



CENTRO DE INVESTIGACIÓN EN MATERIALES AVANZADOS, S.C.
DEPARTAMENTO DE ESTUDIOS DE POSGRADO

**Magnetorresistencia túnel en uniones túnel magnéticas
 $Mn_3Ga/MgO/Mn_3Ga$**

TESIS
QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:
MAESTRÍA EN CIENCIA DE MATERIALES

Presenta:
Estefanía Mata Figueroa

Director de Tesis:
Dr. Sion Federico Olive Méndez

CHIHUAHUA, CHIH.

SEPTIEMBRE, 2021

RESUMEN

En este trabajo de tesis se realizaron uniones túnel magnéticas (MTJ) de $\text{Mn}_3\text{Ga}/\text{MgO}/\text{Mn}_3\text{Ga}$ creciendo Mn_3Ga tetragonal D_{022} a diferentes estequiometrias. Se empleó la técnica de pulverización catódica sobre $\text{MgO}(001)$ con una capa *buffer* de Cr para lograr crecimiento monocristalino. Adicionalmente, se utilizó una película ultradelgada de Mg en la interfaz $\text{Mn}_3\text{Ga}/\text{MgO}$ con el propósito de evitar la oxidación de Mn_3Ga y así poder maximizar el valor de la magnetorresistencia túnel. Las películas de Cr/ Mn_3Ga fueron caracterizadas mediante difracción por reflexión de electrones de alta energía, microscopía de fuerza atómica, difracción de Rayos X y magnetometría empleando el dispositivo superconductor de interferencia cuántica. La magnetorresistencia se midió utilizando el sistema de mediciones de propiedades físicas y los espesores se midieron a través de imágenes de microscopía electrónica de transmisión. Se obtuvieron películas de Cr/ Mn_3Ga monocristalinas y con baja rugosidad al depositar Mn_3Ga a temperatura ambiente y con tratamiento térmico de 400 °C. Las películas de Mn_3Ga tetragonal D_{022} con 10 y 50 nm de espesor mostraron una baja magnetización de saturación de 160 y 110 emu/cm^3 , respectivamente. Los apilamientos MTJ formados por dos electrodos de Mn_3Ga con espesores de 5 y 2 nm separados por una barrera túnel de MgO (2 nm) presentaron el fenómeno de magnetorresistencia túnel con valores de 20 y 0.5% para depósitos de Mn_3Ga utilizando potencias de 100 y 20 W, respectivamente.

TABLA DE CONTENIDO

RESUMEN	iii
LISTA DE FIGURAS	vi
LISTA DE TABLAS	viii
LISTA DE ABREVIACIONES	ix
Capítulo 1. Introducción	1
1.1 Hipótesis	1
1.2 Objetivo general	2
1.3 Objetivos particulares	2
Capítulo 2. Marco teórico	3
2.1 Orden magnético	3
2.1.1 Diamagnetismo	3
2.1.2 Paramagnetismo	4
2.1.3 Ferromagnetismo	5
2.1.4 Antiferromagnetismo	6
2.1.5 Ferrimagnetismo	6
2.2 Interacciones de intercambio	7
2.2.1 Intercambio directo	7
2.2.2 Superintercambio	8
2.2.3 Intercambio doble	9
2.2.4 Intercambio RKKY	10
2.3 Anisotropía magnetocristalina	10
2.4 Dominios magnéticos	11
2.5 Histéresis magnética	13
2.6 Espintrónica	14
2.6.1 Magnetorresistencia	14
2.6.2 Magnetorresistencia gigante (GMR)	15
2.6.3 Magnetorresistencia túnel (TMR)	16
2.6.4 Memoria de acceso aleatorio magnética (MRAM)	17

2.6.5 Torque por transferencia de espín (STT)	18
2.7 Mn ₃ Ga tetragonal D ₀₂₂	19
2.8 Modos de crecimiento en películas delgadas	20
2.9 Difracción de Rayos X (XRD)	21
2.10 Difracción por reflexión de electrones de alta energía (RHEED).....	22
Capítulo 3. Metodología experimental	24
3.1 Preparación de sustratos de MgO(001).....	24
3.2 Velocidades de depósito.....	24
3.3 Síntesis de películas de Cr/Mn ₃ Ga	25
3.3.1 Difracción por reflexión de electrones de alta energía (RHEED).....	26
3.3.2 Microscopía de fuerza atómica (AFM).....	26
3.3.3 Difracción de Rayos X (XRD).....	27
3.3.4 Magnetometría SQUID	27
3.4 Síntesis de apilamientos MTJ	27
3.4.1 Magnetometría PPMS	29
3.4.2 Microscopía electrónica de transmisión (TEM).....	29
Capítulo 4. Resultados y discusión	30
4.1 Difracción por reflexión de electrones de alta energía (RHEED).....	30
4.2 Microscopía de fuerza atómica (AFM)	31
4.3 Difracción de Rayos X (XRD)	32
4.4 Magnetometría SQUID	33
4.5 Magnetometría PPMS	33
4.6 Microscopía electrónica de transmisión (TEM).....	34
Capítulo 5. Conclusiones	36
REFERENCIAS	37

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 Orientación de los dipolos magnéticos en un material diamagnético.	4
Figura 2.2 Orientación de los dipolos magnéticos en un material paramagnético.	5
Figura 2.3 Orientación de los dipolos magnéticos dentro de los dominios de un material ferromagnético.	5
Figura 2.4 Orientación de los dipolos magnéticos dentro de los dominios de un material antiferromagnético.	6
Figura 2.5 Orientación de los dipolos magnéticos dentro de los dominios de un material ferrimagnético.	6
Figura 2.6 Acoplamiento directo (a) ferromagnético y (b) antiferromagnético [3].	7
Figura 2.7 Curva de Bethe-Slater.	8
Figura 2.8 Interacción de superintercambio (antiferromagnético).	9
Figura 2.9 Interacción de doble intercambio.	9
Figura 2.10 Integral de intercambio RKKY en función de las distancias interatómicas entre los átomos magnéticos.	10
Figura 2.11 Anisotropía magnetocristalina en un monocristal de hierro.	11
Figura 2.12 Curva de magnetización y estructuras de dominio [6].	12
Figura 2.13 Curvas de histéresis para un material ferromagnético.	13
Figura 2.14 (a) División de la densidad de estados en un metal ferromagnético y (b) canales de corriente para diferentes estados de espín [5].	15
Figura 2.15 Interpretación del efecto GMR [8].	16
Figura 2.16 Interpretación del efecto TMR [8].	17
Figura 2.17 Interpretación del efecto STT [5].	18
Figura 2.18 Configuración en el plano y perpendicular [9].	19

Figura 2.19 Estructura cristalina de Mn ₃ Ga tetragonal (D0 ₂₂) [13].	20
Figura 2.20 Modos de crecimiento (a) Frank-van der Merwe, (b) Volmer-Weber y (c) Stranski-Krastanov.	21
Figura 2.21 Interferencia constructiva.	22
Figura 2.22 Esquemas del patrón de difracción de un material con superficie (a) amorfa, (b) policristalina, (c) plana y (d) con islas tridimensionales [14].	23
Figura 3.1 Estructura cristalina BCC del cromo.	25
Figura 3.2 Esquema de las capas del apilamiento MTJ y sus respectivos espesores.	28
Figura 4.1 Patrones RHEED para la muestra con depósito de Cr (550 °C) y Mn ₃ Ga (400°C) en dos direcciones, (a) y (b) tomados después del depósito de Cr, (c) y (d) después del depósito de Mn ₃ Ga.	30
Figura 4.2 Patrones RHEED para la muestra con depósito de Cr (550 °C), Mn ₃ Ga (T _{amb}) y tratamiento térmico (400 °C), (a) tomado después del depósito de Cr, (b) después del depósito de Mn ₃ Ga y con tratamiento térmico de (c) 15 min y (d) 45 min.	31
Figura 4.3 Imágenes AFM de Cr/Mn ₃ Ga con depósitos de Mn ₃ Ga de 10 nm a (a) temperatura de 400 °C y (b) T _{amb} con tratamiento térmico, respectivamente.	32
Figura 4.4 Patrón de XRD de la muestra de 10 nm.	32
Figura 4.5 Curvas de magnetización M(H) para películas de Mn ₃ Ga D0 ₂₂ .	33
Figura 4.6 Magnetorresistencia de las muestras con Mn ₃ Ga depositado a 100 W y 20 W.	34
Figura 4.7 Imagen TEM del apilamiento MTJ.	35

LISTA DE TABLAS

Tabla 3.1 Velocidades de depósito.....	25
Tabla 3.2 Parámetros de crecimiento para las uniones túnel magnéticas.....	28

LISTA DE ABREVIACIONES

AFM	<i>Atomic force microscope</i>
AMR	<i>Anisotropic magnetoresistance</i>
DOS	<i>Density of states</i>
FIB	<i>Focused ion beam</i>
GMR	<i>Giant magnetoresistance</i>
MRAM	<i>Magnetoresistive random-access memory</i>
MTJ	<i>Magnetic tunnel junction</i>
PPMS	<i>Physical property measurement system</i>
RF	<i>Radiofrequency</i>
RHEED	<i>Reflection high energy electron diffraction</i>
RKKY	<i>Ruderman–Kittel–Kasuya–Yosida</i>
SEM	<i>Scanning electron microscope</i>
STT	<i>Spin transfer torque</i>
SQUID	<i>Superconducting quantum interference device</i>
TEM	<i>Transmission electron microscopy</i>
TMR	<i>Tunnel magnetoresistance</i>
XRD	<i>X-ray diffraction</i>

Capítulo 1.

Introducción

La tecnología utilizada para el almacenamiento de datos requiere de dispositivos cada vez más poderosos, por lo cual, el desarrollo tecnológico se ve obligado a disminuir el tamaño de procesadores y memorias a la vez que incrementen su rendimiento; la necesidad de satisfacer la demanda de dispositivos con estas características abre una oportunidad a la implementación de nuevas tecnologías. El campo de estudio de la espintrónica ha ganado cada vez más atención al proporcionar soluciones sobre escalamiento, consumo energético y otras mejoras para dispositivos de almacenamiento y procesamiento de la información. El fenómeno de magnetorresistencia túnel (TMR) es de gran importancia en espintrónica al ser empleado en uniones túnel magnéticas (MTJ) en la fabricación de cabezas de lectura de discos duros y memorias magnéticas de acceso aleatorio (MRAM) las cuales son no volátiles. El continuo desarrollo de este tipo de dispositivos requiere de varias mejoras como la aplicación de materiales que presenten anisotropía magnética perpendicular. Las propiedades magnéticas del Mn_3Ga en fase tetragonal $D0_{22}$ lo hacen un buen candidato para utilizarse como electrodos en uniones túnel magnéticas, siendo motivo de estudio debido a propiedades como su alta anisotropía perpendicular, baja magnetización de saturación y alta polarización de espín, lo que promete la elaboración de dispositivos espintrónicos más rápidos, de menor tamaño y con menor consumo de energía.

1.1 Hipótesis

El sistema $\text{Mn}_3\text{Ga}/\text{MgO}/\text{Mn}_3\text{Ga}$, exhibirá un máximo de TMR mediante la optimización de la estequiometría de los electrodos de Mn_{3-x}Ga con estructura tetragonal $D0_{22}$. La introducción de una película ultradelgada de Mg en la interfaz $\text{Mn}_3\text{Ga}/\text{MgO}$ evitará la oxidación de los electrodos de Mn_3Ga contribuyendo al incremento de la TMR.

1.2 Objetivo general

Elaborar uniones túnel magnéticas $\text{Mn}_3\text{Ga}/\text{MgO}/\text{Mn}_3\text{Ga}$ y variar la estequiometría de los electrodos de Mn_3Ga para maximizar el valor de la TMR.

1.3 Objetivos particulares

- Reproducir el crecimiento de películas monocristalinas de $\text{Cr}/\text{Mn}_3\text{Ga}$ utilizando la técnica de pulverización catódica y verificar mediante la técnica de RHEED (*Reflection High-Energy Electron Diffraction*) que las películas sean monocristalinas.
- Optimizar el crecimiento de las películas de Mg y MgO sobre películas de $\text{Cr}/\text{Mn}_3\text{Ga}$ a temperatura ambiente evitando la oxidación del Mn_3Ga .
- Realizar el apilamiento $\text{Mn}_3\text{Ga}/\text{MgO}/\text{Mn}_3\text{Ga}$ y fijar el espesor del MgO para asegurar libertad de conmutación de la capa libre de Mn_3Ga (capa superior).
- Medir el desacoplamiento de las películas de Mn_3Ga utilizando magnetometría SQUID (*Superconducting Quantum Interference Device*).
- Realizar mediciones de magnetorresistencia túnel en el equipo PPMS (*Physical Properties Measuring System*).

Capítulo 2.

Marco teórico

2.1 Orden magnético

El electrón posee dos fuentes de momento angular, uno debido a su movimiento orbital alrededor del núcleo y otro a su espín (momento angular intrínseco); acoplados por la interacción espín-órbita, el momento angular electrónico es la mayor fuente de los momentos magnéticos en los sólidos. Se sabe que el núcleo crea momentos magnéticos mucho más pequeños que el electrón, por lo tanto, frecuentemente puede ser despreciado en términos de magnetización [1]. El momento magnético neto del átomo resulta de la suma vectorial de todos sus momentos electrónicos que dan lugar a dos posibilidades: una cancelación total de todos los momentos, o una cancelación parcial que resulta en un momento magnético neto diferente de cero [2]. Un dipolo magnético es una partícula con un momento magnético (m) que producirá un campo magnético dipolar. La clasificación de los materiales magnéticos dependerá de la orientación, magnitud y distribución de dipolos magnéticos.

El momento dipolar por unidad de volumen se define como magnetización (M) y está relacionado con el campo magnético externo (H) por la ecuación 2.1 para materiales magnéticos con comportamiento lineal, donde χ es la susceptibilidad magnética y expresa cuan responsivo es un material al campo magnético aplicado.

$$M = \chi H \quad (2.1)$$

2.1.1 Diamagnetismo

El diamagnetismo es una respuesta magnética muy débil inducida por el cambio del movimiento orbital de los electrones al aplicar un campo magnético externo; la deformación del movimiento orbital genera un momento magnético muy pequeño en dirección opuesta al mismo campo. Los materiales que únicamente presentan este

tipo de magnetismo se llaman diamagnéticos y están compuestos por átomos que no tienen un momento magnético neto en la ausencia de un campo magnético externo H ; por lo tanto, el material presenta una magnetización M negativa que persiste sólo en la presencia del campo H como se muestra en la figura 2.1. El valor de la susceptibilidad magnética χ en los materiales diamagnéticos es negativa, y en casi todos los casos, independiente de la temperatura

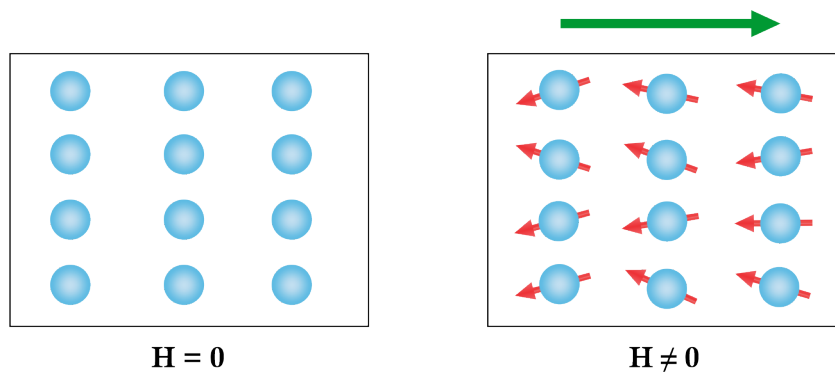


Figura 2.1 Orientación de los dipolos magnéticos en un material diamagnético.

2.1.2 Paramagnetismo

El paramagnetismo es un tipo de magnetismo derivado de la contribución efectiva del momento de espín, un momento magnético (permanente) es adquirido por la cancelación incompleta de espines desapareados en los orbitales del átomo o por electrones de conducción en los metales. Los materiales paramagnéticos tienen una susceptibilidad χ positiva definida por la ley de Curie que, a excepción de algunos metales [2], depende de la temperatura de manera inversa. En presencia de un campo externo H el material presenta una magnetización M positiva, y en ausencia del campo, el momento magnético neto del material es cero debido a que la energía térmica tiende a orientar aleatoriamente sus momentos individuales cancelándolos entre sí (figura 2.2).

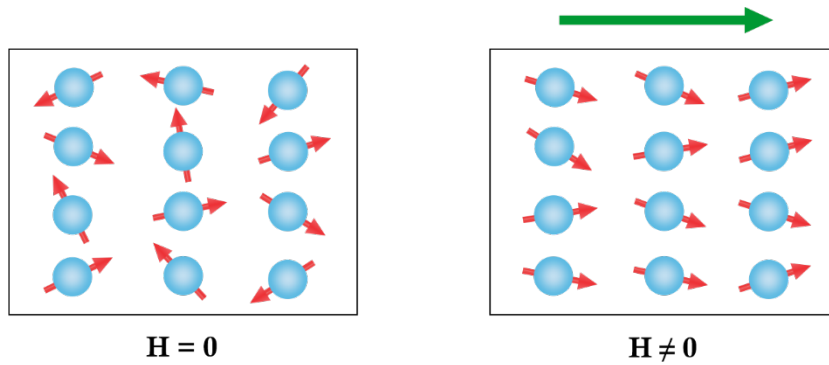


Figura 2.2 Orientación de los dipolos magnéticos en un material paramagnético.

2.1.3 Ferromagnetismo

Los materiales ferromagnéticos están compuestos por átomos con momentos magnéticos permanentes, estos experimentan una interacción fuerte de corto alcance con átomos vecinos que provoca el alineamiento paralelo de sus momentos de manera espontánea; la uniformidad del alineamiento se presentará a través de dominios magnéticos aleatoriamente orientados que se cancelan entre sí. Al aplicar un campo magnético H , la magnetización de los dominios cambia para favorecer la orientación al campo (figura 2.3). Los materiales ferromagnéticos presentan una susceptibilidad χ grande y positiva a temperatura ambiente. Cuando el material excede una temperatura crítica, el orden magnético colapsa y pasa a tener un comportamiento paramagnético con una susceptibilidad definida por la ley de Curie-Weiss; en este tipo de material, la temperatura crítica corresponde a la temperatura de Curie (T_c).

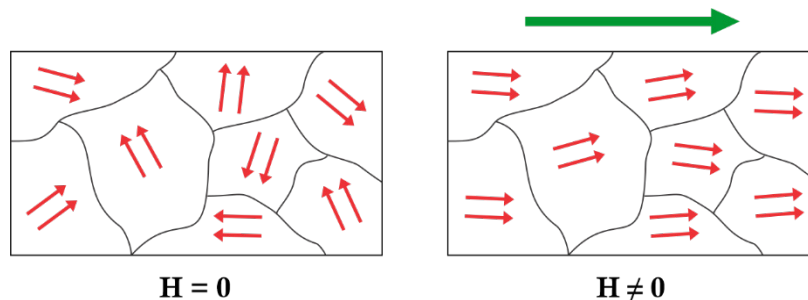


Figura 2.3 Orientación de los dipolos magnéticos dentro de los dominios de un material ferromagnético.

2.1.4 Antiferromagnetismo

Este tipo de magnetismo los momentos magnéticos individuales son de igual magnitud y con orientación antiparalela resultando en un momento magnético neto cero dentro de cada dominio (figura 2.4). Estos presentan una susceptibilidad χ pequeña y positiva. La temperatura crítica que le da comportamiento paramagnético corresponde a la temperatura de Néel (T_N) y obedece la ley de Curie-Weiss.

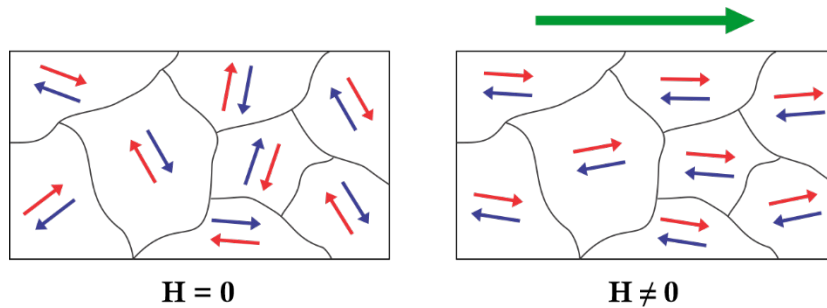


Figura 2.4 Orientación de los dipolos magnéticos dentro de los dominios de un material antiferromagnético.

2.1.5 Ferrimagnetismo

Los momentos magnéticos de los átomos con magnitud no equivalente adquieren una orientación antiparalela que resultan en un momento magnético neto dentro del dominio. Al igual que los materiales ferromagnéticos, presentan una susceptibilidad χ grande y positiva por debajo de la temperatura de Curie.

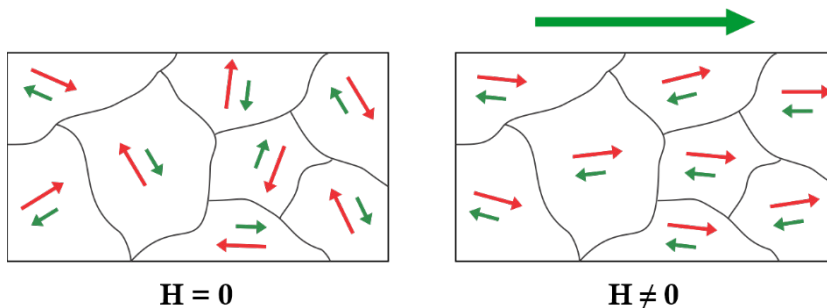


Figura 2.5 Orientación de los dipolos magnéticos dentro de los dominios de un material ferrimagnético.

2.2 Interacciones de intercambio

Este efecto es producto de una interacción electroestática que causa el traslape de las funciones de onda del electrón. El principio de exclusión de Pauli prohíbe que dos electrones ocupen simultáneamente el mismo estado cuántico dentro del mismo sistema cuántico. La energía de interacción de intercambio puede llegar a ser muchas veces más grande que la energía térmica a temperatura ambiente.

Tanto en el diamagnetismo como en el paramagnetismo no existen interacciones de intercambio entre los momentos magnéticos individuales; por consecuencia, actúan independientemente y se consideran interacciones magnéticas relativamente débiles. En los materiales ferromagnéticos, antiferromagnéticos y ferrimagnéticos las interacciones de intercambio entre los átomos vecinos causa que los momentos magnéticos se alineen de forma paralela o antiparalela. Las interacciones de intercambio se dividen principalmente en directas e indirectas.

2.2.1 Intercambio directo

Es una interacción del principio de exclusión de Pauli entre sitios atómicos cercanos donde surgen dos estados correspondientes al intercambio ferromagnético (triplete) y antiferromagnético (singlete) como se muestran en la figura 2.6.

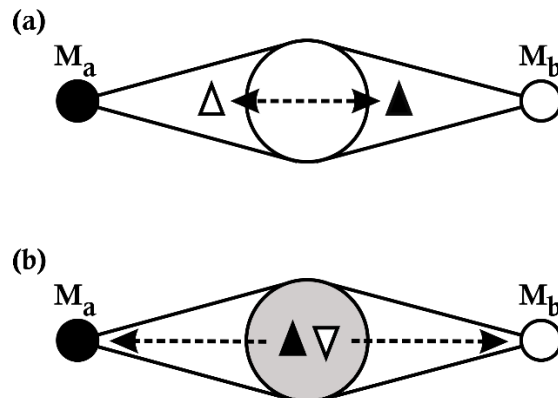


Figura 2.6 Acoplamiento directo (a) ferromagnético y (b) antiferromagnético [3].

El valor de la integral de intercambio directo varía con las distancias interatómicas entre estos sitios como se representa en la curva de Bethe-Slater (figura 2.7). La integral J está definida por la diferencia de energía entre el estado de triplete y singlete. Cuando la separación atómica se vuelve más grande, las interacciones electroestáticas se vuelven insignificantes y casi no habrá interacciones de intercambio directo; por lo tanto, no es suficiente para mediar el acoplamiento y se debe considerar un mecanismo de intercambio indirecto.

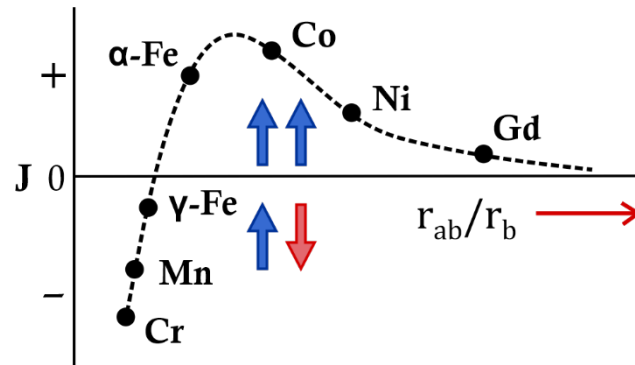


Figura 2.7 Curva de Bethe-Slater.

2.2.2 Superintercambio

Esta interacción se encuentra principalmente en aislantes, donde los átomos con momento magnético están separados por átomos diamagnéticos. En este tipo de intercambio los electrones permanecen en sus orbitales mientras la información del espín es mediada a través del átomo diamagnético (figura 2.8).

El signo y la fuerza de la interacción de superintercambio depende de los orbitales d involucrados y en ángulo entre los enlaces, de modo empírico, el superintercambio ferromagnético y antiferromagnético se puede explicar mediante la ocupación en los átomos magnéticos. Si un orbital se encuentra medio lleno en un átomo y en otro está completamente lleno el acoplamiento es ferromagnético, en cambio, con dos orbitales medio llenos el acoplamiento es fuertemente antiferromagnético. Esta regla no aplica

para casos más complejos donde: el intercambio directo compite con el superintercambio, el acoplamiento espín-órbita es fuerte (tierras raras), la ocupación de los orbitales es dinámica o cuando el ángulo de enlace entre los dos cationes no es igual a 180° [4].

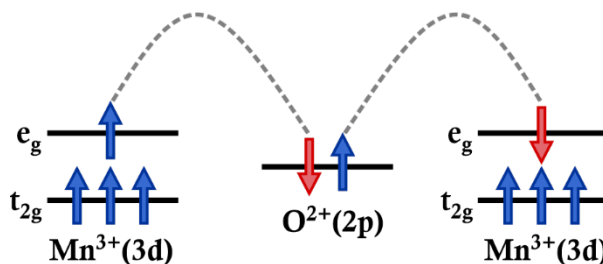


Figura 2.8 Interacción de superintercambio (antiferromagnético).

2.2.3 Intercambio doble

El intercambio doble se encuentra comúnmente en compuestos con átomos magnéticos de valencia mixta. En este intercambio, dos electrones son transferidos simultáneamente. Un electrón con espín arriba salta desde el óxido mediador a un ion (Mn^{+4}) y otro es espontáneamente reemplazado por un electrón con espín arriba del ion (Mn^{+3}) como se muestra en la figura 2.9. El salto de electrones es más fácil cuando ocurre sin cambio en la dirección de espín para a su vez recibir otro con la misma dirección, satisfaciendo la primera regla de Hund.

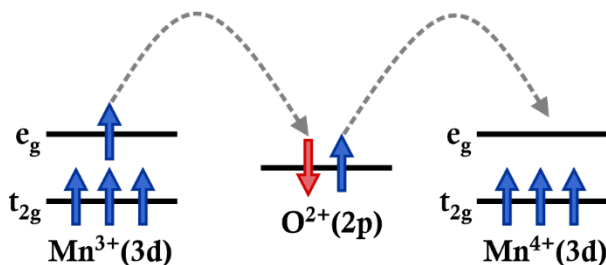


Figura 2.9 Interacción de doble intercambio.

2.2.4 Intercambio RKKY

La interacción RKKY acoplamiento indirecto entre momentos separados por una distancia relativamente grande y es mediado por electrones de conducción. Este tipo de interacción es común en metales donde hay una interacción más débil entre capas o momentos magnéticos (metales de transición y tierras raras). En la figura 2.10 se observa que la integral de intercambio para esta interacción presentará un comportamiento oscilatorio.

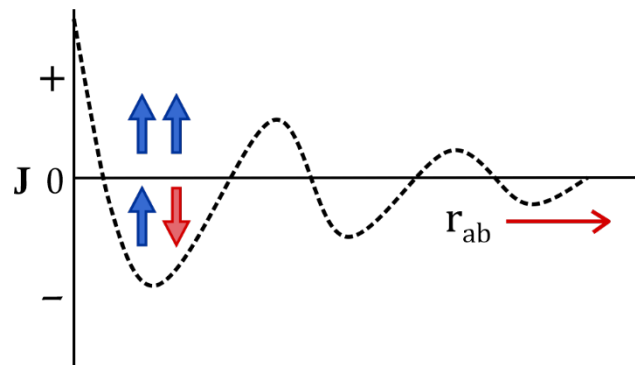


Figura 2.10 Integral de intercambio RKKY en función de las distancias interatómicas entre los átomos magnéticos.

2.3 Anisotropía magnetocristalina

La anisotropía magnetocristalina consiste en una preferencia en la dirección de la magnetización a lo largo de ejes cristalinos específicos. En un cristal, los orbitales interactúan entre sí y se encuentran restringidos por la simetría de la red; como resultado, la restricción de los orbitales provoca que los espines también tengan una orientación preferencial en ciertas direcciones mediante el acoplamiento espín-órbita. Por lo tanto, será más fácil magnetizar un material a lo largo de ciertas direcciones cristalográficas que otras [5]. En la figura 2.11 se muestra el comportamiento de la magnetización a lo largo de un eje fácil y un eje difícil. La energía de anisotropía magnetocristalina es la energía requerida para cambiar la magnetización desde un eje fácil magnetización a otro no favorecido.

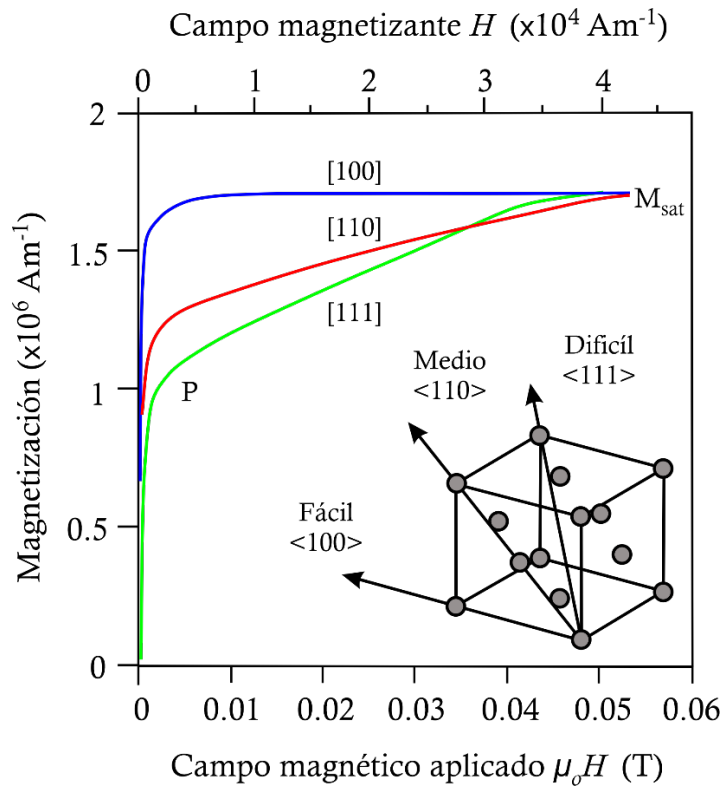


Figura 2.11 Anisotropía magnetocristalina en un monocristal de hierro.

2.4 Dominios magnéticos

Los dominios magnéticos son regiones de pequeño volumen con uniformidad en la dirección. En la ausencia de un campo magnético externo, el material magnético se subdivide en varios dominios que se alinean a sí mismos con el fin de minimizar la energía magnetostática; partiendo de un estado desmagnetizado, los dominios formados en direcciones aleatorias se cancelan entre sí de tal forma que el material adquiere un momento magnético neto de cero.

Los dominios magnéticos están separados por zonas de transición llamadas paredes de dominio, donde todos los dipolos magnéticos están alineados en dirección al eje de fácil magnetización. Dentro de estas zonas los dipolos magnéticos son reorientados en sentido al dominio vecino, y dependiendo de la simetría de su transición, se clasifican como paredes de Bloch o paredes de Néel. La pared del

dominio es un equilibrio entre la energía de anisotropía magnetocristalina que forma la pared y la energía de intercambio que intenta hacer lo contrario.

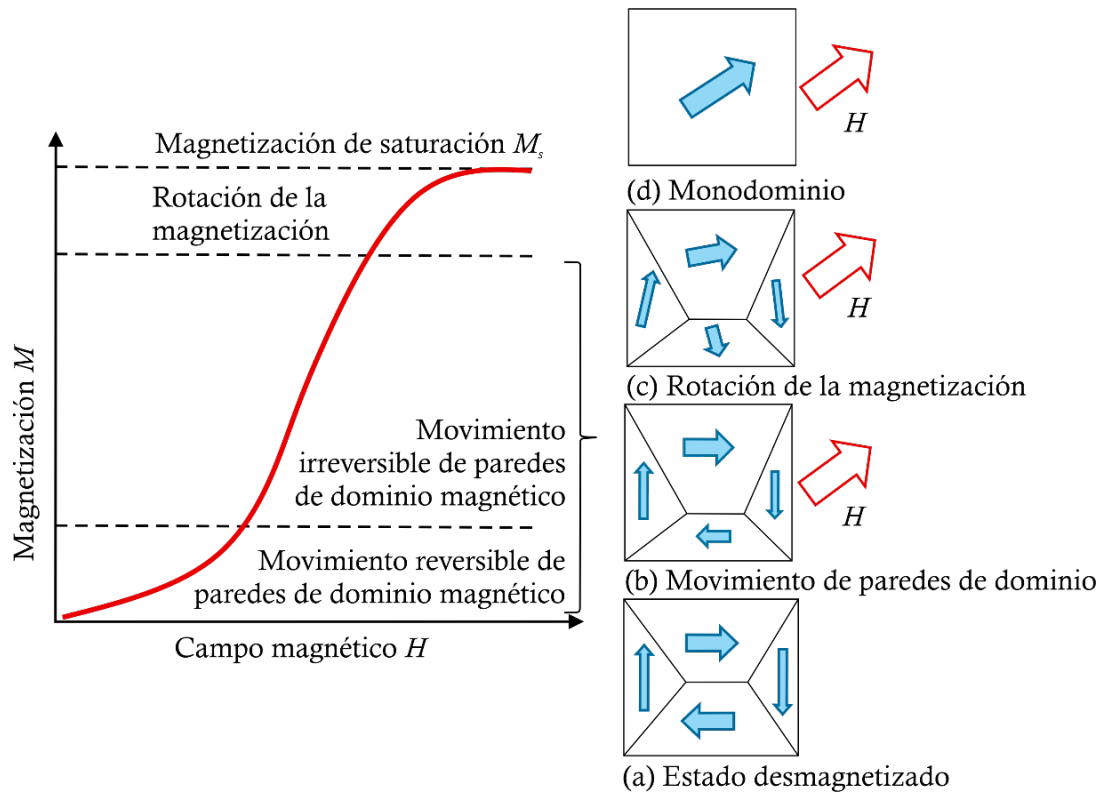


Figura 2.12 Curva de magnetización y estructuras de dominio [6].

Al aplicar un campo magnético H (figura 2.12), los dominios en dirección al campo crecen en tamaño a costa de otros moviendo las paredes de dominio, si se aumenta la intensidad del campo lo suficiente, eventualmente se superará la energía de anisotropía y la magnetización de cada dominio se reorientará en dirección al eje de fácil magnetización más cercano a la dirección del campo aplicado, cuando se llega a la magnetización de saturación (M_s) todos los dipolos magnéticos están orientados en dirección al campo y se obtiene un sólo dominio. Es importante mencionar que el movimiento de las paredes de dominio ocurre inicialmente de manera lenta debido a defectos e impurezas en la red cristalina, y si la magnetización no excede el primer límite de la curva anterior (figura 2.12), los dominios magnéticos pueden regresar su estado original desmagnetizado cuando se remueve el campo.

2.5 Histéresis magnética

Los materiales ferromagnéticos y ferrimagnéticos presentan una magnetización no lineal, cuando se aplica un campo magnético alterno, la curva de magnetización marcará un bucle llamado ciclo de histéresis. Cuando se remueve el campo aplicado, los dominios magnéticos no regresan por completo, reteniendo una magnetización como se muestra en la figura 2.13. Para la curva $M-H$, la coercitividad intrínseca H_{ci} corresponde al campo opuesto que se requiere para reducir la magnetización M desde la magnetización remanente M_r a cero. En la curva $B-H$, la coercitividad (fuerza coercitiva) H_c es el campo requerido para reducir la inducción B dentro del material a cero.

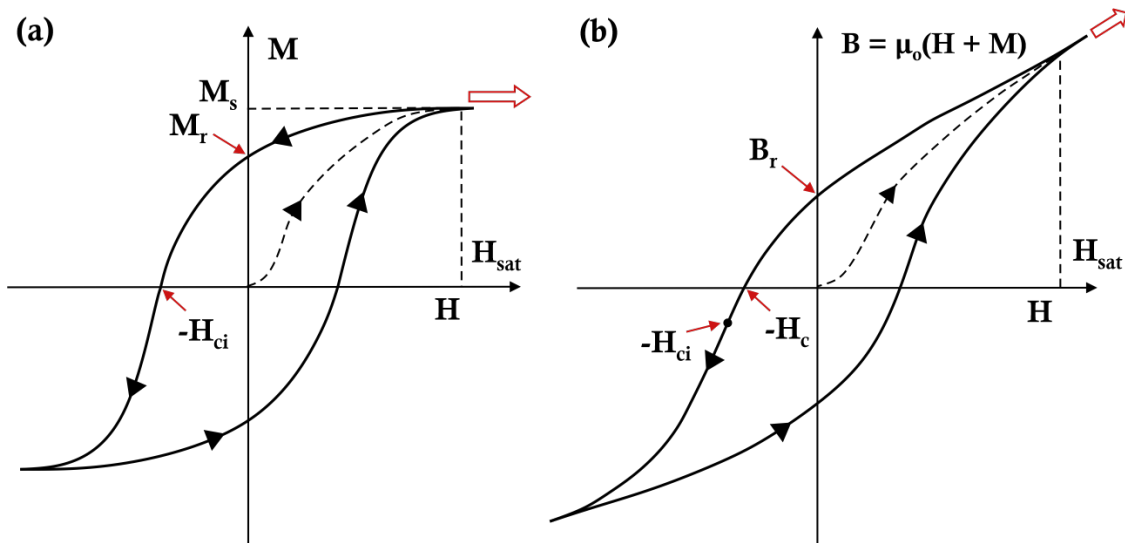


Figura 2.13 Curvas de histéresis para un material ferromagnético.

Si un campo magnético pequeño es suficiente para producir la saturación se dice que es un material magnéticamente blando, por otro lado, si el material requiere un campo magnético muy grande se dice que es magnéticamente duro. La diferencia entre la coercitividad intrínseca H_{ci} y la coercitividad H_c puede ser despreciable en materiales magnéticos blandos.

2.6 Espintrónica

La inyección de corrientes eléctricas de espines polarizados en multicapas ferromagnético/diamagnético llevó al descubrimiento y desarrollo del fenómeno de magnetorresistencia gigante (GMR) en la década de 1980 [7], este descubrimiento marcó el origen de una nueva disciplina llamada espintrónica, que se encarga del estudio y manipulación del espín en conjunto con su carga eléctrica.

2.6.1 Magnetorresistencia

El efecto de magnetorresistencia se presenta como un cambio en la resistividad eléctrica de un material cuando se somete a un campo magnético. Un cambio en la movilidad de los electrones dentro del material puede afectar su resistividad, las dispersiones de los electrones pueden ser de tipo elásticas, inelásticas, dependientes de espín y con inversión de espín (*spin-flip*). En la dispersión dependiente de espín, la dirección del espín del electrón se conserva al colisionar, pero las probabilidades de colisión para electrones con espín arriba y espín abajo pueden ser diferentes debido a la dependencia de la densidad de estados (DOS) cerca de la energía de Fermi (E_F).

En el caso más simple, las trayectorias de los electrones en un metal pueden ser desviadas por la fuerza de Lorentz que experimentan al aplicar un campo magnético. La magnitud de este efecto suele ser muy pequeño comparado con otros efectos magnetorresistivos.

En algunos materiales magnéticos, las órbitas de los electrones están fuertemente acopladas a los campos cristalinos, por lo que no suelen ser susceptibles a la rotación por un campo aplicado (acoplamiento espín-órbita); al aplicar un campo magnético, la dispersión de los electrones será diferente dependiendo del ángulo entre la dirección de la corriente y la dirección de la magnetización. Este efecto se llama magnetorresistencia anisotrópica (AMR) y el cambio que induce en la resistividad es de aproximadamente 2-5% [5].

2.6.2 Magnetorresistencia gigante (GMR)

En un metal ferromagnético, las interacciones de intercambio dividen la densidad de estados (DOS) de manera asimétrica, obteniendo estados de espín mayoritario y minoritario (figura 2.14a). El estado mayoritario corresponderá a la alineación paralela del momento de espín con la magnetización del material, mientras que en el estado minoritario la alineación será antiparalela. La dispersión por *spin-flip* en los metales ferromagnéticos son poco comunes por lo que puede ser ignorado, de esta forma, puede asumirse que la conducción se dará a través de dos canales independientes para cada estado de espín (figura 2.14b). La probabilidad de dispersión en el metal será proporcional a densidad de estados de espín, por lo que en el caso de la figura 2.14, los espines con espín abajo presentarán mayor dispersión que los espines hacia arriba.

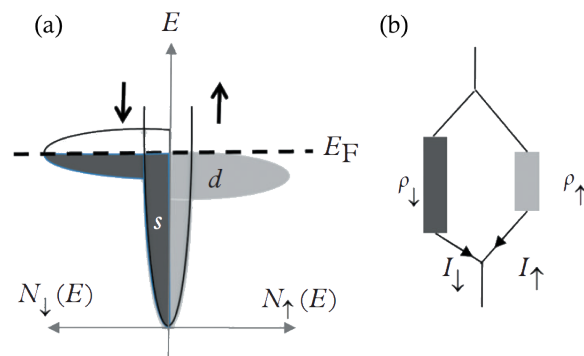


Figura 2.14 (a) División de la densidad de estados en un metal ferromagnético y (b) canales de corriente para diferentes estados de espín [5].

El fenómeno GMR es observado como un cambio de resistividad en una estructura compuesta por dos capas delgadas de materiales ferromagnéticos separadas por una capa no magnética, la magnetización de una capa debe estar siempre fija, de esta manera, la capa libre será la que presente un cambio en su magnetización al aplicarse un campo magnético externo. En la figura 2.15, los electrones con espín paralelo a la orientación de la magnetización (mayoritarios) experimentarán una mayor dispersión que los electrones con espín antiparalelo

(minoritarios). Una configuración paralela y antiparalela de la magnetización entre las capas se traducirá a un estado de baja y alta resistencia, respectivamente.

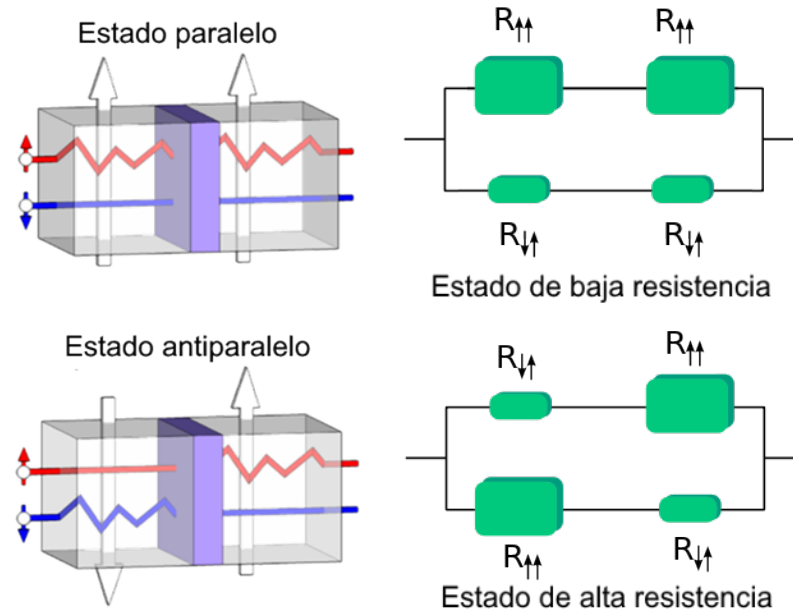


Figura 2.15 Interpretación del efecto GMR [8].

La magnitud de este efecto está definida por la ecuación 2.2 en términos de sus resistencias R o resistividades ρ en estado paralelo y antiparalelo.

$$GMR = \frac{\Delta R}{R} = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} = \frac{\rho_{AP} - \rho_P}{\rho_P} \quad (2.2)$$

2.6.3 Magnetoresistencia túnel (TMR)

En los años posteriores, diferentes tipos de efectos magnetorresistivos fueron desarrollados y mejorados, entre ellos el efecto de magnetoresistencia túnel (TMR); la configuración de la estructura para este fenómeno consiste en una unión túnel magnética (MTJ) compuesta por dos capas de material ferromagnético separadas por una capa aislante. En este caso los electrones podrán pasar a través de la capa aislante si existen estados libres con la misma orientación de espín (figura 2.16);

además, la probabilidad de que el electrón pase a través de la capa aislante dependerá exponencialmente de la separación entre los electrodos ferromagnéticos. La ventaja de este efecto es un cambio de resistencia mucho mayor que el efecto GMR.

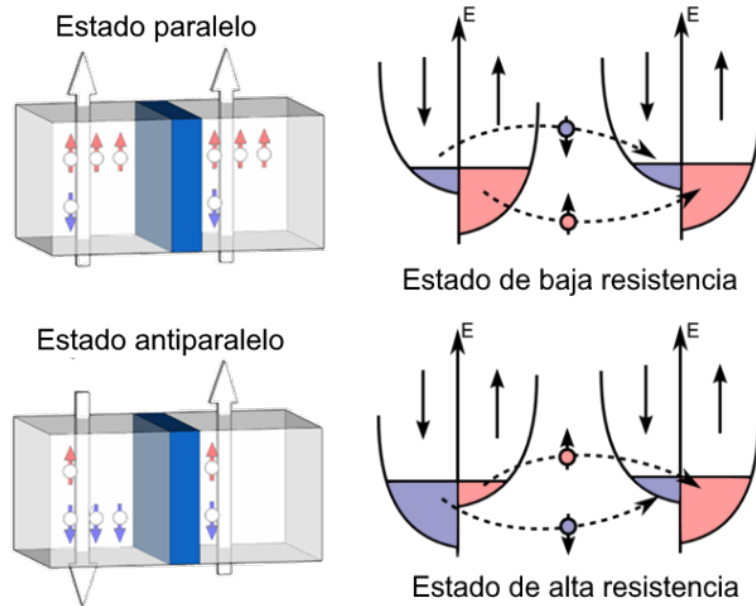


Figura 2.16 Interpretación del efecto TMR [8].

2.6.4 Memoria de acceso aleatorio magnética (MRAM)

El cambio entre estados de alta y baja resistencia puede ser utilizado para procesar información codificada con dígitos binarios 0 y 1. Actualmente los efectos magneto resistivos para detectar y almacenar información se han utilizado en el desarrollo de cabezales de lectura para detectar medios de almacenamiento magnético de alta densidad y memorias de acceso aleatorio magnéticas (MRAM) no volátiles. En memorias de tipo MRAM, la MTJ es el elemento principal ubicado entre dos líneas de corriente (*word line* y *bit line*) que forman una celda; el conjunto de celdas forma un chip de memoria donde la información es leída midiendo la resistencia eléctrica de una celda específica. Para cambiar la orientación de la capa

libre en el proceso de escritura es necesario inducir un campo magnético por medio de dos corrientes eléctricas; además, para que los estados paralelos y antiparalelos sean estables, la magnetización de la otra capa se fija con un material antiferromagnético por medio de un sesgo de intercambio (*exchange bias*). La implementación del fenómeno de transferencia de torque de espín permite una conmutación directa entre los estados paralelo y antiparalelo sin necesidad de un campo magnético externo, eliminando algunos elementos en la arquitectura de la MRAM convencional.

2.6.5 Torque por transferencia de espín (STT)

En el efecto STT (*Spin Transfer Torque*), los electrones cambian su spin para coincidir con los espines de los electrones que fluyen cerca. En la figura 2.17 se muestra una estructura formada por una capa ferromagnética relativamente gruesa (F_T), separado de una capa ferromagnética delgada (F_t) por un espaciador de metal normal (N). La dispersión tipo *spin-flip* es descartada en la capa N y F_t debido a que sus grosores son mucho menores que la longitud característica requerida para esta dispersión [5]. La capa ferromagnética F_T polarizará los espines y aquellos que logran atravesar la estructura adquieren una dirección a lo largo M_t a cambio de transferir su componente transversal a la misma magnetización local y generando un torque que invertirá la magnetización M_t completamente.

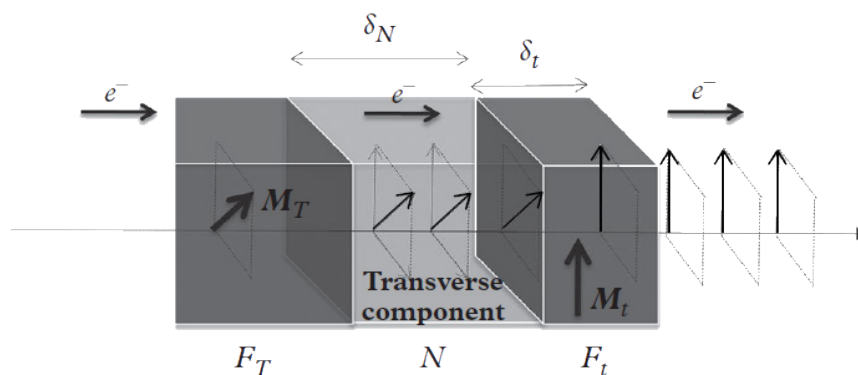


Figura 2.17 Interpretación del efecto STT [5].

Al utilizar este efecto en MTJs, la conmutación de la capa libre puede revertirse por medio de corrientes eléctricas de espines polarizados sin necesidad de generar campos magnéticos y, por lo tanto, requiere un menor consumo de energía. Además, implementando una configuración perpendicular (figura 2.18), las corrientes de escritura pueden ser aún más bajas. Para esta configuración es necesario utilizar materiales con alta anisotropía magnética perpendicular.

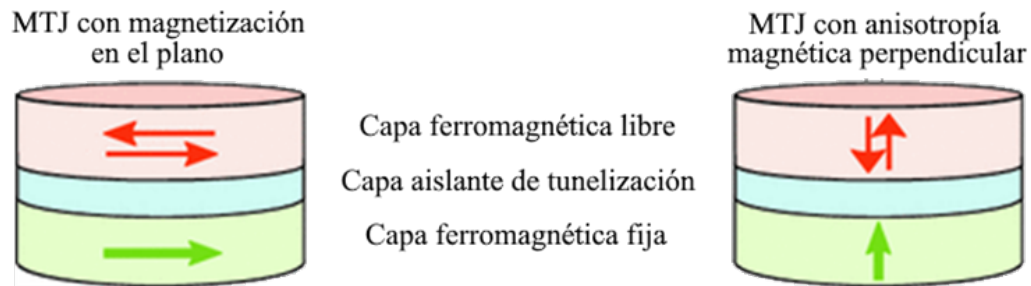


Figura 2.18 Configuración en el plano y perpendicular [9].

2.7 Mn₃Ga tetragonal D₀₂₂

La estructura estable de Mn_{3-x}Ga ($0 \leq x \leq 1$) es una fase tetragonal D₀₂₂ que pertenece al grupo espacial I4/mmm (N°139), presenta un orden ferrimagnético a lo largo del eje c (figura 2.19) y una temperatura de Curie de 770 K [10]. El átomo Ga se localiza en la posición 2a (0,0,0), MnI en 2b (0,0,1/2) y MnII en 4d (0,1/2,1/4). En un compuesto de Mn_{2.85}Ga_{1.15} los momentos magnéticos μ de los átomos de MnI y MnII son de $2.8 \pm 0.3 \mu_B$ y $1.6 \pm 0.2 \mu_B$, respectivamente [11]. Las películas de Mn₃Ga presentan propiedades deseables para los electrodos de una MTJ, este material exhibe alta anisotropía uniaxial ($K_u = 0.89 \text{ MJ/m}^3$), baja magnetización de saturación ($M_s = 110 \text{ emu/cm}^3$) y una polarización de espín de hasta el 58% [12].

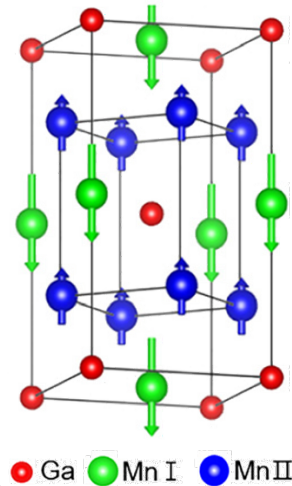


Figura 2.19 Estructura cristalina de Mn₃Ga tetragonal (D0₂₂) [13].

2.8 Modos de crecimiento en películas delgadas

La formación de las películas delgadas sobre sustratos cristalinos limpios se ve influenciada en gran parte por las energías libres de la superficie del sustrato (γ_s), de la superficie de la película (γ_f) y de la interfaz película/sustrato (γ_i) [5]. Comparando estas energías, se pueden describir tres modos básicos de crecimiento epitaxial:

- **Frank-Van der Merwe (FM):** Cuando $\gamma_s > \gamma_f + \gamma_i$, los átomos depositados se ven favorecidos a acoplarse fuertemente al sustrato manteniendo su posición y con una distribución homogénea. El crecimiento de la película se dará capa por capa (2D) obteniendo una superficie plana con un alto grado de cristalinidad (figura 2.20a).
- **Volmer-Weber (VW):** Cuando $\gamma_s < \gamma_f + \gamma_i$, los átomos se acoplan más fácilmente entre ellos que al sustrato. La conglomeración de los átomos formará varias islas 3D que le darán a la película cierto grado de rugosidad (figura 2.20b).

- **Stranski-Krastanov (SK):** Es la combinación del crecimiento FM y VW. El crecimiento inicial se da capa por capa (2D) hasta alcanzar cierto espesor crítico, una vez superado tal espesor, el crecimiento por islas (3D) se verá energéticamente favorecido (figura 2.20c). Las diferentes propiedades físicas y químicas de la película y el sustrato determinarán el espesor crítico, por ejemplo, el desacuerdo de parámetros de red que induce tensiones en la película.

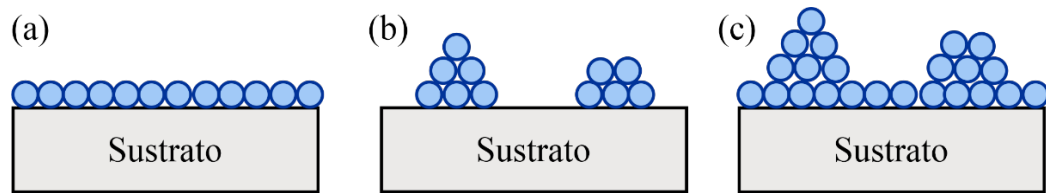


Figura 2.20 Modos de crecimiento (a) Frank-van der Merwe, (b) Volmer-Weber y (c) Stranski-Krastanov.

2.9 Difracción de Rayos X (XRD)

La difracción de rayos X es una técnica utilizada para el estudio de la estructura, composición y propiedades físicas de los materiales cristalinos. El fenómeno de difracción se debe a la interferencia entre las ondas electromagnéticas que se generan cuando se encuentran con un obstáculo en su trayecto, esta difracción ocurre cuando la longitud de onda de la radiación es comparable con los espacios dentro del objeto que causa la difracción.

Cuando se incide un haz de rayos X con longitud de onda λ en un material cristalino, los planos atómicos del cristal provocan que los rayos incidentes se interfieran entre sí cuando salen del mismo, la interferencia puede ser destructiva o constructiva (figura 2.21). La condición para que los rayos interfieran en forma constructiva es que la diferencia entre las longitudes de trayectoria debe ser igual a un número entero n de longitudes de onda λ , lo cual conduce a la ley de Bragg

expresada en la ecuación 2.3, donde d es la distancia interplanar de la red cristalina y θ el ángulo entre los rayos incidentes y los planos de dispersión.

$$n\lambda = 2d \operatorname{sen} \theta \quad (2.3)$$

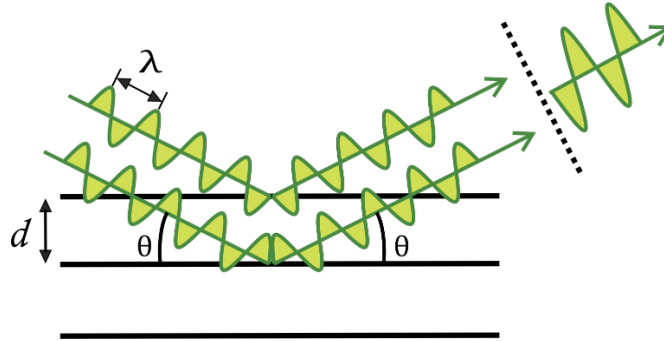


Figura 2.21 Interferencia constructiva.

La intensidad de los rayos X se registrará en función del ángulo de escaneo (2θ) que se representa como un difractograma. Al haber interferencia constructiva se presentará un pico de difracción; la intensidad, posición y perfil de los picos de difracción proporcionará la información sobre el arreglo único de los átomos en el material.

2.10 Difracción por reflexión de electrones de alta energía (RHEED)

La difracción por reflexión de electrones de alta energía es una técnica que permite el monitoreo *in situ* de la cristalinidad y morfología de una película en crecimiento. En un sistema RHEED un haz de electrones de alta energía (10-50 keV) llega a la superficie con un ángulo incidente rasante ($0.1-5^\circ$). A esta energía los electrones pueden penetrar el material por cientos de nanómetros, pero debido al pequeño ángulo de incidencia, el haz de electrones solamente será difractado por planos de átomos que sean aproximadamente paralelos a éste; los electrones sólo interactúan con las primeras capas de átomos (1-2 nm) lo que lo hace sensible a la superficie. Los electrones dispersados se recolectan en una pantalla con recubrimiento de fósforo y forman un patrón de difracción característico de la

estructura cristalina de la superficie y también contiene información al respecto de la morfología (figura 2.22).

El haz será difractado sólo si la esfera de Ewald intercepta a algún punto de la red recíproca formando un patrón de difracción característico de la superficie del material en la pantalla fluorescente. El radio de la esfera de Ewald depende del potencial de aceleración de los electrones.

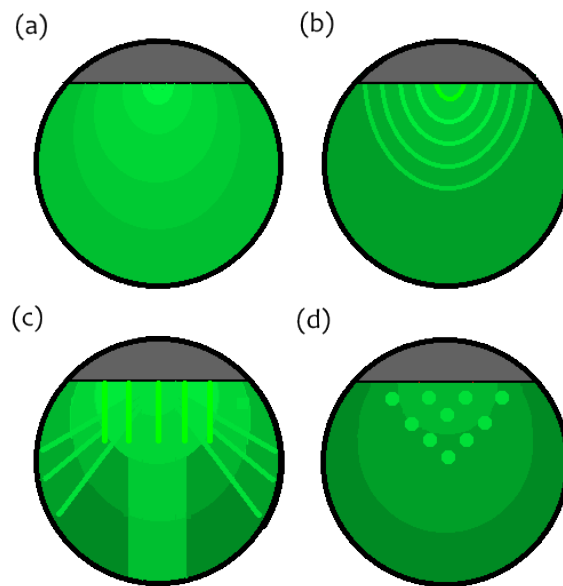


Figura 2.22 Esquemas del patrón de difracción de un material con superficie (a) amorfa, (b) policristalina, (c) plana y (d) con islas tridimensionales [14].

Capítulo 3.

Metodología experimental

En este capítulo se describirá a detalle los métodos y equipo relevante para la elaboración y caracterización de las partes que componen las uniones túnel magnéticas a estudiar.

3.1 Preparación de sustratos de MgO(001)

Para eliminar los contaminantes presentes en la superficie de los sustratos a utilizar, se limpiaron sustratos monocristalinos de MgO(001) de aproximadamente 1x1 cm dentro de un baño ultrasónico por 10 minutos en acetona y etanol. Posteriormente, se realizó una limpieza con plasma en el sistema de pulverización catódica por RF en una atmósfera de Argón, con una presión de trabajo de 3 mTorr y potencia de 50 W, a temperatura ambiente por 30 minutos. El propósito de la limpieza de sustratos es la obtención de una superficie atómicamente libre de contaminantes para mejorar la calidad cristalina en la síntesis de películas. De manera general, el sistema de pulverización catódica utilizado es un modelo ATC-Orion 5 UHV de la marca AJA Internacional.

3.2 Velocidades de depósito

Para depositar las películas requeridas se utilizaron blancos de Cr, Mn₃Ga, Mg y MgO con diámetros de 2", los blancos fueron calibrados para obtener las velocidades de depósito relevantes que se muestran en la tabla 3.1. El crecimiento de todas las películas en este trabajo se realizó por el método de pulverización catódica (RF) en una atmósfera de Argón a una presión de trabajo de 3 mTorr; además, el sustrato de MgO(001) fue sujeto a rotación dentro de la cámara en cada depósito. Para medir los espesores de calibración se utilizó microscopía electrónica de barrido (SEM) en un equipo JEOL JSM-7401F.

Blanco	Potencia (W)	Velocidad (nm/min)
Mn ₃ Ga	100	2.46
	60	1.50
	35	0.90
	20	0.54
Cr	100	2.20
MgO	80	0.209
Mg	25	1.176

Tabla 3.1 Velocidades de depósito.

3.3 Síntesis de películas de Cr/Mn₃Ga

La constante de red del Cr ($a = 2.88 \text{ \AA}$, $h \approx 4.07 \text{ \AA}$) es cercana a la constante de red del MgO ($a = 4.21 \text{ \AA}$) y Mn₃Ga ($a = 3.91 \text{ \AA}$), por lo se utilizó Cr para reducir el esfuerzo de deformación entre el sustrato y la película. El desacuerdo en el parámetro de red está definido por la ecuación 3.1.

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{a_{\text{sustrato}} - a_{\text{película}}}{a_{\text{película}}} \times 100 \quad (3.1)$$

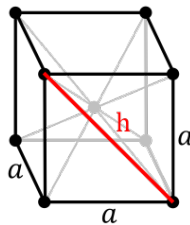


Figura 3.1 Estructura cristalina BCC del cromo.

El efecto de la constante de red ($\Delta a/a$) del Mn₃Ga crecido sobre MgO sería de 7.67% mientras que el $\Delta a/a$ del Mn₃Ga sobre Cr se reduce a 4.16% aumentando la calidad cristalina de la película.

La capa de Cr en todas las películas fue depositada a una temperatura de 550 °C y a una potencia de 100 W sobre un sustrato de MgO(001) previamente limpiado al momento de depositar. Dependiendo de la caracterización a realizar, la capa de Mn₃Ga se depositó con diferentes parámetros. Las películas de Cr/Mn₃Ga se protegieron 2 nm de Cr a temperatura ambiente.

3.3.1 Difracción por reflexión de electrones de alta energía (RHEED)

Se realizaron dos síntesis de Cr/Mn₃Ga con las siguientes condiciones para la capa de Mn₃Ga:

- Mn₃Ga (50 nm) a 400 °C y potencia de 100 W.
- Mn₃Ga (10 nm) a temperatura ambiente, potencia de 100 W y posteriormente tratamiento térmico de 400 °C por 45 minutos.

Las muestras fueron caracterizadas en un equipo RHEED, con aceleración 30 kV y emisión de 1.5 A, para comprobar la calidad cristalina de las capas depositadas y monitorear la cristalización de la capa de Mn₃Ga durante el tratamiento térmico.

3.3.2 Microscopía de fuerza atómica (AFM)

Las dos películas de Cr/Mn₃Ga requirieron las siguientes condiciones de síntesis para la capa de Mn₃Ga:

- Mn₃Ga (10 nm) a 400 °C y potencia de 100 W.
- Mn₃Ga (10 nm) a temperatura ambiente, potencia de 100 W y tratamiento térmico de 400 °C de 45 minutos.

La topografía de cada película fue analizada por AFM en modo AC (*tapping*) con un barrido 1µm x 1µm en un equipo MFP-3D Infinity marca Asylum Research.

3.3.3 Difracción de Rayos X (XRD)

Con el fin de confirmar la fase tetragonal (DO_{22}) de Mn_3Ga , se sintetizó una película de Cr/Mn_3Ga compuesta por una capa de Mn_3Ga (10 nm) depositada a temperatura ambiente, a una potencia de 100 W y con tratamiento térmico de 400 °C. La muestra fue caracterizada con difractómetro de rayos X modelo Xpert'PRO marca PANalytical en geometría Bragg-Brentano, desde 20° a 80° y con un paso de 0.016° utilizando radiación $K\alpha=1.5406 \text{ \AA}$

3.3.4 Magnetometría SQUID

El propósito de la medición fue obtener lazos de histéresis $M(H)$ que muestren el comportamiento magnético del material en diferentes espesores; se utilizaron dos películas de Cr/Mn_3Ga con una capa de Mn_3Ga de 50 y 10 nm, respectivamente, depositadas a 400 °C con una potencia de 100 W. La medición se realizó con un magnetómetro SQUID (resolución de 1×10^{-8} emu) con un campo de 5 T aplicado perpendicularmente al plano de la película, y a una temperatura de 300 K

3.4 Síntesis de apilamientos MTJ

Se realizaron uniones túnel-magnéticas de $Mn_3Ga/MgO/Mn_3Ga$ variando la composición de Mn_3Ga con diferentes potencias de depósito con el fin de maximizar el valor de la TMR. La figura 3.2 muestra el orden de las películas depositadas para el apilamiento. Para evitar la oxidación de electrodos de Mn_3Ga debido al oxígeno de la barrera túnel del MgO se depositaron películas de Mg con 0.4 nm de espesor [15].

En total se sintetizaron cuatro apilamientos donde lo único variante fue la potencia de depósito para las dos capas de Mn_3Ga , estas potencias fueron de 100, 60, 35 y 20 W para cada apilamiento, respectivamente. Los parámetros de crecimiento se muestran en la tabla 3.2.

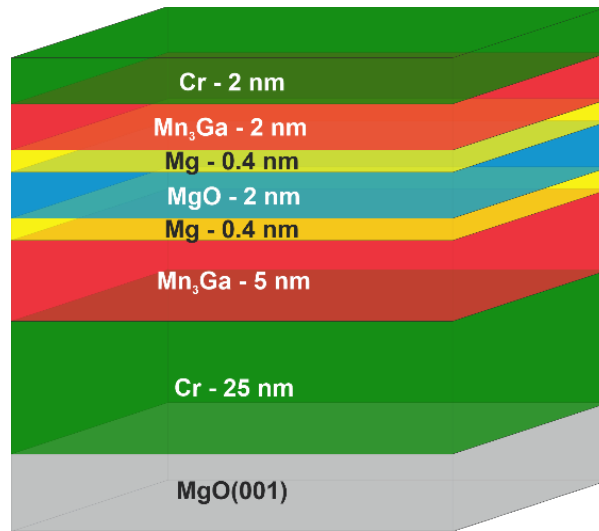


Figura 3.2 Esquema de las capas del apilamiento MTJ y sus respectivos espesores.

Capa	Espesor	Potencia	Temperatura
Cr	2 nm	100 W	T_{amb}
Tratamiento térmico de 1 h			400 °C
Mn ₃ Ga	2 nm	Variable	T_{amb}
Mg	0.4 nm	25 W	T_{amb}
MgO	2 nm	80 W	T_{amb}
Mg	0.4 nm	25 W	T_{amb}
Mn ₃ Ga	5 nm	Variable	T_{amb}
Cr	25 nm	100 W	550 °C

Tabla 3.2 Parámetros de crecimiento para las uniones túnel magnéticas.

3.4.1 Magnetometría PPMS

Las medidas de magnetorresistencia para los apilamientos se realizaron con un magnetómetro PPMS (resolución de 1×10^{-5} emu) con un campo aplicado de 3 T perpendicular al plano y a una temperatura de 300 K.

3.4.2 Microscopía electrónica de transmisión (TEM)

Se utilizó uno de los apilamientos (100 W) para observar el crecimiento de las capas y sus grosores por medio de microscopía electrónica de transmisión con un equipo JEOL JEM-2200FS. La preparación de la muestra para el microscopio se realizó mediante la técnica de haz de iones enfocados (FIB) con un equipo JEOL JEM-9320FIB, el apilamiento fue maquinado hasta obtener un espesor aproximado de 100 nm con vista transversal de las capas.

Capítulo 4.

Resultados y discusión

4.1 Difracción por reflexión de electrones de alta energía (RHEED)

Los patrones de difracción RHEED confirman el crecimiento monocristalino en las películas de MgO(001)/Cr/Mn₃Ga. Los patrones de RHEED que corresponden a la capa buffer de Cr se muestran en las figura 4.1a-b donde se distinguen líneas de Kikuchi poco intensas y franjas verticales características de una superficie cristalina plana. En la capa de Mn₃Ga las figura 4.1c-d muestran una serie de puntos característicos de un crecimiento 3D que indica rugosidad en la superficie de la película por crecimiento de islas.

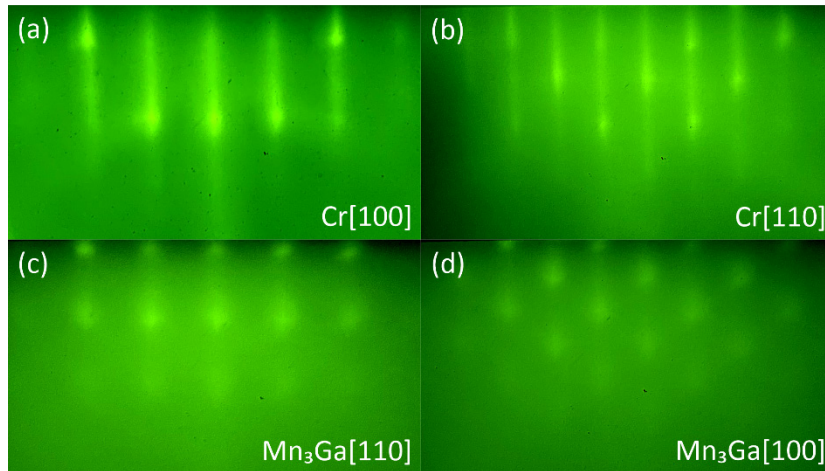


Figura 4.1 Patrones RHEED para la muestra con depósito de Cr (550 °C) y Mn₃Ga (400°C) en dos direcciones, (a) y (b) tomados después del depósito de Cr, (c) y (d) después del depósito de Mn₃Ga.

La figura 4.2 corresponde a los patrones de RHEED para la muestra con depósito de Mn₃Ga a temperatura ambiente y tratamiento térmico a 400 °C, la figura 4.2a muestra un fondo continuo indicando una superficie amorfa para el depósito Mn₃Ga, al realizar el tratamiento térmico se observa que el patrón de superficie cambia a la

estructura monocristalina esperada (figura 4.2c-d), la cristalización de la película es mayormente dependiente de la temperatura, y como puede observarse, el patrón de difracción no cambia significativamente conforme pasa más tiempo, por lo que se sugiere un tiempo para tratamiento térmico no mayor a 1 h.

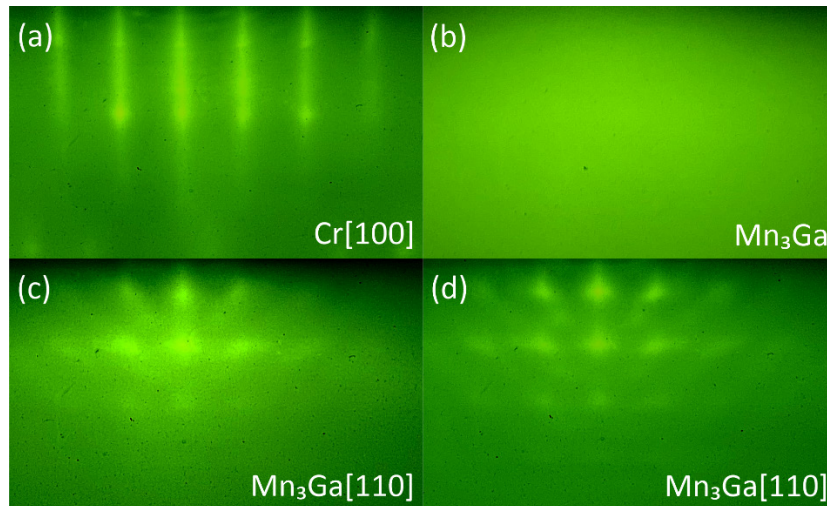


Figura 4.2 Patrones RHEED para la muestra con depósito de Cr (550 °C), Mn₃Ga (T_{amb}) y tratamiento térmico (400 °C), (a) tomado después del depósito de Cr, (b) después del depósito de Mn₃Ga y con tratamiento térmico de (c) 15 min y (d) 45 min.

4.2 Microscopía de fuerza atómica (AFM)

Se obtuvieron imágenes AFM con un barrido 1 μm x 1 μm de las películas de Cr/Mn₃Ga con las condiciones descritas previamente, en la figura 4.3 se muestran las imágenes ampliadas. Comparando ambas imágenes se observa que los vacíos de la superficie no están presentes en la figura 4.3b, disminuyendo significativamente el valor la profundidad (31 a 2.3 nm) y el parámetro RMS de la rugosidad (3.5 a 0.28); por lo tanto, cuando se deposite Mn₃Ga sobre la superficie de Cr a temperatura ambiente y se realiza un tratamiento térmico obtendremos una película más densa y con tamaño de grano más pequeño. Para lograr un apilamiento de películas con mayor calidad cristalina se optará por el segundo método de depósito.

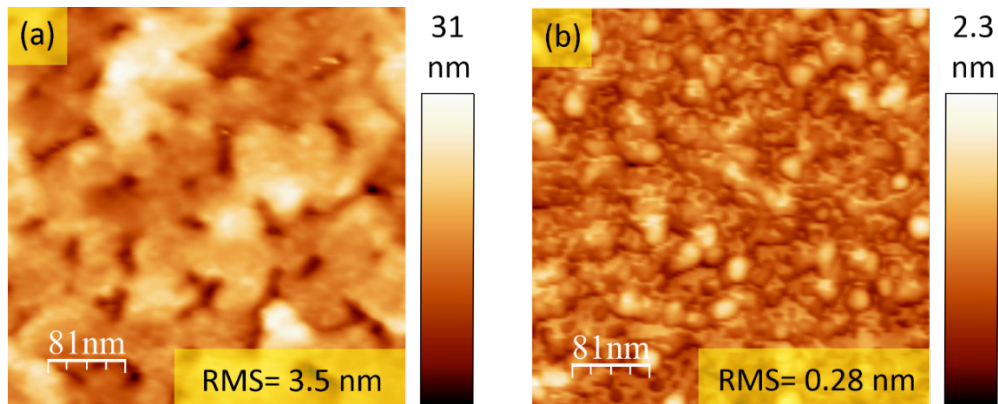


Figura 4.3 Imágenes AFM de Cr/Mn₃Ga con depósitos de Mn₃Ga de 10 nm a (a) temperatura de 400 °C y (b) T_{amb} con tratamiento térmico, respectivamente.

4.3 Difracción de Rayos X (XRD)

En la figura 4.4 se observa la presencia de la fase Mn₃Ga tetragonal D0₂₂ con picos de difracción Mn₃Ga(112), Mn₃Ga(200), Mn₃Ga(114) a 40.9°, 48.5° y 61.7°, respectivamente. Además, se distingue el pico MgO(002) a 42.9° correspondiente al sustrato de MgO(001) y Cr(002) a 64.5° a la capa buffer.

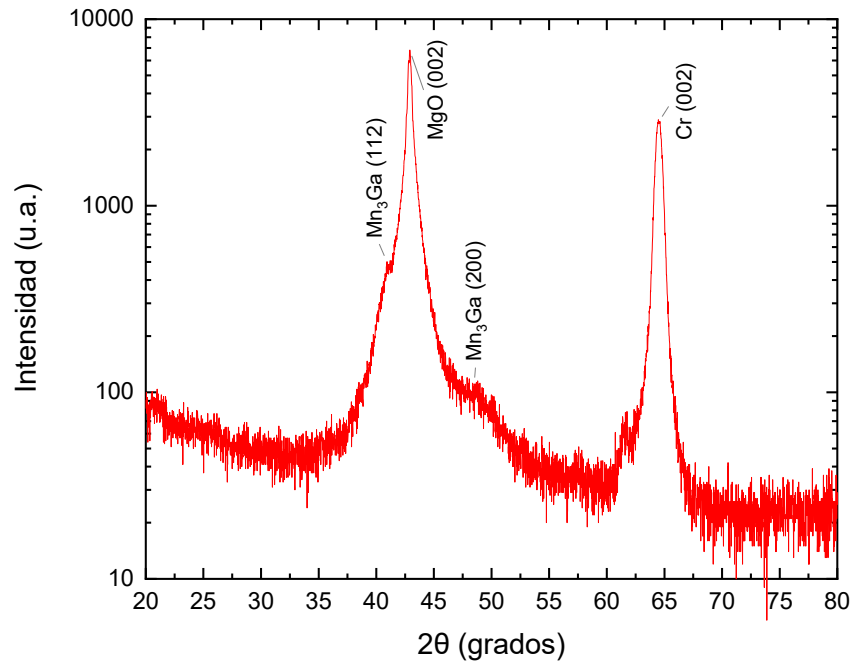


Figura 4.4 Patrón de XRD de la muestra de 10 nm.

4.4 Magnetometría SQUID

Se obtuvieron curvas de magnetización $M(H)$ de las películas con 10 nm y 50 nm de Mn_3Ga tomando en cuenta sus dimensiones. En la figura 4.5 se observa la histéresis magnética de ambas muestras con un campo aplicado perpendicular a la superficie del sustrato. Las películas de 10 y 50 nm presentan una magnetización de saturación de 160 y 110 emu/cm^3 , respectivamente.

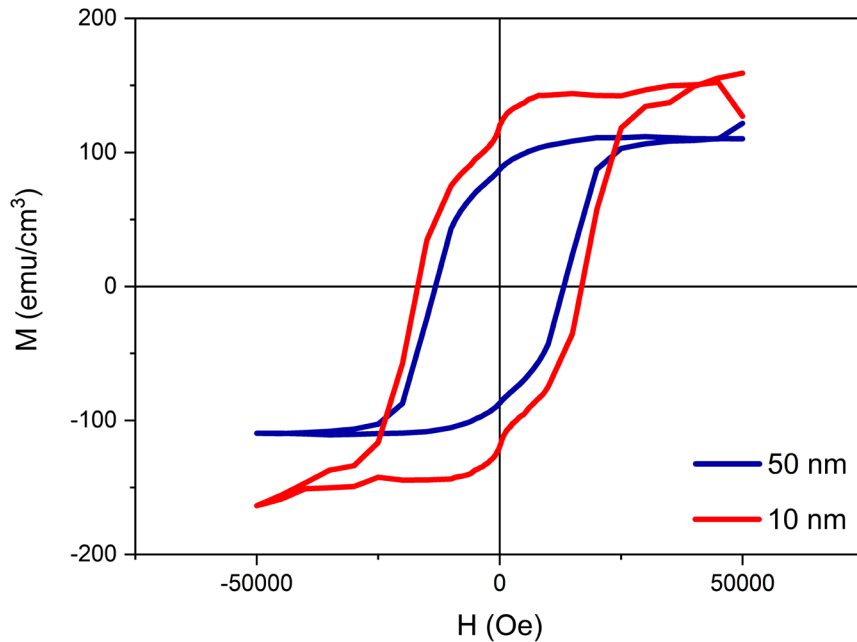


Figura 4.5 Curvas de magnetización $M(H)$ para películas de Mn_3Ga D0₂₂.

4.5 Magnetometría PPMS

Las uniones túnel magnéticas sintetizadas presentaron magnetorresistencia. Debido al ruido de las mediciones, el valor del efecto TMR se observa en la figura 4.6 únicamente para las películas depositadas a 100 y 20 W de con un cambio en la resistencia de 20 y 0.5%, respectivamente, entre el estado paralelo y antiparalelo de las capas ferrimagnéticas.

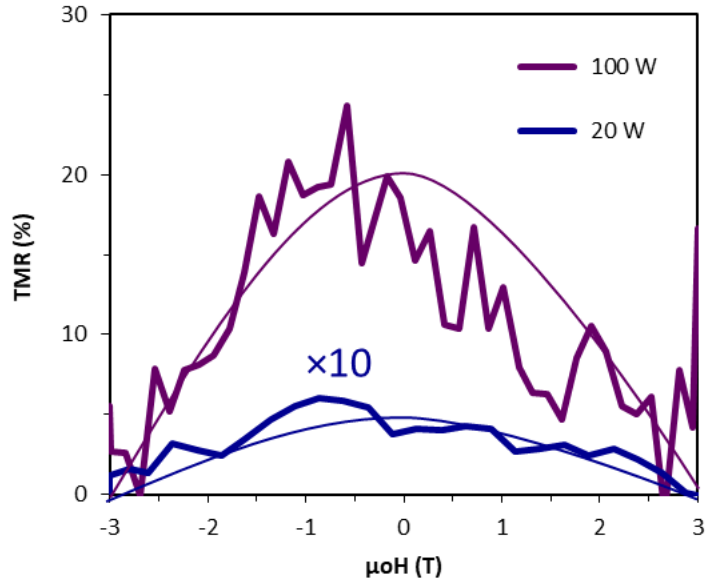


Figura 4.6 Magnetorresistencia de las muestras con Mn₃Ga depositado a 100 W y 20 W.

4.6 Microscopía electrónica de transmisión (TEM)

Se obtuvieron imágenes por TEM del apilamiento MTJ para confirmar espesores y observar el crecimiento epitaxial sobre el sustrato. En la figura 4.7 se muestra la sección transversal del apilamiento con resolución suficiente para distinguir las capas principales. La capa buffer de Cr se encuentra bien orientada respecto al sustrato de MgO(001), además, se puede distinguir en la primera capa de Mn₃Ga una ligera desalineación respecto a la dirección [001] que debe seguir el crecimiento. Para obtener una imagen más clara, se sugiere disminuir el espesor de la capa buffer de Cr y realizar la preparación de muestras para TEM con un espesor menor a 100 nm en el equipo FIB.

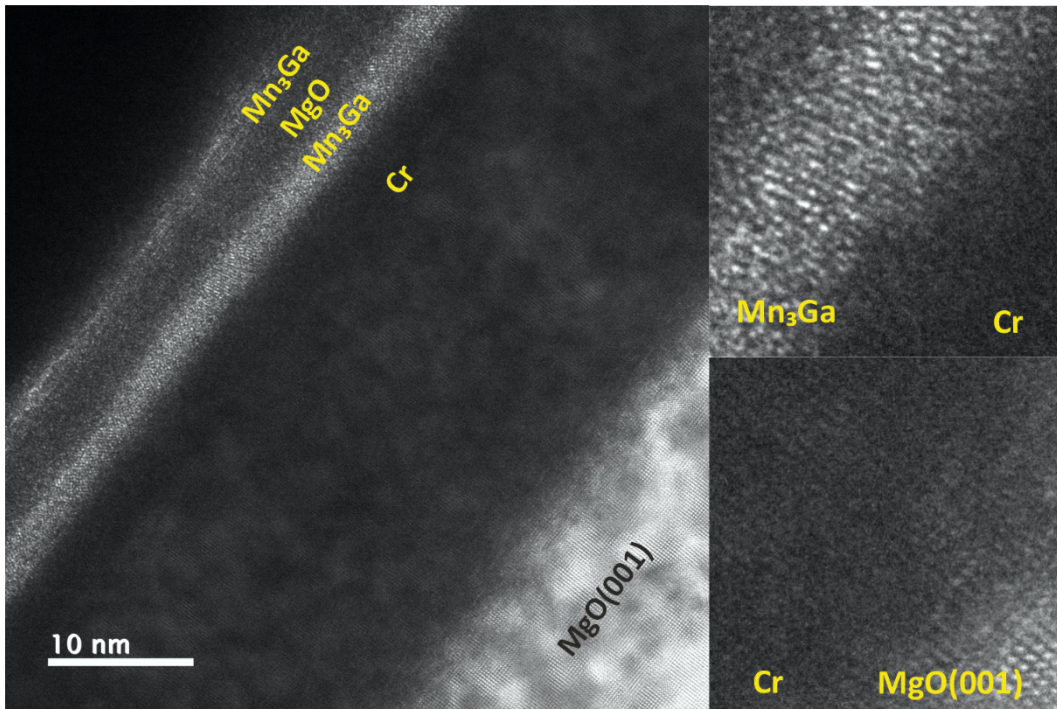


Figura 4.7 Imagen TEM del apilamiento MTJ.

Capítulo 5.

Conclusiones

En este trabajo de tesis se logró medir magnetorresistencia túnel en uniones túnel magnéticas con un sistema $\text{Mn}_3\text{Ga}/\text{MgO}/\text{Mn}_3\text{Ga}$ con diferentes estequiometrías en los electrodos de Mn_3Ga . La presencia de una fase tetragonal de Mn_3Ga fue confirmada por medio de la técnica XRD. Se depositó sobre el sustrato de $\text{MgO}(001)$ una capa buffer de Cr a $550\text{ }^\circ\text{C}$ y Mn_3Ga a temperatura ambiente en conjunto con el tratamiento térmico a $400\text{ }^\circ\text{C}$ permitió obtener películas de Mn_3Ga con menor rugosidad. Por medio de RHEED se confirmó la monocristalinidad de las películas y el tiempo de tratamiento térmico necesario. Se obtuvieron lazos de histéresis con una baja magnetización de saturación de 160 y $110\text{ emu}/\text{cm}^3$ en películas de Mn_3Ga con 10 y 50 nm de espesor, respectivamente. La inclusión de películas de Mg en la interfaz $\text{Mn}_3\text{Ga}/\text{MgO}$ y las mejoras en calidad cristalina de los electrodos de Mn_3Ga resultan importantes debido a la gran sensibilidad de la conducción tipo túnel a las propiedades de las interfases entre electrodos y la barrera túnel. El espesor de 2 nm en la barrera túnel de MgO fue adecuado para permitir la conducción; además, los apilamientos con electrodos de Mn_3Ga depositados a diferentes potencias presentaron valores muy distintos de TMR, lo que confirma la sensibilidad a la estequiometría. Aunque el fenómeno de magnetorresistencia túnel se presentó en los cuatro apilamientos sintetizados, debido al ruido en las mediciones se obtuvieron únicamente valores de TMR de 20 y 0.5% para las películas de Mn_3Ga depositadas 100 y 20 W.

REFERENCIAS

- [1] J. M. D. Coey, *Magnetism and Magnetic Materials*, Cambridge, Nueva York: Cambridge University Press, 2010.
- [2] B. D. Cullity y C. D. Graham, *Introduction to Magnetic Materials*, Segunda ed., Hoboken, Nueva Jersey: John Wiley & Sons, 2011.
- [3] G. F. Dionne, *Magnetic Oxides*, Nueva York: Springer, 2009.
- [4] R. Chimata, «Magnetization dynamics of complex magnetic materials by atomistic spin dynamics simulations,» Uppsala, 2017.
- [5] K. M. Krishnan, *Fundamentals and Applications of Magnetic Materials*, Oxford: Oxford University Press, 2016.
- [6] F. Akagi, «Magnetic Domain Structures and Techniques in Micromagnetics Simulation,» de *Magnetic Material for Motor Drive Systems*, Singapur, Springer, 2019, pp. 165-179.
- [7] S. Bandyopadhyay y M. Cahay, *Introduction to Spintronics*, Boca Ratón, Florida: CRC Press, 2008.
- [8] A. Makarov, «Modeling of Emerging Resistive Switching Based Memory Cells,» Viena, 2014.
- [9] A. Vincent, N. Locatelli y D. Querlioz, «Reinterpretation of Magnetic Tunnel Junctions as Stochastic Memristive Devices,» de *Advances in Neuromorphic Hardware Exploiting Emerging Nanoscale Devices*, Nueva Delhi, Springer, 2017.
- [10] J. Winterlik, B. Balke, G. H. Fecher, C. Felser, M. C. M. Alves, F. Bernardi y J. Morais, «Structural, electronic, and magnetic properties of tetragonal $Mn_{3-x}Ga$:

Experiments and first-principles calculations,» *Physical Review B*, vol. 77, nº 5, 2008.

- [11] E. Krén y G. Kádár, «Neutron diffraction study of Mn_3Ga ,» *Solid State Communications*, vol. 8, nº 20, 1970.
- [12] H. Kurt, K. Rode, M. Venkatesan, P. Stamenov y J. M. D. Coey, «High spin polarization in epitaxial films of ferrimagnetic Mn_3Ga ,» *Physical Review B*, vol. 83, nº 2, 2011.
- [13] H. W. Bang, W. Yoo, C. Kim, S. Lee, J. Gu, Y. Park, L. Kyujoon y M. H. Jung, «Structural, magnetic, and electrical properties of collinear antiferromagnetic heteroepitaxy cubic Mn_3Ga thin films,» *Applied Physics Letters*, vol. 115, nº 1, 2019.
- [14] N. Fernández Buitrago, «Caracterización de superficies de semiconductores crecidos por epitaxia de haces molecularres (MBE), usando la técnica de difracción de electrones de alta energía con incidencia rasante (RHEED),» 2004.
- [15] T. Kubota, Y. Miura, D. Watanabe, S. Mizukami, F. Wu, H. Naganuma, X. Zhang, M. Oogane, M. Shirai, Y. Ando y T. Miyazaki, «Effect of metallic Mg insertion on the magnetoresistance effect in MgO-based tunnel junctions using $D_{022}\text{-}Mn_{3-\delta}Ga$ perpendicularly magnetized spin polarizer,» *Applied physics express*, vol. 110, nº 1, 2011.