



Universidad de Salamanca

Facultad de Ciencias  
Departamento de Física Aplicada

**Modelización de oscilaciones debidas  
a la transferencia de spin en válvulas  
de spin nanométricas**

Elżbieta Jaromirska

Diciembre 2010



**D. Luis López Díaz**, Profesor Titular de Electromagnetismo y miembro del Departamento de Física Aplicada de la Universidad de Salamanca

CERTIFICA

Que la presente Memoria, titulada *Modelización de oscilaciones debidas a la transferencia de spin en las válvulas nanométricas* y presentada por **D. Elżbieta Jaromirska** para optar al Grado de Doctora en Física, ha sido realizado en su totalidad bajo su dirección en el Área de Electromagnetismo del Departamento de Física Aplicada de la Universidad de Salamanca.

Salamanca, 10 de diciembre de 2010

Fdo. Luis López Díaz  
Profesor Titular de Electromagnetismo  
Universidad de Salamanca

## CONTENTS

1. <i>Introducción</i> . . . . .	1
2. <i>Guía de resultados</i> . . . . .	5
2.1 Oscilaciones inducidas por al 'wavy' STT . . . . .	6
2.1.1 El STT en el límite de transporte difusivo . . . . .	6
2.1.2 Resultados numéricos . . . . .	8
2.2 Oscilaciones de un vórtice en un contacto puntual . . . . .	14
2.2.1 Introducción . . . . .	14
2.2.2 Resultados del estudio numérico . . . . .	15
2.3 Dinámica acoplada de dos vórtices en un contacto puntual. . .	23
2.4 Oscilaciones acopladas en una matriz de contactos puntuales .	26
3. <i>Conclusiones</i> . . . . .	27
<i>Bibliography</i> . . . . .	30

## 1. INTRODUCCIÓN

El rápido desarrollo de las Ciencias Naturales, la Ingeniería y la Medicina, en nuestra era, ha servido como precursor de la revolución industrial e intelectual que la humanidad ha presenciado en los últimos siglos. Dentro del amplio espectro de campos de investigación existentes hoy en día, este trabajo se va a centrar en un área de la física moderna denominada espintrónica (neologismo del inglés Spintronics [1, 2]). Esta novedosa tecnología combina dos campos de física: electrónica y magnetismo. La existencia del electrón como unidad de carga y por otra parte la propiedad magnética de dicha unidad, el spin, forman la idea y la base de la espintrónica.

El inicio de la espintrónica puede asociarse a los primeros experimentos del efecto túnel en materiales ferromagnéticos y superconductores llevados a cabo por Meservey y Tedrow [3] y en paralelo por Julliere [4] con válvulas magnéticas de efecto túnel (Magnetic Tunnel Junction), ambas en los años setenta. En los ochenta esta línea fue continuada en los trabajos con los dispositivos de estado sólido, donde los efectos del spin en las características de transporte del electrón fueron investigadas [5].

No obstante, el primer punto de inflexión lo marcaron Albert Fert y Peter Grünberg descubriendo el efecto de magnetoresistencia gigante (Giant Magnetoresistance), efecto por el cual fueron galardonados con el premio Nobel en 2007. El GMR atrajo rápidamente la atención de toda la sociedad investigadora. Este efecto se basa en la dependencia de la resistencia eléctrica de un dispositivo respecto a su estado de magnetización. Un ejemplo de tal dispositivo lo constituyen dos capas de materiales ferromagnéticos separa-

---

dos por una capa de un conductor no magnético. La relativa configuración magnética de las capas define la resistencia del dispositivo. Una orientación paralela desemboca en una resistencia mínima del dispositivo mientras que la orientación antiparalela de la magnetización en ambas capas conlleva la máxima resistencia eléctrica de dicha estructura. Por lo tanto el efecto GMR traduce el estado magnético de un elemento a una señal de voltage, hecho que ha abierto una variedad de aplicaciones en la industria de almacenamiento de datos y en la tecnología de sensores.

El siguiente cambio sustancial en este campo de la física vino en el año 1996 de la mano de Slonczewski [6] y Berger [7]. El hecho novedoso presentado en sus trabajos fue la idea de la transferencia de spin. En este concepto se mostraba que una corriente de spin polarizada (Spin Polarized Current) ejerce un torque sobre una capa delgada de material magnético debido a la transferencia del momento angular de spin e influenciando así el estado magnético de dicha capa. Esta propuesta teórica, junto con el desarrollo de la nanotecnología, marcaron el inicio de una nueva era en esta rama de la investigación. Los nuevos avances tecnológicos permitieron la fabricación de unos primeros dispositivos nanométricos con los cuales se albergaba la esperanza de la confirmación experimental de la elegante teoría.

Por lo general, la transferencia de spin (Spin Transfer Torque) se observa a través de la inversión de la magnetización debido a la corriente (Current Induced Magnetic Switching) [8, 9] y la generación de oscilaciones en el rango de microondas [10, 11]. El primer diseño de una memoria magnetoresistiva del acceso aleatorio (Magnetoresistive Random Access Memory) requería la aplicación de grandes campos capaces de invertir la magnetización en todo el volumen de la muestra. Estos campos, provenientes de las corrientes aplicadas a los dispositivos, suponían la necesidad de corrientes muy elevadas. El citado efecto CIMS suponía una solución a dicho problema al proponer la inversión de la magnetización a través de la corriente polarizada. En esa nueva idea se reduce tanto los tiempos de escritura y lectura como la potencia de

---

suministro necesaria, presentado pues una alternativa interesante a las tecnologías DRAM y FLASH. Junto a su eficiencia energética, la posibilidad de almacenar la información incluso en casos de pérdida de suministro eléctrico, han hecho que la tecnología MRAM se haya visto sometida a una intensa actividad investigadora en los últimos tiempos. No obstante un prototipo industrial de STT MRAM todavía no ha visto la luz.

El segundo fenómeno basado en la transferencia del spin es la precesión de estado estacionario, lo que en términos del efecto GMR o TMR (magnetorresistencia de efecto túnel, Tunneling MagnetoResistance), da lugar a una señal eléctrica oscilatoria. Este fenómeno sienta las bases para el diseño de osciladores controlados mediante corriente en el rango de los GHz, aplicable en el campo de la comunicación móvil inalámbrica o en nuevas aplicaciones lógicas o de procesamiento de señales (Spin Transfer Nano Oscillator). La principal ventaja de dicho oscilador es su pequeño tamaño y la posibilidad de su integración con tecnologías de transistores CMOS (semiconductores de óxidos metálicos complementarios, Complementary Metal Oxide Semiconductor). Por otra parte, la optimización y diseño orientado a unas aplicaciones particulares se presenta como el mayor de los obstáculos para los ingenieros e investigadores, debido a que la baja potencia de salida (pW y nW) y el ancho de línea son incompatibles con un concepto de oscilador viable técnica y económicamente. Una posible solución al primer problema ha sido propuesta recientemente en los trabajos que muestran la posibilidad de acoplamiento de múltiples osciladores [12, 13]. No obstante, la reproducibilidad de dicho mecanismo ha demostrado ser muy baja, dejando incumplida la esperanza de mejorar la potencia de salida. Este problema, por tanto, sigue en la lista de espera.

Por otro lado, existen varios trabajos focalizados en la reducción del ancho de línea [14, 15]. Como demuestra [14], la sincronización de varios osciladores en la misma capa ferromagnética mientras que la segunda capa sirve de referencia, reduce significativamente el ancho de línea. El diseño adoptado en el

---

marco de dicho trabajo ha sido el contacto puntual (Point Contact). Como su propio nombre indica, la corriente aplicada es inyectada a la parte magnética de la válvula a través de un agujero nanométrico abierto en la parte aislante.

Otro tipo de dispositivo en el que ha sido posible reducir el ancho de línea hasta el rango de kHz, es la válvula de tipo columna, donde la corriente transcurre en todo el plano de la muestra nanométrica y el STT se observa a través del efecto túnel. Como ha sido demostrado, [15] existe la posibilidad de sincronizar los osciladores presentes en ambas capas ferromagnéticas. Este acomplamiento entre capas supone una mejora sustancial del ancho de línea. No obstante, la ausencia de la capa de referencia reduce la potencia del dispositivo.

Ambos experimentos han sido llevados a cabo en una geometría donde la corriente se inyecta perpendicular al plano de la muestra (Current Perpendicular to Plane) lo cual aseguró las densidades de corriente necesarias para observar el efecto STT. Existe otro tipo de geometría diseñado para este tipo de aplicaciones que requieren la corriente en el plano de la muestra (Current In Plane), geometría que queda fuera del marco de presente trabajo.

Después de esta introducción, el lector debe de ser consciente de los obstáculos que la espintrónica afronta hoy en día. Casi media década después del descubrimiento del STT, los dispositivos modernos basados en corrientes polarizadas siguen en los laboratorios de investigación en vez de estar compitiendo en el mercado. Respecto de las memorias, es menester comentar que las posibilidades del efecto CIMS todavía no han sido agotadas, por lo que el STT MRAM aun estando fuera del alcance industrial, continua generando expectativas de futuro negocio. Por otro lado, aunque el desarrollo del STNO esté más avanzado en su rumbo a la línea de producción, la comprensión de la física que suya bajo el efecto STT deja mucho de desear. Esta tesis responde a la demanda de mejora de los conocimientos sobre osciladores espintrónicos necesaria para una aplicación coherente y dirigida de dichos dispositivos.



## 2. GUIA DE RESULTADOS

Un estudio de la dinámica de magnetización requiere el desarrollo de modelos matemáticos capaces de describir este fenómeno. Históricamente, el primer intento de modelar el estado de magnetización de un electrón fue la aproximación de un solo spin, denominado modelo macrospin. Más tarde, un modelo más avanzado fue propuesto suponiendo un cambio continuo de la magnetización en las celdas de la muestra, denominado modelo micromagnético. Ambos modelos siguen actualmente en uso, sin embargo se debe ser consciente de las limitaciones del modelo básico de macrospin. Simplemente, en muchos casos reales, la magnetización es dependiente de la posición en la muestra, aspecto que dicho modelo de macrospin no considera.

Por lo general, la energía de intercambio de una configuración  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$  aumenta conforme el tamaño de la partícula disminuye, con lo cual, por debajo de un cierto tamaño crítico se supone que el modelo macrospin debería de dar resultados correctos [16]. Por otro lado, la introducción del STT complica la estimación de este tamaño crítico. Como fue demostrado en [17], usando como ejemplo un delgado elemento cuadrado, cuando el tamaño es mayor de 30 nm la estable precesión quasi-macrospin cambia a un estado de oscilaciones caóticas. Esto conlleva que la mayoría de los casos experimentales quedan fuera del alcance de modelo macrospin.

Por otro lado, en una geometría de tipo contacto puntual el modelo macrospin no es aplicable en ningún caso y el estudio de estos sistemas debe hacerse necesariamente en el modelo micromagnético.

## 2.1 Oscilaciones inducidas por al 'wavy' STT

Una característica común de los dos tipos de osciladores investigados en el marco de este trabajo es la posibilidad de funcionamiento sin campo externo y sólo bajo el efecto STT. Desde un punto de vista práctico, el efecto STT surge de la asimetría de spin en los dos canales independientes de transporte. Esto implica que las características de STT provienen del diseño de la muestra y los materiales utilizados para su construcción, asumiéndose así que STT y los efectos CPP–GMR son inseparables [18] y dependen de los mismos parámetros estructurales. Primero, Valet y Fert [19] incorporaron la mayoría de dichos parámetros en un modelo matemático considerando dos canales independientes de conducción de electrones que obedecen la ecuación de Boltzman de transporte difusivo. Luego, la generalización de este modelo [20] dio un paso hacia la descripción unificada de STT y CPP–GMR en el límite difusivo.

### 2.1.1 El STT en el limite de transporte difusivo

En las válvulas simétricas, donde el mismo material magnético compone la capa fija y la libre, como por ejemplo Co/Cu/Co, el modelo difusivo predice el STT estándar con valores similares a los resultados de límite balístico [6]. En este caso los electrones polarizados provocan el efecto CIMS [21]. Además, aplicando campos superiores al campo de coercitivo, se pueden generar oscilaciones en el rango de microondas [11]. Un comportamiento de este tipo ha sido observado en válvulas Py/Cu/Py (Py = Permalloy) tanto experimentalmente [22, 23] como en estudios numéricos [24]. También existen estructuras asimétricas, como por ejemplo Co(40 nm)/Cu(10 nm)/Py(3 nm) donde la capa fija y fina puede construirse a partir de diferentes materiales, pudiéndose alcanzar comportamientos similares a las válvulas simétricas mediante el ajuste de la proporción de espesores de las capas. De esta manera, este tipo de construcciones asimétricas también mantienen el carácter

estándar del STT [25].

Por otro lado y como ha sido demostrado [20], en las válvulas asimétricas tipo pilar, siempre y cuando la proporción de grosores cumpla ciertas limitaciones y tanto los factores de asimetría de volumen y de superficie como la longitud de difusión de spin sean diferentes en cada capa magnética, se puede inducir un carácter llamado 'wavy' del STT. Este carácter viene determinado por el hecho de que el STT es nulo para un cierto valor del ángulo formado por las magnetizaciones de las dos capas ferromagnéticas y, en consecuencia, cambia de signo en el entorno de dicho ángulo.

El efecto en sí proviene de la existencia de una acumulación inversa de spin en la capa separadora no magnética. Por lo tanto, al contrario del efecto STT estándar, que estabiliza una de las configuraciones colineares y desestabiliza la otra, el 'wavy' STT estabiliza o desestabiliza ambas configuraciones dependiendo del sentido de la corriente. Este último efecto despertó un interés particular debido a la posibilidad de generación de oscilaciones sin campo externo.

Las estructuras asimétricas han sido investigadas tanto teóricamente [20, 26, 27] como experimentalmente [28, 29] bajo campos muy débiles. No obstante, el estudio numérico de dichas estructuras se llevó a cabo solamente con el modelo macrospin [30, 31] lo que conlleva que no se llegará a una descripción correcta de su comportamiento bajo campos muy débiles [29]. Como consecuencia directa, los resultados experimentales han seguido sin una explicación física de los procesos involucrados.

Para cubrir la citada ausencia, una parte de este trabajo trata de calcular el STT en el límite de transporte difusivo, combinando dichos resultados con un estudio numérico posterior y comparando lo obtenido por el modelo con los resultados experimentales [32, 33].

## 2.1.2 Resultados numéricos

Dos geometrías de tipo pilar han sido estudiadas en este trabajo. La primera de ellas corresponde al comportamiento dinámico de una estructura extendida, donde el valor de la coordenada lateral de la dimensión de la capa fija de Cobalto es mucho mayor que la sección del pilar (Fig. 2.1a). En dicha geometría, la ausencia de un campo externo produce que el campo efectivo se componga de dos contribuciones, la anisotropía del medio y el campo desmagnetizante. Si se considera a la primera de estas componentes como despreciable, puede concluirse que será la última de ellas, el campo desmagnetizante, la de mayor contribución, equilibrando el efecto del torque de spin.

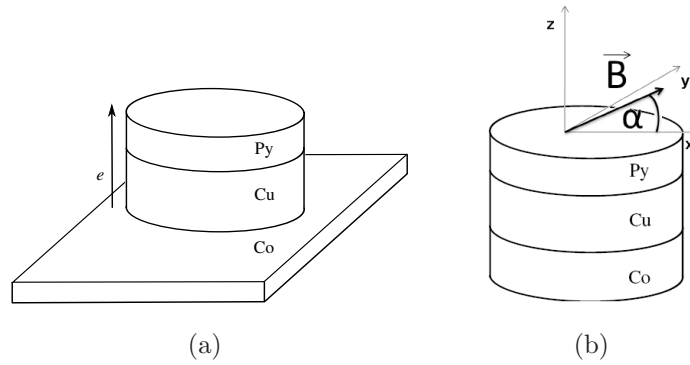
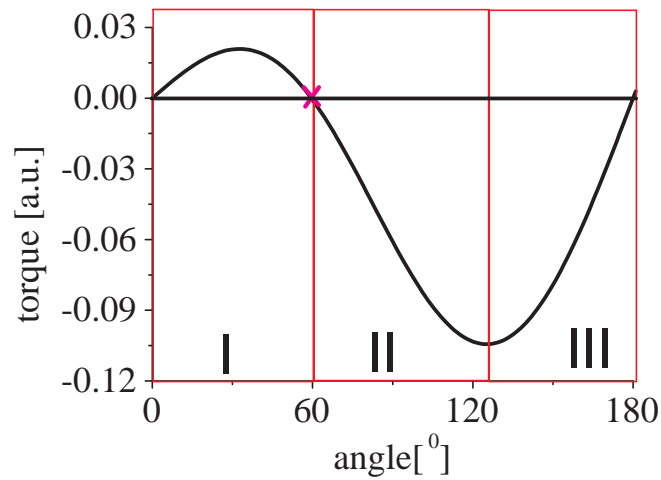


Fig. 2.1: Geometría del sistema tipo pilar (a) con una capa fija extendida, donde el campo de acoplamiento intercapa (ICF, interlayer coupling field) puede ser despreciado (b) capa fija acotada, donde el ICF puede influenciar significativamente el comportamiento dinámico del sistema.

Sin embargo, si se produce el acotamiento del pilar durante el proceso de fabricación de la válvula de spin, la geometría que presenta el sistema es la correspondiente a la Figura 2.1b. En este caso la capa fija acotada es una fuente de ICF, influenciando significativamente al campo efectivo considerado en la capa libre y por lo tanto con comportamiento dinámico presumiblemente

diferente. Ambas geometrías han sido estudiadas en este trabajo de forma independiente [32, 33].

Se ha llevado a cabo un estudio del perfil de la variación angular del ST, particularizando este estudio a su dependencia hacia parámetros como la longitud de difusión de spin, asimetrías de spin, conductancias mixtas, etc. Los resultados han confirmado la existencia del peculiar estado spin-up [20, 31]. En general, se han identificado tres regímenes dinámicos diferentes: precesión en el plano con  $m_x$  oscilando en el rango positivo (IPP<sub>+</sub>), precesión fuera del plano (OPP) y precesión en el plano con  $m_x$  oscilando en el rango negativo (IPP<sub>-</sub>). Su aparición está directamente conectada con las diferentes secciones del perfil mostrado en el diagrama de torque (Fig. 2.2).



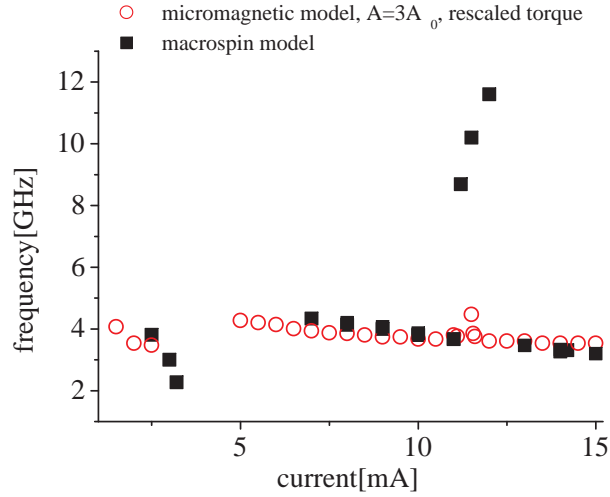
*Fig. 2.2:* Representación del torque actuando en la capa libre. El ángulo mostrado corresponde al ángulo entre los vectores de magnetización de la capa fija y la capa libre. La región I se encuentra bajo el régimen IPP<sub>+</sub>, la II bajo OPP y la III bajo IPP<sub>-</sub>.

En un paso posterior, el impacto producido por la magnetización inicial sobre el comportamiento dinámico del sistema y sobre el campo de in-

tercambio ha sido estudiado. Durante este estudio se han extraído varias conclusiones importantes, manifestándose la importancia de las consecuencias derivadas de la subestimación del campo de intercambio. Por tanto y en primer lugar se ha considerado la constante del intercambio  $A = 3A_0$  durante este estudio. En segundo lugar, dado que la magnetización siempre posee inhomogeneidades hasta un cierto punto, el torque calculado localmente (célula a célula) hereda dichas inhomogeneidades, debiéndose dimensionar el esfuerzo de torque bajo un factor igual a 0.5 para contrarrestar dicho efecto. En tercer lugar y desde un punto de vista micromagnético, la transición de un estado dinámico I al estado II es imposible. De esta manera, para poder observar al sistema bajo un régimen OPP, se hace necesario forzar el comportamiento dinámico en la región II a través de una transición forzada desde la región III a la II (i.e. imponiendo un estado inicial AP) [33].

Como se presenta en la Fig. 2.3, ni aún habiéndose asumido todas las condiciones anteriores, los dos modelos utilizados convergen. Se ha observado que el comportamiento dinámico micromagnético fuerza en primer lugar la presencia del sistema en la región III (es decir un régimen IPP<sub>-</sub>) cambiando posteriormente al estado P (rango de corriente en el que no se observan oscilaciones) y provocando la aparición de una rama en la región III (régimen IPP<sub>+</sub>). Sin embargo, superado cierto umbral, puede obtenerse directamente un comportamiento dinámico en la región II i.e. OPP (blueshift). El umbral de esta OPP coincide con el valor experimental obtenido en [29], sin embargo, la magnitud del cambio de frecuencia asociado a la transición IPP<sub>-</sub> OPP en el modelo macrospin no coincide con los valores experimentales, probándose así la mayor precisión del modelo micromagnético [33]. El hecho de que la experimental OPP fuera obtenida a través de un estado inicial P (al contrario que los resultados presentados en este trabajo) implican que la transición entre las regiones I y II, prohibida desde un punto de vista micromagnético, es experimentalmente posible a través de una activación térmica. Al haberse suprimido los efectos térmicos en este trabajo, la región II puede

ser solamente alcanzada a través de la transición desde la región III.



*Fig. 2.3:* Comparación, entre los resultados del modelo de macrospin y del modelo micromagnético, del comportamiento de la frecuencia frente a la corriente a 0 mT asumiendo que  $A = 3A_0$ . Como se ha descrito en el texto, en el modelo micromagnético se ha atenuado el esfuerzo de torque mediante el factor 0.5 con el fin de contrarrestar su naturaleza no homogénea. El valor umbral del OPP predicho por ambos modelos coincide con el valor experimental publicado en [29]. Sin embargo, la magnitud del cambio de frecuencia asociado a las transiciones IPP–OPP no se ajustan al valor experimental bajo el modelo de macrospin mientras que la representación micromagnética obtiene valores más precisos.

Debería considerarse que no todos los regímenes (comportamiento dinámico en las regiones I, II y II) predichos por las simulaciones, en el caso de la válvula de spin con estructura extendida, fueron observados experimentalmente. IPP no produce la suficiente potencia de salida como para ser reg-

istrada mediante el efecto GMR. Por ello y con el objetivo de realizar una comparación plausible, el régimen OPP (región II), predicho numéricamente y observado experimentalmente, ha sido sujeto a un estudio más pormenorizado dentro del marco del presente trabajo.

En ausencia de campo externo se han alcanzado convergencias cualitativamente satisfactorias, comparar Fig. 2.4 (Fig. 6a en referencia [29]). No solo el valor umbral de la corriente concuerda (valor simulado  $I_{th,sim} = 11$  mA comparado con el experimental  $I_{th,exp} = 10$  mA) sino que también la agilidad del sistema tiene valores comparables (0.6 GHz/mA y 0.7 GHz/mA respectivamente). La diferencia cuantitativa remanente en los valores de frecuencia es consecuencia de imprecisiones en la estimación de los factores introducidos en el modelo micromagnético. La saturación y/o el factor de atenuación son ejemplos de ellos. Además, el comportamiento dinámico bajo un campo magnético IP de  $-5$  mT revela que el valor umbral de corriente en el régimen OPP es más pequeño que el obtenido en el caso de  $0$  mT, lo que es de nuevo consistente con los resultados experimentales. Ha de remarcarse como un hecho interesante que el modelo micromagnético sea capaz de reproducir el comportamiento aproximadamente lineal de la frecuencia como función de la corriente bajo  $0$  mT al igual que el comportamiento no lineal para valores de  $-5$  mT. Ha de remarcarse en este punto de la exposición que estos hechos no habrían podido ser reproducidos mediante el modelo de macrospin.

Otro de los aspectos que el modelo micromagnético es capaz de predecir es el hecho experimentalmente observado de la saturación a  $-5$  mT. Esto quiere decir que bajo un cierto rango de corrientes, la frecuencia se mantiene relativamente constante. Esto está asociado en el modelo a la estabilización de la órbita alrededor del valor mínimo de torque, o lo que es lo mismo, a que el sistema se acerca a la frontera de las regiones II y III, tomando el torque un perfil plano alrededor de su valor mínimo. Un incremento posterior de la corriente provoca la transición entre OPP (región II) y IPP<sub>-</sub> (región III) así como la reaparición de una orbita tipo clamshell. Sin embargo, dado que



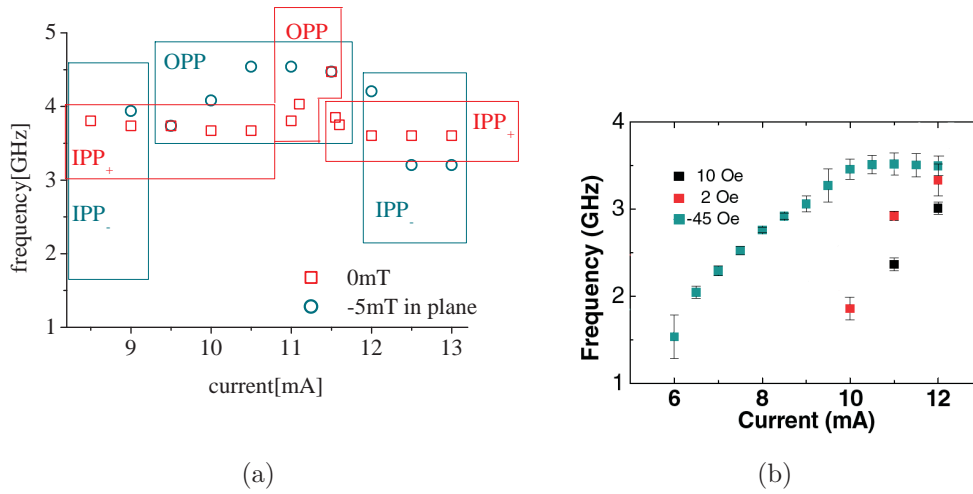


Fig. 2.4: Respuesta del modelo micromagnético bajo la ausencia de campo externo y bajo débiles valores de campo aplicado. La respuesta dinámica a 0 mT y -5 mT fue aplicada en el plano. En ausencia de campo externo se observa la transición de IPP<sub>+</sub> a OPP a un valor de 10.5 mA y la vuelta al régimen IPP<sub>+</sub> a un valor por encima de los 11.5 mA. Bajo un campo de -5 mT la transición de IPP<sub>-</sub> a OPP y vuelta al régimen IPP<sub>-</sub> son observados a 9.5 mA y 12 mA respectivamente. Ambos: el blueshift lineal a 0 mT y el blueshift no lineal a -5 mT predichos por el modelo micromagnético son consistentes con los resultados experimentales [29]. El modelo macrospin deja de mostrar el régimen de saturación observado experimentalmente a -5 mT mientras que el estudio micromagnético completo predice este comportamiento. (b) datos experimentales publicados en [29].

en los resultados experimentales publicados fue observada la presencia de un IPP sin la previa ni la posterior aparición de un régimen OPP (tal y como se predice bajo consideraciones micromagnéticas), dicha presencia podría no haber sido detectada a causa de la baja potencia de salida. Obviamente, ha de interpretarse que la corriente de corte medida experimentalmente se refiere al umbral de corriente asociado a la reaparición del régimen IPP observado en el modelo.

Ha de ponerse de manifiesto que el modo principal micromagnético (mantenido durante el rango más amplio de corrientes) en el caso de 0 mT ha sido el IPP<sub>+</sub>, mientras que una reducción del campo aplicado hasta los -5 mT fuerza la dinámica hasta la región III, observándose por tanto como modo principal el régimen IPP<sub>-</sub>. En otras palabras, en ausencia de un campo externo, el aumento en la constante de intercambio produce un comportamiento dinámico en la región II y por lo tanto una respuesta lineal de la frecuencia respecto de la corriente. La aplicación de un campo adicional fuerza la transición de la región III a la región II, resultando en la aparición de un régimen de saturación. Claramente, el régimen OPP está precedido en ambos casos por comportamientos dinámicos diferentes.

## 2.2 Oscilaciones de un vórtice en un contacto puntual

En los restantes capítulos de este trabajo sólo va a considerarse el modelo micromagnético. La razón por la cual no se va ni se puede aplicar el modelo macrospin tiene una doble naturaleza. En primer lugar, los contactos puntuales como tales representan una geometría que requiere la implementación de una distribución espacial de la corriente, lo cual no es compatible con la imagen aproximada de monodominio con un solo spin ofrecida por el modelo macrospin. En segundo lugar, el modo estudiado, denominado vórtice magnético, supone ya en sí mismo una variación espacial continua del estado de magnetización del sistema.

### 2.2.1 Introducción

El vórtice magnético puede dar lugar a oscilaciones de baja frecuencia bajo la acción de una corriente suficientemente intensa. La primera observación de este modo tuvo lugar en un contacto puntual[34], si bien la evidencia del mismo no era concluyente. Las primeras pruebas concluyentes de la dinámica de un vórtice inducido por el STT se llevaron a cabo en un geometría tipo

pilar [35] y mas tarde en un contacto puntual [36].

Este modo despertó rápidamente un gran interés en la comunidad científica debido a sus características especiales. Se demostró que un oscilador basado en la dinámica de un vórtice puede funcionar sin campos externos [37] y bajo corrientes relativamente bajas. Aparte de eso, la potencia de salida (nW) y el estrecho ancho de línea hablan en favor de un modo tipo vórtice comparado con otros modos. Numerosos modelos teóricos fueron desarrollados [38, 36, 39] junto con el análisis numérico para mejorar la descripción y entendimiento de los resultados experimentales [40]. Como se propuso en [36] y luego se confirmó en [41] la componente fuera de plano de la magnetización en el polarizador es imprescindible para mantener al vórtice oscilando. Mas tarde fue también demostrado que un polarizador magnetizado de manera no uniforme, teniendo únicamente la componente en el plano, puede dar lugar a la dinámica inducida por corriente polarizada [42]. En todos estos estudios, el polarizador se encontraba en un estado estático. Este estado del polarizador se obtiene en los dispositivos experimentales a través de la fabricación de un sistema de exchange bias o SAF (Sythetic AntiFerromagnet) fijando la magnetización de una de las capas.

En este capítulo se ha investigado un dispositivo que carece de sistema exchange bias. Esto no sólo supone un reto para la definición adecuada de la capa libre en el sistema sino que además introduce efectos novedosos mediante el diseño de una capa más gruesa.

### 2.2.2 Resultados del estudio numérico

El sistema investigado es un contacto puntual Py/Cu/Co presentado en Fig. 2.5. Debido a la novedosa técnica (nano-indentation technique [43]) empleada para la apertura del contacto en la capa gruesa de Cobalto, surge una geometría localmente restringida en forma de cono. Este diseño implica una distribución no uniforme de la corriente aplicada con lo que se espera obtener una desviación del perfil de campo de Oersted asociado a la corri-

ente con respecto al que se obtiene bajo la aproximación de un conductor de longitud infinita por el que circula una corriente uniformemente distribuida. Tanto la distribución de la corriente como el campo de Oersted juegan un papel importante en la dinámica del vórtice, pues la primera determina el STT, mientras que el segundo crea un potencial atractivo para el vórtice.

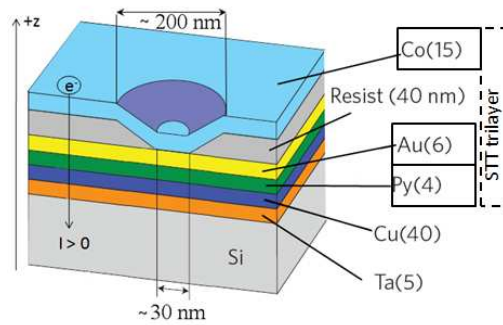


Fig. 2.5: Diseño del dispositivo experimental.

El software de elementos finitos MagNet [44] fue empleado para los cálculos de dichas distribuciones, demostrándose la validez de las predicciones. La distribución de la corriente en la muestra se representa en la Fig. 2.6 a través de flechas que indican la dirección de la corriente. Además las subgráficas muestran, a través de los mapas de densidad en las secciones transversales, que a nivel de la capa de Co la corriente se concentra en un contorno circular alrededor del borde de contacto, (a). Por otro lado, en la capa de Py la distribución se muestra mucho más uniforme, (b).

Partiendo de esa distribución se puede calcular el campo de Oersted creado por la corriente. Como se presenta en Fig. 2.7 los perfiles varían según la posición en el eje  $z$ . No obstante, en ninguna sección transversal de la muestra el perfil calculado se ajusta a la solución de un conductor largo, lo cual indica la invalidez de la aproximación analítica en este caso.

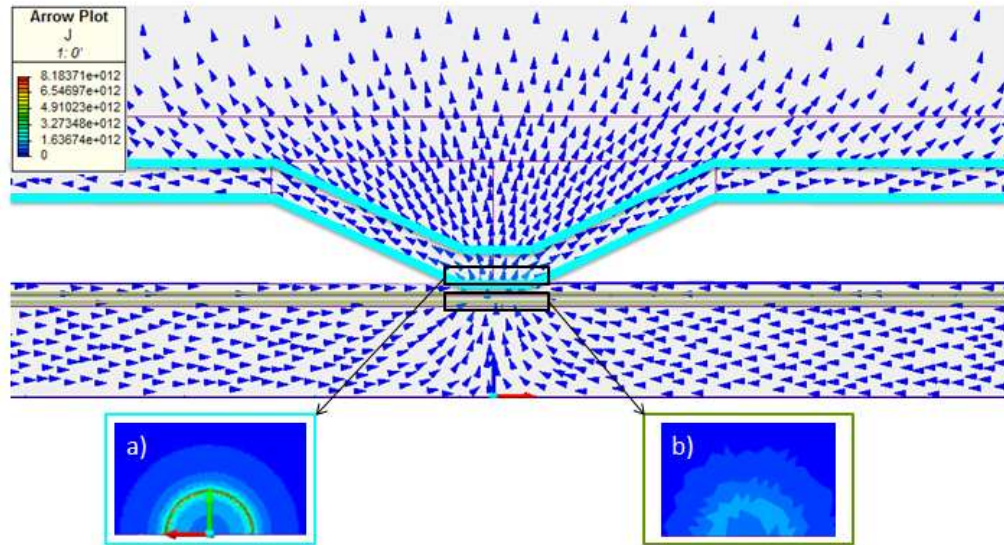


Fig. 2.6: Representación mediante flechas de la distribución de corriente en la muestra bajo 1 mA. Mapas de densidad en la cercanía del contacto en la capa de Co e Py, (a) y (b) respectivamente.

En el siguiente paso los resultados mostrados en Fig. 2.6 y Fig. 2.7 fueron incorporados en un estudio estático (sin STT) para averiguar el estado inicial de la magnetización en el dispositivo. Cabe destacar que se ha observado la creación de un vórtice en cada capa magnética. El vórtice en la capa de Py se forma de manera que la magnetización en el plano hereda el sentido de giro del campo de Oersted. Bajo una corriente positiva de 10 mA el sentido de giro del campo de Oersted se caracteriza por un giro contrario al sentido de las agujas del reloj (counterclockwise, ccw), provocando por tanto la formación de vórtice ccw. Por otro lado, el vórtice en la capa gruesa de Co se desarrolla cerrando en el plano una magnetización en el sentido contrario al campo de Oersted lo cual supone en este caso un giro en sentido de las agujas del reloj (clockwise, cw). En adelante se adoptaran las abreviaturas

ccw y cw para simplificar la descripción.

Hemos de considerar que el potencial creado por un campo de Oersted ccw da lugar a un estado de mínima energía cuando el vórtice ccw se sitúa en el centro de la muestra. Esto deriva en que el vórtice en la capa de Py permanezca en la zona de contacto. Por otro lado, la existencia del vórtice cw formado en la capa de Co bajo el contacto supone un gasto de energía enorme. Dado que el sistema tiende a minimizar la energía del estado final se observa la expulsión de dicho vórtice fuera del centro.

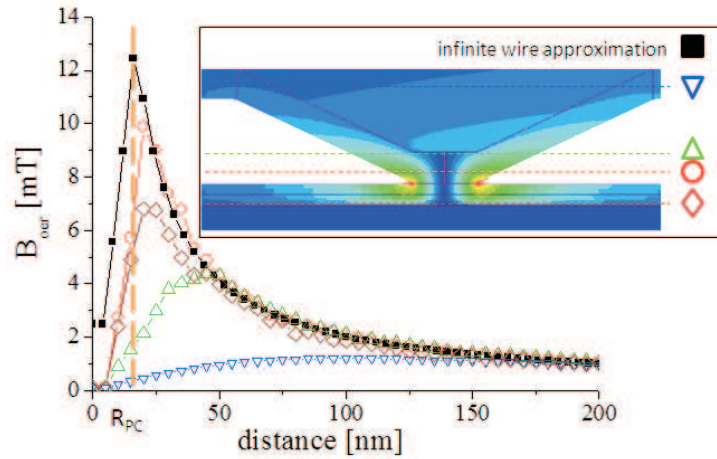
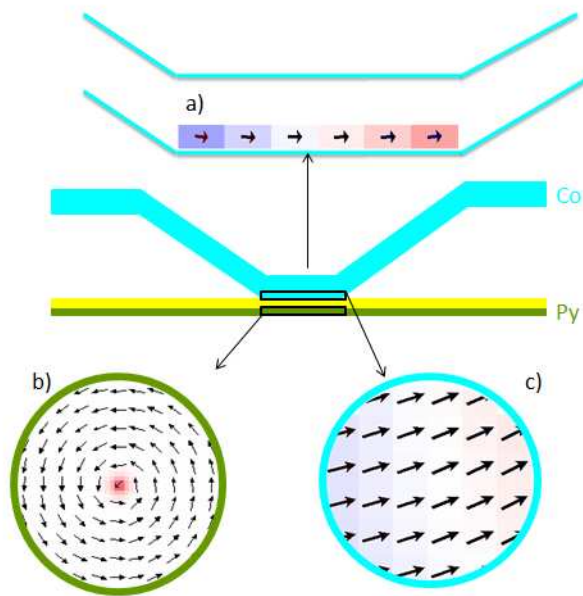


Fig. 2.7: Campo de Oersted calculado con ayuda de MagNet [44]. Figura central: perfil en la capa de Py (diamantes morados), en el fondo de la capa de Co (círculos rojos), encima del contacto (triángulos verdes) y en la parte plana de la capa de Co (triángulos invertidos azules). Se muestra también el perfil analítico calculado bajo la aproximación de un conductor fino y largo (cuadrados negros llenos) para su comparación. La subfigura representa en escala de color el valor de campo e indica los niveles para los cuales se tomaron las representaciones. El radio de contacto se marca como  $R_{PC}$ .

Tal y como demuestran las simulaciones, la configuración estable en la cercanía del contacto se constituye por un vortice ccw en la capa de Py y una configuración no uniforme en la capa de Co, Fig. 2.8. Teniendo en cuenta que los datos experimentales indican que la dinámica medida en el dispositivo se debe a oscilaciones de un solo vórtice magnético se concluye lo siguiente: la capa fina de Py sirve de capa activa donde a través del efecto STT se provoca el movimiento del vórtice; la capa gruesa de Co supone la parte estática del sistema en el tiempo sirviendo de referencia necesaria para la medida del voltaje de salida, con lo que también define el perfil de la polarización para los electrones. Así pues, sólo es necesario resolver la dinámica de la capa fina para obtener el comportamiento del dispositivo.



*Fig. 2.8:* Estado de la magnetización en: la capa de Co visto lateralmente (a), en la sección transversal de la capa de Py (b) y Co (c) tal y como han sido obtenidas en las simulaciones considerando la distribución de la corriente y del campo de Oersted pero despreciando el efecto STT.

Este resultado muestra sin dar lugar a dudas que en sistemas de geometría compleja la distribución del campo de Oersted juega papel mas importante que el espesor de la capa en la determinación de las propiedades dinámica. De ese modo se pone de manifiesto que los tradicionales argumentos pasados en el el espesor de la capa para albergar un vórtice [45] no son aplicables en este tipo de sistemas spintrónicos, lo cual condujo a una errónea identificación de la capa activa en [14].

El siguiente paso llevado a cabo fue un estudio sistemático del comportamiento de la frecuencia con la corriente y el campo externo. Teniendo en cuenta la complejidad del sistema sólo se mencionarán los resultados fundamentales obtenidos junto con las explicación cualitativa de estos. Los resultados completos y la explicación exhaustiva de estos se han reservado para la versión completa de este trabajo.

Para estudiar la respuesta del sistema a cambios de corriente se adoptó la configuración inicial del dispositivo, tal y como se describió en la Fig. 2.8. Se resolvió la dinámica de la capa de Py para diferentes corrientes hasta 15 mA. Los resultados presentados en la Fig. 2.9 muestran un excelente acuerdo entre los datos experimentales y los resultados numéricos. Se observa que no sólo el efecto STT sino también el campo magnetostático expulsan al vórtice fuera del contacto. Dicho campo se calcula mediante una simulación micromagnética estándar considerando que el campo calculado proviene de la existencia de la capa gruesa de Co. Tal y como indican los resultados, este campo juega un papel importante en la creación de oscilaciones de ciertas características, de modo que debido al perfil de dicho campo se produce la deformación de la orbita del vórtice. Ello da lugar a la aparición de armónicos de orden superior en los espectros de frecuencia.

Al aumentar la corriente se observa que el aumento de la frecuencia va acompañado por la reducción de la orbita. Esa reducción de orbita prosigue hasta que el vórtice queda atrapado en el contacto, acelerando el movimiento.



Este efecto deriva directamente de la presencia del efecto STT. Pasando la corriente crítica (12 mA) el vórtice llega a una velocidad crítica y se produce un cambio irregular de la polaridad del core debido al STT. Eso conlleva un cambio brusco en la amplitud de la señal obtenida en las simulaciones, lo que se traduce en la desaparición de la señal de salida en el experimento.

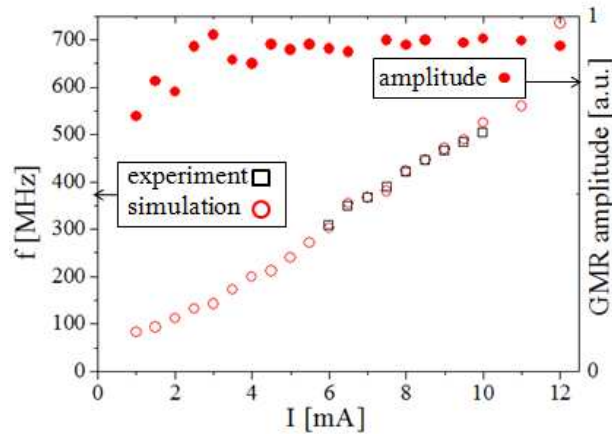


Fig. 2.9: Eje izquierdo: frecuencia de salida en función de la corriente. Los resultados de las simulaciones, círculos rojos abiertos, se comparan con los datos experimentales, cuadrados negros abiertos. Eje derecho: la amplitud de la señal de salida obtenida de las simulaciones, círculos rojos rellenos.

Por último se estudió la respuesta del dispositivo a campos externos. El campo magnético creado por la capa de Co se calcula definiendo la geometría y el estado de la magnetización. El primer factor no cambia a lo largo de este estudio pero el estado de magnetización evoluciona según cambia el campo aplicado. Por consiguiente hay que identificar un estado estable bajo diferentes campos y a su vez actualizar el campo magnético y el perfil de polarización de electrones. Mientras lo primero depende de la

configuración en la capa entera (Co) lo ultimo solamente requiere el ajuste de estado dentro del contacto puntual, ejemplos presentados en la Fig. 2.10.

Aplicando dichas actualizaciones se obtiene un acuerdo excelente entre los resultados numéricos y las medidas experimentales, Fig. 2.10. Un estudio adicional demuestra que en el rango de campos bajos, las oscilaciones se sostienen solamente en presencia de un campo magnetostático no uniforme, mientras que campos adicionales de ese magnitud pero uniformes dan lugar a la atenuación de las oscilaciones. Tanto el carácter no uniforme como dicho campo en sí provienen de la existencia del contacto en forma de cono, lo que implica que el comportamiento medido fue gobernado por la restringida geometría de la capa gruesa. Este descubrimiento demuestra la novedosa manera de confeccionar la dinámica de un vórtice a base de manipular el diseño de la capa fija.

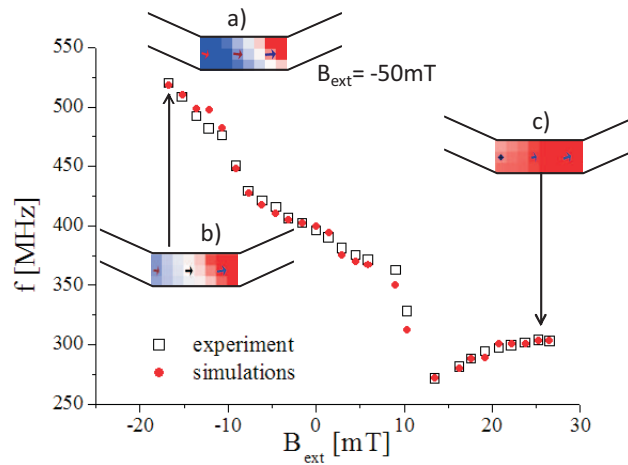


Fig. 2.10: Frecuencia del vórtice en función del campo externo aplicado fuera del plano. El estado de la magnetización dentro del contacto en la capa polarizadora de Co evoluciona con el campo aplicado. Las subfiguras presentan en escala de color la componente fuera del plano de dicha magnetización bajo campos de -50 mT, -17 mT y 27 mT.

### 2.3 *Dinámica acoplada de dos vórtices en un contacto puntual.*

La idea de manipular el estado de magnetización a través de ST tal y como fue propuesta en [6] y [7] suponía la existencia de una capa libre y otra de referencia. Por consiguiente la dinámica medida se asociaba al cambio de configuración en la capa libre, mientras la capa de referencia mantenía su estado inicial de magnetización a lo largo de la duración del experimento. A pesar de eso, la posibilidad de activar ambas capas ferromagnéticas no fue considerada interesante hasta el descubrimiento del estado oscilatorio de un vórtice magnético [34, 36].

Los recientes estudios de los sistemas donde ambas capas ferromagnéticas muestran la existencia de vórtice [46, 15] han descubierto la presencia de comportamientos interesantes, tanto desde el punto de vista fundamental como de cara a posibles aplicaciones tecnológicas. Por ejemplo, el acoplamiento entre dos vórtices en la geometría pilar llevado a cabo en [15] demuestra una excelente reducción del ancho de línea. También están en marcha similares experimentos en geometrías tipo contacto puntual. En este capítulo se presenta un estudio numérico sistemático del comportamiento de los vórtices en dicha geometría.

Se considera una estructura  $F_1(5)/Cu(5)/F_2(5)$  donde se varía el material tanto de la capa  $F_1$  como de la capa  $F_2$ . Ninguna de ellas se considera fija, lo cual impone que la dinámica medida puede proceder de ambas estructuras. A pesar de este hecho tampoco se puede descartar el efecto ST en ninguna de ellas. Por lo general el STT se ejerce sólo en la proximidad de la interfaz. Esto implica que durante la elaboración de la muestra uno puede influir, al menos en teoría, las características de las interfaces, definiendo la aptitud de la capa para dar lugar al efecto de ST. A lo largo de este capítulo se estudian por separado los casos donde el STT se activa únicamente en una de las capas y el caso donde ambas capas están bajo la influencia del STT.

Primero se ha llevado a cabo un estudio cualitativo de la dinámica en la multicapa Co(15)/Cu(5)/Py(5) para ambas direcciones de corriente. Los resultados de este estudio han conducido a las siguientes conclusiones:

- por lo general el vórtice en la capa de Py se desplaza más lejos del centro de la muestra que el vecino vórtice en la capa de Co,
- se puede provocar el desplazamiento del vórtice también en ausencia de ST en la capa considerada,
- la interacción entre capas a través del campo magnético creado por ambas puede forzar a ambos vórtices a oscilar con la misma frecuencia.

Sin duda alguna, esos efectos novedosos deberían de ser confirmados por un estudio sistemático. No obstante, esta clase de estudio supondría tiempos de computación muy elevados. Por consiguiente, se optó por la reducción del espesor de la capa de Co. Así pues se consideró una estructura Co(5)/Cu(5)/Py(5) para el estudio cuantitativo. Además, también han sido investigadas las multicapas Co(5)/Cu(5)/Co(5) e Py(5)/Cu(5)/Py(5).

La descripción detallada de los resultados se encuentra en la versión completa de este trabajo. En este resumen sólo se presenta un ejemplo de dichos resultados. Se considera el caso de la capa Co(5)/Cu(5)/Py(5). Se aplica corriente positiva, lo que supone que los electrones provienen de la capa de Co y fluyen hasta la capa de Py, donde a pesar de existencia de la interfaz Cu/Py, se polarizan. De ese modo, los electrones reflejados ejercen un efecto ST sobre la capa de Co. Los resultados de este estudio sistemático se presenta en Fig. 2.11. Notablemente, se ha observado la dinámica de ambos vórtices a pesar de que sólo la capa de Co se encuentra bajo el efecto ST. En ausencia de ST en la capa de Py la dinámica de vórtice en esa capa se debe a las interacciones magnetostáticas con el vecino vórtice en la capa de Co, provocado por el allí presente efecto ST. Los desplazamientos de ambos vórtices se presentan en la Fig. 2.11b.

Hasta alcanzar un valor de corriente de 9mA cada vórtice oscila con su propia frecuencia ( $f_{Co}$ ,  $f_{Py}$ ), ambos girando en el sentido de las agujas de reloj, debido a la polarización de sus cores. De ese modo el voltaje de salida inducido por el efecto GMR refleja la diferencia,  $f_{Co} - f_{Py}$ , de dichas frecuencias.

Al alcanzar la corriente un valor de 10 mA el vórtice en la capa de Co sobrepasa la velocidad crítica lo que provoca la conmutación de su core y por consiguiente el cambio del sentido de giro. Mientras tanto, el vórtice en la capa de Py pasa a oscilar dentro del contacto puntual dando lugar a la brusca reducción de la señal de salida. A pesar de que su movimiento está acoplado magnetostáticamente al vecino vórtice en la capa de Co, al final ambos empiezan a girar en contra del sentido de las agujas de reloj.

Así pues, por encima de 10 mA, los osciladores siguen sincronizados a una frecuencia pero mostrándose la señal de salida independiente de dicha frecuencia. El comportamiento se complica aun más por encima de 13 mA. Ambos vórtices pasan por periódicos cambios de la polarización de sus cores lo que va acompañado por la creación de las ondas de spin. La señal se muestra muy afectada por esos procesos, tendiendo a comportamientos caóticos. Por esta razón, el rango de corrientes aún superiores carece de interés.

Por lo general el trabajo llevado a cabo dentro de este capítulo aclara varios aspectos de la dinámica de dos vórtices acoplados, como por ejemplo la existencia de armónicos de orden superior en los espectros de frecuencia o el comportamiento de la señal de salida. En particular, se ha mostrado que el ST proveniente de la componente de magnetización fuera de plano juega un papel importante, definiendo tanto la frecuencia de oscilaciones como el desplazamiento del vórtice. Estas y varias conclusiones adicionales extraídas de ese estudio seguramente servirán para mejorar el futuro diseño de STNO basados en un vórtice magnético.

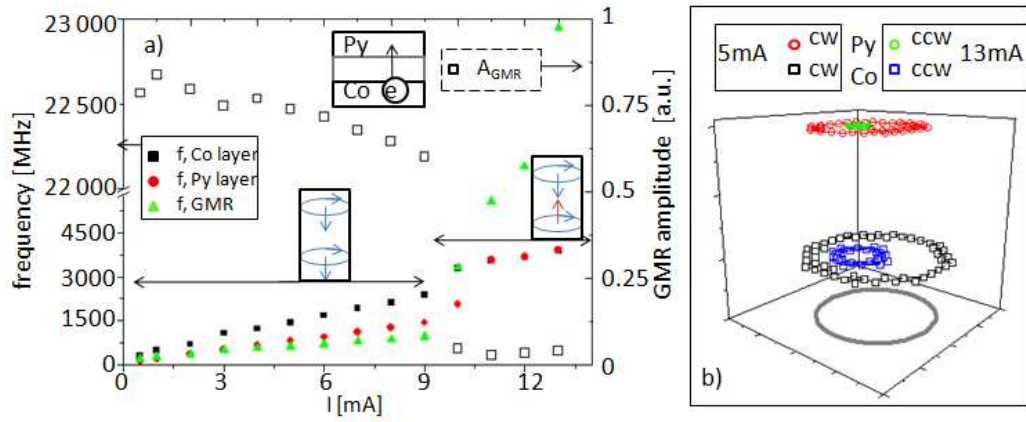


Fig. 2.11: Corriente positiva, el ST se ejerce en la capa de Co. La frecuencia en función de la corriente, (a). Las órbitas de los vórtices oscilando en la capa de Py y Co, girando en el sentido de las agujas de reloj bajo 5 mA (círculos rojos abiertos y cuadrados negros abiertos, respectivamente) y contra las agujas del reloj bajo 13 mA (círculos verdes abiertos y cuadrados azules abiertos, respectivamente), b.

## 2.4 Oscilaciones acopladas en una matriz de contactos puntuales

Bajo el marco de este trabajo también se empezó investigar un sistema de varios contactos puntuales en una capa ferromagnética conjunta. Las limitaciones temporales a las que estaba sujeto este estudio sólo han permitido llevar a cabo unos primeros cálculos de las distribuciones de corriente y de campo de Oersted. En la versión completa de este trabajo se encuentran dichos resultados preliminares.

### 3. CONCLUSIONES

El trabajo presentado en esta memoria ha versado sobre el estudio numérico de la dinámica inducida en diversos dispositivos espintrónicos. A pesar de que el proceso fundamental responsable para ese tipo de dinámica fue descubierto hace pocos años [6, 7] sorprende que este tema ha sido uno de los campos más productivos en la física de estado sólido en las últimas décadas. Una de las razones de este interés radica en las posibles aplicaciones de este tipo de sistemas.

A día de hoy, un diseño barato y fiable de STNO trabajando sin campo aplicado sigue siendo un reto para ingenieros y físicos. Para el desarrollo de este tipo de sistemas en el futuro se hace necesario profundizar en el conocimiento de los fenómenos subyacentes, marco en el que se enclava el presente trabajo. En él, se han llevado a cabo estudios de varias geometrías de osciladores teóricamente capaces de funcionar en ausencia de campos externos.

En primer lugar, la geometría tipo pilar fue investigada. Como ha sido demostrado, las características de la muestra, tales como materiales, espesores etc. juegan un papel importante en la definición de las propiedades del transporte de electrones en dicha estructura. Tal y como predice el modelo [20] es posible diseñar una multicapa de manera que el perfil del resultante ST muestre el carácter no estándar. Bajo el marco de este trabajo se aplicó el citado modelo para calcular dicho perfil e implementarlo dentro de un estudio micromagnético de la dinámica de un dispositivo real. Se obtuvo un excelente acuerdo entre los resultados numéricos y experimentales. Así pues,

---

se han descubierto los fundamentales procesos físicos responsables de varias de las características medidas experimentalmente.

También fue estudiada la dinámica de un vórtice magnético en una geometría tipo contacto puntual. En primer lugar fue investigado un diseño particular donde, debido a la novedosa técnica de apertura de contacto, una de las capas ferromagnéticas resultó localmente restringida. Los resultados de los estudios numéricos presentados en esa memoria muestran un acuerdo excelente con los datos experimentales obtenidos en dicha estructura. Además, la investigación numérica llevada a cabo con el fin de comparar sus resultados con el comportamiento de la muestra real no solo proporciona el entendimiento del sentido de las tendencias observadas, sino que también demuestra la novedosa manera de confeccionar un STNO basado en el vórtice magnético.

La última parte de ese trabajo fue destinada al estudio de una muestra donde la dinámica proviene de la evolución de un vórtice en ambas capas ferromagnéticas. Tal y como muestran los resultados experimentales, un oscilador de este tipo presenta una reducción significativa del ancho de línea. Aunque un estudio numérico sistemático del ancho de línea en la geometría tipo contacto puntual supone unos tiempos computacionales elevados, un estudio cualitativo de la dinámica de los mecanismos se encuentra perfectamente al alcance de las posibilidades computacionales. En este sentido, bajo el marco de este trabajo se estudió minuciosamente el comportamiento de ambos vórtices dependiendo tanto de la definición de la capa sujeta al efecto de ST como de la polarización de los cores. Los resultados de ese estudio no sólo indican las condiciones óptimas para mejorar la amplitud de la señal de salida sino que también muestran el rango de las frecuencias asequibles a través del cambio de la polarización de uno de los vórtices.

Como se ha comentado en el principio del apartado dedicado a las conclusiones, las futuras aplicaciones de dispositivos espintrónicos depende directamente de la comprensión que poseamos de los fenómenos implicados



---

en el funcionamiento de este tipo de dispositivos. Una profundización en este conocimiento está ligada a un desarrollo computacional y teórico capaz de combinar el desarrollo y aplicación de modelos matemáticos coherentes y técnicas numéricas acordes con los requerimientos de dichos modelos. Dentro de todos los conocimientos acumulados hasta la fecha, los diseños tipo contacto puntual con presencia de un vórtice magnético, parecen acumular un gran interés dentro de la comunidad científica. Tanto esa geometría en sí como las características del vórtice permiten la descripción de este tipo de sistemas solamente a través del modelo micromagnético, hecho que conlleva elevados tiempos computacionales. Debido a esta clase de impedimentos temporales existen en la actualidad pocos estudios dedicados al análisis numérico de este tipo de sistemas, creandose un vacío de conocimiento del área. Este trabajo pretende llenar dicha parcela de conocimiento, permitir así un mejor conocimiento de los fenómenos físicos involucrados y por lo tanto abrir las puertas a la comunidad científica de herramientas que permitan alcanzar el objetivo final, la incorporación de los sistemas espintrónicos dentro de nuestra tecnología actual y por tanto, su puesta al servicio de la sociedad.

## BIBLIOGRAPHY

- [1] IBM RD 50-1; Spintronics; A retrospective and perspective.  
<http://www.research.ibm.com/journal/rd/501/wolf.html>.
- [2] Stuart Wolf. Physics Profile: "Stu Wolf: True D! Hollywood Story".
- [3] P.M. Tedrow; R. Meservey. *Phys. Rev. Lett.*, **26**, 192, 1971.
- [4] M. Julliere. *Phys. Lett. A*, **54**, 225–226, 1975.
- [5] M. Johnson; R.H. Silsbee. *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 1790, 1985.
- [6] J.C. Slonczewski. *J. Magn. Magn. Mater.*, **159**, 1996.
- [7] L. Berger. *Phys. Rev. B*, **54**, 9353, 1996.
- [8] M. AlHajDarwish; H. Kurt; S. Urazhdin. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 157203, 2004.
- [9] M. Tsoi; J.Z. Sun; M.J. Rooks. *Phys. Rev. B.*, **69**, 100406, 2004.
- [10] A.N. Slavin; V.S. Tiberkevich. *Phys. Rev. B*, **72**, 094428, 2005.
- [11] S.I. Kiselev; J.C. Sankey; I.N. Krivorotov; N.C. Emley; R.J. Schoeekopf; R.A. Buhrman. *Nature*, **425**, 2003.
- [12] S. Kaka; M.R. Pufall; W.H. Rippard; T.J.Silva; S.E. Rusek; J.A. Katine. *Nature*, **437**, 389, 2005.
- [13] F.B. Mancoff; N.D. Rizzo; B.N. Engel; S. Tehrani. *Nature*, **437**, 393, 2005.

- 
- [14] A. Ruotolo; V. Cros; B. Georges; A. Dussaux; J. Grollier; C. Deranlot; R. Guillemet; K. Bouzehouane; S. Fusil; A. Fert. *Nat. Nanotech.*, **4**, 528 – 532, 2009.
- [15] N. Locatelli; V.V. Naletov; J. Grollier; G. de Loubens; V. Cros; C. Deranlot; C. Ulusse; G. Faini; O. Klein; A. Fert. *cond-mat.mtrl-sci*, **arXiv:1005.0290v2**, 2010.
- [16] D.V. Berkov; J. Miltat. *J. Magn. Magn. Mat.*, **320**, 7, 2008.
- [17] D.V. Berkov; N.L. Gorn. *Phys. Rev. B*, **71**, 052403, 2005.
- [18] M. Gmitra; J. Barnaś. *Phys. Rev. B*, **79**, 012403, 2009.
- [19] T. Valet; A. Fert. *Phys. Rev. B*, **48**, 10, 1993.
- [20] J. Barnaś; A. Fert; M. Gmitra; I. Weymann; V. Dugaev. *Phys. Rev. B*, **72**, 024426, 2005.
- [21] J.A. Katine; F.J. Albert; R.A. Buhrman; E.B. Myers; D.C. Ralph. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 3149, 2000.
- [22] I.N. Krivorotov; N.C. Emley; J.C. Sankey; S.I. Kiselev; D.C. Ralph; R.A. Buhrman. *Science*, **307**, 2005.
- [23] I.N. Krivorotov; N.C. Emley; R.A. Buhrman; D.C. Ralph. *Phys. Rev. B*, **77**, 054440, 2008.
- [24] I.N. Krivorotov; D.V. Berkov; N.L. Gorn; N.C. Emley; J.C. Sankey; S.I. Kiselev; D.C. Ralph; R.A. Buhrman. *Phys. Rev. B*, **76**, 024418, 2007.
- [25] S.I. Kiselev; J.C. Sankey; I.N. Krivorotov; N.C. Emley; M. Rinkoski; C. Perez; R.A. Buhrman; D.C. Ralph. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 3, 2004.
- [26] M. Gmitra und J. Barnaś. *App. Phys. Lett.*, **89**, 223121, 2006.

- 
- [27] M. Gmitra und J. Barnaś. *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 097205, 2007.
- [28] O. Boulle; V. Cros; J. Grollier; L.G. Pereira; C. Deranlot; F. Petroff; G. Faini; J. Barnaś; A. Fert. *Nature Phys.*, **3**, 2007.
- [29] O. Boulle; V. Cros; J. Grollier; L.G. Pereira; C. Deranlot; F. Petroff; G. Faini; J. Barnaś; A. Fert. *Phys. Rev. B*, **77**, 174403, 2008.
- [30] P. Baláž; M. Gmitra; J. Barnaś. *Acta Phys. Pol.*, **115**, 2008.
- [31] P. Baláž; M. Gmitra; J. Barnaś. *Phys. Rev. B*, **79**, 144301, 2009.
- [32] E. Jaromirska, P. Baláž, L. López Díaz und J. Barnaś. *J. App. Phys.*, **106**, 113909, 2009.
- [33] E. Jaromirska, P. Baláž, L. López Díaz und J. Barnaś. *Phys. Rev. B*, **81**, 014408, 2010.
- [34] M.R. Pufall; W.H. Rippard; M.L. Schneider; S.E Russek. *Phys. Rev. B*, **75**, 140404(R), 2007.
- [35] V.S. Pribiag; I.N. Krivorotov; G.D. Fuchs; P.M. Braganca; O. Ozatay; J.S. Sankey; D.C. Ralph; R.A. Buhrman. *Nat. Phys.*, **3**, 498–503, 2007.
- [36] Q. Mistral; M. van Kampen; G. Hrkac; Joo-Von Kim; T. Devolder; P. Crozat; C. Chappert; L. Lagae; T. Schrefl. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 257201, 2008.
- [37] T. Devolder; J.-V. Kim; P. Crozat; C. Chappert; M. Manfrini; M. van Kampen; W. van Roy; L. Lagae; G. Hrack; T. Schrefl. *App. Phys. Lett.*, **95**, 012507, 2009.
- [38] K.Yu. Guslienko; B.A. Ivanov; V. Novosad; Y. Otani; H. Shima; K. Fukamichi. *J. App. Phys.*, **91**, 10, 2002.

- 
- [39] A.V. Khvalkovskiy; J. Grollier; A. Dussaux; K. A. Zvezdin; V. Cros. *Phys. Rev. B*, **80**, 0140401(R), 2009.
- [40] V.S. Pribiag; G. Finocchio; B.J. Williams; D.C. Ralph; R.A. Buhrman. *Phys. Rev. B*, **80**, 180411(R), 2009.
- [41] A. Dussaux; B. Georges; J. Grollier; V. Cros; A.V. Khvalkovskiy; A. Fukushima; M. Konoto; H. Kubota; K. Yakushiji; S. Yuasa; K.A. Zvezdin; K. Ando; A. Fert. *Nat. Com.*, **1**, 8, 2010.
- [42] A.V. Khvalkovskiy; J. Grollier; N. Locatelli; Ya.V. Gorbunov; K. A. Zvezdin; V. Cros. *App. Phys. Lett.*, **96**, 212507, 2010.
- [43] K. Bouzehouane; S. Fusil; M. Bibes; J. Carrey; T. Blon; M. Le Du; P. Seneor; V. Cros; L. Vila. *Nano Lett.*, **3**, 1599–1602, 2003.
- [44] [www.infolyca.com](http://www.infolyca.com). MagNet commercial software.
- [45] M. Bode; A. Wachowiak; J. Wiebe; A. Kubetzka; M. Morgenstern; R. Wiesendanger. *App. Phys. Lett.*, **86**, 948, 2004.
- [46] G. Finocchio; V.S. Pribiag; L. Torres; R.A. Buhrman; B. Azzerboni. *App. Phys. Lett.*, **96**, 102508, 2010.