D. N. Argyriou, H. N. Bordallo, B. J. Campbell, A. K. Cheetham, D. E. Cox, J. S. Gardner, K. Hanif, A. dos Santos, and G. F. Strouse, *Phys. Rev. B* 61, (2000) 269.
- [216] M. Kubota, H. Yoshizawa, Y. Moritomo, H. Fujioka, K. Hirota, and Y. Endoh, *J. Phys. Soc. Jpn.* 68, (1999) 2202.
- [217] H. Tanaka, T. Kawai, *Solid State Commun.* 112 (1999) 201.
- [218] J. E. Medvedeva, V.I. Anisimov, O.N. Mryasov, and A.J. Freeman, *J. Phys.: Condens. Matter* 14 (2002) 4533.
- [219] E. L. Nagaev, *Phys. Rep.* 346 (2001) 387.
- [220] B. I. Shklovskii and A. L. Efros, *Electronic Properties of Doped Semiconductors* Springer-Verlag, Berlin, 1984.
- [221] L. Sheng, D.Y. Xing, D.N. Sheng, and C.S. Ting, *Phys. Rev. Lett.* 79 (1997) 1710.
- [222] D. qian Liao, Y. Sung, R. Yang, Q. Li, Z. Cheng, *Phys. Rev. B* 74 (2006) 174434.
- [223] Z. Sefrioui, V. Cros, A. Barthélemy, V. Peña, C. León, J. Santamaría, M. Varela, S. J. Pennycook, *Appl. Phys. Lett.* 88 (2006) 022512.
- [224] V. Baltz, J. Sort, S. Landis, B. Rodmacq, and B. Dieny, *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005) 117201.

- [225] A. Hoffmann, Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 097203.
- [226] M. D. Stiles and R. D. McMichael, Phys. Rev. B 63 (2001) 064405.
- [227] C. Leighton, M. R. Fitzsimmons, A. Hoffmann, J. Dura, C. F. Majkrzak, M. S. Lund, and Ivan K. Schuller, Phys. Rev. B 65 (2002) 064403.
- [228] O. Iglesias, A. Labarta, Phys. Rev. B 63 (2001) 184416.
- [229] D. P. Landau, K. Binder, A guide to Monte Carlo simulations in statistical physics. Cambridge University Press (2005).
- [230] M. R. Fitzsimmons, P. Yashar, C. Leighton, I. K. Schuller, J. Nogués, C. F. Majkrzak, and J. A. Dura, Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 3986.
- [231] C. Leighton, M. Song, J. Nogués, M. C. Cyrille, and I. K. Schuller, J. Appl. Phys. 88 (2000) 344.
- [232] C. Leighton, M. R. Fitzsimmons, P. Yashar, A. Hoffmann, J. Nogués, J. Dura, C. F. Majkrzak, and I. K. Schuller, Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 4394.
- [233] C. Leighton, J. Nogués, H. Suhl, and I. K. Schuller, Phys. Rev. B 60 (1999) 12387.
- [234] Alberto V. Amorsolo, Paul D. Funkenbusch a, Alan M. Kadin, Materials Science and Engineering B57 (1999) 186.
- [235] M.C. Salvadori, D.R. Martins, M. Cattani, Surf. Coat. Technol 200 (2006) 5119.
- [236] Gangshi Hu, Gerassimos Orkoulas, Panagiotis D. Christofides, Chemical Engineering Science 64 (2009) 3903.
- [237] G. Palasantzas, Y.-P. Zhao, J.Th.M. De Hosson, G.-C. Wang, Physica B 283 (2000) 199.
- [238] Q. Jiang, H.-N. Yang, G.-C. Wang, Surf. Sci. 373 (1997) 181.
- [239] D.H. Han, J.G. Zhu, J.H. Judy, J. Appl. Phys. 81 (1997) 4996.
- [240] J.X. Shen, M.T. Kief, J. Appl. Phys. 79 (1996) 5008.



- [241] C.M. Park, K.I. Min, K.H. Shin, *J. Appl. Phys.* 79 (1996) 6228.
- [242] S. Soeya, M. Fuyama, S. Tadokoro, T. Imagawa, *J. Appl. Phys.* 79 (1996) 1604.
- [243] D. Mauri, H.C. Siegmann, P.S. Bagus, E. Kay, *J. Appl. Phys.* 62 (1987) 3047.
- [244] L. Neel, *Ann. Phys* 1 (1967) 61.
- [245] K. Takano, R.H. Kodama, A.E. Berkowitz, W. Cao, G. Thomas, *Phys. Rev. Lett.* 79 (1997) 1130.
- [246] A.P. Malozemoff, *J. Appl. Phys.* 63 (1988) 3874.
- [247] M. Izumi, Y. Murakami, Y. Konishi, T. Manako, M. Kawasaki, Y. Tokura, *Phys. Rev. B* 60 (1999) 1211.
- [248] S. D. Bader, *Surf. Sci.* 500 (2002) 172.
- [249] X. W. Wu, T. Ambrose, C. L. Chiena, *Appl. Let.* 72 (1998) 315.
- [250] Y. Yafet, *Phys. Rev. B* 36 (1987) 3948.
- [251] B. Carvello, L. Ranno, *J. Magn. Magn. Mater.* 272 (2004) 1926.
- [252] O. Hellwiga, A. Berger, E. E. Fullerton, *J. Magn. Magn. Mat.* 290-291 (2005) 1.
- [253] M. M. H. Willeken, *MRS symposia proceedings* 313 *Mat. Res. Soc. Pittsburg* (1993) 129.
- [254] H. Viet Nguyen, V. Thanh Ngo, H. T. Diep, V. Lien Nguyen, *Physica B* 327 (2003) 427.
- [255] A. Zafery, R. Lardé, L. Lechevallier, F. Cuvilly, J. M. Le Breton, V. Baltz, B. Rodmacq, B. Dieny, *J. Appl. Phys* 105 (2009) 103912.
- [256] V. Baltz, A. Marty, B. Rodmacq, B. Dieny, *Phys. Rev. B.* 75 (2007) 014406.
- [257] Schanzer, V. R. Shah, T. Gutberlet, M. Gupta, P. Boni, H. B. Braun, *Physica B* 356 (2005) 46.