

ESPINTRÓNICA: ELECTRONES, ESPINES, ORDENADORES Y TELÉFONOS

por Albert Fert

Unité Mixte de Physique CNRS/Thales, 91767, Palaiseau,
y Université Paris-Sud, 91405, Orsay, Francia

Introducción

El electrón no sólo posee una carga eléctrica, sino que también cuenta con un espín. El espín se puede considerar un imán diminuto y, de hecho, el magnetismo de la materia está directamente relacionado con la orientación del espín de los electrones. La espintrónica es un nuevo tipo de electrónica que utiliza no solo la carga de los electrones sino también la influencia del espín en su movilidad en materiales magnéticos.

Ya estamos familiarizados con la espintrónica, puesto que utilizamos a diario la “magnetorresistencia gigante” (GMR) para leer el disco duro de nuestro ordenador o escuchar música en nuestro i-Pod. La GMR, descubierta en Orsay¹ y Jülich² en 1988, utiliza la influencia del espín de los electrones en la conducción eléctrica de una capa múltiple magnética compuesta por capas alternas ferromagnéticas y no magnéticas, como por ejemplo Fe y Cr. La influencia del espín en la movilidad de los electrones en metales ferromagnéticos, propuesta en primer lugar por Mott³, se había demostrado de forma experimental y se había descrito teóricamente en trabajos previos⁴⁻⁵ más de diez años antes del descubrimiento de 1988. La GMR fue el primer paso en el camino hacia el empleo del grado de libertad del espín en nanoestructuras magnéticas y desencadenó el desarrollo de un ámbito de investigación activo que se ha venido a denominar espintrónica. Actualmente, este campo se está ampliando considerablemente y están apareciendo nuevos y prometedores ejes de investigación como el fenómeno de transferencia de espín, la espintrónica con semiconductores, la espintrónica molecular o la espintrónica de un solo electrón.

De la conducción dependiente del espín en metales ferromagnéticos a la magnetorresistencia gigante

La espintrónica tiene sus raíces en investigaciones anteriores acerca de la influencia del espín en la conducción eléctrica en metales ferromagnéticos³⁻⁵. La división entre la banda de energía de las direcciones del “espín mayoritario” (espín arriba, según su nomenclatura habitual) y el “espín minoritario” (espín abajo), tal y como se muestra en la figura 1a, provoca que los electrones en el nivel Fermi, que llevan la carga eléctrica, estén en diferentes estados para direcciones de espín opuestas y muestren propiedades conductivas distintas. En una primera

aproximación, la conducción se realiza a través de dos canales en paralelo (Figura 1b). La conducción dependiente del espín, propuesta por Mott³ en 1936 para explicar algunas características de la resistencia de los metales ferromagnéticos a la temperatura de Curie, se demostró de forma experimental en los años sesenta⁴⁻⁵. En la figura 1c muestro un ejemplo de los resultados experimentales⁴ para Ni dopado con diferentes tipos de impurezas. Así se llegó hasta el denominado "modelo de dos corrientes" para la conducción de materiales ferromagnéticos⁴⁻⁵. Varios experimentos⁴ con metales dopados con dos tipos de impurezas (aleaciones ternarias) ya anticipaban el concepto de GMR, pero para conseguir GMR en multicapas era necesario un grosor de capa de rango nanométrico, lo cual no era posible en ese momento. A mediados de los ochenta y con el desarrollo de técnicas como la epitaxia por haces moleculares (MBE), se hizo posible la fabricación de multicapas compuestas por capas individuales muy finas, y pude considerar la posibilidad de ampliar mis experimentos sobre aleaciones ternarias a multicapas. Además, en 1986, los experimentos sobre dispersión de Brillouin de Peter Grünberg y sus colaboradores⁶ revelaron la existencia de los acoplamientos de canje intercapa antiferromagnético en multicapas de Fe/Cr. Fe/Cr aparecían como un sistema multicapa magnético en el que era posible un canje de la orientación relativa de la imanación de las capas magnéticas adyacentes de antiparalela a paralela aplicando un campo magnético. Fabricamos multicapas de Fe/Cr, lo cual nos condujo a nuestra primera observación¹ de GMR en 1988 (Figura 2a). Peter Günberg obtuvo resultados similares prácticamente al mismo tiempo en Jülich² (Figura 2b). La interpretación se ilustra en la Figura 2c. Estos resultados atrajeron rápidamente cierta atención tanto por su interés fundamental como por sus numerosas posibilidades de aplicación para la detección de campos magnéticos pequeños. Las primeras aplicaciones, como los sensores magnéticos para la industria del automóvil, se realizaron en 1993. La aplicación a las cabezas de lectura de los discos duros apareció en 1997 y provocó rápidamente un incremento considerable de la densidad de información almacenada en los discos (desde 1 Gbit/in² a 200 Gbit/in² en la actualidad).

Durante los primeros años de investigación sobre GMR, los experimentos se realizaron solo con corriente a través de los planos de la capa, lo que actualmente llamamos en geometría CIP (Corriente en el plano). Hasta 1993 no se comenzaron a llevar a cabo los experimentos de CPP-GMR, es decir, experimentos de GMR con la corriente perpendicular a los planos de la capa. Para ello⁷ se colocaba una multicapa magnética entre electrodos superconductores o se realizaba una electrodeposición de la multicapa en los poros de una membrana de policarbonato. En la geometría CPP, la GMR no solo es definitivamente mayor que en CIP, sino que también subsiste en multicapas con capas relativamente gruesas, hasta el rango de los micrones⁷. En un artículo teórico con Valet⁸, mostré que debido a los efectos

de la acumulación de espín que se producen en la geometría CPP, la escala de longitud del transporte de espín se convierte en la longitud de difusión de espín prolongada, en lugar del recorrido libre medio para la geometría CIP. En realidad, la GMR CPP ha puesto de manifiesto los efectos de la acumulación de espín que rigen la propagación de una corriente polarizada en espín a través de una sucesión de materiales magnéticos y no magnéticos, y desempeña un papel importante en todos los desarrollos actuales de la espintrónica.

Uniones túnel magnéticas y magnetorresistencia túnel (TMR)

Otro fenómeno importante de la espintrónica es la magnetorresistencia túnel (TMR) de las uniones túnel magnéticas (MTJ), que son uniones túnel con electrodos ferromagnéticos. La resistencia de las MTJ es distinta si la configuración magnética de sus electrodos es paralela o antiparalela. En 1975, Jullière⁹ ya aportó algunas observaciones sobre los efectos de la TMR, reducidos y a baja temperatura. Pero no eran fácilmente reproducibles y, de hecho, no se pudieron reproducir realmente durante 20 años. No fue hasta 1975 cuando los grupos de Moodera y Miyasaki obtuvieron grandes ($\approx 20\%$) efectos reproducibles en MTJ con una barrera túnel de alúmina amorfa¹⁰. Desde un punto de vista tecnológico, el interés de las MTJ con respecto a las válvulas de espín metálicas procede de la dirección vertical de la corriente y de la posibilidad resultante de la reducción del tamaño lateral a una escala submicrónica mediante técnicas litográficas. Las MTJ son la base de un nuevo concepto de memoria magnética denominada MRAM (memoria de acceso aleatorio magnética) que combina el breve tiempo de acceso de la RAM basada en semiconductores y el carácter no volátil de las memorias magnéticas. En la primera MRAM, lanzada al mercado en 2006, las celdas de memoria son MTJ con una barrera de alúmina. Los campos magnéticos generados por líneas de “palabra” y “bit” se utilizan para realizar el canje de su configuración magnética, véase la Figura 3a. Se espera que la próxima generación de MRAM, basada en uniones túnel MgO y un proceso de canje mediante transferencia de espín, ejerza un impacto mucho mayor en la tecnología informática.

La investigación sobre TMR se encuentra muy activa en la actualidad, uno de los pasos importantes más recientes fue la transición desde MTJ con una barrera túnel amorfa (alúmina) a MTJ de cristal sencillo y especialmente MTJ con barrera de MgO, véase la Figura 3b. Los primeros resultados de MTJ con barreras de MgO epitaxiales que obtuvimos en 2001 en colaboración con un grupo español¹¹, fueron mejorados rápida y enormemente por dos laboratorios en 2004¹². Una barrera monocristal filtra la simetría de las funciones de onda de los electrones de túnel, de modo que la TMR depende de la polarización de espín de los electrodos de la simetría seleccionada, y puede ser muy alta. Actualmente, la investigación sobre TMR todavía está muy activa, y la actualización a través de barreras

ferromagnéticas, ferroeléctricas o multiferroicas es una vía de investigación prometedora.

Canje magnético y generación de microondas mediante transferencia de espín.

El estudio de los fenómenos de transferencia de espín es una de las nuevas trayectorias más prometedoras de la espintrónica en la actualidad. En experimentos de transferencia de espín, se manipula el momento magnético de un cuerpo ferromagnético sin aplicar campo magnético alguno, sino simplemente mediante la transferencia de un momento angular de espín de una corriente polarizada en espín. El concepto, que ha sido presentado por John Slonczewsky¹⁴ y aparece en artículos de Berger¹⁵, se ilustra en la Figura 4. Como se describe en la figura, la transferencia de un corriente de espín transversal a la capa magnética “libre” F_2 se puede describir a través de un par que actúa en su momento magnético. Este par puede inducir un canje irreversible de este momento magnético o, en un segundo régimen, generalmente en presencia de un campo aplicado, genera precesiones del momento en el rango de frecuencia de microondas.

La mayoría de los experimentos se llevan a cabo en tricapas metálicas en forma de columna (Figura 5a). En la Figura 5b, presento ejemplos de nuestros resultados experimentales en el régimen de campo bajo de canje irreversible para una columna metálica y para uniones túnel con electrodos de semiconductor ferromagnético $Ga_{1-x}Mn_xAs$. Para columnas metálicas o uniones túnel con electrodos fabricados de un metal de transición ferromagnético diluido como el Co o el Fe, la densidad de corriente necesaria para el canje es de entorno a 10^6 - 10^7 Amp/cm², lo cual sigue siendo ligeramente demasiado alto para aplicaciones, y un reto importante es la reducción de esta densidad de corriente. El tiempo de canje se ha medido en otros grupos, y puede ser de hasta 100 ps de brevedad, lo cual resulta muy atractivo para el cambio de MRAM. Para la unión túnel de la Figura 5c, la corriente de canje sólo es de unos 10^5 Amp./cm² y menor que la de la columna metálica mediante dos órdenes de magnitud. Esto se debe a que se requiere un menor número de espines individuales para el canje del momento de espín total menor de un material magnético diluido.

En presencia de un campo magnético de un tamaño suficiente, el régimen de canje irreversible de la imanación de la capa magnética “libre” en una tricapa se sustituye por un régimen de precesiones fijas de esta imanación de la capa libre apoyada por el par de transferencia de espín. Dado que el ángulo entre las imanaciones de las dos capas magnéticas varía periódicamente durante la precesión, la resistencia de la tricapa oscila como una función temporal, que genera oscilaciones de voltaje en el rango de frecuencia de microondas. Véase el registro de potencia microondas frente a frecuencia en la Figura 5d. En otras condiciones, el

par de transferencia de espín también puede emplearse para generar un movimiento oscilatorio en un vórtice magnético.

Verdaderamente, el fenómeno de la transferencia de espín tendrá importantes aplicaciones. El canje mediante transferencia de espín se utilizará en la próxima generación de MRAM, y ofrecerá grandes ventajas en cuanto a precisión de direccionamiento y bajo consumo de energía. La generación de oscilaciones en el rango de frecuencia de microondas dará lugar al diseño de osciladores de transferencia de espín (STO). Uno de los principales puntos de interés de los STO es su agilidad, es decir, la posibilidad de cambiar rápidamente de frecuencia mediante la sincronización de una corriente CC. Su desventaja es la potencia microondas muy reducida de un STO individual, una columna metálica o una unión túnel. Verdaderamente, la solución es la sincronización de un gran número de STO.

Espintrónica con semiconductores.

La espintrónica con semiconductores es muy atractiva, ya que puede combinar el potencial de los semiconductores (control de corriente mediante compuerta, combinación con óptica, etc) con el potencial de los materiales magnéticos (control de corriente mediante manipulación de espín, no volatilidad, etc). Debería ser posible, por ejemplo, reunir capacidades de almacenamiento, detección, lógica y comunicación en un solo chip que reemplazase a varios componentes. También se han propuesto nuevos conceptos de componentes, por ejemplo el concepto de transistores de efecto de campo de espín (Spin FET) basados en el transporte de espín en canales laterales semiconductores entre una fuente polarizada en espín y drenaje mediante control de la transmisión de espín a través de una compuerta de efecto de campo¹⁷. Algunos semiconductores no magnéticos presentan una ventaja definitiva sobre el metal en cuanto a tiempo de coherencia de espín y propagación de polarización de espín en largas distancias. Actualmente la espintrónica con semiconductores se desarrolla en varias direcciones:

- i) La primera es el trabajo con estructuras híbridas, asociando metales ferromagnéticos con semiconductores no magnéticos. Schmidt et al¹⁸ han planteado el problema del “desajuste de conductividad” para inyectar de un metal magnético en un semiconductor una corriente polarizada en espín. Se han propuesto soluciones teóricas¹⁹⁻²⁰, y actualmente se sabe que la inyección/extracción de una corriente polarizada en espín en/desde un semiconductor es posible mediante una resistencia interfaz dependiente de espín, habitualmente una unión túnel. La inyección/extracción de espín a través de un contacto de túnel ya se ha demostrado en experimentos de LED de espín y experimentos magneto-ópticos. No obstante, en estructuras para transporte lateral de espín entre fuentes polarizadas en espín y drenajes (habitualmente estructuras para aplicaciones de

compuerta lógica y de transistores), hasta ahora solo se han alcanzado resultados modestos, y el contraste entre configuraciones magnéticas paralelas y antiparalelas de la fuente y del drenaje nunca ha superado un pequeño porcentaje.

- ii) Otra de las vías de la espintrónica con semiconductores se basa en la fabricación de semiconductores ferromagnéticos. El semiconductor ferromagnético $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ($x \approx$ un reducido %) fue descubierto²¹ por el grupo de Ohno en Sendai en 1996, y desde entonces ha mostrado propiedades muy interesantes, como por ejemplo la posibilidad de controlar las propiedades ferromagnéticas a través de un voltaje de compuerta, y también grandes efectos TMR y TAMR (magnetorresistencia anisotrópica de túnel). No obstante, su temperatura Curie ha alcanzado únicamente los 170 K, muy por debajo de la temperatura ambiente, lo cual descarta la mayoría de las aplicaciones prácticas. Se han anunciado varios semiconductores ferromagnéticos a temperatura ambiente, pero actualmente la situación en esta dirección no está clara.
- iii) La investigación se encuentra en plena actividad en una tercera vía, la que explota las corrientes polarizadas en espín inducidas por efectos espín-órbita, en concreto, los efectos Spin Hall, Rashba o Dresselhaus. En el efecto Spin Hall²¹, por ejemplo, las interacciones espín-órbita desvían las corrientes de los canales espín arriba y espín abajo en direcciones transversales opuestas, induciendo así una corriente de espín transversal, incluso en un conductor no magnético. Esto podría utilizarse para crear corrientes de espín en estructuras compuestas únicamente por conductores no magnéticos.

Espintrónica en materiales de carbono

La espintrónica con nanotubos de carbono, grafeno o moléculas orgánicas es una vía muy prometedora. La ventaja es la prolongada vida del espín gracias al pequeño acoplamiento de espín-órbita de carbono y también la de los nanotubos o el grafeno, y también la especialmente alta velocidad de los electrones en nanotubos y en grafeno, que provoca que, por ejemplo, su tiempo de permanencia en un canal lateral largo pueda ser más breve que la vida del espín. En contraste con lo descubierto para el transporte en dispositivos basados en semiconductores, los experimentos en nanotubos de carbono han demostrado que la información del espín puede transportarse durante largas distancias y transformarse en grandes señales eléctricas de salida. En la Figura 6 presentamos un ejemplo de resultado experimental con un nanotubo entre electrodos LSMO²². Esto muestra el potencial de la electrónica basada en el carbono.

Conclusión

En menos de veinte años, hemos visto cómo la espintrónica ha aumentado considerablemente la capacidad de nuestros discos duros y se ha preparado para introducirse en la RAM de nuestros ordenadores o en los emisores de microondas de nuestros teléfonos móviles. La espintrónica con semiconductores o moléculas resulta también muy prometedora. También puede mencionarse que otra perspectiva, fuera del ámbito de esta lección, podría ser la explotación de la verdadera naturaleza mecánica cuántica del espín, y el prolongado tiempo de coherencia del espín en geometría restringida para computación cuántica en una aplicación todavía más revolucionaria. La espintrónica debería ocupar un importante puesto en la tecnología de nuestro siglo.

Referencias

- [1] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, y J. Chazelas, Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
- [2] G. Binash, P. Grünberg, F. Saurenbach, y W. Zinn, Phys. Rev. B **39**, 4828 (1989).
- [3] F. Mott, Proc. Roy. Soc. A **153**, 699 (1936).
- [4]; A. Fert y I. A. Campbell, Phys. Rev. Lett. **21**, 1190 (1968); A. Fert y I. A. Campbell, J. Phys. F **6**, 849 (1976).
- [5] B. Loegel y F. Gautier, J. Phys. Chem. Sol. **32**, 2723 (1971).
- [6] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Young, M. B. Brodsky, H. Sowers, Phys. Rev. Lett. **57**, 2442 (1986).
- [7] J. Bass y W. P. Pratt, J. Magn. Magn. Mater. **200**, 274 (1999); A. Fert y L. Piraux, J. Magn. Magn. Mater. **200**, 338 (1999).
- [8] T. Valet y A. Fert, Phys. Rev. B **48**, 7099 (1993).
- [9] Jullière, Phys. Lett. **54A**, 225 (1975).
- [10] J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong, R. Meservey, Phys. Rev. Lett. **74**, 3273 (1995); T. Miyazaki y N. Tezuka, J. Magn. Magn. Mater. **139** (1995) 231.
- [11] M. Bowen, V. Cros, F. Petroff, A. Fert, A. Cebollada, F. Briones, Appl. Phys. Lett. **79**, 1655 (2001).
- [12] Yuasa et al, Nature Mater. **3**, 868 (2004); S. S. P. Parkin et al., Nature Materials **3**, 862 (2004); Y. M. Lee, J. Hayakawa, S. Ikeda, F. Matsukura, H. Ohno, Appl. Phys. Lett. **90**, 212507 (2007).
- [13] M. Gajek, M. Bibes, S. Fusil, K. Bouzehouane, J. Fontcuberta, A. Barthélémy, A. Fert, Nature Materials **6**, 296 (2007).
- [14] J. C. Slonczewski, J. Magn. Mat. **159**, L1 (1996).
- [15] L. Berger, Phys. Rev. B **54** 9353 (1996).
- [16] M.D. Stiles y J. Miltat en *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures, III*, editado por B. Hillebrands y A. Thiaville (Springer, Berlín, 2006).
- [17] S. Datta y B. Das, Appl. Phys. Lett. **56**, 665 (1990).
- [18] G. Schmidt et al, Phys. Rev. B **62**, 4790 (2000).
- [19] E. I. Rashba, Phys. Rev. B **62**, 16267 (2000).

- [20] A. Fert y H. Jaffrès, Phys. Rev. B 64, 184420 (2001).
 [21] H. Ohno et al., Appl. Phys. Lett. **69**, 363 (1996).
 [22] S. Zhang, Phys. Rev. Lett. 85, 393 (2000); L. Vila, T. Kjimura, Y. Otani, Phys. Rev. Lett. 99, 226604 (2007).
 [23] L.E. Hueso, J.M. Pruneda, V. Ferrari, G. Burnell, J.P. Valdes-Herrera, B.D. Simmons, P. B. Littlewood, E. Artacho, A. Fert, N.D. Mathur, Nature **445**, 410 (2007).

Pies de Figura

Figura 1. Espintrónica básica (a) Esquema de estructura de banda de un metal ferromagnético que muestra la división de espín en la banda de energía. (b) Esquema de conducción dependiente de espín a través de canales independientes espín \downarrow y espín \uparrow en el límite de combinación de espín negligible ($\rho_{\uparrow\downarrow} = 0$ en el formalismo de la ref.[4]). (c) Resistividad de los canales de conducción espín arriba y espín abajo para el níquel dopado con un 1% de distintos tipos de impurezas (medidas a 4,2 K)⁴. La ratio α entre las resistividades $\rho_{0\downarrow}$ y $\rho_{0\uparrow}$ de los canales de espín \downarrow y espín \uparrow puede ser de hasta 20 (impurezas de Co) o también menor que uno (impurezas de Cr o V).

Figura 2: Primeras observaciones sobre magnetorresistencia gigante. (a) Multicapas de Fe/Cr(001)¹ (con la definición actual de la ratio de magnetorresistencia, $MR = 100(R_{AP} - R_P)/R_P$, $MR = 85\%$ para la multicapa (Fe 3nm/Cr 0.9nm)). (b) Tricapas Fe/Cr/Fe². (c) Esquema del mecanismo de la GMR. En la configuración magnética paralela (abajo), los electrones de una de las direcciones del espín pueden desplazarse fácilmente a través de todas las capas magnéticas y el cortocircuito a través de este canal conduce a una pequeña resistencia. En la configuración antiparalela (arriba), los electrones de cada canal se ven ralentizados cada dos capas magnéticas, y la resistencia es alta.

Figura 3: (a) Principio de la memoria de acceso aleatorio magnética MRAM en la arquitectura básica “cross point” o de puntos de cruce. La información binaria “0” y “1” se registra en las dos orientaciones opuestas de la imanación de la capa libre de las uniones túnel magnéticas (MTJ) que están conectadas a los puntos de cruce de dos matrices perpendiculares de líneas conductoras paralelas. Para la escritura se envía pulsos de corriente a través de una línea de cada matriz, y solo en el punto de cruce de estas líneas el campo magnético resultante es lo suficientemente alto como para orientar la imanación de la capa libre. Para la lectura, se mide la resistencia entre las dos líneas que conectan la celda de destino. (b) Magnetorresistencia alta, $TMR = (R_{\text{máx}} - R_{\text{mín}})/R_{\text{mín}}$, medida por Lee et al.¹² para la pila magnética: $(Co_{25}Fe_{75})_{80}B_{20}(4nm)/MgO(2.1nm)/(Co_{25}Fe_{75})_{80}B_{20}(4.3nm)$ templado a 475°C tras la expansión, medido a temperatura ambiente (círculos negros) y baja temperatura (círculos abiertos).

Figura 4: Ilustración del concepto de transferencia de espín introducido por John Slonczewski en 1996. Una corriente polarizada en espín es creada por una primera capa magnética F con una polarización en espín de orientación oblicua con respecto al eje de imanación de una segunda capa F₂. Cuando esta corriente pasa por F₂, la interacción de intercambio alinea su polarización en espín al eje de imanación. Como la interacción de intercambio conserva el espín, la polarización en espín transversal perdida por la corriente se ha transferido al espín total de F₂, lo cual también puede describirse a través de un par de transferencia de espín que actúa en F₂. Esto

puede crear un canje magnético de la capa F_2 o, dependiendo de las condiciones experimentales, oscilaciones magnéticas en el rango de frecuencia de las microondas.

Figura 5: Experimentos de canje magnético y generación de microondas inducida por transferencia de espín desde una corriente CC eléctrica en columnas magnéticas tricapa. (a) Esquema de una columna magnética tricapa. (b) Canje mediante transferencia de espín entre las configuraciones magnéticas paralela y antiparalela de una columna metálica Co/Cu/Co. El canje entre las orientaciones paralelas y antiparalelas de las imanaciones de las dos capas magnéticas de la tricapa se detecta mediante saltos irreversibles de la resistencia a un valor crítico de corriente. La densidad de corriente crítica se encuentra en el orden de los 10^7 A/cm². (c) Canje mediante transferencia de espín de una unión túnel en forma de columna compuesta por electrodos del semiconductor ferromagnético diluido GaMnAs separado por una barrera túnel de InGaAs. La corriente crítica es unas cien veces menor que en la columna Py/Cu/Py. (d) Espectro de potencia de microondas típico de una columna Co/Cu/Py (Py=permalloy).

Figura 6. Espintrónica con moléculas ilustrada por, (a): Figura microscópica de electrones de un nanotubo de carbono entre electrodos LSMO (LSMO = $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$). (b-c): Resultados experimentales de magnetorresistencia²² a 4,2 K en nanotubos de carbono entre electrodos de LSMO. Se obtiene un contraste de 72% y 60% entre las resistencias de las configuraciones magnéticas paralela (campo alto) y antiparalela (picos) de la fuente y el drenaje.

SPINTRONICS: ELECTRONS, SPINS, COMPUTERS AND TELEPHONES

by Albert Fert

Unité Mixte de Physique CNRS/Thales, 91767, Palaiseau,
and Université Paris-Sud, 91405, Orsay, France

Introduction

The electron carry not only an electrical charge but also a spin. The spin can be viewed as a tiny magnet and, actually, the magnetism of matter is mainly related to the orientation of the spin of the electrons. Spintronics is a new type of electronics exploiting not only the charge of the electrons but also the influence of the spin on their mobility in magnetic materials.

We are already familiar with spintronics since we use everyday the “Giant Magnetoresistance” (GMR) to read the hard disc of our computer or listen to music on our I-Pod. The GMR, discovered at Orsay¹ and Jülich² in 1988, exploits the influence of the spin of the electrons on the electrical conduction in a magnetic multilayer composed of alternate ferromagnetic and nonmagnetic layers, Fe and Cr for example. The influence of the spin on the mobility of the electrons in ferromagnetic metals, first suggested by Mott³, had been experimentally demonstrated and theoretically described in early works⁴⁻⁵ more than ten years before the discovery of 1988. The GMR was the first step on the road of the utilization of the spin degree of freedom in magnetic nanostructures and triggered the development of an active field of research which has been called spintronics. Today this field is extending considerably, with very promising new axes like the phenomena of spin transfer, spintronics with semiconductors, molecular spintronics or single-electron spintronics.

From spin dependent conduction in ferromagnets to giant magnetoresistance

The roots of spintronics are in preceding researches on the influence of the spin on the electrical conduction in ferromagnetic metals³⁻⁵. The splitting between the energy band of the “majority spin” (spin up in the usual notation) and “minority spin” (spin down) directions, as shown in Fig. 1a, makes that the electrons at the Fermi level, which carry the electrical current, are in different states for opposite spin directions and exhibit different conduction properties. In first approximation, the conduction is by two channels in parallel (Fig. 1b). This spin dependent conduction, proposed by Mott³ in 1936 to explain some features of the resistivity of ferromagnetic metals at the Curie temperature, was experimentally demonstrated in the sixties⁴⁻⁵. In Fig. 1c I show an example of experimental results⁴ for Ni doped with different types of impurity. This led to the so-called “two current model” for

the conduction in ferromagnets⁴⁻⁵. Some experiments⁴ with metals doped with two types of impurities (ternary alloys) were already anticipating the GMR concept but proceeding to the GMR of multilayers was requiring layer thicknesses in the nm range and was not possible at this time. In the mid-eighties, with the development of techniques like the Molecular Beam Epitaxy (MBE), it became possible to fabricate multilayers composed of very thin individual layers and I could consider trying to extend my experiments on ternary alloys to multilayers. In addition, in 1986 Brillouin scattering experiments of Peter Grünberg and coworkers⁶ revealed the existence of antiferromagnetic interlayer exchange couplings in Fe/Cr multilayers. Fe/Cr appeared as a magnetic multilayered system in which it was possible to switch the relative orientation of the magnetization in adjacent magnetic layers from antiparallel to parallel by applying a magnetic field. We fabricated Fe/Cr multilayers and this led to our first observation¹ of GMR in 1988 (Fig.2a). Similar results were obtained practically at the same time by Peter Günberg at Jülich² (Fig. 2b). The interpretation is illustrated in Fig. 2c. Rapidly, these results attracted attention for their fundamental interest as well as for the many possibilities of application to the detection of small magnetic fields. The first applications, magnetic sensors for the automotive industry, appeared in 1993. The application to the read heads of hard discs appeared in 1997 and led rapidly to a considerable increase of the the density of information stored in discs (from 1 Gbit/in² to 200 Gbit/in² today).

During the first years of the research on GMR, the experiments were performed only with the current flowing along the layer planes, in the geometry we call now CIP (Current In Plane). It is only in 1993 that experiments of CPP-GMR begun to be performed, that is experiments of GMR with the Current Perpendicular to the layer Planes. This was done⁷ either by sandwiching a magnetic multilayer between superconducting electrodes, and by electrodepositing the multilayer into the pores of a polycarbonate membrane. In the CPP-geometry, the GMR is not only definitely higher than in CIP, but also subsists in multilayers with relatively thick layers, up to the micron range⁷. In a theoretical paper with Valet⁸, I showed that, due to spin accumulation effects occurring in the CPP-geometry, the length scale of the spin transport becomes the long spin diffusion length in place of the mean free path for the CIP-geometry. Actually, the CPP-GMR has revealed the spin accumulation effects which govern the propagation of a spin-polarized current through a succession of magnetic and nonmagnetic materials and play an important role in all the present developments of spintronics.

Magnetic tunnel junctions and tunnelling magnetoresistance (TMR)

Another important phenomenon in spintronics is the Tunnelling Magnetoresistance (TMR) of the Magnetic Tunnel Junctions(MTJ) which are

tunnel junctions with ferromagnetic electrodes. The resistance of MTJ is different for the parallel and antiparallel magnetic configurations of their electrodes. Some early observations of TMR effects, small and at low temperature, had been already reported by Jullière⁹ in 1975, but they were not easily reproducible and actually could not be really reproduced during 20 years. It is only in 1975 that large ($\approx 20\%$) and reproducible effects were obtained by Moodera's and Miyasaki's groups on MTJ with a tunnel barrier of amorphous alumina¹⁰. From a technological point of view, the interest of the MTJ with respect to the metallic spin valves comes from the vertical direction of the current and from the resulting possibility of a reduction of the lateral size to a submicronic scale by lithographic techniques. The MTJ are at the basis of a new concept of magnetic memory called MRAM (Magnetic Random Access Memory) combining the short access time of the semiconductor-based RAM and the non-volatile character of the magnetic memories. In the first MRAM, put on the market in 2006, the memory cells are MTJ with an alumina barrier. The magnetic fields generated by "word" and "bit" lines are used to switch their magnetic configuration, see Fig.3a. The next generation of MRAM, based on MgO tunnel junctions and a switching process by spin transfer, is expected to have a much stronger impact on the technology of computers.

The research on the TMR is currently very active and an important recent step was the transition from MTJ with amorphous tunnel barrier (alumina) to single crystal MTJ and especially MTJ with MgO barrier, see Fig. 3b. The first results on MTJ with epitaxial MgO barriers we obtained in 2001 in a collaboration with a Spanish group¹¹ were rapidly and greatly improved by two laboratories in 2004¹². A single crystal barrier filters the symmetry of the wave functions of the tunnelling electrons, so that the TMR depends on the spin polarization of the electrodes for the selected symmetry and can be very high. Today the research on TMR is still very active and tunneling through ferromagnetic, ferroelectric or multiferroic barriers is a promising direction of research¹³.

Magnetic switching and microwave generation by spin transfer.

The study of the spin transfer phenomena is one of the most promising new directions in spintronics today. In spin transfer experiments, one manipulates the magnetic moment of a ferromagnetic body without applying any magnetic field but only by transfer of spin angular momentum from a spin-polarized current. The concept, which has been introduced by John Slonczewski¹⁴ and appears also in papers of Berger¹⁵, is illustrated in Fig.4. As described in the caption of the figure, the transfer of a transverse spin current to the "free" magnetic layer F_2 can be described by a torque acting on its magnetic moment. This torque can induce an irreversible switching of this magnetic moment or, in a second regime, generally in

the presence of an applied field, it generates precessions of the moment in the microwave frequency range.

Most experiments are performed on pillar-shaped metallic trilayers (Fig.5a). In Fig.5b, I present examples of our experimental results in the low field regime of irreversible switching, for a metallic pillar and for a tunnel junctions with electrodes of the ferromagnetic semiconductor $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$. For metallic pillars or tunnel junctions with electrodes made of a dilute ferromagnetic transition metal like Co or Fe, the current density needed for switching is around 10^6 - 10^7 Amp/cm², which is still slightly too high for applications, and an important challenge is the reduction of this current density. The switching time has been measured in other groups and can be as short as 100 ps, which is very attractive for the switching of MRAM. For the tunnel junction of Fig.5c, the switching current is only about 10^5 Amp./cm² and smaller than that of the metallic pillar by two orders of magnitude. This is because a smaller number of individual spins is required to switch the smaller total spin momentum of a dilute magnetic material.

In the presence of a large enough magnetic field, the regime of irreversible switching of the magnetization of the “free” magnetic layer in a trilayer is replaced by a regime of steady precessions of this free layer magnetization sustained by the spin transfer torque. As the angle between the magnetizations of the two magnetic layers varies periodically during the precession, the resistance of the trilayer oscillates as a function of time, which generates voltage oscillations in the microwave frequency range, see the record of the microwave power versus frequency in Fig.5d. In other conditions, the spin transfer torque can also be used to generate an oscillatory motion of a magnetic vortex.

The spin transfer phenomena will have certainly important applications. Switching by spin transfer will be used in the next generation of MRAM and will bring great advantages in terms of precise addressing and low energy consumption. The generation of oscillations in the microwave frequency range will lead to the design of Spin Transfer Oscillators (STOs). One of the main interests of the STOs is their agility, that is the possibility of changing rapidly their frequency by tuning a DC current. Their disadvantage is the very small microwave power of an individual STO, metallic pillar or tunnel junction. The solution is certainly the synchronization of a large number of STOs.

Spintronics with semiconductors.

Spintronics with semiconductors is very attractive as it can combine the potential of semiconductors (control of current by gate, coupling with optics, etc) with the potential of the magnetic materials (control of current by spin manipulation, non-volatility, etc). It should be possible, for example, to gather storage, detection, logic and communication capabilities on a single chip that could

replace several components. New concepts of components have also been proposed, for example the concept of Spin Field Effect Transistors (Spin FETs) based on spin transport in semiconductor lateral channels between spin-polarized source and drain with control of the spin transmission by a field effect gate¹⁷. Some nonmagnetic semiconductors have a definite advantage on metal in terms of spin-coherence time and propagation of spin polarization on long distances. Spintronics with semiconductors is currently developed along several roads.

- iv) The first road is by working on hybrid structures associating ferromagnetic metals with nonmagnetic semiconductors. Schmidt et al¹⁸ have raised the problem of “conductivity mismatch” to inject a spin-polarized current from a magnetic metal into a semiconductor. Solutions have been proposed by the theory¹⁹⁻²⁰ and one knows today that the injection/extraction of a spin-polarized current into/from a semiconductor can be achieved with a spin-dependent interface resistance, typically a tunnel junction. Spin injection/extraction through a tunnel contact has been now demonstrated. in spin LEDs and magneto-optical experiments. However, in structures for lateral spin transport between spin-polarized sources and drains (typical structures for logic gate or transistor applications), only very modest results have been obtained up to now, the contrast between parallel and antiparallel magnetic configurations of the source and the drain never exceeding a few %.
- v) Another road for spintronics with semiconductors is based on the fabrication of ferromagnetic semiconductors. The ferromagnetic semiconductor $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ($x \approx$ a few %) has been discovered²¹ by the group of Ohno in Sendai in 1996, and, since this time, has revealed very interesting properties, namely the possibility of controlling the ferromagnetic properties with a gate voltage, and also large TMR and TAMR (Tunnelling Anisotropic Magnetoresistance) effects. However its Curie temperature has reached only 170 K, well below room temperature, which rules out most practical applications. Several room temperature ferromagnetic semiconductors have been announced but the situation is not clear on this front yet.
- vi) The research is now very active on a third road exploiting spin-polarized currents induced by spin-orbit effects, namely the Spin Hall, Rashba or Dresselhaus effects. In the Spin Hall Effect²¹, for example, spin-orbit interactions deflect the currents of the spin up and spin down channels in opposite transverse directions, thus inducing a transverse spin current, even in a nonmagnetic conductor. This could be used to create spin currents in structures composed of only nonmagnetic conductors.

Spintronics in carbon-based materials

Spintronics with carbon nanotubes, graphene or organic molecules is a very promising road. The advantage is the long spin lifetime due to the small spin-orbit coupling of carbon and also, for nanotubes or graphene, and also the very high electron velocity in nanotubes and graphene which makes that, for example, their dwell time in a long lateral channel can be shorter than the spin lifetime. In contrast with what is found for transport in devices based on semiconductors, experiments on carbon nanotubes have shown that the spin information can be transported to long distances and transformed in large electrical output signals. In Fig.6 we present an example of experimental result with a nanotube between LSMO electrodes²². This shows the potential of carbon-based electronics.

Conclusion

In less than twenty years, we have seen spintronics increasing considerably the capacity of our hard discs and getting ready to enter the RAM of our computers or the microwave emitters of our cell phones. Spintronics with semiconductors or molecules is very promising too. It can also be mentioned that another perspective, out of the scope of this lecture, might be the exploitation of the truly quantum mechanical nature of spin and the long spin coherence time in confined geometry for quantum computing in an even more revolutionary application. Spintronics should take an important place in the technology of our century.

References

- [1] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- [2] G. Binash, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989).
- [3] F. Mott, *Proc. Roy. Soc. A* **153**, 699 (1936).
- [4]; A. Fert and I. A. Campbell, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1190 (1968); A. Fert and I. A. Campbell, *J. Phys. F* **6**, 849 (1976).
- [5] B. Loegel and F. Gautier, *J. Phys. Chem. Sol.* **32**, 2723 (1971).
- [6] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Young, M. B. Brodsky, H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2442 (1986).
- [7] J. Bass and W. P. Pratt, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 274 (1999); A. Fert and L. Piraux, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 338 (1999).
- [8] T. Valet and A. Fert, *Phys. Rev. B* **48**, 7099 (1993).
- [9] Jullière, *Phys. Lett.* **54A**, 225 (1975).
- [10] J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong, R. Meservey, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3273 (1995); T. Miyazaki and N. Tezuka, *J. Magn. Magn. Mater.* **139** (1995) 231.
- [11] M. Bowen, V. Cros, F. Petroff, A. Fert, A. Cebollada, F. Briones, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 1655 (2001).

- [12] Yuasa et al, Nature Mater. **3**, 868 (2004); S. S. P. Parkin et al., Nature Materials **3**, 862 (2004); Y. M. Lee, J. Hayakawa, S. Ikeda, F. Matsukura, H. Ohno, Appl. Phys. Lett. **90**, 212507 (2007).
- [13] M. Gajek, M. Bibes, S. Fusil, K. Bouzehouane, J. Fontcuberta, A. Barthélémy, A. Fert, Nature Materials **6**, 296 (2007).
- [14] J. C. Slonczewski, J. Magn. Mat. **159**, L1 (1996)
- [15] L. Berger, Phys. Rev. B **54** 9353 (1996)
- [16] M.D. Stiles and J. Miltat in *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures, III*, edited by B. Hillebrands and A. Thiaville (Springer, Berlin, 2006).
- [17] S. Datta and B. Das, Appl. Phys. Lett. **56**, 665 (1990)
- [18] G. Schmidt et al, Phys. Rev. B **62**, 4790 (2000).
- [19] E. I. Rashba, Phys. Rev. B **62**, 16267 (2000).
- [20] A. Fert and H. Jaffrès, Phys. Rev. B **64**, 184420 (2001).
- [21] H. Ohno et al., Appl. Phys. Lett. **69**, 363 (1996).
- [22] S. Zhang, Phys. Rev. Lett. **85**, 393 (2000); L. Vila, T. Kjimura, Y. Otani, Phys. Rev. Lett. **99**, 226604 (2007).
- [23] L.E. Hueso, J.M. Pruneda, V. Ferrari, G. Burnell, J.P. Valdes-Herrera, B.D. Simmons, P. B. Littlewood, E. Artacho, A. Fert, N.D. Mathur, Nature **445**, 410 (2007).

Figure captions

Figure 1. Basics of spintronics. (a) Schematic band structure of a ferromagnetic metal showing the energy band spin-splitting. (b) Schematic for spin dependent conduction through independent spin \downarrow and spin \uparrow channels in the limit of negligible spin mixing ($\rho_{\uparrow\downarrow} = 0$ in the formalism of Ref.[4]). (c) Resistivities of the spin up and spin down conduction channels for nickel doped with 1% of several types of impurity (measurements at 4.2 K)⁴. The ratio α between the resistivities ρ_{\downarrow} and ρ_{\uparrow} of the spin \downarrow and spin \uparrow channels can be as large as 20 (Co impurities) or, as well, smaller than one (Cr or V impurities).

Figure 2: First observations of giant magnetoresistance. (a) Fe/Cr(001) multilayers¹ (with the current definition of the magnetoresistance ratio, $MR = 100(R_{AP} - R_P)/R_P$, $MR = 85\%$ for the (Fe 3nm/Cr 0.9nm) multilayer). (b) Fe/Cr/Fe trilayers². (c) Schematic of the mechanism of the GMR. In the parallel magnetic configuration (bottom), the electrons of one of the spin directions can go easily through all the magnetic layers and the short-circuit through this channel lead to a small resistance. In the antiparallel configuration (top), the electrons of each channel are slowed down every second magnetic layer and the resistance is high.

Figure 3. : (a) Principle of the magnetic random access memory MRAM in the basic “cross point” architecture. The binary information “0” and “1” is recorded on the two opposite orientations of the magnetization of the free layer of magnetic tunnel junctions (MTJ), which are connected to the crossing points of two perpendicular arrays of parallel conducting lines. For writing, current pulses are sent through one line of each array, and only at the crossing point of these lines the resulting magnetic field is high enough to orient the magnetization of the free layer. For reading, one measures the resistance between the two lines connecting the addressed cell.. (b) High magnetoresistance, $TMR = (R_{max} - R_{min})/R_{min}$, measured by Lee et al¹² for the magnetic stack: $(Co_{25}Fe_{75})_{80}B_{20}(4nm)/MgO(2.1nm)/(Co_{25}Fe_{75})_{80}B_{20}(4.3nm)$ annealed at 475°C

after growth, measured at room temperature (black circles) and low temperature (open circles).

Figure 4: Illustration of the spin transfer concept introduced by John Slonczewski in 1996. A spin-polarized current is prepared by a first magnetic layer F_1 with an obliquely oriented spin-polarization with respect to the magnetization axis of a second layer F_2 . When this current goes through F_2 , the exchange interaction aligns its spin-polarization along the magnetization axis. As the exchange interaction is spin conserving, the transverse spin-polarization lost by the current has been transferred to the total spin of F_2 , which can also be described by a spin-transfer torque acting on F_2 . This can lead to a magnetic switching of the F_2 layer or, depending on the experimental conditions, to magnetic oscillations in the microwave frequency range.

Figure 5: Experiments of magnetic switching and microwave generation induced by spin transfer from an electrical DC current in trilayered magnetic pillars. (a) Schematic of a trilayered magnetic pillar. (b) Switching by spin transfer between the parallel and antiparallel magnetic configurations of a Co/Cu/Co metallic pillar. The switching between parallel and antiparallel orientations of the magnetizations of the two magnetic layers of the trilayer is detected by irreversible jumps of the resistance at a critical value of the current. The critical current density is of the order of 10^7 A/cm². (c) Switching by spin transfer of a pillar-shaped tunnel junction composed of electrodes of the dilute ferromagnetic semiconductor GaMnAs separated by a tunnel barrier of InGaAs. The critical current is about hundred times smaller than in the Py/Cu/Py pillar. (d) Typical microwave power spectrum of a Co/Cu/Py pillar (Py =permalloy).

Figure 6. Spintronics with molecules illustrated by, (a): Electron microscopy image of a carbon nanotube between LSMO electrodes (LSMO = $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$). (b-c): Magnetoresistance experimental results²² at 4.2 K on carbon nanotubes between electrodes made of LSMO. A contrast of 72% and 60 % is obtained between the resistances for the parallel (high field) and antiparallel (peaks) magnetic configurations of the source and drain.