



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS

**ESTUDIO DE RESONANCIA FERROMAGNÉTICA CON BOMBEO DE ESPÍN
EN EL AISLANTE TOPOLÓGICO Bi_2Se_3**

TESIS

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE

MAESTRO EN CIENCIAS (FÍSICA)

PRESENTA

ALEJANDRO SILVESTRE NOVOA GASTALDI

TUTOR PRINCIPAL

DRA. EDNA MAGDALENA HERNÁNDEZ GONZÁLEZ
FACULTAD DE CIENCIAS, UNAM

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR

DR. MATHIEU CHRISTIAN ANNE HAUTEFEUILLE
FACULTAD DE CIENCIAS, UNAM
DR. RICARDO ATAHUALPA SOLÓRZANO KRAEMER
FACULTAD DE CIENCIAS, UNAM

CIUDAD UNIVERSITARIA, CIUDAD DE MÉXICO,
NOVIEMBRE 2021



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Por los sueños logrados y rotos, por el espíritu cansado y resiliente, por la vida con compañías y ausencias, por todos esos momentos que me hacen esa persona que soy hoy.

Agradecimientos

Para todos los que me han acompañado en momentos añorables de mi vida.

Por aquellos que están presentes y ausentes. Agradezco a mi familia. A mamá y papá, Silvia y Jorge, que me forjaron. A mis hermanos, Jorge Felipe y Alonso Camilo, que me apoyaron mucho más de lo que les correspondía. A mi tía, Ivon, que me dio otro hogar. Les agradezco todo el apoyo incondicional que me han brindado por años, y por darme un hogar al que siempre puedo regresar.

Por las amistades que nos escuchan y animan. Agradezco a Lucero, a Parra, a Franco, a Luis y a Israel por los memes y las risas, por las discusiones y reflexiones, por más de lo que se le puede pedir a una amistad. También agradezco a aquellas amistades que se vuelven lejanas, Yessi, Fati, Anna, Coxé, Alejandra, Fany, Jessica, Jair,... pero que son amistades que estuvieron ahí cuando lo necesite.

Agradezco a la Dra. Edna Magdalena Hernández González por la confianza que me brindó. Por su apoyo al navegar en este mundo, lo que me ayudó a encontrar mi lugar.

El presente trabajo fue posible gracias al programa *L'Initiative Lorraine Université d'Excellence* y al CONACYT.

Índice general

Abreviaturas y símbolos	v
Resumen	1
Introducción General	4
1. Fundamentos de Espintrónica	5
1.1. Fundamentos	5
1.1.1. Transporte electrónico	5
1.1.2. Corrientes de espín	6
1.1.3. Aislante topológico	8
1.1.4. Dinámica de la magnetización	10
1.1.5. Bombeo de espín	11
1.1.6. Conversión entre corriente de carga y de espín	13
1.1.7. Magnetoresistencia Anisotrópica	14
1.2. Resonancia ferromagnética	15
1.2.1. El fenómeno de resonancia ferromagnética	15
1.2.2. Resonancia ferromagnética por el torque de un campo magnético	17
1.2.3. Resonancia ferromagnética con bombeo de espín	20
1.2.4. Magnetoresistencia anisotrópica en presencia de Resonancia ferromagnética	23
2. Sistema Experimental	27
2.1. Dispositivos espintrónicos	27
2.1.1. Proceso de síntesis de dispositivos	30
2.2. Equipo experimental	32
3. Resultados	35
3.1. Método de Análisis de Datos	36
3.2. Muestras de CoFeB/Pt	40
3.2.1. CoFeB/Pt(4nm)	40
3.2.2. CoFeB/Pt(6nm)	42
3.2.3. CoFeB/Pt(15nm)	44
3.3. Muestras de CoFeB/Ir	46
3.3.1. CoFeB/Ir(2nm)	46
3.3.2. CoFeB/Ir(4nm)	48
3.3.3. CoFeB/Ir(6nm)	50
3.3.4. CoFeB/Ir(15nm)	51
3.4. Muestras de Bi ₂ Se ₃ con CoFe	54
3.4.1. Bi ₂ Se ₃ (10nm)/CoFe	56
3.5. Muestras de Bi ₂ Se ₃ /Py	57

3.5.1. Bi ₂ Se ₃ (4nm)/Py	58
3.5.2. Bi ₂ Se ₃ (6nm)/Py	59
3.5.3. Bi ₂ Se ₃ (10nm)/Py	61
3.6. Discusión de resultados	63
3.6.1. Método refinado	65
4. Conclusiones	67
A. Analogía del FMR	69
Bibliografía	69

Abreviaturas y símbolos

FM	ferromagnético
NM	no-magnético
SP	bombeo de espín
AMR	magnetoresistencia anisotrópica
ISHE	efecto inverso Hall de espín
LLG	formalismo Landau-Lifshitz-Gilbert
FMR	resonancia ferromagnética
SP-FMR	resonancia ferromagnética con bombeo de espín
AMR-FMR	magnetoresistencia anisotrópica con resonancia ferromagnética
FT-FMR	resonancia ferromagnética por torque de campo magnético
GSG	antena de 3 bandas conductoras Tierra-Señal-Tierra
\mathbf{j}_c	densidad de corriente de carga eléctrica
\mathbf{j}_s	densidad de corriente (traslacional) de espín
\mathbf{I}_{dc}	corriente de carga externa usada para generar y modular la AMR-FMR
\mathbf{I}_s^{SP}	corriente (traslacional) de espín generada por bombeo de espín
\mathbf{I}_{SP}	corriente de carga generada por bombeo de espín y efecto inverso Hall de espín
\mathbf{H}_{dc}	campo estático externo
H_r	magnitud del campo estático externo al cual ocurre la resonancia para una cierta frecuencia
h_{rf}	amplitud del campo magnético dinámico pero periódico
θ_c	ángulo del arco con el que precesa la magnetización
t_{NM}	espesor del material NM
α_F	coeficiente de amortiguamiento de Gilbert para el sistema monocapa FM
$\alpha_{F/N}$	coeficiente de amortiguamiento de Gilbert para el sistema bicapa FM/NM
λ_{sf}	longitud de difusión de espín
θ_{SHE}	ángulo Hall de espín

Resumen

Se caracterizó el ángulo Hall de espín θ_{SHE} de los sistemas bicapa $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}/\text{Pt}$, $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}/\text{Ir}$ y $\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{Py}$. Esas bicapas se componen de una capa de material ferromagnético y otra capa de material no-magnético.

Lo que se caracterizó es el θ_{SHE} , que indica la tasa en la que una corriente de espín se convierte a una corriente de carga al atravesar la capa no-magnética [1]. Para caracterizar θ_{SHE} se requiere de analizar una corriente de espín conocida. En nuestros sistemas, la corriente de espín que se inyecta a la capa no-magnética es generada por la técnica de Resonancia Ferromagnética con Bombeo de Espín (SP-FMR).

La técnica SP-FMR requiere que un campo magnético variable induzca una perturbación en los electrones dentro del material ferromagnético. Entonces, para una correcta caracterización de θ_{SHE} , se requiere que el campo magnético variable esté bien determinado. Por lo que, para ayudar a determinar ese campo variable, también se implementó otra técnica que dependa de ese campo: la técnica de Magnetoresistencia Anisotrópica en presencia de una Resonancia Ferromagnética (AMR-FMR).

Los ángulos Hall de espín estimados fueron $\overline{\theta_{\text{SHE}}}(t_{\text{Pt}} = 4 \text{ nm}) \approx 3.6 \pm 2.9 \%$ para una bicapa de CoFeB/Pt , $\overline{\theta_{\text{SHE}}}(t_{\text{Ir}} = 2 \text{ nm}) \approx 1.2 \pm 0.6 \%$ para una bicapa de CoFeB/Ir , y $\overline{\theta_{\text{SHE}}}(t_{\text{Bi}_2\text{Se}_3} = 6 \text{ nm}) \approx 0.13 \pm 0.07 \%$ para una bicapa de $\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{Py}$. Los dispositivos con Bi_2Se_3 mostraron irregularidades en sus resultados, lo que probablemente se deban a bicapas con grosores no uniformes.

Adicionalmente, se describió formalmente la técnica AMR-FMR, así como se identificaron varios criterios para inferir irregularidades en los dispositivos, lo que permite refinar el protocolo para realizar mediciones de SP-FMR.

Introducción General

La espintrónica es el área de la física en la que se investiga y se busca crear sistemas en los que se vean implicados fenómenos de transporte que dependan del espín [2]. La idea principal es utilizar la orientación del espín (*up* o *down*) para registrar datos binarios. Datos que normalmente son registrados por la presencia o ausencia de la carga eléctrica.

La espintrónica se muestra como un área prometedora para resolver el problema de sobrecalentamiento que emerge al miniaturizar los dispositivos electrónicos actuales [3]. A su vez que las propiedades magnéticas (que dependen del espín) ya han mostrado gran versatilidad al ser implementadas en los dispositivos de almacenamiento de datos [4, 5, 6].

Un dispositivo espintrónico se constituyen de dos tipos de componentes. Los componentes espintrónicos activos, que son aquellos en los que se genera o controla el transporte de espín. Y los componentes espintrónicos pasivos, que son aquellos en los que se transporta y almacena la orientación del espín [2]. En los componentes activos se dan efectos fuertemente dependientes del espín, mientras en los componentes pasivos no se identifican efectos dispersivos relevantes asociados al espín.

Los dispositivos espintrónicos activos se suelen construir a partir multicapas nanométricas que incorporan materiales ferromagnéticos (FM) y no-magnéticos (NM) [4, 5]. Los materiales FM son ideales para generar transporte dependiente del espín, pero también es importante analizar el comportamiento de ese transporte de espín en los materiales NM.

Existe una dificultad técnica al construir dispositivos espintrónicos. La dificultad es que no es posible observar fácilmente el estado de los espines. Sin embargo, con el efecto inverso Hall de espín (ISHE) [1, 7], se puede superar esa dificultad.

El ISHE es un efecto de conversión de parte del transporte de espín a transporte de carga [1]. Así, el ISHE permite analizar el transporte de espín de forma indirecta: se observa el transporte de carga inducido por un transporte de espín. Entonces, un material que presenta el efecto ISHE puede ser utilizado como componente espintrónico activo que tiene la función de lectura (indirecta).

En este trabajo, se tiene un particular interés por caracterizar componentes espintrónicos activos con función de lectura indirecta. En particular, se plantea caracterizar el efecto ISHE de múltiples materiales NM: platino (Pt), iridio (Ir) y el seleniuro de bismuto (Bi_2Se_3), un aislante topológico.

Pt e Ir son materiales previamente investigados que han mostrado tener efectos dependientes del espín [8, 9, 10]. El Bi_2Se_3 es un material que también ha sido analizado [11, 12, 13], pero en general no se han reportado resultados concluyentes respecto al ISHE. El Bi_2Se_3 suscita gran interés, debido a que al ser un aislante topológico es un material que presenta interacciones fuertemente dependientes del espín y se espera que eso se vea reflejado en un ISHE eficiente [11, 14, 15].

El efecto que se busca caracterizar es el ISHE. Este efecto se puede caracterizar a través del ángulo Hall de espín θ_{SHE} , un parámetro que indica la cantidad de corriente de espín que se convirtió a corriente de carga [1]. No obstante, caracterizar θ_{SHE} requiere de analizar una corriente de espín conocida. Por tal motivo, la corriente de espín se genera a partir de la dinámica denominada como resonancia ferromagnética con bombeo de espín (SP-FMR). Para conocer bien esa corriente de espín, también se implementa la dinámica de magnetoresistencia anisotrópica en presencia de una resonancia ferromagnética (AMR-FMR). La AMR-FMR es una dinámica que no ha sido completamente descrita en la literatura [16, 17, 18, 19].

Por lo tanto, el objetivo del presente trabajo es caracterizar el ángulo Hall de espín θ_{SHE} de Pt, Ir y Bi_2Se_3 por medio de las técnicas de SP-FMR y de AMR-FMR.

El trabajo se desglosa de la siguiente manera. En el capítulo 1, se da la teoría fundamental para comprender el ISHE y las técnicas de SP-FMR y de AMR-FMR. En el capítulo 2, se describe el dispositivo espintrónico y el sistema experimental utilizado para las mediciones. Finalmente, en el capítulo 3, se explica el método de análisis de datos y se discuten los resultados.

1. Fundamentos de Espintrónica

La espintrónica investiga los fenómenos de transporte electrónico que dependen del espín de los portadores de carga. Estos fenómenos se dan a partir de interacciones entre dos o más portadores de espín, o entre los portadores y el sistema.

Un dispositivo espintrónico se compondría de dos tipos de componentes. Los componentes espintrónicos activos, que son aquellos en los que se genera o controla el transporte de espín. Y los componentes espintrónicos pasivos, que son aquellos en los que se transporta y almacena la orientación del espín, siendo esa orientación generada y controlada en los componentes activos [2].

En la búsqueda de generar dispositivos espintrónicos viables para aplicaciones, es necesario realizar caracterizaciones exhaustivas de los dispositivos espintrónicos. Las propiedades de un dispositivo pueden variar dependiendo de su arreglo, sus dimensiones, así como de los parámetros intrínsecos de los materiales que lo componen [20, 21].

La caracterización de dispositivos espintrónicos se puede dar por técnicas que analizan la dinámica de la magnetización del sistema. Las técnicas que se emplean en el presente trabajo consisten en el fenómeno de la resonancia ferromagnética (FMR, por Ferromagnetic Resonance), el cual se aborda en la sección 1.2. La FMR no es un fenómeno observable de forma directa, por lo que se requiere de efectos adicionales para poder obtener un voltaje observable.

En la sección 1.1, se abordan algunos conceptos y fenómenos esenciales de la espintrónica. Esos serían conceptos como el transporte electrónico, la corriente de espín, el aislante topológico, el bombeo de espín, la conversión entre corrientes de carga y de espín, y la magnetoresistencia anisotrópica. Esos conceptos serán fundamentales para la comprensión de las técnicas experimentales que se describirán en la sección 1.2.

1.1. Fundamentos

El espín es el pilar conceptual de la espintrónica, tan importante como lo es la carga eléctrica para la electrónica. El espín es un momento angular intrínseco que poseen las partículas elementales, y a su vez asocia un momento magnético. En general, el espín posee una naturaleza vectorial que al medirse dentro de un campo magnético se describen dos estados cuantizados: el espín *up* y el espín *down* [22, 23].

A lo largo de este trabajo, los electrones serán los portadores de espín y de carga.

Las técnicas de resonancia ferromagnética (FMR) se basan en analizar el comportamiento temporal de la magnetización en presencia de corrientes de carga y de espín. Por lo que, a continuación, se abordaran descripciones para comprender el transporte electrónico y el transporte de espín.

1.1.1. Transporte electrónico

De forma general, el transporte de espín de un sistema se puede describir de manera similar al transporte de la carga eléctrica en un sistema microscópico.

Visualicemos los posibles estados que puede tener un electrón en un átomo. Con el fin de simplificar, consideremos únicamente los estados determinados por el orbital¹ s tomando en cuenta el espín [22].

En la figura 1.1a, las esferas azules y rojas representan estados disponibles para los electrones. Las esferas azules representarían el estado de orbital s con espín *down* y las rojas son estados de orbitales s con espín *up* [24, 25, 26, 27].

¹Se recuerda que un orbital es la región del espacio físico donde un electrón puede estar presente

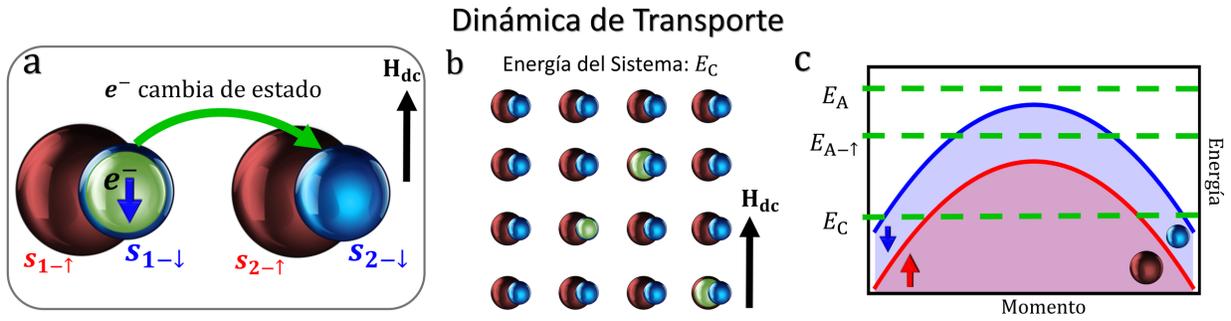


Figura 1.1: Dinámica de transporte. **a**, Cambio de estado de un electrón que pasa de ocupar el orbital s de un 1er átomo, a ocupar el orbital s de un 2do átomo. **b**, Representación de un sistema con energía E_C tal que hay múltiples estados s disponibles para los electrones del sistema. **c**, Estructura electrónica de bandas relacionada al sistema de **b**.

Cuando un estado está ocupado por un electrón, se representará con una esfera de color verde superpuesta a la esfera que representa el estado.

En una red de átomos, habría múltiples estados disponibles que un electrón puede ocupar. En la figura 1.1a se representan los estados asociados a dos átomos, de tal manera que un electrón cambia del estado $s_{1-\downarrow}$ (asociado al 1er sitio atómico) a un estado $s_{2-\downarrow}$ (asociado al 2do sitio atómico). Como el electrón se mueve a un estado no ocupado anteriormente, su carga eléctrica y su espín *down* también se transportan. Esta es la idea fundamental del transporte electrónico: los cambios de estado [24, 25, 26, 27].

Ahora imaginemos una red de átomos como la que se representa en la figura 1.1b. Debido a la dirección del campo magnético H_{dc} , los estados s_{\downarrow} (azules) son estados menos probables, y por lo tanto los representaremos más pequeños que los estados s_{\uparrow} (rojos). En esta red un electrón posee cierta energía $\epsilon_{n-\uparrow}$ al ocupar cierto estado $s_{n-\uparrow}$. La energía del sistema se estima por la contribución de todos los electrones en estados ocupados. Por lo que, la energía del sistema determina la cantidad de estados ocupados y disponibles entre los cuales los electrones (verdes) pueden transportarse. Con muchos estados disponibles, los electrones pueden transportarse con libertad. Es decir, el estado del sistema es el de un conductor que tendrá una energía que llamaremos E_C , como es el caso en este diagrama. Al contrario, si se ingresa al sistema más electrones que estados disponibles, entonces los electrones no pueden transportarse con libertad, pues es difícil que los electrones cambien de estado. El sistema es entonces un aislante y su energía la denominaremos E_A .

En general, la energía del sistema está cuantizada, pero si los valores posibles de la energía se saturan en cierto intervalo, se puede considerar como continua, entonces a ese intervalo se le denomina banda electrónica [28]. En la práctica, la banda electrónica se determina en función del momento [28], como se ilustra en la figura 1.1c. Donde se muestra un diagrama asociado a un sistema inmerso en un campo magnético, donde la banda electrónica puede ser desglosada en dos bandas diferenciadas según el espín de los electrones. En líneas punteadas verdes se ejemplifican tres casos: la de un conductor para cualquier estado de espín E_C , la de un aislante E_A y $E_{A-\uparrow}$ que es un aislante para los espines *up* pero un conductor para los espines *down*.

A un intervalo de energía en el cual el sistema no tiene estados electrónicos posibles se le denomina brecha de energía. En una brecha de energía los electrones no cuentan con estados disponibles para transportarse [28]. Por ejemplo, cuando el sistema tiene una energía E_A como se muestra en la figura 1.1c, todos los estados electrónicos se encuentran ocupados, por lo tanto, el sistema se comporta como aislante. Cuando el sistema tiene una energía $E_{A-\uparrow}$, únicamente estados s_{\downarrow} están libres, por lo que el sistema se comportará como aislante para los electrones con espín *up* y como conductor para los electrones con espín *down*. Es decir, dentro de este sistema ya se puede visualizar un comportamiento de transporte que depende del espín.

1.1.2. Corrientes de espín

La corriente de espín la podemos definir como el flujo de estados de espín que recorre un material. Con esa idea, la corriente de espín puede visualizarse por un modelo de dos-corrientes, en el cual se concibe que habría dos canales

independientes de transporte para cada estado de espín [29, 30, 31].

Se pueden identificar dos tipos de corrientes de espín: La 1ª es la corriente de espín traslacional, que se refiere al transporte del estado de espín por el desplazamiento del electrón. El 2º tipo de corriente de espín es la rotacional, la cual se concibe por transiciones de los estados de espín. Ya sea que las partículas que cambian de estado se transporten o no.

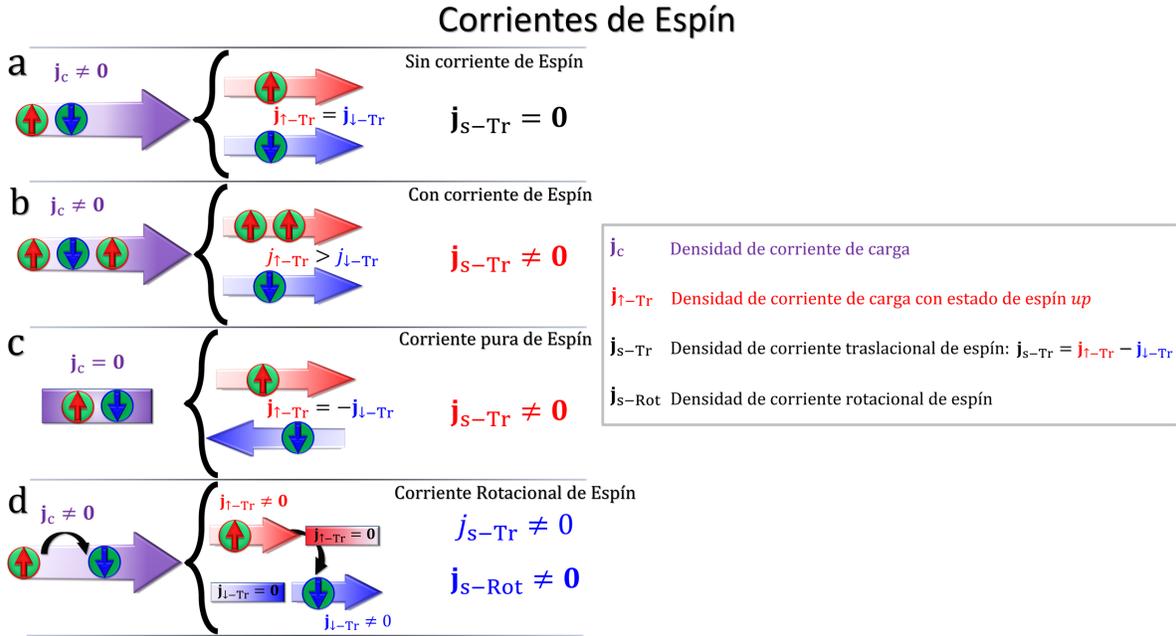


Figura 1.2: El transporte de electrones se desglosa visualmente en dos corrientes que dependen del espín. **a**, Sistema con corriente de carga, pero sin corriente traslacional de espín. **b**, Sistema con ambas corrientes: de carga y traslacional de espín. **c**, Sistema sin corriente de carga, pero con corriente traslacional de espín. **d**, Sistema con corriente de carga con corriente rotacional de espín.

A diferencia de la corriente de carga, la corriente de espín puede ser descrita por diversas configuraciones. Por ejemplo, en la figura 1.2a, se puede ver un transporte de carga sin una corriente traslacional efectiva de espín, esto porque las corrientes traslacionales de los dos canales de espín son equivalentes ($j_{\uparrow-Tr} = j_{\downarrow-Tr}$). En la figura 1.2b se observa el caso en el cual la corriente traslacional del canal de espín up (rojo) es mayor que la del espín down (azul): $j_{\uparrow-Tr} > j_{\downarrow-Tr}$. Entonces, en este caso si habría una densidad efectiva de corriente traslacional de espín:

$$j_{s-Tr} = j_{\uparrow-Tr} - j_{\downarrow-Tr}. \tag{1.1}$$

En cambio, en la figura 1.2c visualizamos un transporte de carga nulo, aunque existan transportes que dependen del espín. Se ve que la corriente traslacional de cada canal de espín es de la misma magnitud, pero van en direcciones opuestas ($j_{\uparrow-Tr} = -j_{\downarrow-Tr}$). Al sumarse las corrientes de los dos canales se obtiene una corriente de carga nula, no obstante, si se produce una corriente efectiva de espín. Finalmente, en la figura 1.2d, se resalta un sistema en el que el electrón se transporta a la vez que cambia su estado de espín. Es decir, un portador salta de un canal de espín a otro canal de espín, produciendo una corriente efectiva de espín.

Rescatulando, se ilustraron dos mecanismos de transporte de espín: a) el transporte de partículas que poseen espín generan una corriente traslacional, también denominada corriente polarizada² de espín. Y b) electrones que cambian entre estados que dependen del espín generan una corriente rotacional. Se resalta que una corriente rotacional no tiene las mismas unidades que una corriente traslacional, pero ambas si se relacionan. En la figura 1.2d, se visualiza como

²El término de polarización se usa como analogía a la alineación del campo para ondas coherentes, y no pretende hacer referencia a la polarización eléctrica.

una corriente $\mathbf{j}_{\uparrow-\text{Tr}}$ paso a ser nula, sin embargo, el cambio de estado (la corriente rotacional) generó una corriente $\mathbf{j}_{\downarrow-\text{Tr}}$ efectiva. Es decir, una corriente rotacional involucra cambios de la corriente traslacional. Esto se puede describir en una ecuación de continuidad entre estos dos tipos de corriente [31]:

$$\frac{ds}{dt} = -\nabla \cdot \mathbf{j}_{s-\text{Tr}} + \mathbf{j}_{s-\text{Rot}}, \quad (1.2)$$

donde s es la densidad local de espín, que indica la contribución de los espines de todos los electrones en una región del sistema. Usualmente, cuando sólo se acuña el término “corriente de espín” sin especificar, se suele hablar de la corriente traslacional de espín.

Ya que se comprendió el concepto de corriente de espín, se describirá cómo es posible generar este tipo de corrientes. Existen algunos materiales que pueden entrar en regímenes de transporte que dependen del espín, como, por ejemplo, los materiales ferromagnéticos (como el que se ilustró en la figura 1.1). A continuación, se mencionará un tipo de materiales que pueden presentar regímenes dependientes del espín y han despertado mucho interés en investigaciones actuales, los aislantes topológicos.

1.1.3. Aislante topológico

Es posible analizar la estructura electrónica de bandas como un objeto de estudio de la topología. La topología es la rama de las matemáticas que se centra en analizar las propiedades de un objeto geométrico que no se alteran debido a deformaciones continuas. Estas deformaciones pueden estirar, torcer, arrugar y flexionar el objeto, pero no pueden cerrar o abrir agujeros, rasgar el objeto o pegarlo [32, 33].

Por ejemplo, a un cubo se le puede deformar continuamente hasta obtener una esfera, por lo que un cubo es topológicamente equivalente a una esfera. En cambio, un cubo no se puede deformar continuamente hasta obtener una dona, debido a que la dona tiene un agujero. Por lo que un cubo no es topológicamente equivalente a una dona.

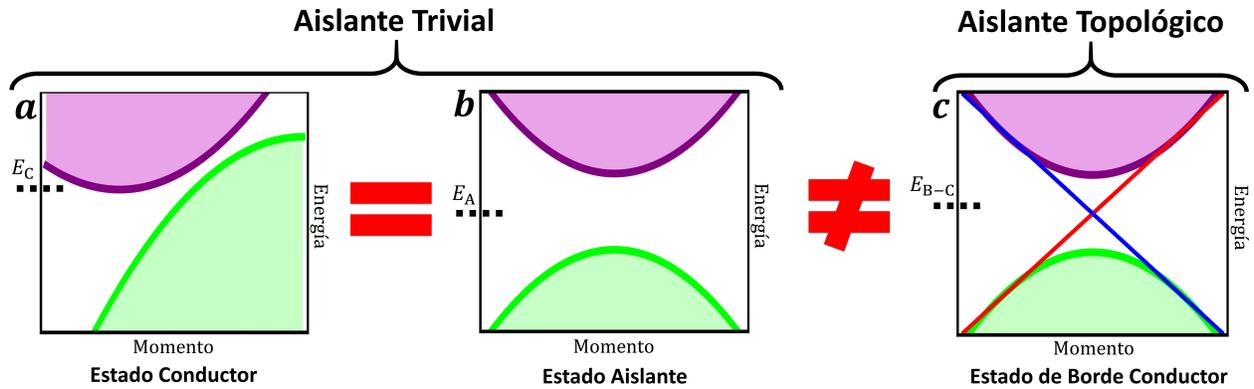


Figura 1.3: Clasificaciones topológicas de la estructura electrónica de bandas. Las estructuras donde la región que separa las bandas (zona blanca en el espacio energía-momento) es una única zona se denominan aislantes triviales, mientras las estructuras donde la región que separa las bandas es dividida en múltiples zonas se clasifican como aislantes topológicos.

Ahora que ya se tiene una idea de que es la estructura electrónica de bandas y que es la topología, se puede discutir en que consiste el análisis topológico de la estructura electrónica. Básicamente, es considerar las regiones del espacio de energía-momento de las bandas como el objeto topológico de estudio [32, 33].

En la figura 1.3 se muestran 3 diagramas de estructuras de bandas que se comparan topológicamente. Al considerar la figura 1.3b (Estado Aislante) se observan dos bandas: la banda de valencia (verde) y la banda de conducción (morada). Cuando la energía del sistema E_A se encuentra en la brecha de energía (región que separa la banda de valencia y conducción), el sistema se encuentra en un estado aislante.

El objeto de estudio es la estructura, es decir, la suma de la banda de conducción y valencia [32]. Pero, para simplificar, pensemos que la región de energía-momento entre las bandas es el objeto de interés (es decir, le pondremos

atención a las regiones blancas de los diagramas de la figura 1.3). Notamos que las regiones blancas de los diagramas a (Estado Conductor) y b (Estado Aislante) son topológicamente equivalentes, pues esas regiones pueden deformarse continuamente hasta obtener el otro diagrama [34]. A esos sistemas se les denomina aislantes triviales, son sistemas en los que la región blanca se puede comprender como una única zona o banda que separa las bandas de valencia y conducción [32, 33].

No sobra decir que se debe tener cuidado con la semántica y los análisis geométricos o topológicos dentro de una descripción fenomenológica. Por ejemplo, el término “aislante trivial” no tiene una correspondencia semántica completa con el término “aislante”. Esta afirmación se sustenta al observar el estado conductor de la figura 1.3a, esa estructura de bandas correspondería a sistemas denominados como semimetales [34], sistemas que serían aislantes triviales, pero aun así tendrían un comportamiento similar al de un conductor.

Ahora bien, el término aislante topológico es la clasificación de una estructura electrónica cuya región entre las bandas de valencia y conducción es una región que puede ser dividida en múltiples zonas [32, 33]. En la figura 1.3c se representa ese caso con los estados disponibles que indican las rectas azul y roja. Como el aislante topológico describiría una región entre bandas que es dividida en múltiples zonas, no es posible realizar una deformación continua de esa región para que se convierta en una única zona. Por lo que, un aislante trivial no es topológicamente equivalente a un aislante topológico, lo que se representa en la figura 1.3.

Todavía quedaría la duda de que es lo que se intenta describir físicamente al diferenciar entre un aislante trivial y un aislante topológico. La idea base sería que un aislante topológico presenta estados disponibles que no se presentan de manera uniforme a lo largo del material. Esto se traduciría en la existencia de estados conductores que no necesitan tener el mismo comportamiento en todo material. Un ejemplo de esto sería un material 3D que presente conducción sólo en sus bordes, que son una región 2D [32, 33].

La estructura de bandas es descrita a través del hamiltoniano [32, 33]. Del análisis topológico surge la pregunta: “¿qué condiciones tendría que cumplir un sistema (su hamiltoniano) para ser un aislante topológico?”. Una respuesta serían los estados de borde, cuya existencia se identificó que podía ser descrita por materiales que dependen fuertemente del espín [35, 36].



Figura 1.4: Sistema en estado de borde conductor. El material presenta transporte dependiente del espín en sus bordes, debido a que tiene estados disponibles que dependen del espín en los bordes del material.

En la figura 1.4, se ilustra el sistema que puede ser descrito por la estructura de bandas del aislante topológico de la figura 1.3c [35, 36]. Cuando se tiene la energía del sistema E_{B-C} , el sistema se encuentra en un estado donde los bordes son conductores, aunque la parte interna del material se comporta como un aislante, pues en la parte interna no hay estados disponibles en esa condición de energía.

Cuando un material es conductor únicamente en los bordes, tal que su transporte depende del espín, se dice que presenta el efecto Hall cuántico de espín³. Este efecto se observa en la figura 1.4: una corriente (traslacional) de espín *up* (rojo) se propaga a lo largo del borde y va en dirección opuesta a la corriente de espín *down* (azul). Esta dependencia del espín se genera por acoplamiento espín-orbita [37]. El acoplamiento espín-orbita se refiere a una anisotropía que depende del estado de espín. El transporte de un electrón queda acoplado a su estado de espín debido

³El efecto Hall cuántico de espín se asociaría sólo a un caso particular de lo que podría englobar la clasificación de aislante topológico.

a alguna interacción (relativista) entre el espín del electrón y su movimiento dentro de un campo eléctrico, campo que puede ser extrínseco o intrínseco al sistema [22, 38]. Los materiales que han cumplido con ser aislantes topológicos presentan un fuerte acoplamiento espín-orbita, por ello hay mucho interés en analizar sus propiedades dependientes del espín. Ese es el caso del presente trabajo, pues se espera que sean materiales eficientes en la conversión de corriente de espín a corriente de carga [33, 39, 11, 14, 15, 12, 13].

La descripción del efecto Hall cuántico de espín en sistemas 3-dimensionales fue originalmente publicada en el 2007 por L. Fu, C. L. Kane, y E. J. Mele [35] y por J. E. Moore y L. Balents [36]. La primera observación de este efecto fue en el material $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ y fue reportada en el 2008 por D. Hsieh *et al* [40]. En el 2009, finalmente se identificó el mismo efecto en el seleniuro de bismuto (Bi_2Se_3) [41], siendo el Bi_2Se_3 el material que se pretende caracterizar en el presente trabajo.

Es importante mencionar que en este trabajo no se pretende analizar el efecto Hall cuántico de espín. Lo que se va a caracterizar de forma indirecta es el efecto inverso Hall de espín, el cual se describirá más adelante.

1.1.4. Dinámica de la magnetización

La dinámica de la magnetización es el motor de la técnica de resonancia ferromagnética que se aborda en la sección 1.2. Para la descripción de esta dinámica, primero hay que recordar el concepto de magnetización.

La magnetización \mathbf{M} se define como la densidad de los momentos magnéticos en el sistema. Esos momentos magnéticos pueden provenir tanto del espín, como de corrientes eléctricas microscópicas. Y se puede hablar de una magnetización total del sistema, así como describir múltiples magnetizaciones localizadas en regiones específicas del sistema [42].

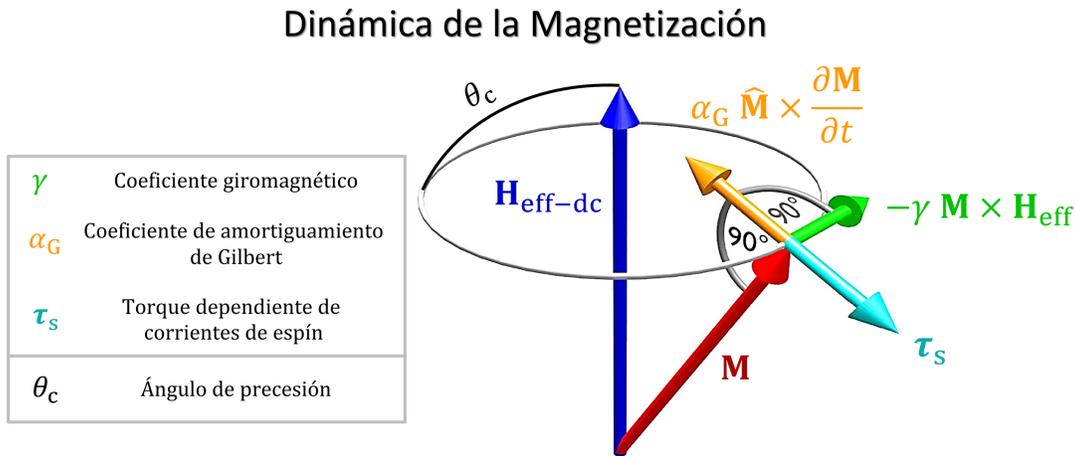


Figura 1.5: Representación de la dinámica de la magnetización respecto al formalismo de LLG. (Figura modificada de M. B. Jungfleisch [43].)

Adicional a la magnetización, se considera un sistema que presencia un campo magnético efectivo $\mathbf{H}_{\text{eff}}(t) = \mathbf{H}_{\text{eff-dc}} + \mathbf{h}_{\text{eff-rf}}(t)$, que puede describirse como la suma de una componente estática $\mathbf{H}_{\text{eff-dc}}$ y una componente dinámica $\mathbf{h}_{\text{eff-rf}}(t)$. El campo magnético puede tener contribuciones de un campo generado de forma interna o externa al sistema. En la descripción de la precesión se considera que la amplitud de la componente dinámica $h_{\text{eff-rf}}$ es mucho menor a la componente estática $H_{\text{eff-dc}} \gg h_{\text{eff-rf}}$. Con esta consideración, la magnetización \mathbf{M} tenderá a alinearse al campo $\mathbf{H}_{\text{eff-dc}}$, pero precesará [43].

En el caso que $h_{\text{eff-rf}} = 0$, la magnetización alcanzara un estado de equilibrio $\mathbf{M}_{\text{eq}} \parallel \mathbf{H}_{\text{eff-dc}}$ en el que se alinea al campo estático. No obstante, en el caso que $h_{\text{eff-rf}} \neq 0$, la magnetización presentará pequeñas perturbaciones que modifican su dirección $\hat{\mathbf{M}}(t) = \mathbf{M}(t)/M$ [44]. Además, si la magnetización entra en el régimen de saturación, su magnitud de saturación M_s se considera como constante aun cuando $\mathbf{H}_{\text{eff}}(t)$ varíe un poco [42].

La descripción de la evolución temporal de \mathbf{M} se conoce como el formalismo de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG)

[45, 46]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) + \alpha_G \left(\hat{\mathbf{M}} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right) + \boldsymbol{\tau}_s, \quad (1.3)$$

donde γ es el coeficiente giromagnético y α_G el coeficiente de amortiguamiento de Gilbert [43, 47, 44].

En la figura 1.5 se ilustran las contribuciones de cada término de la ecuación 1.3. La flecha verde representa el término de precesión de la magnetización, mientras la flecha amarilla ilustra el término de amortiguamiento de $\mathbf{M}(t)$. El amortiguamiento se asocia a la propiedad de un material que por interacciones microscópicas disipa la energía asociada a la precesión. El ángulo θ_c corresponde al ángulo del arco con el que precesa la magnetización. Adicionalmente, la magnetización puede variar por un torque (flecha cian) que depende de las corrientes de espín en el sistema.

La precesión de la magnetización es la dinámica de oscilación asociada a un efecto de resonancia: la resonancia ferromagnética. Sin embargo, para poder analizar observables relacionadas con la precesión de la magnetización se requiere de efectos adicionales como el bombeo de espín, el efecto inverso Hall de espín y la magnetoresistencia anisotrópica.

1.1.5. Bombeo de espín

El bombeo de espín (SP, por *Spin Pumping*) es el mecanismo que describe el cómo se generaron las corrientes de espín que son analizadas (de forma indirecta) dentro del presente trabajo.

El SP es un efecto que consiste en la generación de una corriente de espín a partir de la dinámica de precesión de la magnetización. La corriente de espín generada se puede inyectar de la capa ferromagnética (FM) a la capa no-magnética (NM) en un sistema bicapa FM/NM [48, 49]. En el SP se puede visualizar tanto una corriente traslacional de espín como una corriente rotacional de espín.

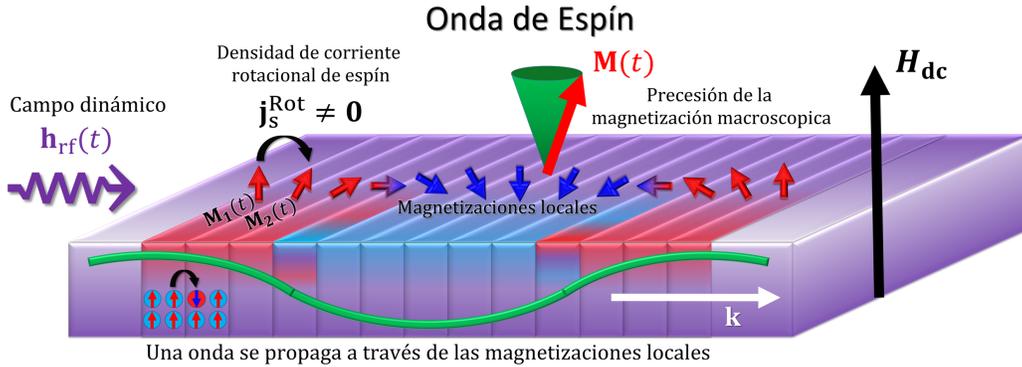


Figura 1.6: Representación de una onda de espín. La onda se propaga por interacciones entre magnetizaciones locales, cuyos cambios se pueden describir como una corriente rotacional de espín.

En la literatura, hay información de cómo analizar la corriente de espín efectiva por bombeo de espín [48, 49, 20], pero no se suele explicar con profundidad porque una precesión de la magnetización genera una corriente de espín. Para una explicación más clara, se propone revisar la idea de una onda de espín o magnón.

En la figura 1.6, la onda de espín se bosqueja como una precesión de múltiples magnetizaciones locales. Esas magnetizaciones presentan una precesión, e interactúan y modifican la magnetización vecina. Por lo que las precesiones acopladas se extienden como una perturbación periódica en el sistema [50, 51, 52]. La onda es causada por un campo dinámico $h_{\text{rf}}(t)$.

La onda que se propaga a través de las magnetizaciones locales genera una precesión de la magnetización macroscópica. Sin embargo, los cambios de las magnetizaciones locales se pueden comprender por transiciones de estados de espín de múltiples electrones. Es decir, hay una corriente de espín rotacional en este sistema. Y por la ecuación 1.2 de continuidad, la corriente rotacional se puede comprender como una fuente que genera una corriente traslacional de espín. Esta corriente traslacional de espín sería la corriente $\mathbf{I}_s^{\text{pump}}$ adjudicada al bombeo de espín.

En el caso de un sistema bicapa FM/NM, la corriente $\mathbf{I}_s^{\text{pump}}$ se genera en el material FM. Pero el material FM y NM están conectados a través de su interfaz, por lo que parte de la corriente $\mathbf{I}_s^{\text{pump}}$ podría cruzar al material NM [20].

Sin embargo, también es posible identificar una corriente I_s^{back} que va del material NM al FM. La corriente I_s^{back} puede ser comprendida como la componente reflejada de I_s^{pump} en la interfaz [48, 49].

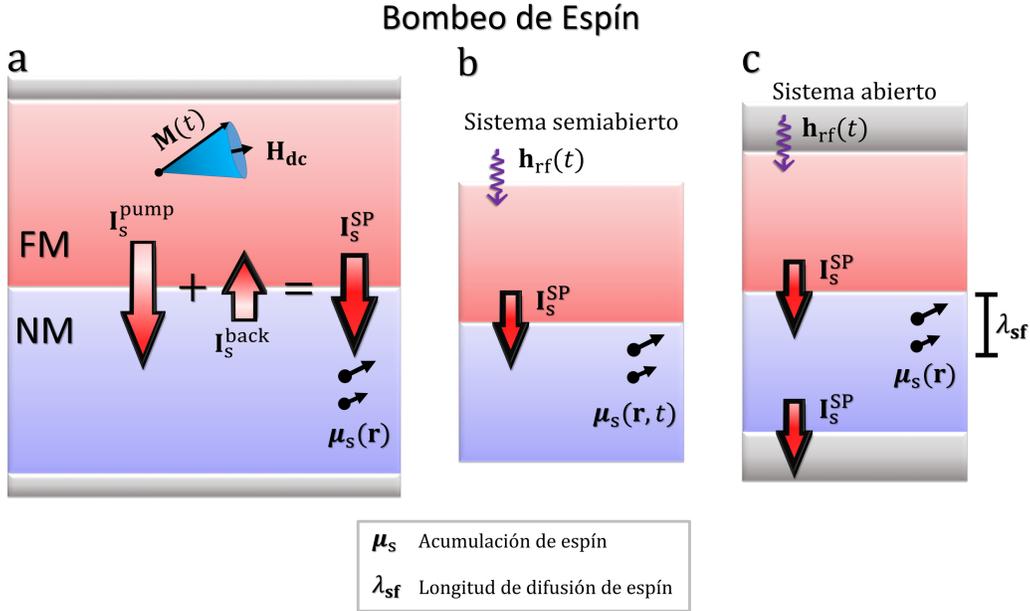


Figura 1.7: Ilustraciones del bombeo de espín en un sistema FM/NM. **a**, La dinámica de precesión de $\mathbf{M}(t)$ induce una corriente neta de espín I_s^{SP} , lo que a su vez genera una acumulación de espín $\mu_s(\mathbf{r})$. **b**, En el sistema semiabierto, $\mu_s(\mathbf{r}, t)$ se incrementa en el tiempo sin alcanzar un estado estacionario. **c**, En el sistema abierto, la acumulación de espín $\mu_s(\mathbf{r})$ y la corriente I_s^{SP} son periódicas en el tiempo, permitiendo al sistema permanecer en estado estacionario.

La dinámica entre I_s^{pump} y I_s^{back} se puede visualizar en la figura 1.7a. Con la suma de las flechas rojas se representa que la corriente neta generada por el bombeo de espín es $I_s^{\text{SP}} = I_s^{\text{pump}} + I_s^{\text{back}}$ [48, 49].

La corriente I_s^{SP} que ingresa al material NM inducirá que la densidad de estados sea mayor para un estado de espín. Esa acumulación de estados para un estado de espín genera una magnetización local $\mu_s(\mathbf{r})$ llamada acumulación de espín [48, 49]. La $\mu_s(\mathbf{r})$ se representa con las flechas negras gruesas que están en la capa NM de la figura 1.7.

Es importante notar que, cerca de la interfaz, los portadores transportados aún no han presentado tantas colisiones que modifiquen su estado de espín, por lo que $\mu_s(r)$ tiende a ser mayor cerca de la interfaz, pero eso no ocurre al alejarse de la interfaz. Es decir, la corriente I_s^{SP} y la acumulación de espín $\mu_s(r)$ presentan efectos de dispersión que se notan conforme más penetran en la capa NM.

Por lo anterior, es conveniente definir la longitud de difusión de espín λ_{sf} . Esta es la longitud media a la cual los electrones presentan colisiones que cambian su estado de espín [53]. Es decir, λ_{sf} es un parámetro para caracterizar la dispersión de una corriente de espín respecto a la longitud con la que penetra la corriente. La longitud λ_{sf} es un parámetro fundamental que se tiene que determinar para caracterizar el material NM en la técnica de resonancia ferromagnética con bombeo de espín (SP-FMR, por Spin Pumping Ferromagnetic Resonance) que se usa en este trabajo [54].

En la figura 1.7 se expone dos sistemas: sistema semiabierto (inciso b) y sistema abierto (inciso c). Con esto, se pretende que quede claro que los sistemas analizados son sistemas abiertos que alcanzan el estado estacionario.

En los sistemas que se da el SP, la dinámica de precesión es inducida por un campo magnético periódico $\mathbf{h}_{rf}(t)$. En el sistema semiabierto, el campo $\mathbf{h}_{rf}(t)$ inyecta energía que genera la corriente I_s^{SP} . Esta corriente contribuirá a incrementar en el tiempo la magnetización $\mu_s(\mathbf{r}, t)$. Pero este sistema no alcanza el estado estacionario pues la bicapa no tiene forma de disipar la energía. En cambio, en el sistema abierto, la energía sale del sistema, tal que la corriente I_s^{SP} y $\mu_s(\mathbf{r})$ se mantienen estacionarias en el tiempo [48, 49].

El SP permite comprender una fenomenología en la que se generan corrientes de espín. Sin embargo, la detección de una corriente de espín puede presentar múltiples dificultades. Un método de detección indirecta es medir una corriente

de carga que es inducida por una corriente de espín. Es decir, por medio de un efecto de conversión entre corriente de carga y corriente de espín.

1.1.6. Conversión entre corriente de carga y de espín

En sistemas espintrónicos se pueden dar fenómenos en los cuales una corriente de carga comienza a reducirse, al tiempo que se genera una corriente de espín perpendicular a esa corriente de carga [44]. Esos serían fenómenos de conversión de corriente de carga a corriente de espín.

La forma de comprender por qué un transporte de carga se convierte en un transporte de estados de espín (o viceversa) es mediante mecanismos de dispersión. Un material puede presentar ciertas interacciones que amortigüen el transporte de espín que pasa a través del material [1, 44]. De tal manera que la energía del transporte del espín termina siendo disipada (o convertida) en energía de un transporte de carga eléctrica.

En la literatura, se han propuesto 3 tipos de mecanismos de dispersión que generan una conversión de corriente. El 1° mecanismo es intrínseco y se da por el desdoblamiento de las bandas electrónicas respecto a los estados de espín [44]. La anisotropía del transporte entre los estados disponibles genera una dispersión respecto a los estados de espín.

El 2° mecanismo es la dispersión sesgada (*skew scattering*) y se da por inhomogeneidades del sistema cuyo potencial eléctrico central genera un acoplamiento espín-orbita [1, 55]. Por lo que la dirección del transporte de los electrones estará acoplado a sus estados de espín. El 3° mecanismo se denomina dispersión por salto lateral (*side-jump scattering*). Este mecanismo es análogo a la dispersión sesgada, pero en este caso las inhomogeneidades generan un potencial eléctrico no-central [56, 44].

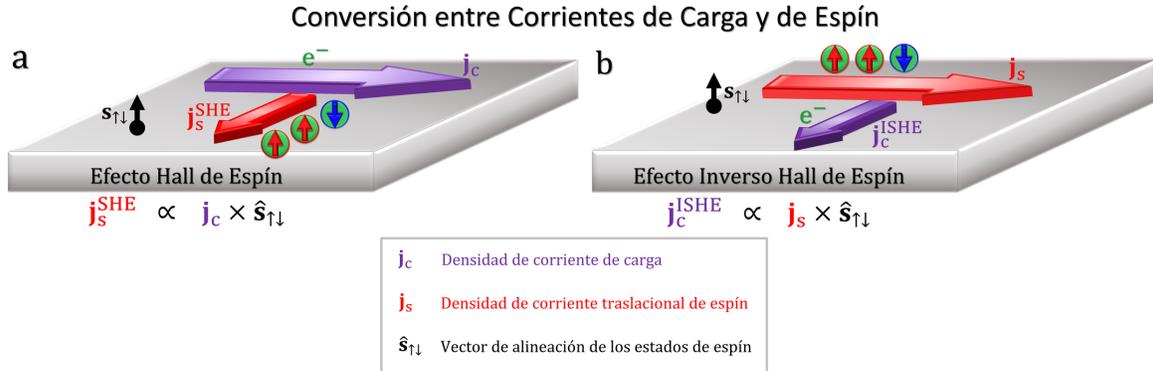


Figura 1.8: Representación de la conversión entre corrientes de carga y de espín. **a**, Esquema del SHE, en donde se muestra la conversión de corriente de carga a corriente de espín. **b**, Esquema del ISHE, en donde se muestra la conversión de corriente de espín a corriente de carga.

A la conversión de corriente de carga a corriente de espín por estos mecanismos se le denomina como efecto Hall de espín (SHE por *Spin Hall Effect*). En cambio, a la conversión de corriente de espín a corriente de carga se le denomina efecto inverso Hall de espín (ISHE, por *Inverse Spin Hall Effect*). La predicción original del SHE fue en 1971 por M. I. D'yakonov y V. I. Perel' [30], y fue replanteada en el 2000 por J. E. Hirsch [1].

En la figura 1.8 se visualiza el SHE y el ISHE. Las flechas moradas representan las corrientes de carga, mientras las flechas rojas representan las corrientes (traslacionales) de espín. La flecha negra representa la dirección de alineación de los estados de espín $\mathbf{s}_{\uparrow\downarrow}$. Entonces, se puede destacar que la corriente resultante es perpendicular a la corriente inicial y al vector $\mathbf{s}_{\uparrow\downarrow}$.

De la figura 1.8, notamos que el SHE convierte una corriente de carga a una corriente de espín $\mathbf{j}_s^{\text{SHE}}$, mientras el ISHE convierte una corriente de espín a una corriente de carga $\mathbf{j}_c^{\text{ISHE}}$. Tomando en cuenta lo anterior, se puede describir las corrientes resultantes respecto a su dependencia de las corrientes iniciales:

$$\mathbf{j}_s^{\text{SHE}} = \frac{\hbar}{2e} \theta_{\text{SHE}} (\mathbf{j}_c \times \hat{\mathbf{s}}_{\uparrow\downarrow}) \quad \text{y} \quad \mathbf{j}_c^{\text{ISHE}} = \frac{2e}{\hbar} \theta_{\text{ISHE}} (\mathbf{j}_s \times \hat{\mathbf{s}}_{\uparrow\downarrow}), \quad (1.4)$$

donde

$$\theta_{SHE} = \frac{j_s^{SHE}}{j_c} \quad y \quad \theta_{ISHE} = \frac{j_c^{ISHE}}{j_s} \quad (1.5)$$

son los ángulos Hall de espín. Siendo ese ángulo un parámetro del material que caracteriza la tasa de conversión entre corrientes [44, 57].

Con los efectos de bombeo de espín y efecto inverso Hall de espín es posible obtener un mecanismo observable de la resonancia ferromagnética (FMR): la técnica de resonancia ferromagnética con bombeo de espín (SP-FMR). Sin embargo, este mecanismo no es la única manera de obtener parámetros observables de la FMR. El efecto de magnetoresistencia anisotrópica permite identificar dos mecanismos para obtener un voltaje observable de la FMR.

1.1.7. Magnetoresistencia Anisotrópica

La magnetoresistencia es el efecto en el cual la resistencia eléctrica varía respecto a la orientación de la magnetización en el material. Lord Kelvin descubrió este efecto sobre el transporte de los portadores de carga dentro de materiales ferromagnéticos en 1857 [58]. Este tipo de efectos pueden ser detectados al medir la resistencia en función de un campo magnético externo. El campo magnético puede variar respecto a su orientación o puede variar su intensidad hasta que la magnetización se sature [59, 60].

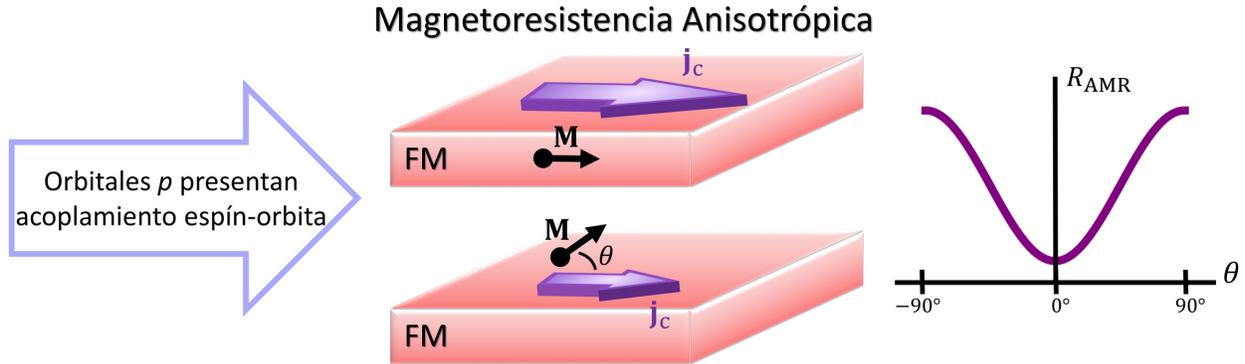


Figura 1.9: Descripción de la AMR. La resistencia R_{AMR} dependiente de la dirección de \mathbf{M} respecto a la corriente de carga \mathbf{j}_c .

En monocapas, el efecto de magnetoresistencia dominante es la magnetoresistencia anisotrópica (AMR, por *Anisotropic Magneto-Resistance*). En la AMR, la dependencia de la resistencia se da en función del ángulo entre la magnetización y la dirección del transporte [60, 61].

Para analizar la AMR se considera el sistema de una capa ferromagnética (FM). En este sistema, la banda de conducción asociada al orbital p presenta un acoplamiento espín-orbita. Ese acoplamiento produce una anisotropía respecto al transporte entre los estados disponibles, tal que la dirección de \mathbf{M} proporciona un eje para la interacción espín-orbita [60, 61]. Finalmente, esa anisotropía se ve reflejada en el transporte electrónico.

En los ejemplos mostrados en la figura 1.9, la intensidad de la corriente de carga dependerá de la dirección en la que ocurre el transporte respecto a la dirección de \mathbf{M} . En general, la resistencia dependerá del ángulo θ entre \mathbf{j}_c y \mathbf{M} , tal que varía como $\sin^2(\theta)$ [16]:

$$R(\theta) = R_{\parallel} - \Delta R_{AMR} \sin^2(\theta). \quad (1.6)$$

Donde $R(\theta)$ es la resistencia efectiva por el AMR. R_{\parallel} es la resistencia máxima en el caso que $\mathbf{j}_c \parallel \mathbf{M}$. El factor $\Delta R_{AMR} = R_{\parallel} - R_{\perp}$ es el parámetro de referencia de como varía la resistencia respecto al ángulo.

Se quiere hacer notar que $\Delta R_{AMR} = R_{\parallel} - R_{\perp}$ suele tratarse como una constante del material. Pero el valor ΔR_{AMR} si podría variar por la magnitud de la magnetización, por lo que la forma de caracterizar un valor $\Delta R_{AMR} = R_{\parallel} - R_{\perp}$ sería operando en el régimen de saturación de la magnetización, cuando la magnetización alcanza una magnitud constante M_s en la práctica.

La AMR permitirá identificar dos mecanismos más para obtener un voltaje observable de la FMR: la FMR por el torque de un campo magnético (FT-FMR, por Field Torque Ferromagnetic Resonance) y la magnetoresistencia anisotrópica en presencia de una resonancia ferromagnética (AMR-FMR). Por lo que ahora se prosigue con describir la resonancia ferromagnética y los otros mecanismos que la involucran.

1.2. Resonancia ferromagnética

La resonancia ferromagnética (FMR, por *Ferromagnetic Resonance*) en general hace alusión a una técnica de caracterización de propiedades magnéticas de sistemas multicapa con materiales FM (Ferromagnéticos) y NM (No-Magnéticos). Esta técnica permite estimar parámetros de los materiales como el coeficiente giromagnético γ , el coeficiente de amortiguamiento de Gilbert α_G , o inclusive, el ángulo Hall de espín θ_{SHE} .

A continuación, se profundizará en el fenómeno de resonancia que caracteriza a la FMR. Posteriormente, en las siguientes subsecciones se abordarán 3 técnicas FMR. La 1^o técnica se aborda en la sección 1.2.2, y corresponde a la FT-FMR que es la técnica de resonancia que presenta un voltaje DC generado por una magnetoresistencia anisotrópica (AMR) que se da de forma intrínseca durante FMR. La 2^o técnica se aborda en la sección 1.2.3, corresponde a la SP-FMR donde se presenta un voltaje DC generado por el efecto de bombeo de espín y el efecto inverso Hall de espín. Y la 3^o técnica es la AMR-FMR y se aborda en la sección 1.2.4, en esta se presenta un voltaje DC extrínseco a la FMR, pero generado por una AMR intrínseca al FMR.

1.2.1. El fenómeno de resonancia ferromagnética

La resonancia ferromagnética (FMR) es un fenómeno de resonancia que ocurre durante la oscilación de la magnetización de un sistema ferromagnético.

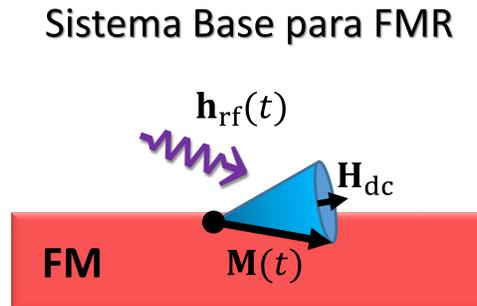


Figura 1.10: Sistema base para que se genere el fenómeno de resonancia de la oscilación de la magnetización de un material ferromagnético.

En la figura 1.10 se muestra que la ocurrencia de la FMR depende de un campo \mathbf{H}_{dc} estático que fija un eje para la oscilación de la magnetización. Además, la FMR también depende de un campo h_{rf} dinámico que inyecta energía al sistema y permite que la oscilación no cese. En el apéndice A se realiza una descripción detallada de este efecto al establecer una analogía con un oscilador amortiguado forzado.

Experimentalmente, se suele introducir el sistema en dos campos magnéticos: uno estático \mathbf{H}_{dc} , y otro dinámico $\mathbf{h}_{rf}(t)$ pero periódico. Mientras el campo $\mathbf{h}_{rf}(t)$ fija la frecuencia a la que se dará la resonancia. Y el campo \mathbf{H}_{dc} se va variando para determinar la magnitud del campo al que se da la resonancia [43, 62]. Indirectamente, el variar H_{dc} modifica la frecuencia natural de resonancia natural del FM. Lo que se hace es variar esa frecuencia natural hasta que coincida con la frecuencia ω con la que se inyecta $\mathbf{h}_{rf}(t)$.

En la descripción de la FMR, es plausible suponer que la frecuencia ω de precesión de la magnetización es igual a la frecuencia del campo dinámico $\mathbf{h}_{rf}(t)$ que induce la precesión. Con esta idea en mente, si se separa la magnetización en la suma ($\mathbf{M}(t) = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}(t)$) de una componente estática \mathbf{M}_0 y de una dinámica $\mathbf{m}(t)$, entonces se puede relacionar $\mathbf{m}(t)$ y $\mathbf{h}_{rf}(t)$ a partir de una susceptibilidad [63]:

$$\mathbf{m}(t) = \chi \mathbf{h}_{rf}(t). \quad (1.7)$$

La susceptibilidad χ es un tensor conocido como tensor de Polder. Este es una susceptibilidad dinámica y compleja, de tal forma que su componente imaginaria correspondería al término dispersivo durante la propagación de la microonda $\mathbf{h}_{\text{rf}}(t)$ [64].

Para describir la FMR dentro del formalismo de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG), se retoma la idea del campo magnético efectivo $\mathbf{H}_{\text{eff}}(t) = \mathbf{H}_{\text{eff-dc}} + \mathbf{h}_{\text{eff-rf}}(t)$, que es la suma de una componente estática $\mathbf{H}_{\text{eff-dc}}$ y una componente dinámica $\mathbf{h}_{\text{eff-rf}}(t)$.

Un campo relevante a tomar en cuenta es el campo asociado a la magnetización del material, es decir, el campo de desmagnetización $\mathbf{H}_{\text{M}}(t)$. Este campo se puede expresar en términos de $\mathbf{M}(t)$ y de factores N_x , N_y y N_z que dependen de la geometría del material [63].

Cabe resaltar que aun asumiendo el campo de desmagnetización uniforme, este campo llega a ser difícil de calcular debido a su dependencia de la geometría del material. Usualmente, se considera el sistema de una película delgada⁴ tal que se puede aproximar a $\mathbf{H}_{\text{M},i}(t) = -N_i M_i(t)$ [20]. Es importante notar que el campo de desmagnetización también se puede separar en una suma $\mathbf{H}_{\text{M}}(t) = \mathbf{H}_{\text{M-dc}} + \mathbf{h}_{\text{m-rf}}(t)$ de una componente estática y una componente dinámica.

Entonces, el campo estático efectivo es la suma ($\mathbf{H}_{\text{eff-dc}} = \mathbf{H}_{\text{dc}} + \mathbf{H}_{\text{M-dc}}$) entre el campo estático \mathbf{H}_{dc} externo al sistema con el campo estático $\mathbf{H}_{\text{M-dc}}$ producido por la magnetización. Y análogamente, el campo dinámico efectivo es la suma ($\mathbf{h}_{\text{eff-rf}}(t) = \mathbf{h}_{\text{rf}}(t) + \mathbf{h}_{\text{m-rf}}(t)$) entre el campo dinámico $\mathbf{h}_{\text{rf}}(t)$ externo al sistema con el campo dinámico $\mathbf{h}_{\text{m-rf}}(t)$ producido por la magnetización [20].

Conociendo todos los términos involucrados en $\mathbf{H}_{\text{eff}}(t)$, se puede resolver la ecuación 1.3, cuya ecuación es

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) + \alpha_G \left(\hat{\mathbf{M}} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right) + \boldsymbol{\tau}_s$$

Su solución es conocida como la fórmula de Kittel. Esa fórmula relaciona la frecuencia de precesión ω y la magnitud H_r del campo \mathbf{H}_{eff} al que se da la resonancia. En términos generales, se encuentra que la frecuencia es proporcional a la raíz del producto de dos funciones escalares aditivas [62, 20]:

$$\omega \propto \sqrt{f_+(H_r, \mathbf{H}_{\text{M}})g_+(H_r, \mathbf{H}_{\text{M}})}. \quad (1.8)$$

En los sistemas que se analizaran experimentalmente, se puede estimar la magnitud del campo H_r aproximándola con la magnitud del campo H_{dc} al que se da la resonancia. Tal que la fórmula de Kittel con la que se realizaron los ajustes experimentales es [66, 62, 20]:

$$\omega = \gamma \sqrt{(H_r + H_u)(4\pi M_{\text{eff}} + H_r + H_u)}. \quad (1.9)$$

Donde H_r se mide en Oersted (Oe), al igual que H_u (un término de ajuste constante entre diferentes condiciones de resonancia). Y siendo $4\pi M_{\text{eff}}$ el campo de desmagnetización, y M_{eff} la magnetización efectiva en emu/cm³.

Al solucionar la ecuación 1.3, a la par de la fórmula de Kittel, se obtiene otra ecuación relacionada con el término de amortiguamiento [66, 62, 20]:

$$\Delta H = \Delta H_0 + \frac{\omega \alpha_G}{\gamma} = \Delta H_0 + \frac{2\pi f \alpha_G}{\gamma}. \quad (1.10)$$

La ecuación 1.10 completa la descripción del pico observable asociado a la resonancia ferromagnética. Esta ecuación describe la relación entre el ancho del pico de resonancia ΔH a una frecuencia ω de resonancia. Donde f en unidades de GHz se asocia a la frecuencia radial $\omega = 2\pi f$. El ancho ΔH_0 en (Oe) sería el ajuste a $f = 0$ GHz en el régimen lineal. El $\gamma_0 \approx 1,76 \times 10^{11} \frac{\text{rad}}{\text{s} \cdot \text{T}}$ es la relación giromagnética del electrón [20]. Al ajustar los datos observables de la ecuación anterior, se puede estimar el parámetro adimensional α_G del dispositivo espintrónico.

Aunque $\mathbf{h}_{\text{rf}}(t)$ es un campo que se inyecta al sistema, su frecuencia suele ser bien conocida, pero su magnitud no. Dependiendo del sistema experimental, a veces h_{rf} puede estimarse por ley de Ampère [17, 10]. En este trabajo se utiliza una estimación que depende del ángulo de precesión θ_c .

El ángulo θ_c corresponde al ángulo del arco con el que precesa la magnetización. Ese ángulo sería el que se forma entre $\mathbf{M}(t)$ y la dirección de equilibrio de la magnetización, dirección determinada por \mathbf{H}_{dc} .

⁴Una película delgada se puede aproximar como un esferoide achatado con dimensiones laterales infinitamente grandes [65].

El ángulo de precesión θ_c se puede relacionar con la respuesta estacionaria de la componente de la magnetización que depende del tiempo [18]. Considerando la dirección de equilibrio de la magnetización definida por \mathbf{H}_{dc} , habrá dos componentes perpendiculares al equilibrio.

$$\sin^2 \theta_c = \frac{1}{M_s^2} \langle m_{\perp 1}^2(t) + m_{\perp 2}^2(t) \rangle = \frac{1}{M_s^2} \left[\frac{1}{2} h_{rf} |\chi_{1,1}| + \frac{1}{2} h_{rf} |\chi_{1,2}| \right] \quad (1.11)$$

La perturbación de la magnetización en el tiempo se origina por $\mathbf{h}_{rf}(t)$. Por lo que es posible describir las componentes de la magnetización que dependen del tiempo en términos de h_{rf} y un modelo de susceptibilidad que describa adecuadamente el sistema [20, 18].

Del modelo de susceptibilidad que ha mostrado describir adecuadamente el material FM en la configuración experimental que se implementa, se puede estimar [17, 67]:

$$\sin \theta_c \approx \frac{h_{rf}}{2\Delta H}. \quad (1.12)$$

Esta ecuación relaciona la magnitud h_{rf} con el ángulo de precesión θ_c , en términos del ancho de la resonancia ΔH .

Se acaba de discutir la relación que fundamenta el fenómeno de resonancia ferromagnética. Sin embargo, para analizar este efecto en un sistema físico es necesario primero poder medir una observable cuyo comportamiento responda a la dinámica de la resonancia. En los experimentos que manejaremos, esa observable es un voltaje DC. En las siguientes subsecciones, se continúa profundizando en la fenomenología que produce ese voltaje observable asociado a la resonancia ferromagnética.

1.2.2. Resonancia ferromagnética por el torque de un campo magnético

Este mecanismo no es de interés dentro del presente trabajo. Aunque es la técnica más usada para la caracterización de monocapas FM. Sin embargo, se describe este mecanismo debido a que probablemente fue observado en algunos resultados. Aunque en la configuración teórica del dispositivo, este mecanismo no debía de contribuir al voltaje observable.

La resonancia ferromagnética por el torque de un campo magnético (FT-FMR por *Field Torque*) es un mecanismo que genera un voltaje DC observable que depende de la resonancia ferromagnética (FMR). Este mecanismo ocurre por la presencia de una magnetoresistencia anisotrópica (AMR) que se da de forma intrínseca durante la FMR [20]. El nombre FT-FMR se debe a que el mecanismo ocurre sólo por la presencia de la FMR que es inducida por el campo magnético $\mathbf{h}_{rf}(t)$ que ejerce un torque sobre la magnetización.

La AMR intrínseca a la FMR surge por la precesión de la magnetización. La magnetización $\mathbf{M}(t)$ que varía en el tiempo genera una magnetoresistencia que varía periódicamente en el tiempo: $R_{rf}(t)$. El voltaje observable se produce cuando $R_{rf}(t)$ se acopla a una corriente $I_{c-rf}(t)$ que también es periódica. Esta corriente $I_{c-rf}(t)$ suele ser inducida por

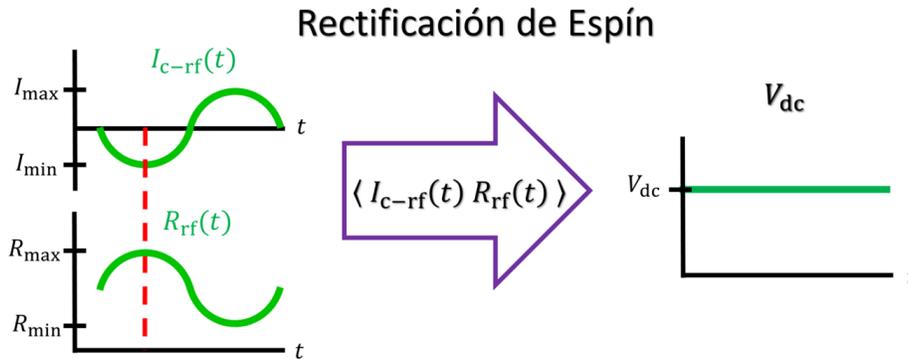


Figura 1.11: Proceso de rectificación de espín. Es el acoplamiento entre una corriente AC y una resistencia periódica en el tiempo. El acoplamiento genera un voltaje DC estacionario.

el campo magnético $\mathbf{h}_{\text{rf}}(t)$, pero también puede ser una corriente AC externa que se inyecta al sistema. El acoplamiento entre $R_{\text{rf}}(t)$ y $I_{\text{c-rf}}(t)$ se denomina como rectificación de espín [20].

En la figura 1.11 se ilustra el acoplamiento: una corriente $I_{\text{c-rf}}(t)$ y una resistencia $R_{\text{rf}}(t)$ tienen la misma frecuencia y se encuentran exactamente desfasadas, tal que producen el valor máximo del voltaje DC. Se obtiene ese voltaje DC debido a que el máximo de la corriente coincide con el mínimo de la resistencia, así como el mínimo de la corriente coincide con el máximo de la resistencia. Entonces, el promedio temporal del producto de $I_{\text{c-rf}}(t)$ con $R_{\text{rf}}(t)$ se asocia a una magnitud de voltaje DC. Cabe resaltar que la magnitud de ese voltaje variara en función de una diferencia de fase o diferencia de frecuencia entre $I_{\text{c-rf}}(t)$ y $R_{\text{rf}}(t)$ [68].

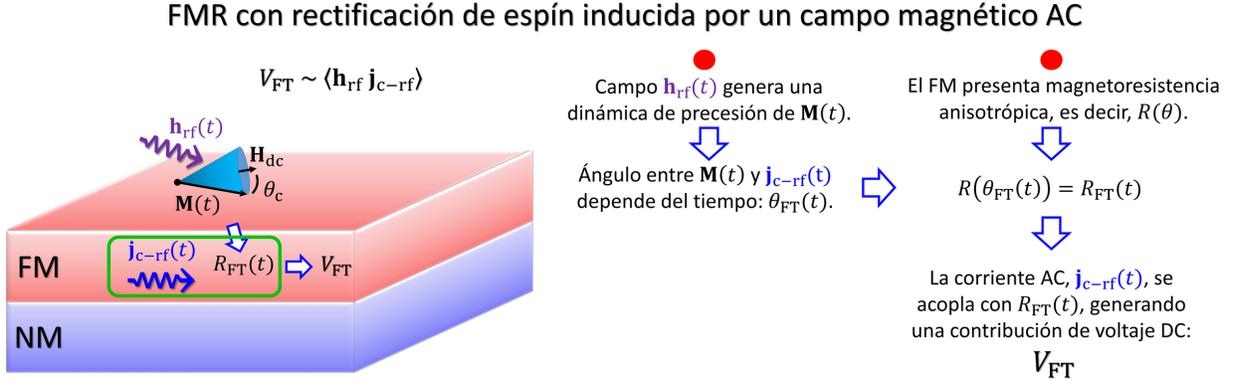


Figura 1.12: Ilustración de la técnica de resonancia ferromagnética de rectificación de espín producida por el torque de un campo magnético (FT-FMR por *Field Torque*). Mecanismo que genera un voltaje V_{FT} observable.

La FT-FMR queda representada en la figura 1.12. El campo $\mathbf{h}_{\text{rf}}(t)$ (flecha morada) ejerce un torque sobre la magnetización, provocando una precesión de la magnetización $\mathbf{M}(t)$ respecto al campo estático \mathbf{H}_{dc} (dinámica representada como un cono azul). Lo anterior implica una variación periódica del ángulo $\theta_{\text{FT}}(t)$ formado entre $\mathbf{M}(t)$ y $\mathbf{j}_{\text{c-rf}}$ [20].

De la sección 1.1.7, se conoce que un material FM presenta la magnetoresistencia anisotrópica (AMR). Esa resistencia varía en función del ángulo $\theta_{\text{FT}}(t)$ entre $\mathbf{M}(t)$ y $\mathbf{j}_{\text{c-rf}}$. No obstante, como ese ángulo varía periódicamente en el tiempo, implica que la resistencia $R_{\text{FT}}(t) = R(\theta_{\text{FT}}(t))$ varíe periódicamente. Entonces, con el rectángulo verde se denota que la resistencia periódica $R_{\text{FT}}(t)$ se puede acoplar a una corriente periódica $\mathbf{j}_{\text{c-rf}}(t)$, produciendo así un voltaje V_{FT} medible [20].

El comportamiento de V_{FT} se puede estimar a partir del campo eléctrico $\mathbf{E}_{\text{FT}}(\mathbf{r}, t)$ que considera los efectos resistivos del sistema. De la ley de Ohm generalizada, el término asociado a la AMR es

$$\mathbf{E}_{\text{FT}}(\mathbf{r}, t) = \Delta\rho_{\text{AMR}} \left(\mathbf{j}_{\text{c-rf}}(\mathbf{r}, t) \cdot \hat{\mathbf{M}}(t) \right) \hat{\mathbf{M}}(t), \quad (1.13)$$

donde $\Delta\rho_{\text{AMR}}$ es el cambio de la resistividad debida a la AMR [20]. La expresión anterior indica que ese campo eléctrico se da a lo largo de la dirección de $\hat{\mathbf{M}}(t)$ y es proporcional a la proyección de la corriente respecto a la magnetización efectiva $\hat{\mathbf{M}}(t)$.

Entonces, se puede integrar el promedio temporal de $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$. De modo que la integral sería una integral de línea a lo largo de una dirección de medición \mathbf{l}_{mes} . Por lo que, el voltaje estimado sería el que se podría medir a lo largo de la dirección \mathbf{l}_{mes} [20]:

$$V_{\text{FT}-\mathbf{l}_{\text{mes}}} = - \int_{\mathbf{c}} \langle \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \rangle \cdot d\mathbf{l}_{\text{mes}} \quad (1.14)$$

La dispersión ya fue considerada en el modelo a través de la componente imaginaria del tensor de susceptibilidad χ . De modo que el voltaje V_{FT} se ve afectado por la dispersión de la onda $\mathbf{h}_{\text{rf}}(t)$: por $\mathbf{m}(t) = \chi \mathbf{h}_{\text{rf}}(t)$, la dispersión afecta la dinámica de $\mathbf{M}(t)$, que a su vez afecta la variación de la resistencia $R(\theta_{\text{FT}}(t))$, lo que finalmente afecta al voltaje V_{FT} .

La forma de línea de V_{FT} en función de H_{dc} se puede descomponer en dos contribuciones respecto a H_{r} , como se ejemplifica en la figura 1.13. La contribución azul V_{Sim} corresponde a la componente simétrica de Lorentz, mientras la

Contribuciones del Voltaje Observable

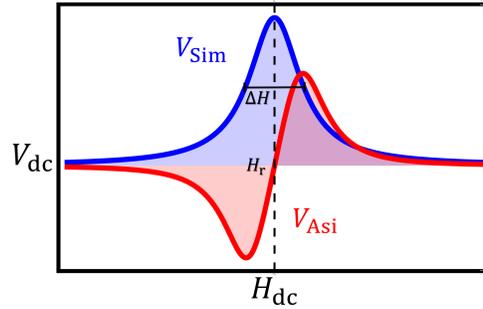


Figura 1.13: Descomposición del voltaje generado por la FT-FMR en una parte simétrica y una parte antisimétrica.

contribución roja V_{Asi} corresponde a la componente asimétrica asociada a la dispersión [9, 69]. Teniendo mediciones de $V_{FT}(H_{dc})$, se pueden separar las contribuciones con

$$V = V_{offset} + V_{Sim} \frac{\Delta H^2}{\Delta H^2 + (H_{dc} - H_r)^2} + V_{Asi} \frac{(H_{dc} - H_r)\Delta H}{\Delta H^2 + (H_{dc} - H_r)^2}, \quad (1.15)$$

donde ΔH es la anchura del pico asociada al ajuste lorentziano [10]. Y V_{offset} es un voltaje constante que no depende de la resonancia.

La forma del voltaje V_{FT} depende fuertemente de la configuración del sistema. Las configuraciones se suelen determinar respecto a la dirección de los campos \mathbf{H}_{dc} y \mathbf{h}_{rf} , así como de la dirección de medición del voltaje (longitudinal o transversal a \mathbf{j}_{c-rf}) [68, 20].

Dependencia de la configuración del sistema

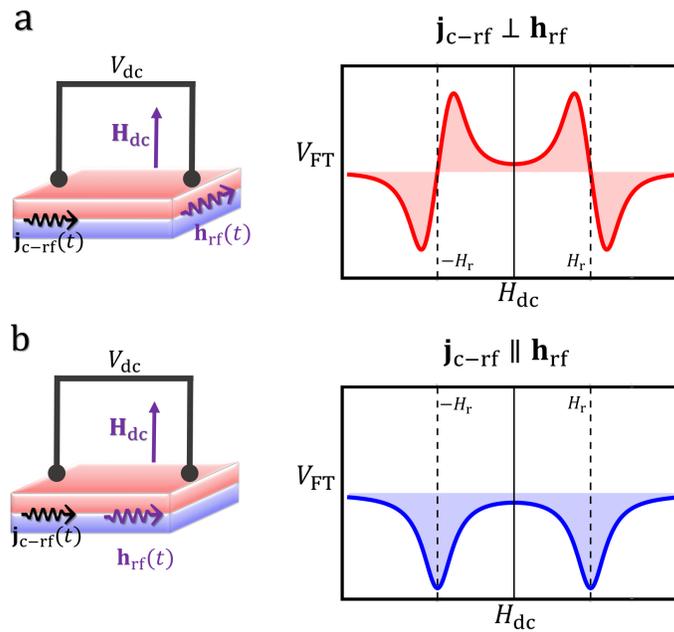


Figura 1.14: Esquema de la dependencia del voltaje respecto a configuración del sistema. **a**, Configuración y voltaje de un sistema donde $\mathbf{j}_{c-rf} \perp \mathbf{h}_{rf}$. **b**, Configuración y voltaje de un sistema donde $\mathbf{j}_{c-rf} \parallel \mathbf{h}_{rf}$. (Figura basada en lo reportado por M. Harder [63].)

En la figura 1.14 se muestra el ejemplo de dos configuraciones donde se mide el voltaje longitudinal (en la dirección de $\mathbf{j}_{c-rf}(t)$). En ambas configuraciones el campo \mathbf{H}_{dc} es perpendicular al plano, pero en la figura 1.14a la corriente \mathbf{j}_{c-rf} y el campo \mathbf{h}_{rf} son perpendiculares, mientras en la figura 1.14b son paralelos.

Ahora se compara esos voltajes V_{FT} de distintas configuraciones. En la figura 1.14 notamos que en el caso $\mathbf{j}_{c-rf} \perp \mathbf{h}_{rf}$, el voltaje V_{FT} (rojo) es asimétrico respecto a H_r [63]. En cambio, en el caso $\mathbf{j}_{c-rf} \parallel \mathbf{h}_{rf}$, el voltaje V_{FT} (azul) es simétrico respecto a H_r .

En la figura 1.14 también se ilustra que el voltaje es simétrico respecto a una rotación de 180° de \mathbf{H}_{dc} . Aunque esa simetría no es general, dentro de la FT-FMR se puede considerar que la transformación $H_{dc} \rightarrow -H_{dc}$ produce un voltaje $V_{FT} \rightarrow \pm V_{FT}$ simétrico o antisimétrico dependiendo de la configuración del sistema [20].

Las simetrías y antisimetrías que muestra el voltaje V_{FT} son útiles para distinguir de otros voltajes producidos por otros efectos [20]. De hecho, el presente trabajo se enfocó en analizar la FMR con bombeo de espín (SP-FMR). Por lo que los dispositivos experimentales fueron construidos con una configuración donde no se debería observar una contribución del voltaje V_{FT} .⁵ Aun así, el FT-FMR ha sido fundamental para caracterizar el coeficiente de amortiguamiento α_F de sistemas de monocapas ferromagnéticas (FM).

1.2.3. Resonancia ferromagnética con bombeo de espín

La técnica FMR con bombeo de espín (SP-FMR, por Spin Pumping Ferromagnetic Resonance) es la técnica principal que se utiliza en el presente trabajo. La técnica permite la caracterización del ángulo espín-Hall de un material NM a partir de un voltaje DC medible. Es importante destacar que la SP-FMR se da sólo en sistemas con interfaces entre distintos materiales cuando al menos un material es FM [48, 49]. En el este trabajo, se emplean sistemas bicapa FM/NM.

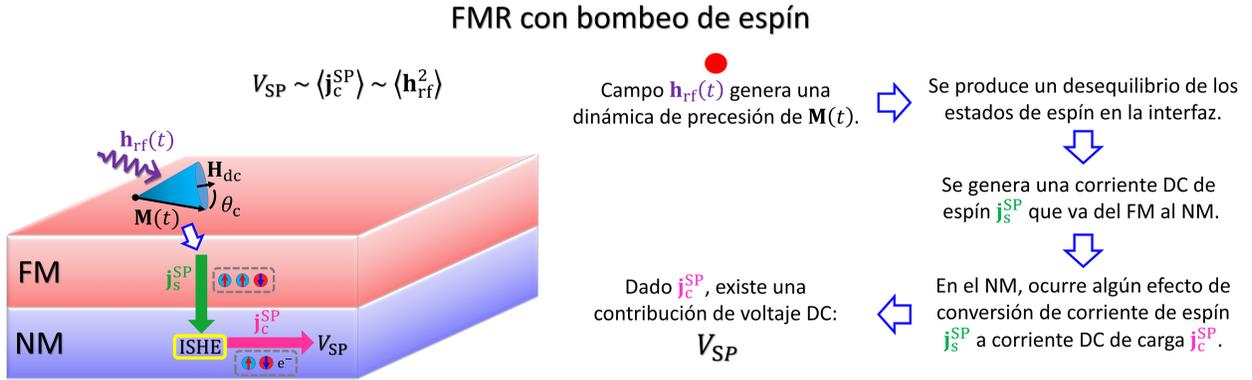


Figura 1.15: Ilustración de la técnica de resonancia ferromagnética con bombeo de espín (SP-FMR). Mecanismo que genera un voltaje V_{SP} observable.

Ahora, la incógnita es como se genera el voltaje DC. De acuerdo al esquema de la figura 1.15, un campo magnético periódico $\mathbf{h}_{rf}(t)$ (flecha morada) induce la precesión de $\mathbf{M}(t)$. Después, ocurre el fenómeno de bombeo de espín: la precesión de la magnetización (cono azul) actúa como una fuente que genera una corriente (traslacional) de espín \mathbf{j}_s^{SP} (flecha verde). Dicha corriente incide en el material NM. Dentro del NM, se manifiesta el efecto inverso Hall de espín (ISHE). Entonces, parte de la corriente de espín incidente se convierte en corriente de carga: \mathbf{j}_c^{SP} (flecha rosa). Esta corriente de carga es la que se asocia a un voltaje V_{SP} observable [20, 70, 10].

El voltaje generado puede ser descrito a partir de la ley de Ohm: $V_{SP} = R_{NM} I_c^{SP}$, donde R_{NM} es la resistencia la capa NM. Partiendo de la dirección $\hat{\mathbf{l}}_{mes}$ en la que se mide el voltaje, la corriente I_c^{SP} puede calcularse a partir de la integral en la sección transversal que atraviesa el promedio temporal de la densidad de corriente [20]:

$$V_{SP} = R_{NM} \int \langle \mathbf{j}_c^{SP}(\mathbf{r}, t) \cdot \hat{\mathbf{l}}_{mes} \rangle dA. \quad (1.16)$$

⁵El que un efecto no contribuya a un voltaje observable no significa que el efecto no esté presente en un dispositivo.

A su vez, $\mathbf{j}_s^{\text{SP}}(\mathbf{r}, t)$ fue generada por efecto Hall de espín inverso (ISHE). Por lo que puede ser descrita por la ecuación 1.4 y la densidad de corriente del bombeo de espín $\mathbf{j}_s^{\text{SP}}(\mathbf{r}, t)$ [20]:

$$V_{\text{SP}} = \frac{2e}{\hbar} \theta_{\text{ISHE}} R_{\text{NM}} \int \langle (\mathbf{j}_s^{\text{SP}}(\mathbf{r}, t) \times \hat{\mathbf{s}}_{\uparrow\downarrow}) \cdot \hat{\mathbf{l}}_{\text{mes}} \rangle dA. \quad (1.17)$$

Donde θ_{ISHE} es el ángulo Hall de espín y $\hat{\mathbf{s}}_{\uparrow\downarrow}$ es la dirección de alineación de los estados de espín.

Cómo la medición se da a lo largo de la longitud de la bicapa, la sección transversal es el ancho W por el grosor t_{NM} del NM. Ahora es importante identificar que la densidad de corriente de espín $\mathbf{j}_s^{\text{SP}}(\mathbf{r}, t)$ corresponde a la densidad de corriente dentro del material NM [20, 71, 72]. La corriente de espín es independiente del ancho W , pero si es función del grosor τ_{NM} :

$$V_{\text{SP}} = \frac{2e}{\hbar} \theta_{\text{ISHE}} R_{\text{NM}} W \int_0^{t_{\text{NM}}} j_{s,z}^{\text{SP}}(\tau_{\text{NM}}) d\tau_{\text{NM}}. \quad (1.18)$$

Donde $j_{s,z}^{\text{SP}}(\tau_{\text{NM}}) = \langle (\mathbf{j}_s^{\text{SP}}(\mathbf{r}, t) \times \hat{\mathbf{S}}_{\uparrow\downarrow}) \cdot \hat{\mathbf{l}}_{\text{mes}} \rangle$ sería la densidad de corriente de espín dentro de la capa NM en el régimen estacionario.

La función $j_{s,z}^{\text{SP}}(\tau_{\text{NM}})$ depende de la difusión de la corriente de espín dentro de la capa NM, a lo largo de la dirección z que corresponde al grosor. Con esa idea, $j_{s,z}^{\text{SP}}(\tau_{\text{NM}})$ se puede expresar en términos de la magnitud de la densidad de corriente $j_s^{z,0}$ que cruza la interfaz del FM/NM. Y $j_s^{z,0}$ se multiplica por un término que describe la difusión en función del grosor τ_{NM} . Este término de difusión se modela con el parámetro que caracteriza cuanto penetra $j_{s,z}^{\text{SP}}(\tau_{\text{NM}})$ en la capa NM: la longitud de difusión de espín λ_{sf} [71, 72].

$$\int_0^{t_{\text{NM}}} j_{s,z}^{\text{SP}}(\tau_{\text{NM}}) d\tau_{\text{NM}} = \int_0^{t_{\text{NM}}} j_s^{z,0} \frac{\sinh\left(\frac{t_{\text{NM}} - \tau_{\text{NM}}}{\lambda_{sf}}\right)}{\sinh\left(\frac{t_{\text{NM}}}{\lambda_{sf}}\right)} d\tau_{\text{NM}} = j_s^{z,0} \lambda_{sf} \tanh\left(\frac{t_{\text{NM}}}{2\lambda_{sf}}\right). \quad (1.19)$$

Sustituyendo la integral en la ecuación 1.18, y definiendo la corriente de espín efectiva $j_s^{\text{eff}} = \frac{2e}{\hbar} j_s^{z,0}$, se tiene

$$V_{\text{SP}} = \theta_{\text{ISHE}} \lambda_{sf} \tanh\left(\frac{t_{\text{NM}}}{2\lambda_{sf}}\right) R_{\text{NM}} W j_s^{\text{eff}}. \quad (1.20)$$

Finalmente, la ecuación 1.20 es la ecuación clave que se usará para estimar el valor de θ_{ISHE} [66, 17]. Se debe destacar de la dificultad de determinar θ_{ISHE} e λ_{sf} simultáneamente, por lo que en ocasiones, $\theta_{\text{ISHE}} \lambda_{sf} \tanh\left(\frac{t_{\text{NM}}}{2\lambda_{sf}}\right)$ podría ser el término que se puede determinar con mejor exactitud.

En la ecuación 1.20, la densidad de corriente j_s^{eff} no es un observable, por lo que todavía se requiere de un análisis adicional para estimar esa densidad de corriente.

Primero hay que visualizar que el bombeo de espín es causado de forma directa por el término de amortiguamiento de la precesión (véase la ecuación 1.3). El dispositivo espintrónico es un oscilador forzado. El material FM amortigua la precesión y la disipa en una corriente de espín [73, 74]. Y debido a que con el campo h_{rf} se inyecta más energía, la corriente de espín asociada a la disipación alcanza un estado estacionario.

Entonces, es posible describir la corriente j_s^{eff} como [73, 74, 66]:

$$j_s^{\text{eff}} = \frac{2e}{\hbar} \frac{\hbar}{4\pi} \Re(g^{\uparrow\downarrow}) \frac{1}{M_s^2} \left\langle \mathbf{M}(t) \times \frac{d\mathbf{M}(t)}{dt} \right\rangle. \quad (1.21)$$

Donde el término que se promedia temporalmente representa al estado estacionario del amortiguamiento de la magnetización. La corriente del bombeo de espín también depende de una conductancia entre el material NM y el material FM. Esa conductancia suele aproximarse como $\Re(g^{\uparrow\downarrow})$, la parte real de la conductancia en la interfaz que depende de ambos estados de espín.

Si en principio se caracteriza el amortiguamiento en α_{F} solamente para la capa de material FM. Entonces, el incremento del amortiguamiento en $\alpha_{\text{F/N}}$ por la capa adicional del NM se asocia a la disipación extra por la corriente de espín que fluye del FM al NM. Por ende, la diferencia $\alpha_{\text{F/N}} - \alpha_{\text{F}}$ es proporcional a la corriente que logra pasar al NM, o bien, es proporcional a la conductancia [49, 66].

$$\Re(g^{\uparrow\downarrow}) = \frac{4\pi M_s t_{\text{FM}}}{g \mu_B} (\alpha_{\text{F/N}} - \alpha_{\text{F}}) \quad (1.22)$$

La ecuación 1.22 describe una forma de estimar $\Re(g^{\uparrow\downarrow})$. Donde $4\pi M_s$ es el campo en Gauss (G) asociado a la magnetización saturada. El factor de Landé es $g \approx 2,1$, mientras t_{FM} es el grosor de la capa FM. Además, $\mu_B = 9,27 \times 10^{-21} \frac{\text{erg}}{\text{G}}$ es el magnetón de Bohr [49, 66].

Adicionalmente, es necesario usar un modelo de la susceptibilidad que pueda describir bien las observables asociadas a la magnetización en un experimento dado. A continuación, se sustituye la solución de $\langle \mathbf{M}(t) \times \frac{d\mathbf{M}(t)}{dt} \rangle$ en la ecuación 1.21.

$$j_s^{\text{eff}} = \frac{e}{4\pi} \frac{\gamma_0^2 h_{\text{rf}}^2}{\alpha_{\text{F/N}}^2} \Re(g^{\uparrow\downarrow}) \frac{\gamma_0 M_s + \sqrt{(\gamma_0 M_s)^2 + 4\omega^2}}{(\gamma_0 M_s)^2 + 4\omega^2}. \quad (1.23)$$

Esta solución se expone en T. Fache [66]. Esa solución fue desarrollada considerando la misma configuración experimental que se usa en esta investigación. Y esa solución ha mostrado lograr realizar buenos ajustes a las observables en diversas investigaciones [17, 8, 75].

De forma adicional, se considera que se puede sustituir el término h_{rf} con la ecuación 1.12. Y sustituyendo la conductancia de la ecuación 1.22, se obtiene la ecuación con la que se estima la corriente j_s^{eff} :

$$j_s^{\text{eff}} = 4e \frac{\gamma_0^2 \Delta H^2 \sin^2 \theta_c}{\alpha_{\text{F/N}}^2} \frac{M_s t_{\text{FM}}}{g \mu_B} (\alpha_{\text{F/N}} - \alpha_{\text{F}}) \frac{\gamma_0 M_s + \sqrt{(\gamma_0 M_s)^2 + 4\omega^2}}{(\gamma_0 M_s)^2 + 4\omega^2}. \quad (1.24)$$

Ya se conocen las ecuaciones necesarias para analizar el voltaje asociado al SP-FMR. En la subsección 3.1 se describe a detalle cómo usar estas ecuaciones con los datos obtenidos de las mediciones. Pero por ahora, se puede describir el comportamiento del voltaje V_{SP} respecto a H_{dc} .

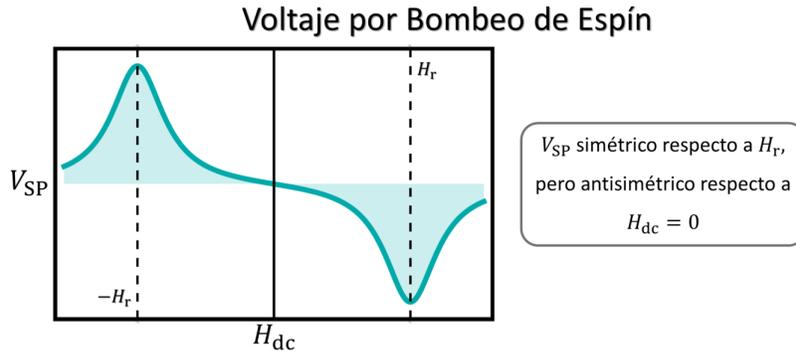


Figura 1.16: Ilustración del voltaje DC generado en la dinámica de SP-FMR.

Del análisis de múltiples configuraciones del SP-FMR, es posible identificar que la dependencia de V_{SP} respecto al campo es puramente Lorentziano, eso implica ser simétrico respecto a la magnitud del voltaje V_{SP} , que se ilustra en la figura 1.16. Además, V_{SP} es antisimétrico respecto a una rotación de 180° del campo \mathbf{H}_{dc} [20].

En este trabajo se busca emplear el SP-FMR para caracterizar el θ_{ISHE} en dispositivos experimentales. Sin embargo, como se nota de las ecuaciones 1.20 y 1.24, hay una gran cantidad de términos que necesitan ser estimados primero. Uno de los términos difíciles de estimar es la magnitud del campo h_{rf} .

En la siguiente subsección se aborda un método experimental que genera una dinámica de efectos adicional al SP-FMR. Pero ese método brinda la ventaja de permitir estimar θ_c de donde se puede calcular h_{rf} (con la ecuación 1.12).

1.2.4. Magnetoresistencia anisotrópica en presencia de Resonancia ferromagnética

Considerando el mismo dispositivo bicapa FM/NM con la misma dinámica de precesión de la magnetización que se ha descrito con anterioridad. Ahora en el sistema se inyecta una corriente I_{dc} que cruza la bicapa. Esta corriente externa se acopla a la AMR que es periódica en el tiempo. La AMR periódica surge debido a la precesión de la magnetización. Por ello esta técnica se nombra magnetoresistencia anisotrópica en presencia de resonancia ferromagnética (AMR-FMR).

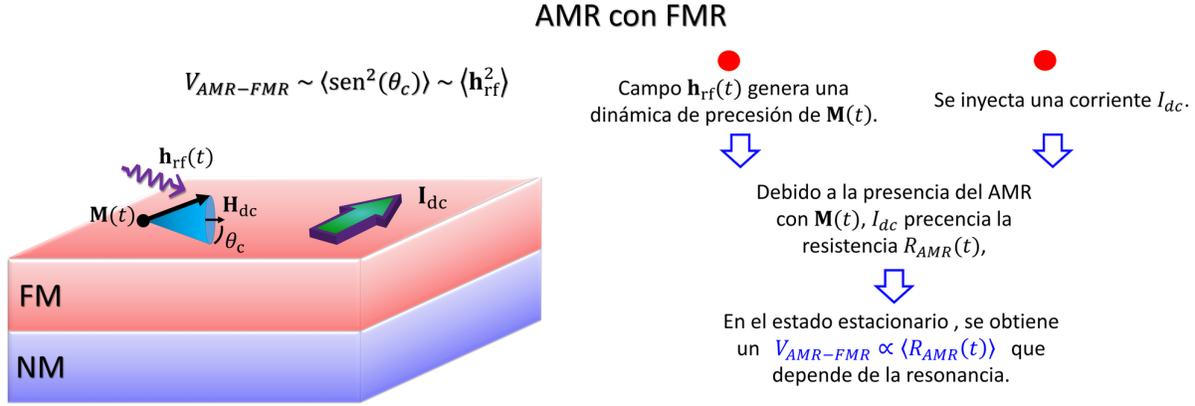


Figura 1.17: Ilustración del efecto de una magnetoresistencia anisotrópica en presencia de una resonancia ferromagnética (AMR-FMR), proceso que genera un voltaje $V_{AMR-FMR}$ observable.

No se encontró que este mecanismo o técnica haya sido nombrada en la literatura, por lo que el término AMR-FMR es propio de este trabajo. Se unificaron ideas dispersas relacionadas al AMR-FMR y se sustentó el comportamiento esperado del voltaje observable $V_{AMR-FMR}$ al compararlo con los resultados experimentales. Además, esta técnica puede caracterizar sistemas con monocapa FM o multicapas con FM.

La corriente I_{dc} se inyecta de una fuente externa, tal que su magnitud es conocida y puede ser modulada. Esto permite caracterizar el SP-FMR en el caso $I_{dc} = 0$ mA, y después variar I_{dc} para analizar este efecto adicional [17].

Como se visualiza en la figura 1.17, los campos \mathbf{H}_{dc} y $\mathbf{h}_{rf}(t)$ generan una dinámica de precesión en $\mathbf{M}(t)$. El ángulo θ_c corresponde al ángulo del arco con el que precesa la magnetización. Entonces, la precesión genera una magnetoresistencia anisotrópica $R_{AMR}(t)$ que afecta la corriente I_{dc} .

Ahora, para estimar el voltaje observable $V_{AMR-FMR}$ se tiene que considerar el estado estacionario. En el estado estacionario la resistencia $R_{AMR} = \langle R_{AMR}(t) \rangle$ y el ángulo $\theta_c = \langle \theta_c(t) \rangle$ sólo dependerían de la resonancia y como se describe variando H_{dc} .

En la configuración experimental, \mathbf{I}_{dc} y \mathbf{H}_{dc} son perpendiculares. Y el ángulo θ_c se forma entre \mathbf{H}_{dc} y \mathbf{M} . Entonces, el ángulo $\theta = 90^\circ - \theta_c$ es el que se forma entre \mathbf{I}_{dc} y \mathbf{M} . Y se sustituye el ángulo θ en la ecuación 1.6 que describe la AMR [16]:

$$R(\theta_c) = R_{||} - \Delta R_{AMR} \text{sen}^2(90^\circ - \theta_c) = R_{\perp} + \Delta R_{AMR} \text{sen}^2(\theta_c). \quad (1.25)$$

La resistencia que se puede observar es $\Delta R_{AMR-FMR} = R(\theta_c) - R_{\perp}$. Entonces, si también se conoce el parámetro ΔR_{AMR} de la muestra, es posible estimar el ángulo de precesión despejando la ecuación 1.25 [16]:

$$\theta_c = \arcsen \left(\sqrt{\frac{\Delta R_{AMR-FMR}}{\Delta R_{AMR}}} \right). \quad (1.26)$$

El voltaje asociado al AMR-FMR ($V_{AMR-FMR}$) se mide de forma simultánea al voltaje V_{SP} . Pero V_{SP} no cambia respecto a \mathbf{I}_{dc} . Por lo que, para analizar $\Delta R_{AMR-FMR}$ se puede calcular el cambio del voltaje observable ($\Delta V_{Obs} =$

$\Delta V_{AMR-FMR}$ debido al cambio de la corriente (ΔI_{dc}):

$$\theta_c = \arcsen \left(\sqrt{\frac{\Delta V_{AMR-FMR}}{\Delta I_{dc} \Delta R_{AMR}}} \right). \quad (1.27)$$

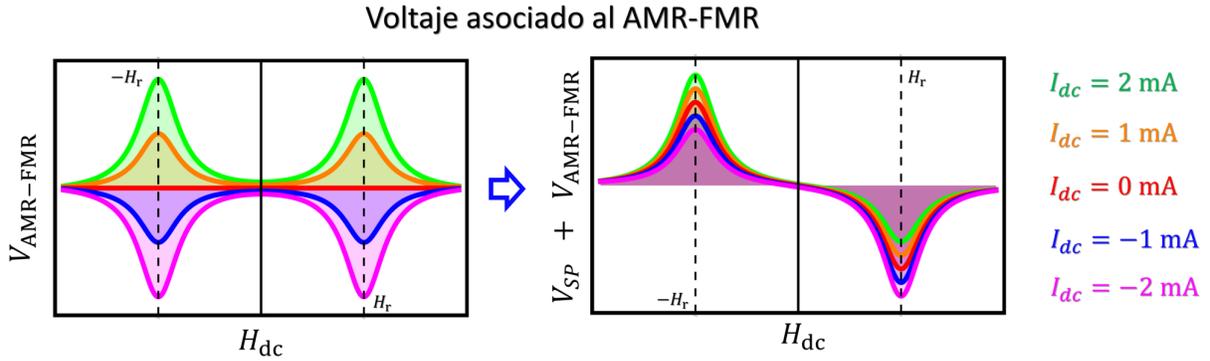


Figura 1.18: Representación de los voltajes $V_{AMR-FMR}$ y $V_{SP} + V_{AMR-FMR}$ para distintas corrientes I_{dc} .

En la figura 1.18 se ilustra el voltaje observable que se debe a la suma del SP-FMR y del AMR-FMR. En esa figura, se muestran distintos voltajes asociados a distintas corrientes I_{dc} (las magnitudes por color se indican a la derecha de la figura). En el cuadro de la izquierda, se muestra el comportamiento de los voltajes del $V_{AMR-FMR}$. Mientras que en el cuadro de la derecha, se ilustra la suma de los voltajes $V_{SP} + V_{AMR-FMR}$, cantidad que tiende a ser el voltaje observable en los experimentos.

Al centrar la atención en las gráficas verdes asociadas a $I_{dc} = 2 \text{ mA}$. Se identifica que $V_{AMR-FMR}$ es simétrico respecto a H_{dc} , y que el signo del voltaje se modifica por el signo de la corriente I_{dc} . El voltaje V_{SP} se puede visualizar en la figura 1.16, donde se nota que ese voltaje es antisimétrico respecto a H_{dc} . Por lo que, la suma $V_{SP} + V_{AMR-FMR}$ no es simétrica ni antisimétrica respecto a H_{dc} .

Para recuperar una simetría hay que realizar el siguiente análisis. En la dinámica de FMR, la magnetización tiende a una magnetización en equilibrio \mathbf{M}_{eq} que es paralela a el campo \mathbf{H}_{dc} . En la configuración que utilizada en el presente trabajo, $\mathbf{H}_{dc} \perp \mathbf{I}_{dc}$, por lo que $\mathbf{M}_{eq} \perp \mathbf{I}_{dc}$.

En principio, si no existiera perturbación ($h_{rf} = 0$) ni precesión, la resistencia tendería a un mínimo R_{min} , pues es el caso que $\mathbf{M}_{eq} \perp \mathbf{I}_{dc}$. Pero con forme se empieza a perturbar la magnetización ($h_{rf} > 0$), el ángulo θ_c crece hasta que se da la resonancia. Por lo que la resistencia $R_{min} + \Delta R_{AMR-FMR}$ fue aumentando hasta que alcanzó el máximo en la resonancia.

Lo anterior explica el porqué se puede observar la resonancia. Pero ahora se busca analizar que sucede al invertir el sentido de H_{dc} , es decir, la transformación $H_{dc} \rightarrow -H_{dc}$. Sin embargo, el invertir H_{dc} no modifica el eje de equilibrio de la magnetización: se sigue cumpliendo que $\mathbf{M}_{eq} \parallel H_{dc}$. \mathbf{M}_{eq} es simétrica respecto a H_{dc} , por lo que $R_{min} + \Delta R_{AMR-FMR}$ y el voltaje $V_{AMR-FMR}$ también lo son.

El comportamiento de que la resistencia se incrementa desde un mínimo ($R_{min} + \Delta R_{AMR-FMR}$) es algo fijo de la configuración experimental. Por lo que, al cambiar el signo de la corriente ($I_{dc} \rightarrow -I_{dc}$), por ley de Ohm, el signo del voltaje cambiara ($V_{AMR-FMR} \rightarrow -V_{AMR-FMR}$).

Todo este análisis explica el comportamiento del voltaje $V_{AMR-FMR}$ que se plasma en la figura 1.18. Esto es consistente con las mediciones reportadas por M. V. Costache *et al.* [18].

Ahora bien, antes se mencionó que la suma $V_{SP} + V_{AMR-FMR}$ no es simétrica ni antisimétrica respecto a H_{dc} . Sin embargo, se acaba de identificar que aunque $V_{AMR-FMR}$ es simétrico a H_{dc} , sería antisimétrico a la inversión de H_{dc} y de I_{dc} de forma simultánea. Y V_{SP} es antisimétrico a H_{dc} [20]. Por lo tanto, la antisimetría de $V_{SP} + V_{AMR-FMR}$ se recupera cuando se invierten el campo $H_{dc} \rightarrow -H_{dc}$ y la corriente $I_{dc} \rightarrow -I_{dc}$ simultáneamente.

Este análisis también pudo explicar el comportamiento del voltaje $V_{SP} + V_{AMR-FMR}$ de la figura 1.18. Este comportamiento es consistente con los resultados obtenidos de las mediciones del AMR-FMR, lo que se puede consultar en la subsección 3.1.

Efectos adicionales a la dinámica del SP-FMR con la corriente I_{dc} son una posibilidad. Pero en las muestras analizadas se midió un voltaje $V_{AMR-FMR}$ de un orden magnitud inferior al voltaje V_{SP} . En este contexto, no se detectaron contribuciones en el voltaje que pudieran deberse a otros efectos (salvo por posibles contribuciones del FT-FMR).

Es necesario hacer una observación adicional respecto al ancho de los picos ΔH . Al analizar una sola dinámica que genere un único voltaje observable, es usual considerar que ΔH es descrito por la ecuación 1.10:

$$\Delta H = \Delta H_0 + \frac{\omega \alpha_{F/N}}{\gamma_0}.$$

Pero, al tener un voltaje observable producto de la suma de dos dinámicas distintas, el ancho observable ΔH_{Obs} no puede ser descrito por la ecuación 1.10. Estrictamente, para analizar el ΔH es necesario separar la contribución de las dos dinámicas de efectos.

Sin embargo, es posible analizar el cambio del parámetro de amortiguamiento $\Delta\alpha_{F/N}$ debido al cambio de la corriente ΔI_{dc} . Como el ancho ΔH_{Obs} varía linealmente respecto a I_{dc} , entonces $\alpha_{F/N}$ también varía linealmente, pues la frecuencia de resonancia ω es constante.

Este análisis de $\Delta\alpha_{F/N}$ es consistente con lo reportado por A. Ganguly *et al.* [19]. Donde se reporta que el cambio $\Delta\alpha_{F/N}$ se asocia al torque ejercido por I_{dc} sobre la magnetización \mathbf{M} . Esta idea tiene sentido al pensar que la corriente I_{dc} que cruza un material FM adquirirá un transporte dependiente del espín. Sería como si la corriente se magnetizara, pues propaga una acumulación de espín $\boldsymbol{\mu}_s(\mathbf{r})$. Esa ganancia de magnetización de la corriente es compensada por una reducción de la magnetización del material. O viéndolo de otra manera, la corriente I_{dc} ejercer un torque $\boldsymbol{\tau}_s$ sobre la magnetización \mathbf{M} , lo que modifica su precesión. Simultáneamente, la magnetización \mathbf{M} ejerce un torque de reacción sobre I_{dc} , lo que provoca un transporte espín. A este torque se le denomina torque de transferencia de espín [10, 76].

2. Sistema Experimental

En el presente capítulo se describen los detalles experimentales del sistema que se utilizó para obtener los resultados presentados en el resto de este manuscrito. La sección 2.1 está dedicada a describir los dispositivos espintrónicos analizados. Tal que, en la sección 2.2 se describe la configuración experimental empleada durante las mediciones de resonancia ferromagnética con bombeo de espín (SP-FMR).

2.1. Dispositivos espintrónicos

A continuación se proseguirá a describir la configuración general de los dispositivos analizados, tal que los resultados se reportan en el siguiente capítulo.

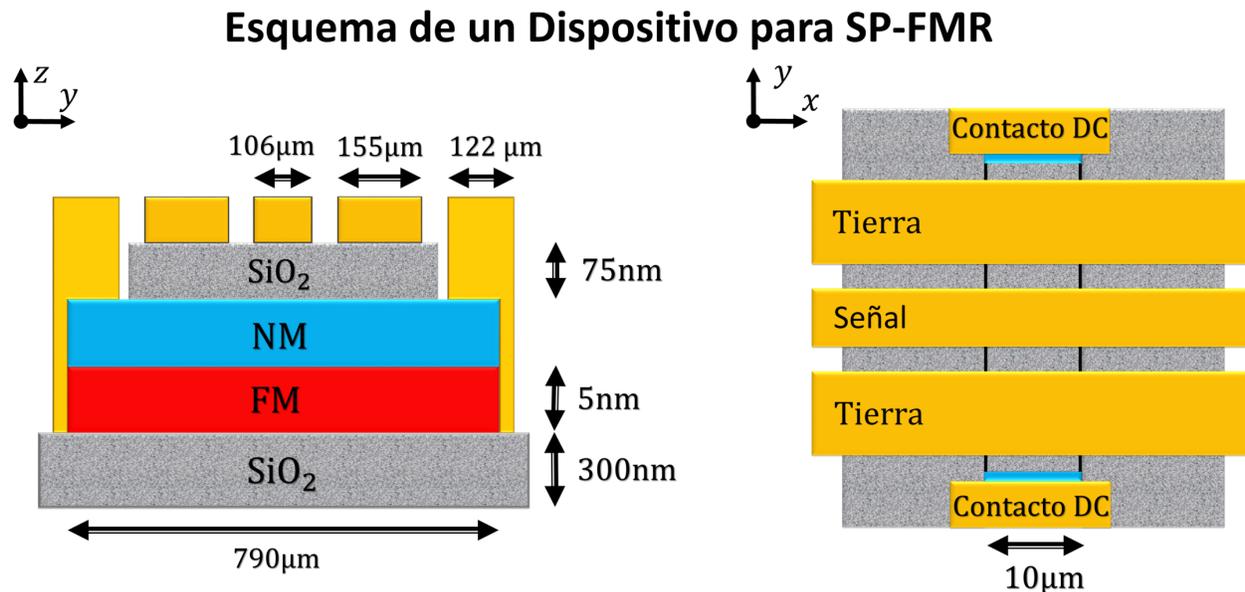


Figura 2.1: Esquema de un dispositivo en el que se genera la resonancia ferromagnética por bombeo de espín. A la izquierda se muestra la vista yz que permite observar el largo y las capas del dispositivo. Mientras que la vista xy permite observar el largo y ancho del dispositivo. Lo gris representa el sustrato o aislante compuesto por SiO_2 . Lo rojo representa al material ferromagnético (FM). Lo azul representa al material no-magnético (NM). Y lo amarillo representa a la aleación de Titanio y Oro (Ti/Au).

En la figura 2.1 se muestran los esquemas de un dispositivo espintrónico. La figura 2.1 se divide en dos esquemas. Un esquema de la vista lateral (plano yz) que permite visualizar las capas que componen al dispositivo. En cambio, el esquema de la vista superior (plano xy) permite visualizar mejor la configuración de los contactos electrónicos (amarillos). Por la diferencia de longitudes entre los espesores, ancho y largo del dispositivo, sólo las longitudes paralelas

al eje y son mostradas a escala. De manera general, en los esquemas se puede observar una estructura bicapa FM/NM, en rojo y azul, entre dos capas de óxido de silicio, en gris, una antena GSG (3 bandas conductoras identificadas como Tierra-Sígnal-Tierra, o Ground-Signal-Ground en inglés) aislada de la bicapa por el óxido de silicio y dos contactos DC de titanio y oro (Ti/Au) en amarillo que sirven para inyectar o detectar una corriente directa que atraviese la bicapa. Siendo la bicapa y la antena los elementos fundamentales para generar un efecto de resonancia ferromagnética con bombeo de espín (SP-FMR).

Ahora bien, es importante señalar las diferencias entre los diferentes dispositivos analizados. Salvo por la bicapa, todos los dispositivos tenían la configuración mostrada en la figura 2.1. Todos los dispositivos tenían una capa FM con espesor de 5 nm, pero se variaron los materiales usados en las capas FM y NM, el espesor de la capa NM, y también el orden de apilamiento de la bicapa entre los diferentes dispositivos.

Cabe notar que el orden de apilamiento de la bicapa hace referencia al orden con el que se acomodan las capas NM y FM una sobre otra. La capa FM puede ir primero sobre el sustrato como en la figura 2.1, o bien, puede ir primero la capa NM. El cambio de orden en el apilamiento de la bicapa no modifica el efecto de SP-FMR, sólo modifica el signo del voltaje observable. Ese cambio de signo del voltaje observable es explicado a detalle en la sección 3.4.

Campos y Corrientes en el Dispositivo para SP-FMR

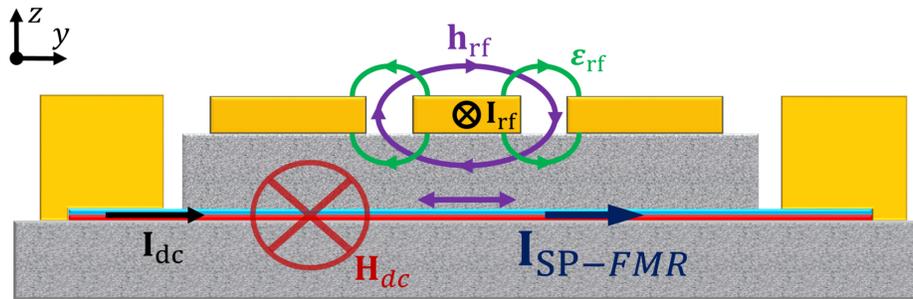


Figura 2.2: Esquema de la vista yz del dispositivo, donde se representan las corrientes y los campos presentes durante el efecto de resonancia ferromagnética. Las corrientes inyectadas al sistema por fuentes externas (I_{dc} y I_{rf}) se representan con negro. El campo magnético externo y uniforme H_{dc} se representa por rojo. El campo magnético dinámico h_{rf} se representa por morado. El campo eléctrico dinámico ϵ_{rf} se representa por verde. Y la corriente directa generada por el efecto de SP-FMR se representa por azul oscuro.

Para aclarar la importancia de los elementos del dispositivo espintrónico durante el efecto de SP-FMR, se puede observar la figura 2.2. En esta figura también muestra la vista lateral (plano yz) del dispositivo, pero en esta se representan las corrientes y campos durante la dinámica de SP-FMR. Aquí se muestra la antena GSG que se compone de 3 bandas conductoras alineadas. En la banda central se ingresa una corriente alterna en el rango de radiofrecuencia, mientras las bandas en los extremos actúan como tierra. Entonces, por ley de *Ampère*, la corriente alterna genera un campo magnético alterno h_{rf} cuyas líneas de campo (moradas) rodean a la banda conductora. A su vez, las bandas que actúan como tierra reducen la interferencia del campo eléctrico alterno ϵ_{rf} que también fue generado en el proceso [63]. Entonces, la antena GSG permite generar el campo dinámico h_{rf} fundamental para la SP-FMR. A su vez, el dispositivo es colocado en un campo magnético H_{dc} uniforme. Por la dinámica generada por los campos H_{dc} y h_{rf} , se obtiene la corriente observable I_{SP-FMR} .

A través de los contactos que se utilizan para medir I_{SP-FMR} , también se puede ingresar una corriente directa I_{dc} , como se muestra en la figura 2.2. La corriente I_{dc} permite modular la intensidad máxima de la corriente I_{SP-FMR} , tal que con un análisis teórico se puede estimar h_{rf} , y posteriormente θ_{SHE} [17, 77, 78].

En esta figura se identifica que el campo h_{rf} (en morado) es paralelo al eje y y sobre la bicapa. Entonces, es paralelo a la corriente medible I_{SP-FMR} . En cambio, el campo H_{dc} (en color rojo) es paralelo al eje x , y por ende, perpendicular a h_{rf} y I_{SP-FMR} . Esta configuración permite adquirir datos como los ejemplificados en la figura 2.3.

De la figura 2.3 es posible identificar que el espectro mostrado es obtenido variando la magnitud H_{dc} . El espectro $V_{SP-FMR}(H_{dc})$ corresponde a picos lorentzianos simétricos y centrados en la magnitud del campo H_{dc} a la que se da la resonancia (H_r). Pero, a su vez el espectro tiene un comportamiento asimétrico respecto al cambio de sentido de H_{dc} .

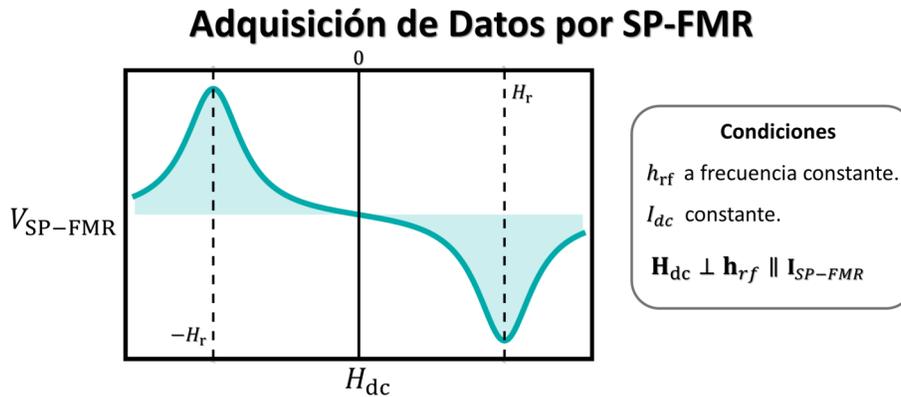


Figura 2.3: Ejemplificación de la medición obtenida por la adquisición de datos durante el efecto de SP-FMR.

El espectro $V_{SP-FMR}(H_{dc})$ es obtenido cuando I_{dc} es constante y \mathbf{h}_{rf} oscila a una frecuencia ω constante. Siendo que ω se puede modular por la corriente I_{rf} que se inyecta al dispositivo. La corriente I_{dc} también produce un voltaje que se mide simultáneamente a V_{SP-FMR} , pero el voltaje es constante, por lo que la gráfica de la figura 2.3 presenta un desplazamiento en el eje del voltaje. Sin embargo, la corriente I_{dc} si repercute sutilmente en la magnitud de V_{SP-FMR} , efecto que es de interés analizar.

Además, es importante recalcar que el dispositivo es desarrollado para que tenga la configuración $\mathbf{H}_{dc} \perp \mathbf{h}_{rf} \parallel \mathbf{I}_{SP-FMR}$. Dado que con esta configuración no hay una contribución observable de la resonancia ferromagnética por torque de campo (FT-FMR). Es decir, el espectro del voltaje observable corresponde a la SP-FMR.

En la figura 2.4 se observa la imagen del dispositivo que se ha descrito a lo largo de este capítulo. La figura 2.4a se puede comparar con la vista xy de la figura 2.1. En ambas figuras se pueden identificar la antena GSG, así como los contactos rectangulares que permiten medir la corriente DC que atraviesa la bicapa. La curvatura de la antena GSG es sólo para facilitar el conectar todo dentro de la cámara de medición del electroimán.

Múltiples dispositivos espintrónicos se sintetizan de forma simultánea sobre un mismo sustrato. Por eso en la figura 2.4b se identifican múltiples dispositivos sobre la misma muestra. Debido a que todos esos dispositivos fueron sintetizados de manera simultánea, todos esos dispositivos presentaran la misma configuración de la bicapa de materiales FM y NM.

A continuación, se proseguirá por dar una breve descripción del proceso de síntesis de los dispositivos espintrónicos.

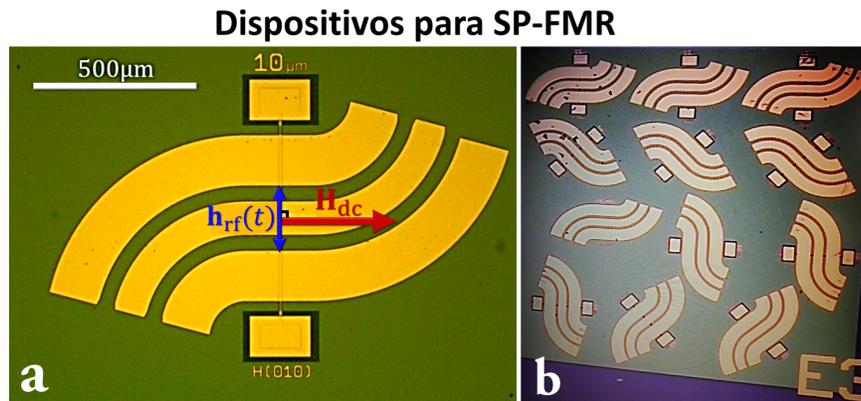


Figura 2.4: Fotografías de los dispositivos espintrónicos en los que se genera la resonancia ferromagnética por bombeo de espín. **a** Imagen de un dispositivo individual. **b** Imagen de una muestra con múltiples dispositivos espintrónicos generados con la misma bicapa de FM y NM.

2.1.1. Proceso de síntesis de dispositivos

Antes de explicar el proceso de síntesis de los dispositivos, es importante mencionar que no se colaboró durante ese proceso de síntesis. Las muestras fueron puestas a nuestra disposición por el Dr. Juan Carlos Rojas-Sanchez, investigador del *Institut Jean Lamour* y en colaboración con el *Institut des NanoSciences de Paris*. Debido a lo anterior, el proceso se describirá de forma general.

Para el crecimiento de las capas de material FM y NM se implantó el método de pulverización con ayuda de un magnetrón. Es relevante mencionar que el método de crecimiento de Bi_2Se_3 difiere con el utilizado en otras investigaciones. Otras investigaciones han reportado los resultados de trabajar con Bi_2Se_3 crecido por epitaxia de haz molecular (MBE, del inglés *Molecular-beam epitaxy*) [14, 11, 13].

El MBE permite mantener la estructura cristalina subyacente del sustrato y hacer que continúe a través de las diversas capas de crecimiento [79]. En cambio, con el método de pulverización no se puede mantener la estructura cristalina de la película, de tal manera que la película depositada es amorfa o a lo más policristalina [80]. De lo anterior deducimos que los resultados que se reportaran en el siguiente capítulo podrán diferir de los de la literatura debido a una diferente calidad cristalina del Bi_2Se_3 .

Deposición por Pulverización con Magnetrón

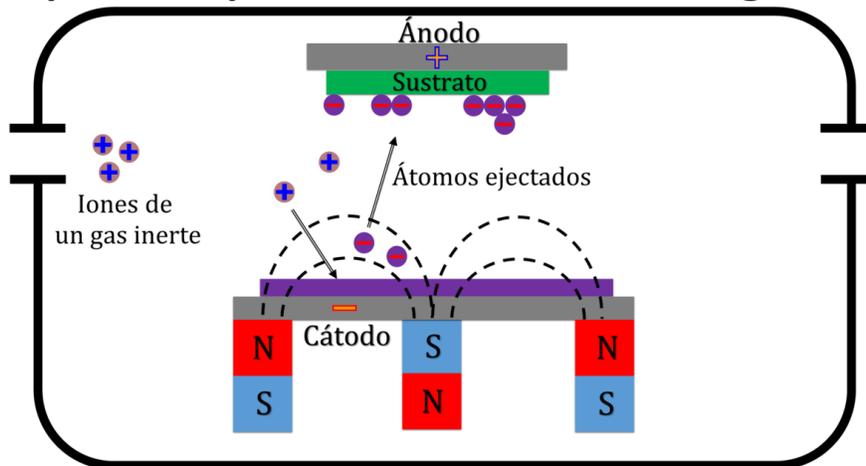


Figura 2.5: Representación del crecimiento de una película delgada por el método de pulverización con un magnetrón.

Prosiguiendo con la explicación del proceso de síntesis, en la figura 2.5 se representa el método de pulverización con apoyo de un magnetrón. El proceso consiste en colocar una capa objetivo de un material deseado (morado) y el sustrato (verde) dentro de una cámara. En la cámara se genera un vacío, y se introduce un gas inerte que es ionizado [80].

El proceso consiste en que los iones del gas inerte colisionen con la superficie de la capa objetivo, tal que sus partículas terminan siendo liberados dentro de la cámara. Esas colisiones se incentivan al colocar la capa objetivo sobre un cátodo y sobre un sistema de electroimanes. Durante la colisión también son liberados electrones, los cuales se quedan en torno a la capa objetivo gracias a los electroimanes. Entonces, se puede formar un plasma de electrones en torno a la capa objetivo, tal que sus electrones pueden colisionar con la capa objetivo y aumentar la cantidad de partículas liberadas [80].

Finalmente, las partículas se van depositando sobre el sustrato con ayuda del ánodo. Las partículas se van depositando formando una capa homogénea, pero de forma algo aleatoria, lo que genera una película amorfa, o a lo más, policristalina [80].

Ya se describió el proceso con el que se depositan las películas de materiales, sin embargo, para comprender el proceso con el que se construye la estructura del dispositivo, es necesario hablar de la litografía. En particular, para los dispositivos de la figura 2.4 fueron generados por fotolitografía.

El proceso de una fotolitografía se puede observar en la figura 2.6. Se comienza por un sustrato limpio, sobre

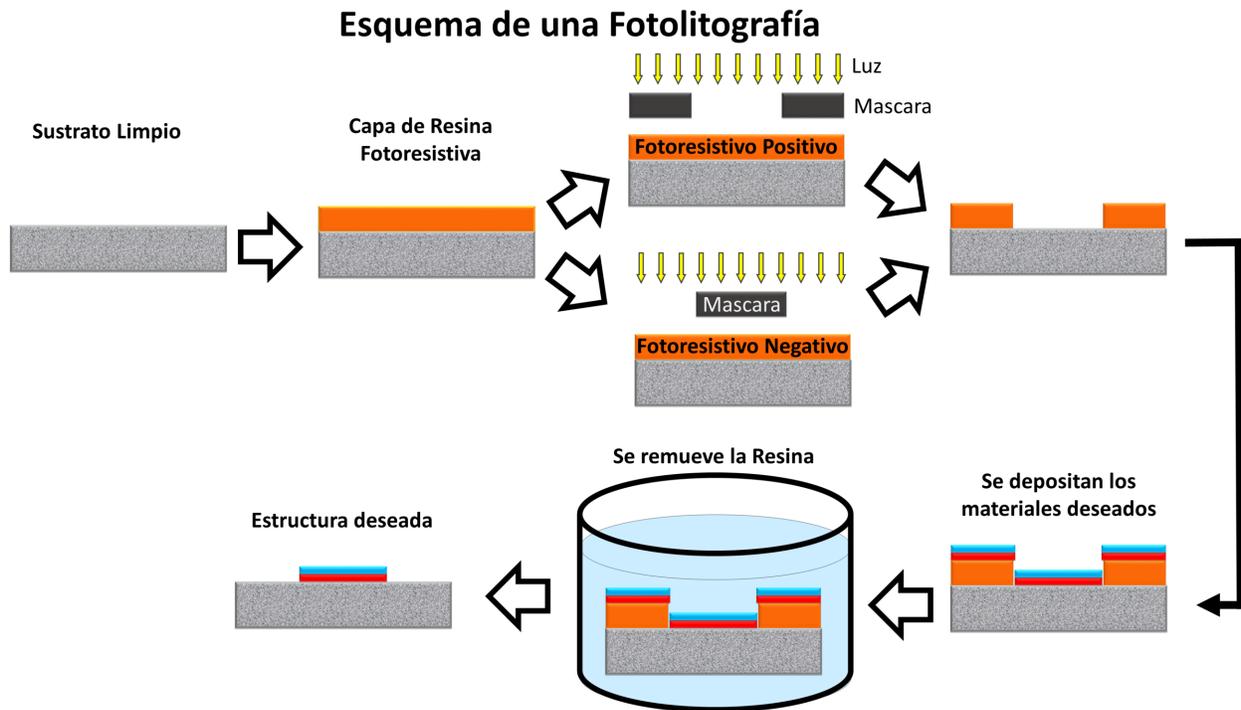


Figura 2.6: Procedimiento para realizar una fotolitografía.

el cual se deposita una capa de resina fotoresistiva. El que la resina sea fotoresistiva implica que esta muestra cierta sensibilidad a la luz. En el caso de que sea fotoresistiva positiva, la resina expuesta a la luz se vuelve soluble, mientras la resina no expuesta a la luz se vuelve insoluble. En cambio, para un fotoresistivo negativo, la parte expuesta a la luz se vuelve insoluble, y la otra parte se vuelve soluble [81].

Ahora bien, para imprimir una estructura sobre la resina se utiliza una máscara para controlar las áreas que se exponen a la luz [82, 81]. Retirando la resina soluble, se observa una estructura que se puede entender como el grabado inverso de la estructura deseada.

Por el método de pulverización se deposita el material deseado. El material también se depositará sobre la resina. Pero esa capa de resina y material es retirada con ayuda de un solvente [82, 81]. Al retirar esas capas que sobran, ya queda el sustrato con la estructura deseada.

Este proceso de fotolitografía ejemplificado en la figura 2.6 corresponde a un paso litográfico. En el caso de estructuras algo complejas, se puede requerir repetir ese proceso varias veces. Considerando que desde el inicio del proceso se trabajaría sobre un sustrato con alguna estructura previa.

En la figura 2.7 se pueden identificar los tres pasos litográficos requeridos para construir el dispositivo que se ha discutido en el capítulo. En el primer paso litográfico, se puede depositar la estructura bicapa. Esto debido a que se la capa FM se deposita directo sobre la NM, o viceversa.

Después de depositar la bicapa FM/NM, se busca cubrir un área mayor con el aislante de SiO_2 . Por lo cual se necesita retirar la resina y colocar otra estructura nueva antes de depositar la capa de SiO_2 . Entonces, en el segundo paso litográfico se deposita la capa de aislante. En la figura 2.7 se muestra la capa superior de SiO_2 de un color distinto para ayudar a visualizar las áreas distintas.

Finalmente, en el tercer paso litográfico se deposita la aleación conductora de Titanio y Oro (Ti/Au). Con lo que se finaliza la construcción del dispositivo.

Una vez que se comprende las partes que componen al dispositivo espintrónico, y que se tienen nociones de cómo se fabricó, sólo hace falta conocer cómo se conecta y que instrumentos son los que se emplean para generar y analizar el efecto de SP-FMR. En la siguiente sección se hará mención de esos detalles experimentales.

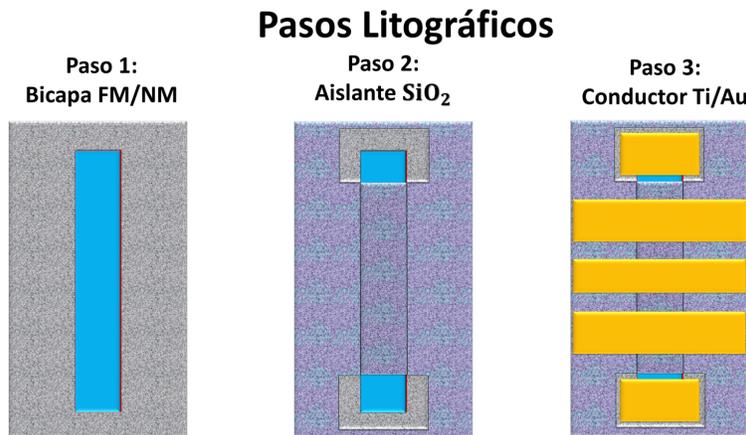


Figura 2.7: Representación de la muestra después de cada paso litográfico. El dispositivo se construye en 3 pasos fotolitográficos.

2.2. Equipo experimental

Para analizar el efecto de resonancia ferromagnética con bombeo de espín (SP-FMR) en los dispositivos, se necesitan instrumentos para generar los campos magnéticos requeridos, así como para medir el voltaje resultante. Es decir, se necesita un equipo que genere el campo uniforme H_{dc} , otro equipo que genere el campo H_{rf} y otro equipo adicional para medir las observables y cotejar los datos resultantes.

En la figura 2.8 se muestra un esquema del dispositivo experimental. El dispositivo espintrónico se debe colocar en el interior de la cámara de un magnetómetro. Este magnetómetro genera el campo uniforme H_{dc} (flechas rojas) en el que está inmerso el dispositivo.

Dentro de la cámara de medición, se realizan las conexiones electrónicas del dispositivo. La antena GSG se conecta

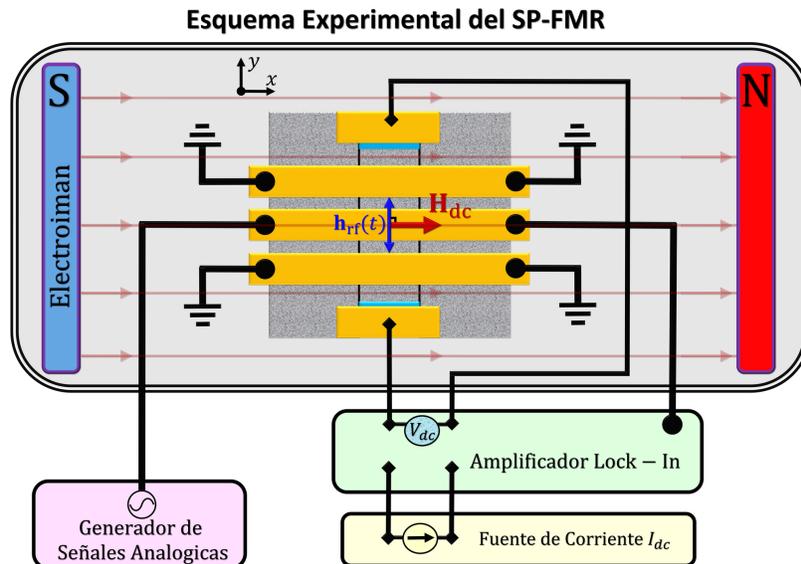


Figura 2.8: Esquema general del sistema experimental para medir el efecto de SP-FMR sobre los dispositivos espintrónicos. El dispositivo se coloca dentro de un magnetómetro, y posteriormente se conecta a un generador de señales y una fuente de corriente acoplada con un amplificador *Lock-In*.

con un triple contacto, tal que dos contactos se conectan a tierra, mientras el contacto central se conecta a un generador de señales analógicas (rectángulo rosado). El generador de señales suministra una corriente alterna sinusoidal I_{rf} que induce el campo dinámico h_{rf} .

Como se describe en la figura 2.8, para medir el voltaje DC se utiliza un amplificador *Lock-In* (rectángulo verde). El amplificador toma la señal detectada (que varía de acuerdo a la frecuencia de h_{rf}) y la multiplica por una señal sinusoidal de 433.0 Hz de referencia. Ese producto es integrado temporalmente, tal que se obtiene una señal DC resultante, donde la contribución del ruido es atenuado al no depender directamente de la frecuencia.

Al amplificador se conecta una fuente de corriente (rectángulo amarillo). Al incorporar este instrumento en el sistema, se pueden realizar mediciones de resistencia a través de la bicapa. Además, permite ingresar una corriente directa I_{dc} que atravesara la bicapa durante el efecto de SP-FMR. Esa corriente I_{dc} se asociará a un voltaje de fondo que produce la fuente de corriente. Y además, la I_{dc} generará un voltaje $V_{AMR-FMR}$ adicional al voltaje V_{SP-FMR} .

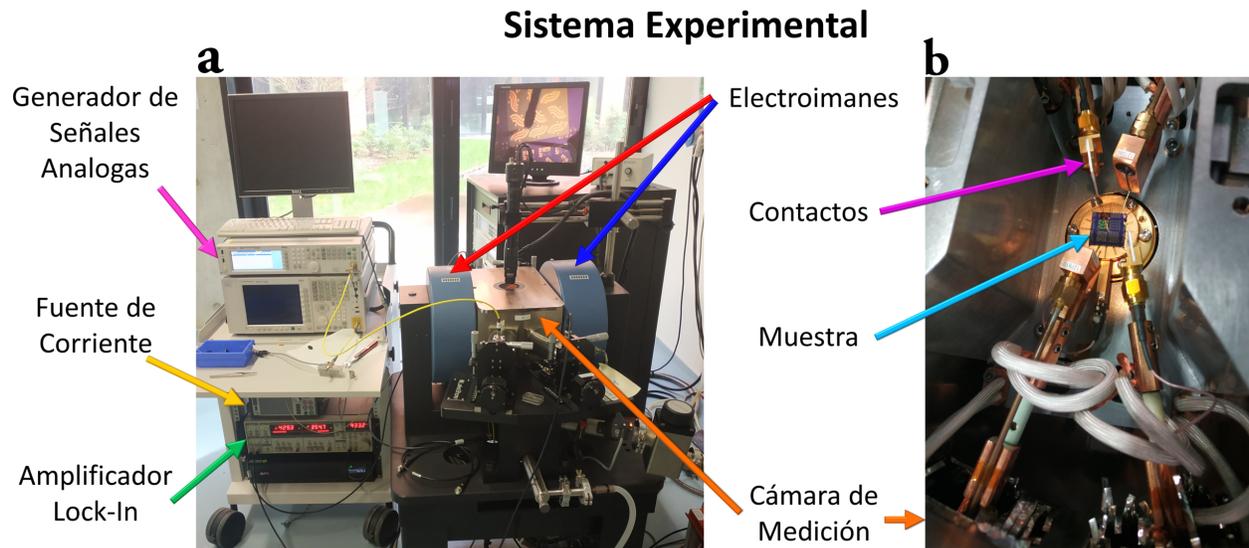


Figura 2.9: Fotografías del sistema experimental para medir SP-FMR. Fotografía tomada en el *Institut Jean Lamour*.

En la figura 2.9 se pueden observar fotografías del sistema experimental utilizado. Los diversos instrumentos corresponden al esquema general de la figura 2.8. El equipo empleado es del *Centres de Compétences de Magnétisme* del *Institut Jean Lamour*.

En esta figura podemos observar los dos cilindros azules que sería los electroimanes del sistema. Los electroimanes se señalan con una flecha azul y una roja, para indicar el imán que actuaría como polo S (azul) y el que actuaría como polo N (rojo). Entre esos cilindros, se encuentra la cámara de medición señalada por flechas naranjas. El magnetómetro usado fue el modelo *643 Electromagnetic Power Supply* de *Lake Shore*.

En el interior de la cámara, se coloca la muestra, lo que se observa en la figura 2.9b. En esta misma figura, los contactos son señalados con una flecha morada. Para realizar las conexiones, los contactos se controlan por un sistema de brazos mecánicos acoplado a unos tornillos micrométricos.

Una vez efectuadas las conexiones del dispositivo, sólo se necesitarían conectar los instrumentos de medición. En la figura 2.9a se señala con una flecha rosa al generador de señal analógica de microondas. Ese generador es un modelo *N5183B* de *Keysight*.

El amplificador *Lock-In* se encuentra señalado con una flecha verde. Su modelo es *SR830 DSP* de *Stanford Research Systems*. En las conexiones de ese amplificador de señal, también se conecta la fuente de corriente señalada con una flecha amarilla. La fuente de corriente utilizada fue el instrumento *2400 Source Meter* de *Keithley*.

Una vez que se tiene todo el sistema experimental instalado, es posible realizar las mediciones del efecto de SP-FMR. En el siguiente capítulo se detallan los compuestos de las bicapas analizadas, así como los resultados obtenidos de cada muestra.

3. Resultados

En el capítulo anterior se expuso el sistema experimental. La configuración experimental está implementada para medir específicamente el efecto de SP-FMR (resonancia ferromagnética con bombeo de espín). A lo largo de este capítulo se exponen y se discuten los resultados obtenidos de los experimentos de SP-FMR sobre distintas muestras.

Nombre	1° Capa	2° Capa	Espesores de la Capa NM
CoFeB/Pt	CoFeB	Pt	$t_{Pt} = 4, 6 \text{ y } 15 \text{ nm}$
CoFeB/Ir	CoFeB	Ir	$t_{Ir} = 2, 4, 6 \text{ y } 15 \text{ nm}$
Bi ₂ Se ₃ /CoFe	Bi ₂ Se ₃	CoFe	$t_{BiSe} = 10 \text{ nm}$
Bi ₂ Se ₃ /Py	Bi ₂ Se ₃	Py	$t_{BiSe} = 4, 6, 10 \text{ nm}$

Figura 3.1: Tablas que representan las distintas muestras analizadas. La primera columna indica el nombre de un conjunto de muestras. La siguiente columna indica la 1° capa sobre el sustrato. La tercera columna indica la 2° capa sobre el sustrato. La tabla a la derecha menciona los distintos espesores del material NM para cada conjunto de muestras. El rojo representa el material FM, el azul un material NM, y el gris representa al sustrato de SiO₂.

Las distintas muestras con las que se trabajó se clasifican de acuerdo al espesor y orden en el que se acomodan las capas FM y NM. En la figura 3.1 se exponen dos tablas que ejemplifican las muestras analizadas: con rojo se identifica a un material FM, mientras el azul identifica a un material NM.

En la primera tabla se ilustra el tipo de estructura bicapa que identifica un conjunto de muestras¹. La primera columna indica el nombre del conjunto, y va seguida de una columna gris que representa al sustrato. La columna a su derecha representa la 1° capa sobre el sustrato, y le sigue la columna que representa la 2° capa.

Todas las bicapas cuentan con un espesor de 5 nm del material FM. Sin embargo, el espesor del material NM varía entre distintos dispositivos.

Entonces, el primer conjunto de muestras que se expone en la figura 3.1 son las de CoFeB/Pt. Donde CoFeB es el material FM, y Pt es el material NM. Y se analizaron 3 muestras de ese conjunto: CoFeB/Pt(4), CoFeB/Pt(6) y CoFeB/Pt(15). Donde el número entre paréntesis representa el espesor t_{Pt} en nanómetros de la capa NM.

Las mediciones las realicé en el *Centres de Compétences de Magnétisme* del *Institut Jean Lamour* (IJL). Las muestras de CoFeB/Pt y CoFeB/Ir provienen de un equipo de trabajo del IJL al cual pertenece el Dr. Juan Carlos Rojas-Sánchez. Un análisis previo de las muestras CoFeB/Pt y CoFeB/Ir fue efectuado por T. Fache *et al.* [8].

Las muestras de CoFeB/Pt y CoFeB/Ir fueron incorporadas a esta investigación con el fin de revisar el método de análisis de datos expuesto en la sección 3.1. Es posible una revisión al comparar nuestros resultados con los resultados que se exponen en T. Fache *et al.* [8].

De forma inicial, en la sección 3.1 se explica el método de análisis de datos que se usó para obtener los resultados. Después los resultados se van exponiendo en diferentes secciones denotadas por los distintos grupos de muestras. En

¹Las muestras con Bi₂Se₃ son parte de una colaboración del Dr. Juan Carlos Rojas-Sánchez, investigador del IJL, con el *Institut des NanoSciences de Paris*.

la sección 3.2 se exponen los datos analizados del conjunto de muestras de CoFeB/Pt. En la sección 3.3 se dan los resultados de las muestras de CoFeB/Ir. Luego sigue la sección 3.4 en la que se exponen los resultados de las muestras de Bi₂Se₃ con CoFe. En el último conjunto de muestras, la capa FM se constituía de *Permalloy* (Py que corresponde a Ni₈₀Fe₂₀). El conjunto es Bi₂Se₃/Py y sus resultados se exponen en la sección 3.5. Los resultados se comparan de forma progresiva conforme se van exponiendo, pero el capítulo concluye con un resumen y discusión de resultados en la sección 3.6.

3.1. Método de Análisis de Datos

A continuación, se explica el método de análisis de datos. El objetivo del análisis es estimar el ángulo Hall de espín θ_{SHE} de una muestra. Para lograr eso, el análisis se separa en tres partes. Primero se requiere el análisis de la FMR (resonancia ferromagnética), y se prosigue con el análisis de la AMR-FMR (magnetoresistencia anisotrópica en presencia de Resonancia ferromagnética). Al final se incorporan todos los resultados para el análisis de datos de la SP-FMR (resonancia ferromagnética con bombeo de espín).

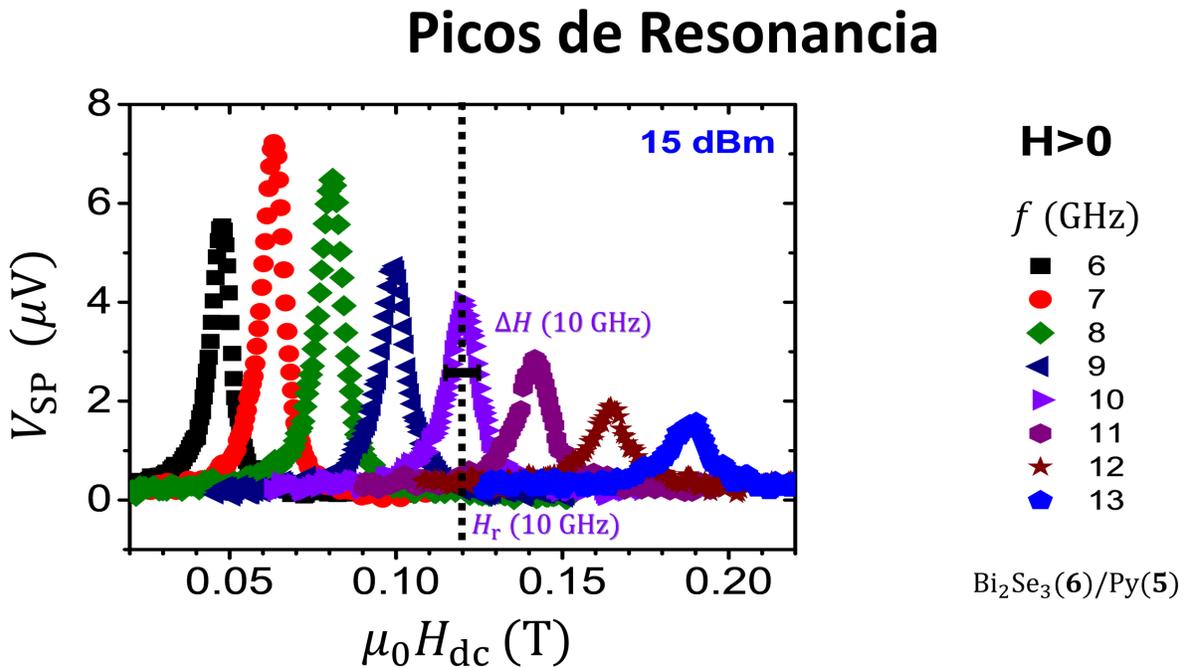


Figura 3.2: Picos del voltaje $V_{\text{SP}}(H_{\text{dc}})$ observable a distintas frecuencias f de resonancia.

Para el análisis de datos de la FMR, se comienza con analizar los picos del voltaje observable únicamente asociados a la SP-FMR. Recordando que la contribución del AMR-FMR es nula cuando la corriente externa es cero: $I_{\text{dc}} = 0$ mA. En esas condiciones, se realizan múltiples barridos del campo H_{dc} a una frecuencia f fija del campo dinámico h_{rf} . La figura 3.2 ilustra el voltaje observable del experimento descrito.

La idea es que observamos una resonancia porque la capa FM actúa como un sistema con amortiguamiento forzado. Se inyecta energía con el campo dinámico h_{rf} a una frecuencia f . Entonces, en la capa FM se presenta una dinámica de magnetización con amortiguamiento. Tal que variando el campo H_{dc} se varía indirectamente la frecuencia natural del sistema.

En la figura 3.2 observamos múltiples curvas que se diferencian por su frecuencia de resonancia. A cada curva podemos identificar un ancho ΔH y una magnitud H_r . Entonces, el valor del campo en la resonancia H_r se puede relacionar por la ecuación 1.9 con la frecuencia (natural) f .

Análisis FMR

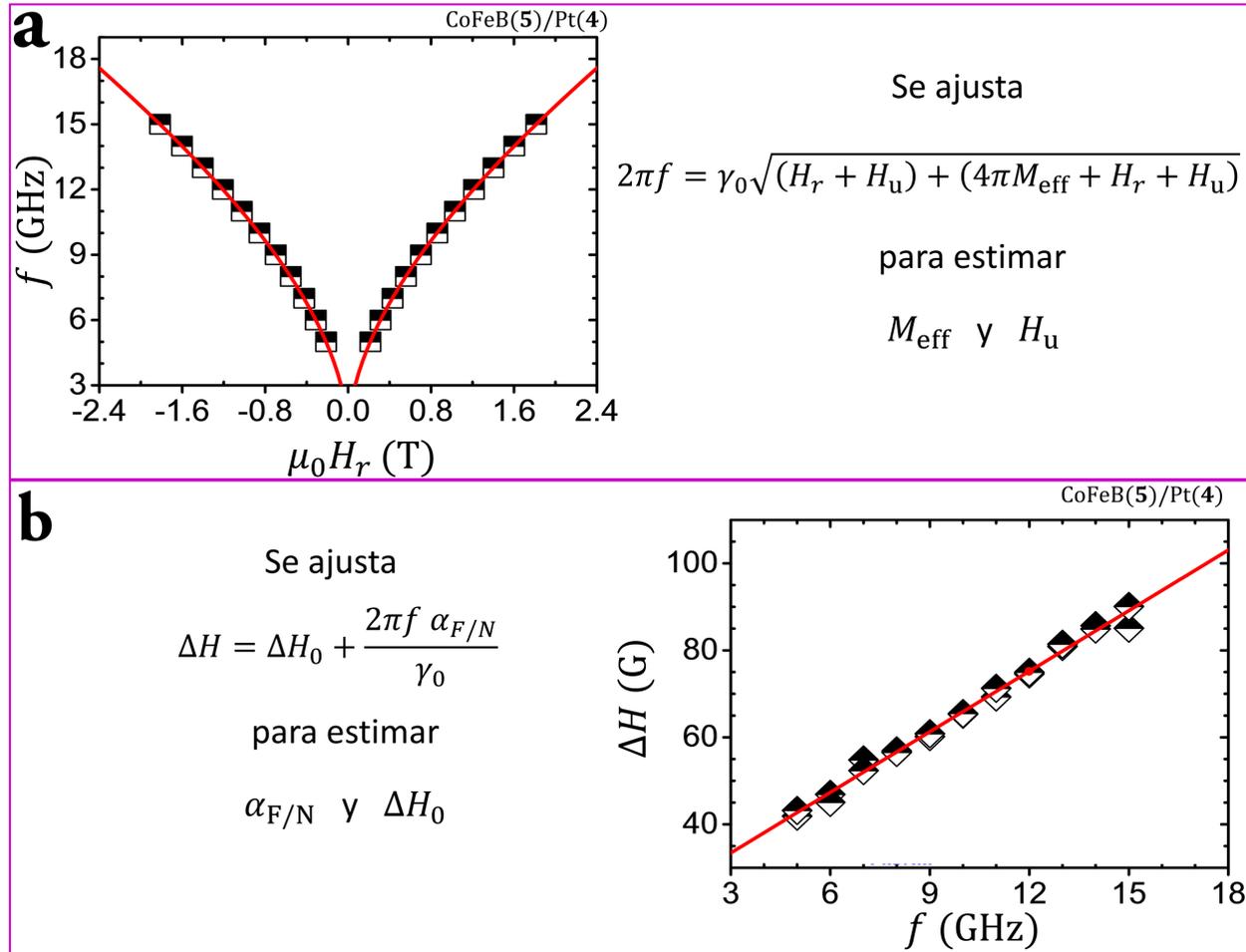


Figura 3.3: Análisis FMR. **a**, Ajuste de $f(H_r)$ por la fórmula de Kittel. **b**, Ajuste de $\Delta H(f)$ para estimar el parámetro de amortiguamiento $\alpha_{F/N}$.

En la figura 3.3a se indica la ecuación 1.9 que es utilizada para estimar la magnetización efectiva M_{eff} y H_u ². A la izquierda de esa figura se observa un ejemplo de múltiples datos de $f(H_r)$ que son ajustados a la ecuación 1.9.

Para estimar el parámetro de amortiguamiento $\alpha_{F/N}$ de la magnetización, se requiere un ajuste de datos como el que se muestra en la figura 3.3b. Se requiere ajustar el ancho de las resonancias ΔH respecto a las frecuencias f con la ecuación 1.10, donde $\gamma_0 \approx 1.76 \times 10^{11} \frac{\text{rad}}{\text{s}\cdot\text{T}}$ [20].

En este caso se analizaron las resonancias observables del SP-FMR, que depende de un sistema bicapa FM/NM. Por eso mismo, el ajuste de $\Delta H(f)$ permite estimar un parámetro $\alpha_{F/N}$ asociado a la bicapa. En el caso que se requiriera estimar el parámetro α_F asociado únicamente a la capa FM, se requiere de ajustar las mismas ecuaciones pero de un voltaje generado sólo en la capa FM. Ese voltaje podría ser generado por FT-FMR, dinámica descrita en la sección 1.2.2.

A continuación, se describe el análisis AMR-FMR. En este caso se varía la corriente I_{dc} , y se busca determinar el ángulo de precesión θ_c . Cabe recordar que el SP-FMR no se anula, por lo que el voltaje observable será la suma de V_{SP} y de $V_{\text{AMR-FMR}}(I_{\text{dc}})$. Es decir, se analiza el cambio del voltaje debido a I_{dc} .

² H_u es un término constante de ajuste entre diferentes condiciones de resonancia. Sirve para estimar mejor M_{eff} .

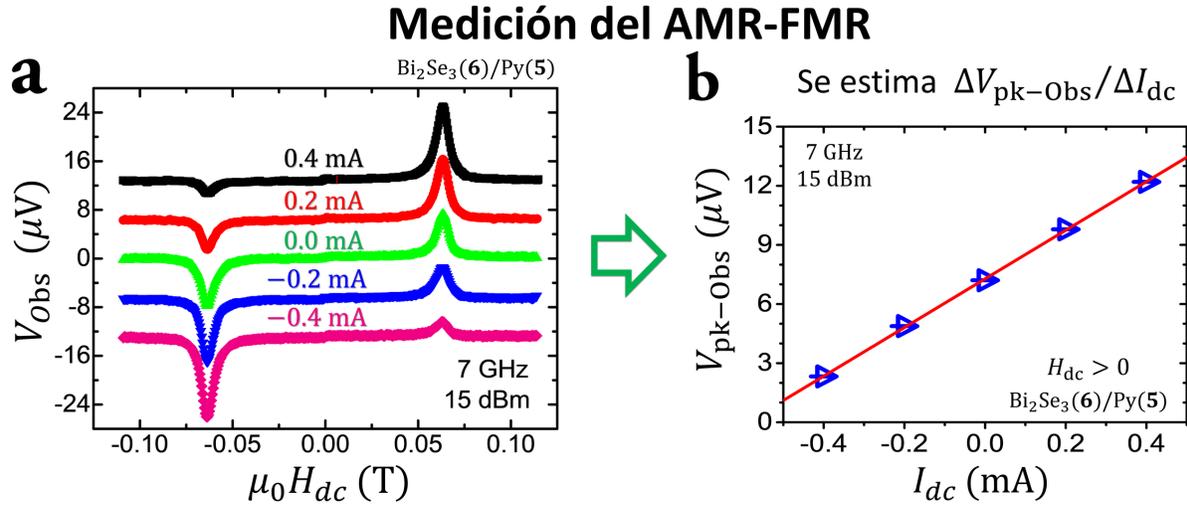


Figura 3.4: Gráfica del voltaje observable $V_{\text{Obs}}(H_{\text{dc}}, I_{\text{dc}})$ producto de la suma $V_{\text{SP}}(H_{\text{dc}}) + V_{\text{AMR-FMR}}(H_{\text{dc}}, I_{\text{dc}})$. El cambio de valor del voltaje en cada pico de resonancia $V_{\text{pk-Obs}}(I_{\text{dc}})$ tiene dependencia lineal respecto a la corriente.

En la figura 3.4a se observa un ejemplo de voltaje observable $V_{\text{Obs}}(H_{\text{dc}}, I_{\text{dc}}) = V_{\text{SP}}(H_{\text{dc}}) + V_{\text{AMR-FMR}}(H_{\text{dc}}, I_{\text{dc}})$. Todas esas curvas corresponden a una misma condición de frecuencia y potencia de h_{rf} .

Se identifica que el voltaje observable tiene una asimetría $V_{\text{Obs}}(-H_{\text{dc}}, -I_{\text{dc}}) = -V_{\text{Obs}}(H_{\text{dc}}, I_{\text{dc}})$. Este comportamiento es consistente con lo descrito teóricamente en la figura 1.18.

Al comparar los picos del voltaje observable, se puede identificar una variación lineal respecto a I_{dc} , tal como se observa en la figura 3.4b. Por lo que de $V_{\text{pk-Obs}}(I_{\text{dc}})$ se puede estimar la pendiente $\Delta V_{\text{pk-Obs}}/\Delta I_{\text{dc}}$ que depende del AMR-FMR.

Cabe destacar que todos los voltajes de salida del amplificador Lock-In están multiplicados por $\frac{1}{\sqrt{2}}$. Debido a eso, se tendría que $\Delta V_{\text{AMR-FMR}} = \sqrt{2}\Delta V_{\text{pk-Obs}}$. Ahora se puede usar la ecuación 1.27 para calcular el ángulo de precesión θ_c :

$$\theta_c = \arcsen \left(\sqrt{\frac{\Delta V_{\text{AMR-FMR}}}{\Delta I_{\text{dc}} \Delta R_{\text{AMR}}}} \right) \quad (3.1)$$

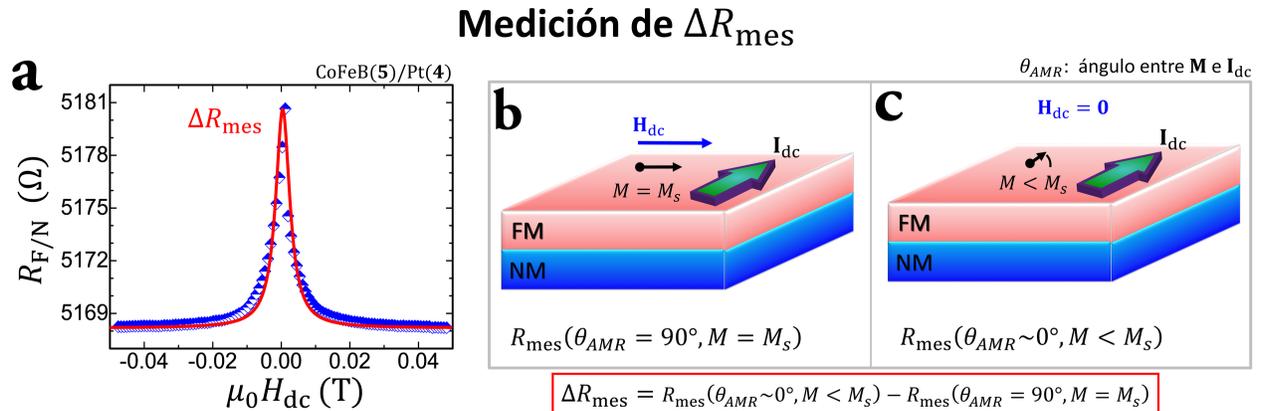


Figura 3.5: Gráfica y esquema de la medición de $\Delta R_{\text{mes}} \approx \Delta R_{\text{AMR}}$

Para estimar θ_c de la ecuación 3.1 es necesario conocer el comportamiento de la resistencia anisotrópica ΔR_{AMR} . Este término se define como:

$$\Delta R_{AMR} \equiv R_{\text{mes}}(\theta_{AMR} = 0^\circ, M = M_s) - R_{\text{mes}}(\theta_{AMR} = 90^\circ, M = M_s) \quad (3.2)$$

Donde $R_{\text{mes}}(\theta_{AMR} = 0^\circ, M = M_s)$ equivale a medir la resistencia cuando la corriente es paralela a la magnetización M , y $R_{\text{mes}}(\theta_{AMR} = 90^\circ, M = M_s)$ equivale a medir la resistencia cuando la corriente es perpendicular a la magnetización M [16]. Pero se destaca que ambos casos se miden cuando la magnetización llega a su magnitud de saturación M_s .

El experimento que se realizó para estimar ΔR_{AMR} no cumple con lo anterior. El experimento consistió en medir la resistencia $R_{F/N}(H_{dc})$ en función del campo (véase la figura 3.5a). Cuando $H_{dc} \gg 0$ G, la magnetización tiende a su régimen de saturación $M = M_s$ (véase la figura 3.5b). Sin embargo, cuando el campo tiende a cero ($H_{dc} \rightarrow 0$ G), la magnetización no está en el régimen de saturación, así como no hay manera efectiva de garantizar su dirección (véase la figura 3.5c).

La figura 3.5c aclara que no se mide la resistencia cuando $\mathbf{I}_{dc} \parallel \mathbf{M}_s$, sino un valor aproximado a ese caso. Sin embargo, ese era el experimento realizable con el sistema experimental disponible. Se considerará que $\Delta R_{\text{mes}} \approx \Delta R_{AMR}$. Dado que la perturbación de la magnetización es pequeña, ΔR_{mes} no es una mala aproximación al ΔR_{AMR} efectivo.

Con los análisis FMR y AMR-FMR concluidos, finalmente se prosigue con el análisis SP-FMR. Del análisis de FMR se estima M_{eff} , $\alpha_{F/N}$ y es posible estimar α_F . Mientras que del análisis AMR-FMR se estima $\theta_c(f)$ que permite calcular la amplitud del campo dinámico $h_{rf} \approx 2\Delta H \sin \theta_c$ [17, 67].

Ahora es posible estimar la conductancia $\Re(g^{\uparrow\downarrow})$ y la densidad de corriente j_s^{eff} asociada al SP-FMR usando la ecuación 1.24:

$$j_s^{\text{eff}} = \frac{e}{\pi} \frac{\gamma_0^2 \Delta H^2 \sin^2 \theta_c}{\alpha_{F/N}^2} \frac{\Re(g^{\uparrow\downarrow})}{g \mu_B (\alpha_{F/N} - \alpha_F)} \frac{\gamma_0 M_s + \sqrt{(\gamma_0 M_s)^2 + 4\omega^2}}{(\gamma_0 M_s)^2 + 4\omega^2} \quad (3.3)$$

Donde t_{FM} es el espesor de la capa FM en metros, $g \approx 2.1$ es el factor de Landé, y $\mu_B = 9.27 \times 10^{-21} \frac{\text{erg}}{\text{G}}$ es el magnetón de Bohr. En el régimen de saturación, se considera que $M_s \approx M_{\text{eff}}$.

Finalmente, con la ecuación 1.20 se estima el valor de θ_{SHE} :

$$\theta_{\text{SHE}} = \frac{V_{\text{SP}}}{\lambda_{sf} \tanh\left(\frac{t_{NM}}{2\lambda_{sf}}\right) R_{NM} W j_s^{\text{eff}}}. \quad (3.4)$$

Donde $W \approx 10 \mu\text{m}$ es el ancho de la bicapa, t_{NM} es el espesor de la capa NM, y λ_{sf} es la longitud de difusión de espín del material NM. La resistencia R_{NM} de la capa NM se aproxima a la resistencia $R_{N/F}$ de la bicapa: $R_{NM} \approx R_{N/F}$.

El determinar θ_{SHE} y λ_{sf} de forma simultánea no es simple. Repitiendo el experimento para múltiples espesores de la capa NM es posible describir el comportamiento de $\tanh\left(\frac{t_{NM}}{2\lambda_{sf}}\right)$, como hizo Fache *et al.* [8]. Sin embargo, este análisis es válido con una buena estimación de los demás términos de la ecuación 3.4.

El ajuste de $\tanh\left(\frac{t_{NM}}{2\lambda_{sf}}\right)$ no se realiza en el presente trabajo debido a que para un buen ajuste se necesitaba analizar más muestras con diferentes espesores t_{NM} de las disponibles. Por lo que se optó por usar parámetros λ_{sf} que se encuentran en la literatura.

Es importante destacar que del método expuesto se puede estimar la amplitud del campo dinámico h_{rf} por la AMR-FMR. Este método no es común, una investigación que lo aborda previamente es Gupta *et al.* [17].

Otra forma de estimar h_{rf} es usando ley de Ampère. El campo h_{rf} se genera en la banda conductora S (Señal) de la antena GSG. Una corriente AC de $I_{rf} = \sqrt{P_{rf}/R_{GSG}}$ atraviesa la banda S. La resistencia de la antena R_{GSG} no se midió. Para tener una idea del orden de magnitud de h_{rf} , R_{GSG} se aproxima por la impedancia de 50 Ω en la entrada del Generador de Señales. Mientras la potencia P_{rf} cambio entre 12 dBm y 15 dBm entre distintas muestras³. Entonces, al usar ley de Ampère se obtiene [17]:

$$h_{rf-LA} = \frac{\sqrt{P_{rf}/R_{GSG}}}{2\pi W_S} \ln\left(1 + \frac{W_S}{D_{S-FM}}\right). \quad (3.5)$$

³El aumento de P_{rf} incrementa el voltaje observable. En ocasiones se incrementó P_{rf} para observar una señal más clara.

Donde $W_S \approx 106 \mu\text{m}$ es el ancho de la banda S. El campo se evalúa a una distancia D_{S-FM} entre la banda S y la capa FM. La distancia entre la banda S y la bicapa es de 75 nm. Pero hay que notar que D_{S-FM} puede variar un poco por el espesor de una 2° capa NM.

De cualquier forma, el estimar adecuadamente h_{rf} es crucial para poder calcular θ_{SHE} y λ_{sf} de la ecuación 3.4. Además, el reportar su valor o el cómo fue estimado h_{rf} es fundamental para poder realizar comparaciones entre los resultados de distintas investigaciones. Todos los valores de θ_{SHE} expuestos fueron calculados usando el ángulo de precesión θ_c .

Para un material dado, existe mucha discrepancia entre los valores de θ_{SHE} reportados en la literatura. A su vez, se han encontrado casos en la literatura con inconsistencias en las conversiones de unidades CGS a SI. Por lo que no hay que desestimar la relevancia de las unidades en la no comparabilidad de resultados.

El error en unidades surge por insertar unidades de magnetización CGS en la ley de Ampère en SI, y de ahí estimar un factor de conversión. Eso es incorrecto, pues en CGS existe un 4π aparentemente adimensional, pero que en realidad involucra un cambio de unidades: $[4\pi M] = \text{Oe}$ es distinto a $[M] = \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3} \neq \text{Oe}$. Por lo que las conversiones son $\text{Oe} = 4\pi \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3} = \text{G} = \text{T} \times 10^{-4} = \frac{10^3 \text{ A}}{4\pi \text{ m}}$.

A partir de ahora, en las siguientes secciones se presentarán los resultados de aplicar el método expuesto en las observables de los distintos dispositivos.

3.2. Muestras de CoFeB/Pt

A continuación, se exponen los resultados de las muestras CoFeB/Pt. En estas muestras la primera capa sobre el sustrato es ferromagnética y compuesta por 5 nm de la aleación cobalto, hierro y boro ($\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$). La segunda capa es la no-magnética y compuesta por platino (Pt).

No se disponía de dispositivos con monocapa de CoFeB. Por lo que no se analizó una monocapa de CoFeB. Y no se calculó el amortiguamiento de la magnetización α_F asociado sólo a la monocapa FM. Así que se usó el valor de $\alpha_F \approx 7.5 \times 10^{-3}$ reportado en la literatura [8, 83].

Se analizaron 3 dispositivos identificados por los espesores de la capa Pt: 4 nm, 6 nm y 15 nm. Sus resultados se exponen en las siguientes subsecciones. En la subsección 3.2.3 asociada a los 15 nm, también se comparan los resultados asociados a las muestras CoFeB/Pt.

3.2.1. CoFeB/Pt(4nm)

En el dispositivo con 4 nm de Pt se generó la dinámica de SP-FMR. La bicapa mostró una resistencia de $R_{N/F} = 5168 \Omega$. Y el campo dinámico h_{rf} se suministró con una potencia de $P_{\text{rf}} = 12.0 \pm 0.1 \text{ dBm}$.

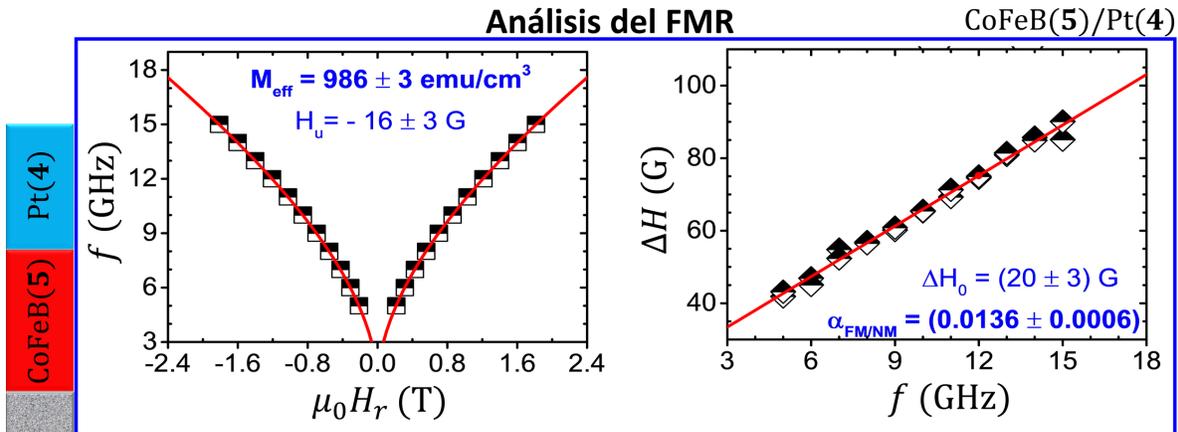


Figura 3.6: Gráficas del análisis FMR de la muestra con 4 nm de Pt.

En la figura 3.6 se expone el análisis de la resonancia ferromagnética. A la izquierda se identifica el ajuste de $f(H_r)$, de donde se estima la magnetización efectiva $M_{\text{eff}} = 986 \pm 3 \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$. A la derecha se presenta el ajuste de $\Delta H(f)$, de donde se estima el parámetro de amortiguamiento de la bicapa $\alpha_{\text{F/N}} = 0.0136 \pm 0.0006$.

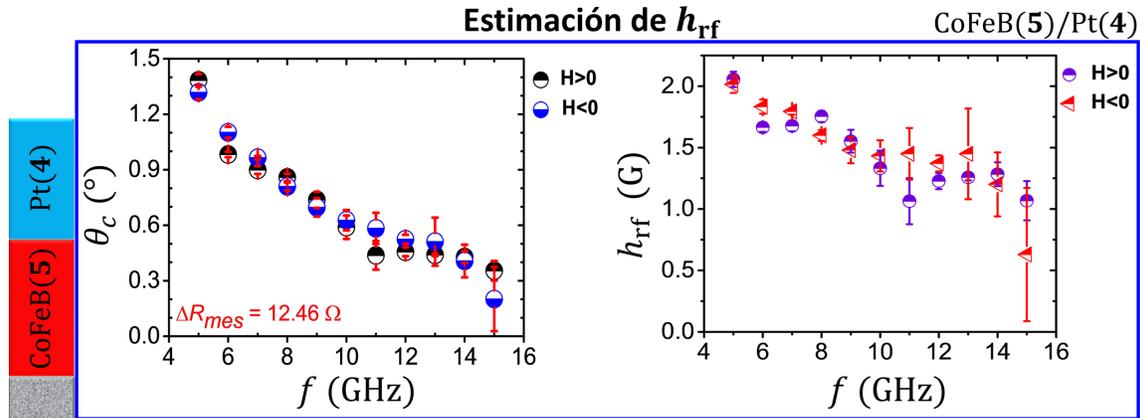


Figura 3.7: Gráficas de $\theta_c(f)$ y $h_{\text{rf}}(f)$ obtenidas mediante el análisis AMR-FMR.

Del análisis AMR-FMR realizado con la ecuación 3.1, se calculan valores del ángulo de precesión θ_c a diversas frecuencias. Esos resultados se presentan en la gráfica izquierda de la figura 3.7. Identificamos que θ_c puede variar respecto a la frecuencia, al igual que el ancho de la resonancia ΔH . Pero, la amplitud h_{rf} debe ser constante en el dispositivo.

Una primera estimación de h_{rf} se puede hacer por ley de Ampère con la ecuación 3.5. Se promedia el valor del campo al ser evaluado a lo largo del espesor de 5 nm de la capa FM: se obtiene $\overline{h_{\text{rf-LA}}} \approx 2.4$ G.

De la resonancia es posible realizar otra estimación del campo dinámico: de θ_c y ΔH se puede calcular h_{rf} que se aproxima por $2\Delta H \sin \theta_c$ [17, 67]. Los distintos valores de h_{rf} para diferentes frecuencias se observan en la gráfica derecha de la figura 3.7. Al promediar todos los valores de la gráfica se tiene $\overline{h_{\text{rf}}} \approx 1.5 \pm 0.5$ G.

Notamos de la figura 3.7 que h_{rf} exhibe variaciones respecto a la frecuencia. El campo h_{rf} es generado en la antena GSG, que trabaja a una potencia ($P_{\text{rf}} = 12.0$ dBm) y voltaje ($V_{\text{rf}} = 1.0$ V) independientes de la frecuencia. Es difícil inferir que esa variación por la frecuencia dependa del Generador de Señales acoplado a la antena GSG. Puesto que errores provenientes de esa parte del dispositivo deberían de ser una alteración sistemática independiente de la

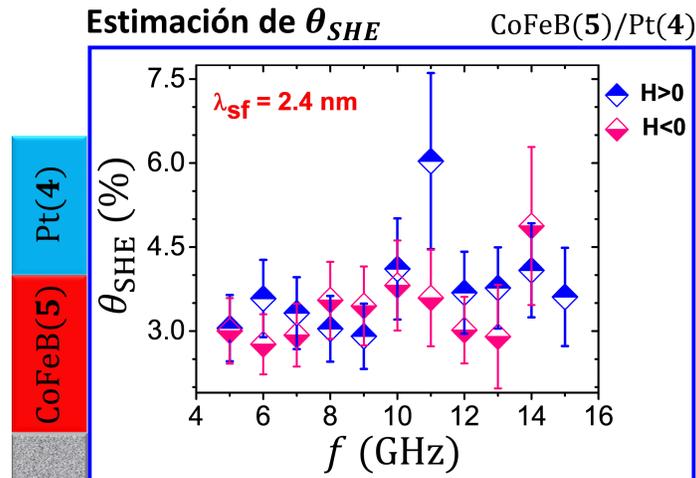


Figura 3.8: Gráfica de $\theta_{\text{SHE}}(f)$ de la muestra con 4 nm de Pt.

frecuencia.

Entonces, la variación de h_{rf} respecto a la frecuencia puede responder a una imprecisión del análisis AMR-FMR. Esto es porque V_{SP} es de un orden magnitud mayor que $V_{\text{AMR-FMR}}$. Y conforme el voltaje observable disminuye al aumentar la frecuencia, la detección de los cambios debidos a $V_{\text{AMR-FMR}}$ se vuelve más imprecisa. Afectando los valores $\theta_c(f)$ y $h_{\text{rf}}(f)$ calculados. Es decir, no es que θ_c no dependa de la frecuencia, sino que la imprecisión al estimar θ_c provoca que su dependencia de la frecuencia no se cancele con la de ΔH , por lo que no se obtiene un h_{rf} constante.

Ahora bien, $\overline{h_{\text{rf-LA}}}$ calculado con la resistencia R_{GSG} de la antena GSG podría servir como una cota superior del valor de h_{rf} . En condiciones ideales, el campo real se aproximará a $\overline{h_{\text{rf-LA}}}$, pero imperfecciones del dispositivo espintrónico real podría generar un h_{rf} efectivo de menor.

Sin embargo, R_{GSG} no se midió. Su valor se aproximó por la impedancia de 50Ω en la entrada del Generador de Señales. Por lo cual, $h_{\text{rf-LA}} \approx 2.4 \text{ G}$ sólo puede compararse con $\overline{h_{\text{rf}}} \approx 1.5 \pm 0.5 \text{ G}$ por el orden de magnitud.

Una vez completados los análisis FMR y AMR-FMR, se continúa con el análisis SP-FMR. Por $\alpha_{\text{F}} \approx 7.5 \times 10^{-3}$ [8, 83], se estima la conductancia $\Re(g^{\uparrow\downarrow}) \approx 19.4 \pm 3.7 \frac{1}{\text{nm}^2}$ con la ecuación 1.22. Recordando que esta cantidad es la conductancia de la corriente de espín que cruza la interfaz entre las capas.

Se contempla la longitud de difusión de espín $\lambda_{\text{s},f} \approx 2.4 \text{ nm}$ para el Pt reportada por T. Fache *et al.* [8]. Finalmente, se conocen todos los términos necesarios para estimar el ángulo Hall de espín θ_{SHE} . Usando las ecuaciones 3.3 y 3.4, se obtienen los valores $\theta_{\text{SHE}}(f)$ que se visualizan en la figura 3.8.

Recordamos que θ_{SHE} representa una tasa de conversión entre la corriente de espín y la corriente de carga. Por lo que θ_{SHE} se puede expresar en porcentajes: cierto porcentaje de la corriente de espín se transformó en corriente de carga.

Se emplearon los valores $h_{\text{rf}}(f)$ pensando que eran mejor aproximación del h_{rf} efectivo. Pero en las ecuaciones 3.3 y 3.4 hay otros términos que dependen de la frecuencia.

Identificamos que $\theta_{\text{SHE}}(f)$ no muestra una dependencia clara de la frecuencia. Y para CoFeB(5)/Pt(4), el promedio del ángulo Hall de espín se estima en $\theta_{\text{SHE}} \approx 3.6 \pm 2.9 \%$. La incertidumbre es grande pues incluye la desviación estándar estadística y el error propagado en el promedio por cada valor $\theta_{\text{SHE}}(f)$. Con una incertidumbre relativa porcentual del 80 % sólo se puede acotar el orden de magnitud de θ_{SHE} : con una cota inferior de 0.7 % y una cota superior de 6.5 %.

3.2.2. CoFeB/Pt(6nm)

En el dispositivo con 6 nm de Pt se generó la dinámica de SP-FMR. La bicapa mostró una resistencia de $R_{\text{N/F}} = 3180 \Omega$. Y el campo dinámico h_{rf} se suministró con una potencia de $P_{\text{rf}} = 12.0 \pm 0.1 \text{ dBm}$.

Para este dispositivo se pudieron realizar múltiples mediciones resonancia. Pero no se dispuso de suficiente tiempo para efectuar muchas mediciones de AMR-FMR.

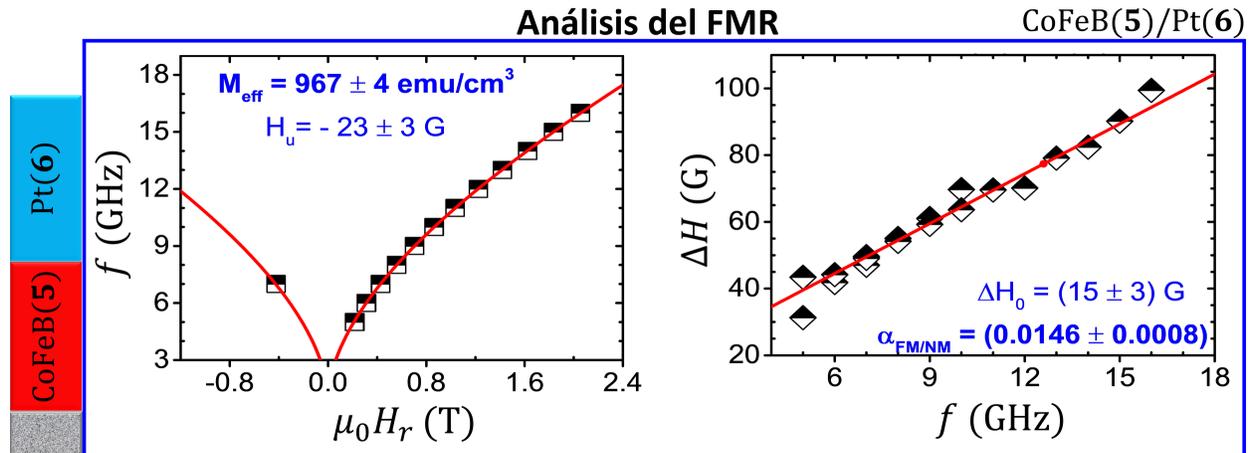


Figura 3.9: Gráficas del análisis FMR de la muestra con 6 nm de Pt.

En la figura 3.9 se expone el análisis de la resonancia ferromagnética. A la izquierda se identifica el ajuste de $f(H_r)$, de donde se estima la magnetización efectiva $M_{\text{eff}} = 967 \pm 4 \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$. A la derecha se presenta el ajuste de $\Delta H(f)$, de donde se estima el parámetro de amortiguamiento de la bicapa $\alpha_{\text{F/N}} = 0.0146 \pm 0.0008$.

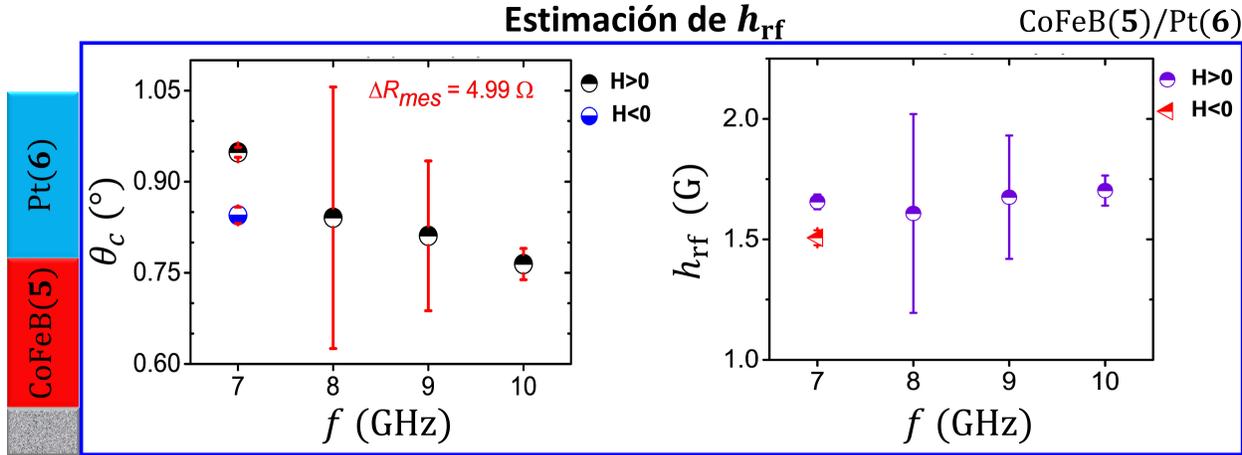


Figura 3.10: Gráficas de $\theta_c(f)$ y $h_{\text{rf}}(f)$ obtenidas mediante el análisis AMR-FMR.

Del análisis AMR-FMR realizado con la ecuación 3.1, se estiman valores del ángulo de precesión θ_c a diversas frecuencias. Esos resultados se presentan en la gráfica izquierda de la figura 3.10.

Calculando h_{rf} de $\theta_c(f)$ y $\Delta H(f)$ se obtienen los valores que se exhiben en la gráfica $h_{\text{rf}}(f)$ de la figura 3.10. Al promediar todos los valores de esa gráfica se tiene $\overline{h_{\text{rf}}} \approx 1.6 \pm 0.2$ G. Cantidad que es del mismo orden de magnitud que $\overline{h_{\text{rf-LA}}} \approx 3.4$ G.

Se finaliza con el análisis SP-FMR. Por $\alpha_{\text{F}} \approx 7.5 \times 10^{-3}$ [8, 83], se estima la conductancia $\mathfrak{K}(g^{\uparrow\downarrow}) \approx 22.2 \pm 3.7 \frac{1}{\text{nm}^2}$ de la corriente de espín que cruza la interfaz entre las capas.

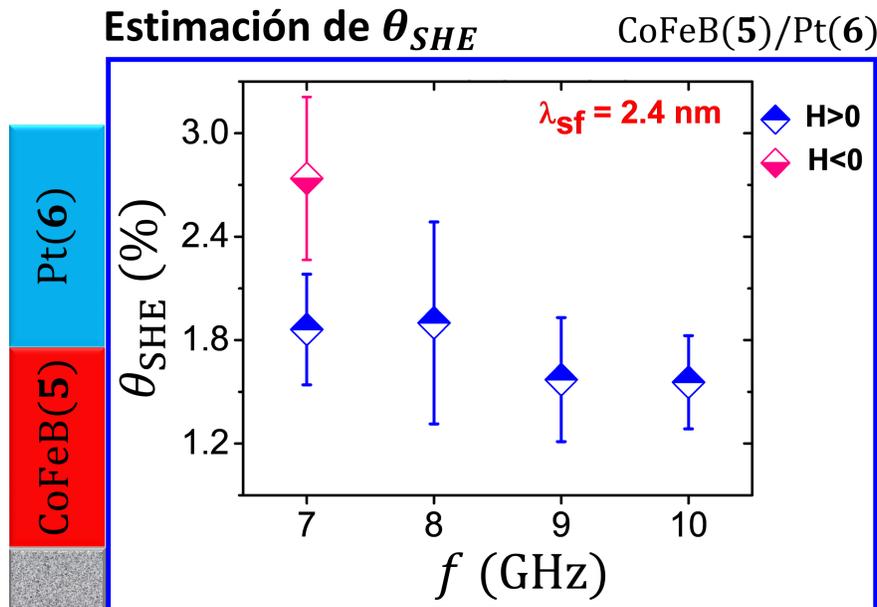


Figura 3.11: Gráfica de $\theta_{\text{SHE}}(f)$ de la muestra con 6 nm de Pt.

Se contempla la longitud de difusión de espín $\lambda_{sf} \approx 2.4$ nm para el Pt reportada por T. Fache *et al.* [8]. Finalmente, se conocen todos los términos necesarios para estimar el ángulo Hall de espín θ_{SHE} . Usando las ecuaciones 3.3 y 3.4, se obtienen los valores $\theta_{SHE}(f)$ que se visualizan en la figura 3.11.

Para CoFeB(5)/Pt(6), el promedio del ángulo Hall de espín es $\overline{\theta_{SHE}} \approx 2.1 \pm 0.5$ %. La incertidumbre incluye la desviación estándar estadística y la propagación del error de cada valor. Se tiene una incertidumbre relativa porcentual del 24 % que acota el orden de magnitud de θ_{SHE} : con una cota inferior de 1.6 % y una cota superior de 2.6 %.

3.2.3. CoFeB/Pt(15nm)

En el dispositivo con 15 nm de Pt se generó la dinámica de SP-FMR. La bicapa mostró una resistencia de $R_{N/F} = 816 \Omega$. Y el campo dinámico \mathbf{h}_{rf} se suministró con una potencia de $P_{rf} = 15.0 \pm 0.1$ dBm.

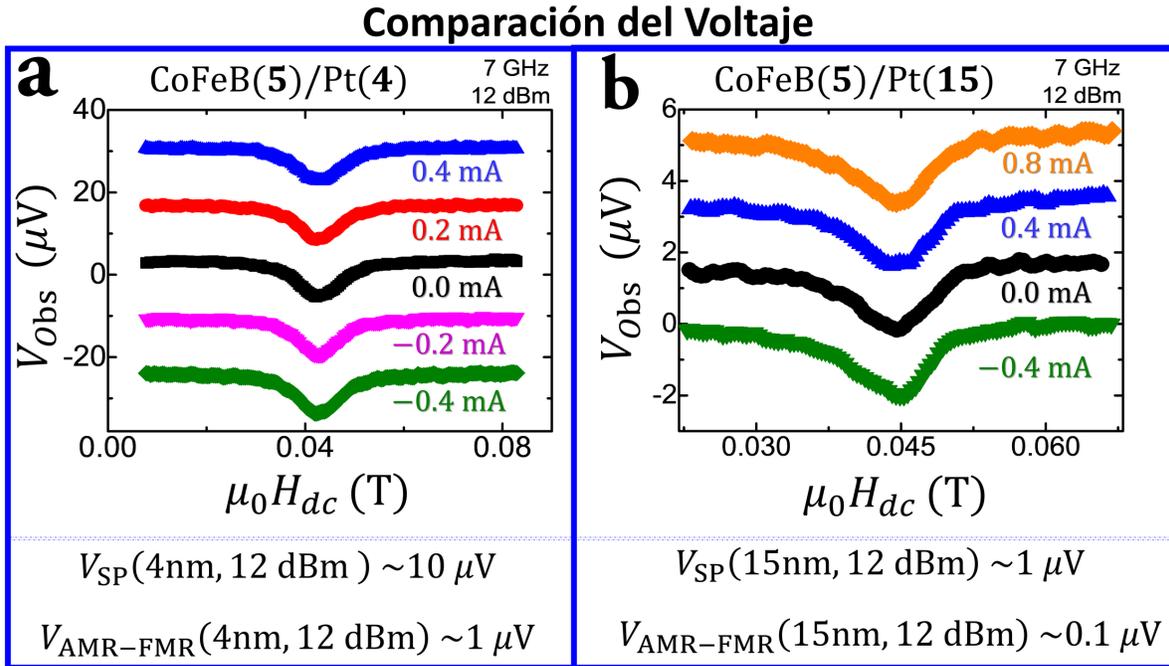


Figura 3.12: Variación del voltaje entre CoFeB(5)/Pt(4) y CoFeB(5)/Pt(15).

Se identifica que la resistencia fue inversamente proporcional al espesor de la capa Pt: $R_{N/F}(t_{Pt} = 4 nm) > R_{N/F}(6 nm) > R_{N/F}(15 nm)$. Entonces, las señales del voltaje se reducían al aumentar el espesor de la capa Pt.

En la figura 3.12 se exhiben picos de resonancia de mediciones de SP-FMR con AMR-FMR. Se aprecia que el voltaje del SP-FMR es de un orden de magnitud mayor que el voltaje del AMR-FMR. Así mismo, el voltaje de $t_{Pt} = 4$ nm es de un orden de magnitud mayor que el voltaje de $t_{Pt} = 15$ nm. Por eso, en este dispositivo se usó una potencia mayor (15 dBm) para mejorar la señal.

Pero como se observa en la figura 3.12b, utilizar la potencia a 15 dBm no es suficiente para tener valores grandes de $V_{AMR-FMR}$. No se incrementó más la potencia porque habría pérdidas en la electrónica del sistema. Esas pérdidas no permitirían tener bien caracterizada la potencia.

En la figura 3.13 se expone el análisis de la resonancia ferromagnética. A la izquierda se identifica el ajuste de $f(H_r)$, de donde se estima la magnetización efectiva $M_{eff} = 979 \pm 8 \frac{emu}{cm^3}$. A la derecha se presenta el ajuste de $\Delta H(f)$, de donde se estima el parámetro de amortiguamiento de la bicapa $\alpha_{F/N} = 0.0138 \pm 0.0017$.

La magnetización efectiva $M_{eff}(t_{Pt} = 15 nm) = 979 \pm 8 \frac{emu}{cm^3}$ es equivalente a la calculada para los otros 2 dispositivos con Pt. Se dice esto porque el rango de valores (de cada magnitud con su incertidumbre) se interceptan. La precisión del valor se puede intuir de la incertidumbre relativa porcentual de $M_{eff}(t_{Pt} = 15 nm)$, que es del 0.8 %.

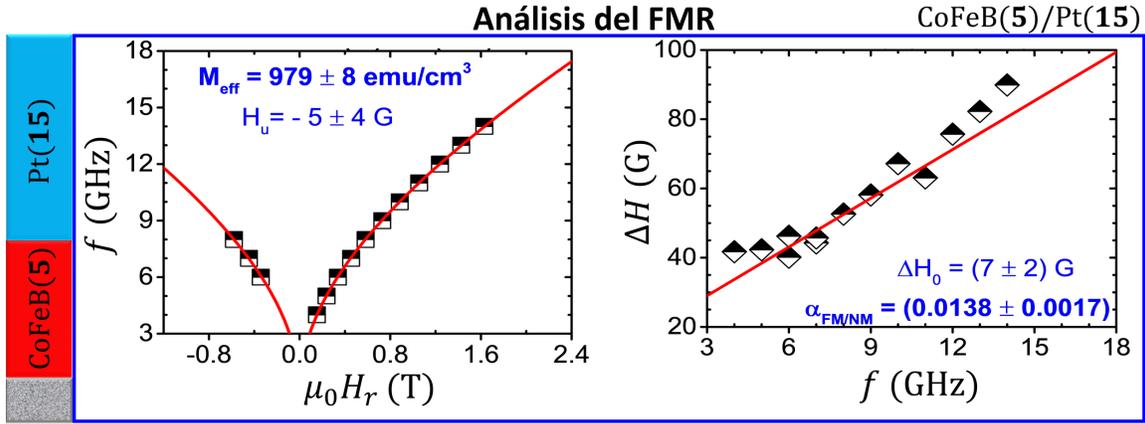
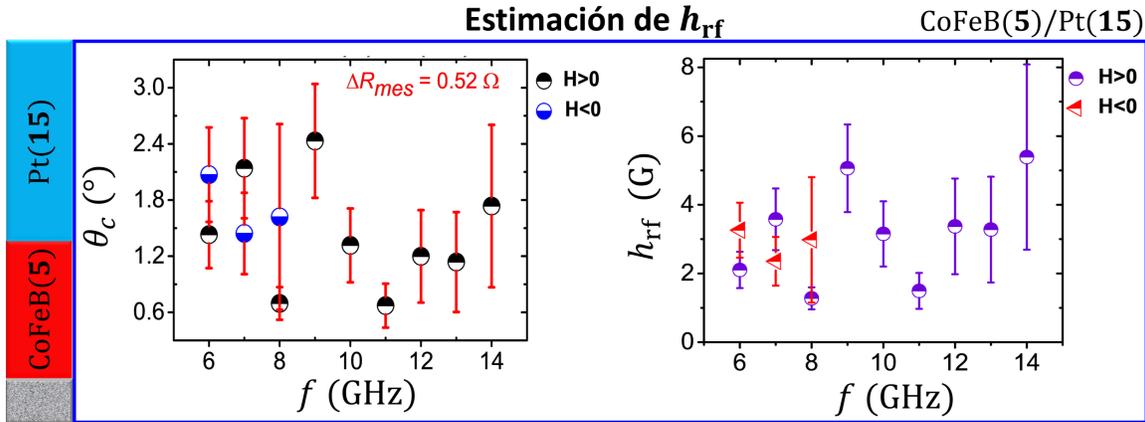


Figura 3.13: Gráficas del análisis FMR de la muestra con 15 nm de Pt.

Los 3 parámetros de amortiguamiento calculados son equivalentes. El valor más preciso es el de $\alpha_{\text{F/N}}(t_{\text{Pt}} = 4 \text{ nm}) = 0.0136 \pm 0.0006$. Cuya incertidumbre relativa porcentual es de 4 %.

Figura 3.14: Gráficas de $\theta_c(f)$ y $h_{\text{rf}}(f)$ obtenidas mediante el análisis AMR-FMR.

Del análisis AMR-FMR realizado con la ecuación 3.1, se estiman valores del ángulo de precesión θ_c a diversas frecuencias. Esos resultados se presentan en la gráfica izquierda de la figura 3.14.

Los valores calculados de h_{rf} a partir de $\theta_c(f)$ y $\Delta H(f)$ se exhiben en la gráfica $h_{\text{rf}}(f)$ de la figura 3.14. Al promediar todos los valores de esa gráfica se tiene $\overline{h_{\text{rf}}} \approx 3.1 \pm 2.4$. Cantidad que está en el mismo orden de magnitud que $\overline{h_{\text{rf-LA}}} \approx 3.3 \text{ G}$.

En CoFeB(5)/Pt(15), los voltajes observables son de menor magnitud respecto a CoFeB(5)/Pt(4) y CoFeB(5)/Pt(6). Por ello los cambios del V_{Obs} debidos a $V_{\text{AMR-FMR}}$ son más imprecisos. Esa incertidumbre se propaga a las estimaciones de θ_c y de h_{rf} .

Por la diferencia de potencia, el valor de h_{rf} a 15 nm no es comparable. Con la potencia de 12 dBm, las 2 amplitudes h_{rf} son equivalentes. El valor con un mayor muestreo es $\overline{h_{\text{rf}}}(t_{\text{Pt}} = 4 \text{ nm}) \approx 1.5 \pm 0.5$. Cuya incertidumbre relativa porcentual es de 33 %.

Se finaliza con el análisis SP-FMR. Por $\alpha_{\text{F}} \approx 7.5 \times 10^{-3}$ [8, 83], se estima la conductancia $\mathfrak{K}(g^{\uparrow\downarrow}) \approx 19.9 \pm 6.3 \frac{1}{\text{nm}^2}$ de la corriente de espín que cruza la interfaz entre las capas.

Se contempla la longitud de difusión de espín $\lambda_{\text{sf}} \approx 2.4 \text{ nm}$ para el Pt reportada por T. Fache *et al.* [8]. Finalmente, se conocen todos los términos necesarios para estimar el ángulo Hall de espín θ_{SHE} . Usando las ecuaciones 3.3 y 3.4, se obtienen los valores $\theta_{\text{SHE}}(f)$ que se visualizan en la figura 3.15.

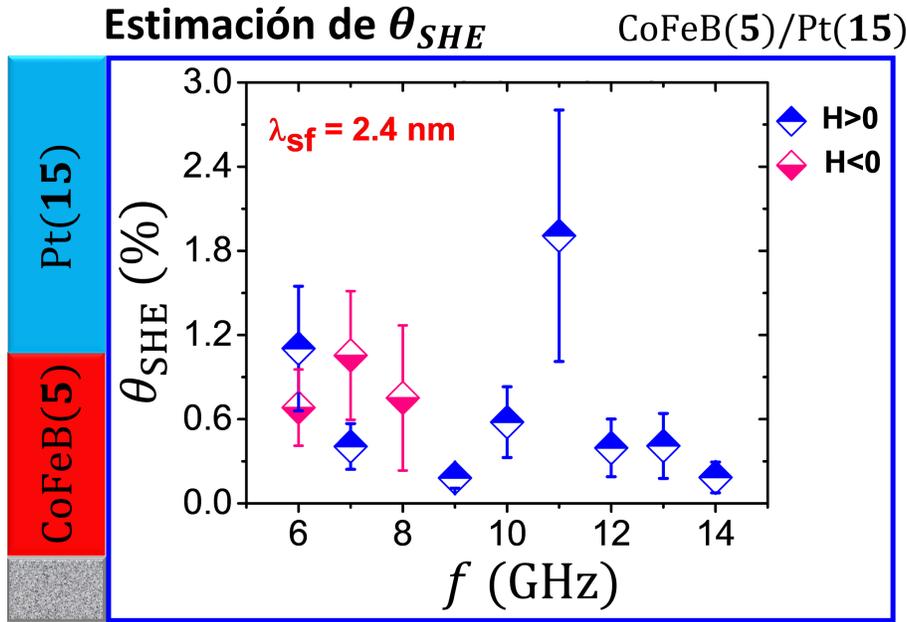


Figura 3.15: Gráfica de $\theta_{SHE}(f)$ de la muestra con 15 nm de Pt.

Para CoFeB(5)/Pt(15), el promedio del ángulo Hall de espín es $\overline{\theta_{SHE}} \approx 0.89 \pm 0.70$ %. La incertidumbre incluye la desviación estándar estadística y la propagación del error de cada valor. Se tiene una incertidumbre relativa porcentual del 79 % que acota el orden de magnitud de θ_{SHE} : con una cota inferior de 0.19 % y una cota superior de 1.6 %.

Aunque se obtuvo ángulos Hall de espín decrecientes respecto al espesor $\theta_{SHE}(t_{Pt} = 4 \text{ nm}) > \theta_{SHE}(6 \text{ nm}) > \theta_{SHE}(15 \text{ nm})$, estas cantidades son equivalentes debido a su gran incertidumbre. El modelo teórico expuesto en la sección 1.2.3 no considera que θ_{SHE} dependa del espesor de la capa NM, o tampoco que dependa de la potencia de h_{rf} . La diferencia de los valores se adjudica a la propagación de errores, que viene principalmente de mediciones AMR-FMR que falto por refinar para que dieran mejores resultados.

De los θ_{SHE} estimados para Pt, el de menor incertidumbre es $\overline{\theta_{SHE}}(t_{Pt} = 6 \text{ nm}) \approx 2.1 \pm 0.5$ %. Cuya incertidumbre relativa porcentual es del 24 %. Sin embargo, estadísticamente es el valor menos significativo.

3.3. Muestras de CoFeB/Ir

En esta sección se exponen los resultados de las muestras CoFeB/Ir. En estas muestras, la primera capa sobre el sustrato es ferromagnética y compuesta por 5 nm de la aleación cobalto, hierro y boro ($\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$). La segunda capa es la no-magnética y compuesta por iridio (Ir).

No se disponía de dispositivos con monocapa de CoFeB. Para el análisis SP-FMR se necesita conocer el parámetro de amortiguamiento para una monocapa CoFeB. Así que se usó el valor de $\alpha_F \approx 7.5 \times 10^{-3}$ reportado en la literatura [8, 83].

Se analizaron 4 dispositivos identificados por los espesores de la capa Ir: 2 nm, 4 nm, 6 nm y 15 nm. Sus resultados se exponen en las siguientes subsecciones. En la subsección 3.3.4, además de exponer los resultados de la muestra con 15 nm, también se condensa la discusión de resultados asociados a las muestras CoFeB/Ir y se compara con CoFeB/Pt.

3.3.1. CoFeB/Ir(2nm)

En el dispositivo con 2 nm de Ir se generó la dinámica de SP-FMR. La bicapa mostró una resistencia de $R_{N/F} = 9682 \Omega$. Y el campo dinámico h_{rf} se suministró con una potencia de $P_{rf} = 15.0 \pm 0.1$ dBm.

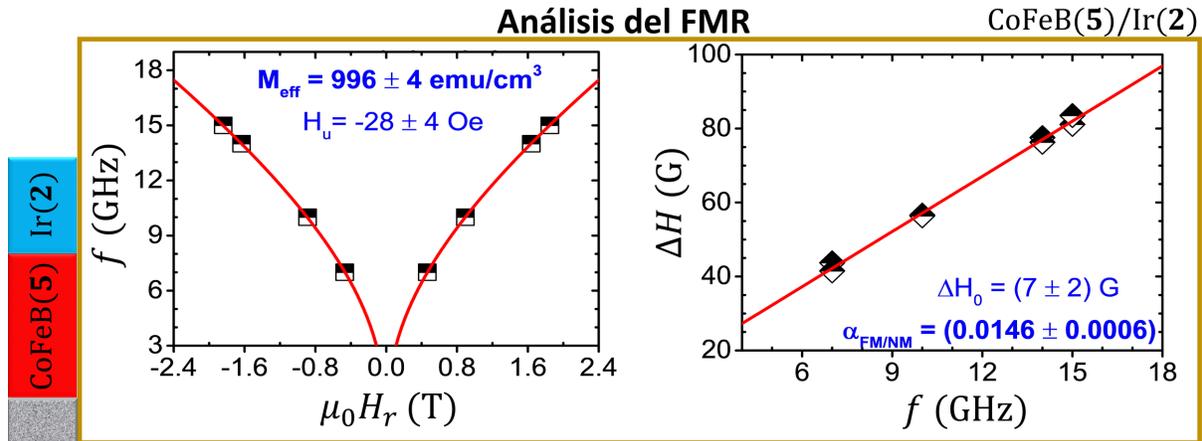


Figura 3.16: Gráficas del análisis FMR de la muestra con 2 nm de Ir.

En la figura 3.16 se expone el análisis de la resonancia ferromagnética. A la izquierda se identifica el ajuste de $f(H_r)$, de donde se estima la magnetización efectiva $M_{\text{eff}} = 996 \pm 4 \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$. A la derecha se presenta el ajuste de $\Delta H(f)$, de donde se estima el parámetro de amortiguamiento de la bicapa $\alpha_{\text{F/N}} = 0.0146 \pm 0.0006$.

Del análisis AMR-FMR realizado con la ecuación 3.1, se estiman valores del ángulo de precesión θ_c a diversas frecuencias. Esos resultados se presentan en la gráfica izquierda de la figura 3.17. Se recuerda que θ_c y ΔH pueden variar respecto a la frecuencia. Pero, la amplitud h_{rf} sólo se suele modificar por la potencia.

Los valores calculados de h_{rf} a partir de $\theta_c(f)$ y $\Delta H(f)$ se exhiben en la gráfica $h_{\text{rf}}(f)$ de la figura 3.17. Al promediar todos los valores de esa gráfica se tiene $\bar{h}_{\text{rf}} \approx 1.9 \pm 0.5 \text{ G}$.

La ecuación 3.5 expresa la magnitud del campo usando ley de Ampère. Se usa la potencia de 15 dBm y una impedancia de 50Ω . Promediando la ecuación 3.5 en el espesor de 5 nm de la capa FM se obtiene $\bar{h}_{\text{rf-LA}} \approx 3.4 \text{ G}$, cuyo orden de magnitud debe ser comparable al de $\bar{h}_{\text{rf}} \approx 1.9 \pm 0.5 \text{ G}$.

Hay que recordar como h_{rf} es constante en las mediciones a potencia constante, entonces la variación de los valores $h_{\text{rf}}(f)$ calculados proviene de la imprecisión de las mediciones del voltaje $V_{\text{AMR-FMR}}$.

Una vez completados los análisis FMR y AMR-FMR, se continúa con el análisis SP-FMR. Por $\alpha_{\text{F}} \approx 7.5 \times 10^{-3}$ [8, 83], se estima la conductancia $\Re(g^{\uparrow\downarrow}) \approx 22.8 \pm 3.8 \frac{1}{\text{nm}^2}$ con la ecuación 1.22. Recordando que esta cantidad es la conductancia de la corriente de espín que cruza la interfaz entre las capas.

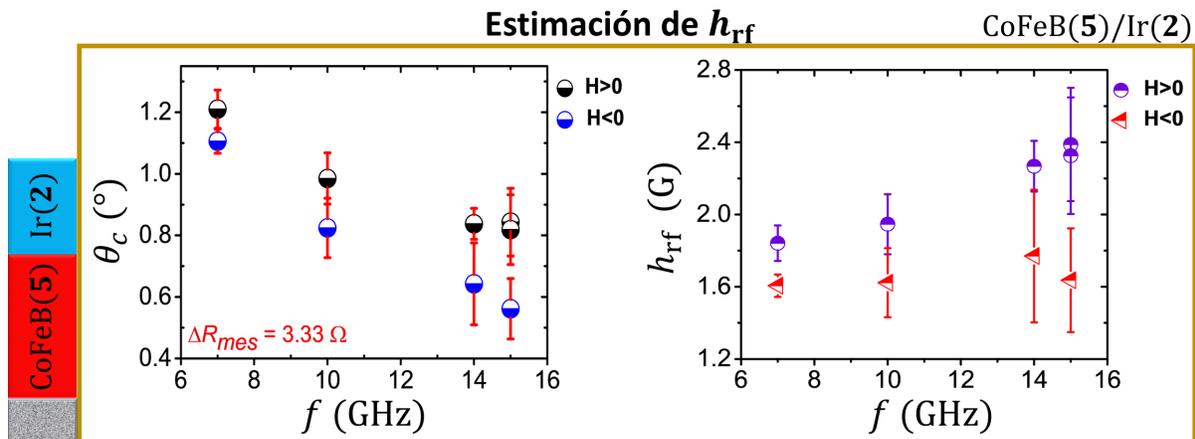


Figura 3.17: Gráficas de $\theta_c(f)$ y $h_{\text{rf}}(f)$ obtenidas mediante el análisis AMR-FMR.

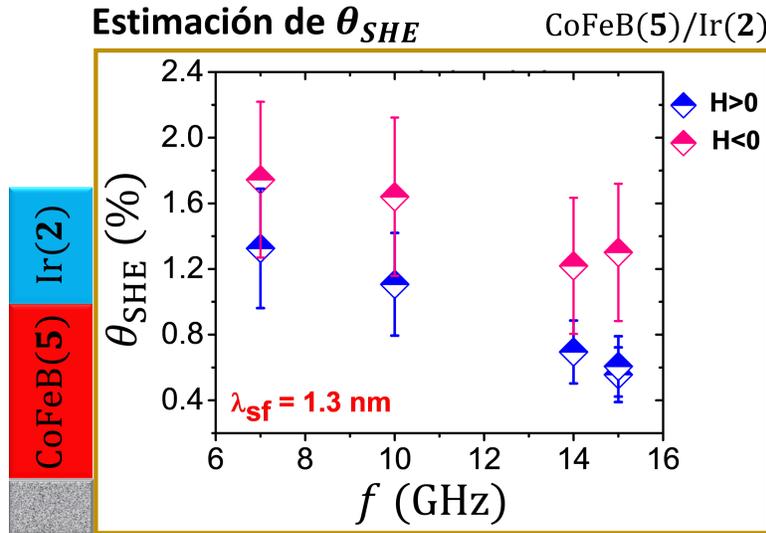


Figura 3.18: Gráfica de $\theta_{SHE}(f)$ de la muestra con 2 nm de Ir.

Se contempla la longitud de difusión de espín $\lambda_{sf} \approx 1.3$ nm para el Ir reportada por T. Fache *et al.* [8]. Finalmente, se conocen todos los términos necesarios para estimar el ángulo Hall de espín θ_{SHE} . Usando las ecuaciones 3.3 y 3.4, se obtienen los valores $\theta_{SHE}(f)$ que se visualizan en la figura 3.18. Se utilizaron los valores $h_{rf}(f)$ (que depende de la frecuencia) pensando que eran mejor aproximación del h_{rf} efectivo.

Se recuerda que θ_{SHE} expresa un porcentaje de la corriente de espín que se transforma en corriente de carga. Para CoFeB(5)/Ir(2), el promedio del ángulo Hall de espín es $\theta_{SHE} \approx 1.2 \pm 0.6$ %. La incertidumbre incluye la desviación estándar estadística y la propagación del error de cada valor. Con la incertidumbre relativa porcentual (del 50 % en este caso) se puede tener idea de la precisión del valor estimado: el valor de θ_{SHE} tiene una cota inferior de 0.6 % y una cota superior de 1.8 %.

3.3.2. CoFeB/Ir(4nm)

En el dispositivo con 4 nm de Ir se generó la dinámica de SP-FMR. La bicapa mostró una resistencia de $R_{N/F} = 5093$ Ω . Y el campo dinámico h_{rf} se suministró con una potencia de $P_{rf} = 15.0 \pm 0.1$ dBm.

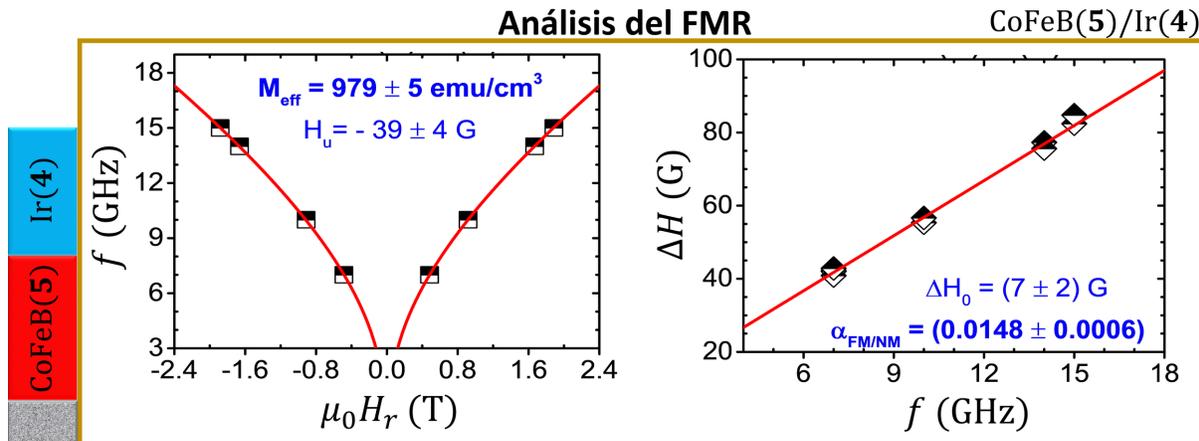


Figura 3.19: Gráficas del análisis FMR de la muestra con 4 nm de Ir.

En la figura 3.19 se expone el análisis de la resonancia ferromagnética. A la izquierda se identifica el ajuste de $f(H_r)$, de donde se estima la magnetización efectiva $M_{\text{eff}} = 979 \pm 5 \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$. A la derecha se presenta el ajuste de $\Delta H(f)$, de donde se estima el parámetro de amortiguamiento de la bicapa $\alpha_{F/N} = 0.0148 \pm 0.0006$.

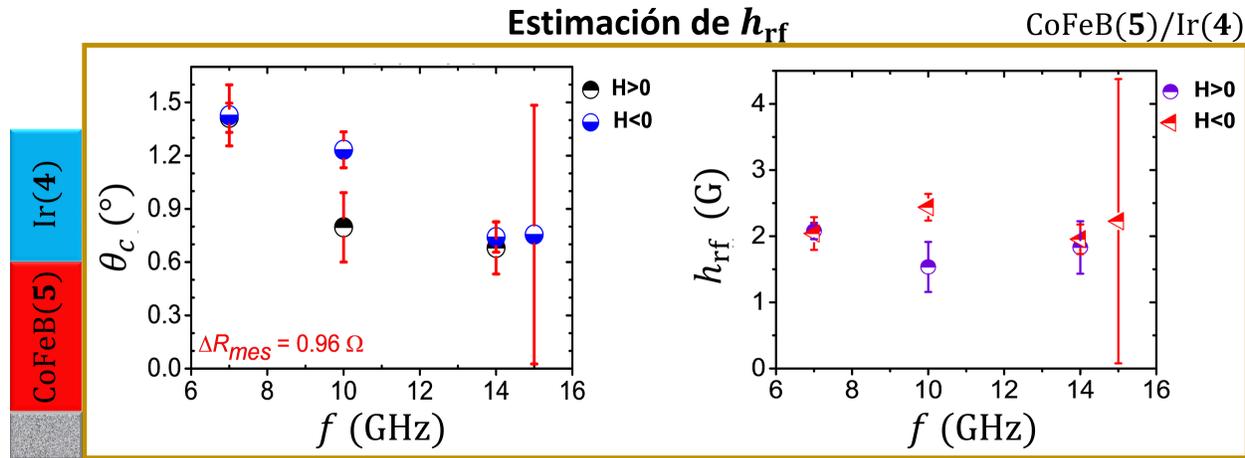


Figura 3.20: Gráficas de $\theta_c(f)$ y $h_{\text{rf}}(f)$ obtenidas mediante el análisis AMR-FMR.

Del análisis AMR-FMR realizado con la ecuación 3.1, se estiman valores del ángulo de precesión θ_c a diversas frecuencias. Esos resultados se presentan en la gráfica izquierda de la figura 3.20.

Los valores $h_{\text{rf}}(f)$ calculados a partir de $\theta_c(f)$ y $\Delta H(f)$ se exhiben en la gráfica derecha de la figura 3.17. Al promediar los valores de esa gráfica se tiene $\overline{h_{\text{rf}}} \approx 2.0 \pm 0.8$ G. Cantidad que tiene el mismo orden de magnitud que $\overline{h_{\text{rf-LA}}} \approx 3.4$ G.

Sigue el análisis SP-FMR. Por $\alpha_F \approx 7.5 \times 10^{-3}$ [8, 83], se estima la conductancia $\Re(g^{\uparrow\downarrow}) \approx 23.1 \pm 3.7 \frac{1}{\text{nm}^2}$ de la corriente de espín que cruza la interfaz entre las capas.

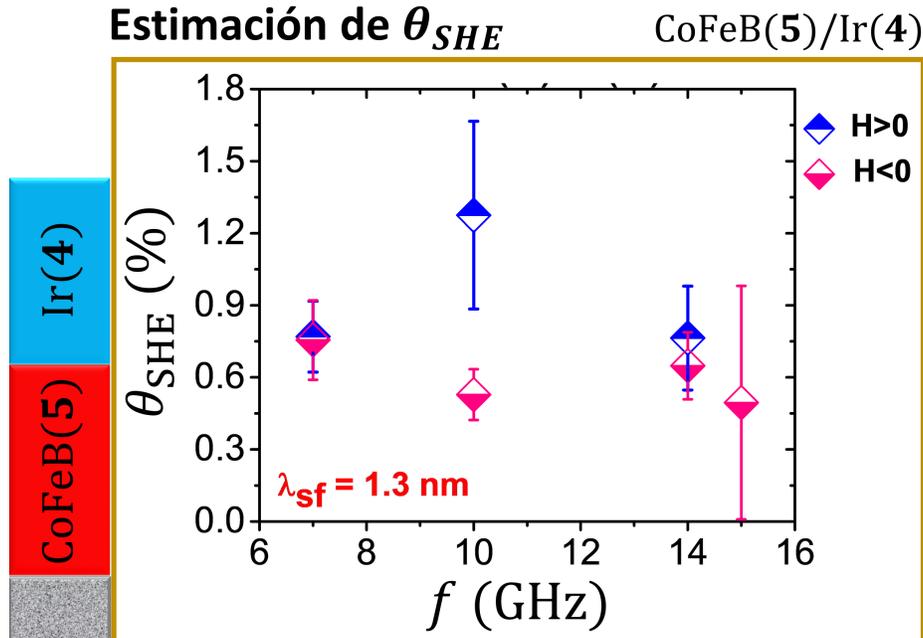


Figura 3.21: Gráfica de $\theta_{\text{SHE}}(f)$ de la muestra con 4 nm de Ir.

Sea la longitud de difusión de espín $\lambda_{sf} \approx 1.3$ nm reportada por T. Fache *et al.* [8] para el Ir. Ya se conocen todos los términos necesarios para estimar el ángulo Hall de espín θ_{SHE} . De las ecuaciones 3.3 y 3.4 se obtienen los valores $\theta_{SHE}(f)$ que se visualizan en la figura 3.21.

Para CoFeB(5)/Ir(4), el promedio del ángulo Hall de espín es $\overline{\theta_{SHE}} \approx 0.77 \pm 0.44$ %. La precisión del valor se infiere de su incertidumbre relativa porcentual: 57 %. Por lo que, θ_{SHE} tiene una cota inferior de 0.33 % y tiene una cota superior de 1.21 %.

3.3.3. CoFeB/Ir(6nm)

En el dispositivo con 6 nm de Ir se generó la dinámica de SP-FMR. La bicapa mostró una resistencia de $R_{N/F} = 3243$ Ω . Y el campo dinámico h_{rf} se suministró con una potencia de $P_{rf} = 12.0 \pm 0.1$ dBm.

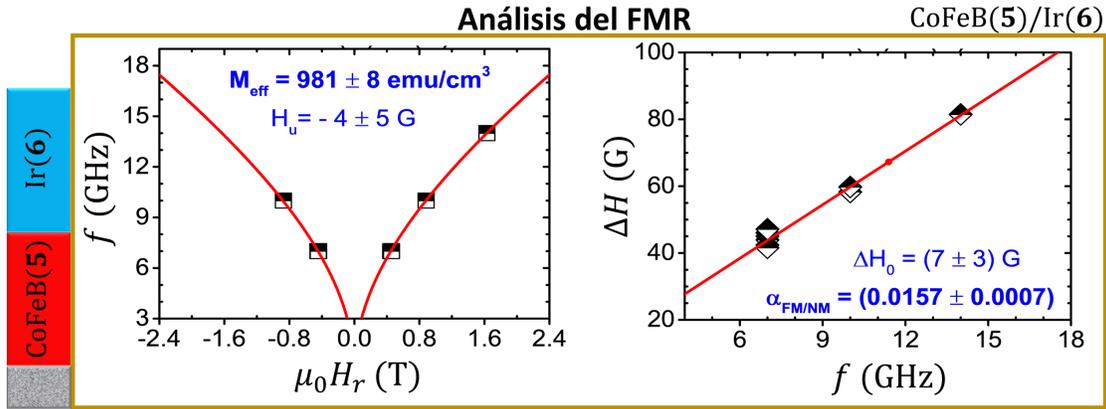


Figura 3.22: Gráficas del análisis FMR de la muestra con 6 nm de Ir.

En la figura 3.22 se expone el análisis de la resonancia ferromagnética. A la izquierda se identifica el ajuste de $f(H_r)$, de donde se estima la magnetización efectiva $M_{eff} = 981 \pm 8$ $\frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$. A la derecha se presenta el ajuste de $\Delta H(f)$, de donde se estima el parámetro de amortiguamiento de la bicapa $\alpha_{F/N} = 0.0157 \pm 0.0007$.

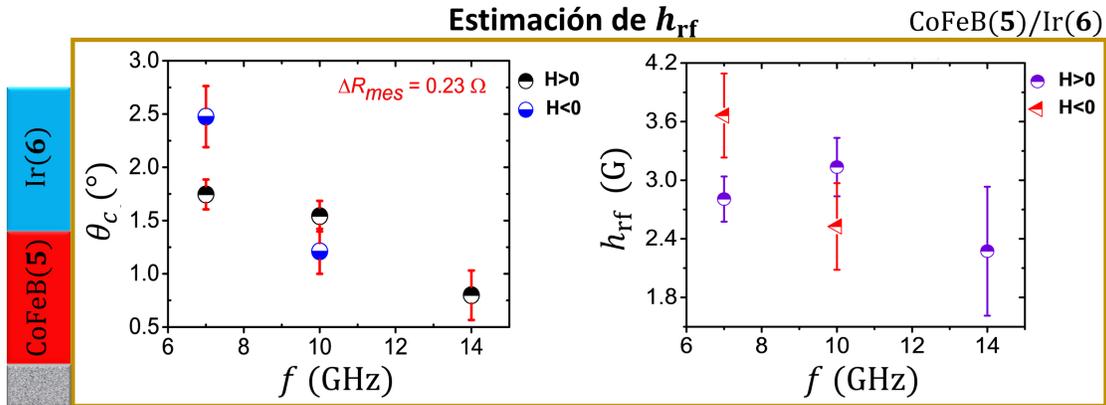


Figura 3.23: Gráficas de $\theta_c(f)$ y $h_{rf}(f)$ obtenidas mediante el análisis AMR-FMR.

Del análisis AMR-FMR realizado con la ecuación 3.1, se estiman valores del ángulo de precesión θ_c a diversas frecuencias. Esos resultados se presentan en la gráfica izquierda de la figura 3.23.

Los valores $h_{rf}(f)$ calculados a partir de $\theta_c(f)$ y $\Delta H(f)$ se exhiben en la gráfica derecha de la figura 3.23. Al promediar los valores de esa gráfica se tiene $\overline{h_{rf}} \approx 2.9 \pm 1.0$ G. Cantidad que está en el mismo orden de magnitud que $\overline{h_{rf-LA}} \approx 2.4$ G.

Sigue el análisis SP-FMR. Por $\alpha_F \approx 7.5 \times 10^{-3}$ [8, 83], se estima la conductancia $\Re(g^{\uparrow\downarrow}) \approx 26.0 \pm 3.9 \frac{1}{\text{nm}^2}$ de la corriente de espín que cruza la interfaz entre las capas.

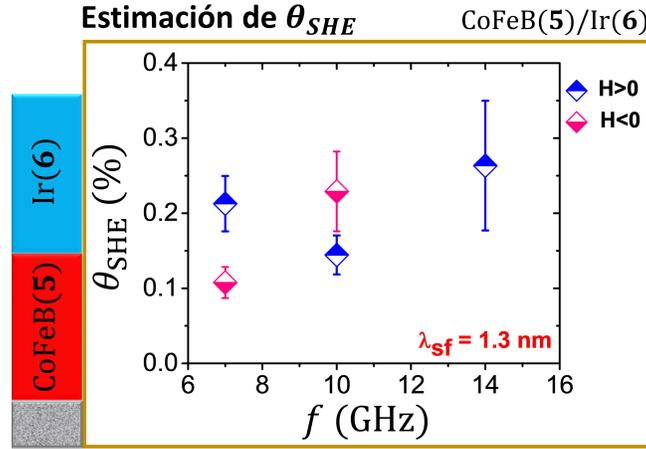


Figura 3.24: Gráfica de $\theta_{SHE}(f)$ de la muestra con 6 nm de Ir.

Sea la longitud de difusión de espín $\lambda_{sf} \approx 1.3$ nm reportada por T. Fache *et al.* [8] para el Ir. De las ecuaciones 3.3 y 3.4 se obtienen los valores $\theta_{SHE}(f)$ que se visualizan en la figura 3.24.

Para CoFeB(5)/Ir(6), el promedio del ángulo Hall de espín es $\overline{\theta_{SHE}} \approx 0.19 \pm 0.12$ %. La precisión del valor se infiere de su incertidumbre relativa porcentual: 63 %. Por lo que, θ_{SHE} tiene una cota inferior de 0.07 % y tiene una cota superior de 0.31 %.

3.3.4. CoFeB/Ir(15nm)

En el dispositivo con 15 nm de Ir se generó la dinámica de SP-FMR. La bicapa mostró una resistencia de $R_{N/F} = 1099 \Omega$. Y el campo dinámico \mathbf{h}_f se suministró con una potencia de $P_f = 12.0 \pm 0.1$ dBm para las frecuencias de 7

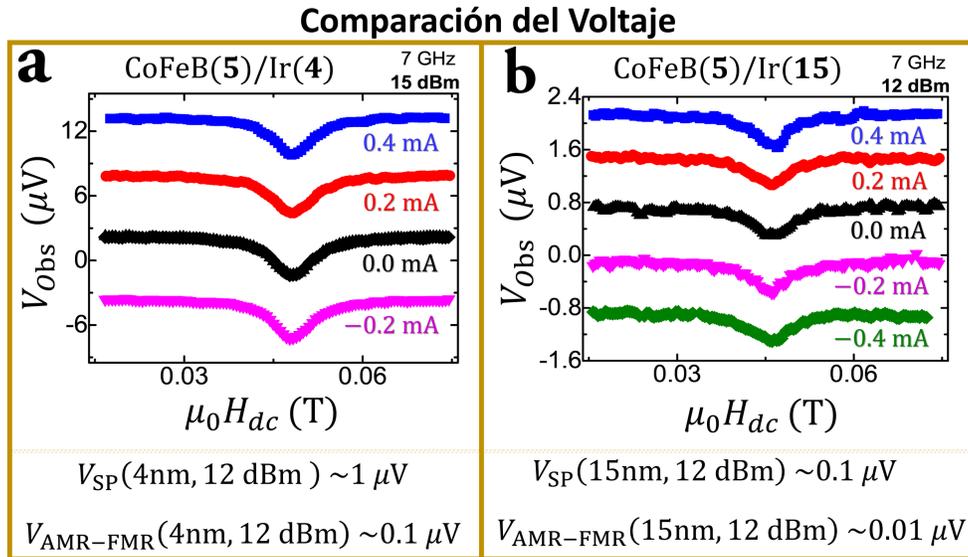


Figura 3.25: Variación del voltaje entre CoFeB(5)/Ir(4) y CoFeB(5)/Ir(15).

y 10 GHz, mientras la potencia era de $P_{rf} = 15.0 \pm 0.1$ dBm para las frecuencias 13, 14 y 15 GHz. Esta diferencia de potencias se dio por realizar pruebas para incrementar la magnitud del voltaje observable.

Se identifica que la resistencia fue decreciendo conforme aumentaba el espesor de la capa Ir: $R_{N/F}(t_{Ir} = 2 \text{ nm}) > R_{N/F}(4 \text{ nm}) > R_{N/F}(6 \text{ nm}) > R_{N/F}(15 \text{ nm})$. Por lo que se obtuvo el mismo comportamiento con la señal de voltaje: $V_{obs}(t_{Ir} = 2 \text{ nm}) > V_{obs}(4 \text{ nm}) > V_{obs}(6 \text{ nm}) > V_{obs}(15 \text{ nm})$.

En la figura 3.25 se exhiben picos de resonancia de la SP-FMR más la AMR-FMR. Se aprecia que V_{SP} es de un orden de magnitud mayor que $V_{AMR-FMR}$. Así mismo, el voltaje de la capa con $t_{Ir} = 4 \text{ nm}$ de espesor es de un orden de magnitud mayor que el voltaje de $t_{Ir} = 15 \text{ nm}$. Tal que $V_{AMR-FMR}(15 \text{ nm}, 12 \text{ dBm}) \sim 0,01 \mu\text{V}$ ya está en el orden del ruido de la señal.

Además, con las figuras 3.12a y 3.25a se pueden comparar los voltajes de los dispositivos CoFeB/Pt y CoFeB/Ir a un mismo espesor. Se obtiene $V_{obs-Ir}(t_{Ir} = 4 \text{ nm}) < V_{obs-Pt}(t_{Pt} = 4 \text{ nm})$, siendo una desigualdad por un orden de magnitud. Por lo anterior, los análisis AMR-FMR para CoFeB/Ir son más imprecisos.

El pasar de una potencia de 12 dBm a 15 dBm puede duplicar la señal del voltaje. Pero eso no es suficiente para mejorar la señal $V_{AMR-FMR}$ de la figura 3.25b fuera del rango de magnitud del ruido.

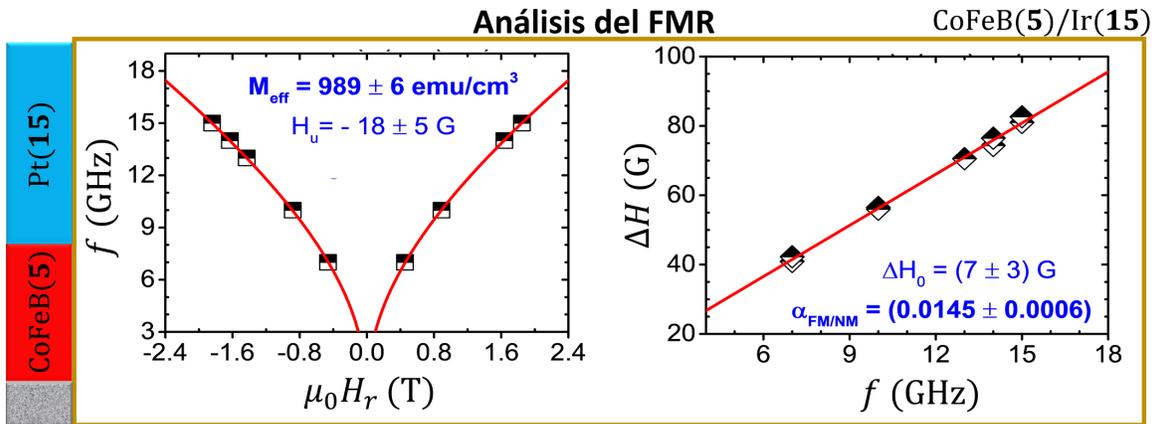


Figura 3.26: Gráficas del análisis FMR de la muestra con 15 nm de Ir.

En la figura 3.26 se expone el análisis de la resonancia ferromagnética. A la izquierda se identifica el ajuste de $f(H_r)$, de donde se estima la magnetización efectiva $M_{\text{eff}} = 989 \pm 6 \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$. A la derecha se presenta el ajuste de $\Delta H(f)$, de donde se estima el parámetro de amortiguamiento de la bicapa $\alpha_{F/N} = 0.0145 \pm 0.0006$.

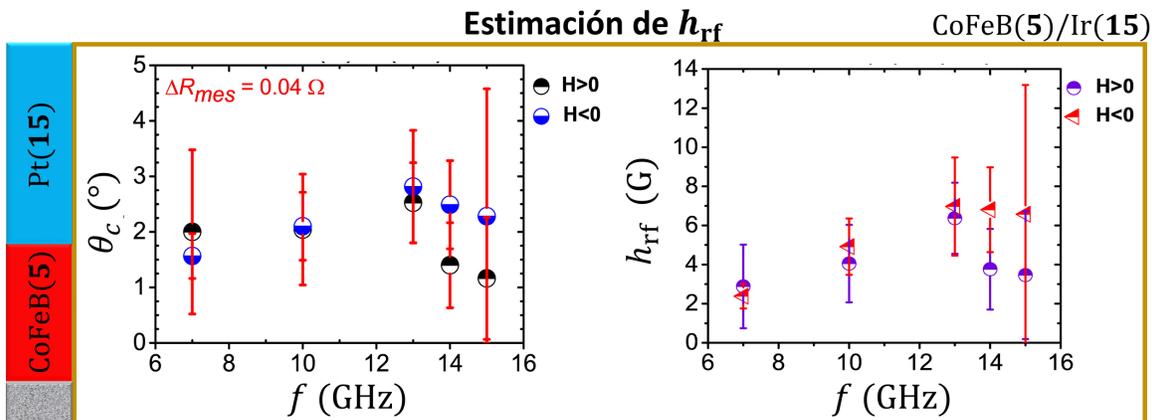


Figura 3.27: Gráficas de $\theta_c(f)$ y $h_{rf}(f)$ obtenidas mediante el análisis AMR-FMR.

La magnetización efectiva $M_{\text{eff}}(t_{\text{Ir}} = 15 \text{ nm}) = 989 \pm 6 \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$ es equivalente a la calculada para los otros 3 dispositivos con Ir. Se dice esto porque el rango de valores (de cada magnitud con su incertidumbre) se interceptan. La precisión del valor se puede intuir de la incertidumbre relativa porcentual de $M_{\text{eff}}(t_{\text{Ir}} = 15 \text{ nm})$, que es del 0.6 %.

Los 4 parámetros de amortiguamiento calculados son equivalentes. Promediándolos se tiene $\overline{\alpha_{\text{F/N}}}(t_{\text{Ir}} = 4 \text{ nm}) = 0.0149 \pm 0.0012$. Cuya incertidumbre relativa porcentual es del 8 %.

Del análisis AMR-FMR realizado con la ecuación 3.1, se estiman valores del ángulo de precesión θ_c a diversas frecuencias. Esos resultados se presentan en la gráfica izquierda de la figura 3.27.

Los valores calculados de h_{rf} a partir de $\theta_c(f)$ y $\Delta H(f)$ se exhiben en la gráfica $h_{\text{rf}}(f)$ de la figura 3.27. Al promediar todos los valores de esa gráfica se tiene $\overline{h_{\text{rf}}} \approx 3.6 \pm 2.6 \text{ G}$ a 12 dBm y $\overline{h_{\text{rf}}} \approx 6.0 \pm 4.7 \text{ G}$ a 15 dBm.

Promediando la ecuación 3.5 en el espesor de 5 nm de la capa FM, se obtiene $\overline{h_{\text{rf-LA}}} \approx 2.4 \text{ G}$ a 12 dBm y $\overline{h_{\text{rf-LA}}} \approx 3.3 \text{ G}$ a 15 dBm. Todos los valores se encuentran en el orden de magnitud de $\sim 1 \text{ G}$. Hay que recordar que la amplitud h_{rf} es constante durante la medición a una potencia fija.

Los resultados de CoFeB(5)/Ir(6) y CoFeB(5)/Ir(15) mostraron más discrepancia de los valores de $\overline{h_{\text{rf-LA}}}$. También se debe considerar que se implementó mediciones de AMR-FMR no refinadas. Hay que tomar en cuenta que el voltaje de la AMR-FMR es de un orden de magnitud inferior al de la SP-FMR. Entonces, con voltajes cada vez más pequeños, el $V_{\text{AMR-FMR}}$ se acerca al orden de magnitud del ruido. Por eso se pierde precisión en los resultados del AMR-FMR de CoFeB(5)/Ir(6) y CoFeB(5)/Ir(15). La forma de solucionar esto sería realizar un estudio aparte para revisar la viabilidad de amplificar $V_{\text{AMR-FMR}}$. La idea sería verificar que la bicapa no se queme al inyectarle una corriente I_{dc} mayor a los 0.4 mA usados en este trabajo.

Sigue el análisis SP-FMR. Por $\alpha_{\text{F}} \approx 7.5 \times 10^{-3}$ [8, 83], se estima la conductancia $\Re(g^{\uparrow\downarrow}) \approx 22.3 \pm 3.9 \frac{1}{\text{nm}^2}$ de la corriente de espín que cruza la interfaz entre las capas.

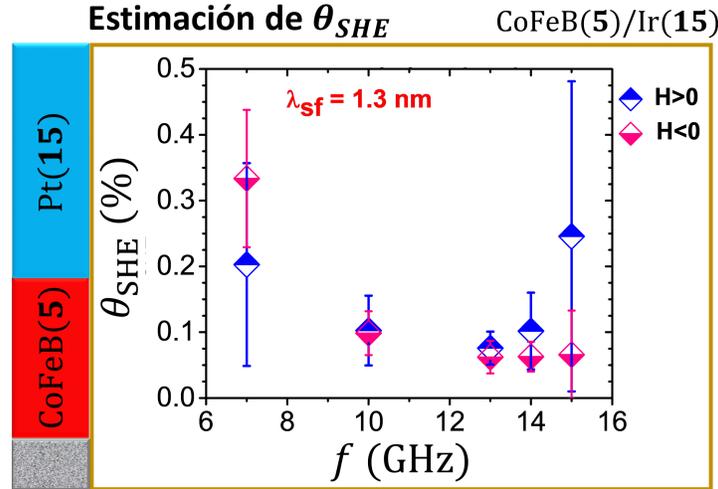


Figura 3.28: Gráfica de $\theta_{\text{SHE}}(f)$ de la muestra con 15 nm de Ir.

Sea la longitud de difusión de espín $\lambda_{\text{sf}} \approx 1.3 \text{ nm}$ para el Ir reportada por T. Fache *et al.* [8]. Finalmente, se conocen los términos necesarios para estimar el ángulo Hall de espín θ_{SHE} . Usando las ecuaciones 3.3 y 3.4, se obtienen los valores $\theta_{\text{SHE}}(f)$ que se visualizan en la figura 3.28.

Para CoFeB(5)/Ir(15), el promedio del ángulo Hall de espín es $\overline{\theta_{\text{SHE}}} \approx 0.14 \pm 0.17 \%$. La incertidumbre incluye la desviación estándar estadística y la propagación del error de cada valor. Se tiene una incertidumbre relativa porcentual del 121 % que acota el orden de magnitud de θ_{SHE} : con una cota inferior de 0.00 % y una cota superior de 0.31 %.

Al igual que con las muestras CoFeB/Pt, se obtuvieron ángulos Hall de espín de CoFeB/Ir decrecientes respecto al espesor $\theta_{\text{SHE}}(t_{\text{Ir}} = 2 \text{ nm}) > \theta_{\text{SHE}}(4 \text{ nm}) > \theta_{\text{SHE}}(6 \text{ nm}) > \theta_{\text{SHE}}(15 \text{ nm})$. Sin embargo, la incertidumbre también creció con el espesor.

El θ_{SHE} no depende del espesor de la capa NM, puesto que esa dependencia del espesor ya está modelada con la longitud de difusión de espín λ_{sf} . La diferencia de los valores se adjudica a la propagación de errores, que viene principalmente de mediciones AMR-FMR que faltó por refinar para que dieran mejores resultados.

La estimación más confiable de θ_{SHE} corresponde a CoFeB(5)/Ir(2), debido a que en ese dispositivo se obtuvo la mejor señal de la AMR-FMR. Ese valor es $\overline{\theta_{\text{SHE}}}(t_{\text{Ir}} = 2 \text{ nm}) \approx 1.2 \pm 0.6 \%$. Cuya incertidumbre relativa porcentual es del 50 %.

3.4. Muestras de Bi₂Se₃ con CoFe

En esta sección se exponen los resultados de las muestras de Bi₂Se₃ con CoFe. En estas muestras, la capa ferromagnética es de 5 nm de la aleación cobalto y hierro (CoFe). La capa no-magnética es seleniuro de bismuto (Bi₂Se₃), un aislante topológico.

Con estos materiales se contó con dispositivos donde se tienen los dos órdenes de apilamiento. Dispositivos donde la 1° capa es la no-magnética: Bi₂Se₃/CoFe. Y dispositivos donde la 1° capa es la ferromagnética: CoFe/Bi₂Se₃.

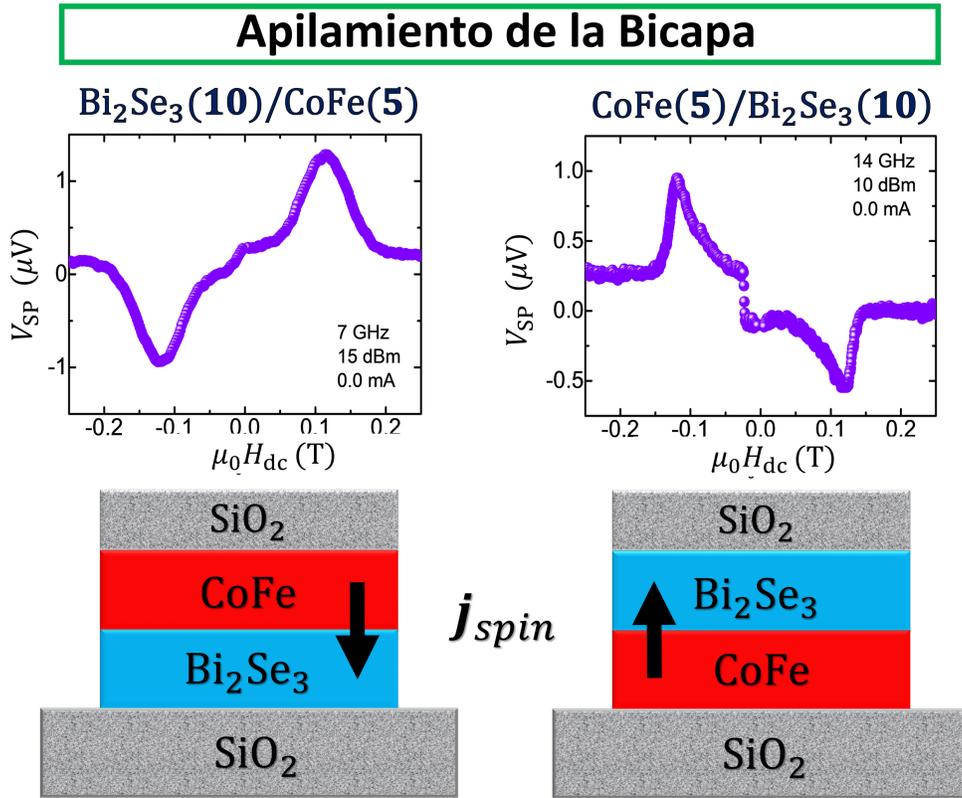


Figura 3.29: Señal del voltaje respecto al orden de apilamiento de la bicapa.

En la parte inferior de la figura 3.29 se expone el esquema de las 2 configuraciones del apilamiento de la bicapa. El cambio en el orden de apilamiento modifica la dirección de la corriente de espín \mathbf{j}_{spin} que se dirige de la capa FM (roja) a la capa NM (azul).

En la parte superior de la figura 3.29 se ven las gráficas $V_{\text{SP}}(H_{\text{dc}})$ para cada orden de apilamiento. Observe que sucede cuando el campo $H_{\text{dc}} > 0$ es positivo: en el orden Bi₂Se₃/CoFe el pico de voltaje es positivo $V_{\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{CoFe}-\text{SP}} > 0$, y en el orden CoFe/Bi₂Se₃, el pico de voltaje es negativo $V_{\text{CoFe}/\text{Bi}_2\text{Se}_3-\text{SP}} < 0$.

El cambio de signo del voltaje V_{SP} se debe al cambio de la dirección de la corriente de espín \mathbf{j}_{spin} . Esta dependencia se puede extraer de la ecuación 1.17:

$$V_{\text{SP}} \propto \langle (\mathbf{j}_{\text{spin}} \times \hat{\mathbf{S}}_{\uparrow\downarrow}) \cdot \hat{\mathbf{l}}_{\text{mes}} \rangle. \quad (3.6)$$

Donde $\hat{\mathbf{S}}_{\uparrow\downarrow}$ es la dirección de polarización de la corriente de espín. Y $\hat{\mathbf{l}}_{\text{mes}}$ es la dirección en la que se mide el voltaje.

Otros efectos generados de la FMR como el AMR-FMR y el FT-FMR no dependen de esta manera del orden de apilamiento, por lo que este análisis permite confirmar que el voltaje observable tiene una contribución dominante de la SP-FMR.

Sin embargo, de las muestras de Bi_2Se_3 con CoFe se obtienen espectros de resonancia más difíciles de analizar. En las gráficas $V_{\text{SP}}(H_{\text{dc}})$ de la figura 3.29 se aprecian picos de resonancia muy anchos y con asimetrías.

La asimetría del pico asociado a $\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{CoFe}$ se debe a que el pico de resonancia es muy ancho tal que el pico es interrumpido por el cambio de dirección del campo H_{dc} . En cambio, el pico asociado a $\text{CoFe}/\text{Bi}_2\text{Se}_3$ presenta una mayor asimetría. Esa asimetría se nota en cualquier parte del pico, tal que se debe a otro efecto adicional al SP-FMR.

Un efecto adicional al SP-FMR, como el FT-FMR, puede surgir por problemas en la síntesis del dispositivo espintrónico: capas no homogéneas o la antena GSG mal sintetizada.

Tabla: Resultados FMR de Bi_2Se_3 con CoFe					
Dispositivo		$V_{\text{SP}} \sim$ (μV)	$R_{\text{F/N}}$ (Ω)	M_{eff} (emu/cm ³)	$\alpha_{\text{F/N}}$
4 nm	5 nm	1	4708 ± 1	1500 ± 147	0.1871 ± 0.0370
6 nm	5 nm	0.1	5149 ± 1	1476 ± 13	0.0122 ± 0.0046
10 nm	5 nm	1	5891 ± 1	1313 ± 40	0.0152 ± 0.0016
15 nm	5 nm	0.1	6193 ± 1	1118 ± 21	0.0537 ± 0.0085
5 nm	4 nm	0.1	6010 ± 1	1663 ± 47	0.004 ± 0.004
5 nm	6 nm	0.1	5204 ± 1	1733 ± 60	0.0129 ± 0.0076
5 nm	10 nm	0.1	5455 ± 1	1608 ± 23	0.0112 ± 0.0033
5 nm	15 nm	0.1	9065 ± 1	1386 ± 18	0.0119 ± 0.0023
		Bi_2Se_3		CoFe	

Figura 3.30: Tabla de resultados del análisis FMR de las muestras de Bi_2Se_3 con CoFe.

Los resultados del análisis FMR para las muestras de Bi_2Se_3 con CoFe se sintetizan en la figura 3.30. Con azul se representa la capa Bi_2Se_3 , y con rojo la capa CoFe. Teóricamente, sólo cambia el orden, tal que las capas de CoFe de 5 nm son equivalentes. Entonces, los resultados entre $\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{CoFe}$ y $\text{CoFe}/\text{Bi}_2\text{Se}_3$ deberían de ser equivalentes.

Sin embargo, al comparar los resultados con el mismo espesor $t_{\text{Bi}_2\text{Se}_3}$ se identifican que estos valores no son equivalentes. Por ejemplo, comparando las $R_{\text{F/N}}$ de $t_{\text{Bi}_2\text{Se}_3} = 4$ nm, la resistencia de 4708Ω no es equivalente a la resistencia de 6010Ω (la incertidumbre apenas alcanza el valor de 1Ω). Además, las señales de $\text{CoFe}/\text{Bi}_2\text{Se}_3$ eran más ruidosas, lo que se entiende por el orden de magnitud de $V_{\text{SP}} \sim 0.1 \mu\text{V}$.

La magnetización efectiva M_{eff} depende sólo del espesor del material FM, lo que también suele suceder para el parámetro de amortiguamiento $\alpha_{\text{F/N}}$. Por lo que, esos resultados deberían de ser equivalentes entre todos esos dispositivos. Pero los resultados de M_{eff} y $\alpha_{\text{F/N}}$ discrepan mucho entre los valores de cada dispositivo.

De la discusión anterior es posible inferir que la capa de 5 nm de CoFe no es indistinguible entre los distintos dispositivos. O por ejemplo, los dispositivos $\text{Bi}_2\text{Se}_3(10)/\text{CoFe}(5)$ y $\text{CoFe}(5)/\text{Bi}_2\text{Se}_3(10)$ deberían dar señales de voltaje indistinguibles salvo por el signo de voltaje, lo que vemos que no ocurre en la figura 3.29.

Esto reafirma la idea de que hubo problemas en la síntesis de los dispositivos: algunos dispositivos pueden tener capas de mayor o de menor espesor del indicado, o bien, presencia de inhomogeneidades.

Debido a lo anterior, no se priorizó el análisis de los dispositivos de Bi_2Se_3 con CoFe. Por lo cual, el único dispo-

sitivo en el que se realizó el análisis completo fue el de $\text{Bi}_2\text{Se}_3(10)/\text{CoFe}(5)$, ya que la señal fue más intensa que en los otros dispositivos.

3.4.1. $\text{Bi}_2\text{Se}_3(10\text{nm})/\text{CoFe}$

En el dispositivo con 10 nm de Bi_2Se_3 se generó la dinámica de SP-FMR. La bicapa mostró una resistencia de $R_{\text{N/F}} = 5891 \Omega$. Y el campo dinámico h_{rf} se suministró con una potencia de $P_{\text{rf}} = 15.0 \pm 0.1 \text{ dBm}$.

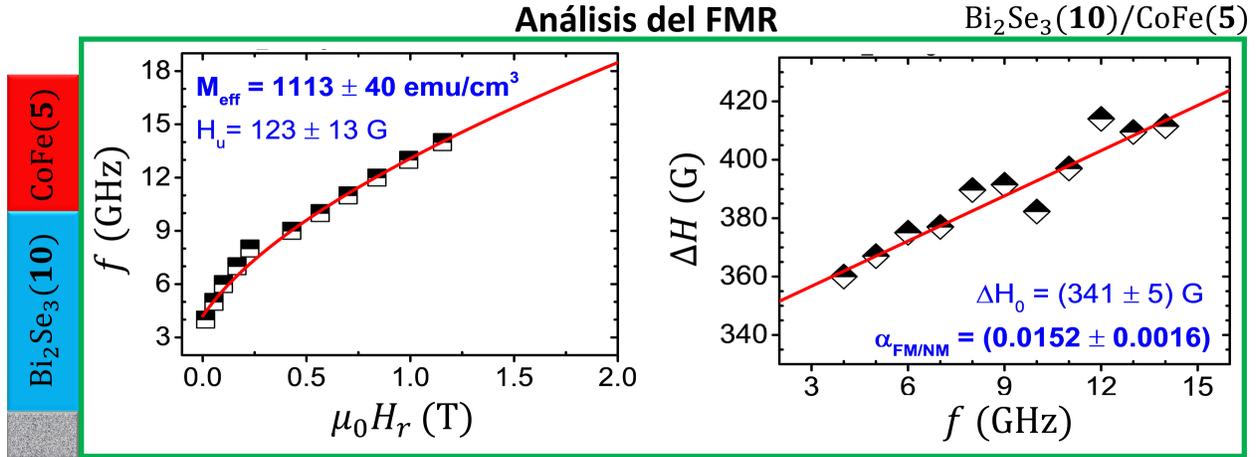


Figura 3.31: Gráficas del análisis FMR de la muestra con 10 nm de Bi_2Se_3 con CoFe.

En la figura 3.31 se expone el análisis de la resonancia ferromagnética. A la izquierda se identifica el ajuste de $f(H_r)$, de donde se estima la magnetización efectiva $M_{\text{eff}} = 1113 \pm 40 \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$. A la derecha se presenta el ajuste de $\Delta H(f)$, de donde se estima el parámetro de amortiguamiento de la bicapa $\alpha_{\text{F/N}} = 0.0152 \pm 0.0016$.

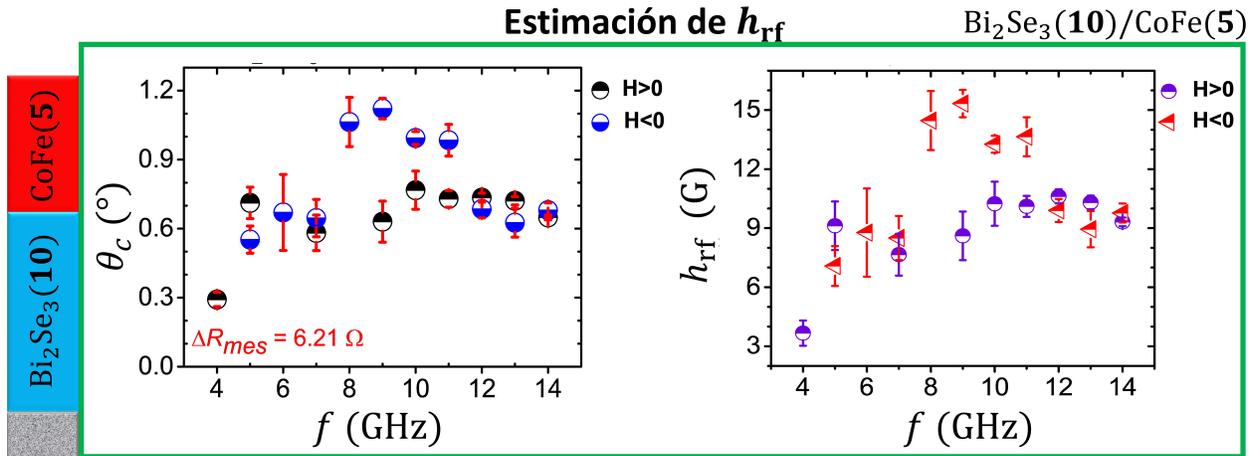


Figura 3.32: Gráficas de $\theta_c(f)$ y $h_{\text{rf}}(f)$ obtenidas mediante el análisis AMR-FMR.

Del análisis AMR-FMR realizado con la ecuación 3.1, se estiman valores del ángulo de precesión θ_c a diversas frecuencias. Esos resultados se presentan en la gráfica izquierda de la figura 3.32.

Los valores $h_{\text{rf}}(f)$ calculados a partir de $\theta_c(f)$ y $\Delta H(f)$ se exhiben en la gráfica derecha de la figura 3.32. Al promediar los valores de esa gráfica se tiene $\overline{h_{\text{rf}}} \approx 10.0 \pm 3.6 \text{ G}$. Cantidad que ya tiene valores en un orden de magnitud distinto al de $\overline{h_{\text{rf-LA}}} \approx 3.4 \text{ G}$.

El dispositivo $\text{Bi}_2\text{Se}_3(10)/\text{CoFe}(5)$ muestra una señal clara de V_{SP} . Pero la señal de $V_{\text{AMR-FMR}}$ no es tan precisa. Tampoco se podría descartar que la aproximación de $\Delta R_{\text{AMR}} \approx \Delta R_{\text{Mes}}$ no sea adecuada. O que debido a que la calidad del dispositivo no es la ideal, la ecuación 1.12 que relaciona θ_c con h_{rf} podría estar fuera de su rango de aplicabilidad.

Sigue el análisis SP-FMR. Por $\alpha_{\text{F}} \approx 7.5 \times 10^{-3}$ [8, 83], se estima la conductancia $\Re(g^{\uparrow\downarrow}) \approx 27.6 \pm 7.8 \frac{1}{\text{nm}^2}$ de la corriente de espín que cruza la interfaz entre las capas.

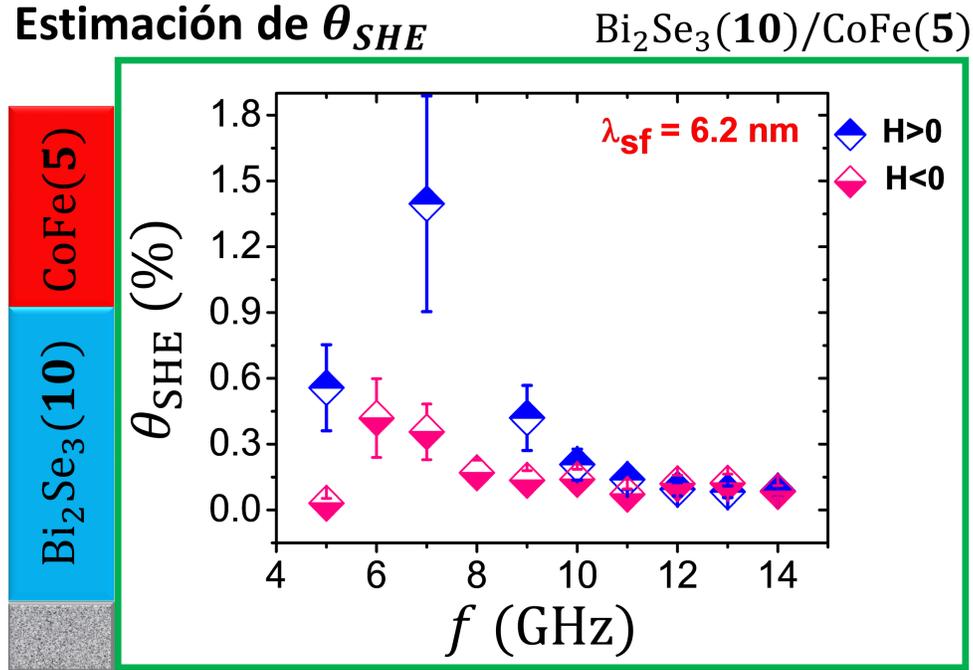


Figura 3.33: Gráfica de $\theta_{\text{SHE}}(f)$ de la muestra con 10 nm de Bi_2Se_3 con CoFe.

Sea la longitud de difusión de espín $\lambda_{\text{sf}} \approx 6.2$ nm para Bi_2Se_3 , longitud reportada por P. Deorani *et al.* [11]. De las ecuaciones 3.3 y 3.4 se obtienen los valores $\theta_{\text{SHE}}(f)$ que se visualizan en la figura 3.33.

Para $\text{Bi}_2\text{Se}_3(10)/\text{CoFe}(5)$, el promedio del ángulo Hall de espín es $\overline{\theta_{\text{SHE}}} \approx 0.19 \pm 0.22$ %. La precisión del valor se infiere de su incertidumbre relativa porcentual: 116 %. Por lo que, θ_{SHE} tiene una cota inferior de 0.00 % y tiene una cota superior de 0.41 %.

El análisis de las muestras de Bi_2Se_3 con CoFe ayudó a comprender errores de señales y permite establecer protocolos para verificar la calidad de los dispositivos.

3.5. Muestras de $\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{Py}$

En esta sección se exponen los resultados de las muestras $\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{Py}$. En estas muestras, la primera capa sobre el sustrato es no-magnética y compuesta por seleniuro de bismuto (Bi_2Se_3), un aislante topológico. La segunda capa es la ferromagnética y compuesta por 5 nm de Permalloy (Py), una aleación de níquel y hierro.

No se disponía de dispositivos con monocapa de Py. Para el análisis de SP-FMR se necesita conocer el parámetro de amortiguamiento para una monocapa Py. Así que se usó el valor de $\alpha_{\text{F}} \approx 5.5 \times 10^{-3}$ reportado en la literatura [84].

Se analizaron 3 dispositivos donde la capa de Bi_2Se_3 es de 4 nm, 6nm y 10 nm. Sus resultados se exponen en las siguientes subsecciones. En la subsección 3.5.3, además de exponer los resultados de la muestra con 10 nm, también se condensa la discusión de resultados asociados a las muestras $\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{Py}$.

3.5.1. Bi₂Se₃(4nm)/Py

En el dispositivo con 4 nm de Bi₂Se₃ se generó la dinámica de SP-FMR. La bicapa mostró una resistencia de $R_{N/F} = 7110 \Omega$. Y el campo dinámico h_{rf} se suministró con una potencia de $P_{rf} = 15.0 \pm 0.1$ dBm.

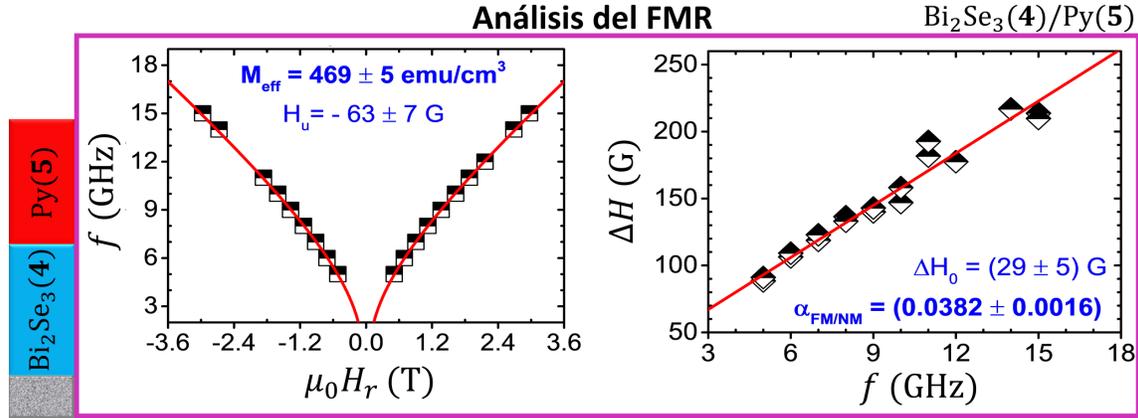


Figura 3.34: Gráficas del análisis FMR de la muestra con 4 nm de Bi₂Se₃.

En la figura 3.34 se expone el análisis de la resonancia ferromagnética. A la izquierda se identifica el ajuste de $f(H_r)$, de donde se estima la magnetización efectiva $M_{\text{eff}} = 469 \pm 5 \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$. A la derecha se presenta el ajuste de $\Delta H(f)$, de donde se estima el parámetro de amortiguamiento de la bicapa $\alpha_{F/N} = 0.0382 \pm 0.0016$.

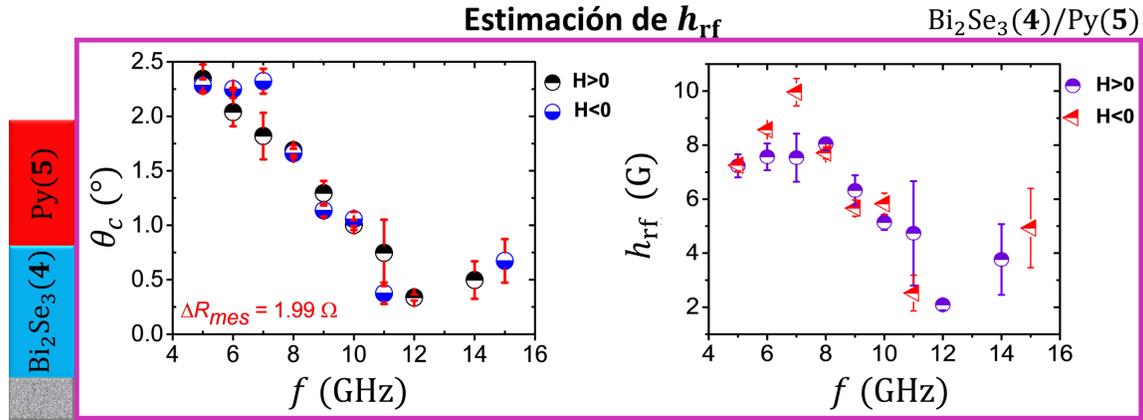


Figura 3.35: Gráficas de $\theta_c(f)$ y $h_{rf}(f)$ obtenidas mediante el análisis AMR-FMR.

Del análisis AMR-FMR realizado con la ecuación 3.1, se estiman valores del ángulo de precesión θ_c a diversas frecuencias. Esos resultados se presentan en la gráfica izquierda de la figura 3.35. Se recuerda que θ_c y ΔH pueden variar respecto a la frecuencia. Pero, la amplitud h_{rf} sólo se suele modificar por la potencia.

Los valores calculados de h_{rf} a partir de $\theta_c(f)$ y $\Delta H(f)$ se exhiben en la gráfica derecha de la figura 3.35. Al promediar todos los valores de esa gráfica se tiene $\overline{h_{rf}} \approx 6.2 \pm 2.7$ G.

La ecuación 3.5 expresa la magnitud del campo usando ley de Ampère. Promediando esa ecuación en el espesor de 5 nm de la capa FM se obtiene $\overline{h_{rf-LA}} \approx 3.4$ G. Cuyo orden de magnitud es similar al de $\overline{h_{rf}} \approx 6.2 \pm 2.7$ G.

Hay que recordar que la amplitud h_{rf} es constante en mediciones a potencia constante. Por lo que la dependencia de $h_{rf}(f)$ de la frecuencia proviene de la imprecisión de las mediciones del voltaje $V_{\text{AMR-FMR}}$.

Una vez completados los análisis FMR y AMR-FMR, sigue el análisis SP-FMR. Por $\alpha_F \approx 5.5 \times 10^{-3}$ [84], se estima la conductancia en la interfaz $\Re(g^{\uparrow\downarrow}) \approx 49.5 \pm 2.6 \frac{1}{\text{nm}^2}$ con la ecuación 1.22.

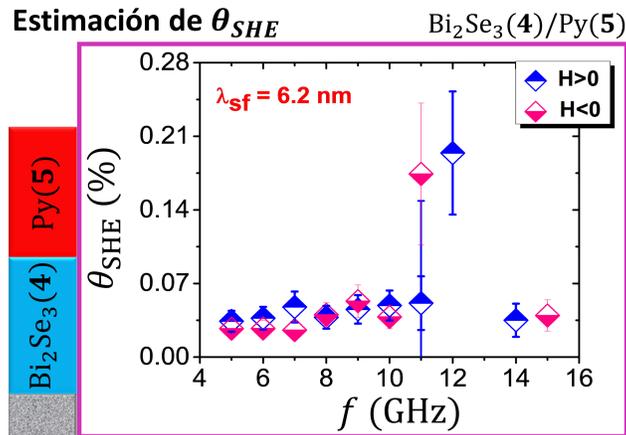


Figura 3.36: Gráfica de $\theta_{SHE}(f)$ de la muestra con 4 nm de Bi_2Se_3 .

De la longitud de difusión de espín $\lambda_{sf} \approx 6.2$ nm reportada por P. Deorani *et al.* [11] para Bi_2Se_3 . Finalmente, se conocen todos los términos necesarios para estimar el ángulo Hall de espín θ_{SHE} . Usando las ecuaciones 3.3 y 3.4, se obtienen los valores $\theta_{SHE}(f)$ que se visualizan en la figura 3.36. Se emplearon los valores $h_{rf}(f)$ (que depende de la frecuencia) pensando que eran mejor aproximación del h_{rf} efectivo.

Se recuerda que θ_{SHE} expresa un porcentaje de la corriente de espín que se transforma en corriente de carga. Para $\text{Bi}_2\text{Se}_3(4)/\text{Py}(5)$, el promedio del ángulo Hall de espín es $\overline{\theta_{SHE}} \approx 0.039 \pm 0.022$ % (se omitió los dos datos con gran incertidumbre). La incertidumbre incluye la desviación estándar estadística y la propagación del error de cada valor. Con la incertidumbre relativa porcentual (del 56 % en este caso) se puede tener idea de la precisión del valor estimado: el valor de θ_{SHE} tiene una cota inferior de 0.017 % y una cota superior de 0.061 %.

3.5.2. $\text{Bi}_2\text{Se}_3(6\text{nm})/\text{Py}$

En el dispositivo con 6 nm de Bi_2Se_3 se generó la dinámica de SP-FMR. La bicapa mostró una resistencia de $R_{N/F} = 3949 \Omega$. Y el análisis SP-FMR se realizó con una potencia de $P_{rf} = 15.0 \pm 0.1$ dBm.

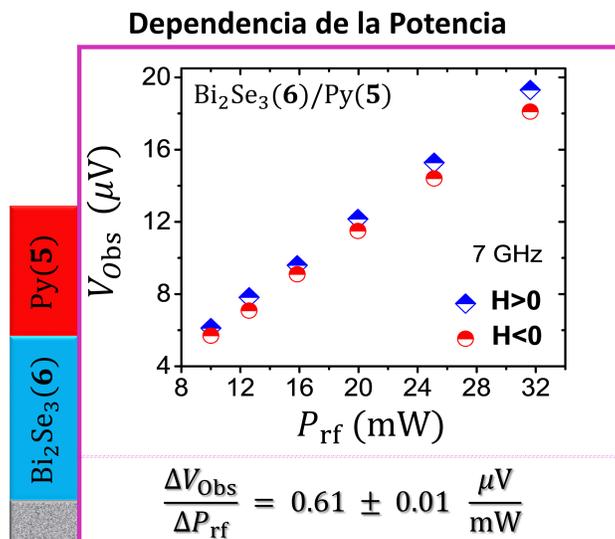


Figura 3.37: Variación del voltaje en función de la potencia.

En este dispositivo se revisó la dependencia de la potencia respecto al voltaje observable. La figura 3.37 ilustra los resultados de variar la potencia en 1 dBm desde 10 dBm a 15 dBm. Expresando la potencia en mW se identifica una dependencia lineal. En decibelios la dependencia es exponencial, pues el pasar de 12 dBm (~ 16 mW) a 15 dBm (~ 32 mW) duplico el voltaje.

De las ecuaciones 1.23, 3.4 y 3.5 se puede extraer la dependencia lineal respecto a la potencia. El voltaje depende del cuadrado del campo h_{rf} , pero el campo h_{rf} depende linealmente de la corriente I_{rf} que lo produce, y esa corriente depende de la raíz cuadrada de la potencia P_{rf} : $V_{Obs} \propto h_{rf}^2 \propto I_{rf}^2 \propto P_{rf}$. Por lo tanto, el voltaje es directamente proporcional a la potencia.

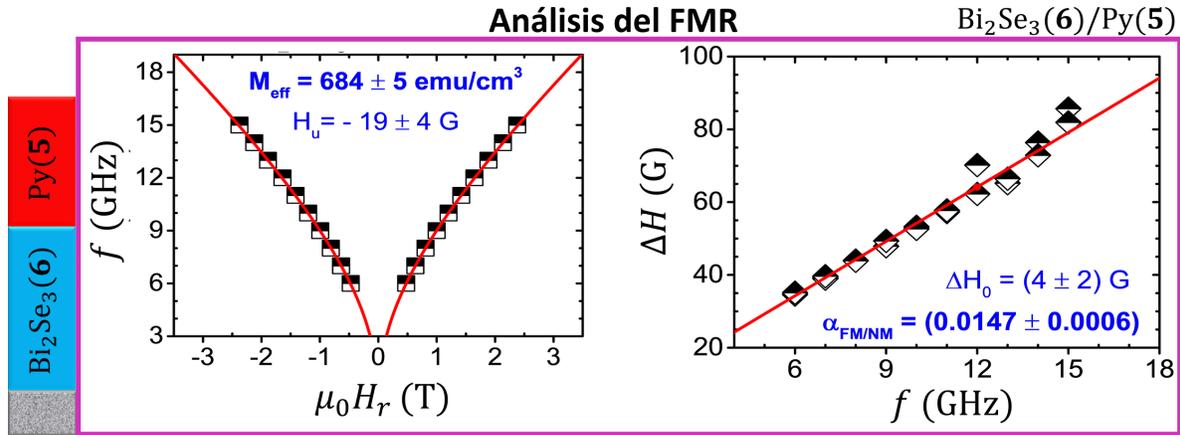


Figura 3.38: Gráficas del análisis FMR de la muestra con 6 nm de Bi₂Se₃.

En la figura 3.38 se expone el análisis de la resonancia ferromagnética. A la izquierda se identifica el ajuste de $f(H_r)$, de donde se estima la magnetización efectiva $M_{eff} = 684 \pm 5 \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$. A la derecha se presenta el ajuste de $\Delta H(f)$, de donde se estima el parámetro de amortiguamiento de la bicapa $\alpha_{F/N} = 0.0147 \pm 0.0006$.

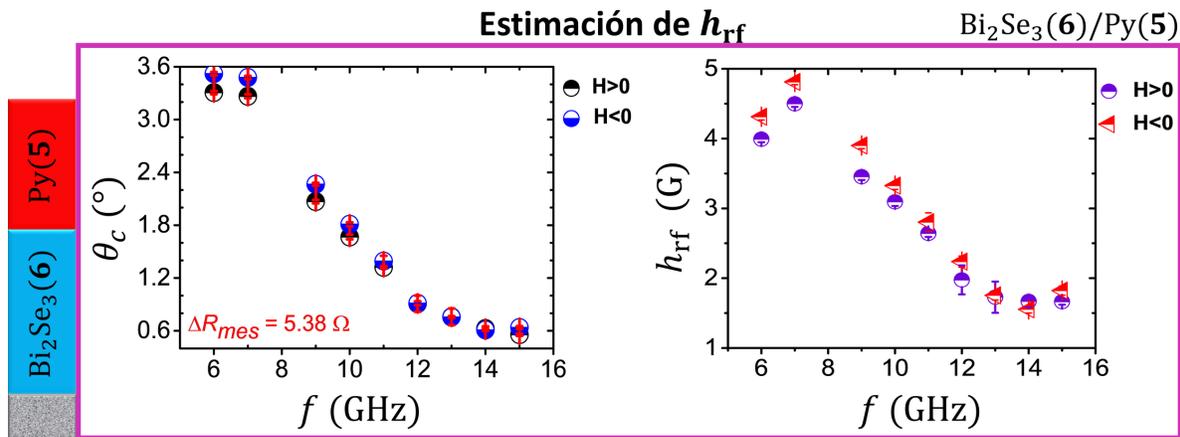


Figura 3.39: Gráficas de $\theta_c(f)$ y $h_{rf}(f)$ obtenidas mediante el análisis AMR-FMR.

Del análisis AMR-FMR realizado con la ecuación 3.1, se estiman valores del ángulo de precesión θ_c a diversas frecuencias. Esos resultados se presentan en la gráfica izquierda de la figura 3.39.

Los valores $h_{rf}(f)$ calculados a partir de $\theta_c(f)$ y $\Delta H(f)$ se exhiben en la gráfica derecha de la figura 3.39. Al promediar los valores de esa gráfica se tiene $\bar{h}_{rf} \approx 2.9 \pm 1.2$ G. Cantidad en el mismo orden de magnitud que $\bar{h}_{rf-LA} \approx 3.4$ G.

Sigue el análisis SP-FMR. Por $\alpha_F \approx 5.5 \times 10^{-3}$ reportado en la literatura [84], se estima la conductancia $\Re(g^{\uparrow\downarrow}) \approx 20.3 \pm 3.6 \frac{1}{\text{nm}^2}$ de la corriente de espín que cruza la interfaz entre las capas.

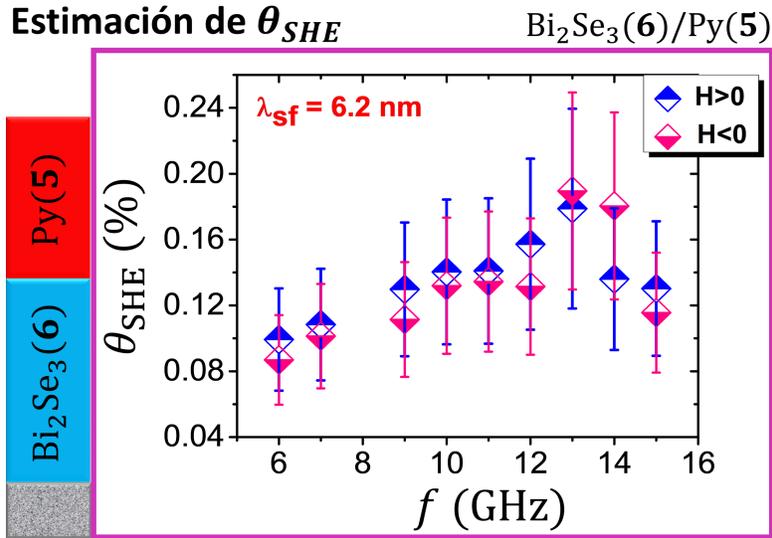


Figura 3.40: Gráfica de $\theta_{\text{SHE}}(f)$ de la muestra con 6 nm de Bi_2Se_3 .

Sea la longitud de difusión de espín $\lambda_{sf} \approx 6.2 \text{ nm}$ reportada por P. Deorani *et al.* [11]. De las ecuaciones 3.3 y 3.4 se obtienen los valores $\theta_{\text{SHE}}(f)$ que se visualizan en la figura 3.39.

Para $\text{Bi}_2\text{Se}_3(6)/\text{Py}(5)$, el promedio del ángulo Hall de espín es $\overline{\theta_{\text{SHE}}} \approx 0.13 \pm 0.07 \%$. La precisión del valor se infiere de su incertidumbre relativa porcentual: 54 %. Por lo que, θ_{SHE} tiene una cota inferior de 0.06 % y tiene una cota superior de 0.20 %.

3.5.3. $\text{Bi}_2\text{Se}_3(10\text{nm})/\text{Py}$

En el dispositivo con 10 nm de Bi_2Se_3 se generó la dinámica de SP-FMR. La bicapa mostró una resistencia de $R_{\text{N/F}} = 6990 \Omega$. Y el campo dinámico \mathbf{h}_{rf} se suministró con una potencia de $P_{\text{rf}} = 15.0 \pm 0.1 \text{ dBm}$.

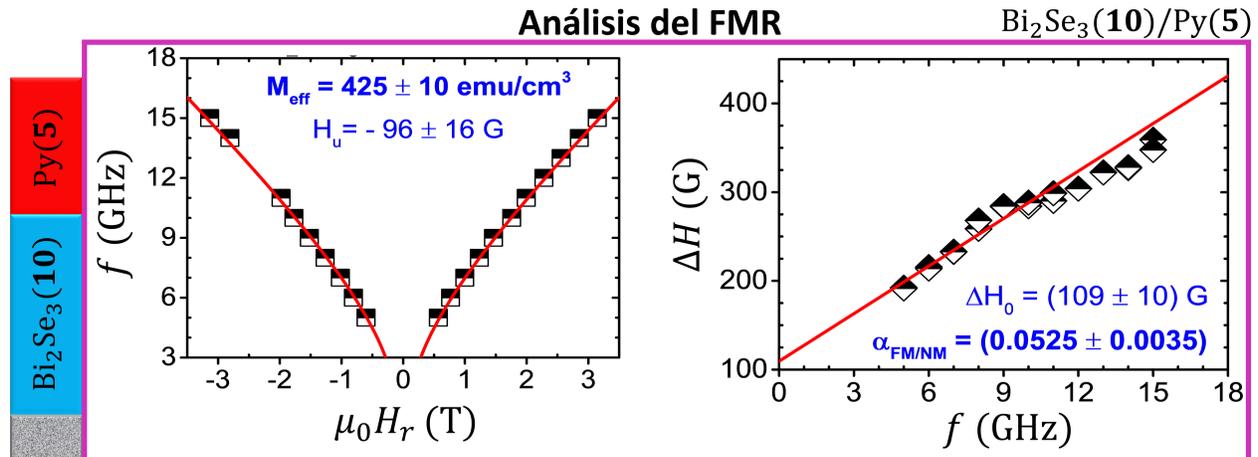


Figura 3.41: Gráficas del análisis FMR de la muestra con 10 nm de Bi_2Se_3 .

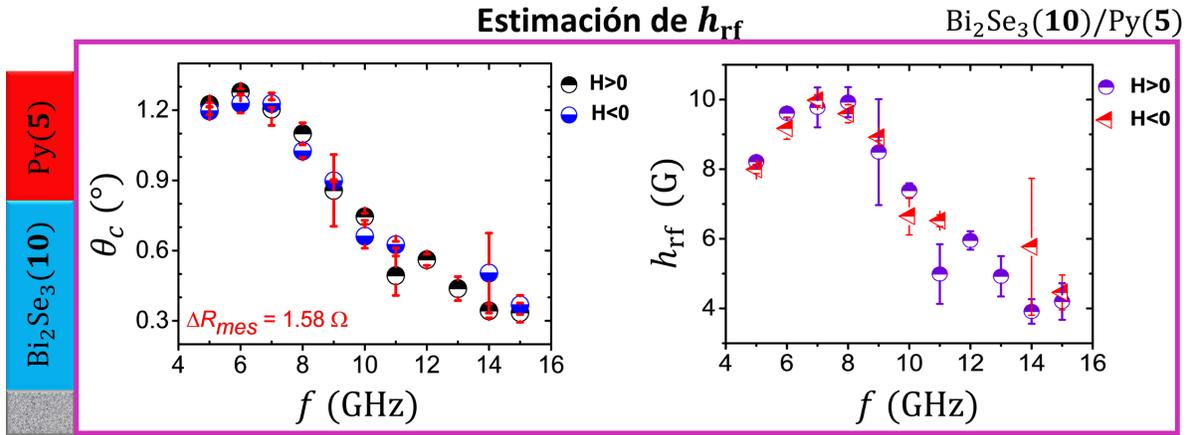


Figura 3.42: Gráficas de $\theta_c(f)$ y $h_{rf}(f)$ obtenidas mediante el análisis AMR-FMR.

La resistencia no tuvo una dependencia clara respecto al espesor de la capa Bi₂Se₃: $R_{N/F}(t_{\text{Bi}_2\text{Se}_3} = 4 \text{ nm}) > R_{N/F}(10 \text{ nm}) > R_{N/F}(15 \text{ nm}) > R_{N/F}(6 \text{ nm})$. El voltaje observable mostró un comportamiento diferente respecto al espesor $V_{\text{obs}}(t_{\text{Bi}_2\text{Se}_3} = 6 \text{ nm}) > V_{\text{obs}}(4 \text{ nm}) > V_{\text{obs}}(10 \text{ nm}) > V_{\text{obs}}(15 \text{ nm})$, al punto que para el dispositivo Bi₂Se₃(15)/Py(5) no se obtuvo señal de las resonancias: $V_{\text{obs}}(t_{\text{Bi}_2\text{Se}_3} = 15 \text{ nm}) \approx 0 \mu\text{V}$.

En la figura 3.41 se expone el análisis de la resonancia ferromagnética. A la izquierda se identifica el ajuste de $f(H_r)$, de donde se estima la magnetización efectiva $M_{\text{eff}} = 425 \pm 10 \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$. A la derecha se presenta el ajuste de $\Delta H(f)$, de donde se estima el parámetro de amortiguamiento de la bicapa $\alpha_{F/N} = 0.0525 \pm 0.0035$.

Las magnetizaciones efectivas calculadas entre distintos dispositivos Bi₂Se₃/Py no son equivalentes. Deberían serlo debido a que las capas FM de 5 nm de Py fueron sintetizadas para ser equivalentes. Comparando la magnetización de Bi₂Se₃(10)/Py(5) con la de Bi₂Se₃(4)/Py(5), la discrepancia es de $34 \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$: una discrepancia porcentual del 8% respecto al valor de $M_{\text{eff}} = 425 \pm 10 \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$. En cambio, comparándola con la de Bi₂Se₃(6)/Py(5), la discrepancia es de $244 \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$: una discrepancia porcentual del 57% respecto al valor de Bi₂Se₃(10)/Py(5).

Los 3 parámetros de amortiguamiento tampoco son equivalentes. Comparando el parámetro de Bi₂Se₃(10)/Py(5) con el de los otros dos dispositivos. Para el dispositivo Bi₂Se₃(4)/Py(5) se identificó una diferencia de 0.0092 que corresponde a una diferencia porcentual del 18% respecto al valor de $\alpha_{F/N} = 0.0525 \pm 0.0035$. Para el dispositivo Bi₂Se₃(6)/Py(5) se identificó una diferencia de 0.0337 que corresponde a una diferencia porcentual del 64%.

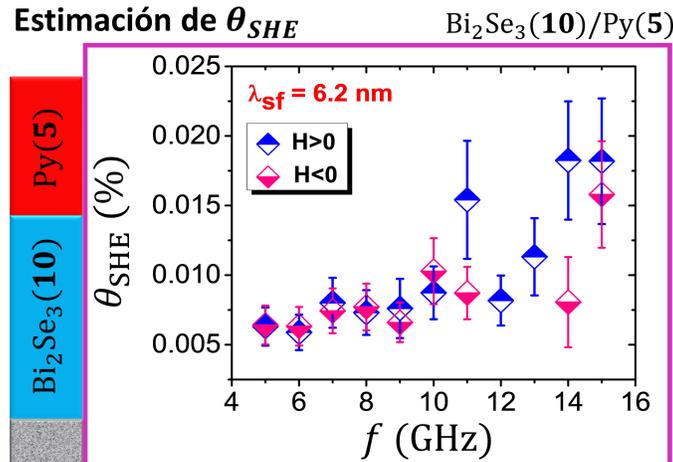


Figura 3.43: Gráfica de $\theta_{SHE}(f)$ de la muestra con 10 nm de Bi₂Se₃.

El que no se obtuvieran magnetizaciones efectivas y parámetros de amortiguamiento equivalentes para los dispositivos $\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{Py}$ evidencia que la síntesis no fue homogénea. Pues la capa ferromagnética de 5 nm de Py debería de ser equivalente entre los distintos dispositivos. Pero los resultados que dependen sólo de la capa FM no son equivalentes.

Del análisis AMR-FMR realizado con la ecuación 3.1, se estiman valores del ángulo de precesión θ_c a diversas frecuencias. Esos resultados se presentan en la gráfica izquierda de la figura 3.42.

Los valores calculados de h_{rf} a partir de $\theta_c(f)$ y $\Delta H(f)$ se exhiben en la gráfica $h_{\text{rf}}(f)$ de la figura 3.27. Al promediar todos los valores de esa gráfica se tiene $\overline{h_{\text{rf}}} \approx 7.3 \pm 2.6$ G. Cantidad cuyo orden de magnitud es similar al de $\overline{h_{\text{rf-LA}}} \approx 3.4$ G.

Sigue el análisis SP-FMR. Por $\alpha_F \approx 5.5 \times 10^{-3}$ reportado en la literatura [84], se estima la conductancia $\Re(g^{\uparrow\downarrow}) \approx 64.5 \pm 4.9 \frac{1}{\text{nm}^2}$ de la corriente de espín que cruza la interfaz entre las capas.

Sea la longitud de difusión de espín $\lambda_{sf} \approx 6.2$ nm reportada por P. Deorani *et al.* [11]. Usando las ecuaciones 3.3 y 3.4, se obtienen los valores $\theta_{\text{SHE}}(f)$ que se visualizan en la figura 3.43.

Para $\text{Bi}_2\text{Se}_3(10)/\text{Py}(5)$, el promedio del ángulo Hall de espín es $\overline{\theta_{\text{SHE}}} \approx 0.0096 \pm 0.0063$ %. Se tiene una incertidumbre relativa porcentual del 66 % que acota el orden de magnitud de θ_{SHE} : con una cota inferior de 0.0033 % y una cota superior de 0.0159 %.

Para estos dispositivos, los ángulos Hall de espín no fueron equivalentes. El mayor ángulo calculado fue $\overline{\theta_{\text{SHE}}} \approx 0.13 \pm 0.07$ % de $\text{Bi}_2\text{Se}_3(6)/\text{Py}(5)$.

Se identificó que los dispositivos no están bien caracterizados por su configuración de material o espesor en la que debieron ser sintetizados. Debido a que había señales SP-FMR observables, las ecuaciones sí pudieron estar dentro del rango que fueran aplicables. Sin embargo, los valores estimados no estarían correctamente clasificados respecto a las características del dispositivo analizado.

3.6. Discusión de resultados

A lo largo del capítulo se describió el método de análisis SP-FMR. Ese método se aplicó en las muestras de CoFeB/Pt , CoFeB/Ir , Bi_2Se_3 con CoFe y $\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{Py}$. Los resultados fueron diversos, y se sintetizan a continuación.

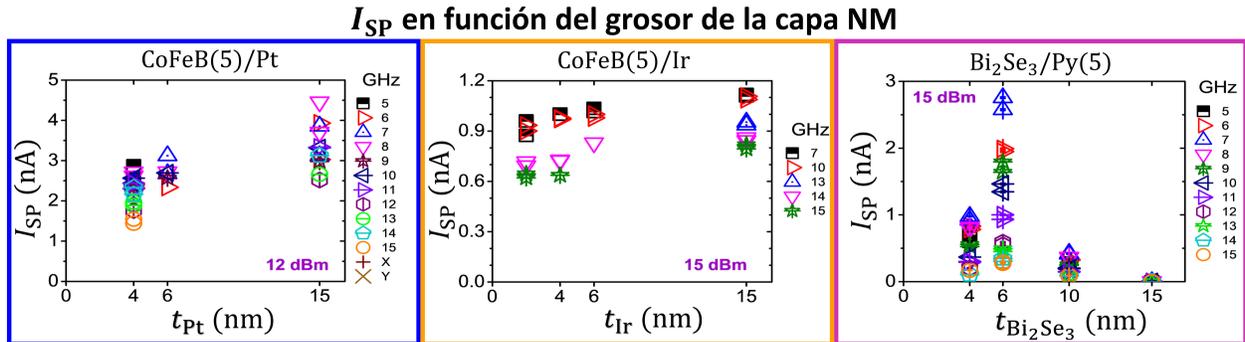


Figura 3.44: Resultados de la corriente observable en función del espesor de la capa no-magnética.

Primero, del desarrollo teórico del SP-FMR (expuesto en la sección 1.2.3) se puede extraer la dependencia de la corriente I_{SP} asociada al bombeo de espín:

$$I_{\text{SP}} = \frac{V_{\text{SP}}}{R_{\text{NM}}} \propto h_{\text{rf}}^2 \theta_{\text{SHE}} \lambda_{sf} \tanh\left(\frac{t_{\text{NM}}}{2\lambda_{sf}}\right). \quad (3.7)$$

Esta dependencia es importante, pues el análisis de datos se centra en determinar θ_{SHE} . Pero para eso se requiere determinar la amplitud h_{rf} del campo dinámico y la longitud de difusión de espín λ_{sf} del material NM.

En la figura 3.44 se exponen las corrientes en función del espesor de la capa NM. Que de acuerdo a la ecuación 3.7, I_{SP} debe describir un comportamiento de tangente hiperbólica respecto al espesor. Como $\tanh(0) = 0$ y la corriente

crece a un valor de forma asintótica, este comportamiento se satisface para CoFeB/Pt (rectángulo azul) y CoFeB/Ir (rectángulo naranja), pero no para Bi₂Se₃/Py (rectángulo morado).

En principio, el ajustar el comportamiento $\lambda_{sf} \tanh\left(\frac{t_{NM}}{2\lambda_{sf}}\right)$ a la corriente I_{SP} permite determinar λ_{sf} . La precisión con la que se estima λ_{sf} dependerá de la disponibilidad de muestras con diferentes espesores. En nuestro caso, los datos disponibles de la figura 3.44 no convergían bien a un valor de λ_{sf} , por eso se usaron valores reportados en la literatura.

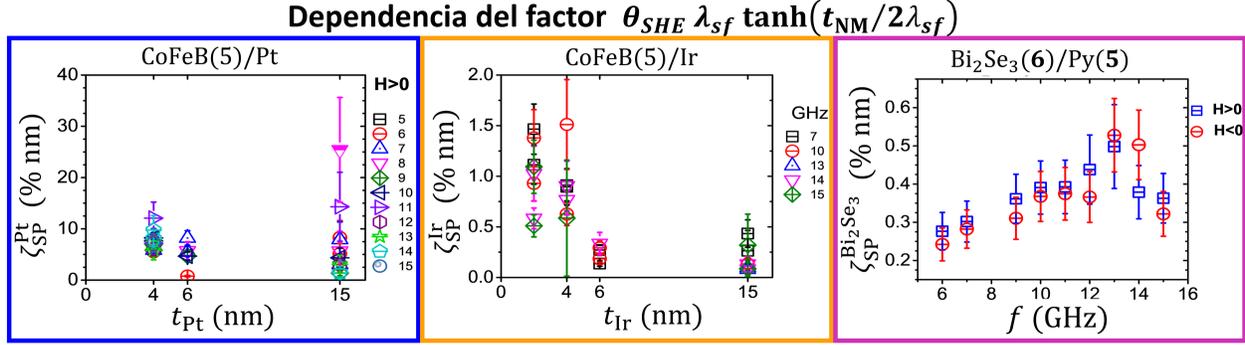


Figura 3.45: Resultados de función $\zeta_{SP}^{NM}(t_{NM}) = \theta_{SHE} \lambda_{sf} \tanh\left(\frac{t_{NM}}{2\lambda_{sf}}\right)$ para CoFeB/Pt, CoFeB/Ir, y CoFe y Bi₂Se₃(6)/Py(5).

Cuando no es posible realizar un buen ajuste de λ_{sf} , puede ser conveniente reportar los datos de la función

$$\zeta_{SP}^{NM}(t_{NM}) \equiv \theta_{SHE} \lambda_{sf} \tanh\left(\frac{t_{NM}}{2\lambda_{sf}}\right). \quad (3.8)$$

Estos datos permitirían comparar resultados previos al cálculo de la longitud de difusión de espín. En la figura 3.45 se reportan los datos $\zeta_{SP}^{NM}(t_{NM})$ a múltiples frecuencias y en función de t_{NM} .

En las muestras CoFeB/Pt se identificó una magnetización efectiva de $M_{eff} = 979 \pm 8 \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$ y un parámetro de amortiguamiento de la bicapa de $\alpha_{F/N} = 0.0136 \pm 0.0006$. En la gráfica azul de la figura 3.44 faltaron espesores para poder determinar bien λ_{sf} . La señal AMR-FMR fue decreciendo con el espesor, por lo que el ángulo Hall de espín que se calculó con la mejor señal AMR-FMR fue $\overline{\theta_{SHE}}(t_{Pt} = 4 \text{ nm}) \approx 3.6 \pm 2.9 \%$.

En las muestras CoFeB/Ir se obtuvo una magnetización efectiva de $M_{eff} = 989 \pm 6 \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$ y un parámetro de amortiguamiento de la bicapa de $\overline{\alpha_{F/N}} = 0.0149 \pm 0.0012$. Aunque en la gráfica naranja de la figura 3.44 se tienen datos para 4 espesores, el comportamiento de los espesores pequeños es irregular. Eso dificulta la convergencia de λ_{sf} en el ajuste. El voltaje en los dispositivos CoFeB/Ir fue menor a los dispositivos CoFeB/Pt, por lo que se obtuvieron resultados con un error mayor. La estimación más confiable fue $\overline{\theta_{SHE}}(t_{Ir} = 2 \text{ nm}) \approx 1.2 \pm 0.6 \%$, que corresponde a CoFeB(5)/Ir(2).

Comparando CoFeB/Pt con CoFeB/Ir, se obtiene que sus magnetizaciones efectivas son equivalentes⁴. Esto corrobora que las capas de 5 nm de CoFeB entre estos dispositivos son equivalentes⁵. Además, si la antena GSG también fuera equivalente entre esos dispositivos, podría calcularse un cociente $\frac{\theta_{SHE-Ir}}{\theta_{SHE-Pt}}$ que es independiente de h_{rf} . Método utilizado por T. Fache *et al.* [8].

De nuestros cálculos se obtiene $\frac{\theta_{SHE-Ir}}{\theta_{SHE-Pt}} \approx 0.11 \pm 0.10$. La cota superior 0.21 difiere con el valor 0.26 reportado por T. Fache *et al.* [8]. Sin embargo, es difícil comparar estos resultados. El valor de $\frac{\theta_{SHE-Ir}}{\theta_{SHE-Pt}}$ sólo tiene sentido si se usó el mismo valor de h_{rf} para obtener θ_{SHE-Ir} y θ_{SHE-Pt} . Por ejemplo, se puede calcular todo con $h_{rf} = 1 \text{ G}$, el usar un h_{rf} constante y dividir $\frac{\theta_{SHE-Ir}}{\theta_{SHE-Pt}}$ conlleva asumir que las antenas GSG de los dispositivos son equivalentes. Pero si no se reporta el valor constante que se asumió de h_{rf} , surgen errores al intentar comparar resultados entre diversas investigaciones.

⁴La equivalencia entre dos cantidades se refiere a la intersección de los rangos de valores posibles asociados a esas dos cantidades.

⁵La equivalencia entre partes de dos sistemas A y B se refiere a la idea de que el intercambiar X parte del sistema A con la X parte del sistema B reproduce resultados indistinguibles.

En las muestras de Bi_2Se_3 con CoFe se corroboró que el signo del voltaje V_{SP} depende del orden en el que se apilan las capas FM y NM. Lo que confirma que el voltaje observable tiene una contribución dominante de la SP-FMR. Sin embargo, en los dispositivos CoFe/ Bi_2Se_3 se observó una asimetría en la resonancia. Ese comportamiento indica otro efecto adicional al SP-FMR, como el FT-FMR. El que se detecte un efecto como FT-FMR indica que el dispositivo no cumple con la configuración que originalmente fue sintetizado. Por lo que puede presentar capas no homogéneas o defectos en la antena GSG.

En cambio, con las muestras $\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{CoFe}$ la señal dominante fue la de SP-FMR. Para $\text{Bi}_2\text{Se}_3(10)/\text{CoFe}(5)$ se obtuvo $\overline{\theta_{\text{SHE}}} \approx 0.19 \pm 0.22 \%$. Sin embargo, la magnetización efectiva de los dispositivos no fue equivalente. Es decir, la capa de CoFe no era equivalente entre dispositivos. Esto indica que puede haber defectos, espesores irregulares en la capa CoFe. Por lo que se determinó un valor de $\overline{\theta_{\text{SHE}}}$, pero este podría no estar bien identificado de acuerdo a los materiales y espesores reales de la bicapa.

En las muestras $\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{Py}$ la señal dominante fue la de SP-FMR. Con estos dispositivos se corroboró la dependencia del voltaje V_{Obs} respecto al campo h_{rf} y la potencia P_{rf} con la que se genera ese campo: $V_{\text{Obs}} \propto h_{\text{rf}}^2 \propto P_{\text{rf}}$.

Los ángulos Hall de espín no fueron equivalentes. El mayor ángulo calculado fue $\overline{\theta_{\text{SHE}}} \approx 0.13 \pm 0.07 \%$ de $\text{Bi}_2\text{Se}_3(6)/\text{Py}(5)$. Las magnetizaciones efectivas no fueron equivalentes. Y como se observa en la gráfica morada de la figura 3.44, tampoco la corriente I_{SP} mostró la dependencia esperada respecto al espesor t_{NM} . Entonces, se concluye que las capas Py pueden tener defectos o no corresponder a los espesores especificados. Por lo que, aunque se observaron señales de SP-FMR, la caracterización de $\overline{\theta_{\text{SHE}}}$ no corresponde estrictamente a una bicapa con los espesores y materiales especificados.

Debido a disposiciones de tiempo en contingencia sanitaria, no se dispuso de tiempo para otros análisis experimentales que permitieran identificar la calidad de los dispositivos. Sin embargo, de todo este proceso de análisis y discusión de resultados es posible proponer un estudio futuro y refinar el método de caracterización del SP-FMR. El método que propongo para continuar con estos estudios es el siguiente:

3.6.1. Método refinado

Se asume que se dispone de dispositivos bicapa con la configuración especificada en la sección 2.1. Lo 1° es medir las resistencias $R_{\text{F/N}}$ de la bicapa. Esa resistencia debe ser inversamente proporcional a los espesores de la bicapa. Si las capas FM son del mismo espesor, el cambio de espesor depende sólo de la capa NM. Entonces la resistencia debe reducirse conforme se incrementa t_{NM} . El que no se cumpla esto puede ir indicando que la bicapa no fue bien sintetizada.

Lo 2° sería realizar las mediciones y el análisis FMR. Si se tiene dispositivos donde la capa FM es equivalente, entonces estos dispositivos deben de presentar una magnetización efectiva equivalente. El que no se cumpla esto confirma problemas en las síntesis de esas capas FM.

En la configuración especificada en la sección 2.1, los picos de resonancia deben de ser simétricos. La presencia de asimetrías indica que pudo haber problemas de síntesis en la bicapa o en la antena GSG. Se recomienda cambiar los dispositivos si se presentan este problema.

Lo 3° sería operar con la máxima potencia disponible para las mediciones con AMR-FMR. También se recomienda operar con la corriente máxima que no comprometa la integridad del dispositivo.

Es importante notar que el SP-FMR no es un efecto observable en monocapas ferromagnéticas. Sin embargo, el AMR-FMR no depende de la capa NM, por lo que el AMR-FMR sí sería un efecto medible en una monocapa FM. Esto es útil para determinar α_{F} sin necesidad de sintetizar un dispositivo con otra configuración donde FT-FMR ya sea observable.

El 4° paso sería medir la resistencia R_{GSG} de la antena GSG. Estrictamente basta con medir la resistencia de la banda conductora S (Señal) de esa antena. Con este dato es posible estimar h_{rf} por ley de Ampère. Y además, es posible tener un criterio para establecer si dos dispositivos tienen antenas GSG equivalentes. Las antenas equivalentes presentarán resistencias equivalentes.

En principio, este paso permitiría usar el valor de h_{rf} (obtenido por ley de Ampère o por AMR-FMR) en otro dispositivo pero con una antena GSG equivalente. No obstante, el emplear un valor de h_{rf} en otro dispositivo todavía dependería del espesor de la capa aislante entre la antena GSG y la bicapa. Cuando también se tiene que la separación entre la antena GSG y la bicapa es la misma entre dos dispositivos, entonces el campo h_{rf} sí debe ser constante entre esos dispositivos.

El 5° paso sería estimar θ_{SHE} o $\zeta_{\text{SP}}^{\text{NM}}(t_{\text{NM}})$. Si se cuenta con datos de múltiples espesores de la capa NM, es posible determinar λ_{sf} con precisión. De tal manera que se puede reportar θ_{SHE} y λ_{sf} . En el caso que no sea posible determinar λ_{sf} , se puede reportar $\zeta_{\text{SP}}^{\text{NM}}(t_{\text{NM}})$ y adicionalmente reportar θ_{SHE} a un valor de λ_{sf} reportado en la literatura.

No hay que olvidar que el reportar M_{eff} , $\alpha_{\text{F/N}}$, h_{rf} , $\Re(g^{\uparrow\downarrow})$, λ_{sf} , θ_{SHE} es fundamental para la reproducibilidad y comparación de los resultados.

Con este método podemos identificar defectos en las muestras o dispositivos antes de realizar todas las mediciones, los cuales posteriormente generen errores en la medición del h_{rf} .

Como trabajo a futuro es necesario revisar la viabilidad de amplificar $V_{\text{AMR-FMR}}$. Se debe hacer un experimento que caracterice un incremento de la corriente I_{dc} . Ese experimento permitiría establecer el rango de operabilidad de I_{dc} : el rango en el que la bicapa no se queme. En este trabajo se usó el orden de magnitud de 0.1 mA. El operar una I_{dc} con uno o dos órdenes de magnitud más, permitiría que $V_{\text{AMR-FMR}}$ no este en el rango del ruido y tener mayor precisión al estimar θ_c y h_{rf} .

Conclusiones

La resonancia ferromagnética (FMR) se logró observar a través del voltaje generado por la dinámica de FMR con bombeo de espín (SP-FMR) y por la magnetoresistencia anisotrópica en presencia de la FMR (AMR-FMR). Además, en algunos dispositivos espintrónicos fue posible observar contribuciones inesperadas en el voltaje. Esas contribuciones se pueden atribuir a la FMR por el torque de un campo magnético (FT-FMR por *Field Torque*).

Analizando el voltaje observable, se estimaron múltiples ángulos Hall de espín. Para las muestras de CoFeB/Pt se obtuvo $\overline{\theta_{\text{SHE}}}(t_{\text{Pt}} = 4 \text{ nm}) \approx 3.6 \pm 2.9 \%$. Para las muestras de CoFeB/Ir se obtuvo $\overline{\theta_{\text{SHE}}}(t_{\text{Ir}} = 2 \text{ nm}) \approx 1.2 \pm 0.6 \%$. De esos valores se calcula $\frac{\overline{\theta_{\text{SHE-Ir}}}}{\overline{\theta_{\text{SHE-Pt}}}} \approx 0.11 \pm 0.10$, un valor que podría ser independiente de la amplitud h_{rf} .

Para $\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{CoFe}$ se obtuvo $\overline{\theta_{\text{SHE}}}(t_{\text{Bi}_2\text{Se}_3} = 10 \text{ nm}) \approx 0.19 \pm 0.22 \%$. Mientras para $\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{Py}$ se obtuvo $\overline{\theta_{\text{SHE}}}(t_{\text{Bi}_2\text{Se}_3} = 6 \text{ nm}) \approx 0.13 \pm 0.07 \%$. Sin embargo, los dispositivos con Bi_2Se_3 mostraron irregularidades en sus resultados que implican que el $\overline{\theta_{\text{SHE}}}$ no corresponde estrictamente a una bicapa con los espesores y materiales especificados.

En este trabajo se identificaron 4 criterios para inferir irregularidades en los dispositivos con la configuración utilizada. El 1°, la presencia del FT-FMR indica capas no homogéneas o defectos en la antena GSG. El 2°, magnetizaciones efectivas no equivalentes entre capas FM de espesores equivalentes indican irregularidades en las capas FM. El 3°, las resistencias $R_{\text{F/N}}$ de las bicapas que no son inversamente proporcional a los espesores de la bicapa indican la presencia de irregularidades en las bicapas. Y el 4°, que la corriente I_{SP} no cumpla con la proporcionalidad $I_{\text{SP}} \propto \tanh\left(\frac{t_{\text{NM}}}{2\lambda_{\text{sf}}}\right)$ indica capas NM con irregularidades.

También se identificó que es posible medir la resistencia R_{GSG} de la banda conductora S (Señal). Eso permite estimar h_{rf} por ley de Ampère. Y además permite establecer un criterio para decir si dos dispositivos tienen antenas GSG y valores h_{rf} equivalentes: las resistencias R_{GSG} entre esos dispositivos deben ser equivalentes. Ante estos criterios, fue posible refinar un protocolo para realizar mediciones de SP-FMR.

Como trabajo a futuro se propone analizar la viabilidad de amplificar $V_{\text{AMR-FMR}}$. Ese análisis consistiría en identificar el rango de operación de I_{dc} tal que no se queme la bicapa. No sobra mencionar que se identifica que el AMR-FMR también se genera en monocapas FM, lo que haría posible el análisis de monocapas FM en la configuración utilizada en este trabajo. Además, sería necesario volver a sintetizar los dispositivos de $\text{Bi}_2\text{Se}_3/\text{CoFe}$ y $\text{CoFe}/\text{Bi}_2\text{Se}_3$ y repetir las mediciones para determinar su ángulo espín Hall.

A. Analogía del FMR

En la literatura es usual que lo único que se mencione para justificar la existencia de la resonancia ferromagnética sea la precesión de la magnetización. Sin embargo, si hay formas de simplificar la comprensión de este fenómeno. Para ello, se requiere visualizar un oscilador amortiguado que es forzado: un sistema que presenta resonancia.

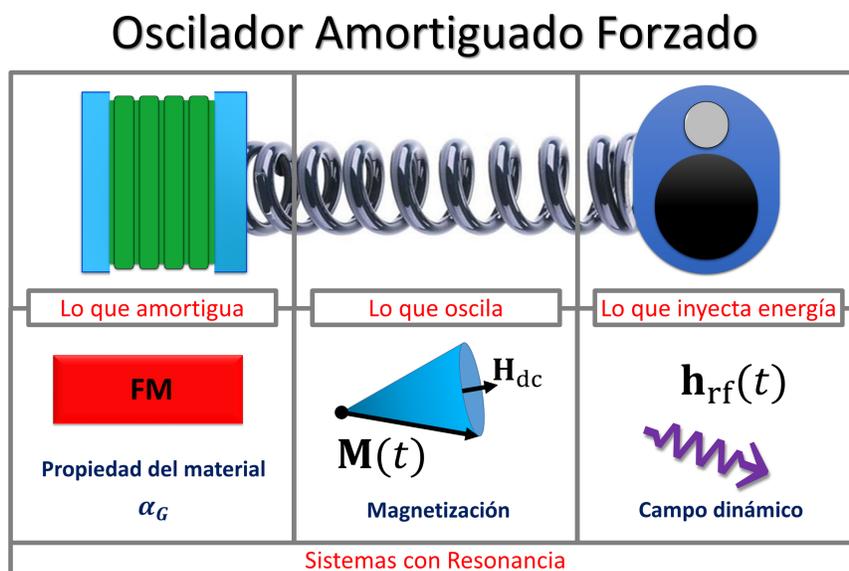


Figura A.1: Analogía entre la resonancia ferromagnética y la resonancia de un oscilador amortiguado y forzado.

En la figura A.1, se comparan los elementos de del sistema de la resonancia ferromagnética con los elementos de un oscilador amortiguado forzado. En la 2^{da} columna, se muestra el elemento que oscila. En este contexto, el resorte ejerce el mismo rol que el de la magnetización, pues ambos elementos oscilaran periódicamente.

En la 1^{er} columna, se muestra el elemento que amortigua. Para un resorte, el amortiguador puede ser un material blando o un material que puede plegarse. Para la FMR, las interacciones microscópicas del material FM le generan propiedades dispersivas respecto a la oscilación de la magnetización.

En la 3^{ra} columna, se muestra el elemento que inyecta energía al sistema. El forzamiento del sistema ingresa en forma de una onda que bombea energía, lo que no permite que las oscilaciones cesen a pesar de la amortiguación [85]. Para el resorte, el elemento que fuerza es un motor o una bocina. Para la FMR, el elemento que fuerza es el campo dinámico $h_{rf}(t)$ que es periódico en el tiempo.

En el estado estacionario, el sistema acumula una energía constante, pues la energía que va ingresando y la energía que se va disipando llegan a un equilibrio. Por lo que, la magnetización oscila de manera constante. Pero existen estados en los que la oscilación, el amortiguamiento y el forzamiento se acoplan de tal manera que el sistema acumula una brusca cantidad de energía. En ese caso, el sistema alcanza el estado de resonancia [85].

Bibliografía

- [1] J. E. Hirsch. Spin Hall effect. *Physical Review Letters*, 83(9):1834–1837, 1999.
- [2] Jose H. Garcia, Marc Vila, Aron W. Cummings, and Stephan Roche. Spin transport in graphene/transition metal dichalcogenide heterostructures. *Chemical Society Reviews*, 47(9):3359–3379, 2018.
- [3] Yi Wang, Dapeng Zhu, Yumeng Y., Kyusup L., Rahul M., Gyungchoon G., Se-Hyeok Oh, Dong-Hyun K., Kaiming C., Enlong Liu, Shawn D. P., Shuyuan Shi, Jongmin Lee, Kie Leong T., Yihong Wu, Kyung-Jin Lee, and Hyunsoo Y. Magnetization switching by magnon-mediated spin torque through an antiferromagnetic insulator. *Science*, 366(6469):1125–1128, 2019.
- [4] Yasuo Ando. Spintronics technology and device development. *Japanese Journal of Applied Physics*, 54(7):070101, 2015.
- [5] Anjan Soumyanarayanan, Nicolas Reyren, Albert Fert, and Christos Panagopoulos. Emergent phenomena induced by spin–orbit coupling at surfaces and interfaces. *Nature*, 539:509–517, 2016.
- [6] Stephan Roche, Johan Åkerman, Bernd Beschoten, Jean-Christophe Charlier, Mairbek Chshiev, and Albert Fert. Graphene spintronics: The European Flagship perspective. *2D Materials*, 2(3):030202, 2015.
- [7] Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom. Observation of the spin Hall effect in semiconductors. *Science*, 306(5703):1910–1913, 2004.
- [8] T. Fache, J. C. Rojas-Sanchez, L. Badie, S. Mangin, and S. Petit-Watelot. Determination of spin hall angle, spin mixing conductance, and spin diffusion length in CoFeB/ir for spin-orbitronic devices. *Physical Review B*, 102(6):064425, 2020.
- [9] K. Ando, Y. Kajiwara, S. Takahashi, S. Maekawa, K. Takemoto, M. Takatsu, and E. Saitoh. Angular dependence of inverse spin Hall effect induced by spin pumping investigated in a Ni₈₁Fe₁₉/Pt thin film. *Physical Review B*, 78(1):014413, 2008.
- [10] Luqiao Liu, Takahiro Moriyama, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman. Spin-torque ferromagnetic resonance induced by the spin Hall effect. *Physical Review Letters*, 106(3):036601, 2011.
- [11] Praveen Deorani, Jaesung Son, Karan Banerjee, Nikesh Koirala, Matthew Brahlek, Seongshik Oh, and Hyunsoo Yang. Observation of inverse spin hall effect in bismuth selenide. *Physical Review B*, 90(9):094403, 2014.
- [12] A. A. Baker, A. I. Figueroa, L. J. Collins-McIntyre, G. van der Laan, and T. Hesjedal. Spin pumping in ferromagnet-topological insulator-ferromagnet heterostructures. *Scientific Reports*, 5(1):7907, 2015.
- [13] Mahdi Jamali, Joon Sue Lee, Yang Lv, Zhengyang Zhao, Nitin Samarth, and Jian-Ping Wang. Room temperature spin pumping in topological insulator Bi₂Se₃. *arXiv Condensed Matter*, 1407.7940, 2014.
- [14] Mark H. Fischer, Abolhassan Vaezi, Aurelien Manchon, and Eun-Ah Kim. Spin-torque generation in topological-insulator-based heterostructures. *Physical Review B*, 93(12):125303, 2016.
- [15] Yabin Fan and Kang L. Wang. Spintronics based on topological insulators. *SPIN*, 6(2):1640001, 2016.

- [16] Nils Kuhlmann, Andreas Vogel, and Guido Meier. Magnetization dynamics and cone angle precession in perma-
lloy rectangles. *Physical Review B*, 85(1), 2012.
- [17] Surbhi Gupta, Rohit Medwal, Daichi Kodama, Kouta Kondou, YoshiChika Otani, and Yasuhiro Fukuma. Im-
portant role of magnetization precession angle measurement in inverse spin hall effect induced by spin pumping.
Applied Physics Letters, 110(2):022404, 2017.
- [18] M. V. Costache, S. M. Watts, M. Sladkov, C. H. van der Wal, and B. J. van Wees. Large cone angle magnetization
precession of an individual nanopatterned ferromagnet with dc electrical detection. *Applied Physics Letters*,
89(23):232115, 2006.
- [19] A. Ganguly, K. Kondou, H. Sukegawa, S. Mitani, S. Kasai, Y. Niimi, Y. Otani, and A. Barman. Thickness
dependence of spin torque ferromagnetic resonance in $\text{Co}_{75}\text{Fe}_{25}/\text{Pt}$ bilayer films. *Applied Physics Letters*,
104(7):072405, 2014.
- [20] M. Harder, Y. Gui, and Can-Ming Hu. Electrical detection of magnetization dynamics via spin rectification
effects. *Physics Reports*, 661:1–59, 2016.
- [21] Albert Fert, Nicolas Reyren, and Vincent Cros. Magnetic skyrmions: advances in physics and potential applica-
tions. *Nature Reviews Materials*, 2(7):17031, 2017.
- [22] Nouredine Zettili. *Quantum mechanics: concepts and applications*. John Wiley & Sons Inc, 2nd edition, 2009.
- [23] W. Gerlach and O. Stern. Der experimentelle nachweis der richtungsquantelung im magnetfeld. *Zeitschrift für
Physik*, 9(1):349–352, 1922.
- [24] Sergej Konschuh, Martin Gmitra, and Jaroslav Fabian. Tight-binding theory of the spin-orbit coupling in graphe-
ne. *Physical Review B*, 82(24):245412, 2010.
- [25] Massimiliano Di Ventra. *Electrical Transport in Nanoscale Systems*. Cambridge University Press, 1st edition,
2008.
- [26] J. C. Cuevas and Elke Scheer. *Molecular Electronics: An Introduction to Theory and Experiment*. World Scien-
tific, 1st edition, 2010.
- [27] S. Datta. *Electronic Transport in Mesoscopic Systems*. Cambridge University Press, 1st edition, 1997.
- [28] Adrian P. Sutton. *Electronic Structure of Materials*. Oxford Science Publications, 1st edition, 1993.
- [29] N. F. Mott. The resistance and thermoelectric properties of the transition metals. *Royal Society of London*,
156(888):368–382, 1936.
- [30] M. Dyakonov and V I. Perel. Possibility of orienting electron spins with current. *Soviet Journal of Experimental
and Theoretical Physics Letters*, 13:467, 1971.
- [31] Qing-feng Sun and X. C. Xie. Definition of the spin current: The angular spin current and its physical consequen-
ces. *Physical Review B*, 72(24):245–305, 2005.
- [32] Tudor D. Stanescu. *Introduction to Topological Quantum Matter & Quantum Computation*. CRC Press, 1 edition,
2016.
- [33] M. Z. Hasan and C. L. Kane. Topological insulators. *Reviews of Modern Physics*, 82(4):3045–3067, 2010.
- [34] M. Fruchart and D. Carpentier. An introduction to topological insulators. *Comptes Rendus Physique*, 14(9):779–
815, 2013.
- [35] C. L. Kane, E. J. Mele, and Liang Fu. Topological insulators in three dimensions. *Physical Review Letters*,
98(10):106803, 2007.

- [36] L. Balents and J. E. Moore. Topological invariants of time-reversal-invariant band structures. *Physical Review B*, 75(12):121306, 2007.
- [37] Shun-Qing Shen. *Topological Insulators: Dirac Equation in Condensed Matters*. Springer-Verlag, 2012.
- [38] Emmanuel I. Rashba. Spin-orbit coupling and spin transport. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 34(1):31–35, 2006.
- [39] Mengyun He, Huimin Sun, and Qing Lin He. Topological insulator: Spintronics and quantum computations. *Frontiers of Physics*, 14(4):43401, 2019.
- [40] D. Hsieh, D. Qian, L. Wray, Y. Xia, Y. S. Hor, R. J. Cava, and M. Z. Hasan. A topological dirac insulator in a quantum spin hall phase. *Nature*, 452(7190):970–974, 2008.
- [41] Y. Xia, D. Qian, D. Hsieh, L. Wray, A. Pal, H. Lin, A. Bansil, D. Grauer, Y. S. Hor, R. J. Cava, and M. Z. Hasan. Observation of a large-gap topological-insulator class with a single dirac cone on the surface. *Nature*, 5(6):398–402, 2009.
- [42] D. Griffiths. *Introduction Electrodynamics*. Pearson Educación, 4th edition, 2012.
- [43] M. B. Jungfleisch. *Spin pumping and inverse spin Hall effect in yttrium iron garnet/platinum heterostructures*. PhD thesis, University of Kaiserslautern, 2013.
- [44] Edouard Lesne. *Non-Equilibrium Spin Accumulation Phenomena at the LaAlO₃/SrTiO₃(001) Quasi-Two-Dimensional Electron System*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2015.
- [45] L. Landau and E. Lifshitz. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. In *Perspectives in Theoretical Physics*, pages 51–65. Elsevier, 1992.
- [46] T. L. Gilbert. A lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field. *Physical Review*, 100:1243, 1955.
- [47] Yaroslav Tserkovnyak, Arne Brataas, Gerrit E. W. Bauer, and Bertrand I. Halperin. Non-local magnetization dynamics in ferromagnetic heterostructures. *Reviews of Modern Physics*, 77(4):1375–1421, 2005.
- [48] M. V. Costache, S. M. Watts, C. H. van der Wal, and B. J. van Wees. Electrical detection of spin pumping: dc voltage generated by ferromagnetic resonance at ferromagnet/nonmagnet contact. *Physical Review B*, 78(6):064423, 2008.
- [49] Yaroslav Tserkovnyak, Arne Brataas, and Gerrit E. W. Bauer. Enhanced Gilbert damping in thin ferromagnetic films. *Physical Review Letters*, 88(11):117601, 2002.
- [50] M. S. Sodha and N. C. Srivastava. *Microwave Propagation in Ferrimagnetics*. Springer US, 1 edition, 1981.
- [51] Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takahashi, S. Maekawa, and E. Saitoh. Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator. *Nature*, 464(7286):262–266, 2010.
- [52] R. Ramos, T. Hioki, Y. Hashimoto, T. Kikkawa, P. Frey, A. J. E. Kreil, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, B. Hillebrands, and E. Saitoh. Room temperature and low-field resonant enhancement of spin seebeck effect in partially compensated magnets. *Nature Communications*, 10(1):5162, 2019.
- [53] Jack Bass and William P Pratt. Spin-diffusion lengths in metals and alloys, and spin-flipping at metal/metal interfaces: an experimentalist’s critical review. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 19(18):183201, 2007.
- [54] A. Azevedo, L. H. Vilela-Leão, R. L. Rodríguez-Suárez, A. F. Lacerda Santos, and S. M. Rezende. Spin pumping and anisotropic magnetoresistance voltages in magnetic bilayers: Theory and experiment. *Physical Review B*, 83(14):144402, 2011.

- [55] A. Manchon and A. Belabbes. Spin-orbitronics at transition metal interfaces. *Solid State Physics*, 68:1–89, 2017.
- [56] Jairo Sinova, Sergio O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. H. Back, and T. Jungwirth. Spin Hall effect. *arXiv*, 1411.3249, 2014.
- [57] Kouta Kondou, Hiroaki Sukegawa, Shinya Kasai, Seiji Mitani, Yasuhiro Niimi, and YoshiChika Otani. Influence of inverse spin hall effect in spin-torque ferromagnetic resonance measurements. *Applied Physics Express*, 9(2):023002, 2016.
- [58] William Thomson. XIX. On the electro-dynamic qualities of metals: Effects of magnetization on the electric conductivity of nickel and of iron. *Royal Society of London*, 8:546–550, 1857.
- [59] T. McGuire and R. Potter. Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3D alloys. *IEEE Transactions on Magnetics*, 11(4):1018–1038, 1975.
- [60] Robert I. Potter. Magnetoresistance anisotropy in ferromagnetic NiCu alloys. *Physical Review B*, 10(11):4626–4636, 1974.
- [61] I. A. Campbell, A. Fert, and O. Jaoul. The spontaneous resistivity anisotropy in ni-based alloys. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 3(1):S95–S101, 1970.
- [62] Charles Kittel. On the theory of ferromagnetic resonance absorption. *Physical Review*, 73(2):155–161, 1948.
- [63] M. Harder, Z. X. Cao, Y. S. Gui, X. L. Fan, and C.-M. Hu. On the line shape of the electrically detected ferromagnetic resonance. *Physical Review B*, 84(5):054423, 2011.
- [64] D. Polder. VIII. on the theory of ferromagnetic resonance. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 40(300):99–115, 1949.
- [65] Robert C. O’Handley. *Modern magnetic materials: principles and applications*. Wiley, 1st edition, 2000.
- [66] T. Fache. *Iridium-based synthetic ferrimagnets for spintronics*. PhD thesis. Université de Lorraine. 2020.
- [67] T. Nan, S. Emori, Carl T. Boone, Xinjun Wang, Trevor M. Oxholm, John G. Jones, Brandon M. Howe, Gail J. Brown, and Nian X. Sun. Comparison of spin-orbit torques and spin pumping across NiFe/Pt and NiFe/Cu/Pt interfaces. *Physical Review B*, 91(21):214416, 2015.
- [68] Yong Sheng Gui, Li Hui Bai, and Can Ming Hu. The physics of spin rectification and its application. *Science China Physics, Mechanics and Astronomy*, 56(1):124–141, 2013.
- [69] A. Azevedo, L. H. Vilela Leão, R. L. Rodriguez-Suarez, A. B. Oliveira, and S. M. Rezende. DC effect in ferromagnetic resonance: Evidence of the spin-pumping effect? *Journal of Applied Physics*, 97(10):10C715, 2005.
- [70] A. Azevedo, O. Alves Santos, R. O. Cunha, R. Rodríguez-Suárez, and S. M. Rezende. Addition and subtraction of spin pumping voltages in magnetic hybrid structures. *Applied Physics Letters*, 104(15):152408, 2014.
- [71] A. Brataas, Y. Tserkovnyak, Gerrit E. W. Bauer, and Bertrand I. Halperin. Spin battery operated by ferromagnetic resonance. *Physical Review B*, 66(6):060404, 2002.
- [72] M. Johnson and R. H. Silsbee. Coupling of electronic charge and spin at a ferromagnetic-paramagnetic metal interface. *Physical Review B*, 37(10):5312–5325, 1988.
- [73] Kyoko Nakada, Mitsutaka Fujita, Gene Dresselhaus, and Mildred S. Dresselhaus. Edge state in graphene ribbons: Nanometer size effect and edge shape dependence. *Physical Review B*, 54(24):17954–17961, 1996.
- [74] K. Ando, S. Takahashi, J. Ieda, and Y. Kajiwara. Inverse spin-hall effect induced by spin pumping in metallic system. *Journal of Applied Physics*, 109:103913, 2011.

- [75] Wei Zhang, Matthias B. Jungfleisch, Wanjun Jiang, Joseph Sklenar, Frank Y. Fradin, John E. Pearson, John B. Ketterson, and Axel Hoffmann. Spin pumping and inverse spin hall effects—Insights for future spin-orbitronics (invited). *Journal of Applied Physics*, 117(17):172610, 2015.
- [76] Arne Brataas, Andrew D. Kent, and Hideo Ohno. Current-induced torques in magnetic materials. *Nature Materials*, 11(5):372–381, 2012.
- [77] Ryo Iguchi, Kazuya Ando, Ryo Takahashi, Toshu An, Eiji Saitoh, and Tetsuya Sato. Spin pumping without three-magnon splitting in polycrystalline $\text{Bi}_1\text{Y}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Pt}$ bilayer structure. *Japanese Journal of Applied Physics*, 51:103004, 2012.
- [78] Z. Feng, J. Hu, L. Sun, B. You, D. Wu, J. Du, W. Zhang, A. Hu, Y. Yang, D. M. Tang, B. S. Zhang, and H. F. Ding. Spin hall angle quantification from spin pumping and microwave photoresistance. *Physical Review B*, 85(21), 2012.
- [79] K. Zhang, Y.-C. Lin, and J.A. Robinson. Synthesis, properties, and stacking of two-dimensional transition metal dichalcogenides. In *Semiconductors and Semimetals*, volume 95, pages 189–219. Elsevier, 2016.
- [80] J. T. Gudmundsson and D. Lundin. Introduction to magnetron sputtering. In *High Power Impulse Magnetron Sputtering*, pages 1–48. Elsevier, 2020.
- [81] José M. Quero, Francisco Perdignes, and Carmen Aracil. Microfabrication technologies used for creating smart devices for industrial applications. In *Smart Sensors and MEMs*, pages 291–311. Elsevier, 2018.
- [82] Patrick Naulleau. Optical lithography. In *Comprehensive Nanoscience and Nanotechnology*, pages 387–398. Elsevier, 2019.
- [83] Xiaoyong Liu, Wenzhe Zhang, Matthew J. Carter, and Gang Xiao. Ferromagnetic resonance and damping properties of CoFeB thin films as free layers in MgO-based magnetic tunnel junctions. *Journal of Applied Physics*, 110(3):033910, 2011.
- [84] Yuelei Zhao, Qi Song, See-Hun Yang, Tang Su, Wei Yuan, Stuart S. P. Parkin, Jing Shi, and Wei Han. Experimental investigation of temperature-dependent gilbert damping in permalloy thin films. *Scientific Reports*, 6(1):22890, 2016.
- [85] Iain G. Main. *Vibrations and Waves in Physics*. Cambridge University Press, 3rd edition, 1993.