

Trabajo de Fin de Máster
Máster en Física y Tecnologías Físicas

**Fabricación de heteroestructuras híbridas
Ferromagnético/Superconductor para
propagación y detección de corrientes de
espín.**

Autor

Pedro Alonso Sánchez

Directora

Irene Lucas del Pozo

Facultad de Ciencias

2022

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Dinámica de espín	1
1.1.1. Ondas de espín. Magnones	2
1.1.2. Corrientes de espín	2
1.2. Efecto Seebeck de espín (SSE)	4
1.3. Efectos de transporte de espín	5
1.3.1. Detección no local de corrientes de espín. Efecto Hall de espín inverso (ISHE).	5
1.3.2. Otros fenómenos espintrónicos	6
1.4. Conceptos básicos de superconductividad	7
1.5. Materiales	8
2. Técnicas experimentales	11
2.1. Crecimiento de películas delgadas	11
2.1.1. Deposición por láser pulsado (PLD)	11
2.1.2. Pulverización catódica o <i>sputtering</i>	12
2.2. Caracterización estructural	12
2.2.1. Difracción de rayos X	13
2.2.2. Reflectividad de rayos X	14
2.2.3. <i>Grazing Incidence X-Ray Diffraction</i> (GIXRD)	14
2.3. Caracterización magnética	15
2.3.1. Magnetometría SQUID	15
2.3.2. Magnetometría de muestra vibrante	15
2.4. Medidas de resistividad eléctrica	16
2.5. Medidas de LSSE	17
3. Resultados	19
3.1. Optimización del crecimiento de las monocapas	19
3.1.1. Monocapa GGG//YIG	19
3.1.2. Monocapa MgO//YBCO	22
3.2. Crecimiento y caracterización de las bicapas	23
3.2.1. Bicapas tipo FS (GGG//YIG/YBCO)	24
3.2.2. Bicapas tipo SF (MgO//YBCO/YIG)	26
3.3. Medidas de LSSE	29
4. Resumen y conclusiones	31

Capítulo 1

Introducción

Este trabajo se enmarca en el contexto de la física de materiales, disciplina que se encarga de estudiar las propiedades de los materiales y sus potenciales aplicaciones. Desde hace ya muchos años, se están buscando soluciones al problema del consumo energético y medioambiental a través del estudio de nuevos materiales que, potencialmente, podrían utilizarse para conseguir fuentes de energía limpia y disminuir el consumo energético de la sociedad.

La espintrónica es una de las muchas disciplinas que pretenden abordar estos problemas desde el punto de vista de la física de materiales. Mientras la totalidad de la electrónica convencional se basa en el transporte de cargas eléctricas móviles, la espintrónica incorpora la información de espín de los electrones a través del estudio de las corrientes de espín. La principal ventaja que presentan estas corrientes de espín frente a la corriente eléctrica es que algunas de ellas, en concreto, las corrientes de espín transportadas por magnones, no llevan asociada un movimiento de cargas por lo que no implicarían pérdidas por efecto Joule.

Como se ha demostrado en los últimos años, existen diversas formas de excitar corrientes de espín. La que se va a tratar en este trabajo es la excitación de corrientes de espín por efecto Seebeck de espín utilizando un gradiente de temperatura. A día de hoy, no existe un marco teórico completo que consiga explicar toda la fenomenología que rodea a este efecto termoespintrónico. Por este motivo, se sigue estudiando y buscando potenciales aplicaciones que permitan aumentar la eficiencia energética de los dispositivos termoelectrónicos.

En este trabajo, la misión de la espintrónica se combina con la superconductividad, otra de las ramas de la ciencia ampliamente estudiada por las aplicaciones que podría llegar a tener en un futuro. Recientemente, se ha descubierto que la presencia de un material superconductor en contacto con un material con orden magnético de largo alcance, puede modificar las propiedades de resonancia ferromagnética de dicho material. Esto implicaría un cambio en la propagación del espín a través de la interacción entre los materiales. En este trabajo, se pretende estudiar como afecta dicho material superconductor en la propagación de las corrientes de espín excitadas por efecto espín-Seebeck.

1.1. Dinámica de espín

En esta sección se van a discutir algunos aspectos básicos acerca de la dinámica de espín que permitirán entender qué es una corriente de espín y cuál es su origen. Así, se verá dónde reside la importancia del transporte de espín y cuales son sus ventajas frente al transporte de carga convencional.

1.1.1. Ondas de espín. Magnones

El estado fundamental de un sólido ferromagnético corresponde a aquel en el que todos los espines se encuentran alineados de forma paralela según el eje z (ver figura 1.1 (a)). Se podría pensar que el primer estado excitado corresponde al cambio de sentido de un solo espín (ver figura 1.1(b)) en el cual el espín total de la red de espines disminuye una sola unidad (es decir, $\pm\hbar$). Sin embargo, existe otra manera en la cual es posible disminuir el espín total del sistema esa cantidad si se permite que la red de espines compartan ese cambio orientándose como muestra la figura 1.1(c). Esta segunda opción requiere una energía mucho menor [1].

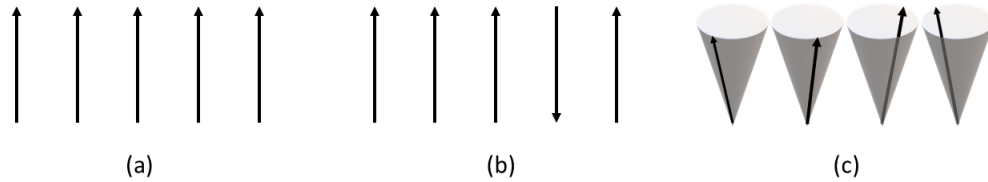


Figura 1.1: Cadena de espines en el nivel fundamental (a) y en un estado excitado (b). Ilustración de un magnón (c)

Estas excitaciones, que reciben el nombre de ondas de espín, son las excitaciones de menor energía que pueden existir en un sólido magnéticamente ordenado y siempre disminuyen el orden magnético del sistema. La manera de cuantificar estas ondas de espín es con una cuasipartícula llamada *magnón*. El magnón se comporta como un bosón, pues transporta un espín de $\pm\hbar$ y puede considerarse como la analogía magnética a las vibraciones de la red y los fonones.

El hecho de que las ondas de espín tengan un comportamiento bosónico permite cuantificar el número medio de ondas de espín de frecuencia ω_q con una distribución de Bose-Einstein (en equilibrio térmico):

$$\langle n_q \rangle = \frac{1}{e^{\hbar\omega_q/k_B T} - 1} \quad (1.1)$$

Esta ecuación permite dar una idea intuitiva de como, al aumentar la temperatura, la magnetización (que es destruida por los magnones) disminuye.

En este trabajo, será necesario conseguir un transporte de corriente de espín magnónica (ver siguiente sección). Los estados magnónicos que se generen se encontrarán fuera del equilibrio termodinámico y la distribución de Bose-Einstein será insuficiente para cuantificarlos. En este caso, será necesario añadir un nuevo parámetro, el *potencial químico magnónico* (μ_m). Este potencial permite parametrizar los magnones creados mediante tres formas de bombeo distintas: (1) irradiación fotónica, (2) mecanismos de transferencia de espín a través de una intercara con un material conductor y (3) gradiente térmico [2]. En este trabajo, como se verá más adelante se utilizará la tercera de ellas. Un cambio en este potencial químico será responsable de la generación de corrientes de espín.

1.1.2. Corrientes de espín

De la misma manera en la que es posible definir una corriente eléctrica (\mathbf{J}_q) como un transporte neto de carga, se puede hacer algo similar con un transporte neto de momento angular de espín al definir una corriente de espín (\mathbf{J}_s). En función de si el transporte de información de espín va acompañado de un transporte neto de carga se pueden distinguir dos tipos de corrientes de espín: las *corrientes polarizadas en espín* y las *corrientes puras de espín* (ver figura 1.2).

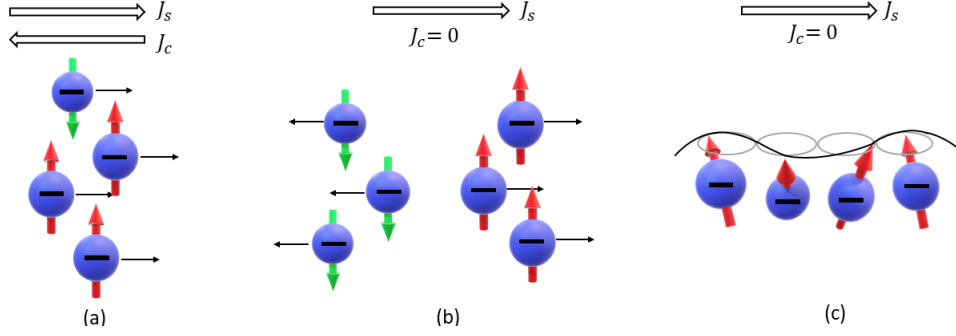


Figura 1.2: Se muestran las corrientes polarizadas en espín (a) y los dos tipos de corrientes puras de espín: de electrones (b) y de magnones (c).

Pensemos en una corriente de electrones en la cual todos ellos se están moviendo en el mismo sentido. En el caso de que exista una asimetría entre los electrones con espín *up* y espín *down*, se presentaría a la vez un transporte neto de carga (corriente eléctrica) y de espín (corriente de espín) como ilustra la figura 1.2(a). Este tipo de corrientes que son, a la vez, carga y de espín, se conocen con el nombre de corrientes polarizadas en espín. La densidad de corriente en este caso puede definirse así [3]:

$$\mathbf{J}_s = \frac{\hbar}{2e} (\mathbf{J}_\uparrow - \mathbf{J}_\downarrow) \quad (1.2)$$

donde $\mathbf{J}_{\uparrow(\downarrow)}$ es la densidad de electrones con espín *up* y espín *down* respectivamente. Nótese, que este tipo de corrientes, al llevar una corriente de carga asociada pueden detectarse experimentalmente en el laboratorio mediante una diferencia de potencial.

Sin embargo, también existen corrientes de espín que no llevan asociada ninguna corriente de carga. Son las llamadas *corrientes puras de espín*. Una expresión general para definir este tipo de corrientes es [4]:

$$\mathbf{J}_s = \sum_{\mathbf{k}} s_{\mathbf{k}}^z v_{\mathbf{k}} \quad (1.3)$$

donde $s_{\mathbf{k}}^z$ es la componente *z* de la densidad de espín que se transporta y $v_{\mathbf{k}}$ es la velocidad a la que se propaga esa densidad de espín.

Existen dos tipos de portadores que pueden dar lugar a corrientes puras de espín: los electrones de conducción y los magnones (ver sección 1.1.1).

Las corrientes puras de espín causadas por electrones de conducción se generan cuando existe el mismo número de electrones con espín *up* y espín *down* moviéndose en direcciones opuestas. Como se observa en la figura 1.2(b) esto dará lugar a una corriente de espín pero aunque exista un transporte de electrones, la corriente de carga será nula. Si se particulariza la expresión anterior para esta corriente de electrones de conducción definiendo la tercera componente de la densidad de espín como $s_{\mathbf{k}}^z = c_{\mathbf{k},up}^\dagger c_{\mathbf{k},up} - c_{\mathbf{k},down}^\dagger c_{\mathbf{k},down}$ donde $c_{\mathbf{k},\sigma}^\dagger$ es el operador creación de electrones de conducción con espín $\sigma = up/down$ y con momento \mathbf{k} se obtiene que la densidad de corriente de espín es [4]:

$$\mathbf{J}_s^{el} = \sum_{\mathbf{k}} v_{\mathbf{k}} (\langle c_{\mathbf{k},up}^\dagger c_{\mathbf{k},up} \rangle - \langle c_{\mathbf{k},down}^\dagger c_{\mathbf{k},down} \rangle) \quad (1.4)$$

En este caso el término $v_{\mathbf{k}}$ es la velocidad de los electrones de conducción.

Las ondas de espín también tienen la capacidad de transportar momento angular de espín y, además, no implican el movimiento de cargas por lo que pueden dar lugar a otro tipo de corriente pura de espín, las corrientes de espín magnónicas (ver figura 1.2(c)). En este caso, se puede definir $s_{\mathbf{k}}^z = S_0 - b_{\mathbf{k}}^\dagger b_{\mathbf{k}}$ donde $b_{\mathbf{k}}^\dagger$ es el operador de creación de magnones con momento \mathbf{k} .

Es decir, la tercera componente de espín se define como la que existe en el nivel fundamental (S_0) menos lo que contribuye cada magnón. Si se sustituye esta expresión en la densidad de corriente de espín se llega a que [4]:

$$\mathbf{J}_s^{\text{mag}} = -\frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}} v_{\mathbf{k}} (\langle b_{\mathbf{k}}^\dagger b_{\mathbf{k}} \rangle - \langle b_{-\mathbf{k}}^\dagger b_{-\mathbf{k}} \rangle) \quad (1.5)$$

Nótese aquí que, al no llevar asociado el movimiento de cargas, este tipo de corrientes pueden presentarse en cualquier material que presente un orden magnético de largo alcance, independientemente de que sea aislante o conductor. Esto es lo que justifica el estudio de este tipo de corrientes pues no conllevan pérdidas de energía por efecto Joule. Otra propiedad característica de las corrientes magnónicas es que, mientras las corrientes de espín de electrones de conducción poseen longitudes de penetración de 100 - 1500 nm, estas pueden llegar a recorrer longitudes cercanas al milímetro [4].

1.2. Efecto Seebeck de espín (SSE)

El efecto Seebeck clásico, fue descubierto en el año 1821 cuando el físico Thomas Seebeck observó por primera vez la aparición de una corriente eléctrica al someter a un gradiente de temperatura a la unión de dos materiales conductores o semiconductores. El efecto análogo de espín es lo que se conoce como efecto Seebeck de espín o espín-Seebeck (SSE).

El SSE se refiere a la creación de una corriente de espín en el interior de un material magnético al que se le aplica un gradiente de temperatura. Para identificar qué portadores de espín (electrones o magnones) son los causantes de dicho efecto termoespintrónico hay que tener en cuenta que el SSE se ha detectado en materiales magnéticos tanto aislantes como conductores [5]. Las corrientes de espín pueden ser generadas tanto por electrones como por magnones, a partir de un gradiente de temperatura. Cada proceso físico es totalmente distinto y por ello es necesario distinguir entre ambas contribuciones.

Por definición, el SSE hace referencia únicamente a la contribución de los magnones. En el caso de que se esté trabajando en un material magnético y metálico, la contribución de electrones polarizados en espín se deberá a otro proceso conocido con el nombre de *efecto Seebeck dependiente de espín* (SDSE) que se explicará en la sección (1.3.2).

En el laboratorio, es posible utilizar dos configuraciones distintas para medir SSE: la configuración transversal (TSSE, del inglés *Transversal Spin Seebeck Effect*) y la longitudinal (LSSE, del inglés *Longitudinal Spin Seebeck Effect*) [6]. Empezaremos por explicar la configuración TSSE, pues fue precisamente ésta la implementada por Uchida *et al.* cuando se observó por primera vez este efecto termoespintrónico. Tal y como muestra la figura 1.3(a), en esta configuración el gradiente de temperatura es aplicado a lo largo del plano de la película delgada. Utilizando un campo magnético en la dirección paralela a dicho gradiente se consigue generar una corriente de espín perpendicular a este.

En cambio, en la configuración LSSE, el gradiente de temperatura se aplica a lo largo del espesor de la película delgada, es decir, normal al plano. Utilizando un campo magnético perpendicular a dicho gradiente se puede excitar una corriente de espín a lo largo del espesor de la película delgada (ver figura 1.3(b)). Aunque ambas configuraciones son igualmente posibles de implementar, por una cuestión de simplicidad experimental pues alguno de los equipos del laboratorio ya se encuentran optimizados para ello, en este trabajo se utilizará la configuración LSSE. Hay que tener en cuenta que en esta configuración pueden aparecer algunos efectos que dificulten el análisis de la señal de SSE (ver sección 1.3.2). Por ello habrá que tener cuidado a la hora de realizar las medidas y tratar los datos.

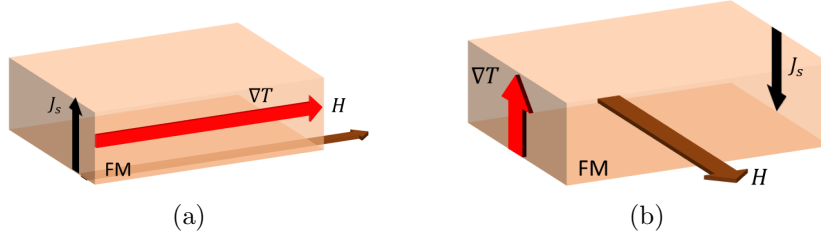


Figura 1.3: Configuraciones que pueden implementarse para la medida de SSE: transversal o TSSE (a) y longitudinal o LSSE (b).

1.3. Efectos de transporte de espín

Para la detección de las corrientes de espín en las estructuras fabricadas en este trabajo se usará el efecto Hall de espín inverso (ISHE). El propósito de esta sección es explicar brevemente los fundamentos teóricos de éste y otros fenómenos termoespintrónicos.

1.3.1. Detección no local de corrientes de espín. Efecto Hall de espín inverso (ISHE).

En la sección 1.1.2 se han presentado distintos tipos de corrientes eléctricas y de espín. Para detectar una corriente que lleva asociada un transporte de carga no hay más que usar una caída de potencial. Sin embargo, ¿cómo es posible detectar una corriente (pura) de espín que no lleva asociada una caída de potencial? Una opción es convertir las corrientes puras de espín en corrientes eléctricas que puedan ser fácilmente detectadas. Para ello, se utilizará el efecto Hall de espín inverso (ISHE, del inglés *Inverse Spin Hall Effect*).

El efecto Hall de espín (SHE) está relacionado con la aparición de una corriente de espín transversal a una corriente eléctrica en el interior de un material conductor. Dicho efecto presenta su origen en la dispersión de electrones en el seno de una interacción espín-órbita (SO) intensa.

Consideremos que existe una corriente de electrones en el interior de un metal. Estos electrones sufrirán diversos procesos de scattering a lo largo de su recorrido. En los materiales donde la interacción espín-órbita sea elevada, tras estos procesos de dispersión, los electrones con espines opuestos, saldrán en sentidos contrarios pudiendo generar una corriente de espín. Para ver de qué tipo de corriente de espín se trata será necesario distinguir el tipo de material en el que se produce:

- En el caso de que se trate de un material conductor y con orden magnético de largo alcance existirá una asimetría entre las poblaciones de electrones con espín *up* y espín *down*. En este caso, los electrones serán dispersados preferentemente en un sentido por lo que se generará una corriente de espín que llevará asociada una corriente de carga. Esto recibe el nombre de efecto Hall anómalo (AHE, del inglés *Anomalous Hall Effect*).
- Para un material conductor pero no magnético, en los procesos de scattering, habrá el mismo número de electrones dispersados en un sentido que en otro. Por lo tanto, la corriente que se genera será una corriente pura de espín, es decir, sin carga asociada.

Como estos dos procesos tienen el mismo origen, el acoplamiento SO en el scattering de electrones, se puede entender el AHE como un caso particular del SHE. El AHE sería el SHE en el interior de un material metálico y magnético [7]. Estos dos procesos, hablan de cómo es posible transformar una corriente eléctrica en una corriente de espín.

No obstante, como se ha mencionado anteriormente, en este trabajo se pretende convertir una corriente de espín en una corriente eléctrica y ésta es precisamente la definición del efecto

Hall de espín inverso (ISHE). Originalmente existirá una corriente pura de espín transportada por electrones. Como se ilustra en la figura 1.2(b), en dicha corriente los electrones con espines opuestos se mueven en sentidos contrarios de modo que, por procesos de dispersión dependientes de la interacción SO, acabarán moviéndose en la misma dirección que será perpendicular a su trayectoria inicial. En la figura 1.4(a) se muestra un esquema de este proceso.

En resumen, a través del ISHE es posible generar una corriente eléctrica (y por lo tanto detectable) en dirección transversal a una corriente de espín en el interior de un material con una interacción SO alta. Para cuantificar la eficiencia de esta conversión de corriente de espín a corriente eléctrica, pueden utilizarse estas expresiones que definen macroscópicamente ambos procesos [7]:

$$SHE : \mathbf{J}_s = \theta_{SH} \frac{\hbar}{2e} \mathbf{J}_q \times \mathbf{s} \quad (1.6)$$

$$ISHE : \mathbf{J}_q = \theta_{SH} \frac{2e}{\hbar} \mathbf{J}_s \times \mathbf{s} \quad (1.7)$$

donde \mathbf{J}_s es la corriente de espín, \mathbf{J}_q la de carga y \mathbf{s} es la orientación del espín. El parámetro θ_{SH} recibe el nombre de ángulo espín-Hall y representa la efectividad de ambos procesos por lo que, para conseguir detectar la corriente de espín, se buscarán materiales que presenten un θ_{SH} lo más alto posible. Además, tanto el SHE como el ISHE tiene el mismo origen, la dispersión dependiente de espín. Por este motivo tiene sentido que la eficiencia de ambos procesos sea la misma.

Con todo esto, y teniendo en cuenta la ley de Ohm $\mathbf{J}_q = \sigma \mathbf{J}_c \Rightarrow V = IR$ el voltaje que se detectará será el siguiente:

$$\mathbf{E}_{ISHE} = \frac{\theta_{SH}\rho}{L_x L_y} \left(\frac{2e}{\hbar}\right) \mathbf{J}_s \times \sigma \leftrightarrow V_{ISHE} = \frac{\theta_{SH}\rho}{L_x} \left(\frac{2e}{\hbar}\right) I_s \quad (1.8)$$

donde ρ , L_x y L_y son la resistividad eléctrica y las dimensiones de la muestra respectivamente.

1.3.2. Otros fenómenos espintrónicos

Como ya se ha mencionado anteriormente (ver sección 1.2), existen otros efectos que pueden dificultar el análisis de la señal de SSE en configuración longitudinal: el efecto Seebeck dependiente de espín (SDSE) y el efecto Nernst anómalo (ANE). A continuación, trataremos de explicarlos brevemente.

El SDSE se puede explicar a partir del efecto Seebeck clásico. Si se le aplica un campo magnético a un material conductor, se va a generar una corriente eléctrica por efecto Seebeck clásico. En el caso de que ese conductor tenga un orden magnético de largo alcance, dicha corriente eléctrica llevará asociada una polarización de espín. Es decir, la contribución de electrones con espín *up* (\mathbf{J}_\uparrow) y de espín *down* (\mathbf{J}_\downarrow) será diferente ($\mathbf{J}_\uparrow \neq \mathbf{J}_\downarrow$). Dicha corriente de espín se añadirá a la señal de LSSE de los magnones que se detecta vía ISHE.

El ANE, en cambio, se define como la generación de una corriente transversal a un gradiente de temperatura en un metal magnético. Dicha corriente también será perpendicular a la magnetización de la muestra. La expresión que define el campo eléctrico de dicho efecto es la siguiente [8]:

$$\mathbf{E}_{ANE} = -Q_s \mu_0 (\mathbf{M} \times \nabla T) \quad (1.9)$$

donde \mathbf{M} es la magnetización de la muestra, ∇T el gradiente de temperatura, μ_0 la permeabilidad magnética del vacío y Q_s el coeficiente ANE.

En la actualidad, aún no se ha conseguido dar una explicación que explique perfectamente el ANE; sin embargo, parece tener relación con el SHE que se ha explicado en la sección anterior [9].

En el año 2016, Fang *et al.* crearon un modelo que explica a grandes rasgos la fenomenología de dicho efecto: en el interior de un material conductor y magnético, un ∇T genera una corriente eléctrica por SDSE. Si este material presenta una interacción SO suficientemente alta, esta corriente de carga es transformada en una corriente de espín a través del SHE. Como en un metal magnético existe una asimetría de electrones *up* y *down*, dicha corriente de espín será a la vez una corriente de carga que dará lugar a una caída de potencial ΔV_{ANE} [9]. Este proceso queda representado en la figura 1.4(b).

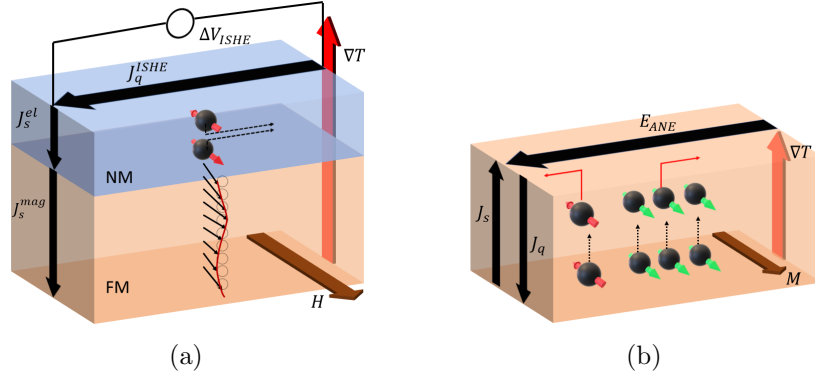


Figura 1.4: Detección de LSSE vía ISHE (a) y efecto Nernst Anómalo (b)

1.4. Conceptos básicos de superconductividad

Desde principios del siglo pasado, es conocido que determinados materiales dejan de presentar resistencia al paso de la corriente eléctrica al reducir su temperatura. En concreto, la historia de la superconductividad comienza en 1911, cuando Heike Kamerlingh Onnes observa como la resistencia eléctrica del mercurio desaparece bruscamente al disminuir la temperatura hasta la del He líquido [10]. Desde ese preciso instante y debido a las implicaciones tecnológicas que puede llegar a tener, son muchos los científicos los que se han dedicado a estudiar este campo de la física. Son muchas las teorías desarrolladas que han intentado explicar el comportamiento macroscópico de estos materiales superconductores y aún mas han sido las que han intentado explicar este fenómeno desde un punto de vista microscópico. Sin embargo, hoy en día, es posible decir que ninguna de las teorías existentes consigue dar respuesta a todas las preguntas que surgen acerca de esta rama de la ciencia de bajas temperaturas.

La característica más importante de los materiales superconductores es, como ya se ha mencionado, que presentan una resistividad nula por debajo de una temperatura crítica. Pero además, estos materiales presentan otra propiedad que hay que tener en cuenta y que tiene que ver con el efecto Meissner [10]. Según este efecto, todo material en su estado superconductor es capaz de expulsar por completo el flujo magnético que lo atraviesa convirtiéndose en un diamagnético perfecto. Para lograrlo, en el interior del material se forman unas supercorrientes que consiguen que el campo total sea nulo.

Ahora que se ha definido el efecto Meissner, se pueden distinguir dos tipos de superconductores en función de cómo se produzca la transición. Por un lado, en los superconductores tipo I, el estado superconductor se alcanza de manera brusca, existiendo únicamente el estado *normal* y el estado *superconductor*. En cambio, en los superconductores tipo II existe un estado intermedio conocido como *estado vórtice*, en el cual se produce un efecto Meissner parcial. En este estado, el flujo magnético puede penetrar el medio de manera cuantizada, en forma de de tubos que están rodeados de vórtices de corriente.

También es importante mencionar que la temperatura no es la única magnitud que es capaz de sacar del estado superconductor a un material. Por encima de una corriente crítica y de

un campo magnético crítico que depende exclusivamente del material, la superconductividad también desaparece.

Hasta aquí, se han mencionado las propiedades macroscópicas más importantes de los materiales superconductores. Para acabar con esta breve introducción a la superconductividad se hace necesario mencionar la teoría microscópica de la superconductividad más completa que se ha conseguido desarrollar. Dicha teoría, fue elaborada por *Bardeen, Cooper y Schrieffer* en el año 1957, más de cuarenta años después del descubrimiento experimental [10]. Se trata de la teoría BCS que explica este fenómeno a partir de la formación de pares de *Cooper*. Según esta teoría, al disminuir la temperatura, dos electrones con el mismo momento \mathbf{k} pero con espines opuestos se unen para formar el par de *Cooper*. Esto les permitiría avanzar por el medio sin ningún tipo de resistencia.

Como se ha ido observando en los últimos años, la presencia de un material superconductor en contacto con un material con orden magnético de largo alcance tiene un efecto en la propagación de las corrientes de espín [11]. Aunque la física que existe detrás de este fenómeno sigue siendo, en parte, desconocida, se ha observado que la presencia de los pares de Cooper en la intercara de ambos materiales, es capaz de modificar las propiedades de resonancia ferromagnética de los espines del material magnético, lo que provoca el cambio en la propagación de corrientes de espín.

1.5. Materiales

En este trabajo, se pretende fabricar bicapas de películas delgadas formadas por una capa de material magnético y otra de material superconductor para poder estudiar como se propagan las corrientes de espín a través de esta intercara. Como material magnético se ha escogido el granate de hierro e itrio (YIG^1), y como superconductor, el YBCO². Una imagen de ambas estructuras cristalinas se muestra en las imágenes 1.5. A continuación se van a comentar las principales propiedades de dichos compuestos y el por qué de su elección.

El YIG es un material ferrimagnético que presenta una temperatura de Curie de 560 K y una estructura cristalina tipo granate. Este material, cuando presenta una alta calidad cristalina, presenta valores de campo coercitivo menores a $H_c \approx 10 Oe$ y de imanación de saturación cercanos a $M_s \approx 150 emu/cm^3$. Este compuesto ha sido estudiado en profundidad en el campo de la espintrónica y ha resultado tener un comportamiento excelente para la excitación de corrientes de espín presentando valores de *damping* en experimentos de resonancia ferromagnética nuclear (FMR) cercanos a $\alpha \approx 6,15 \cdot 10^{-5}$ [12]. Por otro lado, se trata de un material que es eléctricamente aislante por lo que no existirá señal de ANE que contamine la señal de LSSE. Esto es lo que sin duda justifica la elección de este material. Respecto a su estructura cristalina, la celda unidad es una *bcc* cúbica en cuyo interior se repite cuatro veces la composición $Y_3Fe_2^+Fe_3^+O_{12}^{-2}$. Además, su parámetro de red es de $a \approx 12,376 \text{ \AA}$.

Para conseguir un crecimiento epitaxial del YIG se utilizarán sustratos de granate de gadolinio y galio (GGG³). Se trata de un material paramagnético que posee una estructura cristalina muy similar al YIG pues presenta un parámetro de red de $a \approx 12,383 \text{ \AA}$ [13].

Como material superconductor se ha elegido el YBCO. Es un superconductor de alta temperatura crítica que pertenece a los superconductores tipo II. Para conseguir que transite a estado superconductor bastaría con utilizar nitrógeno líquido pues su temperatura crítica es de $T_c \approx 95 K$ para estructuras masivas o tipo *bulk*. Tiene estructura tipo perovskita con celda ortorrómbica de parámetros de red: $a \approx 3,887 \text{ \AA}$, $b \approx 3,820 \text{ \AA}$ y $c \approx 11,687 \text{ \AA}$ [10]. Además,

¹ $Y_3Fe_5O_{12}$

² $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

³ $Gd_3Ga_5O_{12}$

es un material diamagnético. Experimentalmente es fácil de depositar utilizando la técnica de deposición por láser pulsado (ver sección 2.1.1). Para las películas delgadas de YBCO se han utilizado sustratos de MgO cuyo parámetro de red es de $a \approx 4,213 \text{ \AA}$ (con estructura cúbica).

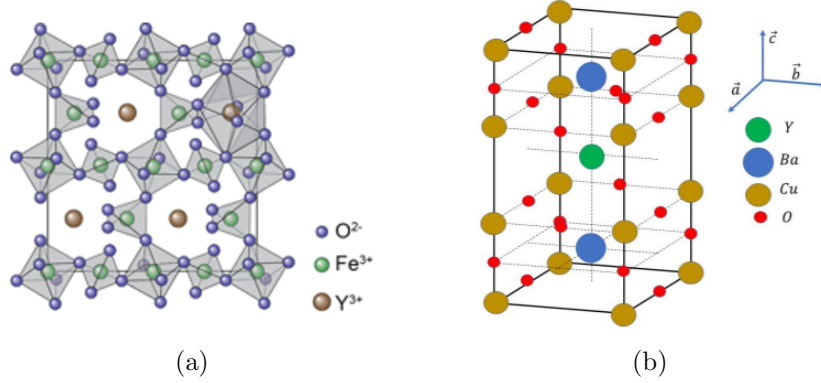


Figura 1.5: Estructura cristalina del YIG (a) e YBCO (b).

Por último, para lograr la detección de las corrientes de espín por ISHE es necesario utilizar un material que presente θ_{SH} alto, es decir, una interacción SO elevada. Uno de los materiales conocidos con mejores propiedades para lograrlo es el Pt y por ello, encima de la capa de YIG se depositarán unos 7 nm de este material. Nótese que aunque sea de los mejores materiales conocidos para esta aplicación, el Pt tan solo tiene un ángulo Hall de espín de $\theta_{SH} \approx 1\%$ [14] por lo que solo una centésima parte de la corriente de espín que llegue hasta el material será convertida a corriente eléctrica detectable. También hay que tener en cuenta que la magnetización de YIG puede inducir algo de ferromagnetismo en el Pt, y este, al estar bajo el efecto de un gradiente de temperatura, puede dar contribución de ANE. Sin embargo, se ha comprobado que dicha señal es muy inferior a la de ISHE y puede despreciarse [6].

Capítulo 2

Técnicas experimentales

2.1. Crecimiento de películas delgadas

El objetivo de este trabajo es fabricar estructuras fabricadas a partir de películas delgadas para lo cual ha sido necesario utilizar dos técnicas de crecimiento distintas: deposición por láser pulsado para las capas individuales o combinadas de YIG e YBCO, y pulverización catódica o *sputtering* para depositar una fina capa de platino.

2.1.1. Deposición por láser pulsado (PLD)

La deposición por láser pulsado o PLD (del inglés, *Pulsed Laser Deposition*) es una de las técnicas de deposición en fase vapor más utilizadas a la hora de fabricar películas delgadas multicapa pues es capaz de reproducir la estequiometría de óxidos complejos de manera casi perfecta.

El funcionamiento del equipo es conceptualmente simple (ver figura 2.1). Consiste en focalizar un haz láser de alta energía, mediante un sistema óptico formado por lentes y espejos, sobre un material que contiene los átomos del material que quiere depositarse. Cuando el haz llega a este blanco (o *target*) se produce la ablación del material y se forma un plasma en forma de pluma en dirección perpendicular al sustrato sobre el cual se quiere depositar la película delgada. De esta forma, pulso a pulso, se van depositando los átomos del blanco sobre dicho sustrato. Además, tanto el blanco como el sustrato rotarán a lo largo de todo el proceso para que la deposición sea lo más homogénea posible.

Para lograr que todo este proceso se lleve a cabo en un ambiente controlado y evitar así la contaminación de la muestra, el proceso de deposición se lleva a cabo en el interior de una cámara de alto vacío (10^{-8} Torr) que cuenta con una bomba rotatoria y una bomba turbomolecular. En el caso particular del equipo utilizado para este trabajo, el sistema cuenta con una precámara de vacío que ayuda a que todo este proceso se lleve a cabo de la forma más rápida posible, sin romper el vacío de la cámara principal.

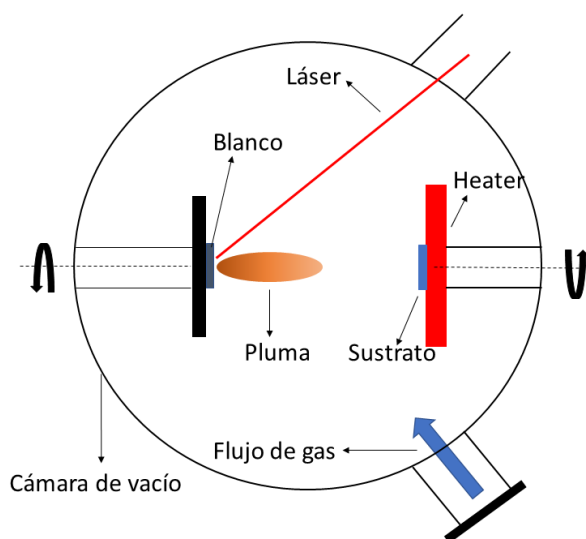


Figura 2.1: Esquema de la técnica de PLD

La técnica de PLD no es la única que permite crecer multicapas con los compuestos que se han utilizado en este trabajo. Sin embargo, presenta una serie de ventajas que la convierten en la mejor opción. Como ya se ha mencionado anteriormente, la conservación de la estequiometría es muy buena lo que la hace ideal para elaborar multicapas de materiales complejos. Además, la reproducibilidad también es muy alta, lo que asegura que las características de las películas delgadas que se depositen sean siempre iguales si se han utilizado las mismas condiciones durante el crecimiento.

Esta técnica, permite modificar muchas de las condiciones en las que se realiza el crecimiento: el tipo de sustrato, la energía del láser, la frecuencia, la atmósfera de la cámara, la temperatura, etc. Esta es la principal ventaja del equipo y lo que justifica su elección. Además, para crecer multicapas se aprovechará que es posible depositar los dos materiales sin exponer la muestra al ambiente lo que permitirá conseguir una intercara lo más limpia posible.

El equipo que se ha utilizado para el crecimiento de las películas delgadas de este trabajo (ver figura 2.2) es un PLD de la casa *Neocera* que está situado en el Centro Singular de Investigación en Química Biológica y Materiales Moleculares (CiQUS) en Santiago de Compostela. Dicho PLD está equipado con el láser de Nd:YAG Q-smart 850 de la casa *Quantel*.

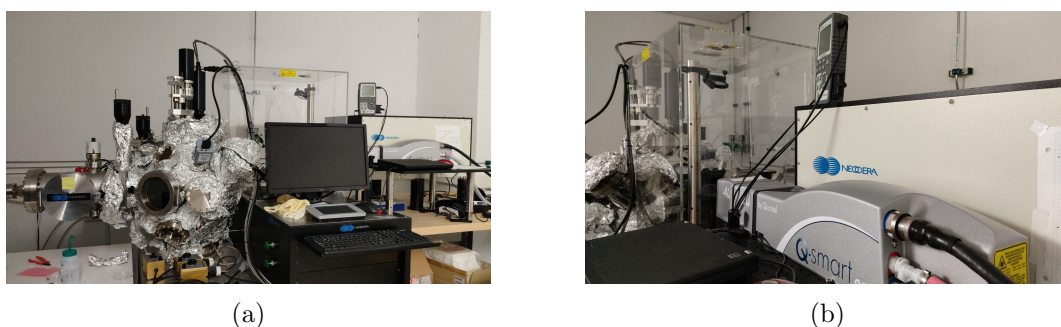


Figura 2.2: Equipo PLD utilizado para depositar las multicapas (a) con el láser que lleva equipado (b).

2.1.2. Pulverización catódica o *sputtering*

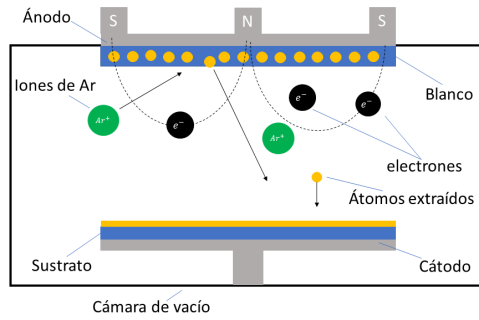
La técnica de pulverización catódica o *sputtering* se basa en un principio físico por el cual se depositan los átomos del blanco sobre el sustrato a través del intercambio de momento lineal (como se muestra en la figura 2.3(a)). En el interior de la cámara de alto vacío, se encuentran los átomos de un gas noble (argón) que son ionizados mediante electrones y acelerados por un campo eléctrico. Al ganar velocidad, acaban chocando contra los átomos del material que se pretende depositar. Si este impacto se produce con una energía suficiente, los átomos del blanco se liberan y se acaban depositando sobre el sustrato.

El equipo de *sputtering* que se ha utilizado cuenta con un magnetrón que optimiza el crecimiento. Al crear un campo magnético en dirección normal al campo eléctrico se pueden confinar los electrones cerca del blanco aumentando la eficacia del proceso.

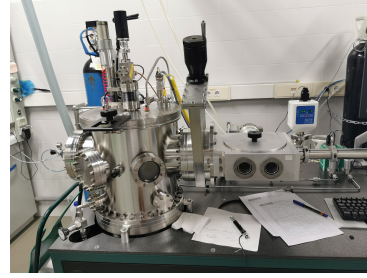
Para este trabajo se ha utilizado un equipo de pulverización catódica (ver figura 2.3(b)) de la casa *Neocera* situado en el Instituto de Nanociencia y Materiales de Aragón (INMA).

2.2. Caracterización estructural

Para determinar la estructura cristalina de las bicapas y capas individuales presentados en este trabajo se han utilizado tres técnicas de Rayos X: difracción de rayos X de alta resolución



(a)



(b)

Figura 2.3: Funcionamiento del *sputtering de magnetrón* (a) y equipo utilizado (b).

(HRXRD), reflectividad de rayos X (XRR) y una técnica de difracción de grandes instalaciones denominada GIXRD (del inglés, *Grazing Incidence X-Ray Diffraction*) de la línea BM25 Spline en el sincrotrón de Grenoble ESRF.

2.2.1. Difracción de rayos X

La difracción de Rayos X o XRD (*X-Ray Diffraction*) es una técnica especialmente recomendada para obtener información acerca de la composición química. Mediante esta técnica se puede saber si existe orientación preferencial o no en la muestra, si hay algún tipo de deformación en la celda cristalina, si la muestra presenta fases espúreas, etc.

El funcionamiento es el siguiente: un haz de rayos X colimado incide sobre la muestra y un detector recoge los rayos difractados por una familia de planos determinada. En el patrón de interferencia se encontrará un máximo cuando se cumpla la ley de *Bragg* (ver figura 2.5(a)):

$$2d\sin\theta = n\lambda \quad (2.1)$$

donde d es la distancia que separa los planos de una misma familia, λ es el longitud de onda del haz de rayos X y θ el ángulo que forma el haz con los planos. Un esquema de esto se muestra en la figura 2.4(a). Con esta técnica se pretende estudiar la difracción de planos paralelos a la superficie por lo que se utilizará la configuración $\theta - 2\theta$ (ver figura 2.4(b)). En este caso, el haz de rayos X se encontrará formando un ángulo θ con la superficie de la muestra y el detector formará un ángulo 2θ .

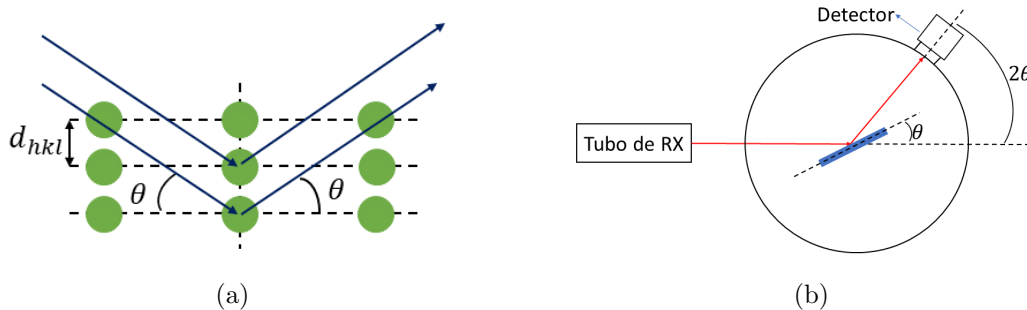


Figura 2.4: Ley de Bragg (a) y configuración experimental utilizada para medir XRD (b).

Para este trabajo se ha usado un difractómetro de alta resolución HRXRD (*High Resolution X-Ray Diffraction*) modelo *Empyrean* de la compañía *Malvern Panalytical* situado en el CiQUS. Dicho equipo utiliza para realizar las medidas la línea $K_{\alpha 1}$ del Cu que presenta una longitud de onda de 1.5406 \AA .

2.2.2. Reflectividad de rayos X

Para las bicapas de este trabajo, será de vital importancia controlar tanto el espesor como la rugosidad de las películas delgadas. Estos parámetros junto con la densidad pueden obtenerse a partir de la reflectividad de rayos X o XRR (*X-Ray Reflectivity*).

En este caso, el haz de rayos X incide sobre la muestra con un ángulo muy pequeño para evitar que se produzca difracción *Bragg*. Cuando el ángulo sea suficientemente bajo el haz de rayos X será reflejado. Este valor límite a partir del cual se produce el fenómeno de reflexión depende de los índices de refracción que haya presentes en las estructuras que se analizan.

El perfil que se obtiene a partir de la interferencia de estas reflexiones (ver figura 2.5(b)) tiene forma de decaimiento exponencial con unas oscilaciones que se conocen con el nombre de Oscilaciones de *Kiessig* y a partir de él pueden obtenerse los parámetros que se han mencionado anteriormente.

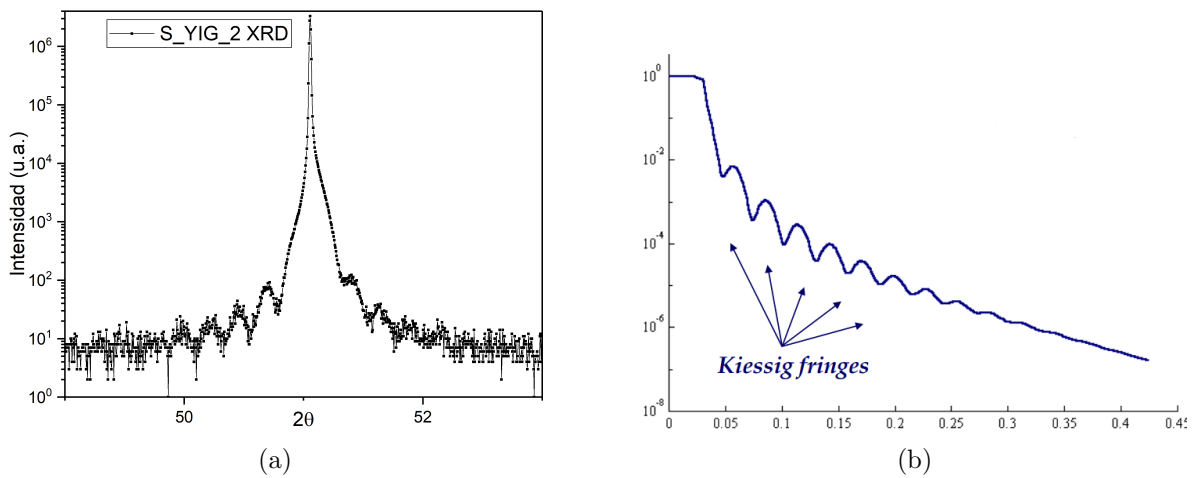


Figura 2.5: Perfil típico de un experimento de XRD (a) y XRR (b).

El equipo que se ha utilizado es el mismo que el de XRD y para realizar el ajuste con simulaciones teóricas y obtener el espesor, rugosidad y densidad; la casa *Malvern Panalytical* proporciona el programa *AMASS* (*Advanced Material Analysis and Simulation Software*).

2.2.3. *Grazing Incidence X-Ray Diffraction* (GIXRD)

Para obtener información más detallada de la estructura cristalina de las bicapas que se han fabricado en este trabajo, se ha utilizado un equipo avanzado perteneciente a grandes instalaciones de estudio de rayos X llamado *Grazing Incidence X-Ray Diffraction* (GIXRD). Se trata de un equipo capaz de llevar a cabo un gran número de técnicas relacionadas con la difracción de rayos X: XRD, XRR, difracción en superficie (SXR), mapas de espacio recíproco, difracción de monocristal, etc. Además, puede utilizarse para el estudio de una gran variedad de materiales, desde películas delgadas hasta cristales líquidos.

La principal ventaja que presenta este equipo, además de la alta resolución por utilizar un haz de rayos X de sincrotrón, es que se trata de un difractómetro de seis círculos (ver figura 2.6). Esto quiere decir que posee seis grados de libertad, lo que permite llevar a cabo estudios de difracción en muchas más direcciones que en el caso de un difractómetro *convencional*. Además, utiliza un detector 2D (tipo CCD) para recoger la información de los rayos difractados.

Este equipo se encuentra situado en la línea BM25 SpLine del sincrotrón ESRF de Grenoble.

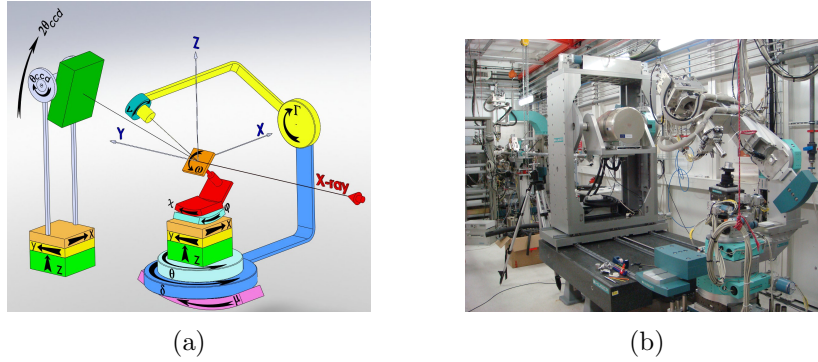


Figura 2.6: Esquema del equipo de GIXRD (a). Fotografía del equipo (b).

2.3. Caracterización magnética

Para medir las propiedades magnéticas se han utilizado dos técnicas distintas: la magnetometría SQUID (del inglés *Superconducting Quantum Interference Device*) y la magnetometría de muestra vibrante VSM (del inglés, *Vibrating Sample Magnetometry*).

2.3.1. Magnetometría SQUID

La magnetometría SQUID es la técnica de caracterización magnética más sensible que existe en la actualidad. Su funcionamiento se basa en el uso de un sensor SQUID que consigue medir campos magnéticos extremadamente débiles.

El sensor SQUID consiste en un anillo de material superconductor con dos uniones Josephson y su funcionamiento se basa en la cuantización del flujo magnético que lo atraviesa. Cuando el flujo que atraviesa el anillo varía, se induce una corriente en el superconductor siendo esta señal eléctrica la que mide el sensor. Por tanto, cualquier tipo de señal que pueda detectarse en forma de flujo magnético es apropiada para ser medida mediante este equipo. La figura 2.7(a) muestra un esquema simplificado de este magnetómetro.

Para llevar a cabo la medida, se posiciona la muestra en el interior del equipo centrada entre las cuatro bobinas superconductoras (configuración en tipo gradiómetro de orden 2). Al moverse la muestra se inducirá una corriente eléctrica que será trasladada al sensor SQUID en forma de flujo magnético para que pueda ser detectada.

Como ya se ha mencionado, el magnetómetro SQUID presenta una alta sensibilidad. Sin embargo, esta no es la única ventaja que presenta frente a otros tipos de magnetometría. Como todo el equipo tiene que estar refrigerado por debajo de la temperatura crítica del superconductor, pueden hacerse estudios de las propiedades magnéticas en función de la temperatura. Sin embargo, hay que tener presente que en el interior del SQUID siempre existirá un campo magnético remanente que dificultará el tratamiento de los datos que se obtienen del experimento. Esto cobrará aún más importancia en el caso de materiales magnéticos blandos con campos coercitivos muy pequeños como es el caso del YIG.

Para este trabajo se ha utilizado un magnetómetro MPMS-XL (*Magnetic Properties Measurement System*) de la casa *Quantum Design* en el modo RSO que incrementa la resolución hasta 10^{-8} emu. Pertenece al servicio de medidas físicas de la Universidad de Zaragoza.

2.3.2. Magnetometría de muestra vibrante

La técnica de VSM se basa en un método de inducción. Es decir, se mide el voltaje inducido en un circuito eléctrico dependiente de la variación del campo magnético.

Para la medición de las propiedades magnéticas, la muestra se coloca entre los polos de un electroimán que genera un campo magnético uniforme. Además, la muestra también está situada entre dos bobinas de detección de campo magnético. Una vez que la muestra se ha colocado y el electroimán se encuentra en funcionamiento, un motor se encarga de introducir un movimiento vibratorio perpendicular al campo magnético. Así, se genera una fuerza electromotriz que induce una corriente en las bobinas detectoras. La señal que se mide está directamente relacionada con el momento magnético de la muestra. En la figura 2.7(b) se muestra un esquema del equipo.

En el presente trabajo se ha utilizado para medir un PPMS (*Physical Property Measurement System*) de la compañía *Quantum Design* con un módulo VSM acoplado. Se encuentra en la Universidad de Santiago de Compostela (USC).

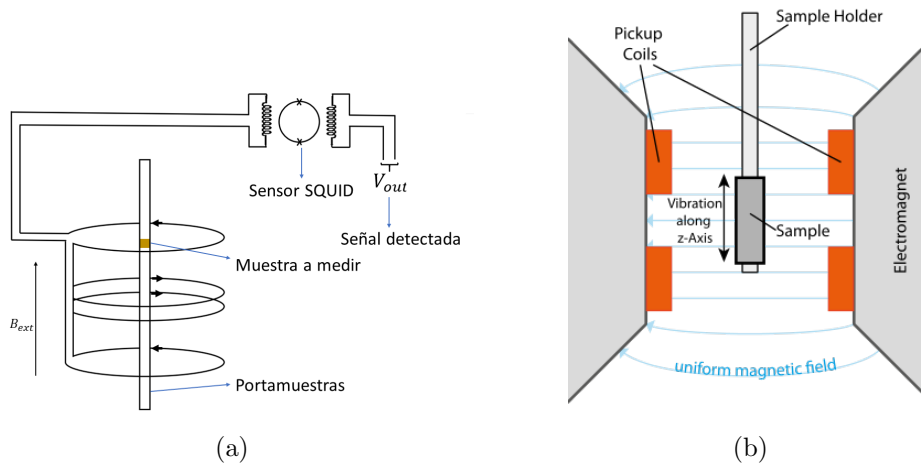


Figura 2.7: Esquema del funcionamiento de un magnetómetro SQUID (a) y un VSM (b).

2.4. Medidas de resistividad eléctrica

Una parte importante de este trabajo consiste en medir las propiedades conductoras del YBCO para confirmar su carácter superconductor. Para medir la resistencia que presentan las películas delgadas, se utiliza la configuración de cuatro puntas, es decir, se microcontactan en cuatro puntos con hilos de aluminio de $33 \mu\text{m}$ de espesor. En esta configuración se utilizan dos de los contactos para inyectar la corriente eléctrica y los otros dos para medir la caída de tensión producida. De esta forma, se consigue disminuir casi por completo la resistencia que presentan esos puntos de contacto.

Como las muestras que se utilizan para medir resistividad son cuadradas se usa la geometría de Van del Pauw (ver figura 2.8) en la cual se introduce corriente entre los puntos de esquinas opuestas y se mide la caída de tensión entre los otros dos.

Las medidas de resistividad se han llevado a cabo utilizando varias fuentes de corriente y nanovoltímetros de la casa *Keithley* así como un criostato de He líquido que permite bajar la temperatura hasta aproximadamente 4 K. Los equipos que se han utilizado se encuentran en el CiQUS y en el INMA. También se han llevado a cabo algunas medidas de resistividad en un PPMS que pertenece al servicio de medidas físicas de la Universidad de Zaragoza.

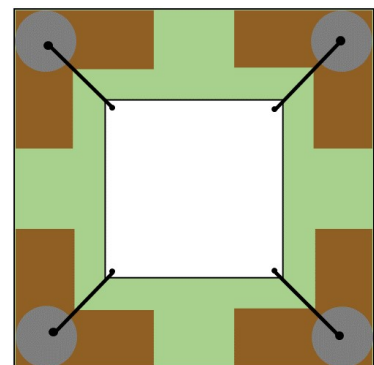


Figura 2.8: Geometría de Van der Pauw

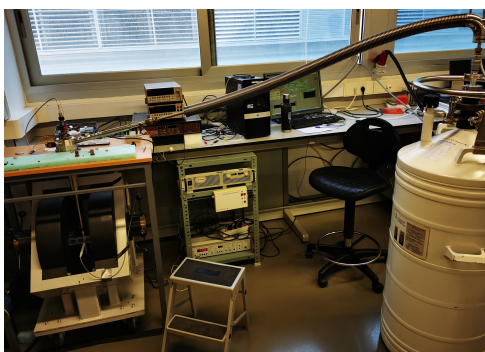
2.5. Medidas de LSSE

Para llevar a cabo las medidas de corrientes de espín generadas por LSSE se ha utilizado un sistema con varios dispositivos controlados por *LabVIEW* situados en el INMA (ver figura 2.9(a)):

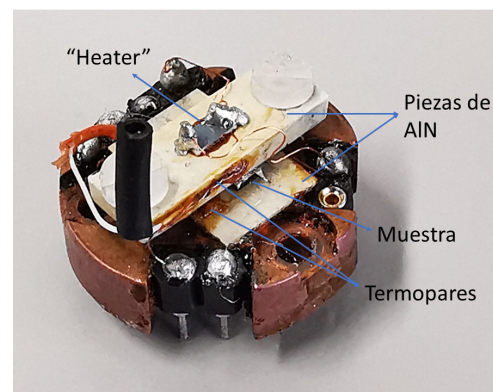
- Como fuente de corriente se ha utilizado un *Keithley 236*.
- Un multímetro *Keithley 2000* que permitirá medir el gradiente de temperatura aplicado en las muestras.
- Un nanovoltímetro *Keithley 2182a* con una resolución de nanovoltios.
- Un electroimán capaz de alcanzar campos magnéticos de 1 T, alimentado con una fuente *TDK-Lambda*. La muestra se introducirá entre los polos del electroimán.
- Un criostato de helio líquido con el que se pueden alcanzar temperaturas de hasta 4 K.

Para generar y detectar las corrientes de espín se hace necesario generar un gradiente de temperatura en la muestra y medir la caída de tensión que se produce en la capa de Pt superficial. Para lograr esto se ha fabricado un portamuestras como el que se muestra en la figura 2.9(b).

La película delgada se coloca en medio de dos piezas de nitruro de aluminio porque es un excelente conductor térmico a la par que aislante eléctrico. Estas piezas de AlN pueden ajustarse con dos tornillos de teflón lo que asegurará un buen contacto térmico sobre la superficie de la muestra. Con el objetivo de generar el gradiente en la muestra, en la pieza superior de AlN se inserta una resistencia de 1 o 2 $k\Omega$. En dicha resistencia se inyectará una corriente eléctrica con la fuente. Para poder controlar el gradiente térmico se utilizarán dos termopares tipo T conectados de manera diferencial (uno en cada pieza de AlN) lo que nos proporcionará el valor de ΔT . Por último, la muestra se contacta con dos hilos de Al para medir (con el nanovoltímetro) la caída de tensión en la superficie. La sonda con el portamuestras incorporado se introducirá en el criostato de He entre los polos del electroimán.



(a)



(b)

Figura 2.9: Equipos utilizados par la detección de corrientes de espín (a). Portamuestras fabricado para generar el gradiente y detectar la señal de LSSE (b).

Capítulo 3

Resultados

3.1. Optimización del crecimiento de las monocapas

Desde el grupo MAGNA del INMA ya se ha trabajado previamente en el crecimiento de capas delgadas de YIG sobre GGG e YBCO sobre MgO. Sin embargo, una avería en el equipo PLD ha obligado a que estos experimentos se hayan tenido que llevar a cabo en el Centro Singular de Investigación en Química Biológica y Materiales Moleculares (CiQUS) de Santiago de Compostela. Al cambiar de equipo, es necesario adaptar las condiciones de crecimiento para conseguir monocapas de alta calidad cristalina.

Por tanto, el primer paso de este trabajo será adaptar las condiciones de crecimiento utilizadas en el equipo del INMA al equipo del CiQUS. Para comprobar que dichas monocapas tienen las características deseadas se llevarán a cabo una serie de experimentos de caracterización estructural, magnética y eléctrica.

3.1.1. Monocapa GGG//YIG

Primero, se llevará a cabo la optimización del crecimiento de las capas delgadas del material magnético YIG sobre sustratos de GGG. Como se ha comentado en la sección 1.5, las estructuras cristalinas de YIG y GGG son muy similares y, por tanto, en las condiciones adecuadas, el YIG se depositará de manera epitaxial sobre el GGG.

El parámetro de red del YIG depende en gran medida de la energía del láser, y precisamente ésta es una de las condiciones que será necesario optimizar. El láser del INMA es un láser de excímero KrF, en cambio, el del CiQUS se trata de un modelo de estado sólido. En el láser perteneciente al sistema de PLD del INMA, el crecimiento de YIG epitaxial se conseguía cuando el láser trabajaba a una frecuencia de 5 Hz y a una energía cercana a los 75 mJ. Las características del láser que se utiliza en el CiQUS son diferentes por lo que es necesario modificar la energía a la que se realiza el crecimiento de las películas delgadas. Gracias a colaboraciones previas que se han llevado a cabo con el grupo del CiQUS se ha establecido una equivalencia aproximada entre las energías de ambos láseres de forma que:

$$E_{CiQUS} \approx \frac{E_{INMA}}{2} \rightarrow E_{CiQUS} \approx 37 \text{ mJ} \quad (3.1)$$

El resto de condiciones, entre las que se encuentra la presión de O_2 y la temperatura a la que se realiza el crecimiento se fijarán en 360 *mTorr* y 750 °C respectivamente.

El análisis de la estructura cristalina del YIG se llevará a cabo, en primer lugar, con XRD. En concreto, se realizará una comparación de estos espectros alrededor del pico (444) del GGG para comprobar en qué posición aparece el correspondiente del YIG (ver figura 3.1). A partir de la posición de estos picos de difracción es posible obtener los parámetros de red de la estructura.

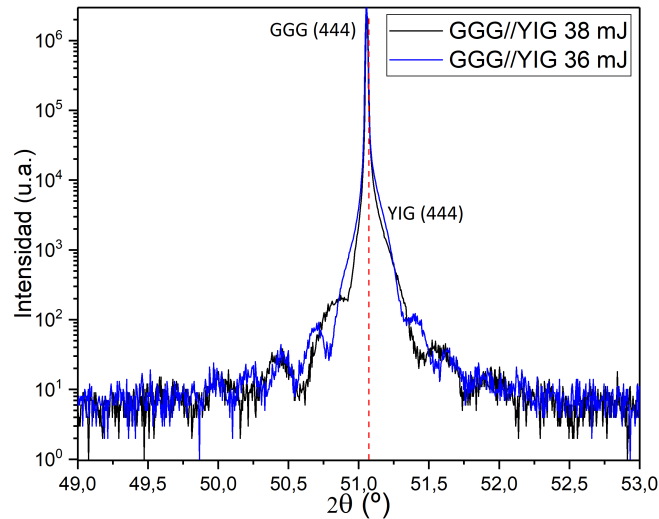


Figura 3.1: Espectros de XRD de las monocapas de GGG//YIG para dos energías del láser distintas: 38 mJ (azul) y 36 mJ (negro). La línea discontinua roja indica la posición del pico para el YIG masivo. Se pueden observar los picos (444) del GGG y del YIG junto con las oscilaciones de Laue.

En la gráfica de XRD, se puede observar como afecta una ligera variación en la energía del láser, desplazando la posición del pico del YIG. Este desplazamiento indica a su vez un cambio en el parámetro de red. Para las energías que se han mostrado los picos prácticamente se encuentran en la misma posición aunque es posible que para la energía de 36 mJ (azul) la posición del pico del YIG se ajuste mejor a la del GGG. Por ese motivo será esta la energía que se utilizará para depositar este material. Otro hecho importante, es que en dicha imagen se pueden ver también algunas oscilaciones de Laue. Esto es indicativo de una alta coherencia cristalina.

Además del parámetro de red, existen otra serie de parámetros que también será necesario controlar. Por un lado, la rugosidad de las capas debe ser lo más baja posible para lograr una buena propagación de las corrientes de espín a través de la intercara. Por otro, dado que se pretende hacer un estudio en función del espesor de la película delgada, también será necesario conocer el ritmo de crecimiento del material. Ambos parámetros pueden obtenerse a partir del análisis de XRR. Para la muestra de YIG crecida a 36 mJ, se obtiene el perfil de XRR que se muestra en la figura 3.2 y a partir de su análisis se pueden obtener los parámetros de interés mencionados.

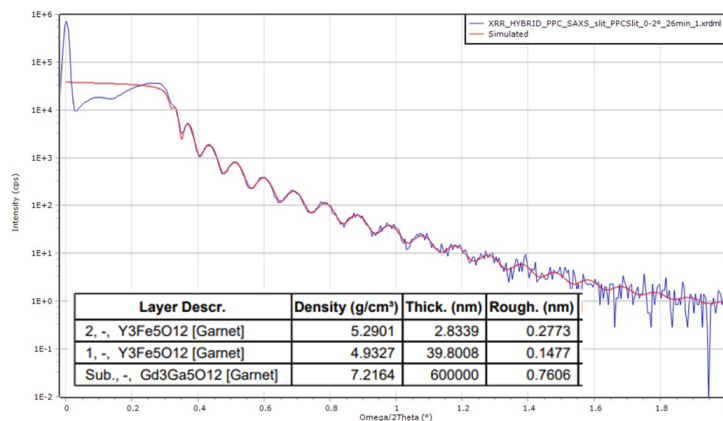


Figura 3.2: Perfil de XRR para el GGG//YIG. En la tabla se muestran los parámetros ajustados.

A partir del análisis y del ajuste del espectro de XRR, se obtiene un ritmo de crecimiento para el material de 0.36 nm/min y una rugosidad de 1 nm para una muestra de aproximadamente 40 nm de espesor. Por otro lado, se puede intuir la formación de dos capas de YIG con una densidad ligeramente distinta. Una de aproximadamente 40 nm de espesor y otra, mucho más delgada, de aproximadamente 3 nm de espesor.

Las muestras fabricadas en este trabajo se han analizado, además, mediante GIXRD en el sincrotrón ESRF de Grenoble. Para la monocapa de YIG se ha comprobado que el crecimiento no se ha producido de manera completamente monocristalina. En la figura 3.3(a) se muestra un mapa 2D de difracción de la monocapa de YIG. Recordemos que para nombrar los planos de una estructura cristalina se utilizan los índices de Miller (hkl). En este mapa en concreto se ha representado la difracción para distintos índices H y L con un valor de K constante.

Como se puede ver en la imagen, existe un pico de gran intensidad correspondiente al YIG monocristalino. Sin embargo, también se pueden observar dos patrones de difracción difusos y de menor intensidad. Uno de ellos, se encuentra para valores pequeños de L y H, el otro, justo encima del pico de difracción principal. Aunque no es posible extraer mucha información cuantitativa de estas imágenes, o al menos, no es el objetivo de este trabajo, se puede concluir que la capa delgada de YIG no se encuentra totalmente orientada en la misma dirección. Sin embargo, podríamos decir que el material ha crecido de manera *cuasimonocristalina*.

Para acabar con la caracterización de esta monocapa es necesario estudiar las propiedades magnéticas que presenta. Para ello, se mide la imanación de la muestra en función de un campo magnético externo a temperatura ambiente con un equipo VSM. Tras restar la contribución paramagnética correspondiente al sustrato, se obtiene el ciclo de histéresis que muestra la figura 3.3(b).

Como se puede observar, el campo coercitivo de la monocapa (punto donde la imanación se hace nula) tiene un valor cercano a $H_C \approx 0,4 \text{ Oe}$ y la imanación de saturación alcanza valores de $M_s \approx 100 \text{ emu/cm}^3$. Estos valores, se acercan mucho a los esperados para una capa delgada de YIG de muy alta calidad cristalina.

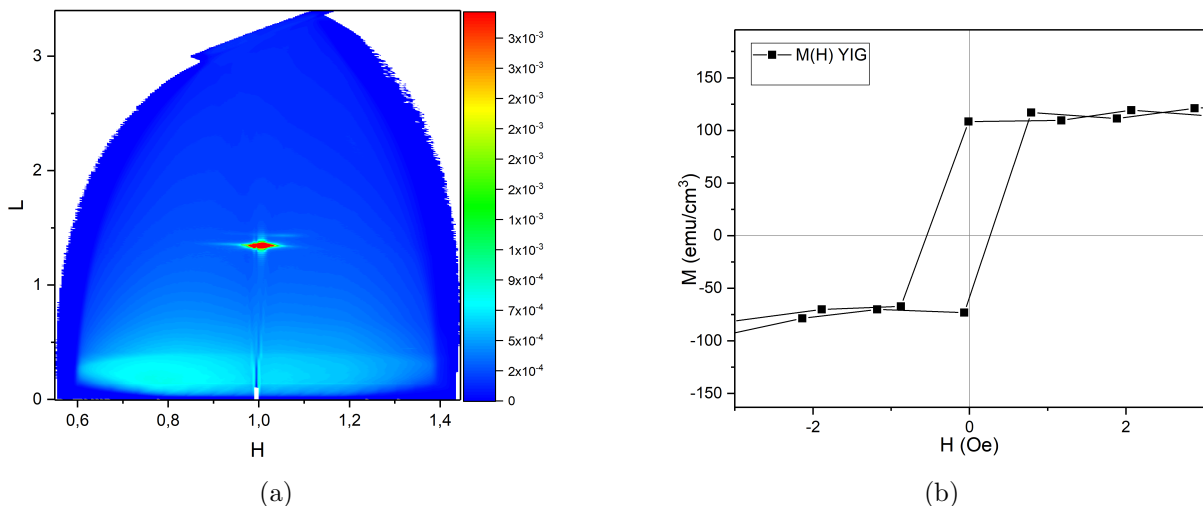


Figura 3.3: Mapa de difracción para la monocapa de YIG (a). Curva de imanación frente al campo magnético de la monocapa de YIG (b).

En resumen, las propiedades magnéticas son las típicas de un material magnéticamente muy blando, como el YIG utilizado para el estudio de corrientes de espín. Sin embargo, al haber comprobado que se obtiene una fina capa de YIG con propiedades ligeramente diferentes y al haber estudiado el mapa de difracción, se puede concluir que el crecimiento no es completamente epitaxial y monocristalino.

3.1.2. Monocapa MgO//YBCO

Para las monocapas del material superconductor se ha seguido un proceso similar al del apartado anterior. Sin embargo, hay algunas diferencias que conviene mencionar.

El crecimiento de YBCO sobre MgO es un proceso muy sensible a la cantidad de oxígeno que exista en la atmósfera donde se lleve a cabo. En el PLD del INMA, se suele depositar en una atmósfera de 500 mTorr de O_2 a $850\text{ }^\circ\text{C}$ con el láser trabajando a 55 mJ. Sin embargo, el equipo que se ha utilizado en el CiQUS, no alcanza dicha presión de O_2 a una temperatura tan elevada, quedando limitada a tan solo 350 mTorr. Para suplir esa deficiencia, se ha decidido realizar un proceso de *annealing* con una temperatura más baja y a una presión mayor después de depositar el material. La energía del láser que se utilizará en todos los crecimientos de YBCO se encuentra entre 27 y 29 mJ. Para comparar, se depositarán tres monocapas de distintos espesores con distintas condiciones de *annealing* tal y como se recoge en la tabla 3.1.

	Descripción	Pulsos	Energía (mJ)	Presión (mTorr)	Annealing (550°C)
S_1	MgO//YBCO	3000	28	300	1 hora, 500 mTorr
S_2	MgO//YBCO	6000	29	350	1 hora, 500 mTorr
S_3	MgO//YBCO	6000	27	350	30 min, 500 mTorr

Tabla 3.1: Condiciones de crecimiento y *annealing* de las monocapas de YBCO.

De nuevo, se estudiarán las propiedades de las monocapas con XRD y XRR. Respecto a la difracción de rayos X, no se observa ningún cambio significativo entre las tres muestras. En este caso, los picos de difracción de la dirección (00l) indican que el superconductor ha crecido en la misma dirección en la cual está orientado el sustrato. Un perfil de una de estas monocapas (en concreto de la llamada S_3) aparece en la figura 3.4(a). Del espectro de XRR se pueden obtener, de nuevo, la rugosidad y ritmo de crecimiento. En este caso, el ritmo de crecimiento obtenido es de 0.77 nm/min mientras que la rugosidad es significativamente mayor que en las monocapas de YIG. Por ejemplo, para una monocapa de 15.7 nm de espesor, alcanza valores de 1 nm (ver figura 3.4(b)).

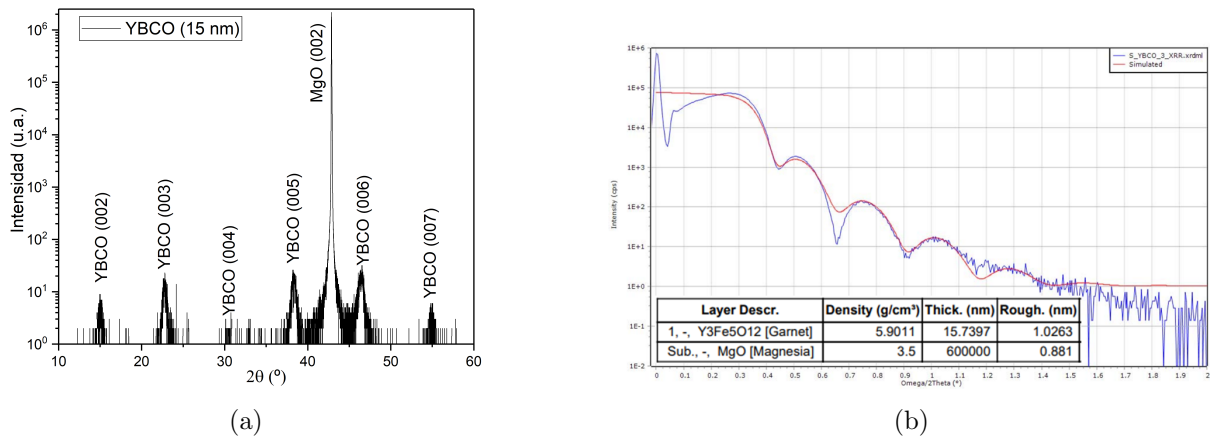


Figura 3.4: Espectro de XRD (a) y XRR (b) para una monocapa representativa de YBCO (en concreto para la llamada S_3).

A continuación, es necesario estudiar las propiedades superconductoras de estas películas delgadas. Para ver en qué punto presentan la transición al estado superconductor, se han microcontactado con hilos de cobre y se han medido las curvas de resistividad frente a temperatura utilizando la geometría de Van der Pauw (ver sección 2.4). En la figura 3.5(a) se puede observar como las tres monocapas presentan una transición al estado superconductor a temperaturas

cercanas a los 70 K. Para elegir las condiciones de crecimiento que se utilizarán en el resto del trabajo, se puede calcular la temperatura crítica a partir de las derivadas de estas gráficas (ver figura 3.5(b)). Aunque la temperatura crítica no varía demasiado, la muestra S_1 presenta un valor ligeramente superior además de una transición más abrupta por lo que, para el resto del trabajo, se llevará a cabo el crecimiento de las capas delgadas del YBCO con 350 mTorr de O_2 y un tiempo de *annealing* de 1 hora a 500 mTorr.

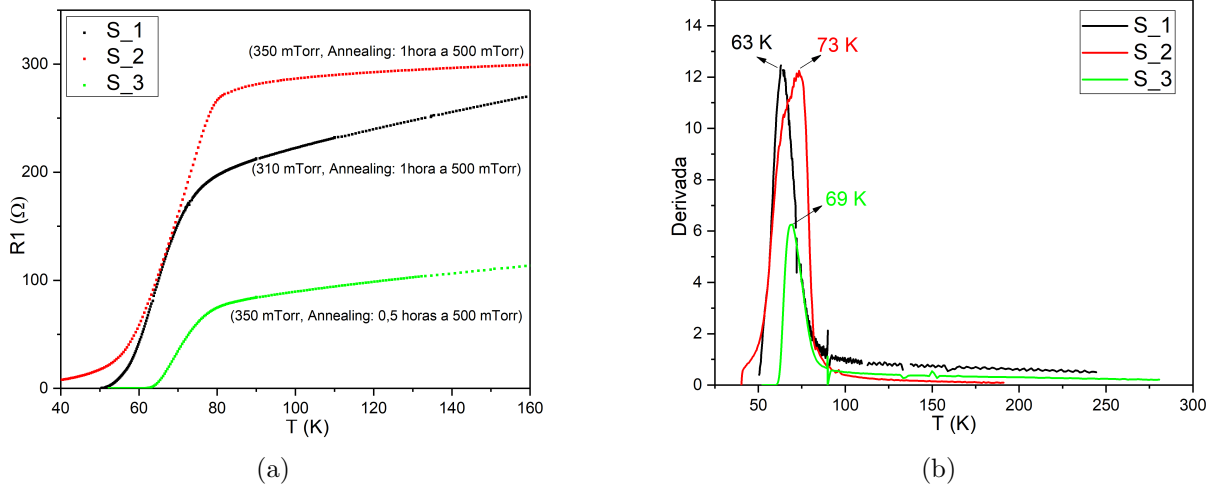


Figura 3.5: Curvas de resistencia frente a temperatura para las tres monocapas de YBCO (a). Se muestran también las derivadas con las temperaturas críticas correspondientes (b).

Una vez elegidas las condiciones de crecimiento para el YBCO, igual que en la sección anterior, se ha llevado a cabo una caracterización estructural más detallada en el ESRF. Tal y como se muestra en la figura 3.6 el YBCO se ha depositado de manera policristalina. Aunque se observan puntos de difracción muy intensos que indican que el YBCO se encuentra orientado parcialmente, los círculos que cruzan dichos puntos de monocristal nos indican que parte de la estructura es policristalina. Esto puede explicar las bajas temperatura críticas que se han obtenido en las curvas de resistencia.

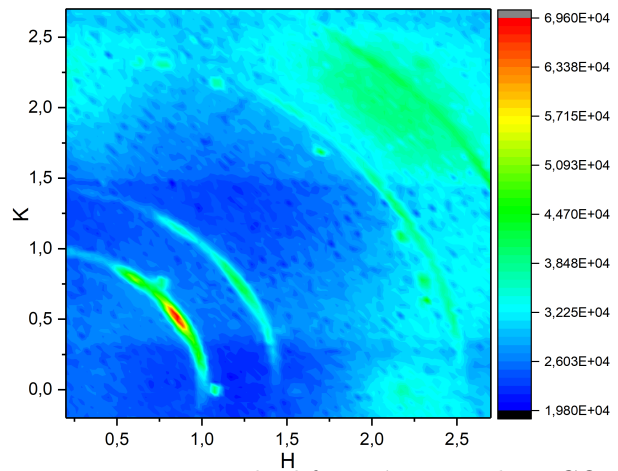


Figura 3.6: Mapa de difracción para el YBCO.

3.2. Crecimiento y caracterización de las bicapas

Una vez completada la optimización de las monocapas, se procede a fabricar las heteroestructuras híbridas que dan título a este trabajo. Se fabricarán dos tipos de estructuras distintas como se muestra en la figura 3.7.

En la primera de ellas, se depositará el YBCO sobre un sustrato de MgO. A continuación, se depositará sobre el superconductor una capa de YIG y, por último, se añadirá una fina capa de Pt mediante *sputtering* con el objetivo de poder detectar la señal de corrientes de espín. Para referirnos a estas bicapas utilizaremos de aquí en adelante el nombre de SF (superconductor/ferrimagnético). El esquema de esta estructura se muestra en la figura 3.7(a).

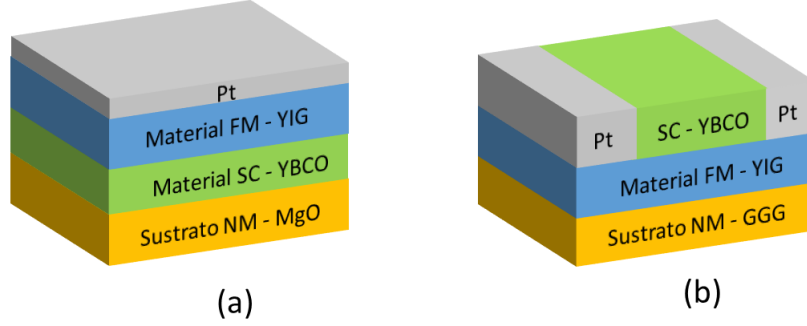


Figura 3.7: Diseño de las bicapas tipo SF (a) y FS (b).

En la segunda estructura, el orden de crecimiento será el contrario. Primero se depositará la capa del material magnético YIG sobre un sustrato de GGG y encima se depositará la capa de YBCO. A continuación, para poder detectar la señal LSSE, se eliminará el YBCO de los extremos mediante la técnica de *ion milling* para poder depositar en último lugar la capa de Pt. A este tipo de bicapas se les llamará de aquí en adelante FS (ferrimagnético/superconductor) y un esquema se representa en la figura 3.7(b).

En total, se fabricarán diez combinaciones de espesores distintos (cinco del tipo FS y otras cinco SF). Además, para cada una de estas combinaciones se fabricarán dos muestras de tamaño $5 \times 5 \text{ mm}^2$ que se utilizarán para caracterización y una de $2 \times 7 \text{ mm}^2$ para la detección del LSSE. El Pt solo se depositará en estas últimas porque únicamente es necesario para medir corrientes de espín.

El crecimiento de la primera capa, es decir, del YBCO sobre MgO y el YIG sobre GGG se va a llevar a cabo de manera uniforme y su estructura cristalina no se verá alterada por el crecimiento de la segunda capa. Por lo tanto, sus propiedades serán muy similares a las estudiadas en la sección 3.1. Sin embargo, dada la rugosidad que pueden presentar en superficie y el desajuste del parámetro de red entre el YBCO y el YIG (alrededor de un 5%), el material de la segunda capa, no se acomodará de manera epitaxial sobre la primera. Esto puede dar lugar a un crecimiento policristalino y a que, estas segundas capas, presenten propiedades distintas a las esperadas.

Por lo tanto, en las siguientes secciones se buscará caracterizar estas bicapas centrándonos en el material que se ha depositado en segundo lugar.

3.2.1. Bicapas tipo FS (GGG//YIG/YBCO)

Bajo las condiciones de crecimiento comentadas en la sección 3.1.1 se pueden asegurar las buenas propiedades magnéticas del YIG. Se depositarán cinco bicapas con espesores distintos tal y como se recoge en la tabla 3.2

	Descripción	Espesor YIG (nm)	Espesor YBCO (nm)
FS_1	GGG//YIG/YBCO	50	20
FS_2	GGG//YIG/YBCO	50	40
FS_3	GGG//YIG/YBCO	50	80
FS_4	GGG//YIG/YBCO	25	80
FS_5	GGG//YIG/YBCO	80	80

Tabla 3.2: Bicapas del tipo FS con sus respectivos espesores aproximados.

De manera similar a las secciones anteriores, para estudiar la estructura cristalina se utilizarán, en primer lugar, las técnicas de XRD y XRR. Esta vez, de dichos espectros, que se

recogen en la figura 3.8, se pueden extraer las siguientes conclusiones. En primer lugar, es posible observar como el espectro de XRD de la bicapa es muy similar al de la monocapa de YIG (ambos se encuentran representados en la figura 3.8(a)). Por lo tanto, se confirma que la estructura cristalina del YIG no se ve modificada. Por otro lado, los picos de las direcciones (001) del YBCO no aparecen aunque se extienda el rango de medida en 2θ lo que parece indicar que dicho material crece de manera policristalina encima del YIG. A partir del perfil de XRR (que se muestra en la figura 3.8), además de realizar una estimación del espesor, se puede visualizar como la rugosidad aumenta significativamente lo que podría ser perjudicial para la propagación de corrientes de espín en la intercara.

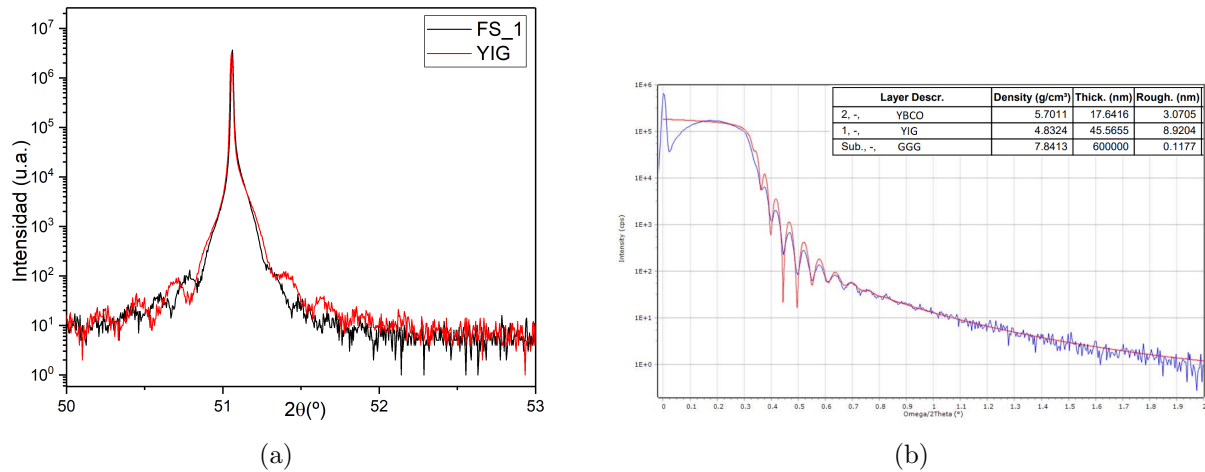


Figura 3.8: Comparación del espectro XRD de una bicapa representativa con la monocapa de YIG (a). Perfil de XRR ajustado con los parámetros obtenidos del ajuste (b).

Al igual que en el caso de las monocapas, las bicapas también se estudiarán mediante GIXRD. En la imagen 3.9(a) se muestran una serie de mapas 2D para un valor del índice K constante. Además de los picos que ya se han mencionado en la caracterización de las monocapas, se pueden observar halos de difracción, de menor intensidad que recorren todo el espacio de planos. Dado que estos patrones no aparecían en los mapas de las monocapas, se puede concluir que se deben a distintas orientaciones cristalográficas del YBCO. Además, en figura 3.9(b) los picos que aparecen señalados corresponden a direcciones cristalográficas del YBCO. Todo esto parece indicar que el YBCO se ha depositado de manera parcialmente policristalina.

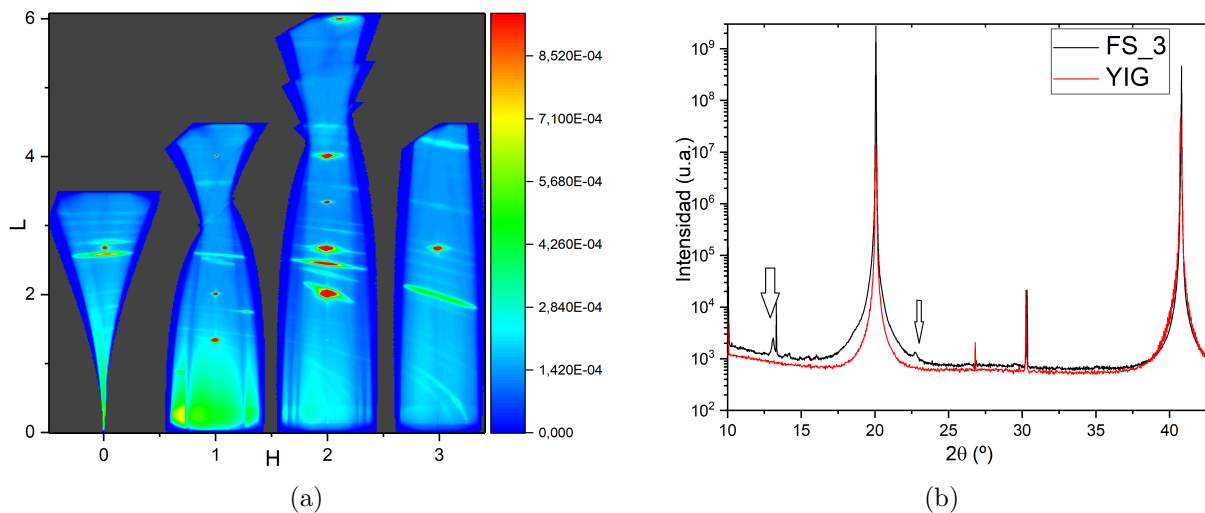


Figura 3.9: Mapa de difracción de la muestra FS_3 (a). Difracción a alto ángulo (b).

Para finalizar la caracterización de las bicapas es necesario estudiar las propiedades magnéticas y superconductoras. La caracterización magnética se ha llevado a cabo en el SQUID y los resultados obtenidos han sido muy similares a los de la monocapa de YIG por lo que no se muestra dicha imagen. En cambio, como era de esperar las propiedades de transporte eléctrico del YBCO sí se verán modificadas al depositarse encima del YIG. Las curvas de resistencia se han medido de dos maneras distintas (ver figura 3.10): en negro, microcontactando y midiendo en un PPMS (del inglés, *Physical Properties Measurement System*), y en rojo, contactando con hilos más gruesos y midiendo con el equipo descrito en la sección 1.2. Con ambas técnicas se han obtenido resultados significativamente distintos.

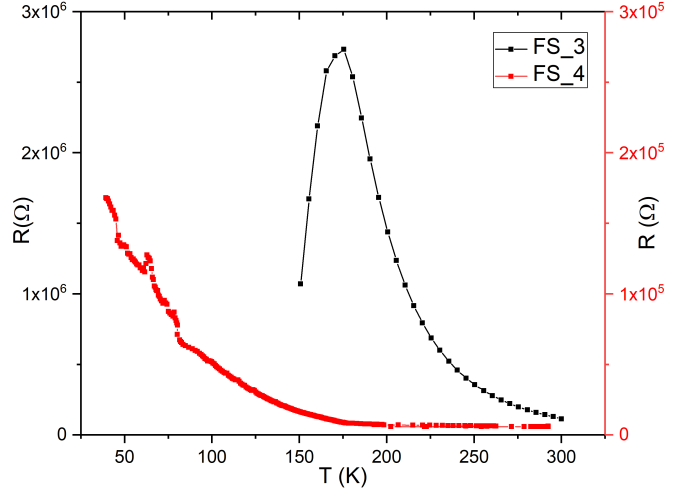


Figura 3.10: Curvas de resistencia frente a temperatura para dos bicapas distintas.

En ninguno de los dos casos que se presentan (ni en ninguna de las otras bicapas de este tipo) se observa una transición al estado superconductor y esto puede explicarse de dos maneras distintas. La primera de ellas, es que al contactar estas muestras, los hilos no estén en contacto con la muestra. La segunda explicación es que esta resistencia sí que corresponda al YBCO y que no sea superconductor. Como ya se ha mencionado antes, las propiedades del YBCO son extremadamente sensibles a la concentración de O_2 . Se han realizado estudios de cómo cambian las propiedades eléctricas del YBCO en función de esta concentración y se ha visto que, al disminuir la cantidad de O_2 , en vez de mostrar una transición abrupta típica de un superconductor, dicho material presenta un comportamiento típico de un semiconductor antes de transitar al estado superconductor (algo similar a lo que se observa en la curva negra del imagen 3.10). Además, llega un momento en el cual, si la concentración de oxígeno es demasiado baja, el comportamiento pasará a ser similar al de un compuesto aislante mostrando una curva similar a la roja.

3.2.2. Bicapas tipo SF (MgO//YBCO/YIG)

Como también se ha optimizado el crecimiento del YBCO sobre el MgO, se fabricarán bicapas del tipo SF. En este caso, se depositarán las cinco bicapas con distintos espesores que se muestran en la tabla 3.3.

	Descripción	Espesor YIG (nm)	Espesor YBCO (nm)
SF_1	MgO//YBCO/YIG	40	25
SF_2	MgO//YBCO/YIG	40	50
SF_3	MgO//YBCO/YIG	40	80
SF_4	MgO//YBCO/YIG	20	50
SF_5	MgO//YBCO/YIG	80	50

Tabla 3.3: Bicapas del tipo SF con sus respectivos espesores aproximados.

De nuevo, primero se estudian las propiedades cristalinas con XRD y XRR. En la figura 3.11 se muestran estos datos para una muestra representativa, en concreto la bicapa SF_1. En la gráfica 3.11 se puede observar cómo aparecen un mayor número de picos del YBCO debido

a que el espesor de esta capa en la bicapa es mucho mayor que en la monocapa con la que se compara. Por otro lado, al no observar el pico del YIG se puede deducir que este material crece, de nuevo, de manera policristalina sobre el YBCO. Respecto al espectro XRR, se puede observar como la rugosidad, en esta bicapa en concreto, es bastante pequeña (menos de 1 nm para 40 nm de espesor en el YBCO y 1.6 nm para 26 nm de YIG). Esto es algo que en el resto de bicapas no ocurre y que puede afectar a la propagación de corrientes de espín a través de la intercara.

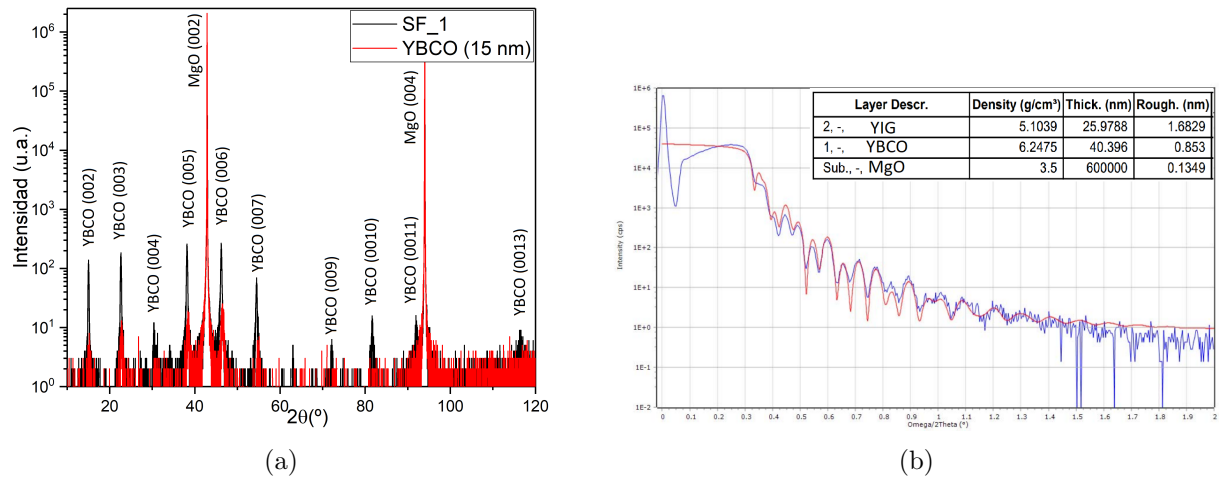


Figura 3.11: Comparación del espectro XRD de una bicapa del tipo SF con la monocapa de YBCO (a). Perfil de XRR ajustado (b).

Para finalizar con la caracterización de la estructura cristalina, en la figura 3.12 se presentan algunos de los resultados obtenidos en el ESRF. Para empezar, en la figura 3.12(a) se muestra un espectro de difracción de la bicapa SF_1. En la imagen aparecen señalados aquellos picos de difracción que no corresponden al YBCO. Esto podría indicar que el YIG, sin crecer de manera monocristalina, sí que puede presentar cierta orientación preferencial.

En las figuras 3.12(b) y 3.12(c) se han representado los mapas de difracción para la bicapa SF_1 y SF_3 respectivamente. Como se puede observar, en la primera, aparecen anillos que indican que el YBCO es policristalino. En cambio, en la correspondiente a la SF_3 estos patrones no aparecen y en su lugar, se observan picos de monocristal. Algo similar ocurre con la figura 3.12(d). En este caso, de nuevo para la bicapa SF_3, se muestra un mapa en el cual aparecen los picos del YBCO alineados pero además, aparecen algunos patrones de difracción aislados menos intensos.

Dado que la diferencia entre ambas muestras es, únicamente, que en la SF_3 la capa de YIG que se ha depositado es más de 80 nm y en la SF_1 es de 25 nm, se puede concluir que el YIG que se deposita encima del YBCO crece de manera policristalina pero con cierta textura. Además, esta orientación aumenta conforme aumenta el espesor de YIG.

A continuación, hay que comprobar cuáles son las propiedades magnéticas del YIG de la segunda capa. Para ello, en la figura 3.13 se presenta el ciclo de histéresis que se obtiene con el magnetómetro SQUID después de eliminar la contribución no magnética del sustrato y del YBCO. Las bicapas del tipo SF presentan campos coercitivos cercanos a $H_C \approx 100$ Oe e imana-ciones de saturación de $M_S \approx 150$ emu/cm³ signo de que las propiedades de la mayor parte del YIG se degradan cuando el crecimiento se realiza sobre el YBCO en lugar de sobre el GGG. Sin embargo, como se señala en la imagen, existe una pequeña fase de YIG que presenta un campo coercitivo cercano 5 Oe similar al del YIG de las monocapas.

Por lo tanto, se puede concluir que en las bicapas, existen dos fases de YIG distintas. La más abundante, presenta unas propiedades magnéticas degradadas con campos coercitivos mucho

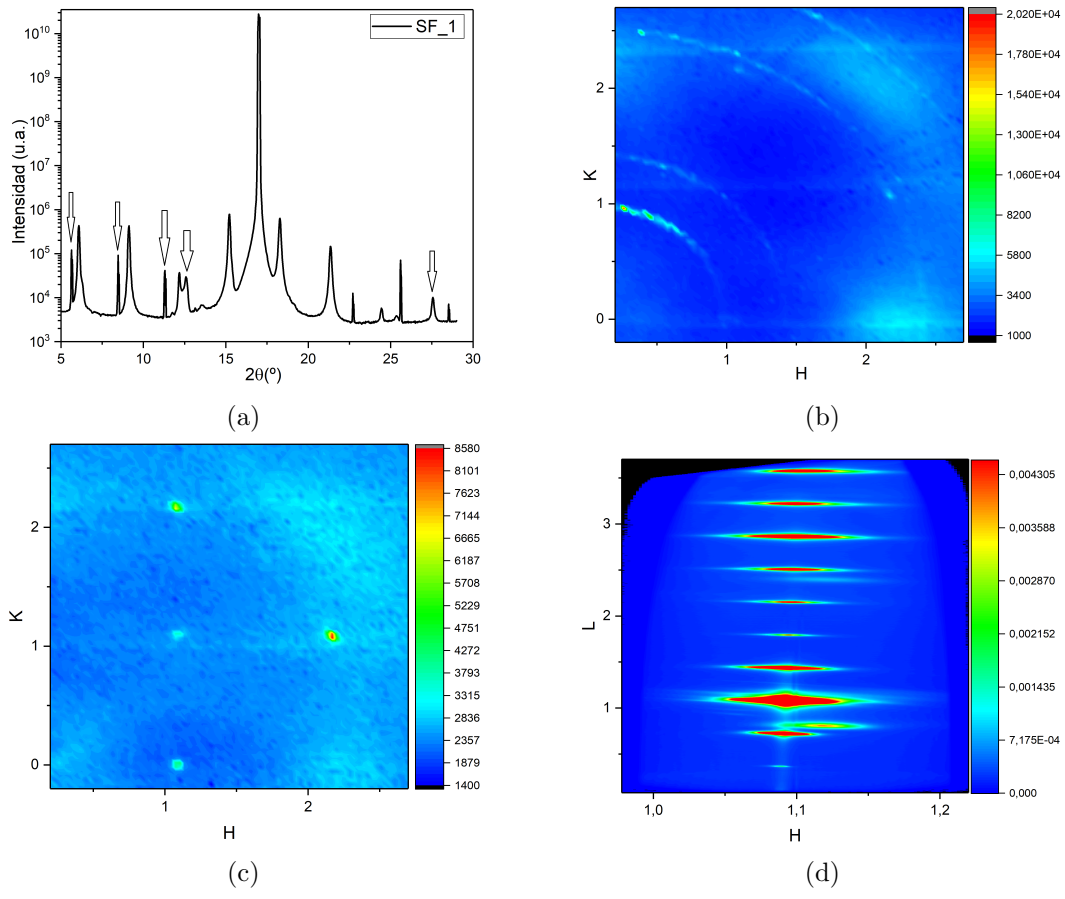


Figura 3.12: Espectro de difracción a alto ángulo para la bicapa SF_1 (a). Mapas de difracción para la bicapa SF_1 (b) y para la SF_3 (c) y (d).

mayores que en las monocapas, pero también existe una fase, en menor proporción, que presenta unas propiedades típicas del YIG de alta calidad cristalina.

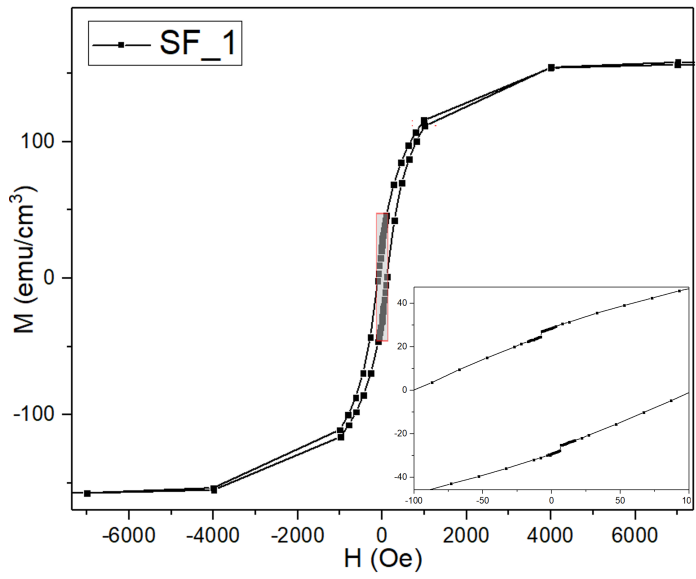


Figura 3.13: Medida de imanación frente a la temperatura para una bicapa del tipo SF.

3.3. Medidas de LSSE

Como ya se ha mencionado en la sección 1.3.2, dado que el YIG es un material aislante, la contribución debida al ANE será despreciable. Por tanto, se procederá a depositar una fina capa de Pt, de 7 nm de espesor, para detectar las corrientes de espín por ISHE.

En las bicapas de tipo SF, el Pt puede depositarse directamente encima porque el YIG se encuentra en la superficie. En cambio, en las del tipo FS será necesario llevar a cabo un proceso intermedio de eliminación del superconductor en los extremos de la muestra utilizando *ion milling*. De esta forma, se podrá depositar el Pt encima del YIG como se ha mostrado en la figura 3.7(b).

La detección de LSSE se va a llevar a cabo mediante ISHE, cuyo voltaje deberá ser una señal totalmente antisimétrica frente al campo magnético. Para eliminar otras posibles contribuciones simétricas en la señal, el voltaje detectado se descompondrá en una parte simétrica y otra antisimétrica usando las siguientes expresiones:

$$V_{antisim} = \frac{1}{2}(V(H) - V(-H)) \quad (3.2)$$

$$V_{sim} = \frac{1}{2}(V(H) + V(-H)) \quad (3.3)$$

donde $V(H)$ y $V(-H)$ es el voltaje para valores de campo positivo y negativo respectivamente.

Una vez que se ha comprobado el funcionamiento de la sonda y el portamuestras de LSSE se procederá a medir la señal de LSSE para las diferentes bicapas para distintos valores de temperatura y para distintos gradientes. Con respecto a las bicapas de tipo SF, solo se ha conseguido detectar señal de corrientes de espín en la llamada SF_1. A temperatura ambiente, no se ha detectado ninguna señal, sin embargo, para temperaturas bajas sí que se ha conseguido detectar señal LSSE.

Tal y como se muestra en la figura 3.14(a), para una temperatura por debajo de la transición del YBCO, se obtiene un voltaje principalmente antisimétrico. Al descomponer en parte simétrica 3.14(b), se puede observar que dicha parte de la señal no tiene ninguna dependencia con el campo magnético lo que parece indicar que no existen efectos parásitos por efecto Seebeck clásico. En señal de LSSE, es decir, la parte antisimétrica 3.14(c), aparece un voltaje cuya amplitud aumenta al aumentar el gradiente de temperatura aplicado. Por último, en 3.14(d) se muestra la diferencia de señal por encima de la temperatura crítica del YBCO (a 90 K) y por debajo, cuando el YBCO se encuentra en el régimen superconductor (a 40 K) para un mismo gradiente de temperatura.

A pesar de que ha sido imposible hacer un estudio cuantitativo de diferentes temperatura y gradientes, a partir de los datos que se han conseguido, se pueden extraer un par de conclusiones. La primera de ellas es que el YIG que se ha depositado encima del YBCO, a pesar de no tener una buena calidad cristalina, presenta LSSE a temperaturas bajas por encima de la temperatura crítica del YBCO. Es muy posible que a temperaturas superiores también presente esta señal pero ha sido imposible detectarla porque el ruido de la señal era demasiado alto o porque el gradiente aplicado no era suficiente. Por otro lado, efectivamente, se ha comprobado de manera cualitativa que la presencia de la capa superconductora modifica las corrientes de espín presentes en el YIG. Lo más importante en este punto es que, al transitar el YBCO a estado superconductor el signo de la señal detectada disminuye y cambia de signo.

Para el resto de bicapas del tipo SF no se ha conseguido detectar voltaje ISHE alguno. La principal diferencia entre ésta y las otras cuatro muestras es que, en este caso la capa de YIG tiene tan solo 25 nm de espesor (mientras que el resto tienen 50 nm o más), lo que parece indicar que el YIG solo presenta buenas propiedades en capas muy finas encima del YBCO. Sin

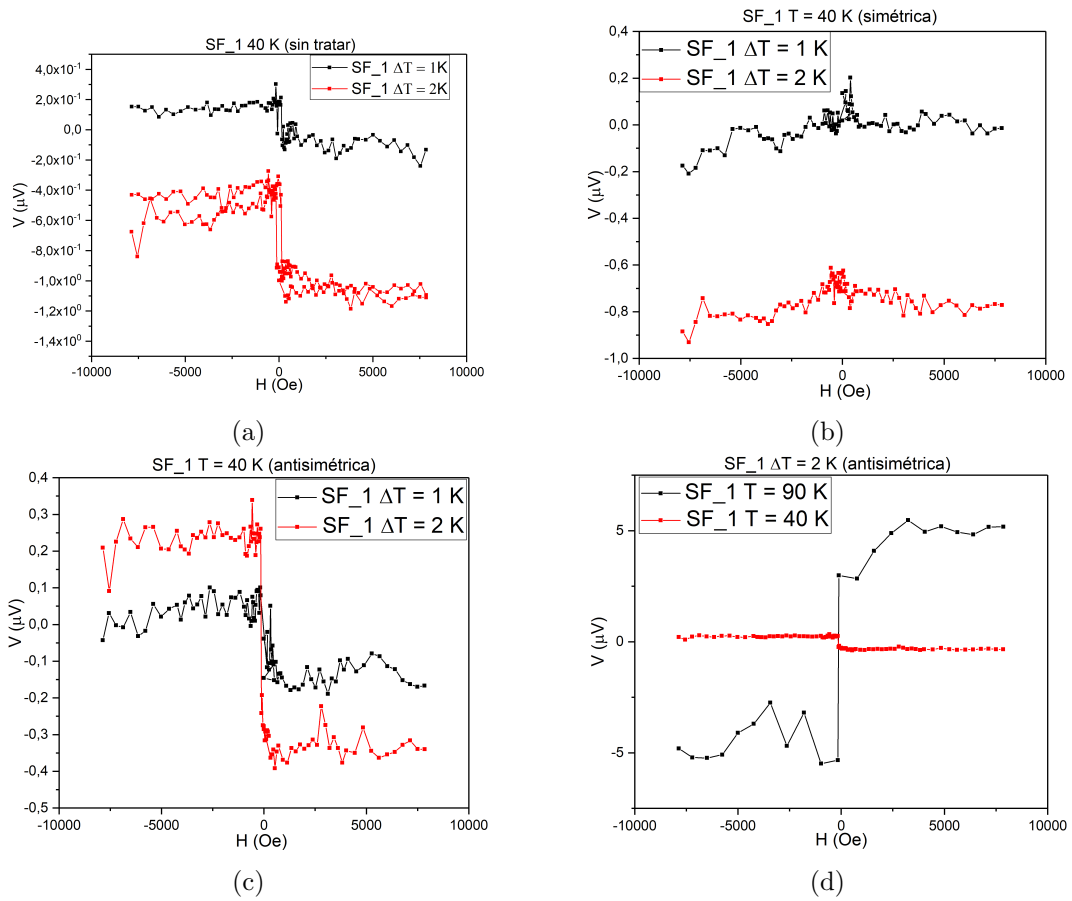


Figura 3.14: Medidas de LSSE para la muestra SF_1. Se representan la detectada para dos gradientes distintos y a una temperatura de 40 K (a), su correspondiente señal simétrica (b) y la antisimétrica (c). También se muestra las medidas de LSSE para un mismo gradiente de 2K a temperatura por encima y por debajo de la transición superconductor (d).

embargo, sería necesario llevar a cabo un estudio detallado con otro tipo de contacto y otro equipo con menos ruido en la señal para comprobar todo lo mencionado.

Capítulo 4

Resumen y conclusiones

A lo largo de este trabajo se han fabricado y caracterizado heteroestructuras híbridas consistentes en una capa delgada de material magnético (YIG) y otra capa delgada de material superconductor (YBCO) con el objetivo de comprobar como se ve modificada la propagación de las corrientes de espín por debajo de la temperatura crítica del superconductor.

En primer lugar, se ha llevado a cabo la optimización del crecimiento de monocapas de GGG//YIG e MgO//YBCO. Posteriormente, se han caracterizado dichas monocapas de manera estructural, magnética y eléctrica. Una vez determinadas las condiciones óptimas del crecimiento, se han fabricado dos tipos de estructuras híbridas de tipo SF y FS y se han caracterizado de manera similar a las monocapas. En esa caracterización, se le ha dado importancia al estudio de las propiedades que presenta la segunda capa y se han comparado con las propiedades de las monocapas. Por último, se han llevado a cabo las medidas de corrientes de espín en distintas muestras y con distintos valores de temperatura y gradientes de temperatura.

De todo este trabajo se han obtenido las siguientes conclusiones. En primer lugar, se ha conseguido optimizar el equipo del CiQUS para la fabricación de monocapas de YIG sobre sustratos de GGG con una alta calidad cristalina. Tras estudiar sus propiedades magnéticas, se ha observado que presentan valores de campo coercitivo e imanación de saturación típicos del YIG utilizado para propagación de corrientes de espín. Respecto a las monocapas de YBCO, se concluye que el equipo no permite realizar el crecimiento en una atmósfera con oxígeno suficiente para su correcto crecimiento. Por este motivo, el material depositado presenta estructura policristalina y unas temperaturas críticas demasiado bajas para tratarse de este superconductor de alta temperatura crítica.

Con respecto a la fabricación y caracterización de las bicapas, se puede concluir que las propiedades de la capa depositada en segundo lugar presenta propiedades eléctricas y magnéticas degradadas. Sin embargo, se ha conseguido demostrar que este tipo de heteroestructuras híbridas son compatibles con la propagación de corrientes de espín ya que ha sido posible detectar señal a bajas temperaturas, tanto por encima como por debajo de la transición superconductor. Aquí se hace necesario mencionar que al entrar en régimen superconductor, se produce un cambio en el signo del voltaje ISHE detectado. Esto indica que, efectivamente, la presencia de un material superconductor, modifica la propagación de corrientes de espín excitadas por efecto SSE. Para finalizar, hay que recalcar que las bicapas del tipo FS aunque se han podido caracterizar, no ha sido posible llevar a cabo el proceso de *ion milling* necesario para poder depositar el Pt sobre el YIG debido a una avería en el equipo. Por tanto, queda pendiente de estudiar como se comportan las corrientes de espín en este tipo de estructuras.

Una vez visto los prometedores resultados obtenidos en este trabajo, se puede proponer como trabajo futuro realizar un estudio de la propagación de corrientes de espín en función del espesor de la capa magnética y de la capa superconductor. También podrían llevarse a cabo diferentes

medidas con distintos gradientes en el estado *vórtice* del YBCO para observar de qué manera modifican estos vórtices la señal ISHE detectada.

Bibliografía

- [1] J. Rojo A. Hernando. *Física de los materiales magneticos*. Sintesis Editorial, Madrid, 2001.
- [2] Koen Vandaele, Sarah J. Watzman, Benedetta Flebus, Arati Prakash, Yuanhua Zheng, Stephen R. Boona, and Joseph P. Heremans. Thermal spin transport and energy conversion. *Materials Today Physics*, 1:39–49, 2017.
- [3] M. Althammer. Pure spin currents in magnetically ordered insulator/normal metal heterostructures. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 51(31):313001, jul 2018.
- [4] H. Adachi, K. Uchida, E. Saitoh, and S. Maekawa. Theory of the spin seebeck effect. *Reports on Progress in Physics*, 76(3):036501, feb 2013.
- [5] K. Uchida, J. Xiao, H. Adachi, J. Ohe, S. Takahashi, J. Ieda, T. Ota, Y. Kajiwara, H. Umezawa, H. Kawai, G. E. W. Bauer, S. Maekawa, and E. Saitoh. Spin seebeck insulator. *Nature Materials*, 9(11):894–897, sep 2010.
- [6] K. Uchida, M. Ishida, T. Kikkawa, A. Kirihara, T. Murakami, and E. Saitoh. Longitudinal spin seebeck effect: from fundamentals to applications. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 26(34):343202, aug 2014.
- [7] M. P. Jiménez Caveró. *Thermal spin transport in maghemite-based thin film structures*. PhD thesis, Universidad de Zaragoza, 2021.
- [8] R. Ramos, M. H. Aguirre, A. Anadón, J. Blasco, I. Lucas, K. Uchida, P. A. Algarabel, L. Morellón, E. Saitoh, and M. R. Ibarra. Anomalous nernst effect of fe₃o₄single crystal. *Physical Review B*, 90(5):054422, aug 2014.
- [9] C. Fang, C. H. Wan, Z. H. Yuan, L. Huang, X. Zhang, H. Wu, Q. T. Zhang, and X. F. Han. Scaling relation between anomalous nernst and hall effect in[pt/co]nmultilayers. *Physical Review B*, 93(5):054420, feb 2016.
- [10] J. L. Alario, M. A. y Vicent. *Superconductividad*. Eudema, Madrid, 1991.
- [11] K. Jeon *et al.* Enhanced spin pumping into superconductors provides evidence for superconducting pure spin currents. *Nature Materials*, 17(6):499–503, apr 2018.
- [12] Christoph Hauser, Tim Richter, Nico Homonnay, Christian Eisenschmidt, Mohammad Qaid, Hakan Deniz, Dietrich Hesse, Maciej Sawicki, Stefan G. Ebbinghaus, and Georg Schmidt. Yttrium iron garnet thin films with very low damping obtained by recrystallization of amorphous material. *Scientific Reports*, 6(1), feb 2016.
- [13] I. Lucas *et al.* Chemical solution synthesis and ferromagnetic resonance of epitaxial thin films of yttrium iron garnet. *Physical Review Materials*, 1(7):074407, dec 2017.
- [14] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, and G. Tatara. Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-hall effect. *Applied Physics Letters*, 88(18):182509, 2006.