

SUPERREDES MAGNÉTICAS

por

Pedro Prieto*

Resumen

Prieto P.: Superredes magnéticas. Rev. Acad. Colomb. Cienc. **29** (112): 395-409. 2005. ISSN 0370-3908.

Una superred magnética o multicapa, consiste en un arreglo secuencial alternado de capas de un material magnético y uno no-magnético con espesores en la escala de los nanómetros, dentro del rango de longitud característica de la interacción magnética entre las capas de la superred. Estas heteroestructuras exhiben comportamientos nuevos e interesantes en sus propiedades eléctricas, magnéticas y de transporte. El descubrimiento de la magnetorresistencia gigante (GMR) en ellas abrió una amplia gama de aplicaciones; la más importante ha sido como sensor de campo magnético para ser usado como cabeza de lectura en discos duros y en memorias magnéticas no volátiles (MRAM). Otro fenómeno, conocido como *Exchange Bias*, o polarización de intercambio, aparece cuando entran en contacto dos materiales uno ferromagnético y otro antiferromagnético. Las interacciones de sus momentos magnéticos en la superficie límite o interfaz cuando la muestra es enfriada bajo la acción de un campo magnético a temperaturas por debajo de la temperatura de Niel del material antiferromagnético hace que el ciclo de histéresis no sea simétrico y se desplace a lo largo del eje del campo la magnitud H_E . Un sistema ideal para estudiar este fenómeno de corrimiento de intercambio es la manganita $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ (LCMO), el cual dependiendo del dopaje de Ca exhibe fases ferro y antiferromagnética.

Palabras clave: Materiales magnéticos, superredes magnéticas, magnetorresistencia, interfaces ferro-antiferro, polarización de intercambio.

Abstract

Magnetic superlattices, also known as multilayers, are alternating thin layers of magnetic and nonmagnetic materials constructed with thicknesses on the order of magnitude of the characteristic length-range of the magnetic interactions between the layers in the superlattices. They have interesting properties with respect to resistance and magnetization. The discovery of giant magnetoresistance (GMR) effect in this magnetic superlattice allowed the developments of GMR sensors for reading heads of hard discs and non volatile magnetic memories (MRAM). Exchange Bias effect occurs when two materials, one ferromagnetic and another antiferromagnetic are in atomic contact after

* Departamento de Física. Universidad del Valle. A. A. 25360 Cali, Colombia.

the system is cooled below the respective Neel and Curie temperatures in an external cooling field. Its characteristic signature is the shift of the center of the hysteretic loop from its normal position to H_E . The $\text{La}_x\text{Ca}_{1-x}\text{MnO}_3$ (LCMO) manganite is an ideal system to study exchange bias effect, because depending of the Ca content the system exhibit ferro and antiferromagnetic behavior.

Key words: Magnetic materials, Magnetic superlattices, Ferro-antiferro interfaces, Magnetoresistance, Exchange bias.

1. Introducción

En el contexto de la física del estado sólido, el término “*electrónica*” comprende todos los efectos sobre el transporte electrónico que dependen de la carga del electrón. Los circuitos y dispositivos electrónicos generalmente se basan en el hecho de que los electrones poseen una carga eléctrica lo cual implica que se puede controlar el flujo de electrones, es decir la corriente eléctrica, por medio de campos eléctricos. El espín es otra propiedad del electrón, fundamental en el entendimiento de las propiedades magnéticas de los materiales, v. gr. incrementa el magnetismo en un material sólido. El flujo de electrones puede ser entonces controlado por medio de campos magnéticos externos. El término “*espintrónica*” o “*magnetoeléctrica*” comprende todos los fenómenos relacionados con la influencia del espín electrónico sobre los fenómenos de transporte en sólidos. En materiales ferromagnéticos (FM) el movimiento de un electrón depende fuertemente de la orientación del espín con respecto a la magnetización local. Es importante hacer notar aquí que en todos estos procesos de dispersión el principio de conservación del espín se cumple. La longitud de escala característica para la conservación del espín, es decir, su longitud de difusión, varía en el rango de algunos nanómetros a cientos de nanómetros (en Permalloy algunos nanómetros; en Co y algunas aleaciones magnéticas hasta unas decenas de nanómetros, mientras en metales no ferrosos como el Cu excede los 100 nanómetros). Cuando las dimensiones físicas del sistema son comparables con estas longitudes características, es decir, en el rango nanométrico, aparecen efectos magnéticos que no se dan en el material en bloque. La figura 1 muestra escalas de longitud de diferentes fenómenos físicos y las técnicas instrumentales relevantes para superredes metálicas¹. Las longitudes características, las cuales son diferentes dependiendo de la dirección de medida, juegan un papel fundamental en las propiedades magneto electrónicas de multicapas o superredes formadas por la deposición alternada de dos materiales con características magnéticas diferentes¹.

Muchas de las propiedades magnéticas de los materiales son modificadas cuando ellos crecen en forma de

película delgada o multicapa. Por ejemplo, la temperatura de Curie (T_C) decrece con el espesor; en una monocapa de Fe (110) depositada sobre tungsteno el T_C es de 225 K y de 282 K para la misma película cubierta con una capa de Ag. Una monocapa de Fe (100) no se ordena magnéticamente, lo cual es debido a que en una monocapa de este tipo, los próximos vecinos, correspondientes a la estructura en bloque (los átomos en el centro de la estructura bcc) no están presentes; si se adiciona los próximos vecinos con una bicapa de Fe (100) se tiene un T_C de 220 K cercano al valor de 225 K para la capa (110) donde los próximos vecinos aparecen en la monocapa^{2,3}.

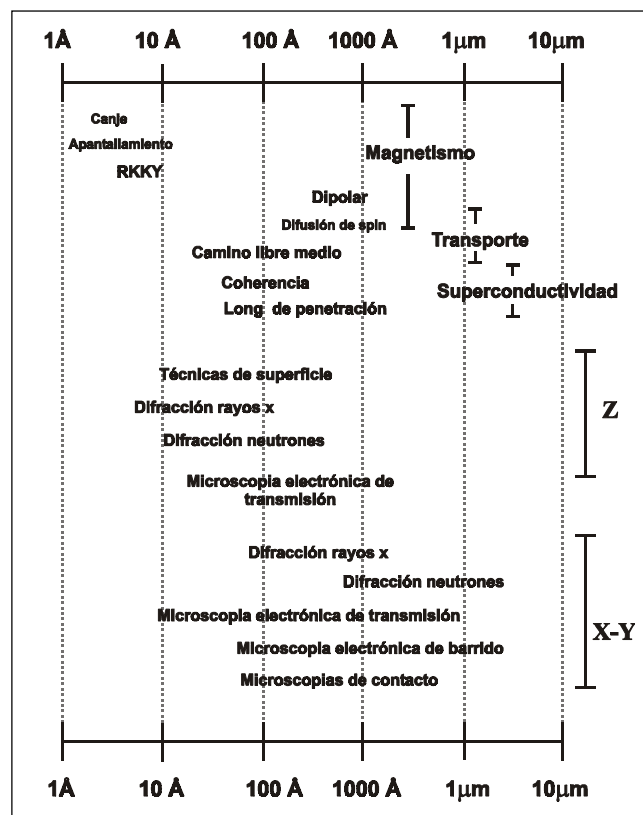


Figura 1. Escala de longitudes de fenómenos físicos y técnicas instrumentales relevantes para superredes metálicas. Nótese que la longitud característica es diferente dependiendo de la dirección de medida. Tomado de referencia 4.

El comportamiento de la magnetización de saturación (M_s), ó el momento magnético por átomo, a bajas temperaturas cambia en capas ultra-delgadas dependiendo de la capa de material no magnético adjunto. Por ejemplo se observa un incremento del momento del Fe de $2.2 \mu_B$ ($\mu_B = e\hbar/2m_e = 9.2740154 \times 10^{-24} \text{ J/T}$, el magnetón de Bohr) para el material en bloque a $2.5\mu_B$ para una monocapa de Fe en contacto con una capa de Au⁵.

El comportamiento crítico cerca de la temperatura de Curie es de gran relevancia para las propiedades de películas magnéticas ultra-delgadas. El comportamiento crítico esta relacionado con el modelo usado para describir la estructura magnética y las interacciones responsables del orden magnético. La pregunta clave es a qué espesor se pasa de un comportamiento tridimensional 3D a un comportamiento bidimensional 2D. Justo por debajo de T_C cuando se inicia el ordenamiento magnético la magnetización M esta dada por:

$$M(T) \propto (1 - T/T_C)^{-\beta} \quad (1)$$

β es el llamado exponente crítico y su valor depende del modelo 2D ó 3D utilizado y puede ser determinado experimentalmente por medio de mediciones cuidadosas de $M(T)$ cerca a T_C . Para películas delgadas de Ni se ha encontrado que la transición de 3D a 2D ocurre en espesores correspondientes a 6 monocapas (6 ML)⁶, los valores correspondiente de T_C son alrededor de 450 K correspondiente a un 70% del valor de 630 K en bloque. Para Fe y Co los puntos de Curie son 1042 y 1388 K respectivamente por lo que los valores de T_C en la región de transición 2D a 3D serían del orden de 700 K pero problemas de interdifusión entre la película y el sustrato cambian en la práctica este valor esperado. Los anteriores son ejemplos de fenómenos nuevos que aparecen en películas delgadas y multicapas de materiales magnéticos como se ilustra esquemáticamente en la figura 2. Adicionalmente, hay un efecto en el comportamiento magnético de una capa ó multicapa debido a la calidad de la superficie límite entre sustrato y película, o entre capas de diferente material^{7,8}. Llamamos en este trabajo interfaces a estas superficies límites.

El descubrimiento del efecto de magnetorresistencia gigante (GMR por sus siglas en inglés Giant Magneto-Resistance)⁹ simultáneamente, con el comportamiento oscilatorio de la interacción de intercambio en estructuras magnéticas consistentes de capas metálicas magnéticas separadas por capas metálicas no magnéticas¹⁰ dieron inicio a un intenso trabajo tanto experimental como teórico en el desarrollo de otros sistemas de multicapas magnéticas con avances significativos en los últimos 10 años.

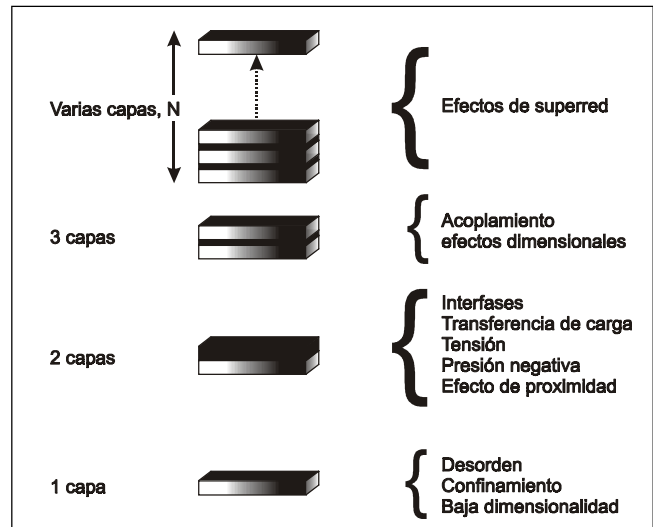


Figura 2. Posibles efectos en superredes dependiendo el número de capas. Adaptada de J. Santamaría y coautores.⁷

Este trabajo se concentra en presentar y discutir los efectos de magnetorresistencia gigante (GMR) que aparece en multicapas de materiales magnéticos y no magnéticos, específicamente en superredes de Fe/Cr, recalando la influencia de la rugosidad interfacial sobre la GMR; y en el efecto de intercambio por polarización (*Exchange Bias*) en multicapas ferro/antiferro de óxidos magnéticos, específicamente superredes ferro-antiferro de manganitas de $\text{La}_x\text{Ca}_{1-x}\text{MnO}_3$, resultados obtenidos dentro del desarrollo de proyectos de investigación por miembros (profesores y estudiantes) del Grupo de Investigación que dirijo.

2. Origen de la Magnetorresistencia Gigante GMR

La magnetorresistencia (MR) es el cambio en la resistencia eléctrica de un material conductor cuando éste se encuentra en presencia de un campo magnético externo. En materiales conductores no magnéticos, como por ejemplo en metales como Au, Cu, la magnetorresistencia es debida a la fuerza de Lorentz que un campo magnético ejerce sobre los electrones de conducción; es un efecto relativamente pequeño. En conductores magnéticos, Fe por ejemplo, la polarización de espín de los electrones genera una contribución a la magnetorresistencia¹². Las propiedades de transporte de los metales de transición puede ser expresada como la suma de dos contribuciones de los electrones de conducción con espín hacia arriba (\uparrow) y espín hacia abajo (\downarrow). La dependencia de la resistencia con el ángulo entre la magnetización y la corriente eléctrica es fuente de magnetorresistencia, se conocen con el nombre de magnetorresistencia anisótropa (AMR, por

sus siglas en inglés anisotropic magnetoresistance). El desorden de espín a escala atómica incrementa la resistividad de materiales ferromagnéticos. En el caso de multicapas magnéticas la resistencia puede disminuir a menos de la mitad de su valor original cuando se aplica un campo magnético. Este efecto es conocido con el nombre de magnetorresistencia gigante, GMR, fue descubierto en 1988⁹ en superredes de Fe/Cr. El efecto GMR se presenta en una gran variedad de superredes o nanoestructuras de otros materiales. La observación original de GMR hecha en “sándwich” cristalinos de superredes de Fe/Cr con orientación (100) crecidas por epitaxia de haces moleculares MBE. Se encontró que en campo magnético aplicado cero la magnetización de capas de Fe se alinea antiferromagnéticamente para ciertos espesores de la capa de Cr; cuando se aplica un campo magnético los momentos magnéticos de las capas se alinean paralelamente unos a otros, como se esquematiza en la figura 3. Este ordenamiento da como resultado que la resistencia de estas estructuras sea fuertemente dependiente del campo magnético aplicado siendo más alta cuando las capas ferromagnéticas de Fe se alinean antiparalelamente. La MR de tales estructuras es mucho mayor que la MR intrínseca de las capas de Fe y se incrementa con la disminución de la temperatura.

Estos resultados parecieron inicialmente algo “esotéricos” pero poco después se observó este efecto en superredes policristalinas de Fe/Cr, las cuales pueden ser crecidas de una manera más simple por pulverización catódica. Experimentos posteriores comprobaron que la

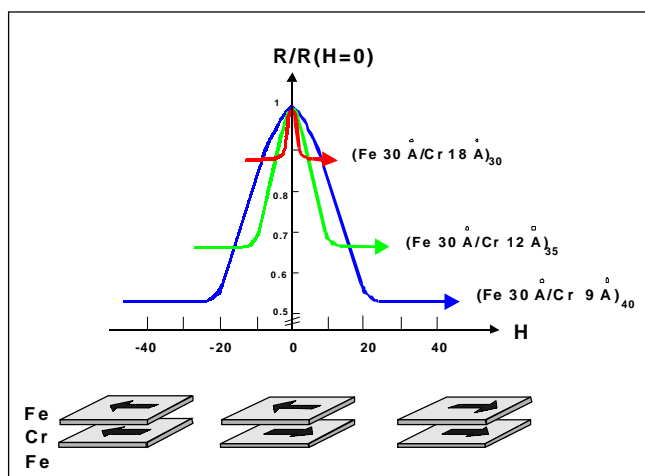


Figura 3. Efecto de magnetorresistencia gigante en superredes de Fe/Cr, Baibich,⁹ para tres espesores de Cr diferentes, manteniendo constante el espesor de la capa de Fe. El esquema inferior muestra las direcciones de magnetización de las capas en campo $H=0$ (acople antiferromagnético) y en campo de saturación (alineación paralela).

GMR podía ser observada en una amplia variedad de multicapas magnéticas de metales de transición. Adicionalmente, la magnitud GMR oscila con el aumento del espesor de la capa no-magnética;¹³ esto depende de que la magnetización de las capas ferromagnéticas se alinee paralela (acople ferromagnético) o antiparalelamente (acople antiferromagnético). Esta oscilación es causada por una oscilación en el signo de la interacción de intercambio (*Exchange Coupling*) entre las capas ferromagnéticas. El periodo de oscilación fue encontrado a ser justamente unas cuantas capas atómicas, típicamente alrededor de 1 nm, pero pudiendo variar hasta ~ 2 nm.

Esta interacción de intercambio entre capas, ó *Exchange Coupling* es una propiedad general de casi todos las superredes de metales magnéticos de transición *3d*, *4d*, or *5d* ó metales nobles. Únicamente las multicapas que interactúan antiferromagnéticamente muestran un efecto notorio de GMR, y es solo en estos sistemas en los que la orientación relativa de los momentos magnéticos de las capas vecinas es significativamente alterada por la aplicación de un campo magnético.

Cualitativamente se puede explicar la reducción de la resistencia en estas superredes magnéticas de acuerdo con el esquema de la figura 4. En los metales de transición las propiedades de transporte pueden ser expresadas como

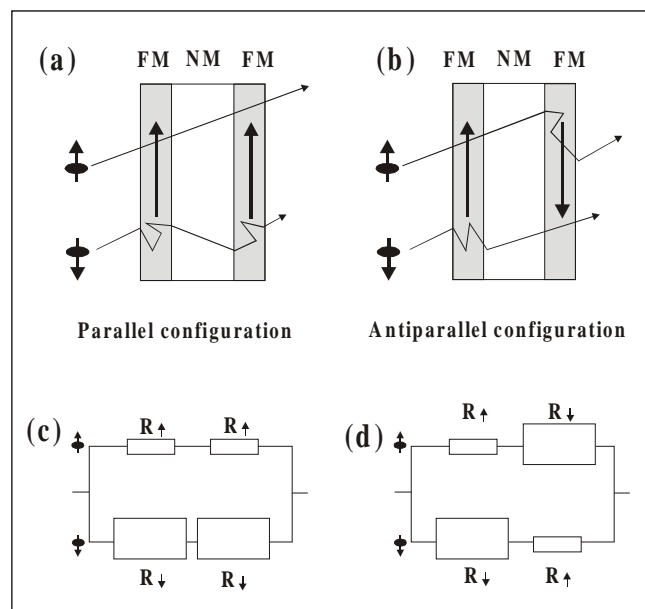


Figura 4. Esquema de una superred magnética. FM y NM representan las capas ferromagnética y no magnética respectivamente. (a) Configuración de magnetización paralela, bajo acción de un campo externo. (b) Configuración antiparalela, en campo cero. (c) y (d) muestra circuitos de resistencias a las configuraciones (a) y (b) respectivamente¹⁶.

las suma de dos contribuciones de los electrones de conducción con espín hacia arriba y espín hacia abajo. La GMR es una consecuencia de la no-equivalencia de esos dos canales de espín y el cambio en el estado de magnetización de la superred cuando se aplica el campo magnético¹⁵.

El modelo basado en dispersión dependiente de espín es el pilar para el entendimiento de la GMR. La figura-4 presenta un esquema de una superred compuesta de un material no magnético (NM) entre dos capas de material ferromagnético (FM); (a) representa la situación cuando existe un campo magnético externo, el cual obliga a que la magnetización de las dos capas FM se orienten paralelas entre sí y en la dirección del campo externo; (b) corresponde a la situación cuando no hay campo externo y la magnetización de las capas FM corresponde a la configuración antiparalela.

La dispersión dependiente de espín, presente en todo material ferromagnético, significa que electrones con espín opuesto a la magnetización son dispersados más efectivamente que aquellos con espín paralelo^{17, 12}, tal como se esquematiza en la figura 4 (c) y (d). La magnetización paralela y antiparalela en la superred muestra que cada capa magnética se comporta como una válvula selectiva de espín. Su dirección de magnetización determina cuál tipo de electrones, espín hacia arriba o hacia abajo, deja pasar predominantemente. La resistividad de un ferromagneto se expresa como:

$$\rho = \frac{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow}}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow}} \quad (2)$$

donde ρ_{\uparrow} y ρ_{\downarrow} son las resistividades para los electrones con espín hacia arriba y espín hacia abajo, respectivamente.

En superredes magnéticas, cuando la magnetización de las capas FM corresponde a la configuración paralela, figura 4 (a), esto es, cuando la superred está bajo la acción de un campo magnético externo, la resistencia de canal espín hacia arriba R_{\uparrow} es más pequeña que la resistencia para el canal espín hacia abajo R_{\downarrow} , figura 4 (c); la resistencia neta R_p llamada resistencia en configuración paralelo, está dada por:

$$R_p = \frac{2R_{\uparrow}R_{\downarrow}}{R_{\uparrow} + R_{\downarrow}} \quad (3)$$

Para el alineamiento antiparalelo, figura 4 (b), en campo cero, la magnetización alternada de las capas ferromagnéticas conlleva a una alta dispersión de los elec-

tronos en ambos canales de espín, figura 4 (d), y la resistencia en configuración antiparalelo R_{AP} está dada por:

$$R_{AP} = (R_{\uparrow} + R_{\downarrow})/4 \quad (4)$$

Expresando la magnetorresistencia (MR) como:

$$MR = \frac{R_{AP} - R_p}{R_p} = \frac{(R_{\downarrow} - R_{\uparrow})^2}{4R_{\downarrow}R_{\uparrow}} \quad (5)$$

3. Física de la Magnetorresistencia Gigante

Para explicar la GMR se han propuesto varios modelos teóricos, en general basados en la dispersión dependiente de espín¹⁸, y/o en la dependencia de la estructura de bandas con la configuración magnética¹⁹. De manera simple podemos asumir que los electrones ven dos potenciales en una superred: un potencial intrínseco que revela la periodicidad de la superred, y otro extrínseco que revela los defectos que actúan como fuentes aleatorias de dispersión a los electrones de conducción.

El potencial intrínseco para la configuración paralela tiene un período igual al período químico; para la antiparalela es el doble del período químico. Este puede ser representado por un potencial de Kronig-Penny, en el cual la altura de la barrera es diferente para los dos canales de espín hacia arriba y hacia abajo; y en la configuración AP se alternan escalones altos y bajos, como se muestra en el esquema de la figura 5. Los potenciales de dispersión son potenciales extrínsecos aleatorios asociados con defectos (impurezas, defectos estructurales, rugosidad entre capas) y se puede representar por estacas.¹⁹

En una primera aproximación, una contribución al potencial dispersor en la superficie límite entre capas (la interfaz) debido a la rugosidad se puede considerar como alguna modulación del escalón. Los potenciales de dispersión en la interfaz son dependientes de espín ya que el escalón en la interfaz está entre el límite de un metal magnético y uno no magnético. Los potenciales de dispersión debidos a impurezas y defectos en la región dentro de la capa (intracapa) son también dependientes de espín como en el material en bloque. Desde un punto de vista microscópico tanto el potencial intrínseco de la multicapa (escalón de potencial) como los extrínsecos debidos a defectos en la interfaz e intracapa son fuente de magnetorresistencia gigante. Introducir una distribución de defectos real que pueda predecir la proporción de las dos contribuciones no es una tarea fácil. Sin embargo, es posible extraer información de las dos contribuciones de medidas experimentales de GMR en muestras en las cuales se controle sistemáticamente la

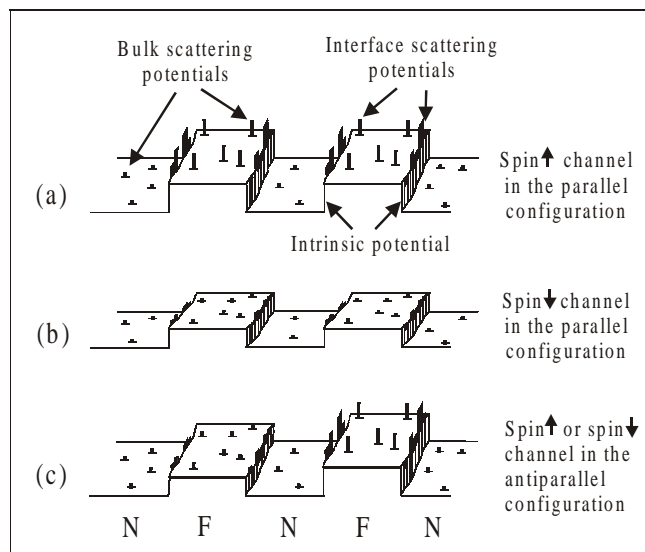


Figura 5. Esquema de las barreras de potencial para los electrones de conducción con espín hacia arriba y hacia abajo. F es la capa ferromagnética, N es la capa normal. (a) y (b) esquematizan la configuración paralela y (c) la antiparalela. Las estacas representan potenciales de dispersión aleatoria¹⁶.

concentración de defectos o impurezas. Pero siempre es difícil separar cuál es debido a cambios en la interfaz y cuál es debido a cambios en el grado de ordenamiento antiparalelo o a fluctuaciones de espín en la interfaz.

Las mediciones de magnetotransporte se pueden realizar en dos geometrías diferentes. La primera en la cual la dirección de circulación de la corriente aplicada está en el plano de la película, conocida como la geometría CIP (por sus siglas en inglés Current In the Plane). La segunda en la cual la dirección de circulación de la corriente es perpendicular al plano de la película, geometría CPP (de sus siglas en inglés Current Perpendicular to the Plane). Mediciones en geometría CPP no son fáciles de realizar debido a los valores bajos de resistencia de la superred; pero esta medición tiene la ventaja sobre la CIP de que permite hacer la deconvolución de las dispersiones de los electrones que ocurre en la intracapa de la que ocurre en las interfaces²².

4. Efecto de Polarización de Intercambio

Un efecto de interacción de intercambio entre momentos magnéticos adicional al *Exchange Coupling*, discutido anteriormente, es el llamado efecto de interacción por polarización de intercambio mejor conocido como "*Exchange Bias*"²³, observado por primera vez en partí-

culas Co, material ferromagnético (FM) cubiertas con óxido de Co, material antiferromagnético (AFM)²⁴. También ha sido observado en bicapas de película delgada de un material ferro y otro antiferromagnético²⁵. La característica particular (huella digital) de este efecto es el corrimiento del centro del ciclo de histéresis magnética de su posición normal $H = 0$ a $H = H_E$.

Este efecto tiene aplicación importante en la válvula de espín²⁶, multicapa que consta de una tricapa de dos materiales ferromagnéticos separados por una capa espaciadora no magnética, crecida sobre una capa antiferromagnética, como se ilustra en el esquema de la figura 6. La interacción por polarización de intercambio en la interfaz AFM-FM ancla la magnetización de la capa ferro a una dirección específica. La capa ferromagnética superior se magnetiza libremente en campos pequeños mientras que en la curva de histéresis de la capa ferromagnética anclada es desplazada la magnitud H_E hacia campos positivos (en este caso, pero se puede desplazar hacia campos negativos) a lo largo del eje magnético por la interacción de polarización de intercambio (*exchange bias*), gráfico superior de la figura 6. El ciclo ancho de histéresis está determinado por el campo coercitivo (H_C) de la capa ferro anclada, pero a su vez está siendo afectado por la anisotropía de intercambio.

El resultado mostrado en la figura 6 es para una capa ferromagnética libre de permalloy; su campo coercitivo es tan pequeño que no es detectable cuando la capa no anclada de permalloy conmuta a campo cero. La gráfica inferior de la figura 6 muestra la curva de MR es esta estructura. Se puede usar la densidad de energía superficial para describir la magnitud del efecto *Exchange Bias*. El campo de intercambio H_E esta dado por

$$H_E = \frac{\sigma_{EB}}{\mu_0 M_{FM} t_{FM}} \quad (6)$$

donde M_{FM} y t_{FM} son la magnetización y el espesor de la capa ferromagnética adjunta a la antiferromagnética, σ_{EB} la densidad de energía superficial en la interfaz FM-AFM. La tabla 1 da algunos valores de σ_{EB} .

Tabla 1

Material AF	σ_{EB} (mJ/m ²)	T_N (°C)	T_B (°C)
Fe50Mn50	0.05-0.47	217	150
Ni50Mn50	0.16-0.46	797	497
Pt50Mn50	<0.32	207	127
Ir18Mn82	0.19	417	265
NiO	0.05-0.48	252	180
CoO	0.14-0.48	20	<20

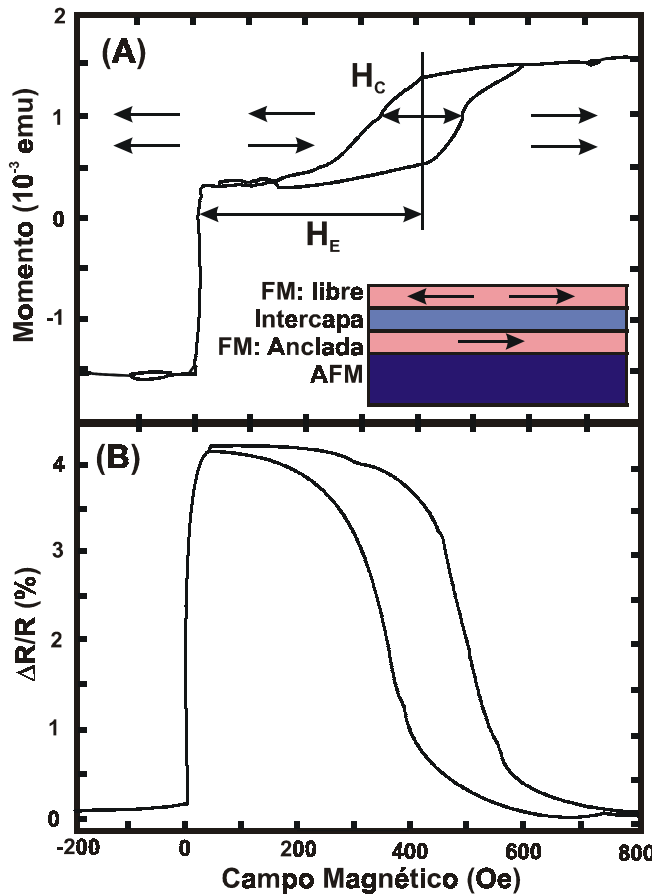


Figura 6. Ciclo de histéresis (gráfica superior) y magnetorresistencia $\Delta R/R$ (gráfica inferior) a temperatura ambiente para una válvula de espín (esquema) formada por la multicapa $Fe_2O/Ni_{80}(6nm)/Cu(2.2nm)/Fe_2O/Ni_80(4nm)/FeMn(7nm)$. Las flechas indican las orientaciones de la magnetización en las películas magnéticas. Adaptado de B. Dieny²⁶.

El efecto de la polarización de intercambio se puede explicar asumiendo una capa FM en contacto con una capa AFM y la interfaz entre las dos es ideal (planos atómicos paralelos a la superficie). El sistema se ha enfriado en un campo externo (field cooling) por debajo de la temperatura de Niel de la capa AFM. En la capa FM todos los momentos magnéticos están orientados en la misma dirección y paralelos a la interfaz; en la capa AFM la dirección de magnetización se cambia de un plano al siguiente como se ilustra en la figura 7a. Se asume que el alineamiento del material antiferromagnético es rígido, es decir, tiene una alta anisotropía (que correspondería a una alta temperatura de bloqueo, T_B). Para una interfaz completamente no compensada, es decir, todos los espines en la superficie límite tienen la misma dirección, el efecto de intercambio puede ser estimado, y es comparable con el intercambio entre los momentos magnéticos vecinos de

la capa ferro y de la antiferro. Los valores calculados para S_{EB} con estas suposiciones son dos órdenes de magnitud mayor que el encontrado experimentalmente. Además, aun en superficies completamente compensadas el efecto de polarización de intercambio tampoco puede ser explicado con el simple modelo indicado en la figura 7a. Se han propuesto varios modelos para explicar la discrepancia con los resultados experimentales. Mencionaré solamente el modelo de paredes de dominio y el modelo de campo aleatorio.

El modelo de pared de dominio propuesto por Mauri y colaboradores²⁸ atribuye el debilitamiento del efecto de intercambio interfacial al hecho de que los momentos magnéticos en el material antiferromagnético no son completamente rígidos. Los momentos magnéticos del antiferro en la interfaz son atraídos por los del ferro haciendo que se forme en el antiferro una pared de dominio paralela al plano de la muestra, como se ilustra en la figura 7b. Nótese que en este modelo la reducción en el intercambio interfacial

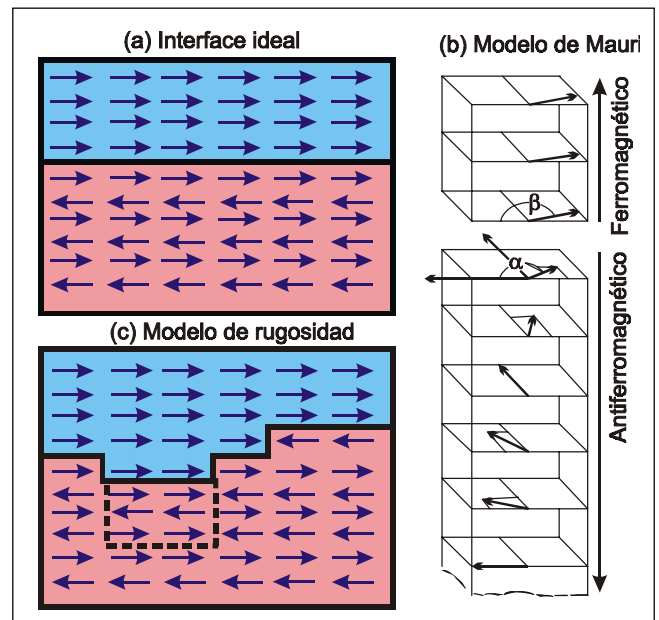


Figura 7. (a) Anisotropía de intercambio en una interfase ideal: Asumiendo un acoplamiento ferromagnético a través de la interfaz, los espines de la capa ferromagnética están no-compensados y se orientan de la misma manera que en la capa ferromagnética. (b) Formación de una pared de dominio en el antiferromagneto cuando la capa ferromagnética es magnetizada hacia la derecha. Arreglo no compensado cuando el acoplamiento de intercambio es mayor que la de anisotropía. (c) Interfaz real, con rugosidad en este caso. La interacción de intercambio entre vecinos próximos no puede ser enteramente satisfecha por lo tanto se tiene frustración de la orientación de los espines y la formación de paredes de dominio conduciendo a que el número efectivo de espines no compensados en la interfase se reduzca. Adaptado de Mauri²⁸.

ferro/antiferro ocurre aun en el caso de una interfaz atómicamente abrupta, entonces el efecto de intercambio esta relacionado más con la energía de la pared de dominio que con el intercambio interfacial en la superficie límite FM-AFM.

Este modelo es diferente al modelo de campo aleatorio planteado por primera vez por Malozsemoff²⁹ y esta basado en la rugosidad interfacial que siempre aparece en multicapas. En el caso de una superficie intrínsecamente no compensada la rugosidad da lugar a la formación de terrazas con espines en direcciones opuestas y por lo tanto a una compensación mesoscópica, como se esquematiza en la figura 7c. Sin embargo, en este caso un número pequeño de espines no compensados puede aparecer debido a los bordes de los escalones. Tanto en superficies compensadas como no compensadas se puede asumir la formación de dominios en la capa antiferromagnética cuando la capa ferromagnética es ordenada en un campo externo y el sistema es enfriado por debajo de la temperatura de bloqueo. En ambos modelos, la formación y el movimiento de paredes de dominio en el AFM al invertir la dirección del campo da lugar al aumento del campo coercitivo observado experimentalmente. En general se admite que el efecto de la polarización de intercambio es debido a los espines compensados en la interfaz FM/AFM, pero el número es mucho menor que en la superficie idealmente compensada. Una descripción realista debe incluir la rugosidad y el tamaño de grano así como ordenamientos no-colineales de los espines en la interfaz; esto depende explícitamente del tipo de material ferro/antiferro que forma la interfaz. En varios sistemas han sido observadas situaciones en las cuales los espines se orientan perpendiculares al eje fácil del AFM, lo que muestra la complejidad del efecto de polarización de intercambio en sistemas reales.²⁵ La figura 8 muestra una representación simplificada del efecto de polarización de intercambio en la curva de histéresis de una bicapa FM/AFM con una interfaz ideal. Con la introducción de técnicas modernas tales como difracción magnético con rayos X, espectroscopias usando radiación sincrónica y microscopias de fuerza magnética³⁰ es posible una visualización directa de los dominios magnéticos en las capas FM y AFM; esto permitiría una información más detallada de la anisotropía de intercambio que es usada en el desarrollo de modelos más elaborados para explicar este fenómeno.

5. Aplicaciones de Multicapas Magnéticas

La técnica de Pulverización catódica (sputtering) ha permitido el crecimiento de multicapas magnéticas de muchos sistemas, vgr., superredes de los sistemas Fe-Cr y

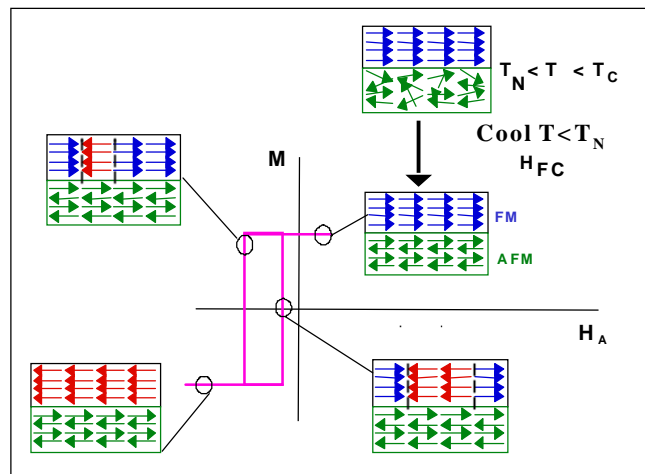


Figura 8. Ordenamiento de los espines en una interfaz FM/AFM cuando es enfriada en un campo magnético a temperatura T por debajo de la Temperatura de Neel (T_N) y el campo magnético aplicado H_A realiza un ciclo completo de histéresis.

óxidos de materiales, como las manganitas. En superredes metálicas el efecto de GMR ha alcanzado valores del orden del 110% a temperatura ambiente; valores entre el 50 al 60% pueden conseguirse con valores de campo que no superan los cientos de Oersted, y del 20 % con no más de unas decenas de Oersted. Estos valores de magnetorresistencia a temperatura ambiente hacen este sistema muy atractivo para una variedad de aplicaciones. Adicionalmente, dado el hecho de que estas multicapas se pueden preparar usando el método de pulverización catódica, el cual es perfectamente compatible con los de producción a gran escala de dispositivos electrónicos, hace más llamativo su uso en aplicaciones tecnológicas.

Las multicapas magnéticas son usadas en una gran variedad de aplicaciones como detectores de campo magnético: En la detección de la rotación de un objeto que gira, como por ejemplo, en sistemas de frenos en automóviles; detección de bits magnéticos en discos duros, etc. Hoy en día son necesarios, sistemas de multicapas cuya resistencia sea sensible a campos magnéticos bajos. Multicapas con efecto de GMR pueden alcanzar sensibilidades a campos bajo con mayor sensibilidad que sensores convencionales. En noviembre de 1997 IBM introdujo la primera generación de discos duros designada como "Deskstar*-16GP", cuya cabeza lectora era una multicapa magnética que usa el efecto de GMR, con la capacidad de leer áreas extremadamente pequeñas que corresponden a densidades de hasta 2.69 gigabits por pulgada cuadrada. Las cabezas de GMR permiten que densidades de almacenamiento mayores que 3.2 gigabytes por pulgada cuadrada puedan ser leídas en un disco 3.5- pulgadas de diámetro. La rápida evolución

de la tecnología de almacenamiento magnético se ilustra en la figura 9.³¹ Para este año se prevé que se alcance 250 gigabits por pulgada cuadrada.

6. Crecimiento de las superredes magnéticas

En el laboratorio de Películas Delgadas de la Universidad de California, en San Diego, (USA) fueron crecidas por la técnica de magnetrón sputtering multicapas del sistema Nb-(Fe/Cr)_N-Nb. En este experimento se fijó el espesor de la capa ferromagnética y la capa normal a Fe(3nm)/Cr(1.2nm) y se varió la presión, P, del gas residual.

El espesor de la capa de Cr corresponde al primer pico del acoplamiento antiferro-magnético señalado para la superred (110) Fe/Cr.¹³ Las superredes fueron crecidas sobre sustratos de Si, a temperatura ambiente. Como la estructura interfacial de la superred es fuertemente sensible a las condiciones de crecimiento, se tuvo bastante cuidado en blindar el haz de partículas, para evitar contaminación; en mantener constante la rata de deposición así como la potencia durante el proceso de pulverización. La rugosidad interfacial fue variada sistemáticamente cambiando la presión del gas durante el crecimiento, y aumentando el espesor total de la superred. Para mediciones de magnetorresistencia en la geometría CPP, se crecieron multicapas de Nb/Fe-Cr/Nb, en donde el Niobio superconductor sirve como electrodo. Las capas de Nb fueron crecidas *in situ* a una presión 3 mTorr y a temperatura ambiente.

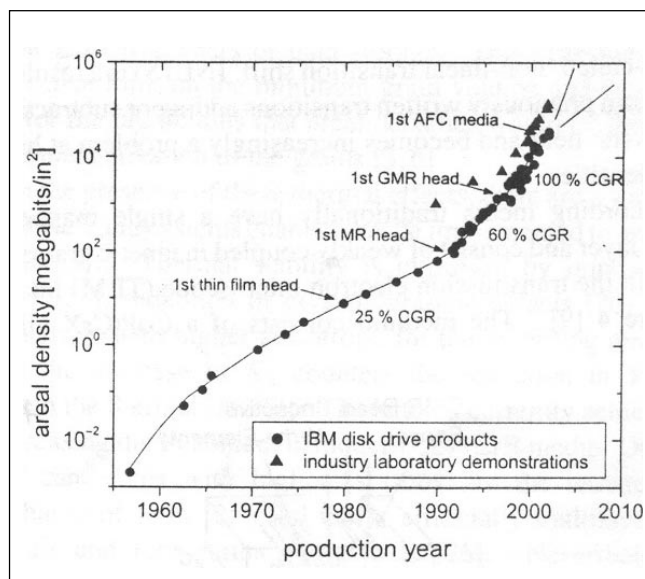


Figura 9. Progresos en la densidad de almacenamiento magnético desde su invención. Gráfica cortesía de Grochowski.³¹

Las multicapas fueron caracterizadas estructuralmente por difracción de rayos X (XRD) a bajo ángulo y técnica de mapeo de composición química por espectroscopía de pérdida de energía de electrones (EELS) en imágenes de microscopía electrónica (EFTEM). La figura 10 muestra la caracterización estructural de la interfaz por XRD de una multicapa de Nb/[Fe(12nm)Cr(3nm)]_N/Nb y la imagen EFTEM en corte transversal de la misma multicapa. Estas técnicas complementarias permiten extraer valores cuantitativos de la rugosidad interfacial.

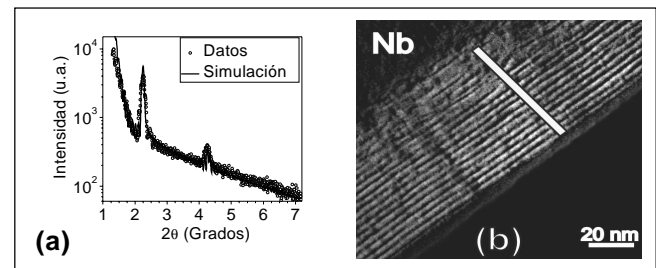


Figura 10. Espectro de difracción de rayos X a bajo ángulo (a) y micrografía EFTEM (b) de una superred de Fe/Cr entre electrodos de Nb.

7. Medidas de magnetotransporte en superredes de Fe/Cr

Las mediciones de magneto transporte fueron realizadas con la geometría CPP, la cual permite obtener medida de la resistividad y de la magnetorresistencia independientemente. Para las mediciones de resistencia y magnetorresistencia con la geometría corriente en el Plano (CIP de sus siglas en ingles Current in Plane) se depositó la superred directamente sobre el sustrato de silicio, y usando fotolitografía óptica se hizo un puente de 40 μm de ancho, el cual permite realizar medidas de cuatro puntas con una geometría definida. Para las mediciones de resistencia y MR en la geometría CPP se realizó un procedimiento fotolitográfico que asegure que la corriente fluye en dirección perpendicular al plano de la película. Para esto se diseñó el litografiar columnas de área transversal de algunas micras cuadradas, y conectarlas en serie. El procedimiento fotolitográfico seguido es descrito con detalle por Cyrille y Gómez.³³ Un corte transversal de las columnas de la superred y su conexión en serie con los electrodos de Nb se ilustra esquemáticamente en la figura 11 (a). Una fotografía óptica del plano superior de la muestra litografiada se muestra en la figura 11 (b), en donde se indican la dirección del flujo de la corriente I y los puntos donde se lee la caída de potencial. Cuando el Nb es superconductor, la distribución de corriente en los electrodos de Nb es uniforme y la corriente fluye perpendicular al plano del sustrato dentro de las columnas.

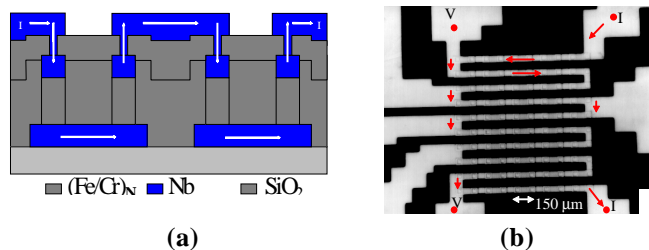


Figure 11. (a) Esquema transversal de las pilas fotolitografiadas para mediciones de transporte en la geometría CPP³³ en las multicapas Nb/[Fe/Cr]_N/Nb. (b) Microfotografía óptica de una muestra típica. Las flechas indican la dirección de circulación de la corriente I; V los puntos donde se lee la caída de potencial.

Las mediciones de resistencia fueron realizadas con la técnica usual de cuatro puntas. La resistividad se determina siempre promediando las mediciones tomadas con corrientes en direcciones opuestas para así promediar cualquier corrimiento en el voltaje.

La figura 12 muestra las medidas de magnetorresistencia en la geometría CPP y la geometría CIP en muestras crecidas simultáneamente³⁴. Como puede observarse el efecto GMR es mayor cuando la corriente circula perpendicular a las interfaces.

Se realizaron medidas de magnetización a baja temperatura (10 K) con el fin de obtener una medida cuantitativa de la fracción de la muestra que está alineada antiferromagnéticamente, fracción que contribuye a la magnetorresistencia gigante de acuerdo con el siguiente argumento. La

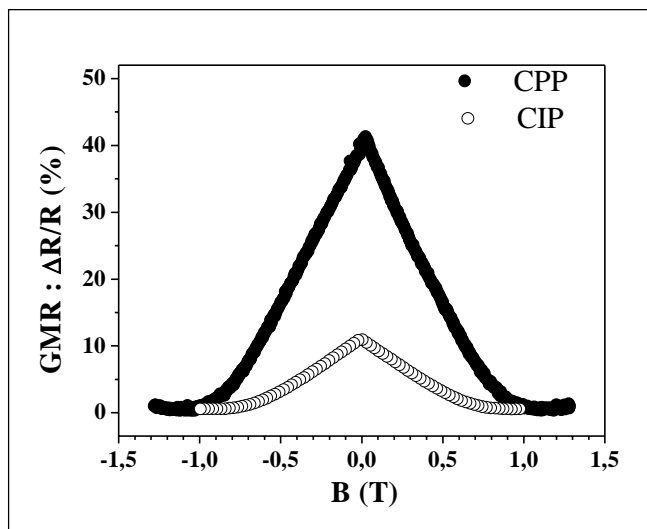


Figura 12. Magnetorresistencia en una superred de Fe/Cr medida con las geometrías CIP (círculos abiertos) y CPP (círculos llenos)

figura 13 (a) muestra esquemáticamente una interfaz Fe/Cr, en la cual el espesor de Cr es tal que las capas de Fe se alinean antiferromagnéticamente. El ciclo de histéresis correspondiente se muestra en (b), en donde la magnetización remanente es cercana a cero que es lo esperado de un alineamiento antiferromagnético, pero el cual puede revertirse a través de ángulos de 90° entre capas magnéticas adyacentes.³⁵ La relación M_r/M_s se puede interpretar como una medida del volumen de la muestra que está alineada ferromagnéticamente. Cuando hay rugosidad interfacial la relación M_r/M_s es menor debido a cambios locales en el acoplamiento entre capas ó a cortos magnéticos, tal como se esquematiza en (c). El ciclo de magnetización correspondiente se muestra en la figura 13 (d). De los ciclos de histéresis se puede extraer la magnetización remanente y de saturación y el campo coercitivo. La expresión:

$$(1 - M_r/M_s) \quad (7)$$

define la fracción volumétrica de la muestra que está acoplada antiferromagnéticamente. Las mediciones de magnetización se hicieron usando un SQUID, a 10K.

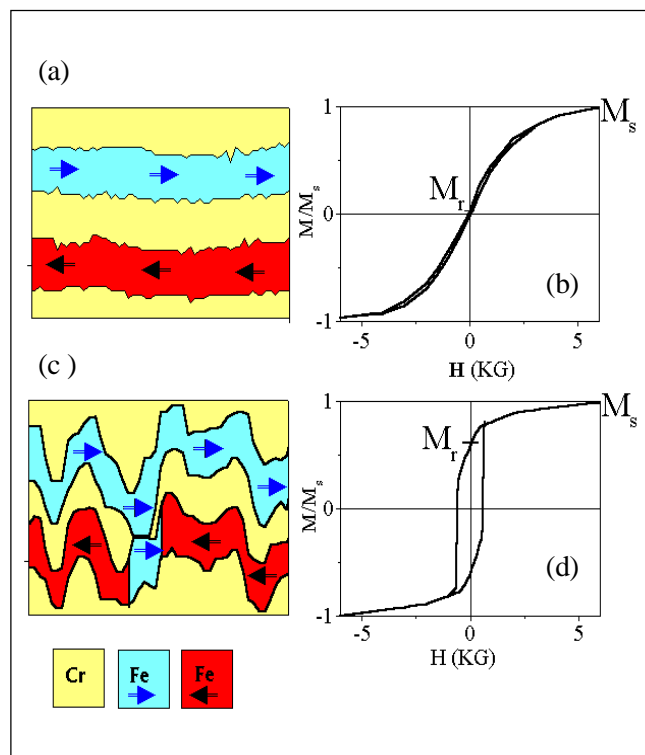


Figura 13. Esquema de dos perfiles interfaciales en una superred mostrando una muestra alineada antiferromagnéticamente total (a) y parcialmente (c). Los respectivos ciclos de magnetización normalizados se muestran en (b) y (d) respectivamente.

La figura 14 muestra la dependencia de la magnetización remanente (M_r) normalizada a la magnetización de saturación (M_s) con el número de bicapas N (a) y con la presión de sputtering³³ (b) para superredes de $[\text{Fe}(3\text{nm})/\text{Cr}(1.3\text{nm})]_{20}$. Observamos un decrecimiento leve del 10% de M_r/M_s cuando se incrementa N en el rango entre 10 a 60 bicapas; con un valor calculado de M_r/M_s es de. La relativa insensibilidad de esta razón con el número de bicapas provee una fuerte evidencia del grado de correlación grado entre rugosidad y parámetros de crecimiento. En la dependencia con la presión, figura 14 (b), se observa un incremento M_r/M_s con el incremento de la presión en el rango de 4 a 12 mTorr, indicando una disminución ó pérdida del acoplamiento antiferromagnético. Ese incremento de M_r/M_s se puede deber a, por ejemplo, un incremento en la densidad de cortos ferromagnéticos entre las capas de hierro a través de la capa de cromo (debido a lo que se conoce como *pinholes*), figura 13(c), talvez en las fronteras de grano; ó quizás a fluctuaciones del espesor de la capa de Cr que cambian el acople antiferromagnético localmente, figura 13(c).

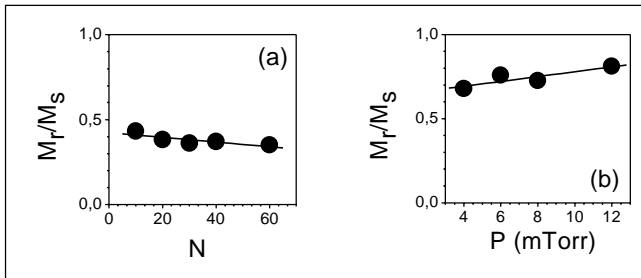


Figura 14. Magnetización remanente M_r normalizada a la magnetización de saturación M_s , (a) como función de N , para muestras crecidas a 5 mTorr; (b) como función de la presión de sputtering para $N=20$. La línea continua es ayuda visual.

Las medidas de transporte fueron hechas en superredes de $[\text{Fe}(3\text{nm})/\text{Cr}(1.2\text{nm})]_N$, con $10 \leq N \leq 40$ en ambas geometrías, corriente perpendicular al plano (CPP) y corriente en el plano (CIP). Por debajo de la temperatura crítica, T_c , del Nb las 100 columnas conectadas en serie proveen una resistencia en el rango de $\text{m}\Omega$, la cual puede ser medida por métodos convencionales. La distribución uniforme de corriente en los electrodos superconductores y la pequeña resistencia de contacto superred-electrodo nos permite asegurar que la resistencia medida es la intrínseca de la superred.

Una observación detallada de esas gráficas nos permite aseverar lo siguiente: La resistividad en la geometría

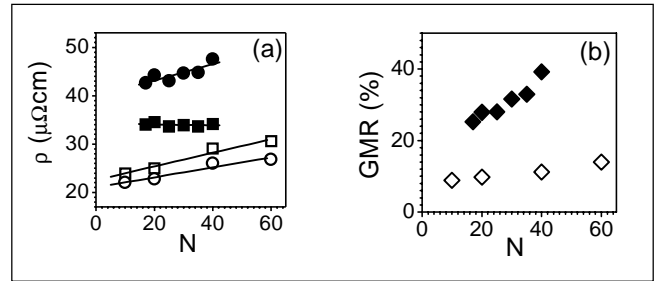


Figura 15 (a) Resistividad en la configuración magnética antiparalela ρ_{AP} (cuadros) y en la configuración paralela ρ_p (círculos) como función de N en las geometrías CIP (símbolos abiertos) y CPP (símbolos llenos) para superredes $[\text{Fe}(3\text{nm})/\text{Cr}(1.2\text{nm})]_N$. (b) Relación GMR como función de N en la geometría CIP (diamantes abiertos) y CPP (diamantes llenos). Las líneas son ayuda visual.

CPP es siempre mayor que en la geometría CIP; En la geometría CPP ρ_{AP} muestra un rápido incremento con N mientras ρ_p permanece constante; los valores medidos de GMR en la geometría CPP son siempre mayores hasta por un factor 4 que en la geometría CIP. El incremento de la resistividad CIP y GMR con N puede ser explicado por un incremento de la rugosidad correlacionada en la columna de la superred. Cuando N aumenta, la rugosidad correlacionada alcanza a ser suficientemente alta para tener una contribución sustancial de la corriente fluyendo a través de las interfaces.

Una posible explicación del incremento de GMR en la geometría CPP es el incremento de la dispersión dependiente de espín con la rugosidad. En saturación, los electrones de una orientación de espín dominan el transporte. Siendo ρ_p constante con N indica que esos electrones son débilmente dispersados por el incremento en la rugosidad. De otro lado, ρ_{AP} y GMR incrementan con N mientras los electrones de ambas direcciones de espín contribuyen al transporte. Consecuentemente los electrones mayoritarios son fuertemente dispersados por el desorden interfacial y la rugosidad correlacionada actúa como un potencial de dispersión altamente selectivo de espín.

El efecto GMR puede ser explicado cualitativa y cuantitativamente teniendo en cuenta una asimetría de espín de los parámetros que describen las propiedades de transporte de dos canales de espín, hacia arriba (\uparrow) y hacia abajo (\downarrow) para los electrones de conducción³⁶.

Como se muestra en la figura 16, ambas magnetorresistencia, GMR ($\Delta\rho$), y resistividad (r) crecen con el incremento de la presión. Esto es una clara indicación de un incremento de la dispersión dependiente de espín y aquí un aumento de la asimetría de espín de la dispersión.

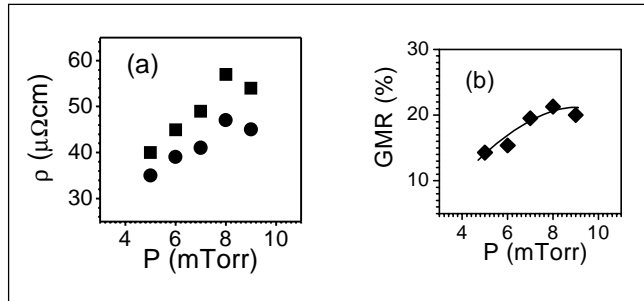


Figura 16. (a) Dependencia con la presión de la resistividad CPP para superredes de $[\text{Fe}(3\text{nm})/\text{Cr}(1.2\text{nm})]_{20}$ en la configuración magnética antiparalela ρ_{AP} (cuadrados) y paralela ρ_P (círculos). (b) Relación CPP-GMR como función de la presión de sputtering. Línea es guía visual.

8. Efecto de Polarización de Intercambio y propiedades de magneto-transporte en superredes de manganitas

Los óxidos magnéticos han sido objeto de una intensa actividad investigativa en los últimos años en particular para entender y ampliar las observaciones de la magnetorresistencia colosal (*Colossal Magneto Resistance CMR*) que fue observada en películas magnéticas tipo perovskita,^{37,38} así como el efecto del *Exchange Bias* o polarización de intercambio en interfaces de óxidos ferromagnéticos con óxidos antiferromagnéticos. En este tipo de estructuras un entendimiento del fenómeno de intercambio aun esta lejos de ser comprendido.²⁵

Si el espesor de la capa ferromagnética (t_{FM}) es menor que el espesor de la pared de dominio (δ_{dw}), la respuesta de la capa FM a un campo aplicado causa una rotación de los espines en la capa antiferromagnética cerca a la interfaz. En esta aproximación el campo de *intercambio* viene dado por:³⁹

$$H_E = -2 \frac{K_{AFM} \delta_{AFM}}{M_s t_{FM}} \quad (8)$$

donde δ_{AFM} es el espesor de la pared de dominio y K_{AFM} es el coeficiente de anisotropía magnética en la capa antiferromagnética (AFM).

La existencia de polarización de intercambio en multicapas de manganitas con capas alternas de la fase ferromagnética $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ y la fase antiferromagnética $\text{La}_{1/3}\text{Ca}_{2/3}\text{MnO}_3$ ha sido registrada previamente.^{40,41} Estos resultados revelan que una polarización de intercambio aparece en estas multicapas a temperaturas por debajo de la temperatura de bloqueo (T_B), que es menor que la temperatura de Neel T_N de la capa AFM y la temperatura de curie T_C de la capa FM. Por encima de T_B el orden AFM en los granos no es suficientemente estable para soportar la polarización de intercambio⁴², por debajo de T_B el orden AFM se hace esta-

ble siendo la anisotropía direccional a bajas temperaturas dependiente de la energía de la pared de dominio cerca a la interfaz. Adicionalmente se ha observado que el acoplamiento de intercambio para $T_B < T_N$ muestra un ciclo de histéresis asimétrico debido a la transición irreversible del desorden AFM de los dominios en la capa AF. En esta sección se discuten los resultados del efecto de intercambio en superredes epitaxiales $[\text{La}_{1/3}\text{Ca}_{2/3}\text{MnO}_3(20\text{u.c.})/\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3(N\text{ u.c.})]_{14}$ como función de la temperatura y del número de celdas unitarias (N) de la capa FM.

Las superredes FM/AF fueron crecidas sobre substratos monocristalinos de SrTiO_3 con orientación (100) usando un método de pulverización catódica a altas presiones de oxígeno⁴³ existente en el grupo de películas delgadas de la Universidad del Valle. Se usaron blancos sinterizados con estequiometrías $\text{La}_{1/3}\text{Ca}_{2/3}\text{MnO}_3$, para las capas (AFM) y $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$ para las capas FM. El crecimiento de las superredes se lleva a cabo en una atmósfera de oxígeno a 3.5 mbar y a temperaturas de sustrato de 850°C; la tasa de deposición fueron aproximadamente 1.5 nm/min para ambos tipos de óxidos magnéticos. La modulación L de la bicapas varió entre 6 y 13 nm y el espesor total de las multicapas fue de aproximadamente de 180 nm. Las mediciones magnéticas fueron hechas en un magnetómetro SQUID de Quantum Design™. Los campos coercitivos y el campo de intercambio fueron obtenidos de ciclos isotérmicos de magnetización a bajas temperaturas después de un enfriamiento en la presencia de campo magnético de 20 KOe desde temperatura ambiente hasta 20 K.

Una imagen de microscopía electrónica en sección transversal mostrando las interfaces entre una capa AFM y dos FM se muestra en la figura 17. Esta medida corrobora

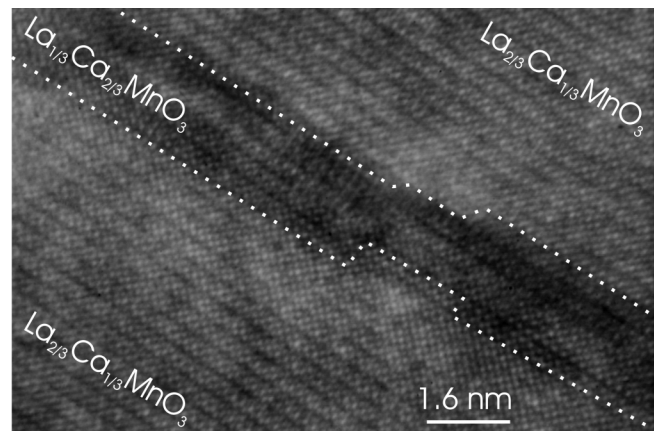


Figura 17. Micrografía de microscopía electrónica de transmisión (TEM) con resolución de plano atómico de la superred de $[\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3(20\text{u.c.})/\text{La}_{1/3}\text{Ca}_{2/3}\text{MnO}_3(5\text{ u.c.})]_N$.

ra los análisis de difracción de rayos X mostrados en la figura 18 para una superred $[AF_{15u.c.}/FM_{3u.c.}]_{21}$.

El espectro de rayos X a alto ángulo muestra picos de superestructura debido a la modulación química de la superred. La modulación obtenida de la posición de estos picos para esta estructura fue 7 nm en buena concordancia con el valor nominal usando la tasa de deposición de cada una de la capas. La gráfica interior muestra la simulación de la superred usando el programa de refinamiento SUPREX 9.0⁴⁶ obtenido del laboratorio de películas delgadas del profesor I. K Schuller en UCSD. La simulaciones en esta estructura nos permiten afirmar que la rugosidad interfacial es del orden de una constante de red como se puede observar el los análisis de TEM.

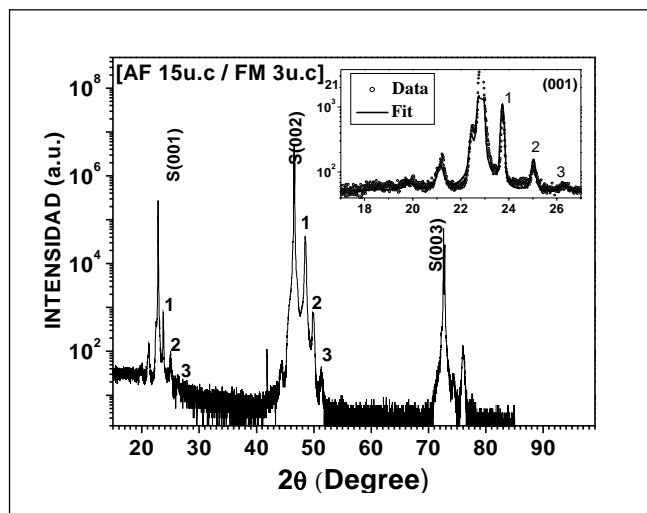


Figura 18. Patrón de difracción de rayos X a ángulo grande para una superred $[AF_{15u.c.}/FM_{3u.c.}]_{21}$ crecida sobre un sustrato monocristalino de $SrTiO_3$. Los picos de Bragg del sustrato están marcados con una (S). El orden de los picos satélites está indicado. El recuadro muestra la simulación con SUPREX 9.0 de la estructura^{44,45}

En la figura 19 se muestran las medidas de magnetorresistencia para la superred $[AF20 u.c./FM15 u.c.]_{14}$ a 15 K. La curva de MR muestra una asimetría en la altura y posición del máximo debido, probablemente, a los efectos de interfaz entre las capa FM y AFM presentes en el sistema. Estos resultados concuerdan bastante bien con reportes recientes en multicapas de manganitas⁴⁷. Ciclos de histéresis isotérmicos fueron medidos para todas las superredes, sin campo, ZFC, y con campo aplicado, FC.

La figura 20 muestra dos ciclos de histéresis para la superred de 16 bicapas con espesores AF de 20u.c., y FM de 10 c.u. El campo de enfriamiento fue de 2.0 KOe. El

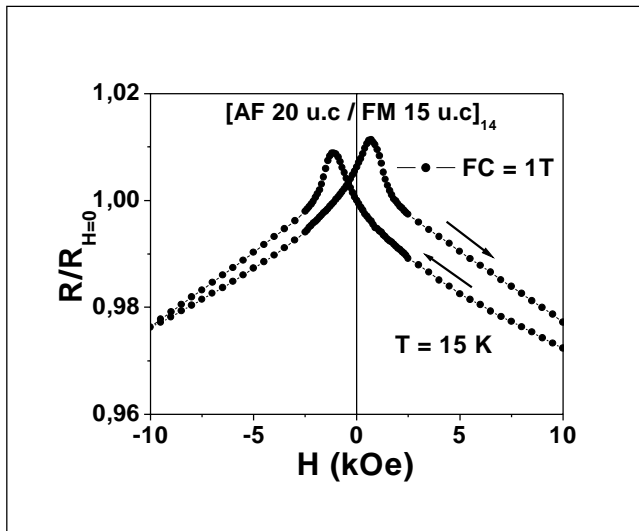


Figura 19. Magnetorresistencia normalizada medida a 15 K después de un enfriamiento en campo magnético, FC, desde temperatura ambiente. Las flechas indican la dirección del cambio de campo magnético⁴¹

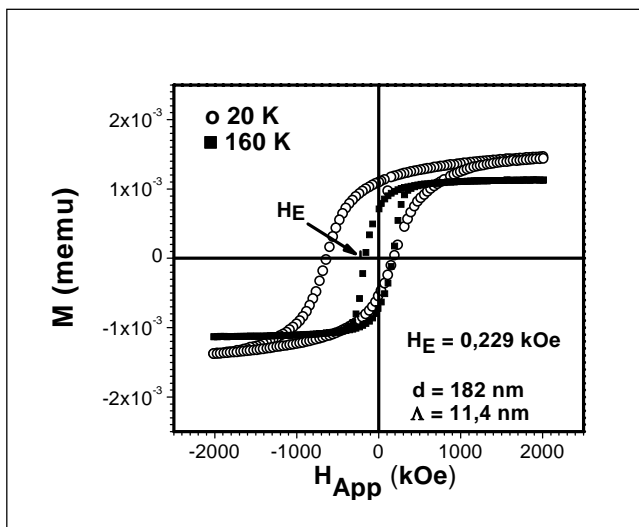


Figura 20. Ciclos de histéresis de la superred magnética $[AF_{20u.c.}/FM_{10u.c.}]_{16}$, medida a 20 y 160 K después de un enfriamiento en un campo de 2.0 KOe desde temperatura ambiente.

ciclo a 160 K es simétrico con respecto al ciclo de campo cero mientras que el ciclo de campo 229 Oe, evidenciando el efecto de polarización de intercambio en estas superredes. Estos resultados son consistentes con el valor de la T_N de la capa AFM que es aproximadamente 150 K.

Para todas las superredes se analizó la dependencia del campo H_E con temperatura. En un conjunto de muestras

hemos dejado el espesor de la capa antiferromagnética fija en 20 u.c., y hemos variado el espesor de la capa ferromagnética entre 10 y 20 u.c. Para cada superred se encontró una dependencia exponencial de H_E con la temperatura, como la que se muestra en la figura 21 para la superred $[AF_{20 \text{ u.c.}}/FM_{10 \text{ u.c.}}]_{16}$. Los datos ajustan a un decaimiento exponencial del tipo:

$$H_{ex} = H_0 * \exp\left(-\frac{T}{T_0}\right) + C \quad (9)$$

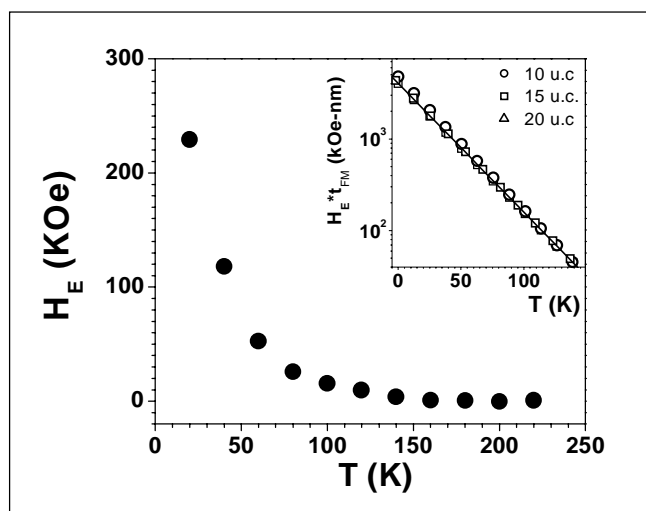


Figura 21. Dependencia del campo de intercambio H_E con la temperatura para la superred $[AF_{20 \text{ u.c.}}/FM_{10 \text{ u.c.}}]_{16}$. La figura interior muestra el producto $H_E * t_{FM}$ como función de la temperatura para superredes con $t_{AFM} = 20 \text{ u.c.}$ y diferentes valores de t_{FM} : 10 u.c., círculos, 15 u.c., cuadrados, y 20 u.c. triángulos.

Esta dependencia es consecuencia de la frustración de la orientación de los momentos magnéticos en la interfaz entre las capas ferro y antiferro debido a interacciones competitivas; esta dependencia ha sido observada también en el sistema la ferrita $NiFe_2O_4$ ⁴⁸. El producto H_E por el espesor de la capa ferromagnética t_{FM} , para todos los espesores t_{FM} , mostrado en la figura insertada, cae sobre una única recta, indicando que el mecanismo del *Exchange bias* en este sistema es independiente del espesor de la capa ferromagnética.

9. Conclusiones

Es realmente sorprendente que en menos de una década las superredes magnéticas hayan pasado de ser una curiosidad científica a convertirse en materiales de una enorme importancia tecnológica. Este tipo de estructuras presenta

una serie de considerable de nuevos fenómenos y efectos físicos no predecibles 20 años atrás, algunos de los cuales hemos estudiado; y parte de esos resultados han sido discutidos en este trabajo. El estudio de sus propiedades estructurales y de magneto-transporte junto con el avance en las técnicas de preparación, específicamente la de pulverización catódica en atmósfera de oxígeno a altas presiones, la cual disponemos en el laboratorio de películas delgadas, nos ha permitido elaborar estructuras con espesores de solamente dos a tres capas atómicas, con la reproducibilidad suficiente para hacer estudios sistemáticos. Los análisis futuros parecen dirigirse al estudio de nano-estructuras magnéticas con materiales estructurados en una dimensión en alambres cuánticos o en cero dimensiones como puntos cuánticos. Específicamente, los resultados obtenidos en el laboratorio de películas delgadas en colaboración mutua con otros grupos de investigación en el crecimiento, caracterización y análisis de superredes magnéticas, nos ha permitido incursionar en el campo de nanoestructuras magnéticas de óxidos de materiales. Se han hecho contribuciones importantes en las propiedades magnéticas de estas superredes y su dependencia con los parámetros de crecimiento, reflejadas en publicaciones en revistas científicas de circulación internacional⁴⁹ además de las mencionadas a lo largo del texto. Pero lo más importante es que me ha permitido contribuir con la formación de jóvenes científicos al más alto nivel, reflejado en las tesis de maestría y doctorado en física, no solo en el campo de las superredes magnéticas sino en los otros tipos de óxidos y heteroestructuras que se estudian en el grupo de investigación.

Agradecimientos

Quiero agradecer a todos los miembros del Grupo de Películas Delgadas (GPD) de la Universidad del Valle, especialmente a la profesora M. E. Gómez, por hacer disponibles sus resultados en multicapas de Fe/Cr, al profesor I. Schuller de la UCSD en San Diego, California, por el apoyo dado al GPD en los últimos años, al Profesor J. Guimpel del Centro Atómico de Bariloche, Argentina por los análisis estructurales en multicapas de manganitas, y a La Universidad del Valle y a COLCIENCIAS por el soporte dado al GPD a través de diversos proyectos de investigación.

Bibliografía

- 1 Schuller, Ivan K. *Phys.Rev. Lett.* **44** 1597 (1980).
- 2 Gradmann U. "*Handbook of Magnetic Materials*" Elsevier (1993).
- 3 de Jorge W.J.M. et al. In "*Ultrathin Magnetic Structures*" Springer Verlag (1994).

- 4 **Schuller, I. K. S. Kim, C Leighton.** *J. Magn Magn Matter* **200** 571, 582 (1999).
- 5 **Mitani S. et al.** *J. Magn. Matter* **156**, 7 (1996).
- 6 **Li, Y. K.** Baberschke *Phys. Rev. Lett.* **68** 1208 (1992).
- 7 **Santamaría, J. J. L. Vicent, I. K. Schuller.** *Revista Española de Física* **16**(3) 12 (2002).
- 8 **Baibich, M. N. et al.;** *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- 9 **Binasch, G. P. Grünberg, F. Saurenbach and W. Zinn,** *Phys. Rev. B* **39** 4828 (1989).
- 10 **Grünberg P. et al.** *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2442 (1986).
- 11 “Desarrollo de Dispositivos magnetoelectrónicos de multicapas magnéticas basadas en manganitas”, Colciencias-Univalle 2002-2005; “Nanoscale characterization of ferroelectric thin films”, Colciencias-Univalle 2003-2005; “Structural and transport studies in Fe-Cr magnetic superlattices”, UCSD-Univalle 1998-2003.
- 12 **Campbell I. A. and A. Fert,** in “*Ferromagnetic Materials*”, ed. E. P. Wohlfarth, North Holland, Amsterdam (1982).
- 13 **Parkin, S. S. P. N. More, and K. P. Roche,** *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2304 (1990).
- 14 **Parkin, S. S. P.** *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3598 (1991).
- 15 For a review, see M. A. M. Gijs and G. E. W. Bauer, *Adv. in Phys.* **46**, 285 (1997)
- 16 **Barthelemy, A. A. Fert and F. Petroff,** in *Handbook of Magnetic Materials*, Vol. **12**, ed. K. H. J. Buschow, p.1 (1999)
- 17 **Fert, A. and I.A. Campbell,** *J. Phys. F* **6** 849 (1976)
- 18 **Camley R. E. and J. Barnas,** *Phys. Rev. Lett.* **63**, 664 (1989)
- 19 **Inoue J. and S. Maekawa,** *Prog. Theor. Phys.* **106**, 187 (1991); H. Ito, J. Inoue, and S. Maekawa, *Phys. Rev. B* **51**, 342 (1995).
- 20 **Pratt W. P. Jr., S.-F. Lee, J. M. Slaughter, R. Lo loe, P. A. Schroeder and J. Bass,** *Phys. Rev. Lett.* **66**, 3060 (1991).
- 21 **Gijs, M. A. M. et. al;** *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3343 (1993).
- 22 **Zhang S. and P. M. Levy, J. Appl. Phys.** **69**, 4786 (1991); T. Valet and A. Fert, *Phys. Rev. B* **48**, 7099 (1993); S.-F. Lee et al., *Phys. Rev. B* **52**, 15426 (1995).
- 23 **Weber W. et al.** *Phys. Rev. Lett.* **78** 3424 (1996).
- 24 **Meiklejohn, W. H. C. P. Bean,** *Phys. Rev.* **102** (5) 1413 (1956).
- 25 Para una revisión ver por ejemplo J. Nogués, I. K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.* **192** 203 (1999).
- 26 **Dieny, B. J.** *Magn Magn Matter.* **136** 335 (1994)
- 27 **Buerler D. and P. Gruenberg** KFZ Juelich Ferien Schule A41-A425 (2000).
- 28 **Mauri, D. et al.;** *J. Appl. Phys.* **62**, 3047 (1987).
- 29 **Malozemoff, A.P.** *Phys Rev. B* **35**, 3679, (1987)
- 30 **Nolting F. et al.** *Nature* **405**, 767 (2000).
- 31 **Moseret A et al.;** *J. Phys D Appl. Phys.* **38**, 4157-R167 (2002).
- 32 **Fullerton, E. E. D. M. Kelly, J. Guimpel and Ivan K. Schuller,** *Phys. Rev. Lett.* **68**, 859 (1992).
- 33 **Cyrille, M. C. S. Kim, M.E. Gomez, J. Santamaría, Kannan M. Krishnan and Ivan K. Schuller,** *Phys. Rev. B* **62**, 3361 (2000).
- 34 **Cyrille, M. C. S. Kim, M. E. Gómez, J. Santamaría, C. Leighton, Kannan M. Krishnan and Ivan K. Schuller,** *Phys. Rev. B* **62**, 15079 (2000).
- 35 **Ruehrig, M. R. Schaefer, A. Huber, R. Mosler, J.A. Wolf, S. Demokritov, and P. Gruenberg,** *Phys. Status Solidi A* **125**, 635 (1991).
- 36 **Valet T. and A. Fert,** *Phys. Rev. B* **48**, 7099 (1993).
- 37 **Ijiri, Y. J. J.** *Phys.: Condens. Matter.* **14** (2002) R947- R966.
- 38 **Campillo, G. L. F. Castro, P. Vivas, E. Baca, P. Prieto D. Arias, J. Santamaría, A. Berger, and S. D. Bader;** *Surface Review Letters* **9**, 1611-11615 (2002).
- 39 **O’Handley, R.** in *Modern Magnetic Materials* Wiley, New York, (2000).
- 40 **Moutis, N. et al.,** *Phys. Rev. B*, **64** (2001) 094429 and references therein.
- 41 **Prieto, P. M. E. Gómez, G Campillo, A. Berger, E. Baca, R. Escudero, F. Morales.** *Physica Status Solidi* **201** 2343-2346 (2004).
- 42 **Stiles M. D. et. al.,** *Physical Review B* **60**, 12 950 (1999); **59**, 3722 (1999).
- 43 **Berger, A. G. Campillo, P. Vivas, J. E. Pearson S. D. Bader, E. Baca and P. Prieto,** *Journal of Applied Physics* **91** 8393 (2002).
- 44 Comunicación personal J. Guimpel, N. Haberkorn, A. Condó, Centro Atómico de Bariloche y el Laboratorio de Microscopía Electrónica del CAB, Argentina (2005).
- 45 **Haberkorn, N. J. Guimpel, L. B. Steren, G. Campillo, W. Saldarriaga, and M. E. Gómez;** *Journal of Applied Physics* **94** (51) 3011-3014 (2003).
- 46 **Fullerton, E. E. I. K. Schuller, H. Vanderstraeten, and Y. Bruynseraede,** *Physical Review B* **45**, 9292 (1992).
- 47 **Peng, B. X. X. Zhang, Z. Xie, H. J. Tao, B. Xu, H. Liu, B. R. Zhao,** *Phys. Rev. B* **61** 8955 (2000).
- 48 **Mendoza, G. A. O. Guzmán, H. Ariza-Calderón, P. Prieto;** *Journal of Applied Physics*, **97** 10A507 (2005).
- 49 **Campillo, G. A. Hoffmann, M. E. Gómez, P. Prieto;** *Journal of Applied Physics* **97** 10K104 (2005); **M.E. Gómez, J. Santamaría, S. Kim, Kankan M. Krishnan, Ivan K. Schuller,** *Physical Review B* **71** 125410 (2005).

Recibido el 15 de noviembre de 2004

Aceptado para su publicación el 29 de junio de 2005