

Implementación de una interfaz gráfica para el estudio de propiedades de magnetotransporte en bicapas de manganitas tipo perovskita

Héctor Barco Ríos ¹, Edilberto Rojas Calderón ² y Elisabeth Restrepo-Parra ³

Recepción: 02-10-2013, Aceptación: 23-01-2014

Disponible en línea: 01-07-2014

PACS:02.70.Uu,75.70.Cn, 28.41.Ak, 75.47.Lx, 75.47.Gk

Resumen

En este trabajo se presenta un estudio de algunas propiedades de magnetotransporte de bicapas de manganitas ferromagnéticas/antiferromagnéticas (FM/AF) de $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ / $\text{La}_{1/3}\text{Ca}_{2/3}\text{MnO}_3$. Este estudio se llevó a cabo empleando el método de Monte Carlo, combinado con el modelo de Drude y Kronig-Penney. Para realizar estas simulaciones se desarrollaron interfaces gráficas que permitieron una interacción amigable con el usuario y además, observar el proceso de las simulaciones en tiempo real. Se obtuvieron resultados de resistividad y magnetorresistencia en función de

¹ M.Sc. en Ciencias Física., hsbarcor@unal.edu.co, Universidad Nacional de Colombia Sede Manizales, Colombia

² M.Sc. Economía del Medio Ambiente y Recursos, erojasca@unal.edu.co, Universidad Nacional de Colombia Sede Manizales, Colombia

³ Dr.Ingeniería, erestrepopa@unal.edu.co, Universidad Nacional de Colombia Sede Manizales, Colombia.

la temperatura y del campo magnético externo aplicado. Las curvas de resistividad en función de la temperatura presentaron un mínimo alrededor de la temperatura de canteo y un máximo alrededor de la temperatura de Curie, T_C . Se observó una disminución en la resistividad y un aumento en la magnetorresistencia con el aumento del campo magnético externo. Por otro lado, las curvas de resistividad en función de la temperatura mostraron una simetría para valores positivos y negativos de campos magnéticos. Además, a bajas temperaturas, por debajo de T_C , la resistividad presentó un desdoblamiento produciéndose dos máximos y formado ciclos de histéresis.

Palabras clave: resistividad; magnetorresistencia; Monte Carlo; manganitas; puntos críticos.

Graphic Interface Implementation for Studying Magnetotransport Properties in Bilayers of Manganites Type Perovskite

Abstract

In this work, a study of some magnetotransport properties of manganite bilayers of ferromagnetic/Antiferromagnetic (FM/AF) $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3/\text{La}_{1/3}\text{Ca}_{2/3}\text{MnO}_3$ is presented. This study was carried out using the Monte Carlo method combined with Drude and Kronig-Penney models. For doing the simulations, graphic interfaces for allowing a suitable user interaction were developed. These interfaces also allow observing the simulation processes in real time. Results of resistivity and magnetoresistance as a function on the temperature and the external magnetic field were obtained. The resistivity depending on the temperature presented a minimum around the canted temperature and a maximum around the Curie temperature, T_C . A decrease in the resistivity and an increase in the magnetoresistance as the external magnetic field increases were observed. On the other hand, resistivity as a function on the temperature showed symmetry for positive and negative values of the external magnetic field. Moreover, at low temperatures, below T_C , the resistivity presented a splitting, producing two maxima and forming hysteresis loops.

Key words: resistivity; magnetoresistance; monte carlo; manganites; critical points.

1 Introducción

Posterior al descubrimiento de la magnetorresistencia colosal (por sus siglas en inglés Colossal Magnetoresistance CMR), las manganitas tipo perovskitas descritas como $\text{RE}_{1-x}\text{AE}_x\text{MnO}_3$ (RE y AE son elementos trivalentes

de tierras raras divalentes de metales alcalinos respectivamente) han sido ampliamente estudiadas [1],[2]. La propiedad más fundamental de estos materiales es la fuerte correlación entre la estructura y las propiedades magnéticas y de transporte. El fenómeno de magnetorresistencia consiste en una gran disminución en la resistencia eléctrica debido a la aplicación de un campo magnético externo [3],[4]. El sistema $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ ofrece un rico comportamiento magnético dependiendo de la estequiometría con potenciales aplicaciones tales como sensores de campos magnéticos, magnetómetros, discos duros y cabezas lectoras [5]. En aplicaciones modernas, la clave para modificar y controlar las propiedades magnéticas se basa en el diseño de estructuras magnéticas gobernadas por la estequiometría [6],[7]. En la literatura se pueden encontrar diversos trabajos que presentan simulaciones de propiedades magnéticas del sistema $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ como el realizado por Restrepo-Parra y sus colaboradores [5]. En este artículo se llevaron a cabo simulaciones empleando el método Monte Carlo de esta manganita con diversas estequiometrías con el fin de reproducir las temperaturas críticas y construir el diagrama de fase magnético de este material. En este trabajo se pudieron determinar algunas constantes de intercambio entre iones de manganeso, que posteriormente permitieron llevar a cabo otros estudios de propiedades magnéticas y magnetotransporte. La literatura presenta una gran variedad de trabajos de simulación de manganitas de esta misma familia como el llevado a cabo por Naji y sus colaboradores [8]. Ellos realizaron un estudio de propiedades magnéticas del compuesto LaMnO_3 empleando los métodos ab initio y Monte Carlo. En este trabajo se obtuvieron temperaturas y exponentes críticos de este compuesto. Debido a sus numerosas aplicaciones, las propiedades de transporte eléctrico de estos materiales han sido ampliamente estudiadas en forma experimental. Por ejemplo, Chen y sus colaboradores [9] investigaron el efecto de magnetorresistencia colosal en películas delgadas de $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ crecidas epitaxialmente sobre sustratos de SrTiO_3 (001) por deposición por láser pulsado. Similarmente, A. De Santis y sus colaboradores [6] investigaron las propiedades estructurales y eléctricas de películas delgadas de $\text{La}_{0,7}\text{Ca}_{0,3}\text{MnO}_3$ crecidas por sputtering DC. Estas películas mostraron alta CMR a campos magnéticos bajos. Sin embargo, no existen muchos trabajos teóricos y simulaciones en la literatura que se dediquen al estudio de propiedades magnéticas y de magnetotrasporte. Un trabajo publicado por N.

Vandewalle y sus colaboradores [10] llevaron a cabo un modelo del comportamiento de películas delgadas de $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ empleando el modelo de Ising aplicado a una red bidimensional. Ellos obtuvieron la resistividad y la magnetorresistencia como una función de la temperatura. Sin embargo, no se encuentran en la literatura muchos estudios de la dependencia de la resistividad con el campo magnético externo aplicado. Además, se requiere la aplicación de métodos más realistas como el modelo tridimensional de Heisenberg. Este modelo fue empleado recientemente por E. Restrepo y sus colaboradores [11] para simular propiedades de magnetotransporte en manganitas de LCMO. Los autores presentan el estudio de propiedades magnéticas y de magnetotransporte de las manganitas $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ y $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ por separado, al contrario del presente trabajo, observando su comportamiento metálico y aislante respectivamente.

En este trabajo se presentan resultados de propiedades de magnetotransporte dependiendo de la temperatura y del campo magnético externo en bicapas FM/AF de $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3/\text{La}_{1/3}\text{Ca}_{2/3}\text{MnO}_3$. En estas simulaciones se empleó el método de Monte Carlo y el modelo de Heisenberg combinado con el modelo de Kronig-Penney y la fórmula de Drude.

2 Implementación del modelo

En las simulaciones llevadas a cabo en este trabajo se empleó el modelo de Heisenberg que representa la interacción de los iones magnéticos Mn^{3+} y Mn^{4+} , mientras que el oxígeno, lantano y calcio son considerados no magnéticos y no se tienen en cuenta en el Hamiltoniano, el cual se describe por [12, 13]

$$H = - \sum_{i \neq j} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - K_a \sum_i (S_i \cdot \hat{a})^2 - \sum_i \vec{S}_i \cdot \vec{H} \quad (1)$$

El primer término corresponde a la interacción entre los vecinos más cercanos, donde $|\vec{S}_i|$ y $|\vec{S}_j|$ toman valores de 2 para Mn^{3+} y $3/2$ para Mn^{4+} , de acuerdo con las configuraciones electrónicas. J_{ij} es el parámetro de intercambio que depende del tipo de las interacciones iónicas $\text{Mn}^{4+d3}\text{-Mn}^{3+eg}$, $\text{Mn}^{4+d3}\text{-Mn}^{3+eg'}$ y $\text{Mn}^{3+eg}\text{-Mn}^{3+eg'}$. Los valores empleados en este estudio se tomaron de estudios previos realizados por los autores [14].

La distribución de los iones de manganeso y el ordenamiento orbital se llevó a cabo de acuerdo a lo reportado en la literatura por Wollan y Koehler [15] y E. Dagotto [16]. Los espines tienden a orientarse en la misma dirección a temperaturas por debajo de T_C y a desordenarse para $T > T_C$ esta interacción se representa con $J_{ij} > 0$. El Segundo término se refiere a la anisotropía magnetocristalina con K_a como el valor constante de anisotropía del material en bloque [17]. El vector unitario \hat{a} indica la dirección del eje fácil que fue tomado en la dirección cristalográfica [100] [17]. El tercer término corresponde al efecto Zeeman, interacción debido al campo magnético externo aplicado \vec{H} .

Para la simulación de las propiedades de transporte eléctrico se combinaron tres elementos en una forma más realista, con el fin de enfatizar el papel de los grados de libertad magnéticos de acuerdo al modelo de Heisenberg para espines, la fórmula de Drude para la conductividad eléctrica y el salto o la dispersión de los electrones. Usando estos elementos básicos se tiene en cuenta el efecto de clusters sobre las fluctuaciones [10].

En este modelo se deben tener en cuenta diversas consideraciones. Primero, el número de portadores es independiente del campo y de la temperatura. Segundo, la distorsión de la red debida a la temperatura es despreciable. Tercero, en vista de los enlaces de tipo covalente-metálico parciales en el plano, se supone que los portadores cuasi-localizados (electrones) no tienen espín teniendo un movimiento de salto lineal a lo largo del campo eléctrico impuesto a través de la red. La fuerza de Lorentz es despreciable debido a la corta trayectoria libre media [11].

En la simulación, los electrones se mueven desde la parte inferior hacia la parte superior de la muestra. Por otro lado, la temperatura juega un papel importante en la configuración de espines. Si $T \gg T_C$, los espines se orientan aleatoriamente y la conducción electrónica es difícil, aumentando la resistividad. Por otro lado, si $T \ll T_C$, los espines tienden a ser orientados en la dirección de campo magnético, mejorando la conducción electrónica. La siguiente expresión representa la probabilidad p de que un electrón sea transmitido a través de la muestra [10]:

$$P = \exp(-\gamma\delta) \quad (2)$$

Consecuentemente, la probabilidad de que un electrón sea bloqueado es

$1 - p$. El factor γ es un parámetro adimensional que juega un papel de una barrera de potencial y δ corresponde al tamaño del cluster. No existen retenciones electrónicas en el sitio. No se han tenido en cuenta además otros tipos de dispersión como los debidos a los fonones. En cada paso de tiempo se recalcula la estructura magnética de acuerdo al procedimiento estándar Metropolis-Monte Carlo. Se cuenta el número de veces que los portadores son dispersados antes que alcancen la parte superior de la muestra. Este parámetro se denomina v_{tot} . De esta forma, la resistividad se obtiene directamente a partir de la fórmula de Drude [10]:

$$\rho \propto v_{tot}/d \quad (3)$$

donde d es el espesor de la muestra. Aquí el tiempo de relajación no se tiene en cuenta; sin embargo, el número de veces que el electrón colisione antes de pasar a través de la pared magnética, dando un incremento a la frecuencia de colisión $v = v_{tot}/d$ es considerado. Esta es una consideración puramente geométrica y no una consideración de fluctuaciones térmicas. Para determinar la frecuencia de colisiones que sufre un electrón antes de cruzar la muestra, se emplea la siguiente expresión [11]:

$$v_{tot} = d + \frac{d}{\delta} \sum_{i=1}^{+\infty} [1 - \exp(-\gamma\delta)] \quad (4)$$

Siendo $(1 - \exp(-\gamma\delta))$ la probabilidad de que un electrón permanezca bloqueado i sucesivas veces por una pared magnética antes de ser transmitido al siguiente sitio. La resistividad se define como [16]:

$$\rho = \frac{m_{\epsilon}}{ne^2\tau} \quad (5)$$

siendo $m_{\epsilon}=9.1 \times 10^{-31}$ kg la masa del portador (electrón), $e=1.602 \times 10^{-19}$ C y n es la densidad de portadores que toma valores de $1.144 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$ para $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ (FM) y $\text{La}_{1/3}\text{Ca}_{2/3}\text{MnO}_3$ (AF). Estos valores se calcularon empujando conceptos básicos. Ahora supongamos que $v = 1/\tau$, se tiene entonces:

$$\rho = \frac{m_{\epsilon}v}{ne^2} \quad (6)$$

La expresión final para la resistividad d.c. está dada por:

$$\rho = \frac{m_e v_{tot}}{ne^2 d} \quad (7)$$

De acuerdo a la literatura, el tiempo de colisión es del orden de 1×10^{-15} s [18], y entonces el número de colisiones por segundo es del orden de 1×10^{15} Hz. La expresión final es:

$$\rho = \frac{3,54 \times 10^{21} v_{tot}}{nd} \quad (8)$$

Reemplazando la densidad de portadores en la Ecuación (8), para las capas FM y AF respectivamente se obtiene:

$$\rho_{FM} = \frac{3,1 v_{tot}}{d_{FM}} \quad (9)$$

$$\rho_{AF} = \frac{52,8 v_{tot}}{d_{AF}} \quad (10)$$

Para $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ y $\text{La}_{1/3}\text{Ca}_{2/3}\text{MnO}_3$, d_{FM} y d_{AF} son los espesores de las capas *FM* y *AF* respectivamente. Las unidades de la resistividad son Ohm-cm si el espesor está dado en cm. Obteniendo la resistividad para campo cero $\rho(0)$ y campo diferente de cero $\rho(h)$, la magnetización está dada por [9, 19].

$$MR = \frac{\rho(0) - \rho(h)}{\rho(0)} \quad (11)$$

Las simulaciones numéricas se desarrollaron empleando el método Monte Carlo en cada temperatura, combinado con el algoritmo Metropolis basado en la obtención de números aleatorios [20]. Se obtuvieron resultados en enfriamiento, partiendo desde una temperatura alta en el estado paramagnético hasta llegar a temperaturas bajas en el estado ferromagnético. Para cada valor de temperatura, se emplearon 5×10^4 pasos de Monte Carlo (MCS) descartando los primeros 2×10^4 MCS para obtener las propiedades de equilibrio. Se establecen las siguientes dimensiones para el sistema: $L=12$ cmu (celdas magnéticas unitarias). $d_{FM}=9$ cmu y $d_{AF}=6$ cmu son los espesores de las capas ferromagnéticas y antiferromagnéticas respectivamente.

Con el fin de mantener la estequiometría, las dimensiones empeladas son múltiplos de tres, ya que existen tres tipos de iones en las muestras. L se escogió como 12 cmu , debido a que para valores de este orden las dimensiones no afectan el resultado. Las dimensiones de las muestras simuladas fueron $L \times L \times (d_{FM} + d_{AF})$. Los espines se consideran con condiciones periódicas a lo largo de las direcciones del plano (xy) y condiciones de frontera libre a lo largo de la dirección z para preservar la geometría de película delgada, L debe ser mayor que el espesor para mantener la estructura cuasi bidimensional. Este método es comúnmente empleado en otros trabajos reportados en la literatura para la simulación de películas delgadas [21, 22]

3 Resultados y análisis

En las Figuras 1 y 2 se presentan la interfaces gráfica para el cálculo de la resistividad en bicapas FM/AF , construidas para calcular la resistividad en función de la temperatura y en función de campo magnético externo respectivamente. En estas figuras, en los paneles superiores, se presentan esquemas de las muestras simuladas con los tres tipos de iones magnéticos que componen el material. En los paneles inferiores izquierdo e inferior central se incluyen las ventanas empleadas para el ingreso de los parámetros, mientras que en los paneles centrales se presentan las gráficas producidas durante las simulaciones. En la parte superior de las interfaces gráficas se presentan los botones utilizados para realizar los procesos computacionales necesarios para la simulación, como son captura, almacenamiento y gráfica de datos entre otros. Por medio de estas interfaces se obtienen las diferentes curvas de resistividad como las presentadas en las Figuras 4, 3 y 5.

En la Figura 4 se presentan gráficas de resistividad en función de la temperatura a diferentes campos para bicapas de $LCMO(FM)/LCMO(AF)$. Las curvas presentan dos características especiales: un máximo alrededor de la temperatura de transición o temperatura de Curie, TC , y un mínimo alrededor de 150 K , cerca de la temperatura de canteo de los espines. Esta temperatura es el resultado de la mezcla de capas FM y AF en la interface [23]. Lin y Millis [24] reportaron un resultado similar para sistemas FM/AF de manganitas de este tipo. Ellos reportaron temperaturas de canteo alrededor de 140 K y momentos magnéticos pequeños. Analizando las curvas, se observa una tendencia decreciente con una pendiente negativa a

bajas temperaturas, correspondiente al comportamiento aislante de la capa AF, que es dominante en esta región. Posterior a la transición de canteo, la resistividad tiene tendencia creciente, con pendiente positiva, correspondiente a la contribución de la capa FM, hasta llegar a la temperatura T_C que depende del campo magnético. Finalmente a temperaturas superiores a T_C , ambas capas se encuentran en la fase paramagnética (PM) con comportamiento aislante, presentado nuevamente tendencia decreciente y pendiente negativa.

Por otro lado, la influencia del campo es evidente en las curvas de resistividad en función de la temperatura de la Figura 4. Se pueden observar dos características relevantes. La primera, es la tendencia a disminuir de la resistividad a medida que se incrementa el campo magnético. Esto se debe a que los espines tienden a alinearse en la dirección del campo magnético externo, fortaleciendo el efecto de doble intercambio entre iones y facilitando la movilidad de los electrones, que pueden saltar más fácilmente entre iones que tiene espines con la misma orientación; además, el campo magnético externo favorece la presencia de la fase FM [18]. Para el caso de bicapas FM/AF, es necesario tener en cuenta que la capa FM es fuertemente influenciada por campos magnéticos externos, mientras que la capa AF es prácticamente insensible a este agente externo. [25].

Otra característica observable es el corrimiento del máximo, (el valor de la temperatura crítica) a valores más altos, a medida que se incrementa el campo magnético. En un sistema magnético existe una competencia entre el efecto de la temperatura que tiene a desordenar el sistema y el campo magnético externo aplicado que tiende a ordenar los dominios magnéticos en su dirección. Al incrementar el campo magnético externo, el sistema magnético requiere una mayor temperatura para desordenarse y realizar una transición a la fase paramagnética [26].

La Figura 3 presenta curvas de magnetorresistencia en función de la temperatura para bicapas de LCMO(FM)/LCMO(AF) a diferentes campos magnéticos externos. La magnetorresistencia presenta un máximo alrededor de la temperatura de transición, en donde el sistema presenta la mayor eficiencia. Por otro lado, se observa un fuerte incremento de la MR con el campo; es decir, el material se vuelve mejor conductor. Nuevamente esto se debe a la alineación de los dominios en la dirección de campo, facilitando el salto electrónico entre iones magnéticos.

La Figura 5 presenta curvas de resistividad en función del campo a diferentes temperaturas ($T=300, 260, 200$ y 100 K). Existen grandes cambios tanto en los valores como en la forma de las curvas. En todas las curvas, la resistencia tiende a disminuir a medida que el campo aumenta en ambas direcciones (positiva y negativa). Esto se debe a que los espines tienden a orientarse en la dirección de campo, facilitando la movilidad electrónica como se había mencionado antes. Finalmente, cuando la temperatura es superior a T_C , la bicapa pasa a un estado paramagnético-aislante y por lo tanto la resistividad es alta. A partir de la Figura 5 se observa la evolución del máximo con el incremento de la temperatura. A altas temperatura, por encima de T_C , la resistividad exhibe un único máximo a $H = 0$. Sin embargo, para temperaturas por debajo de T_C , se presentan dos máximos en las curvas de resistividad. Este comportamiento se considera como un fenómeno de histéresis en la resistividad. Mientras que para $T > T_C$ las trayectorias de aumento y disminución de la resistividad son prácticamente iguales, para $T < T_C$ estas dos trayectorias son diferentes. Además, los máximos en la resistividad ocurren a $H_C \neq 0$. En la literatura se encuentran trabajos que reportan una estrecha dependencia entre la resistividad y la magnetización $M(T, H)$ [27]

$$\rho(H, T) = \rho_0[e^{-M(H,T)/M_0}] \quad (12)$$

Donde ρ_0 es la resistividad máxima con $H=0$ y M_0 es la magnetización de saturación.

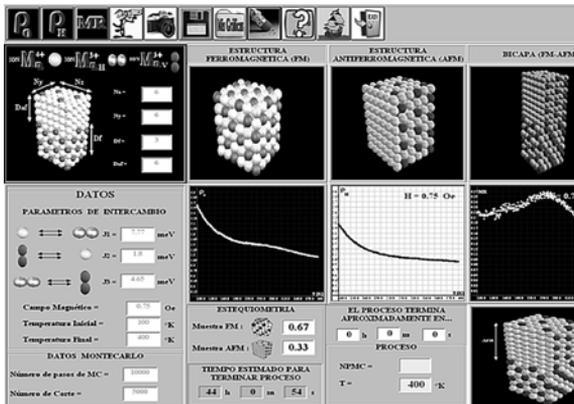


Figura 1: Interfaz gráfica empleada para obtener propiedades de magnetotransporte en función de la temperatura en bicapas de LCMO(FM)/LCMO(AF).

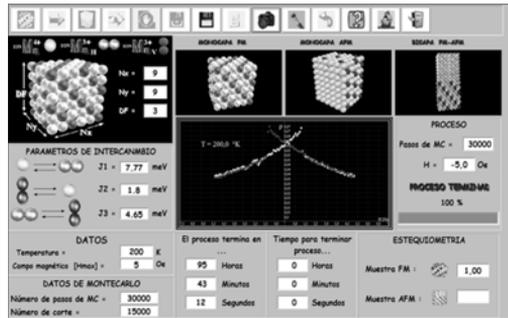


Figura 2: Interfaz gráfica empleada para obtener propiedades de magnetotransporte en función del campo magnético externo en bicapas de LC-MO(FM)/LCMO(AF).

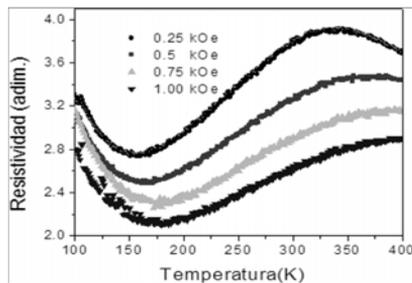


Figura 3: Magnetorresistencia en función de la temperatura para bicapas de LC-MO(FM)/LCMO(AF) a diferentes campos magnéticos.

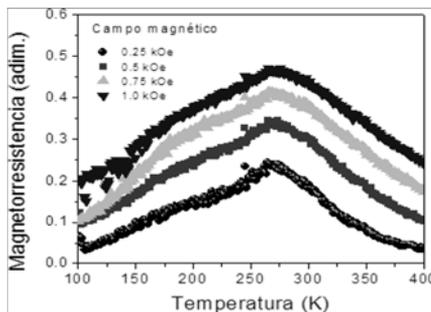


Figura 4: Resistividad en función de la temperatura para bicapas de LC-MO(FM)/LCMO(AF) a diferentes campos magnéticos.

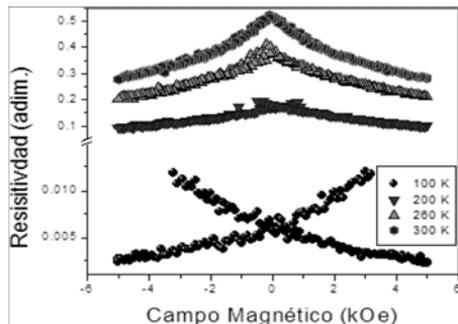


Figura 5: Resistividad en función del campo magnético externo para bicapas de LCMO(FM)/LCMO(AF) a diferentes temperaturas.

4 Conclusiones

Se llevaron a cabo simulaciones de resistividad y magnetorresistencia de bicapas de manganitas del tipo perovskita $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3/\text{La}_{1/3}\text{Ca}_{2/3}\text{MnO}_3$ dependiendo de la temperatura y el campo magnético externo aplicado, empleando el método de Monte Carlo y las aproximaciones de Drude y Kronig Penney. Los resultados fueron obtenidos empleando interfaces gráficas amigables con el usuario. La resistividad presentó un comportamiento producto de la combinación de las fases ferromagnéticas y antiferromagnéticas en las bicapas, mostrando temperaturas de canteo t críticas propias de estos sistemas. Los valores de los puntos críticos y las intensidades de las curvas son fuertemente afectados por el campo magnético externo y la temperatura. El campo externo tiende a favorecer el salto electrónico entre iones, disminuyendo la resistividad y a aumentar la magnetorresistencia, mientras que un aumento en la temperatura incrementa el desorden de los espines produciendo un incremento en la resistividad.

Agradecimientos

Este trabajo fue desarrollado con el apoyo del Departamento de Física y Química de la Universidad Nacional de Colombia Sede Manizales.

Referencias

- [1] T.D.Thanh, P. Phong, N. Dai, D. Manh, N. Khiem, L. Hong, and N. Phuc, “Magneto-transport and magnetic properties of $(\text{La}_{0,7}\text{Ca}_{0,3}\text{MnO}_3+x\text{Al}_2\text{O}_3)$ composites,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 323, no. 1, pp. 179–184, 2011. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885310006268> 79
- [2] P. Siwach, P. Srivastava, H. Singh, A. Asthana, Y. Matsui, T. Shripathi, and O. Srivastava, “Effect of multielement doping on low-field magnetotransport in $\text{La}_{0,7-x}\text{MnMxCa}_{0,3}\text{MnO}_3$ ($0,0 < x < 0,45$) manganite,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 321, no. 12, pp. 1814–1820, 2009. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885308012493> 79
- [3] C. Rao and R. Mahesh, “Giant magnetoresistance in manganese oxides,” *Current Opinion in Solid State and Materials Science*, vol. 2, no. 1, pp. 32–39, 1997. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1359028697801027> 79
- [4] C. Rao and A. Arulraj, “Giant magnetoresistance, charge-ordering and related aspects of manganese oxides,” *Current Opinion in Solid State and Materials Science*, vol. 3, no. 1, pp. 23–31, 1998. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1359028698800612> 79
- [5] E. Restrepo-Parra, C. Salazar-Enríquez, J. L. no Navarro, J. Jurado, and J. Restrepo, “Magnetic phase diagram simulation of $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ system by using monte carlo, metropolis algorithm and heisenberg model,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 323, no. 11, pp. 1477–1483, 2011. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885311000151> 79
- [6] A. de Santis, F. Bobba, G. Cristiani, A. Cucolo, K. Frohlich, H.-U.Habermeier, M. Salvato, and A. Vecchione, “Structural and electrical characterization of magnetoresistive $\text{La}_{0,7}\text{Ca}_{0,3}\text{MnO}_3$ thin films,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 262, no. 1, pp. 150–153, 2003. [Online]. Available: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2003JMMM..262..150D> 79
- [7] V. Kolat, H. Gencer, M. Gunes, and S. Atalay, “Effect of b-doping on the structural, magnetotransport and magnetocaloric properties of $\text{La}_{0,67}\text{Ca}_{0,33}\text{MnO}_3$ compounds,” *Materials Science and Engineering: B*, vol. 140, no. 3, pp. 212–217, 2007. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0921510707002188> 79

- [8] S. Naji, A. Benyoussef, A. E. Kenz, H. Ez-Zahraouy, and M. Loulidi, “Monte carlo study of phase transitions and magnetic properties of : Heisenberg model,” *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, vol. 391, no. 15, pp. 3885 – 3894, 2012. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0378437112002221> 79
- [9] S. Chen, W. Chang, S. Liu, J. Juang, J.-Y. Lin, K. Wu, T. Uen, and Y. Gou, “Magnetoresistance of $la_{0,7}ca_{0,3}mno_3$ thin film biepitaxial step junctions,” *Physica B: Condensed Matter*, vol. 336, no. 3-4, pp. 267–274, 2003. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0921452603002618> 79, 83
- [10] N. Vandewalle, M. Ausloos, and R. Cloots, “Kronig-penneyising picture of colossal magnetoresistance,” *Phys. Rev. B*, vol. 59, no. 18, pp. 11 909–11 913, 1999. [Online]. Available: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.59.11909> 80, 81, 82
- [11] E. Restrepo-Parra, C. Bedoya-Hincapie, G. Orozco-Hernandez, J. Restrepo, and J. Jurado, “Monte carlo simulation of magnetotransport properties in $la_{0,67}ca_{0,33}mno_3$ (fm) and $la_{0,33}ca_{0,67}mno_3$ (af) thin films,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 47, no. 12, pp. 4686–4694, 2009. [Online]. Available: <http://ieeexplore.ieee.org/xpl/articleDetails.jsp?arnumber=5942168> 80, 81, 82
- [12] J. Alonso, J. Gutiérrez, J. Barandiarán, F. Bermejo, and L. Brey, “Monte carlo simulations of magnetic order in fe-doped manganites,” *Physica B Condensed Matter*, vol. 403, no. 2–3, pp. 394–397, 2008. [Online]. Available: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2008PhyB..403..394A> 80
- [13] O. Iglesias and A. Labarta, “Influence of surface anisotropy on the hysteresis of magnetic nanoparticles,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 290-291, no. 0, pp. 738–741, 2005. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885304016154> 80
- [14] E. Restrepo-Parra, J. Restrepo, J. F. Jurado, C. V. Hernández, and J. C. R. Rojas, “Monte carlo simulation of the fm layer thickness influence on the exchange bias in fm/afm bilayers,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 45, no. 11, pp. 5180–5183, 2009. [Online]. Available: <http://ieeexplore.ieee.org> 80
- [15] E. Wollan and W. C. Koehler, “Possible collinear magnetic structures on the simple cubic lattice,” *Physical Review*, vol. 100, no. 2, pp. 545–563, 1955. [Online]. Available: http://prola.aps.org/abstract/PR/v100/i2/p545_1 81

- [16] E. Dagotto, “Nanoscale phase separation and colossal magnetoresistance, the physics of manganites and related compounds,” *springer-verlag*, vol. 1, no. 1, pp. 1–403, 2002. [Online]. Available: <http://www.springer.de> 81, 82
- [17] E. Restrepo-Parra, J. Restrepo, J. Jurado, and J. R.-R. C. Vargas-Hernandez, “Monte carlo simulation of the fm layer thickness influence on the exchange bias in fm/afm bilayers,” *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 45, no. 11, pp. 5180–5183, 2009. [Online]. Available: <http://ieeexplore.ieee.org> 81
- [18] G. Rout, N. Parhi, and S. Behera, “The influence of band jahn-teller effect and magnetic order on the magneto-resistance in manganite systems,” *Physica B: Condensed Matter*, vol. 404, no. 16, pp. 2315–2323, 2009. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0921452609002567> 83, 85
- [19] J. Moussa, L. R. Ram-Mohan, J. Sullivan, T. Zhou, D. R. Hines, and S. A. Solin, “Finite-element modeling of extraordinary magnetoresistance in thin film semiconductors with metallic inclusions,” *Physical Review B*, vol. 64, no. 18, pp. 184410–184418, 2001. [Online]. Available: <http://prb.aps.org/abstract/PRB/v64/i18/e184410> 83
- [20] M. Gomez, G. Campillo, J. Ramirez, A. Hoffmann, J. Guimpel, N. Haberkorn, A. Condo, F. Lovey, and P. Prieto, “Magnetotransport properties in epitaxial $la_2/3ca_1/3mno_3/la_1/3ca_2/3mno_3$ superlattices,” *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 42, no. 10, pp. 828–831, 2006. [Online]. Available: <http://ieeexplore.ieee.org> 83
- [21] J. Lee, D. You, S. Ie, S. Kim, C. Kim, and K. Jeong, “Enhancement of magnetoresistance in $la_{0,75}ca_{0,25}mno_3$ thin films grown on $si(100)$ substrates,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 226-230, Part 2, no. 1, pp. 1678–1680, 2001. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885300010222> 84
- [22] H.-K. Janssen and U. C. Tauber, “The field theory approach to percolation processes,” *Annals of Physics*, vol. 315, no. 1, pp. 147–192, 2005. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0003491604001769> 84
- [23] S. Tarucha, D. Austing, S. Sasaki, T. Fujisawa, Y. Tokura, J. Elzerman, W. van der Wiel, S. de Franceschi, and L. Kouwenhoven, “Novel kondo anomaly in quantum dots,” *Materials Science and Engineering: B*, vol. 84, no. 1-2, pp. 10–16, 2001. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0921510701005499> 84

- [24] C. Lin and A. J. Millis, “Theory of manganite superlattices,” *PHYSICAL REVIEW B*, vol. 78, no. 18, pp. 184 405–184 414, 2008. [Online]. Available: <http://prb.aps.org/abstract/PRB/v78/i18/e184405> 84
- [25] M. Kawasaki, M. Izumi, Y. Konishi, T. Manako, and Y. Tokura, “Perfect epitaxy of perovskite manganite for oxide spin-electronics,” *materials science engineering*, vol. 63, no. 1, pp. 49–57, 1999. [Online]. Available: <http://ac.els-cdn.com/S0921510799000513> 85
- [26] E. Vlahov, K. Dorr, K.-H. Muller, K. Nenkov, A. Handstein, T. Walter, R. Chakalov, R. Chakalova, T. Donchev, and A. Spasov, “Temperature dependence of low-field magnetoresistance in perovskite manganites thin films,” *Vacuum*, vol. 58, no. 2, pp. 404–407, 2000. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0042207X00001974> 85
- [27] Y. Tokura, “Critical features of colossal magnetoresistive manganites,” *Rep. Prog. Phys.*, vol. 69, no. 3, pp. 797–851, 2006. [Online]. Available: <http://iopscience.iop.org/0034-4885/69/3/R06/> 86