

UNIVERSIDAD SAN FRANCISCO DE QUITO

COLEGIO DE CIENCIAS E INGENIERÍA

Control de Magnetorresistencia Colosal en $La_{2/3}Ca_{1/3}MnO_3$ con
Nanoestructuras de Permalloy

Wilson Jonathan Yáñez Parreño

Dario Niebieskikwiat, PhD., Vincent Vlamincck,
PhD., Directores de Tesis

Tesis de grado presentada como requisito
para la obtención del título de Licenciado en Física

Quito, mayo de 2015

Universidad San Francisco de Quito
Colegio de Ciencias e Ingeniería

HOJA DE APROBACIÓN DE TESIS

Control de Magnetorresistencia Colosal en $La_{2/3}Ca_{1/3}MnO_3$ con
Nanoestructuras de Permalloy

Wilson Yáñez

Dario Niebieskikwiat, PhD.,
Director de Tesis

Vincent Vlaminck, PhD.,
Director de Tesis

Alessandro Veltri, PhD.,
Miembro del Comité de Tesis

Silvana Guitarra, MSc.,
Miembro del Comité de Tesis

César Zambrano, Ph.D.,
Decano de la Escuela de Ciencias
Colegio de Ciencias e Ingeniería

Quito, mayo de 2015

© DERECHOS DE AUTOR

Por medio del presente documento certifico que he leído la Política de Propiedad Intelectual de la Universidad San Francisco de Quito y estoy de acuerdo con su contenido, por lo que los derechos de propiedad intelectual del presente trabajo de investigación quedan sujetos a lo dispuesto en la Política.

Asimismo, autorizo a la USFQ para que realice la digitalización y publicación de este trabajo de investigación en el repositorio virtual, de conformidad a lo dispuesto en el Art. 144 de la Ley Orgánica de Educación Superior.

Firma:

Nombre: Wilson Jonathan Yáñez Parreño

C.I.: 172133495-9

Lugar y fecha: Quito, mayo de 2015

AGRADECIMIENTOS

Sobre todo le doy gracias a mis padres que siempre estuvieron ahí, dando todo por mí.

Le doy gracias a mi novia que auténticamente me hizo la persona más feliz del mundo.

Agradezco a todos los físicos e ingenieros, con los que empecé la carrera y a los que conocí en el camino, a los cuales pude llegar a llamarlos mis amigos.

Les doy gracias a todos los profesores que he tenido, de los que aprendí tanto y de los que aprendí poco, porque ambos me prepararon para llegar a este momento.

Un especial agradecimiento a los directores de esta tesis, por confiar en mí desde el inicio y por enseñarme a ser mejor.

Y finalmente agradezco a todas las personas que estuvieron cada día a mi lado y sin las cuales este sueño de estudiar física jamás habría sido posible.

DEDICATORIA

A mis padres, mis amigos y mi novia.

Todavía nos queda un mundo por descubrir.

Resumen

El trabajo presente analiza el efecto de introducir nanoestructuras de Permalloy ($Ni_{80}Fe_{20}$) sobre el transporte eléctrico de una película delgada de la manganita $La_{2/3}Ca_{1/3}MnO_3$ (LCMO). En la primera sección, se muestra una descripción de la física de manganitas, enfocándose en la aparición de dominios y la coexistencia de fases ferromagnéticas y paramagnéticas. También se introduce el objetivo de este trabajo, que sugiere la posibilidad de controlar el tamaño de los dominios ferromagnéticos en este compuesto cuando se acoplan nanoestructuras magnéticas ordenadas con la película de LCMO. En una segunda sección se describe paso a paso el proceso para elaborar circuitos consistiendo de tiras de LCMO con arreglos ordenados de puntos de permalloy. Se presenta en detalle todas las técnicas usadas en el proceso de fabricación, como lo son el crecimiento epitaxial por haz molecular, litografía con haz de electrones, litografía óptica, remoción en seco (argon milling) y deposición de materiales. En una tercera sección se presentan las medidas de transporte eléctrico de las tiras de LCMO acopladas con un arreglo de nanoestructuras de permalloy a baja temperatura (15 K a 300 K) y a diferentes campos magnéticos aplicados (0 T a 6 T). En la presencia de los puntos nanométricos se observa una reducción en la resistividad en la transición metal aislante y también un desplazamiento en el pico de transición hacia una mayor temperatura. Este efecto luce muy similar al de un campo magnético aplicado a una película virgen de LCMO. Además, este efecto es independiente de la orientación del campo externo (en el plano y fuera del plano), lo cual confirma un efecto local de proximidad entre los puntos nanométricos sin campo aplicado, asociado a una interacción de intercambio en la interfase. Se ha propuesto un modelo para explicar el transporte eléctrico en la presencia de los puntos, lo cual permite estimar el tamaño de la región de LCMO influenciada por el permalloy. Finalmente se concluye con las posibles aplicaciones tecnológicas de controlar la magnetorresistencia del $La_{2/3}Ca_{1/3}MnO_3$ con un ensamble ordenado de nanoestructuras magnéticas.

Abstract

The present work analyzes the effect of introducing Permalloy ($Ni_{80}Fe_{20}$) nanostructures over the electric transport of a thin film of the manganite $La_{2/3}Ca_{1/3}MnO_3$ (LCMO). In a first section, a description of the physics of manganites is presented, focusing on the emergence of domains and the coexistence of ferromagnetic and antiferromagnetic phases. We also introduce the objective of this work, which suggest the possibility of controlling the size of the ferromagnetic domains on these compound when coupling ordered magnetic nanostructures with the LCMO film. In a second section, the fabrication process used to elaborate circuits consisting of LCMO stripes with arrays of permalloy nanodots is described step by step. We present in detail all the techniques used for the fabrication process, such as molecular beam epitaxy, electron beam lithography, optical lithography, argon milling and lift-off of materials. In a third section, we present the transport measurements of the LCMO stripes coupled with the array of permalloy nanodots at low temperature (15 K to 300 K) and for different applied magnetic field (0 T to 6 T). In the presence of the nanodots, we observe at zero field a reduction of the resistivity at the insulator to metal transition as well as a shift of the transition peak towards higher temperature. This effect looks very similar to the one of a magnetic field applied to a bare LCMO film. Moreover, this effect appears to be independent of the orientation of the external field (in-plane or out-of- plane), which confirms a local proximity effect of the permalloy dots associated to an interface exchange interaction. We propose a model to explain the electric transport in presence of the dot, which allows to estimate the size of the LCMO region influenced by the permalloy. Finally we conclude on the possible technological applications of controlling the magnetoresistance of $La_{2/3}Ca_{1/3}MnO_3$ with an ordered assembly of magnetic nanostructures.

Índice

Resumen	7
Abstract	8
1. Introducción	10
1.1. Introducción a la magnetorresistencia	10
1.2. Óxidos de Manganeso (Manganitas)	10
1.2.1. Estructura electrónica del $La_{1-x}Ca_xMnO_3$	12
1.2.2. Interacciones magnéticas	12
1.2.3. Diagrama de Fases del $La_{1-x}Ca_xMnO_3$	14
1.2.4. Coexistencia de fases en $La_{1-x}Ca_xMnO_3$	15
1.3. Motivación: Nanoestructuras de Permalloy sobre películas delgadas de $La_{2/3}Ca_{1/3}MnO_3$	17
2. Fabricación de la Muestra	20
2.1. Crecimiento del film	20
2.2. Deposición de Nanoestructuras de Permalloy	20
2.2.1. Pruebas de deposición	24
2.2.2. Preparación de la muestra final: P_y sobre un film delgado de $La_{2/3}Ca_{1/3}MnO_3$	26
2.3. Remoción (etching) del exceso de LCMO	30
2.4. Fabricación de contactos eléctricos	30
3. Resultados de transporte eléctrico	33
3.1. Efecto de las nanoestructuras: Medición de resistencia en función de la temperatura sin campo magnético	34
3.2. Origen del descenso en la resistencia: ¿Interacción magnética o resistencia en paralelo?	35
3.3. Tipo de interacción magnética: Mediciones con campo en el plano y fuera del plano . .	36
3.4. Crecimiento de los dominios: Mediciones de resistencia en función de temperatura con campo magnético aplicado	39
3.5. Modelo del efecto de los puntos nanométricos sobre el film de LCMO a escala nanométrica	41
3.6. Aplicaciones prácticas de las nanoestructuras de permalloy	46
4. Conclusiones	49
5. Referencias	50

1. Introducción

1.1. Introducción a la magnetorresistencia

En 1856 William Thomson (Lord Kelvin) al estudiar las propiedades del hierro y el níquel, descubrió que ciertos materiales pueden cambiar su resistencia eléctrica aplicando un campo magnético externo sobre ellos [1]. A este fenómeno se lo denominó magnetorresistencia y a través de los años se ha estudiado cómo varía en materiales cada vez más complejos.

Existen varios tipos de magnetorresistencia, que se han clasificado dependiendo de su origen y de la magnitud de su efecto como son: Magnetorresistencia Ordinaria (OMR), Magnetorresistencia Gigante (GMR), Magnetorresistencia Colosal (CMR), Magnetorresistencia Túnel (TMR), entre otras [2, 3].

Nuestro objeto de estudio es la Magnetorresistencia Colosal (CMR) en óxidos de manganeso con estructura perovskita denominados manganitas. El nombre CMR proviene del hecho de que la resistencia del material puede cambiar en varios órdenes de magnitud aplicando un campo magnético moderado (del orden de algunos teslas) [2, 4]. Además se ha demostrado que este fenómeno varía con la temperatura y composición del material que se utilice. Esto se puede observar en el gráfico 1, que muestra los resultados de un experimento común para medir magnetorresistencia en manganitas de $Pr_xCa_{1-x}MnO_3$.

1.2. Óxidos de Manganeso (Manganitas)

Los óxidos de manganeso son un área de investigación bastante amplia y que se ha estudiado a profundidad. Su estudio es interesante tanto desde el aspecto teórico como experimental debido a que al ser materiales altamente correlacionados (materiales con fuertes interacciones electrónicas) exhiben propiedades interesantes que requieren un análisis complejo para su descripción. [2, 22].

Nuestro estudio se ha concentrado en el compuesto $La_{1-x}Ca_xMnO_3$ (usualmente abreviado como LCMO). Esta es una manganita del tipo perovskita (con estructura cristalina en forma de octaedro como se muestra en la figura 2), la cual presenta el fenómeno de magnetorresistencia colosal y además dependiendo de la concentración de Lantano y Calcio en la muestra puede presentar diferentes fases ferromagnéticas, antiferromagnéticas, metálicas y aislantes [2, 4].

Sin embargo, para poder describir el comportamiento de este compuesto es necesario conocer primero un poco de la física detrás de los óxidos de manganeso, siendo de vital importancia estudiar el efecto del campo cristalino, del fenómeno de orbital quenching y del efecto Jahn Teller, lo cual permitirá a su vez entender las interacciones de super intercambio y doble intercambio de electrones en este tipo de materiales.

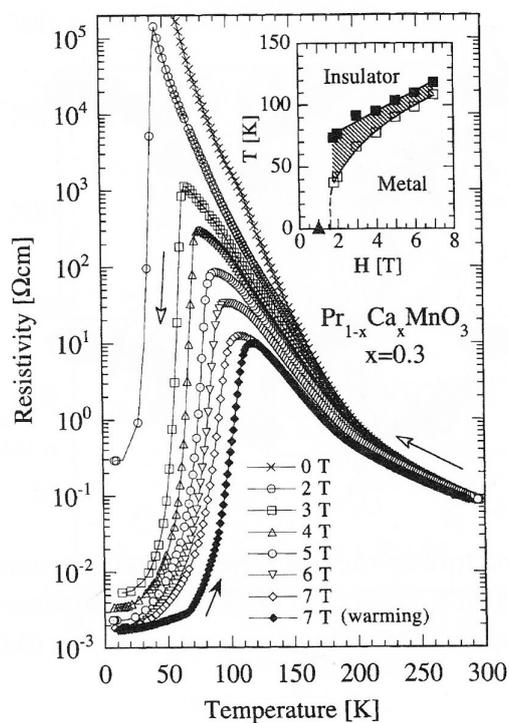


Figura 1: Gráfico de resistividad en función de la temperatura para una muestra de $Pr_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ a diferentes campos magnéticos aplicados (variando entre 0 y 7 T). Además en el inset se puede observar la dependencia de la temperatura de transición entre los estados metal y aislante a diferentes campos magnéticos aplicados [6].

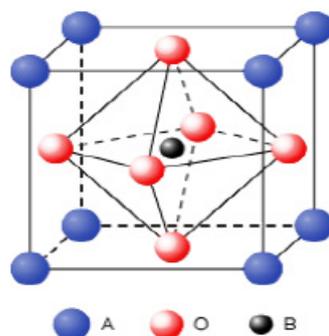


Figura 2: Estructura cristalina de $La_{1-x}Ca_xMnO_3$. Los átomos de color rojo corresponden al oxígeno (O), los de color azul al Lantano o al Calcio (La, Ca) y el de negro al Manganeso (Mn) [7].

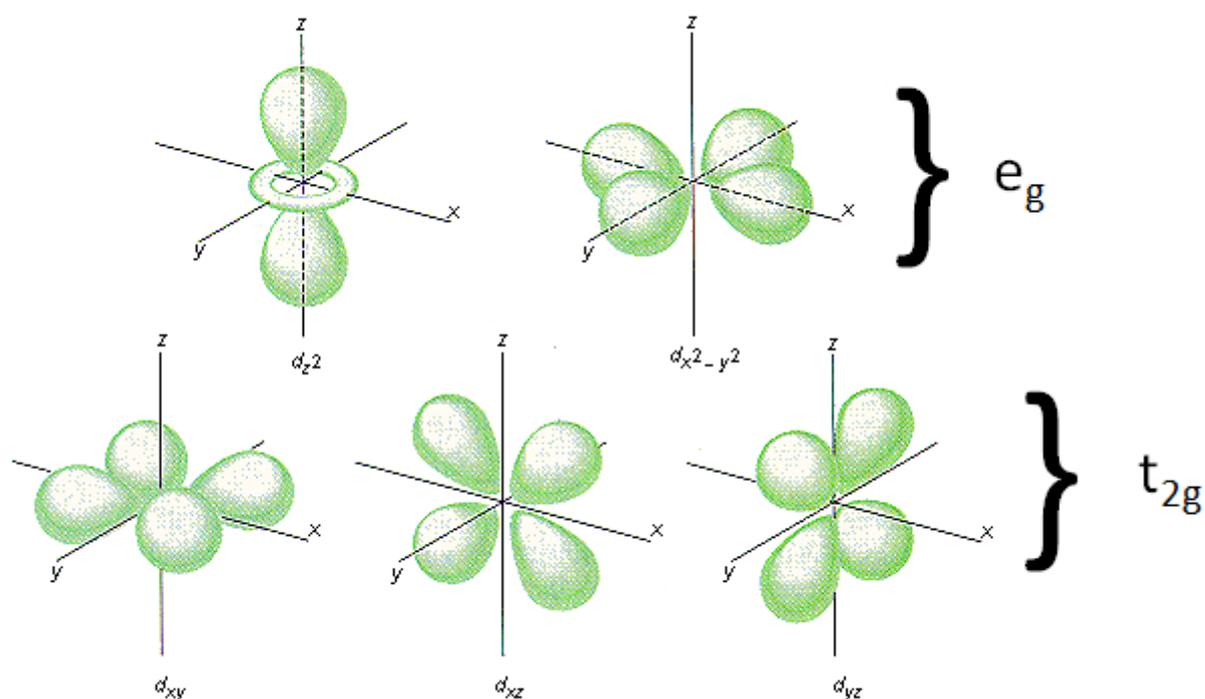


Figura 3: Distribución angular de los orbitales e_g (d_{z^2} y $d_{x^2-y^2}$) y t_{2g} (d_{xy} , d_{xz} y d_{yz}) en un cristal octaédrico [2].

1.2.1. Estructura electrónica del $La_{1-x}Ca_xMnO_3$

El campo cristalino es un campo eléctrico derivado de la ubicación de los átomos en el cristal. Para su formulación se considera la interacción coulombiana de repulsión de los electrones en cada orbital del Mn con la carga negativa del oxígeno, la cual separa los orbitales d en dos grupos con diferente energía, llamados e_g y t_{2g} como se muestra en la figura 3 [11]. Esto resulta en dos niveles de energía, con los orbitales e_g formando un estado doble degenerado con mayor energía que el estado triple degenerado t_{2g} .

Existe además otro fenómeno llamado efecto Jahn Teller que remueve la degeneración de energía de los orbitales d del manganeso, el cual se debe a la presencia del electrón e_g , el cual deforma el octaedro de oxígenos y separa los niveles de energía de cada orbital (como se muestra en la figura 4) [2, 4]. En el $La_{1-x}Ca_xMnO_3$ existe una fracción $1-x$ de Mn^{4+} , el cual posee tres electrones en los orbitales t_{2g} y una fracción x de Mn^{3+} , que tiene además un electrón en el orbital e_g .

1.2.2. Interacciones magnéticas

El modelo que describe el comportamiento magnético de las manganitas es el de doble intercambio (double exchange) el cual fue propuesto por Zener y continuado por Anderson y Hasegawa [8, 9]. En

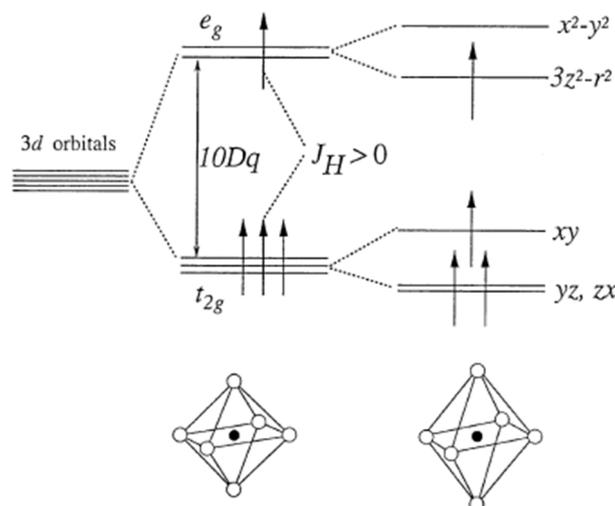


Figura 4: Esquema de la separación de niveles de energía en los orbitales d del ion Mn^{3+} cuando se encuentra dentro de un octaedro de oxígenos. Inicialmente los orbitales d se encuentran separados en energía por una barrera de $10Dq$ (cuyo valor experimental se encuentra entre 1 y 2 eV) debido al campo cristalino. Al introducir una deformación en el eje z del octaedro se puede apreciar que los orbitales e_g y t_{2g} se separan en energía debido al efecto Jahn Teller.[4]

este se considera que los electrones e_g de los iones de manganeso minimizan su energía al deslocalizarse en el cristal, usando al oxígeno (O^{2-}) como puente. Es decir que el electrón del orbital e_g del ion Mn^{3+} se transfiere al oxígeno y al mismo tiempo uno de los electrones del oxígeno se transfiere a uno de los orbitales e_g libres de un ion de Mn^{4+} , produciendo así un doble intercambio de electrones (como se puede observar en la parte (a) de la figura 5) [8, 9, 10]. El doble intercambio de electrones favorece la creación de un estado ferromagnético, debido a que el electrón del orbital e_g sólo puede deslocalizarse (y así disminuir su energía) si los espines de los electrones de los orbitales t_{2g} del ion de Mn^{4+} y Mn^{3+} apuntan en la misma dirección (parte a de la figura 5). Si al contrario, los espines de los orbitales t_{2g} apuntan en direcciones diferentes, no puede existir transferencia de electrones de la capa e_g , debido a que las reglas de Hund prohíben que se ponga un electrón con espín diferente en la capa e_g y t_{2g} del Mn [11]. Es decir que para que los electrones se transfieran en el material y así se minimice su energía es necesario que el mismo se encuentre en un estado ferromagnético y debido a que los electrones pueden circular libremente en el cristal, este estado además va a ser conductor.

Existe además otro tipo de interacción que favorece un estado antiferromagnético llamado super intercambio, en el cual para minimizar la energía del sistema, los electrones de los orbitales t_{2g} tienden a transferirse entre los iones de manganeso vecinos, usando al oxígeno como puente. Este proceso favorece la formación de un estado antiferromagnético debido a que, para que exista la deslocalización de electrones, es necesario que los espines de los orbitales t_{2g} apunten en direcciones diferentes, debido a que en el caso contrario, el principio de exclusión de Pauli prohibiría este proceso (no habría estados cuánticos accesibles), como se muestra en la figura 6 [11].

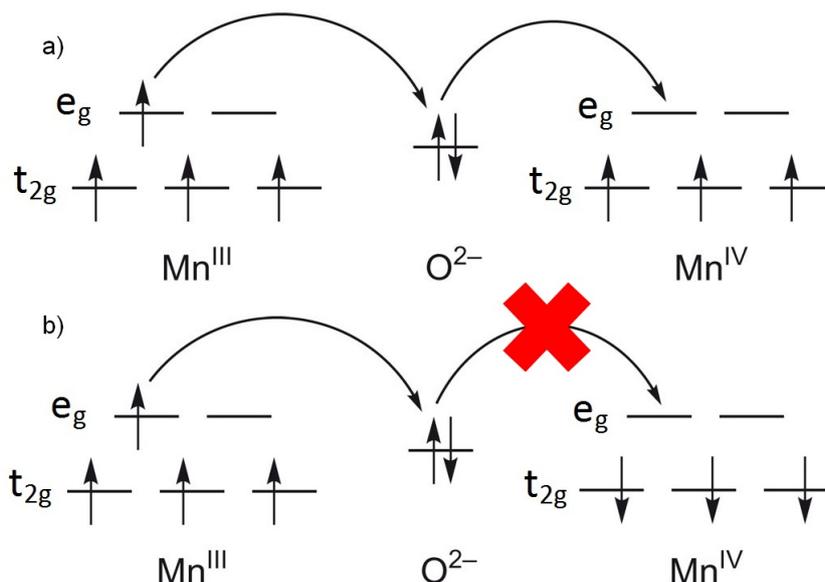


Figura 5: Esquema del modelo de doble intercambio en Manganitas. En el caso a, se puede notar como el electrón del orbital e_g del Mn^{3+} puede transferirse al orbital e_g vacío del Mn^{4+} si es que se tiene un estado ferromagnético. En el caso b, se puede notar que el electrón del orbital e_g del Mn^{3+} no puede deslocalizarse, debido a que las reglas de Hund prohíben que la ocupación del orbital e_g del Mn^{4+} por un electrón cuyo espín sea contrario a los espines de los orbitales t_{2g} del Mn^{4+} . [10].

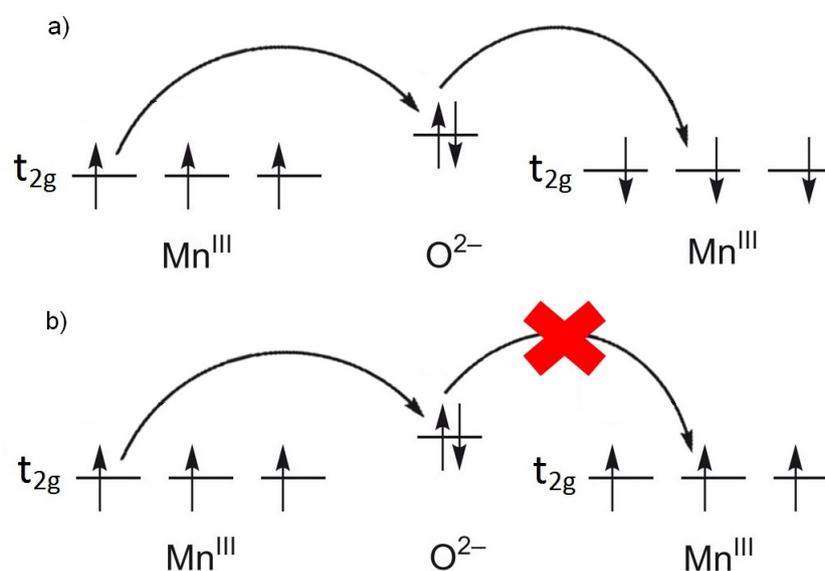


Figura 6: Esquema del modelo de super intercambio en Manganitas. En el caso antiferromagnético (literal a), se puede notar como los electrones de los orbitales t_{2g} del Mn^{3+} pueden transferirse a los orbitales t_{2g} de su ión vecino usando al oxígeno como puente. En el caso ferromagnético (literal b), se puede notar que los electrones de los orbitales t_{2g} del Mn^{3+} no pueden deslocalizarse, debido a que el principio de exclusión de Pauli prohíbe que se ubiquen dos electrones con el mismo espín en el mismo orbital. [11].

1.2.3. Diagrama de Fases del $La_{1-x}Ca_xMnO_3$

Como se observó previamente, la transferencia de electrones en los óxidos de manganeso depende mucho de la cantidad de electrones que se encuentren en el material. Una manera fácil de controlar

este parámetro es a través de la introducción de iones de otros átomos en el cristal (como el lantano o el calcio), que mantengan la misma estructura cristalina del compuesto, pero le agreguen o sustraigan electrones, generando así materiales como el $La_{1-x}Ca_xMnO_3$. En esta clase de compuestos existe una continua competencia entre las interacciones de doble intercambio y de super intercambio, haciendo que las propiedades del compuesto varíen de acuerdo a la cantidad de electrones en el mismo (doping) y a la temperatura a la que se encuentre. Esta competencia se puede apreciar en el diagrama de fases mostrado en la figura 7. Este diagrama muestra las diferentes fases ferromagnéticas, paramagnéticas y antiferromagnéticas en el $La_{1-x}Ca_xMnO_3$. Es importante mencionar que existen otras interacciones en el LCMO (como interacciones fonón-electrón) que generan la aparición de fases exóticas como fases de carga ordenada o aislante ferromagnético, cuya aparición escapa el alcance de este trabajo. Las transiciones entre las fases magnéticas afectan además el transporte eléctrico, ya que si un material es completamente ferromagnético (con todos sus espines apuntando en la misma dirección) es más fácil para un electrón con el mismo valor de espín moverse dentro del material, lo que hace que la resistividad disminuya. Si al contrario el material es paramagnético (con los espines apuntando en direcciones al azar) es más difícil que se muevan los electrones dentro del material, provocando que la resistividad aumente.

En el caso del dopaje de calcio 1/3, la temperatura de Curie (T_C) donde ocurre la transición entre las fases paramagnética y ferromagnética se encuentra alrededor de 270 K. Esta transición no solo muestra el crecimiento abrupto de la magnetización típico de la fase ferromagnética, sino también una transición aislante-metal relacionada a la activación del doble intercambio a temperaturas menores a T_C (como se puede observar en la figura 8).

1.2.4. Coexistencia de fases en $La_{1-x}Ca_xMnO_3$

Una característica importante del $La_{1-x}Ca_xMnO_3$ es que frecuentemente las fases magnéticas no son uniformes dentro de todo el compuesto. Varios estudios han comprobado la existencia de dominios (o islas) ferromagnéticos metálicos, paramagnéticos aislantes y antiferromagnéticos aislantes [2, 4, 12].

Varios trabajos han comprobado la existencia de fases ferromagnéticas y paramagnéticas. Estudios de relajación del espín de muones (muon spin relaxation) desarrollados por Heffner et al sobre $La_{0,7}Ca_{0,3}MnO_3$ sugieren la existencia de regiones con fases separadas [20]. También resultados de Merithew et al. han mostrado la existencia de ruido telegráfico de baja frecuencia en LCMO debido a la presencia de fluctuaciones entre estados locales de diferente conductividad [21]. Uno de los estudios más concluyentes fue realizado por Fäth et al., donde se observaron dominios metálicos en una película delgada de $La_{0,7}Ca_{0,3}MnO_3$ utilizando scanning tunnel spectroscopy (figura 9) [12]. En esta imagen se puede apreciar la aparición de estructuras inhomogéneas metálicas y aislantes cuyo tamaño

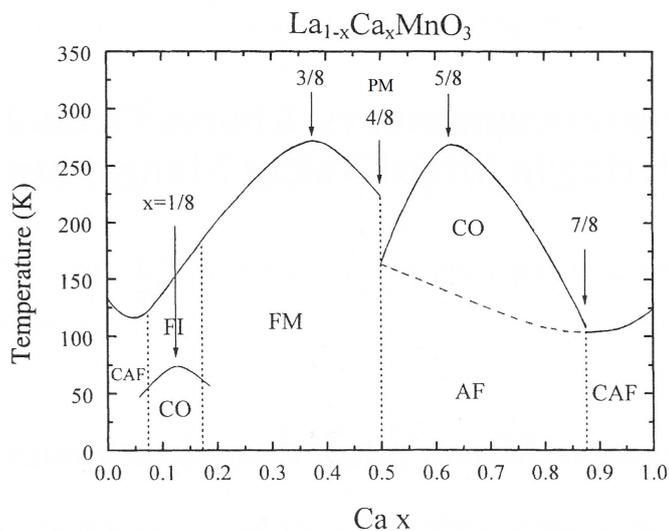


Figura 7: Diagrama de Fases de $La_{1-x}Ca_xMnO_3$ en función de la temperatura y la concentración de Calcio en la muestra. Se puede notar que existen varias fases como: aislante anti ferromagnético (AF), aislante ferromagnético (ferromagnetic insulator FI), metal ferromagnético (FM), aislante con carga ordenada (charge ordered CO) y antiferromagnético con spin inclinado (canted antiferromagnetic CAF)[4, 5].

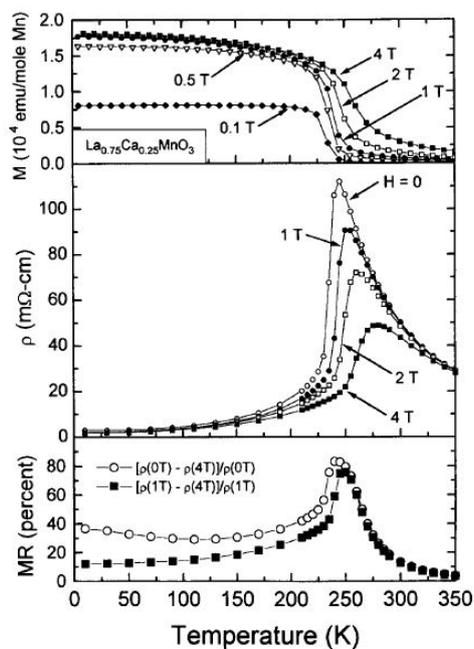


Figura 8: Magnetización, resistividad y magnetorresistencia (de arriba hacia abajo) del compuesto $La_{0.75}Ca_{0.25}MnO_3$ como función de la temperatura [4, 5].

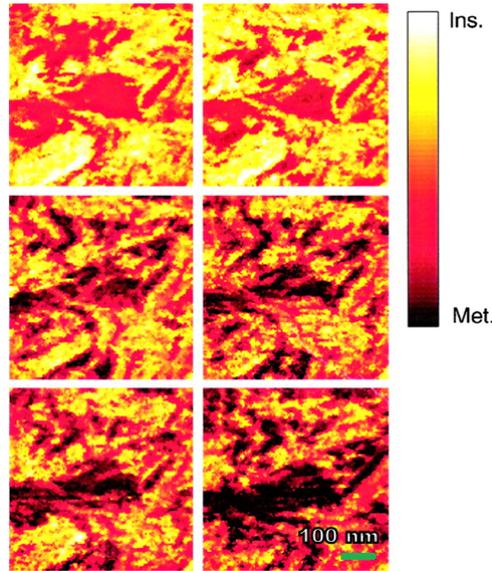


Figura 9: Imágenes espectroscópicas ($0,61 \mu m$ por $0,61 \mu m$; barra de escala de $100 nm$) de la estructura electrónica local de un film delgado $La_{0,7}Ca_{0,3}MnO_3$ tomadas justo debajo de la temperatura de Curie (T_c). A campos magnéticos de 0, 0.3, 1, 3, 5, y 9 T (de izquierda a derecha y de arriba a abajo). Partes de la superficie son aislantes (colores claros) y otras son metálicas (colores oscuros) [12].

varía de acuerdo al campo externo aplicado, midiendo desde el orden de $100 nm$ hasta llegar a ser tan grandes como una fracción de micrómetro [2, 12]. Este fenómeno indica que la aparición de la fase ferromagnética metálica en el LCMO es un fenómeno inhomogéneo, que a medida que varía el campo magnético o la temperatura, los dominios van creciendo en el compuesto hasta cubrir toda su área a bajas temperaturas.

Es importante recalcar que si bien el hecho de la existencia de dominios ferromagnéticos y paramagnéticos aislantes en el entorno de la transición de fases de $La_{2/3}Ca_{1/3}MnO_3$ es un hecho ampliamente reconocido, el origen de los mismos es un tema todavía abierto a la discusión, sobre el cual existen varias teorías (que involucran la acción de interacciones columbianas y de parámetros estructurales en el cristal), las cuales escapan al alcance de este trabajo, el cual se concentra en la manipulación de este estado de coexistencia de fases mediante la deposición de nanoestructuras magnéticas sobre la muestra.

1.3. Motivación: Nanoestructuras de Permalloy sobre películas delgadas de $La_{2/3}Ca_{1/3}MnO_3$

El objetivo de este estudio es favorecer artificialmente fases ferromagnéticas metálicas locales en el compuesto $La_{2/3}Ca_{1/3}MnO_3$ e investigar como esto afecta al magnetotransporte y a la temperatura de transición metal aislante del material.

Para esto se depositaron nanoestructuras de permalloy, una aleación ferromagnética blanda de

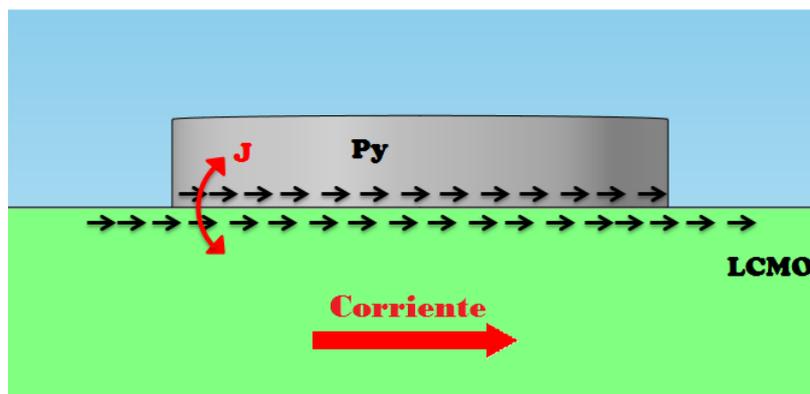


Figure 10: Esquema de como la alineación de espines en el permalloy induce un dominio ferromagnético en el film de LCMO.

Hierro y Níquel ($Fe_{20}Ni_{80}$) sobre un film delgado de $La_{2/3}Ca_{1/3}MnO_3$ (de ahora en adelante LCMO). Se espera que debido al alto momento magnético del Py , se genere un acople magnético entre sus espines y los del LCMO (como se muestra en la figura 10), favoreciendo así una fase ferromagnética local, que a su vez permita controlar la resistencia y la magnetorresistencia del compuesto. Se ha elegido el permalloy porque es muy fácil de magnetizar y porque no presenta ejes difíciles para la magnetización. Es decir que esta aleación se magnetiza fácilmente en la dirección del campo magnético aplicado [14]. Se ha escogido el uso de un film delgado, debido a que es la única forma de depositar permalloy de manera controlada, además el acople magnético resultante entre el permalloy y el LCMO es un efecto de superficie, es decir que si la muestra es muy gruesa, el efecto del permalloy no afectaría el interior del material.

Debido a que el transporte eléctrico depende directamente de la fracción de volumen ferromagnético metálico, se espera que al favorecer estos dominios, exista un cambio significativo de la resistencia del material y de su magnetorresistencia. Por eso es importante que la nanoestructura tenga un tamaño del mismo orden que los dominios ferromagnéticos, debido a que si la nanoestructura es muy pequeña, no existiría ningún cambio y si es muy grande, la interacción dejaría de ser local y sería equivalente a aplicar un campo externo homogéneo.

Por facilidad en la fabricación se ha decidido depositar una red de nanoestructuras de forma circular (puntos). De esta manera, la intención es manipular las propiedades magnéticas y eléctricas locales a través de diferentes parámetros geométricos de la nanoestructura, como lo son el tamaño de los puntos, la distancia entre los mismos y la geometría de la red (red cuadrada, rectangular o triangular). Debido a que este es el primer estudio que se hace de este tipo, se ha escogido concentrarse en redes cuadradas (como la mostrada en la figura 11) con puntos de diámetros de alrededor de 100 y 200 nm , que corresponde a las escalas de dimensión de los dominios metálicos o aislantes obtenidos por Fäth [12]. Además, para no complicar el análisis se ha escogido una separación entre el borde de los puntos

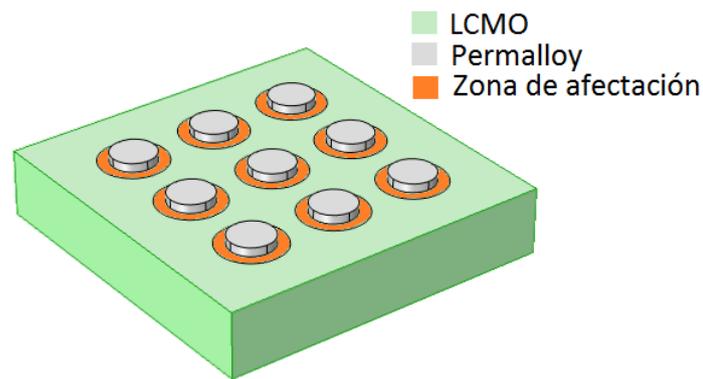


Figure 11: Esquema de la red de puntos nanométricos sobre el film de LCMO.

de dos veces el diámetro de los mismos (es decir una separación de tres veces el diámetro medido entre los centros de los mismos)

Desde el punto de vista tecnológico es interesante estudiar este sistema, debido a que se puede encontrar formas de controlar la transición metal aislante y la resistividad del material por medio de la nanofabricación y su influencia sobre corrientes polarizadas en espín. Esto hace que la presente investigación tenga implicancias para dispositivos espintrónicos y dispositivos híbridos como cabezas de lectura de discos duros o memorias no volátiles magnéticas de acceso random (MRAM).

2. Fabricación de la Muestra

La fabricación de la muestra consistió en un proceso de 4 pasos: Crecimiento del film, deposición de las nanoestructuras, remoción (etching) del exceso de LCMO y fabricación de los contactos eléctricos.

2.1. Crecimiento del film

Los films de $La_{1-x}Ca_xMnO_3$ fueron fabricados por Jason Hoffmann en Argonne National Laboratory, utilizando técnicas de crecimiento epitaxial por haces moleculares, también llamado MBE (Molecular Beam Epitaxy), sobre un sustrato de $LaAlO_3$ (LAO) [23]. La constante de red de este sustrato presenta una diferencia de solo 1,8% con respecto a la del LCMO, proporcionando buenas condiciones para crecer films de alta calidad [17].

En el proceso de Molecular Beam Epitaxy, se subliman los diferentes átomos (La, Ca y Mn), en cámaras separadas. Una vez sublimados estos ingresan a una cámara de vacío (que se encuentra inicialmente a 10^{-8} Pa) y por difusión se depositan controlada y lentamente sobre el sustrato. A través de obturadores en cada cámara se puede controlar el ingreso de los gases de cada elemento y variar la concentración de los mismos en el cristal. En este proceso es muy importante que las redes del sustrato y el cristal que se crece sean semejantes, lo que evita que se generen grietas o imperfecciones durante la deposición. Además para lograr una mejor adhesión de los gases se suele calentar el film, usualmente hasta una temperatura de alrededor de 600 °C en esta clase de compuestos. Es necesario recalcar que debido a que este proceso se produce por difusión, la tasa a la cual se deposita el material es relativamente pequeña ($\sim 0,5 - 1 \frac{\text{Å}}{\text{s}}$), lo que permite controlar de gran manera el espesor del film.

Finalmente se obtuvo un film delgado con un espesor de 20 nm, depositado uniformemente sobre un sustrato de 5×5 mm². Además mediciones de transporte a baja temperatura en el film indican que se obtuvo un cristal uniforme de muy buena calidad.

2.2. Deposición de Nanoestructuras de Permalloy

En este paso se utilizaron las instalaciones de litografía electrónica del «Center of Nanoscale Materials» en Argonne National Laboratory, para depositar los puntos nanométricos de Permalloy sobre el film (como se muestra en la figura 13). El objetivo de este trabajo fue lograr que las nanoestructuras cuyo tamaño del orden de $50 - 100$ nm, que está en el límite de las estructuras posibles de fabricar, razón por la cual se intentaron diferentes protocolos y se variaron diferentes parámetros en el proceso.

Una vez obtenidos los films, estos fueron limpiados con baños de 10 minutos en acetona e isopropanol, usando una ducha sónica para posteriormente ser secados con gas de nitrógeno. Luego se procedió

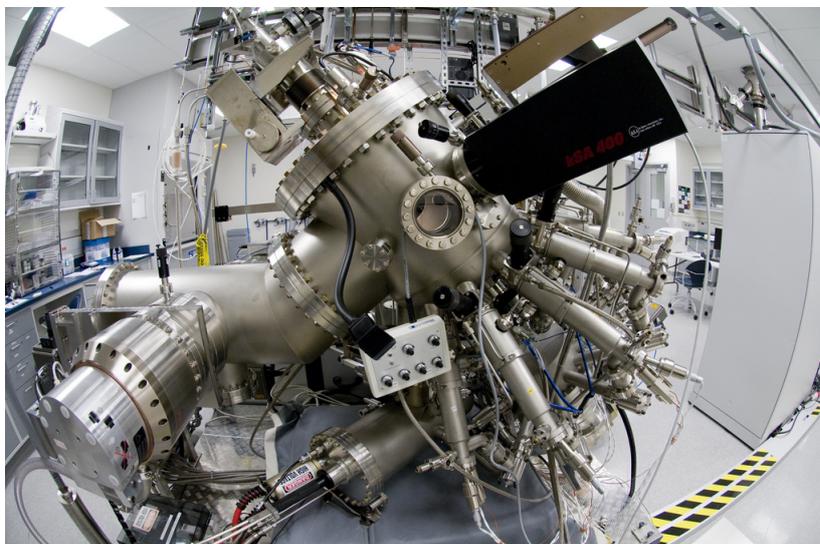


Figura 12: Equipo de Molecular Beam Epitaxy perteneciente al grupo de investigación de Anand Bhattacharya en Argonne National Laboratory. En el centro se puede apreciar la cámara principal y en la parte inferior derecha cinco pequeñas cámaras con obturadores que permiten la deposición de diferentes elementos [18].



Figure 13: Esquema del proceso de litografía. Primero se limpia la muestra, se la cubre con resina (spin coat), se realiza la exposición con el litógrafo (patterning), se deposita el material y se quita la resina (lift-off).

a depositar una capa de polymethyl metacrilato (PMMA A2) usando un spincoater a 3000 *rpm* durante 45 segundos.

Para el proceso de litografía y deposición de los puntos nanométricos se usó un litógrafo e-beam Raith 150 con microscopio electrónico de barrido incorporado. Esta herramienta es capaz de producir que el haz de electrones del microscopio electrónico se localice en posiciones predeterminadas sobre la muestra de manera que se pueda perforar agujeros en el PMMA, en los cuales se puede depositar material usando un sistema evaporador o de sputtering. El haz de electrones se controla usando lentes electromagnéticas, cambiando el voltaje de aceleración de los electrones, moviendo la muestra y variando el tiempo de exposición. El correcto ajuste de estos parámetros es una parte crucial en la fabricación de la muestra debido a que define la resolución del equipo, la calidad y el tamaño de las nanoestructuras, las cuales luego son estudiadas usando el microscopio electrónico incorporado en el litógrafo Raith.

Es importante recalcar que este proceso no es fácil debido a que el haz de electrones se dispersa fácilmente en materiales aislantes (como es el caso del LCMO a temperatura ambiente). Este hecho dificulta mucho la observación de la muestra, hace que la configuración de los parámetros para la exposición varíen y disminuye ampliamente la adhesión de las nanoestructuras al material. Dadas estas complicaciones y debido a que contábamos con una cantidad limitada de films de LCMO, se decidió ensayar el procedimiento de deposición de las nanoestructuras en diferentes materiales con composición o propiedades parecidas a las del LCMO. Por esta razón se escogieron *wafers* de Si/SiO_2 , Si/SiN , MgO y films de $La_{1-x}Sr_xMnO_3$ (LSMO). Se realizaron diferentes pruebas de dosis (cambiando la corriente del haz) para la perforación de círculos de 30 *nm*, 50 *nm*, 100 *nm*, 200 *nm*, 500 *nm* y de puntos de un solo pixel (single pixel dots SPD de aproximadamente 40 *nm*) sobre el PMMA. En el caso de los círculos el haz de electrones se mueve cubriendo toda el área del objeto, mientras que para los SPD el haz se queda quieto y sólo varía el tiempo de exposición, siendo estos los puntos más pequeños fabricables, cuyo ancho viene determinado por el ancho del haz.

Para las pruebas se mantuvo una distancia de trabajo constante de alrededor 10 *mm*. Siendo esta la distancia entre el último lente por el que sale el haz de electrones y la superficie de la muestra. Se usó un voltaje de aceleración de 30 *kV* para los electrones y una apertura de 10 μm colocada entre el lente condensador y el lente objetivo. En esta etapa lo más importante es encontrar la dosis de exposición que corresponde al sustrato. A continuación se procedió a depositar 10 *nm* de Permalloy usando un evaporador y se obtuvieron muestras que se procedió a observar en un microscopio óptico y un microscopio electrónico de barrido. En las figuras 14 y 15, para ilustrar la técnica usada se presenta la imagen obtenida con un microscopio óptico del resultado final de una prueba de dosis sobre un *wafers* de MgO (siendo esta la tercera muestra fabricada).

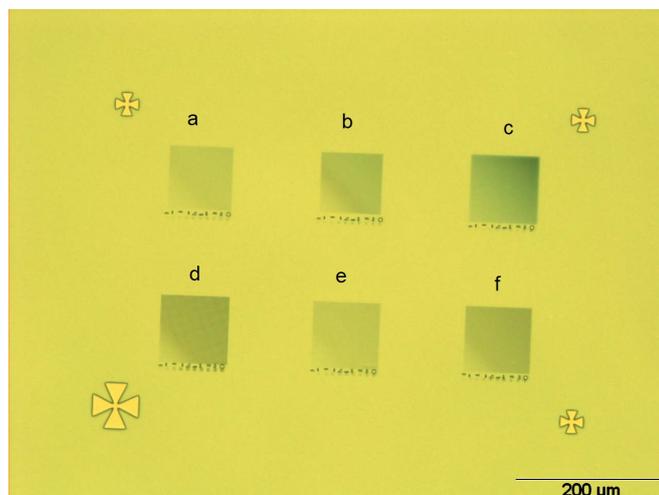


Figura 14: Imagen óptica de resina en una prueba de dosis realizada en un *wafer* de MgO para nanodots de 30 nm (a), 50 nm (b), 100 nm (c), 200 nm (d), 500 nm (e) y puntos de un solo pixel (f). La corriente del haz se ha incrementado diagonalmente desde la esquina inferior izquierda hasta la superior derecha de cada recuadro, lo que se puede apreciar en el incremento del contraste en la red (las zonas más oscuras presentan puntos más grandes). Se puede apreciar además las marcas de alineación para posteriores procesos en cada esquina de la imagen.

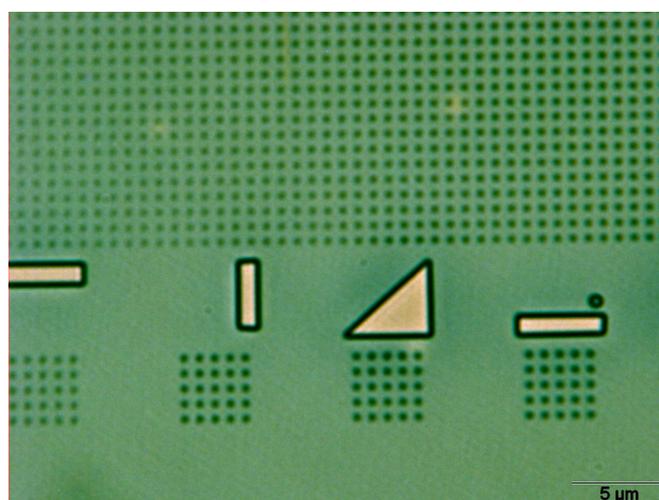


Figura 15: Imagen óptica de resina en una prueba de dosis mostrada en la figura 14, sobre un *wafer* de MgO, con un acercamiento en las nanoestructuras de 200 nm. En la parte superior se puede notar un ligero incremento en el contraste de los puntos, que se oscurecen a medida que se acercan a la derecha, lo cual es provocado por el incremento de la corriente del haz que provoca un aumento de tamaño en los mismos. En la parte inferior se puede notar pequeños grupos de puntos sobre los que se aplicó diferentes dosis (en la imagen se pueden apreciar de izquierda a derecha, dosis de $570 \frac{\mu C}{cm^2}$, $630 \frac{\mu C}{cm^2}$, $690 \frac{\mu C}{cm^2}$ y $750 \frac{\mu C}{cm^2}$).

2.2.1. Pruebas de deposición

Para la primera prueba se escogió un *wafer* de Silicio y óxido de silicio. Variando la corriente del haz de electrones se cambió la cantidad de electrones por unidad de área que llegaron al material (dosis) y luego usando la herramienta de medida del microscopio electrónico de barrido se procedió a determinar el tamaño de un punto aleatorio en la muestra. Los resultados obtenidos se muestran en la tabla 1, para los puntos de un sólo pixel (SPD), se muestran todos los diámetros obtenidos a medida que se incremento la dosis, para los puntos de 100 nm, 200 nm y 500 nm se muestra exclusivamente las dosis que mostraron mejores resultados, se muestra además un comentario de como se veían los puntos en el microscopio. Se puede notar que además de puntos regulares, existieron casos en los que se encontró restos de resina en las muestras o en que la dosis no fue suficiente y existieron puntos de forma irregular. También se notó que fue muy difícil producir una red regular con puntos de dimensiones inferiores a 50 nm observándose que una gran cantidad de puntos no se pudo adherir a la superficie de *Si/SiO₂*.

Tipo de punto	Diámetro (nm)	Dosis ($\frac{\mu C}{cm^2}$)	Comentario
SPD	44.0	180	Restos de Resina
	60.9	240	Restos de Resina
	52.0	270	Restos de Resina
	67.6	360	Puntos Regulares
	66.7	390	Puntos Regulares
	97.8	540	Puntos Regulares
	88.9	690	Puntos Regulares
100 nm	91.0	390	Puntos irregulares con restos de resina
	74.7	570	Restos de Resina
	103.8	690	Puntos Regulares
200 nm	156.8	450	Puntos irregulares con restos de resina
	166.4	570	Restos de Resina
	199.1	690	Puntos Regulares
500 nm	500	690	Puntos Regulares

Tabla 1: Resultados de la prueba de dosis para *Si/SiO₂*. Se muestra el tipo de punto que se intentó fabricar, el diámetro real del mismo en nm, la dosis de electrones usada (en $\frac{\mu C}{cm^2}$) y un comentario sobre el resultado final de los puntos observados en el microscopio electrónico de barrido.

La segunda prueba se realizó sobre un *wafer* de nitruro de silicio (*SiN*). Este es un material altamente aislante por lo cual nos vimos obligados (antes de depositar el permalloy), a metalizarlo con una capa de 1 nm de Aluminio para poder observarlo y medirlo en el microscopio electrónico de barrido. Encontramos que los puntos más regulares se obtuvieron con las dosis detalladas en la tabla 2, donde se puede notar que en general se requirieron dosis más altas para este *wafer* que para el de óxido de silicio.

La tercera prueba (cuyas imágenes de los resultados se mostraron en las figuras 14 y 15) se realizó sobre un *wafer* de óxido de magnesio *MgO*. De igual forma en la tabla 3 se muestran los diferentes

Tipo de Punto	Diámetro (nm)	Dosis ($\frac{\mu C}{cm^2}$)
SPD	58.4	270
100nm	~ 100	615
	~ 100	690
200nm	~ 200	660
	~ 200	690
500nm	503	510
	542.3	690

Tabla 2: Resultados de la prueba de dosis realizada en SiN metalizado con Aluminio. Se muestra el tipo de punto que se intentó fabricar, el diámetro real del mismo en nm y la dosis de electrones usada ($en \frac{\mu C}{cm^2}$). Se notó además que los puntos mostraron una deposición regular con forma circular y sin restos de resina.

diámetros que se obtuvieron con diferentes dosis para el punto de un solo pixel (SPD) y se muestran los mejores resultados para los puntos de 100 nm , 200 nm y 500 nm . Se puede notar que para estos puntos la dosis es muy parecida a la del nitruro de silicio metalizado, sin embargo se produjeron puntos ligeramente de mayor tamaño.

Tipo de Punto	Diámetro (nm)	Dosis ($\frac{\mu C}{cm^2}$)	Comentario
SPD	51.35	330	Puntos irregulares con restos de resina
	62.77	450	Puntos irregulares con restos de resina
	78.78	570	Puntos irregulares con restos de resina
	85.51	630	Puntos Regulares
	93.64	690	Puntos Regulares
100nm	100	630	Problemas de adhesión
	112.5	690	Puntos Regulares
200nm	207.3	690	Puntos Regulares
500nm	538.5	570	Puntos Regulares

Tabla 3: Resultados de la prueba de dosis realizada en MgO . Se muestra el tipo de punto que se intentó fabricar, el diámetro real del mismo en nm , la dosis de electrones usada ($en \frac{\mu C}{cm^2}$) y un comentario sobre el resultado final de los puntos observados en el microscopio electrónico de barrido.

Nuestra última prueba fue realizada sobre un film delgado de $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$ (LSMO), que es de composición y estructura cristalina muy parecida a la muestra final, pero con propiedades magnéticas relativamente diferentes (el LSMO tiene la transición de fases paramagnética a ferromagnética a mayor temperatura, lo que se manifiesta en diferencias en el diagrama de fases en comparación con el LCMO). Se decidió realizar dos pruebas de dosis sobre $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$, una con el film virgen y otra metalizándolo con una capa de 1 nm de oro, para así poder detectar diferencias entre los dos métodos de fabricación y decidir cual elegir para la muestra final. En la tabla 4 se pueden apreciar los resultados obtenidos. En general se obtuvieron puntos regulares a excepción del caso de los puntos de un sólo pixel en el cual existieron ciertos problemas de adhesión, generando que en varios puntos de la red no exista deposición de puntos. Además se notó que para el caso de puntos de 100 nm , en el film sin oro se necesitaron dosis mucho menores para obtener puntos regulares.

	Tipo de Punto	Diámetro (nm)	Dosis ($\frac{\mu C}{cm^2}$)	Comentario
Con Oro	SPD	74.85	300	Problemas de adhesión
	100	107.4	690	Puntos Regulares
	200	206.1	450	Puntos Regulares
	500	183.3	390	Puntos Regulares
Sin Oro	SPD	66.67	540	Puntos Regulares
	100	104.2	390	Puntos Regulares

Tabla 4: Prueba de dosis sobre el sustrato de $LSMO$ metalizado y sin metalizar. Se muestra el tipo de punto que se intentó fabricar, el diámetro real del mismo en nm , la dosis de electrones usada en ($en \frac{\mu C}{cm^2}$) y un comentario sobre el resultado final de los puntos observados en el microscopio electrónico de barrido.

2.2.2. Preparación de la muestra final: P_y sobre un film delgado de $La_{2/3}Ca_{1/3}MnO_3$

A partir de todos los resultados obtenidos se decidió no metalizar la muestra final, usar una dosis de $500 \frac{\mu C}{cm^2}$ en el haz. En el caso particular de los puntos de un sólo pixel no se controló la dosis, sino que se utilizó un tiempo de exposición de 0,7 milisegundos.

Se decidió fabricar 6 muestras de $400 \mu m \times 200 \mu m$ sobre un sólo film de LCMO de $5 mm \times 5 mm$. En las mismas se depositó $20 nm$ de espesor de permalloy variando el diámetro del punto fabricado, la distancia de separación entre cada punto y la geometría de la red de puntos (cuadrada o rectangular), como se presenta en el esquema mostrado en la figura 16. Además en las figuras 17 a 21 se presentan las imágenes de cada muestra obtenidas usando un microscopio electrónico de barrido.

Las primeras tres muestra fabricadas fueron redes cuadradas (separadas la misma distancia en la dirección vertical y horizontal) con puntos de diferente tamaño y separación. Primero se fabricaron puntos de $200 nm$ de diámetro y una separación de $600 nm$ entre el centro de los mismos (como se muestra en la figura 17). A continuación se procedió a fabricar puntos de $100 nm$ de diámetro y una separación de $300 nm$ entre el centro de los mismos (como se muestra en la figura 18). Además se fabricó una red de puntos de un sólo pixel con una separación de $200 nm$ entre el centro de los mismos (como se muestra en la figura 19).

Se decidió fabricar además dos muestras con puntos de $150 nm$ agrupados en una red rectangular (diferente separación en las direcciones vertical y horizontal medidas desde el centro de cada punto). En la primera muestra (red rectangular 1) se decidió separar los puntos una distancia de $300 nm$ en el eje horizontal y $600 nm$ en el eje vertical (figura 20). Para la segunda muestra (red rectangular 2) se separó a los puntos una distancia de $600 nm$ en el eje horizontal y $300 nm$ en el eje vertical (figura 21).

Finalmente se decidió dejar la última muestra sin puntos (muestra virgen), para así poder usarla como punto de referencia y comparar el efecto del permalloy sobre el LCMO virgen.

Usando el microscopio electrónico se midió y promedió el tamaño de dos puntos aleatorios en cada

muestra y se observó que el tamaño real de los mismos fue de 108, 228 y 130 nm correspondiente a los puntos de 100, 200 y 150 nm respectivamente. Además en la figura 19 se puede notar que el tiempo de exposición fue muy alto para el punto de un sólo pixel, lo que provocó que en vez de puntos se deposite una sola lámina de permalloy con ciertas discontinuidades.

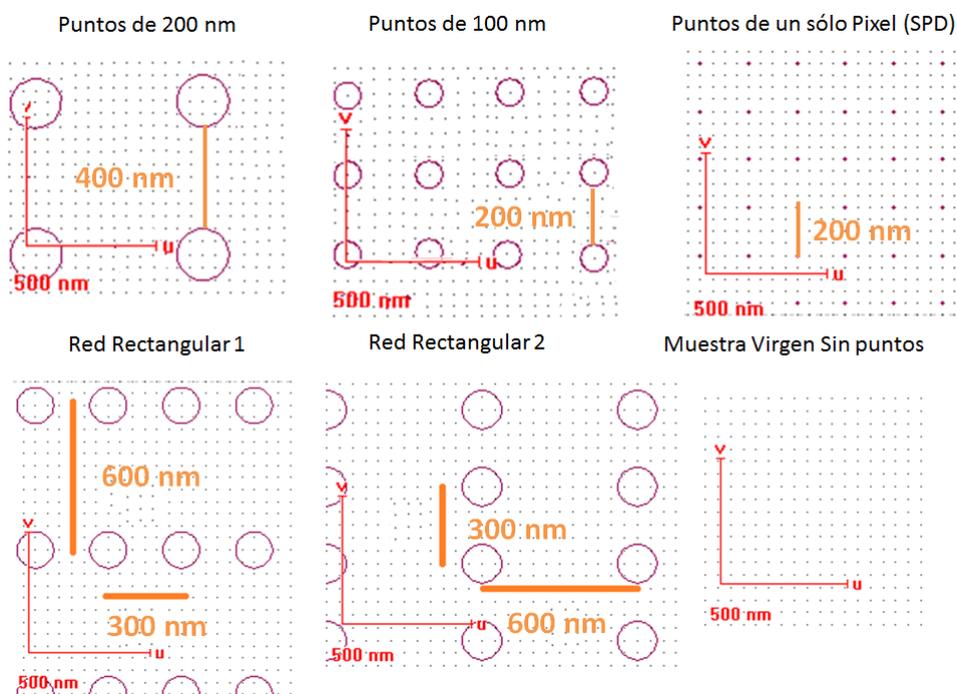


Figura 16: Esquema de las 6 muestras fabricadas. Se presenta el diámetro de cada punto, la distancia de separación entre cada uno de sus centros y la geometría de la red fabricada.

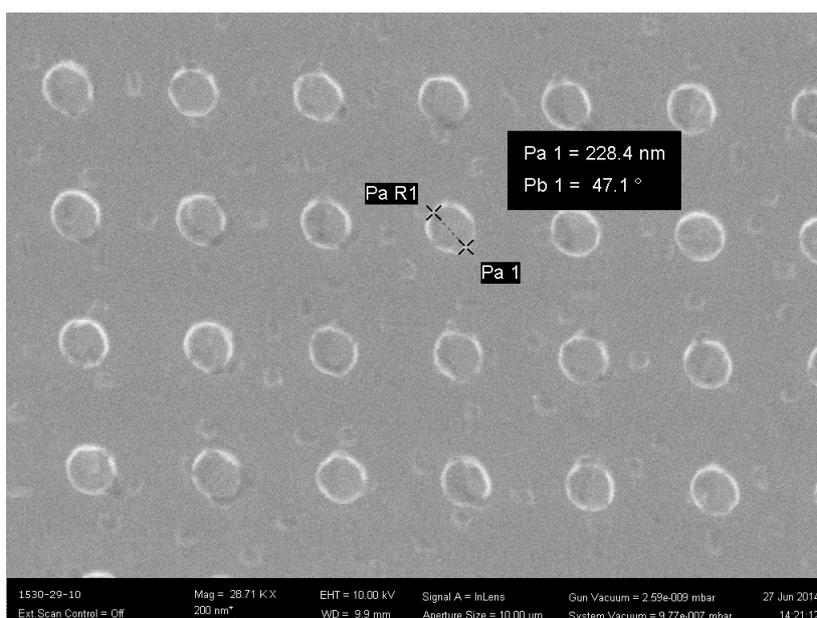


Figura 17: Muestra de puntos de 200 nm de permalloy sobre el film delgado de LCMO, observado con el microscopio electrónico de barrido. Se puede observar que se obtiene un arreglo uniforme cuadrado de puntos y que el tamaño real de los puntos en la muestra es de aproximadamente 228 nm .

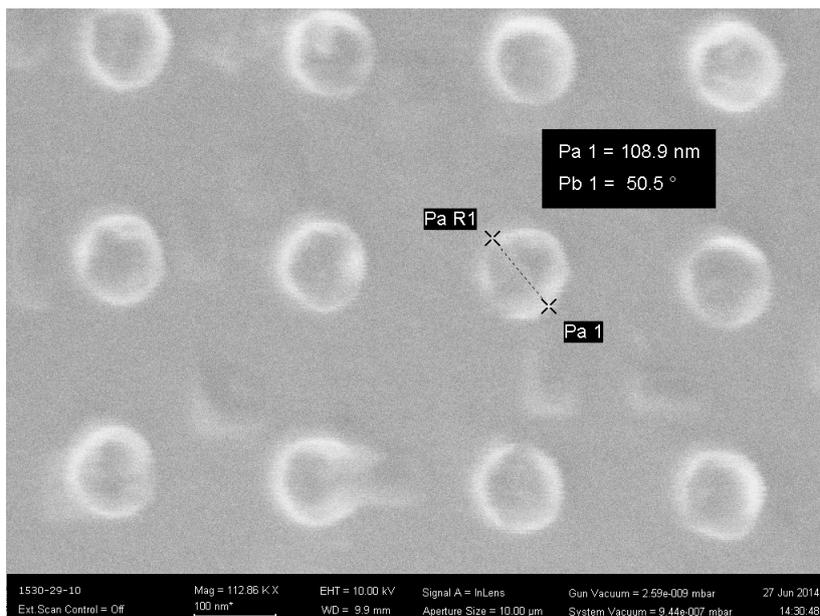


Figura 18: Muestra de puntos de 100 nm de permalloy sobre el film delgado de LCMO, observado con el microscopio electrónico de barrido. Se puede observar que se obtiene un arreglo uniforme cuadrado de puntos y que el tamaño real de los puntos en la muestra es de aproximadamente 109 nm.

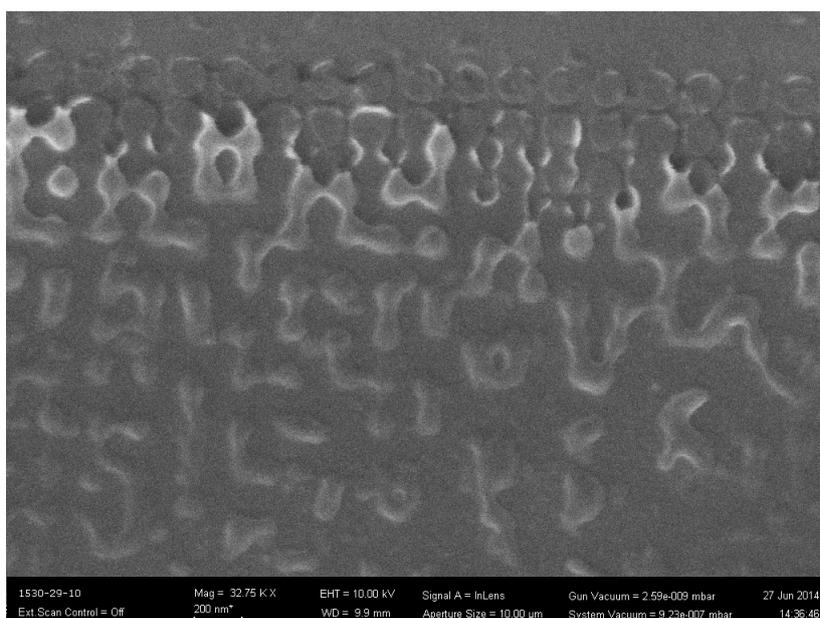


Figura 19: Muestra de puntos de un sólo pixel de permalloy sobre el film delgado de LCMO, observado con el microscopio electrónico de barrido. Se puede observar que la calidad de la muestra no resultó buena, ya que los puntos se unieron formando una sola capa irregular de Permalloy.

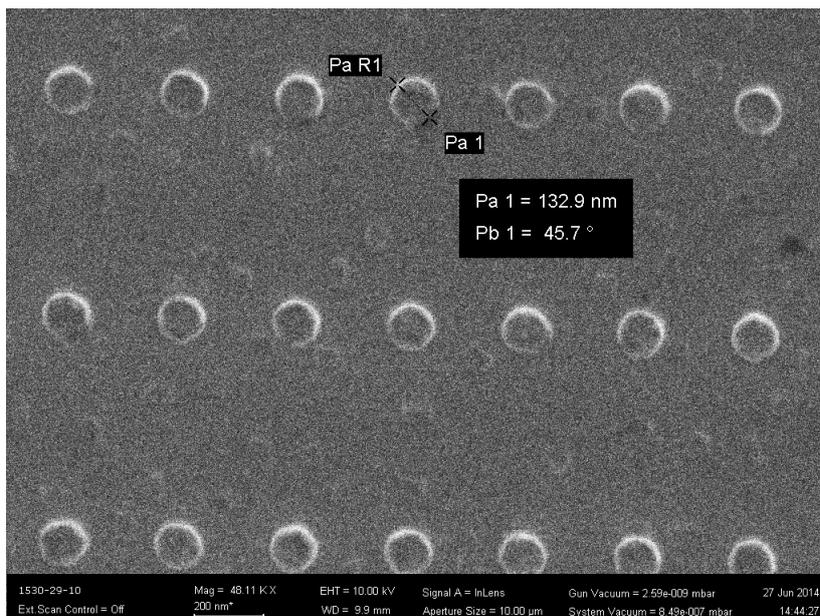


Figura 20: Primera red rectangular con puntos de 150 nm de permalloy sobre el film de LCMO, observado con el microscopio electrónico de barrido. Se puede observar que se obtiene un arreglo rectangular de puntos con una separación de 300 nm en el eje horizontal y 600 nm en el eje vertical. Además se puede observar que el tamaño real de los puntos en la muestra es de aproximadamente 133 nm .

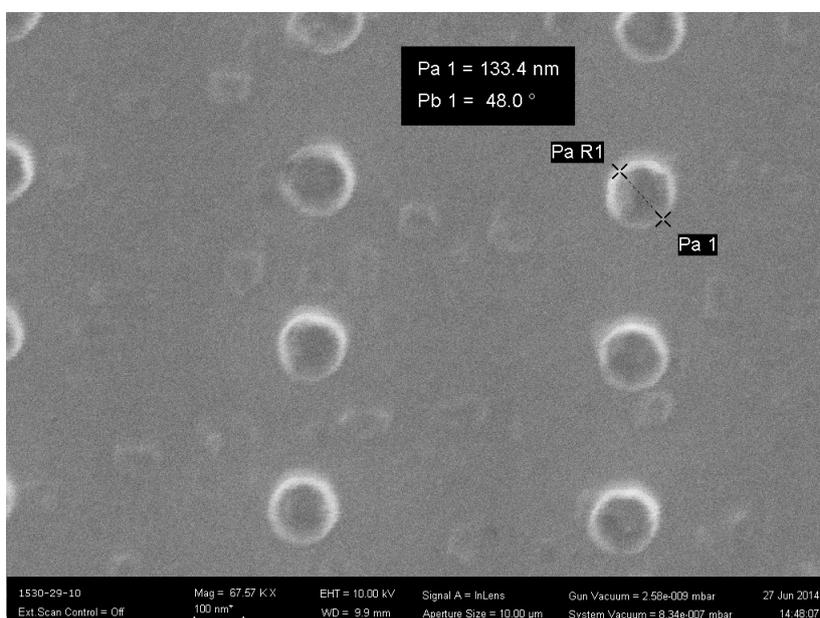


Figura 21: Segunda red rectangular con puntos de 150 nm de permalloy sobre el film de LCMO, observado con el microscopio electrónico de barrido. Se puede observar que se obtiene un arreglo rectangular de puntos con una separación de 600 nm en el eje horizontal y 300 nm en el eje vertical. Además se puede observar que el tamaño real de los puntos en la muestra es de aproximadamente 133 nm .

2.3. Remoción (etching) del exceso de LCMO

Debido a que nos interesa medir transporte eléctrico en cada muestra por separado, es necesario crear el patrón geométrico adecuado para el paso de la corriente y para la medición del voltaje en las partes del film de LCMO donde se depositaron los puntos de permalloy. Esto consiste en un proceso de etching, donde se remueve el material sobrante por fuera de los caminos eléctricos. Para esto, una vez realizada la deposición de los puntos se volvió a cubrir la muestra con resina fotosensible y esta vez se realizó un proceso de litografía óptica para fabricar los caminos de LCMO para el paso de la corriente eléctrica. En este caso se usó un proceso inverso llamado argon milling, en el cual se dejó la resina sobre los caminos que queríamos conservar y se bombardeó la muestra con una pistola de plasma de argón. Debido a que este es un proceso altamente abrasivo y la muestra es muy frágil, se usó un proceso de cold etching en el cual se enfrió la muestra con nitrógeno líquido mientras se la bombardeaba con plasma. El patrón formado se muestra en la figura 22, donde se presenta la ubicación de cada muestra sobre el film. Se han agrupado tanto las muestras de 100 nm , 200 nm y el punto de un sólo pixel como las dos redes rectangulares y la muestra virgen sobre dos caminos continuos de LCMO, sobre los cuales se hizo circular corriente. En el borde de cada muestra se encuentran formados contactos de LCMO para la medición del voltaje a través de cada muestra, para así poder calcular su resistencia eléctrica.

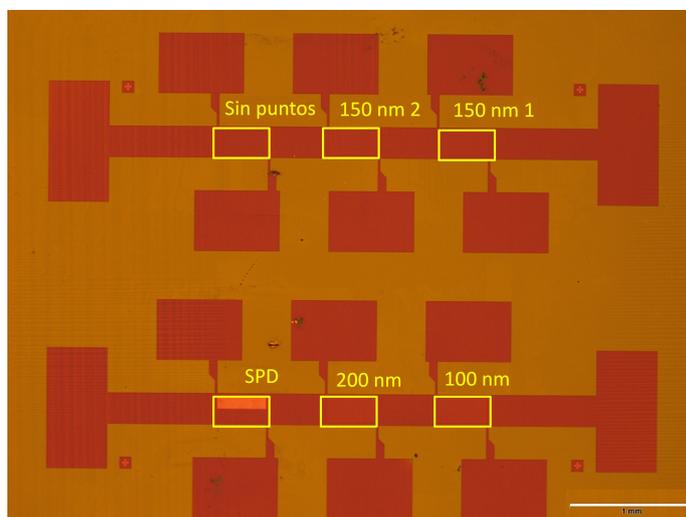


Figura 22: Muestra de LCMO después del proceso de argon milling. Se puede apreciar que se formaron los caminos para la circulación de la corriente. Además se dibujaron cuadros amarillos indicando la distribución de las muestras (no visibles en esta imagen) en el film.

2.4. Fabricación de contactos eléctricos

Una vez fabricados los caminos de LCMO se prepararon los contactos en la muestra para poder soldar los alambres que van a los instrumentos de medición. Para esto se volvió a cubrir el film de

LCMO con resina óptica usando el spin coater, luego se usó un proceso de litografía óptica y se evaporó 10 *nm* de oro sobre los contactos. La muestra final se observa en las figuras 23, 24 y 25. Una vez fabricada, la muestra fue montada en el puck (o portamuestras) y se soldaron los contactos, como muestra la figura 26.



Figura 23: Muestra de LCMO después de la deposición de los contactos de oro vista en un microscopio electrónico de barrido.

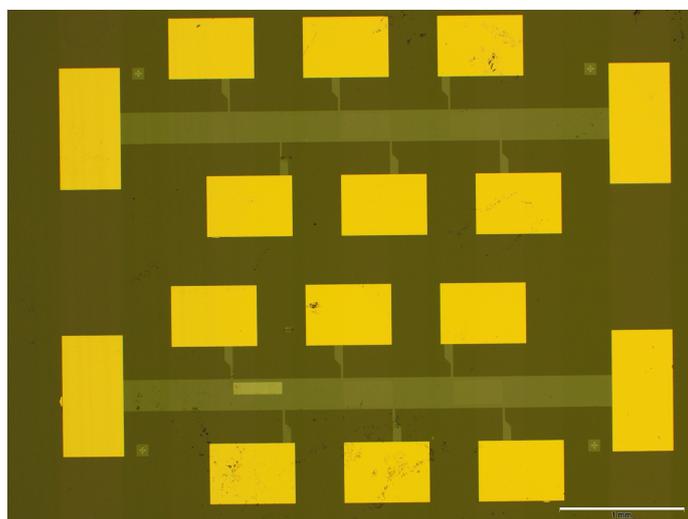


Figura 24: Muestra de LCMO con nanoestructuras de permalloy (no visibles) después de la deposición de los contactos de oro, vista en un microscopio óptico.

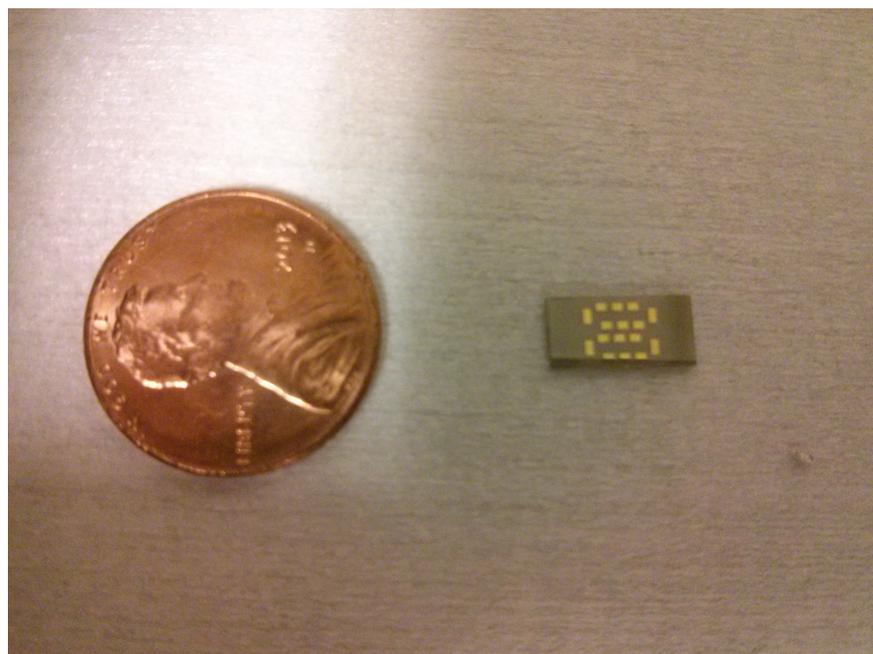


Figura 25: Comparación del tamaño de una muestra de prueba en $La_{2/3}Sr_{1/3}MnO_3$, en la que se pueden apreciar los contactos de oro.

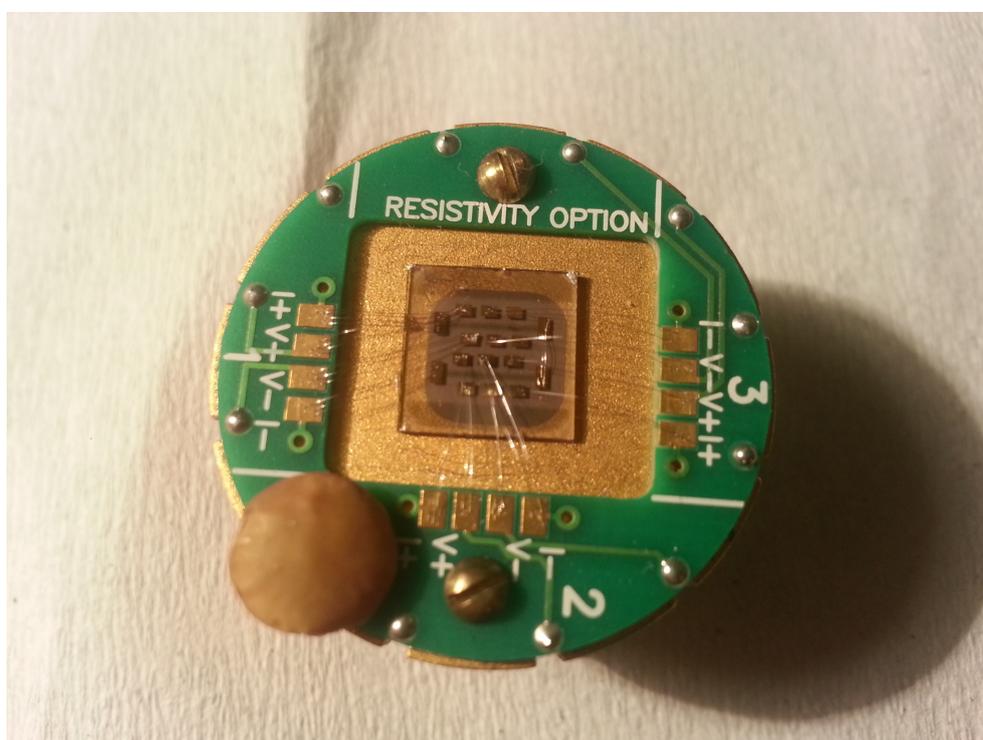


Figura 26: Muestra final montada en el puck (portamuestras). Se pueden apreciar los cables que conectan los contactos de la muestra con el puck. También en la esquina inferior izquierda se puede apreciar una lenteja como comparación del tamaño de la muestra.

3. Resultados de transporte eléctrico

Las mediciones se realizaron en dos equipos. Por un lado se utilizó un equipo Versalab de Quantum Design disponible en el laboratorio de física del Estado Sólido de la Universidad San Francisco de Quito, que posee un imán superconductor capaz de aplicar campos magnéticos de hasta $3T$ y permite variar la temperatura entre 50 y $400 K$. Se utilizó una fuente de corriente de alta precisión Keithley 6121 y un nanovoltímetro HP 34420. También se realizaron mediciones en un Physical Properties Measurement System (PPMS) de Quantum Design, capaz de suministrar campos magnéticos de hasta $6 T$ y que permite variar la temperatura entre 4 y $300 K$, disponible en Argonne National Laboratory. Se hizo circular corriente eléctrica por las muestras y se midió el voltaje entre los extremos de cada red de puntos como se muestra en la figura 27. A partir de las mediciones de voltaje y corriente se determinó la resistencia de cada muestra como función de la temperatura y del campo magnético aplicado. Se aplicó el campo tanto en el plano como en el eje perpendicular al film de LCMO.

Es importante recalcar que debido a que es el primer estudio que se realiza de este tipo, esta tesis se dedicará exclusivamente a examinar el comportamiento de las muestras de 100 y $200 nm$ en comparación con la muestra sin puntos.

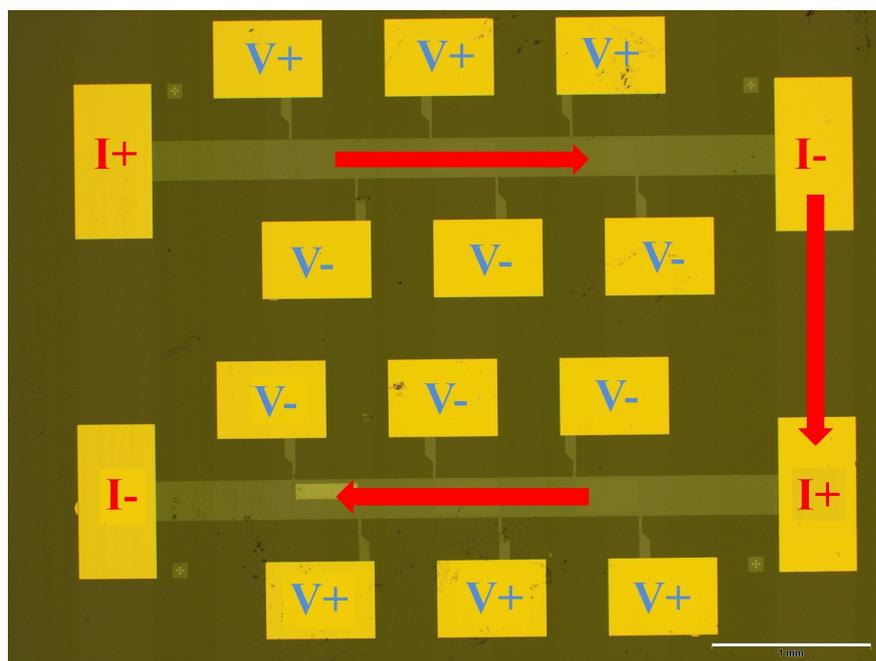


Figura 27: Distribución de los contactos para la medición de la resistencia de las muestras. $I+$ e $I-$ muestran por donde entra y sale la corriente (que se muestra como una flecha roja). $V+$ y $V-$ muestran como se mide el voltaje entre los extremos de cada muestra.

3.1. Efecto de las nanoestructuras: Medición de resistencia en función de la temperatura sin campo magnético

Una vez fabricadas las muestras, lo primero que se realizó fue constatar si las nanoestructuras de permalloy tuvieron un efecto en el film de LCMO y en el caso de que lo tuvieran, medir si este efecto es significativo. Para esto se decidió medir la resistencia de las tres muestras (100 nm, 200 nm y sin puntos) en función de la temperatura entre 300 y 50 K en intervalos de 1 K, con lo que se obtuvo las gráficas mostradas en la figura 28. En la misma se puede observar que los puntos nanométricos en efecto provocaron un descenso en la resistencia del film de LCMO, el cual se ve más pronunciado a medida que la temperatura se aproxima a la transición entre el estado metálico y el estado aislante del compuesto (máximo de la curva). Es interesante observar que a pesar de que el porcentaje de cobertura de permalloy sobre las muestras de 100 y 200 nm fue el mismo (los puntos cubrieron aproximadamente el 10 % del área de cada muestra), los puntos más pequeños produjeron un descenso mayor en la resistencia. Esto nos lleva a pensar que el área de influencia efectiva sobre el film es mayor a medida que decrece el tamaño de los puntos de permalloy, de otra forma la resistencia debería ser la misma debido a que el área de cobertura es igual.

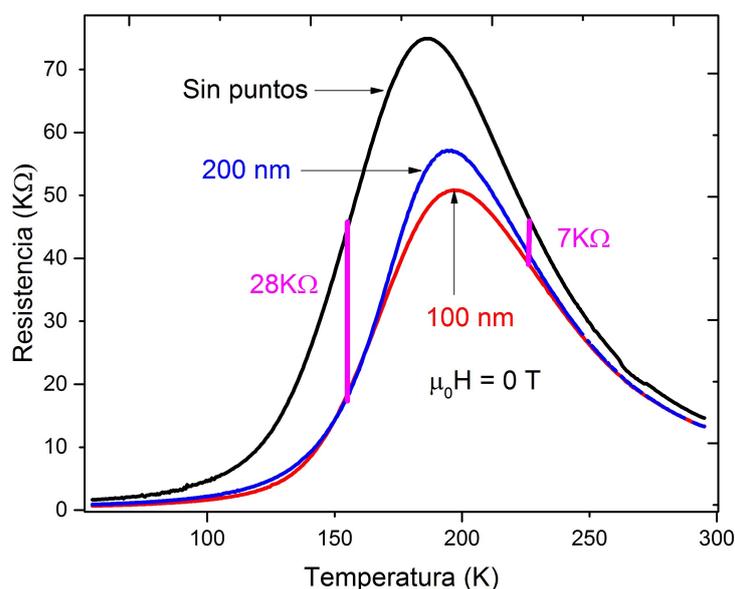


Figura 28: Gráfico de la resistencia en función de la temperatura de la muestra con puntos de 100 nm, 200 nm y sin puntos, sin campo aplicado. Se puede apreciar que las nanoestructuras disminuyeron la resistencia, notándose además que en la fase ferromagnética este descenso es de 28 KΩ y en la fase paramagnética el descenso es de 7 KΩ.

Otro efecto apreciable es el aumento en la temperatura de transición metal-aislante (de 8 K para la muestra de 200 nm y de 10 K para la de 100 nm), generando un estado conductor a mayores

temperaturas, lo cual se puede entender si consideramos que los puntos nanométricos generan un campo magnético sobre el film. El permalloy es una aleación magnética blanda y debido a que los puntos son pequeños estos deberían comportarse como monodominios. Por lo tanto, aún en ausencia de campo magnético los puntos están magnetizados y generan un campo efectivo sobre el film. Así se espera que el permalloy induzca el crecimiento de los dominios ferromagnéticos en el $La_{2/3}Ca_{1/3}MnO_3$, haciendo que la transición de fases ocurra a temperaturas más altas.

3.2. Origen del descenso en la resistencia: ¿Interacción magnética o resistencia en paralelo?

Una vez que se ha mostrado que los puntos nanométricos generan un descenso en la resistencia del material y trasladan la temperatura de transición de fases, es importante conocer el origen de este fenómeno, contemplándose así dos posibilidades. La primera es que el permalloy genere un acople magnético con el film, favoreciendo así a las fases ferromagnéticas locales que promuevan el estado conductor. La segunda es que no haya realmente un acople magnético del LCMO con el *Py*, y que simplemente la corriente suministrada a la muestra circule por el permalloy (como se muestra en la figura 29), el cual al tener muy baja resistencia (debido a que es metálico) actúe como una resistencia en paralelo que disminuya la resistividad del material.

Consideremos el segundo caso en el que la corriente circula por el permalloy. Debido a que la resistividad del permalloy ($35 \mu\Omega cm$) es mucho más pequeña que la del LCMO ($1,368 \times 10^5 \mu\Omega cm$) y varía poco con la temperatura, se esperaría que el cambio de la resistencia total de las muestras con los puntos nanométricos involucre sólo un factor geométrico por el desvío de la corriente por los puntos de permalloy y sólo dependa del valor de las resistividades. Sin embargo en las figuras 28 y 30 se puede apreciar que existe un mayor cambio de la resistencia de las muestras en la fase ferromagnética (del orden de $28 K\Omega$) en comparación con la fase paramagnética (del orden de $7 K\Omega$), lo cual indica fuertemente que el efecto se debe a un acople magnético entre el permalloy y el LCMO y no al desvío de la corriente. El hecho que la corriente no circule por el permalloy se puede asociar probablemente a la existencia de barreras aislantes en la interfase LCMO-Py que dificultan el paso de electrones entre ambos materiales.

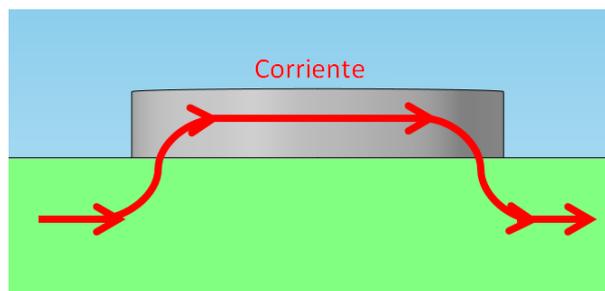


Figura 29: Esquema de la acción de los puntos nanométricos de permalloy como una resistencia en paralelo que disminuye la resistencia total de la muestra.

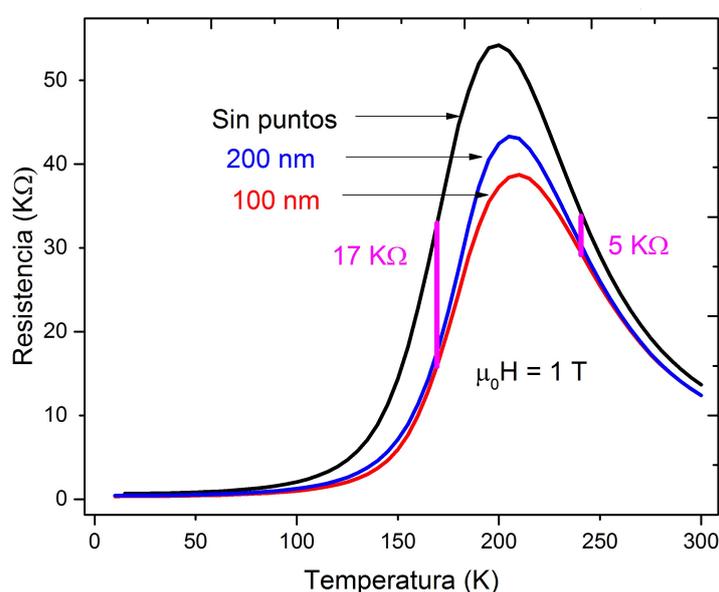


Figura 30: Gráfico de la resistencia en función de la temperatura de la muestra con puntos de 100 nm, 200 nm y sin puntos, con un campo aplicado de 1 T. Se puede observar que en la fase ferromagnética el descenso en resistencia es de 17 KΩ y en la fase antiferromagnética el descenso es de 5 KΩ.

3.3. Tipo de interacción magnética: Mediciones con campo en el plano y fuera del plano

Una vez confirmado el hecho de que las nanoestructuras de permalloy producen un acople magnético con el film de LCMO, es importante reconocer qué tipo de interacción se está llevando a cabo, una de origen dipolar o una de intercambio. Para comprobar este hecho se decidió medir la resistencia de las muestras con campo magnético aplicado perpendicular y paralelo al film. Si el origen de la interacción es dipolar, se esperaría que la disminución en la resistencia sea mayor con el campo aplicado perpendicular al film, debido a que la penetración del campo dipolar generado por el permalloy en el film es mayor que cuando se aplica el campo perpendicular al plano (como se muestra en la

figura 31). No sólo esto sino que además en el caso con el campo en el plano, el campo dipolar del permalloy penetra en el LCMO en la dirección opuesta al campo externo, haciendo la diferencia aún mayor con respecto al campo aplicado perpendicularmente. Si en cambio el origen de la interacción es de intercambio se espera que la variación en resistencia sea la misma tanto con el campo aplicado perpendicular como paralelo, debido a que el permalloy interactúa con el mismo número de espines del LCMO en ambos casos y la anisotropía magnética tanto del LCMO como del Py es pequeña (figura 32).

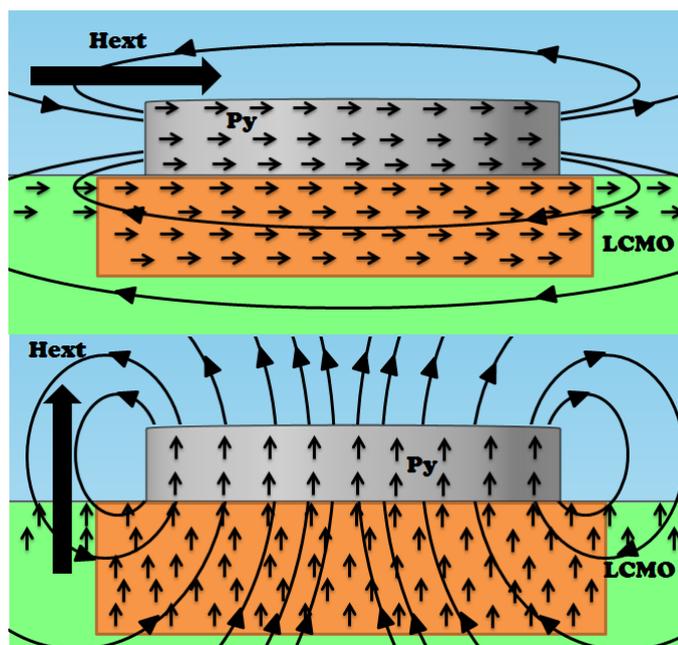


Figura 31: Esquema del efecto del acople dipolar magnético provocado por los puntos nanométricos sobre el film de LCMO. Se puede observar como cambia el área de afectación (de color naranja) con el campo en paralelo (en la parte superior) y perpendicular (en la parte inferior) al film.

Primero se midió la muestra sin puntos y con puntos de 100 nm con un campo aplicado de 1 T variando la temperatura entre 300 y 15 K en pasos de 5 K y se obtuvo la gráfica mostrada en la figura 33. En la misma se puede observar que se obtuvieron respuestas bastante parecidas con el campo magnético aplicado en el plano y fuera del mismo. Se puede notar que las respuestas fueron iguales en la fase paramagnética, con un ligero descenso de la resistencia (de alrededor de $2\text{ K}\Omega$) en la fase ferromagnética cuando se aplicó el campo magnético en el plano, el cual se notó tanto en la muestra de 100 nm como en la muestra sin puntos. De hecho la muy pequeña diferencia que se observa aún en la muestra sin puntos se debe a una pequeña contribución de anisotropía de forma (debido al campo demagnetizante). Después de esto se decidió incrementar el campo hasta 2 T , para observar si el comportamiento del acople varía a mayores campos y se obtuvo la curva mostrada en la figura 34, en la cual se puede observar que en efecto, la diferencia de resistencia con el campo magnético en el plano y fuera del mismo continúa siendo igual de pequeña. Se concluye entonces que el acople

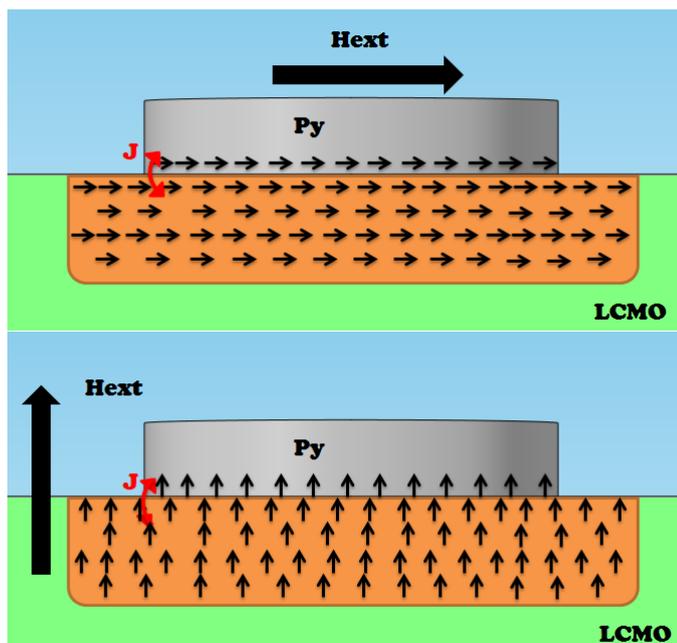


Figura 32: Esquema del efecto del acople dipolar magnético provocado por los puntos nanométricos sobre el film de LCMO. Se puede observar como el área de afectación (de color naranja) se mantiene igual con el campo en paralelo (en la parte superior) y perpendicular (en la parte inferior) al film.

magnético del LCMO con el permalloy no tiene un origen dipolar, sino que más bien es un acople de intercambio a través de la interfase.

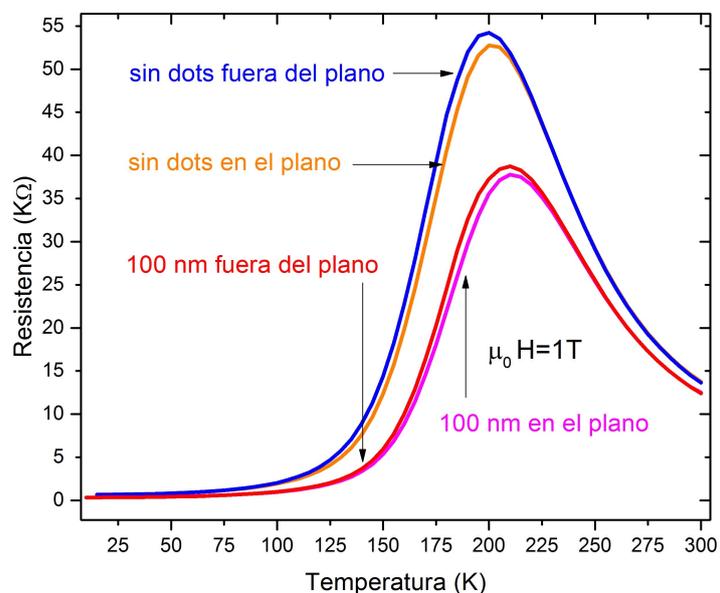


Figura 33: Gráfico de la resistencia en función de la temperatura de la muestra sin puntos y la de la muestra con puntos de 100 nm con un campo magnético aplicado de 1 T tanto paralelo al plano (en el plano) como perpendicular (fuera del plano) al mismo.

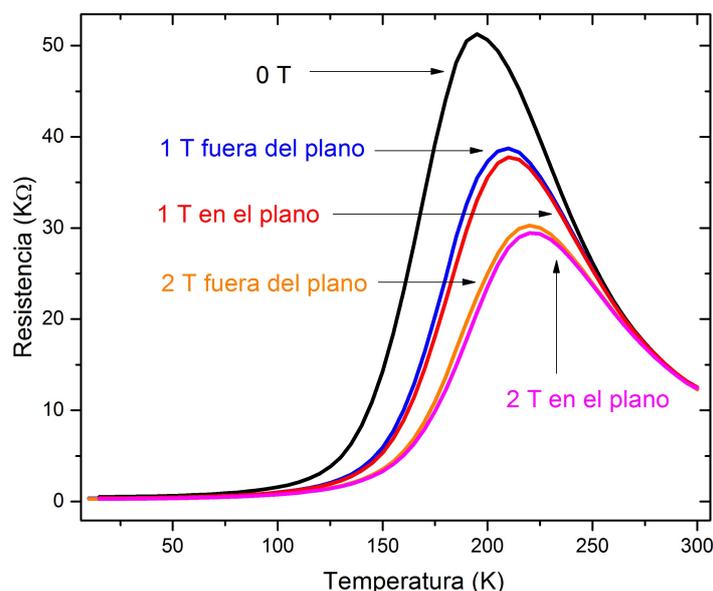


Figura 34: Gráfico de la resistencia en función de la temperatura de la muestra con puntos de 100 nm . Se ha aplicado un campo magnético de 0 T , 1 T y 2 T tanto paralelo al plano (en el plano) como perpendicular (fuera del plano) al mismo.

3.4. Crecimiento de los dominios: Mediciones de resistencia en función de temperatura con campo magnético aplicado

Una vez seguros de que la interacción magnética es un fenómeno de intercambio local, se propuso analizar el efecto sobre el transporte eléctrico al aplicar un campo magnético externo sobre las muestras. Por esta razón se decidió medir la resistencia de cada muestra en función de la temperatura con diferentes campos magnéticos aplicados (variando entre $0,1 \text{ T}$ y 6 T), obteniéndose que el descenso de resistencia es proporcional al campo magnético aplicado (como se puede apreciar en la figura 35). Esto se debe a que al aplicar un campo magnético, se está incrementando el volumen de la fase ferromagnética metálica en el film, provocando así una disminución de la resistencia global de la muestra y moviendo la transición metal-aislante a mayores temperaturas.

La disminución de resistencia con el campo magnético, nos invita a pensar que, como primera aproximación muy sencilla, se podría modelar el efecto de los puntos nanométricos como si fueran un campo magnético externo que actúa sobre todo el film de LCMO.

Para estudiar esta posibilidad se decidió realizar mediciones de transporte eléctrico variando el campo magnético externo aplicado a la muestra sin puntos, hasta tener una respuesta similar a la de las muestras con nanoestructuras sin campo magnético aplicado. Si bien un proceso de prueba y error habría funcionado, decidimos que una forma sencilla de obtener el campo equivalente es realizar una

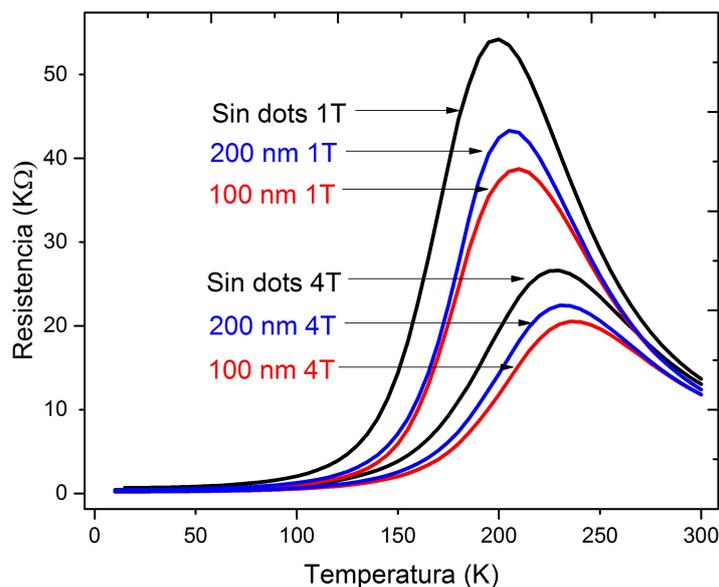


Figura 35: Gráfico de la resistencia en función de la temperatura de la muestra de 100 *nm*, 200 *nm* y sin puntos con un campo magnético aplicado de 1 *T* y 4 *T*.

interpolación lineal entre los máximos de las curvas de resistencia en función de temperatura de las muestras con nanoestructuras a diferentes campos magnéticos aplicados (medidos previamente), para así obtener una fórmula que permita predecir el valor del máximo de resistencia en función del campo. Se remplazaron los datos de cada muestra en la fórmula obtenida por la interpolación y se obtuvo que para la muestra de 100 *nm* el campo equivalente debería ser de 1,2 *T* y para la de 200 *nm* de 0,84 *T*. Entonces con estos campos magnéticos se midió la resistencia en función de la temperatura, cuyos resultados se muestran en las figuras 36 y 37.

Si bien la muestra sin puntos con estos campos presenta una respuesta bastante parecida a las muestras con puntos, aún subsisten algunas diferencias. Se puede notar que existe un cambio en la temperatura de transición metal aislante en el material, el cual es de 8 *K* en el caso de la muestra de 100 *nm* y de 1 *K* en la de 200 *nm*. Se observa además que existen diferencias de resistencia y temperatura a lo largo de toda la curva, la cual además de desplazarse se ha ensanchado ligeramente.

Estas diferencias indican que en efecto, el hecho de aplicar un campo magnético externo en todo el film sin puntos no genera el mismo efecto que agregar las nanoestructuras, lo cual es consistente con el hecho de que el acople magnético de los puntos nanométricos sea un fenómeno local. Esto además nos lleva a la necesidad de generar un modelo que sea capaz de explicar como afectan las nanoestructuras de permalloy a los dominios magnéticos en pequeña escala.

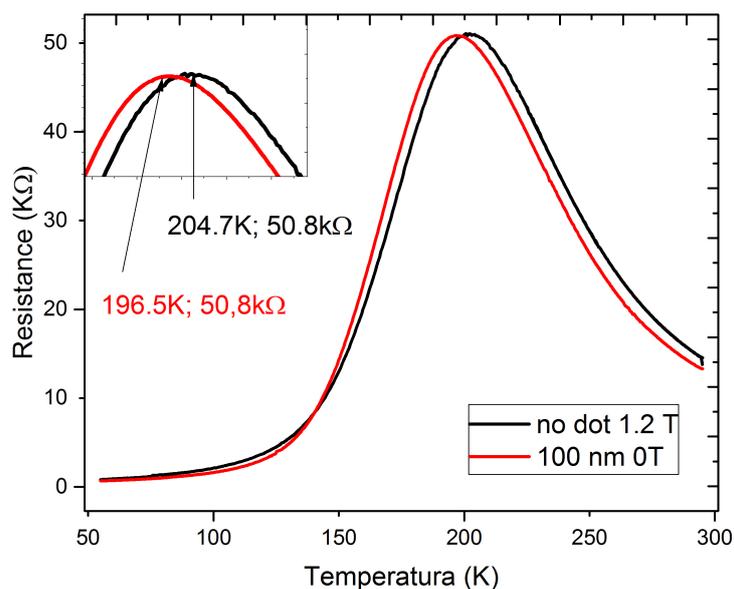


Figura 36: Gráfico de la resistencia en función de la temperatura para la muestra de 100 nm sin campo aplicado y la muestra sin puntos nanométricos con un campo de 1,2 T. Se puede apreciar además la resistencia y temperatura de transición metal aislante en los máximos de cada curva.

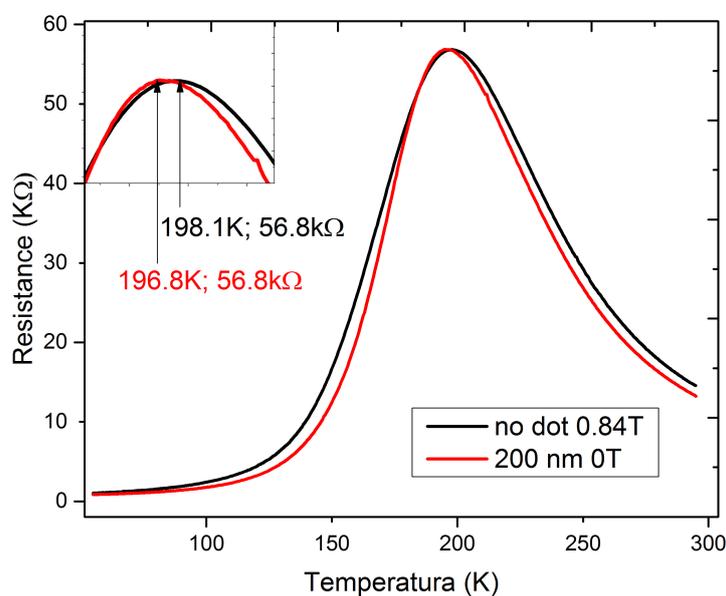


Figura 37: Gráfico de la resistencia en función de la temperatura para la muestra de 200 nm sin campo aplicado y la muestra sin puntos nanométricos con un campo de 0,84 T. Se puede apreciar además la resistencia y temperatura de transición metal aislante en los máximos de cada curva.

3.5. Modelo del efecto de los puntos nanométricos sobre el film de LCMO a escala nanométrica

Para modelar el efecto de los puntos nanométricos sobre el film de LCMO a escala nanométrica fue necesario considerar que las nanoestructuras disminuyen la resistencia del film localmente. Es decir

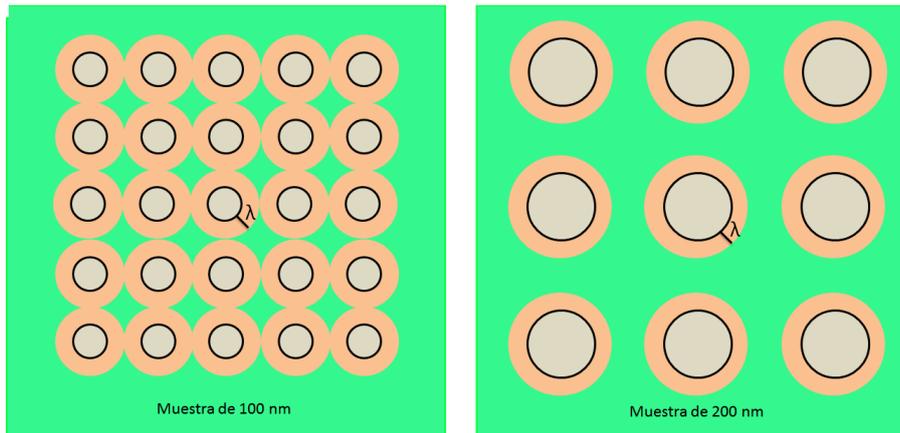


Figura 38: Gráfico del área total de afectación de los puntos nanométricos en las muestra de 100 nm (izquierda) y 200 nm (derecha). En gris se presenta a los puntos de permalloy, en naranja se presenta la zona de afectación del punto (que se extiende una distancia λ fuera del mismo) y en verde se representa al film de LCMO. Se puede notar que si bien la distancia λ es la misma en ambas muestras, en la muestra de 100 nm , la zona de afectación cubre un área mucho mayor que en la muestra de 200 nm .

que a pesar de que existe una coexistencia de fases en el film de LCMO, se puede diferenciar entre dos regiones diferentes. La zona que se encuentra justo debajo del punto nanométrico, la cual al tener un alto volumen de dominios ferromagnéticos tiene una resistencia menor, y la zona que no está en contacto con las nanoestructuras, la cual se comporta igual que la muestra sin puntos.

Para establecer el modelo también es importante recordar que los puntos de 100 nm provocaron un descenso mayor en resistencia que los puntos de 200 nm , lo cual nos invita a pensar que el área de afectación total de las nanoestructuras es mayor cuando estas son más pequeñas. Una manera sencilla de explicar este fenómeno de una forma cuantitativa es considerar que la zona de baja resistencia que se encuentra debajo del punto nanométrico se extiende una distancia λ fuera del mismo. Si consideramos que λ es igual en ambas muestras (debido a que el acople de intercambio es un fenómeno local), se puede notar que existe una mayor área de afectación cuando los puntos son más pequeños, como se muestra en la figura 38.

Una vez identificadas las dos zonas que se generan al introducir las nanoestructuras de permalloy, se puede establecer un modelo matemático que explique la acción de las nanoestructuras. Para esto se ha aproximado, por simplicidad, los puntos nanométricos como cuadrados y se los ha considerado como un arreglo de resistencias en serie y paralelo (como el mostrado en la figura 39), el cual se puede resolver para obtener la resistencia total del film:

$$R = \frac{L}{lt} \left[\frac{(\phi + 2\lambda)\rho_F\rho_N}{\rho_F(2\phi - 2\lambda) + \rho_N(\phi + 2\lambda)} + \frac{(2\phi - 2\lambda)\rho_N}{3\phi} \right] \quad (1)$$

Donde L es el ancho de la muestra (200 μm), l es su largo (400 μm), t es el espesor del film de LCMO (20 nm), ρ_F es la resistividad de la fase ferromagnética con dominios aumentados que se

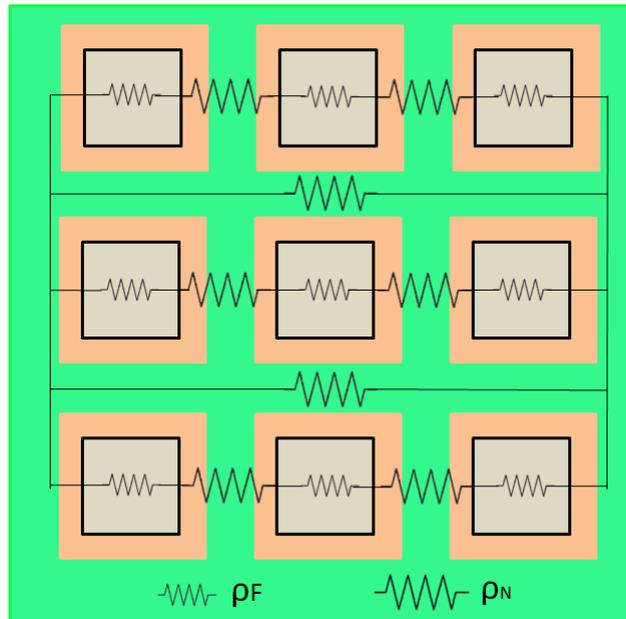


Figura 39: Esquema del modelo usado para el cálculo de la resistencia total de la muestra considerando la acción de fases locales. Se puede observar en gris a los puntos de permalloy, en naranja su zona de afectación y en verde al film de LCMO. Además se puede observar las resistencias pequeñas que representan la resistencia del LCMO y las grandes que representan la resistencia de la zona de afectación. Por simplicidad en el cálculo, se ha modelado a los puntos como si fueran cuadrados.

ubica debajo del punto de permalloy, ρ_N es la resistividad de la fase sin alterar del LCMO (la cual es igual a la muestra sin puntos), ϕ es el lado equivalente del punto cuadrado (de área $\phi^2 = \pi D^2/4$, con D el diámetro de los puntos) y λ es la distancia que la zona de afectación se extiende fuera de la nanoestructura.

En la ecuación 1 se puede observar que se tienen tres incógnitas ρ_F , ρ_N y λ , lo cual quiere decir que necesitamos conocer por lo menos dos de estos parámetros para poder así obtener algún parámetro físico de la muestra. En primer lugar se puede obtener la resistividad del film de LCMO a partir de la muestra sin puntos usando la fórmula $\rho_N = R_{sin\ puntos} \frac{tL}{l}$, ($1,368 \times 10^5 \mu\Omega cm$) debido a que conocemos su resistencia y dimensiones. Sin embargo hay que recordar que (como se mostró en la figura 28) la resistencia de la muestra sin puntos varía con la temperatura y con el campo magnético aplicado, lo que nos lleva a concluir que los parámetros ρ_F y λ deberían también variar con T y H .

Una manera sencilla de obtener uno de los parámetros restantes es asumir que debajo del punto nanométrico el LCMO es completamente ferromagnético y metálico, lo cual a su vez nos permite suponer que la resistividad de esta zona de afectación es la misma que tendría el film de LCMO sin puntos a bajas temperaturas (debido a que a medida que baja la temperatura, el film de LCMO alcanza un estado que es casi completamente ferromagnético metálico, como se aprecia en la figura 40). A partir de esta suposición se calculó la resistividad de la fase ferromagnética usando las dimensiones del film, $\rho_F = R_{sin\ puntos}(T = 15\ K) \frac{tL}{l}$. Si bien esto involucra una suposición fuerte, debido a que

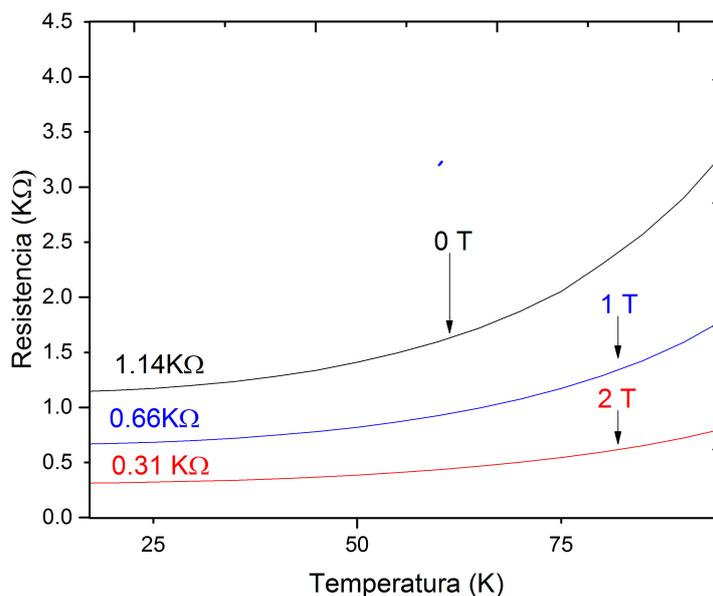


Figura 40: Gráfico de la resistencia de la muestra sin puntos a bajas temperaturas, con un campo magnético aplicado de $0 T$, $1 T$ y $4 T$. Se puede apreciar la resistencia mínima (usada para el cálculo de la resistividad de la fase ferromagnética) alcanzada por el film de LCMO a la temperatura de $15 K$.

suponer que ρ_F es la resistividad del LCMO a bajas temperaturas es equivalente a suponer que el permalloy genera un campo efectivo muy alto (del orden de $30 T$), es un buen punto de partida para calcular parámetros físicos del problema.

Una vez conocidos estos parámetros fuimos capaces de calcular la longitud λ que se extiende la zona de influencia de las nanoestructuras (hasta que los valores de ρ_N son muy cercanos a ρ_F). Se resolvió la ecuación 1 iterativamente, con diferentes valores de $\rho_N(T, H)$, (debido a que depende tanto de la temperatura como del campo magnético externo aplicado). Con esto se obtuvo las gráficas de la longitud de expansión de la zona de influencia en función de la temperatura a diferentes campos magnéticos mostrado en la figura 41. En las mismas se puede apreciar que en la fase paramagnética, la distancia λ empieza en un valor negativo, lo cual significa que el tamaño de la zona de afectación es menor que el tamaño de la nanoestructura. Es decir que en esta fase se tiene un efecto pequeño del permalloy, localizado solo en el centro del punto nanométrico, lejos de los bordes donde las interacciones se debilitan. Se puede notar además que existe un crecimiento rápido de la zona de afectación a medida que la temperatura disminuye de $185 K$ a $130 K$, lo cual parece estar relacionado con un aumento de la longitud de correlación de la fase ferromagnética (debido a que este crece exponencialmente). Esto hace que el efecto de los puntos nanométricos se extienda más allá de sus bordes, hasta distancias cada vez más grandes a medida que disminuye la temperatura.

Finalmente se observa que la longitud λ parece saturar en un valor de $\sim 80 - 100 nm$ a tem-

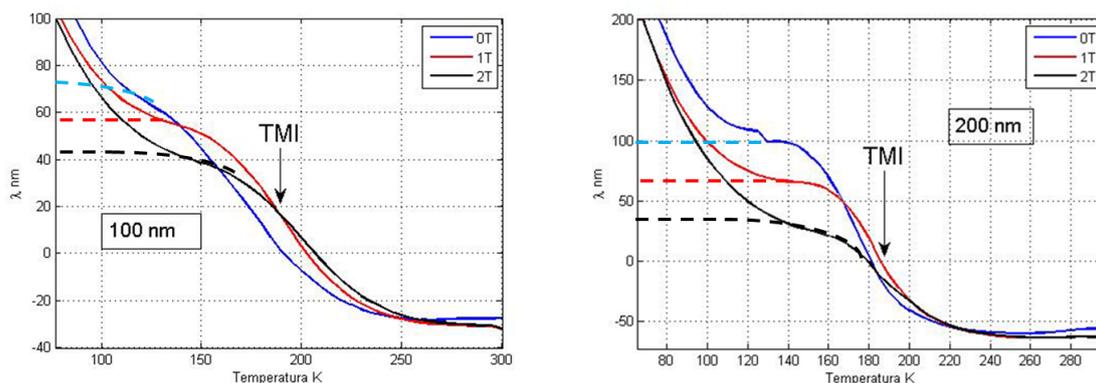


Figura 41: Gráfico de la longitud λ que se extiende la zona de afectación de los puntos nanométricos en función de la temperatura, para la muestra de 100 nm (izquierda) y para la muestra de 200 nm (derecha) con un campo magnético aplicado de 0 T , 1 T y 2 T . Se muestra además la temperatura de transición de metal aislante (TMI) para cada muestra.

peraturas de $\sim 130 - 140 \text{ K}$. Esto concuerda con el hecho de que los puntos de 100 nm generen una mayor disminución de la resistencia, debido a que con estos valores el área de afectación total es mucho mayor para la muestra con puntos más pequeños, a pesar de que el área cubierta por el permalloy sea la misma en ambas muestras.

Para temperaturas menores a 120 K se puede observar que la longitud de la zona de afectación (λ) vuelve a crecer rápidamente, lo cual se debe a que a bajas temperaturas las resistividades de la zona afectada por el punto nanométrico y la zona sin afectar tienden hacia el mismo valor ($\rho_N \sim \rho_F$) y provocan que el modelo deje de funcionar, debido a que no se puede definir una frontera entre ambas regiones.

Es necesario mencionar que este no es un modelo exacto, debido a que si bien el permalloy favorece la fase ferromagnética, no es posible predecir cuánto disminuye la resistencia de la zona de afectación debajo de la nanoestructura con respecto al caso sin puntos, por lo que tomar el valor de resistencia a bajas temperaturas puede no ser del todo correcto. También se puede notar en los resultados que los valores de λ son levemente diferentes en las muestras de 100 y 200 nm a la misma temperatura. Esto tampoco es un escenario deseable, debido a que se esperaría que la longitud λ que se extiende la zona de afectación por fuera del punto sea la misma en ambas muestras, dado que las nanoestructuras producen una interacción de intercambio local que se extiende gracias a la longitud de correlación ferromagnética (la cual no depende del tamaño de la nanoestructura). Sin embargo se puede notar que las diferencias son mínimas (van en orden de factores de entre 1,5 y 2), lo cual no es demasiado alto considerando la simpleza del modelo y nos invita a pensar que mejorándolo se puede llegar a una solución física más precisa.

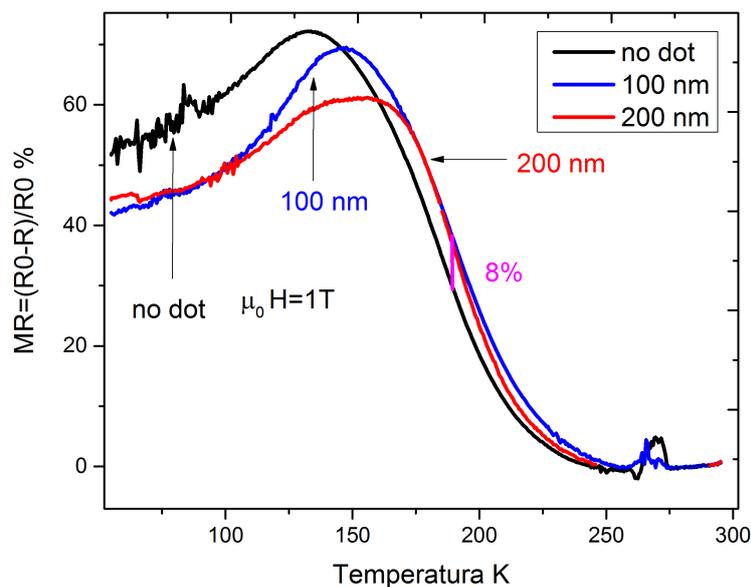


Figura 42: Gráfico de la magnetorresistencia (MR) de las muestras de 100 nm, 200 nm y sin puntos en función de la temperatura con un campo externo aplicado de 1 T.

3.6. Aplicaciones prácticas de las nanoestructuras de permalloy

Si bien a lo largo de todas las mediciones se ha mostrado un análisis de la física de la interacción del LCMO con las nanoestructuras de permalloy, es importante reconocer las implicaciones prácticas que podrían tener estos resultados. Por esta razón se decidió estudiar el fenómeno de magnetorresistencia en las muestras, debido a que para aplicaciones prácticas es mejor que este fenómeno sea lo más grande posible y a altas temperaturas. Para realizar este análisis se obtuvo el cambio de resistencia con campo magnético ($R(H = 0) - R(H)$) normalizado por la resistencia sin campo para cada muestra, obteniéndose las curvas de magnetorresistencia (MR) mostradas en las figuras 42 y 43. En las mismas se puede observar que si bien la incorporación de las nanoestructuras provoca que exista un descenso en el máximo valor de magnetorresistencia, existe un incremento en la misma a altas temperaturas el cual es de alrededor del 5 – 6 % con campos que varían entre 1 y 4 T. Esto a su vez también podría considerarse como un desplazamiento en temperatura (de alrededor de 5 K) en la curva de magnetorresistencia del material. Es decir que en efecto la deposición de nanoestructuras genera ventajas desde el punto de vista tecnológico, debido a que aumenta la magnetorresistencia a temperaturas relativamente altas.

Este fenómeno se puede apreciar de mejor manera si graficamos la resistencia del material como función del campo magnético, por lo cual se realizó mediciones de la resistencia de cada muestra con un campo magnético variable de entre $-3 T$ y $3 T$ a diferentes temperaturas cercanas a la transición metal-aislante. A partir de las mismas se obtuvieron las gráficas mostradas en las figuras 44 y 45,

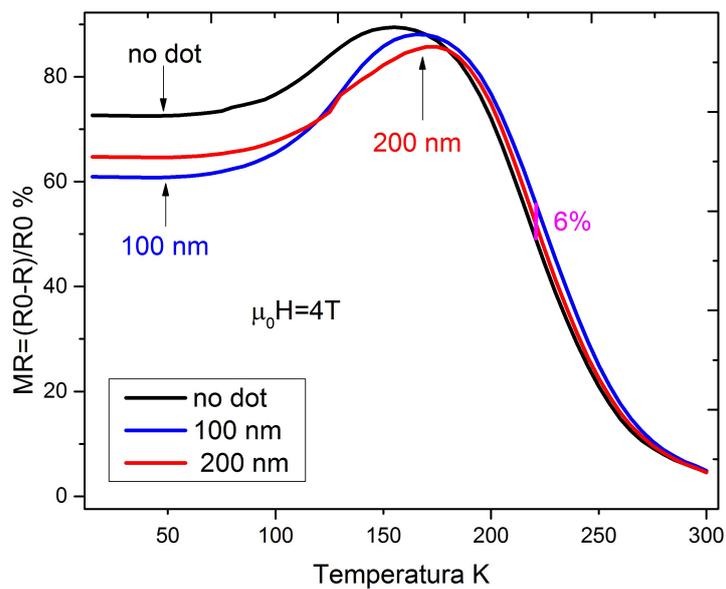


Figura 43: Gráfico de la magnetorresistencia de las muestras de 100 nm, 200 nm y sin puntos en función de la temperatura con un campo externo aplicado de 4 T.

en las cuales se puede apreciar que al introducir las nanoestructuras, se provoca un aumento en la pendiente de la curva de resistividad en función de campo magnético aplicado. Esto es deseable desde el punto de vista tecnológico, debido a que con los puntos nanométricos de *Py*, existe un mayor cambio de resistencia aplicando campos magnéticos más pequeños.

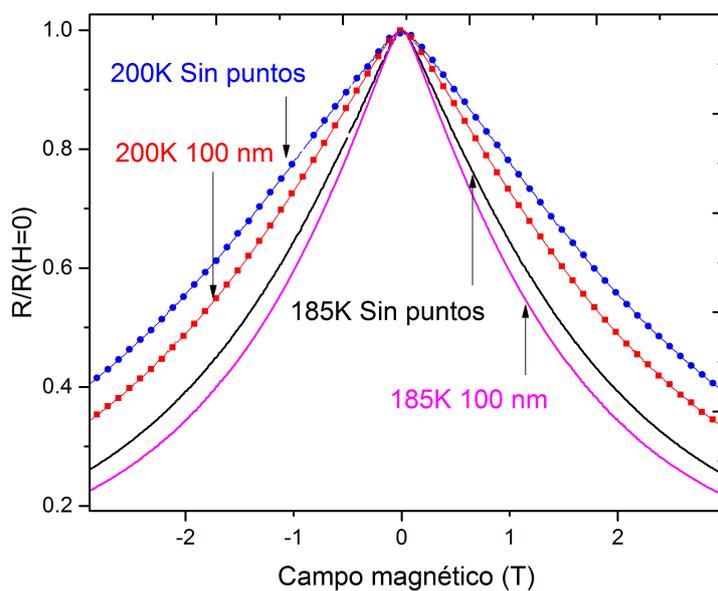


Figura 44: Gráfico de la Resistencia (normalizada por el valor sin campo) de las muestras de 100 nm y sin puntos en función del campo magnético aplicado a diferentes temperaturas (185 K y 200 K).

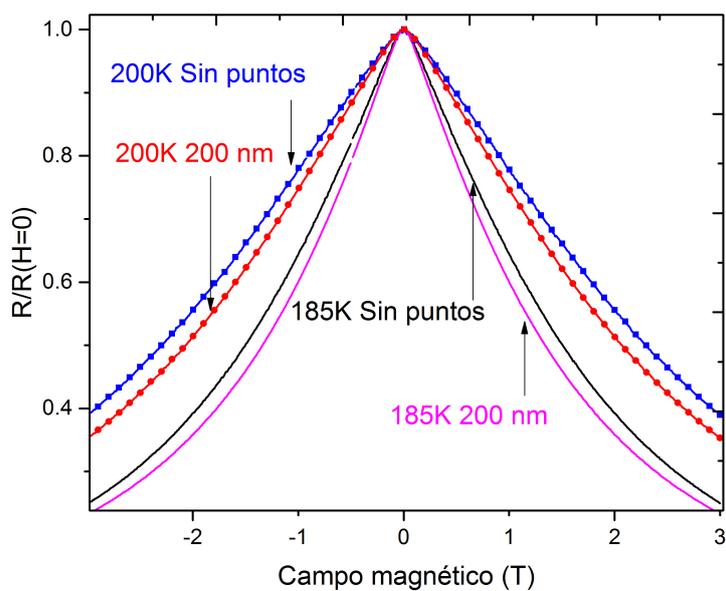


Figura 45: Gráfico de la Resistencia (normalizada por el valor sin campo) de las muestras de 200 nm y sin puntos en función del campo magnético aplicado a diferentes temperaturas (185 K y 200 K).

4. Conclusiones

Se observó que en efecto los puntos nanométricos tuvieron un efecto sobre el film, haciendo que disminuya su resistencia y provocando que la temperatura de transición entre las fases ferromagnética y paramagnética aumente alrededor de 10 K . Este fenómeno se origina en la existencia de una interacción de intercambio magnético local entre las nanoestructuras de permalloy y el LCMO, la cual favorece la expansión de los dominios ferromagnéticos metálicos del film, lo que provoca a su vez que se disminuya la resistencia de la muestra.

Se consideró la posibilidad de modelar a los puntos nanométricos como un campo externo aplicado a todo el film de LCMO que produce un descenso en la resistencia. Sin embargo, se obtuvieron ciertas diferencias (como el desplazamiento en temperatura de la curva de resistencia) entre ambas respuestas, concluyendo así que las nanoestructuras al tener una interacción magnética local con el film no generen la misma respuesta que /poner un campo externo. Los resultados muestran que la red de puntos de 100 nm provocan una disminución de la resistencia que es más importante que en la muestra con puntos de 200 nm . Esto indica que, a pesar de que el área del film cubierta por puntos de permalloy es la misma ($\sim 10\%$), el área efectiva de afectación magnética es mayor con los puntos mas pequeños. Esto ha llevado a proponer una longitud de afectación λ en las que los efectos magnéticos se extienden por fuera de los puntos de permalloy.

Para explicar estos resultados, se implementó un modelo en el que se supuso que la zona de afectación del punto nanométrico es completamente ferromagnética, y se calculó su tamaño (λ) en función de la temperatura. Bajo este modelo se observó que inicialmente la zona de afectación es más pequeña que la nanoestructura para temperaturas por encima de la transición metal-aislante, y se expande hasta salir entre 80 y 100 nm fuera del punto nanométrico a bajas temperaturas. Estos son valores muy aceptables considerando que esa es la escala espacial de los dominios ferromagnéticos metálicos.

Desde el punto de vista de las aplicaciones, las nanoestructuras de Py pueden resultar útiles en aplicaciones prácticas, ya que aumentan la magnetorresistencia a altas temperaturas por lo que se requiere menor campo magnético para generar cambios de resistencia en el material. Además se ha notado que con las nanoestructuras también se puede desplazar la temperatura de transición metal aislante del compuesto. Es decir que en efecto las nanoestructuras de permalloy permiten el control del transporte eléctrico y del fenómeno de magnetorresistencia colosal en el compuesto $La_{2/3}Ca_{1/3}MnO_3$.

Referencias

- [1] Thomson, W. (1856). On the Electro-Dynamic Qualities of metals: Effects of Magnetization on the Electric Conductivity of Nickel and of Iron. Proc. R. Soc. Lond. pp: 546-550. doi: 10.1098/rspl.1856.0144
- [2] Dagotto, E. (2003). Nanoscale Phase Separation and Colossal Magnetoresistance: The physics of Manganites and Related Compunds. Springer: Berlin
- [3] Niebieskikwiat, D. (2003). Separación de Fases Electrónicas en $Pr_{1-x}(Ca, Sr)_xMnO_{3-\delta}$ y Magnetorresistencia Túnel en Sr_2FeMoO_6 . (Tesis doctoral). Instituto Balseiro y Centro Atómico de Bariloche. Bariloche.
- [4] Tokura, Y. (2000). Colossal magnetoresistive oxides. Overseas Publishers Association: Singapore.
- [5] P. Schiffer, A. Ramirez, W. Bao, S. Cheong. (1995). Low Temperature Magnetorresistance and the Magnetic Phase Diagram of $La_{1-x}Ca_xMnO_3$. Phys. Rev. Lett. 75. AT&T Laboratories: New Jersey.
- [6] Tomioka, Y. Tokura, Y. (1999) Metal-Insulator Phenomena Relevant to Charge/Orbital-Ordering in Perovskite-Type Manganese Oxides. Overseas Publishers Association: Singapore.
- [7] Vargas, R.A., Chiba, R., Andreoli, M., & Seo, E.S.M.. (2007). Síntese e caracterização dos pós de $Nd_{1-x}Sr_xMnO_3$ e $La_{1-x}Sr_xCo_{1-y}Fe_yO_3$. Matéria (Rio de Janeiro), 12(1), 8-21. Recuperado em 28 de janeiro de 2015, de http://www.scielo.br/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S1517-70762007000100003&lng=pt&tlng=pt. 10.1590/S1517-70762007000100003.
- [8] Zener. C. (1951). Interaction Between the d Shells in the Transition Metals. II. Ferromagnetic Compounds of Manganese with Perovskite Structure Phys. Rev. 82, 403.
- [9] Anderson, P. Hasegawa, H. (1955). Considerations on Double Exchange. Phys. Rev. 100, 675.
- [10] Bechlars, B. D'Alessandro, D. Jenkins, D. Lavarone, A. Glover, S. Kubiak, C. Long, J. (2010). High-spin ground states via electron delocalization in mixed-valence imidazolate-bridged divanadium complexes. Nature Chemistry 2, 362-368.
- [11] Blundell, S. (2001). Magnetism in Condensed Matter. 1 ed. Oxford University Press. Oxford University Press: New York.
- [12] Fäth, M. Freisem, S. Menovsky, A. Tomioka, Y. Aarts, J. Mydosh, J. (1999). Spatially Inhomogeneous Metal-Insulator Transition in Doped Manganites. Science 3 September 1999: 285 (5433), 1540-1542. [DOI:10.1126/science.285.5433.1540]

- [13] Ward, T. Gai, Z. Xu, X. Guo, H. Yin, L. Shen, J. (2011). Metal-Insulator Transition in Manganite Films through Surface Exchange Coupling with Magnetic Nanodots. *Physical Review Letters*. 106(157207). doi:10.1103/PhysRevLett.106.157207
- [14] Hertel, R., (2002). Thickness dependence of magnetization structures in thin Permalloy rectangles. *Zeitschrift für Metallkunde*. 93 (10), pp. 957-962. doi: 10.3139/146.020957
- [15] AMR Sensors. (2015). Recuperado de http://www.emg.tu-bs.de/forschung/mag_sens/amr_e.html
- [16] Nemes, N., Garcia, Mar., Szatmari, Z., Feher, T., Simon, F., Visani, C., Pena, V., Miller, C., Garcia, J., Bruno, F., Sefrioui, Z., Leon, C., Santamaria, J. (2008). Thickness Dependent Magnetic Anisotropy of Ultrathin LCMO Epitaxial Thin Films. *Magnetics, IEEE Transactions* 4 (11), pp.2926-2929. doi: 10.1109/TMAG.2008.2001523
- [17] Park, S. Lee, Y. (2003). Effects of Lattice-Strain-Induced Distortion and Jahn-Teller Coupling in $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3/\text{La}_{0.8}\text{Ca}_{0.2}\text{MnO}_3$ Epitaxial Films. Recuperado de <http://www.kps.or.kr/home/kor/journal/library/downloadPdf.asp?articleid=%7BCE83AB89-29B7-40AE-8722-708829C10452%7D>
- [18] Bye Argonne, (11/4/2014) From Science to Sweden. Recuperado de <http://fromsciencetosweden.wordpress.com/2010/07/30/bye-argonne>
- [19] Papavassiliou, G., Fardis, M., Belesi, M., Maris, T., Kallias, G., Pissas, M., ... Dolinsek, J. ^{55}Mn NMR Investigation of Electronic Phase Separation in $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ for $0,2 < x < 0,5$. *Phys Rev Lett*. 84, 761. pp. doi: 761-764. 10.1103/PhysRevLett.84.761
- [20] Heffner, R., Sonier, J., MacLaughlin, D., Nieuwenhuys, G., Ehlers, G., Mezei, F., Cheong, S., Gardner, J., Röder, H. (1999). Observation of two time scales in the ferromagnetic manganite $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3, x = 0,3$. *Phys Rev Lett*. 85, 3285, 4122. doi: 10.1103/PhysRevLett.85.3285
- [21] Merithew, R, Weissman, M. Hess, F. Spradling, P. Nowak, E. O'Donnell, J., Eckstein, J., Tokura, Y., Tomioka, Y. (2000). Mesoscopic Thermodynamics of an Inhomogeneous Colossal-Magnetoresistive Phase. *Phys. Rev. Lett*. 84, 12 pp. 3442-3445. doi: 10.1103/PhysRevLett.84.3442
- [22] Anisimov, V. Izyumov, Y. (2010). *Electronic Structure of Strongly Correlated Materials*. 1 ed. Springer: Berlin. doi: 10.1007/978-3-642-04826-5
- [23] Vaz, C. Hoffman, J. Ahn, C. Ramesh, R. (2010). Magnetoelectric coupling effects in multiferroic complex oxide composite structures. *Advanced Materials*. 22, pp: 2900-2918. doi: 10.1002/adma.200904326