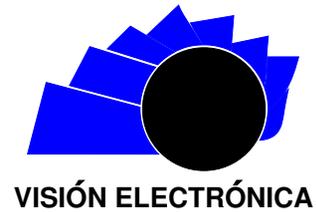




Visión Electrónica

Más que un estado sólido

<http://revistas.udistrital.edu.co/ojs/index.php/visele/index>



VISIÓN ACTUAL

Espintrónica: principios básicos y aplicaciones

Spintronics: basic principles and applications

J. A. Olarte^a, M. C. Cifuentes^b

INFORMACIÓN DEL ARTÍCULO

Historia del artículo:

Enviado: Septiembre de 2014

Recibido: Noviembre de 2014

Aceptado: Febrero de 2015

Palabras clave:

Espintrónica

Relajación de espines

Válvulas de espín

RESUMEN

Se suele denominar espintrónica al estudio de los espines del electrón. En este artículo se hace una revisión de esta teoría, y se presentan los principios físicos básicos que dan cuenta del comportamiento de los espines en el electrón. La primera parte, se enfoca en los principios físicos por los cuales se generan las corrientes de espín polarizado, la dinámica de espín y el transporte en semiconductores. En la segunda parte, se presentan algunas aplicaciones prácticas, como lo son: las válvulas de espín y las uniones túneles magnéticas, que actualmente se están desarrollando y concentran la expectativa de los dispositivos de memoria y almacenamiento de información futuros.



Keywords:

Spintronics

Spin relaxation

Spin valve

ABSTRACT

Spintronics often referred to the study of electron spins. This paper presents an overview of this theory and the basic physical principles that account for the behavior of the electron spins. The first part is focuses on the physical principles by which to generate spin-polarized currents, spin dynamics and transport in semiconductors. The second part presents some practical applications, such as: spin valves and magnetic tunnel junctions, which are currently being developed and focus the expectation of memory and information storage future devices.

^aPhD. y MsC. en Ciencias Físicas de la Universidad Nacional de Colombia. Especialista en Ingeniería del software, de la Universidad Distrital Francisco José de Caldas. Es líder del grupo interinstitucional: GRESFIMA, e investigador del grupo SciBas. Docente de la Universidad Distrital "Francisco José de Caldas". e-mail: jaolarte@gmail.com

^bMsC. y Especialista en Ciencias Física de la Universidad Nacional de Colombia. Investigadora del grupo interinstitucional: GRES-FIMA. Docente de la Universidad Pedagógica Nacional de Colombia. e-mail: mcifuentes@pedagogica.edu.co

1. Introducción

La espintrónica es un campo multidisciplinario que se centra en la manipulación de los espines de los materiales, en lugar de la utilización de campos eléctricos para la manipulación de las cargas eléctricas. Esto ofrece una gran ventaja ya que no existe movimiento de cargas que genere calentamiento de los dispositivos y, además, se explota activamente los grados de libertad del espín en sistemas sólidos. Un posible uso de la espintrónica es el transporte de espines en metales y semiconductores, que ha demostrado su potencial utilización en dispositivos electrónicos. El avance vertiginoso de los estudios de espintrónica en los últimos 15 años ha hecho que nuestros conocimientos sobre el nano-magnetismo –esto es, del magnetismo de materiales en dimensiones muy pequeñas– también hayan aumentado en forma vertiginosa.

El prototipo que ya está en uso en la industria, se basa en la utilización de la magneto-resistencia gigante, GMR, (GMR: Giant Magnetoresistance Effect), estructura tipo sándwich, que consiste en alternar capas de metal ferromagnético y no ferromagnético. Dependiendo de la orientación de las capas magnéticas, ocurren cambios en la resistividad del material. Este cambio en la resistencia se utiliza para detectar cambios en los campos magnéticos.

Trabajos pioneros en la manipulación de los espines fueron realizados por Mott [1,2] quien colocó las bases para la comprensión del transporte de los espines polarizados. Él notó que los materiales ferromagnéticos a temperaturas lo suficientemente bajas, donde la dispersión de los magnones es casi cero, los momentos magnéticos paralelos y antiparalelos no se mezclan. En estos casos, la conductividad se puede expresar como la suma de dos partes desiguales e independientes de la proyección de los espines, es decir, la corriente en materiales ferromagnéticos es debida a la polarización de los espines. Esto es conocido como el modelo de dos corrientes y ha sido estudiado por Campbell [3,4,5] y Fert y Cambell [6,7,8] en el año de 1968, quienes continuaron haciendo modificaciones las cuales les permitieron construir una explicación satisfactoria para varios de los fenómenos de magnetoresistencia [9,10,11]. Por otro lado, la espintrónica con semiconductores [12,13,14,15] es muy atractiva, ya que combina el potencial de los semiconductores, a saber: el control de la corriente, el acoplamiento con la óptica, entre otros, con el potencial de los materiales magnéticos, tales como: el control de la corriente por manipulación de espín, la no volatilidad, entre otros. Debería ser posible, por ejemplo, obtener almacenamiento, detectar y hacer análisis lógicos con un solo chip de comunicación, lo que remplazaría, en tal tarea, a varios componentes. También han aparecido propuestas de transis-

tores de espín de efecto de campo (FETs espín) basados en el transporte de espín en semiconductores [16, 17, 18, 19, 20,21]. Algunos semiconductores magnéticos tienen además otras ventajas sobre los metales, en términos de los tiempos de coherencia de espín y la propagación a largas distancias de la polarización del espín. Sin embargo, el antiguo problema de la segregación del espín está lejos de resolverse.

La espintrónica con semiconductores se está desarrollando en varios caminos:

- El primer camino es el desarrollo de estructuras híbridas con metales ferromagnéticos y semiconductores no magnéticos. Schmidt y sus colaboradores [22,23] han planteado el problema de la “diferencia de la conductividad” para inyectar corrientes de espines polarizados de un metal magnético a un semiconductor.
- El segundo camino para el desarrollo de la espintrónica con semiconductores está basado en la fabricación de semiconductores ferromagnéticos. El semiconductor ferromagnético del tipo $Ga_{1-x}Mn_xAs$ fue descubierto en el año de 1996 por el grupo del profesor Ohno [24,25, 26, 27, 28] y desde entonces ha revelado propiedades muy interesantes, a saber, la posibilidad de controlar las propiedades ferromagnéticas; sin embargo, su temperatura de Curie (T_c), llega tan solo a $170^\circ K$, muy por debajo de la temperatura ambiente, lo que lo descarta para aplicaciones prácticas.
- Un tercer camino, es la explotación de las corrientes de espines polarizados, inducidas por los efectos espín-orbita. Por ejemplo, las interacciones de espín-orbita pueden desviar las corrientes de espines arriba y espines abajo en diferentes canales, y esto puede ser usado para crear corrientes de espín en estructuras compuestas solo por conductores no magnéticos.

2. Física básica de la espintrónica

La espintrónica se basa en la generación, manipulación y detección de los espines (o corrientes de espín) en un determinado dispositivo electrónico. Los electrones tienen espín S , los cuales puede tener una orientación hacia arriba o hacia abajo, y que se puede detectar debido a que el electrón tiene un momento magnético, el cual está dado por la relación $m = -g\mu_B S \uparrow$, donde μ_B es el magnetón de Bohr y g es el factor g del electrón (cuando electrón está libre este valor corresponde a $g_o = 2,0023$).

Un dispositivo de espintrónica generalmente se basa en la generación de espines polarizados localizados que se generan controlando una población de espines en estado de no equilibrio. En un dispositivo de espintrónica,

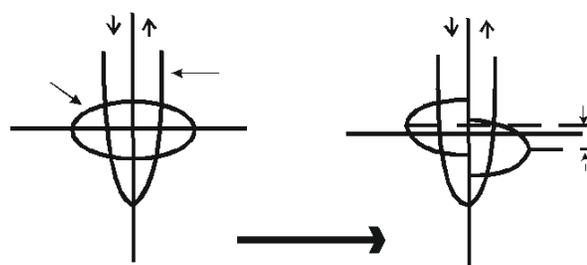
esto corresponde a controlar las superposiciones coherentes de los espines involucrados. En general, se requiere conocer el grado de polarización de los espines de un material, ya sea intrínseca como ocurre en un material ferromagnético, o extrínseca como ocurre cuando se inyecta en un semiconductor no-magnético. Aunque la definición de espín polarizado de un ferromagnético aun no es clara; la magnetización se define como la diferencia entre el número de espines hacia arriba y hacia abajo, y las propiedades de transporte son el resultado de combinaciones de estos dos “canales”. Estrictamente hablando, el grado de polarización de espín tendría diferentes definiciones, dependiendo del experimento y sus medidas [29,30].

El método eléctrico más directo para crear una polarización de espines es la inyección de espines de un metal polarizado, por ejemplo un ferromagnético, F , dentro de un metal no polarizado, por ejemplo un paramagnético, P . Los espines polarizados que provienen de F generan unas poblaciones de espines, en estado de no equilibrio, que se acumulan en P , y se extiende una distancia llamada “longitud de difusión de espín” en P , que se denota como λ_{sd} . Esta longitud, es la distancia recorrida por un electrón inyectado antes de que sufra una dispersión y sufra la pérdida de memoria de su orientación inicial. Una distancia típica va de 1 nm hasta $1\text{ }\mu\text{m}$.

Los procesos de dispersión determinan las características de las propiedades de transporte, tales como movilidad μ , conductividad σ , y otros; y dependen del camino libre medio, y, en general, este es mucho más pequeño que λ_{sd} , es decir, muchos procesos de dispersión ocurren antes de la pérdida de memoria de la orientación. Por lo tanto, los portadores de corriente con espines hacia arriba y hacia abajo, se pueden considerar independientes uno del otro, formando canales de transporte paralelos los cuales no se mezclan significativamente. La presencia de una polarización de espín neta, en equilibrio, indica que estos canales no son simétricos es decir $\mu \uparrow \neq \mu \downarrow$, $\sigma \uparrow \neq \sigma \downarrow$, entre otras.

El origen de esta asimetría de espines, está intrínsecamente ligada a la estructura de bandas del material. Típicamente los metales de transición tienen las bandas d y s cerca de la energía de Fermi E_F (figura 1). En los metales de transición no magnética, como por ejemplo el cobre, estas bandas se pueden representar gráficamente como se puede observar en la figura 1(a), y hay simetría entre los espines hacia arriba y hacia abajo y tienen la misma densidad de estados es decir $N \uparrow(E_F) = N \downarrow(E_F)$.

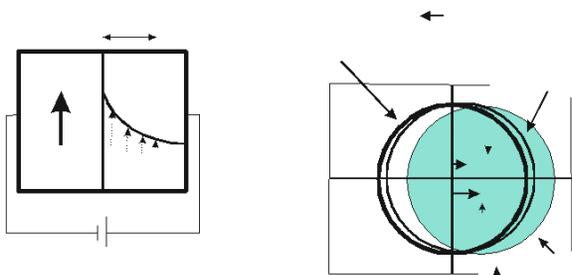
Figura 1. Estructura esquemática de bandas de la transición metálica de paramagnética a ferromagnética. El nivel de Fermi E_F divide en dos la parte delgada de la banda d y en dos la parte más gruesa de la banda s . Debido a su escasa anchura, la banda d tiene una mayor densidad de estados que la banda s . a) por definición, un metal paramagnético tiene una estructura de banda equivalente para espines arriba y abajo, esto requiere un campo magnético para dividirlos, b) en presencia de una interacción de intercambio entre los electrones la degeneración entre los espines arriba y abajo se rompe y la banda d se divide. Aquí los espines hacia arriba son los portadores mayoritarios y tienen una densidad menores de estados al nivel E_F que los espines hacia abajo. Esto determina una tasa más baja de dispersión lo que conduce a que los espines hacia arriba dominan las propiedades de transporte.



A medida que se aplica una interacción de intercambio Δ entre electrones, las bandas de energía de los espines hacia arriba y hacia abajo se dividen. Como consecuencia, la densidad de estados en el nivel de Fermi, para los espines hacia arriba y hacia abajo, no será igual. En la fig. 1 se ha dibujado $N \uparrow(E_F) < N \downarrow(E_F)$. De acuerdo a la regla de oro de Fermi, la probabilidad de dispersión de un estado ocupado a uno vacío, es proporcional a la densidad de estados ocupados iniciales y densidad de estados finales. Cuando los canales son tratados como independientes cada dispersión es llamada dispersión de Mott [31].

Utilizando un enfoque de tipo Boltzman, se puede hacer una explicación general de la inyección de espines en las interfaces ferromagnético / paramagnético (ver Fig. 2). Aplicando voltajes a través de la bicapa, aparece una fuerza que es igual $F = \Delta k / \tau$. Las diferentes movilidads para los espines hacia arriba y hacia abajo implican diferentes tasas de dispersión, por lo tanto las dos esferas de Fermi (según el modelo del electrón libre) se desplazarán con una diferencia Δk . la superficie de Fermi con espín hacia arriba, inyectará más portadores de carga en P , que la superficie de Fermi con espines hacia abajo; resultando en una acumulación de espín neto. La dispersión en la superficie de carga en la interface F/P también es asimétrica para los espines hacia arriba y hacia abajo, y pueden incluirse en este modelo de Boltzman.

Figura 2. a) aplicando un campo eléctrico a través de la bicapa F/P causa que tanto los espines de los electrones hacia arriba y hacia abajo sean inyectados de F a P. b) la fuerza de cada uno de los canales de espín es idéntico pero los diferentes tiempos de dispersión de los espines hacia arriba y hacia abajo dan como resultado diferentes cambios en el espacio K de las dos esferas de Fermi. El resultado neto es la acumulación de un espín en P que se extiende una distancia igual a la longitud de difusión de espín.



La acumulación de espín, estimada en capas de un metálico no-magnético, típicamente es del orden de 10^{22} *electrones/m³*, generando un campo local del orden de 100 nanoteslas. Esta idea se puede invertir: pasando una corriente no polarizada a través de una capa delgada *F*, hace que la corriente cree un desbalance de espín de acuerdo a la estructura de bandas de *F*. La verificación experimental se ha presentado en semiconductores con bicapas *F* basados en *GaAs* y *MnAs*, ofreciendo una posible solución al problema de cómo lograr una inyección eficiente de espines, a un semiconductor de un ferromagnético [32,33, 34]

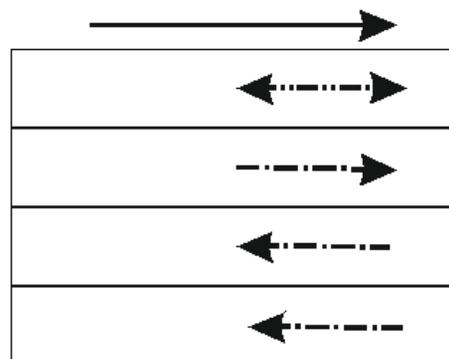
3. Aplicaciones

a. Válvulas de espín

Las válvulas de espín tienen su origen en las estructuras de las multicapas [35,36, 37, 38, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 45]. En las válvulas de espín, se adiciona una capa antiferromagnética, en la parte superior o inferior de la estructura, tal como se muestra en la figura 3. En este tipo de estructura no hay necesidad de una excitación externa para obtener una orientación antiparalela, esta dirección se fija, usualmente, utilizando un aumento de la temperatura por encima de una temperatura de transición en la que el acoplamiento antiferromagnético desaparece y luego se hace un enfriamiento dentro de un campo magnético fijo. Los valores típicos mostrados por las válvulas de espín actuales, tienen una magnetoresistencia del orden de 4% y del 20% con campos de saturación del orden de 0.8 a 6 *KA/m* [46]. Claro está, existe una limitante para la aplicación de este

tipo de estructuras, dadas las bajas temperaturas que se necesitan para un óptimo funcionamiento.

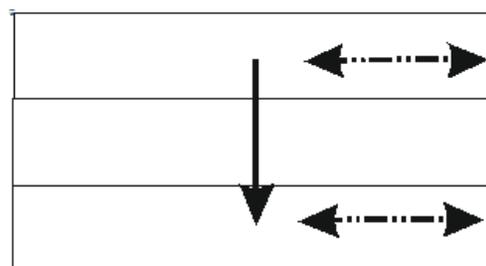
Figura 3. Estructura básica de una válvula de espín.



b. Uniones Túnel Magnéticas

En este caso, las capas magnéticas no están separadas por una capa conductora, sino con una capa aislante muy delgada, teniendo una configuración CPP, fig. 4.

Figura 4. Estructura básica de una unión túnel magnética.



Los electrones pueden atravesar la capa aislante delgada por medio de un efecto túnel cuántico [47,48, 49, 50, 51, 52, 53, 54]. Como es sabido de la mecánica cuántica, la probabilidad de atravesar la capa, es mayor cuando los dos momentos magnéticos se alinean de manera paralela, y es más baja cuando los momentos magnéticos están alineados de manera antiparalela. Estos dispositivos generalmente suelen hacer uso del principio de válvula de espín con el fin de solucionar la fijación del eje fijando una capa antiferromagnética. Los valores típicos de una magnetoresistencia de una unión túnel magnética, están cerca del 40% con una capa aislante de *Al₂O₃* [55] y para muestras de *MgO*, se han reportado niveles del orden del 200% [56], para campos magnéticos del orden de 1-100 Oe.

c. Acopladores

Usando la tecnología de pulverización catódica, es posible construir películas delgadas para uso de acopladores. Si una corriente pasa a través de estas películas, dotadas con un sensor magnético *GMR* el cual está separado por una capa aislante de la película, este puede utilizarse para acoplar una señal de otro dispositivo. Este tipo de dispositivo también se puede combinar con otras funciones que poseen los semiconductores, para producir aisladores de alta velocidad.

d. Medicina

Con el avance de la espintrónica, se han desarrollado sistemas de detección y tratamiento de células cancerígenas, sin necesidad de operaciones quirúrgicas; debido a que los sistemas de espintrónicos son menores que las células cancerígenas, estos sistemas detectan y eliminan, únicamente, las células dañinas sin afectar las células sanas.

4. Conclusiones

Se han revisado los temas fundamentales de la espintrónica, haciendo énfasis en los aspectos físicos; especialmente en lo que concierne a la dinámica de los espines, de transporte y de relajación, y las potenciales aplicaciones de la misma. La tendencia actual de la espintrónica está impulsada por las implicaciones tecnológicas que se pueden utilizar de los espines de los electrones. Actualmente, existen múltiples investigaciones dirigidas al desarrollo de esta nueva técnica, muchos de ellas pueden llegar hacer poco prácticas, pero su importancia radica, además, en la estimulación teórica y experimental.

Así, la espintrónica se ha convertido en un prometedor campo de las ciencias ya que se han ilustrado ventajas ostensibles con respecto a la electrónica convencional; por ello, su desarrollo ha puesto en tela de juicio la actual electrónica. El diseño de circuitos electrónicos cada más complejos, por ejemplo, implicará la necesidad de una mejor tecnología, que sea más robusta y compacta proporcionada por la espintrónica. Las diferentes aplicaciones desarrolladas, muestran la gran importancia de su estudio, y la relevancia que las investigaciones en esta área, implicarán en el desarrollo de la tecnología y la electrónica futuras.

Referencias

- [1] N. F. Mott, “The electrical conductivity of transition metals” . Proc. R. Soc. London, Ser. A., 153 (1936a) 699–717.
- [2] N. F. Mott, “The resistance and thermoelectric properties of the transition metals” . Proc. R. Soc. London, Ser. A., 156 (1936b) 368–382.
- [3] I. A. Campbell, A. Fert & A. R. Pomeroy, “Evidence for two current conduction iron” , Philos. Mag., 15 (1967) 977–983.
- [4] I.A. Campbell & A. Fert, “Transport properties of ferromagnets” , Ferromagnetic Materials: A Handbook on the Properties of Magnetically Ordered Substances, vol. 3, North-Holland (1982), p. 747
- [5] S. Senoussi, I.A. Campbell & A. Fert, “Evidence for local orbital moments on Ni and Co impurities in Pd” . Solid State Communications, 21 (3) (1977) 269–271.
- [6] A. Fert & I. A. Campbell, “Two-current conduction in nickel” . Physical Review Letters, 21 (1968) 1190–1192.
- [7] A. Hamzić, S. Senoussi, I.A. Campbell & A. Fert, “Orbital magnetism of transition metal impurities in platinum” . Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 15–18 (1980) 921-922.
- [8] A. Hamzć, S. Senoussi, I.A. Campbell & A. Fert, “The extraordinary hall effect in dilute Pd based alloys” . Original Solid State Communications, 26 (1978) 617-619.
- [9] T. Valet & A. Fert, “Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers” . Physic Review B, 48 (1993) 7099–7113.
- [10] A. Fert, A. Barthélémy, P. Galtier, P. Holody, R. Loloee, R. Morel, F. Pétroff, P. Schroeder, L.B. Steren, & T. Valet., “Giant magnetoresistance in magnetic nanostructures” . Materials Science and Engineering B., 31 (1995) 1-9
- [11] T. Valet & A. Fert., “Classical theory of perpendicular giant magnetoresistance in magnetic multilayers” . Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 121 (1993) 378-382
- [12] B. T. Jonker & M. E. Flatté, “Electrical Spin injection and transport in semiconductors” , En: D. L. Mills & J. A. C. Bland (Editores), Contemporary Concepts of Condensed Matter Science, Vol 1, Elsevier (2006) 227–272.
- [13] D.D. Awschalom & M.E. Flatté, “Challenges for semiconductor spintronics” . Nat. Phys., 3 (2007) 153.
- [14] J.-M. Tang, J. Levy, & M. E. Flatté, “All-electrical control of single ion spins in a semiconductor” . Physical Review Letters, 97 (2006) 106803.

- [15] M. E. Flatté & G. Vignale, “Heterostructure unipolar spin transistors”. *Journal of Applied Physics*, 97 (2005) 104508.
- [16] S. Datta & B. Das, “Electronic Analog of the Electro-Optic Modulator”. *Journal of Applied Physics Letters*, 56 (1990) 665.
- [17] S. Datta, “Quantum devices”. *Superlattices and Microstructures*, 6 (1989) 83-93
- [18] S Datta, K.P Roenker, M.M Cahay & William E Stanchina., “Implications of hole vs electron transport properties for high speed Pnp heterojunction bipolar transistors”. *Solid-State Electronics*, 43 (1999) 73-79
- [19] R.L. Gunshor, N. Otsuka, M. Yamanishi, L.A. Kolodziejski, T.C. Bonsett, R.B. Bylisma, S. Datta, W.M. Becker & J.K. Furdyna “Diluted magnetic semiconductor superlattices”. *Journal of Crystal Growth*, 72 (1985) 294-298
- [20] F. Zahid, M. Paulsson & S. Datta., “Electrical Conduction through Molecules”, En: H. Morkoc (editor), *Advanced Semiconductor and Organic Nano-Techniques*, Academic Press (2003) 1-41.
- [21] S. Datta, J.K. Furdyna & R.L. Gunshor “Diluted magnetic semiconductor superlattices and heterostructures”. *Superlattices and Microstructures*, 1 (1985) 327-334.
- [22] G. Schmidt, et al., “Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor”. *Physics Review B*, 62 (2000) 4790.
- [23] G. Schmidt, G. Müller, L.W. Molenkamp, M. Behet, J. De Boeck & P. Panissod, “Cobalt contacts on indium arsenide”. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 198–199 (1999) 134-136
- [24] H. Ohno, et al., “(Ga,Mn)As: A new diluted magnetic semiconductor based on GaAs”, *Applied Physics Letters*, 69 (1996) 363.
- [25] F Matsukura, E Abe, Y Ohno & H Ohno., “Molecular beam epitaxy of GaSb with high concentration of Mn”. *Applied Surface Science*, 159–160 (2000) 265-269.
- [26] T Omiya, F Matsukura, A Shen, Y Ohno, H Ohno., “Magnetotransport properties of (Ga,Mn)As grown on GaAs (4 1 1) A substrates” *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 10 (2001) 206-209
- [27] E Abe, F Matsukura, H Yasuda, Y Ohno & H Ohno, “Molecular beam epitaxy of III–V diluted magnetic semiconductor (Ga,Mn)Sb”. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 7 (2000) 981-985.
- [28] Y Ohno, I Arata, F Matsukura, H Ohno, D.K Young, B Beschoten & D.D Awschalom “Electrical spin injection in ferromagnetic/nonmagnetic semiconductor heterostructures”. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 10 (2001) 489-492.
- [29] I. I. Mazin, “How to Define and Calculate the Degree of Spin Polarization in Ferromagnets”. *Physical Review Letters*, 83 (1999) 1427.
- [30] I.I. Mazin & V.P. Antropov, “Electronic structure, electron–phonon coupling, and multiband effects in MgB₂”. *Physica C: Superconductivity*, 385 (2003) 49-65
- [31] N. F. Mott, “Electrons in transition metals”. *Advances in Physics*, 13 (1964) 325-422
- [32] J. Stephens, J. Berezovsky, J. P. McGuire, L. J. Sham, A. C. Gossard, & D. D. Awschalom, “Spin accumulation in forward-biased MnAs/GaAs Schottky diodes”. *Physics Review Letters*, 93 (2004) 097602
- [33] G.A. Osborne, B.D. Bird, P.J. Stephens, J.J. Duffield & A. Abu-Shumays., “Magnetic circular dichroism of the LiF F center”. *Solid State Communications*, 9 (1971) 33-36.
- [34] P.J. Stephens, “Excited state magnetic moments thorough moment analysis of magnetic circular dichroism”. *Chemical Physics Letters*, 2 (1968) 241-244.
- [35] B. Dieny, V.S. Speriosu, S. Metin, S.S.P. Parkin, B.A. Gurney, P. Baumgart & D.R. Wilhoit, “Magnetotransport properties of magnetically soft spin-valve structures”. *Journal of Applied Physics*, 69 (1991) 4774-4779.
- [36] B. Dieny, A. Vedyayev, & N. Ryzhanova, “Comparison of semi-classical and real-space quantum theories of giant magnetoresistance”. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 121 (1993) 366-370
- [37] E. Ganshina, A. Granovsky, B. Dieny, M. Kumari-tova & A. Yurasov, “Magneto-optical spectra of discontinuous multilayers Co/SiO₂ with tunnel magnetoresistance”. *Physica B: Condensed Matter*, 299 (2001) 260-264.

- [38] A. Vedyayev, B. Dieny, N. Ryzhanova & J.B. Genin, “Quantum singularities in the angular dependence of giant magnetoresistance in ultrathin ferromagnetic sandwiches”. *Physics Letters A*, 185 (1994) 117-122.
- [39] J. Filippi, B. Barbara, B. Dieny, & M. Maeder, “Transverse ac susceptibility of the random anisotropy system a-DyNi”. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 83 (1990) 163-164.
- [40] B. Dieny, A. Granovsky, A. Vedyayev, N. Ryzhanova, C. Cowache, L.G. Pereira., “Recent results on the giant magnetoresistance in magnetic multilayers (anisotropy, thermal variation and CCP-GMR)”. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 151 (1995) 378-387.
- [41] A. Vedyayev, N. Ryzhanova & B. Dieny, “Quantum effects in the giant magnetoresistance (GMR) of magnetic multilayers”. *Physical A: Statistical Mechanics and its Applications*, 241 (1997) 207-215.
- [42] B. Dieny, “Giant magnetoresistance in spin-valve multilayers”. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 136 (1994) 335-359.
- [43] N. Ryzhanova, C. Lacroix, A. Vedyayev, D. Bagrets & B. Dieny, “Andreev reflection in superconducting/spin-valve sandwiches”. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 226–230 (2001) 750-751.
- [44] A. Vedyayev, B. Mevel, N. Ryzhanova, M. Tshiev, B. Dieny, A. Chamberod & F. Brouers., “Quantum statistical theory of giant magnetoresistance in magnetic heterogeneous alloys”. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 164 (1996) 91-98.
- [45] V. Baltz, S. Landis, B. Rodmacq & B. Dieny., “Multilevel magnetic media in continuous and patterned films with out-of-plane magnetization”. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, (2) (2005) 1286-1289.
- [46] Hartmann, U. “Magnetic Multilayers and Giant Magnetoresistance: Fundamentals and Industrial Applications”. Springer: Berlin, Germany (1999).
- [47] S.S.P. Parkin, R.E. Fontana & A.C. Marley, “Low-field magnetoresistance in magnetic tunnel junctions prepared by contact masks and lithography: 25% magnetoresistance at 295 K in mega-ohm micron-sized junctions”. *Journal Applied Physics*, 81 (1997) 5521-5521.
- [48] S. van Dijken, X. Jiang & S.S.P. Parkin, “Magnetic Tunnel Transistor”, *Encyclopedia of Materials: Science and Technology*, (2006) 1-6
- [49] R.F.C. Farrow, R.F. Marks, A. Cebollada, G.R. Harp, T.A. Rabedeau, M.F. Toney, D. Weller & S.S.P. Parkin, “Magnetic superlattices: molecular beam epitaxial growth and properties of artificially and naturally-layered structures”. *Journal of Crystal Growth*, 150 (1995) 1126-1131.
- [50] Y.Y. Huang, G.P. Felcher & S.S.P. Parkin, “Antiferromagnetic and ferromagnetic order in Co/Rumultilayers”. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 99 (1991) L31-L38
- [51] S.S.P. Parkin, E.A. Marseglia & P.J. Brown, “Polarized neutron study of Mn₁₄TaS₂: Observation of conduction electron spin polarisation”. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 31–34 (1983) 1207-1208.
- [52] S.S.P. Parkin, “Giant magnetoresistance in magnetic multilayers and granular alloys”. *Materials Letters*, 20 (1994) 1-4.
- [53] D.M. Edwards, J. Mathon, R.B. Muniz & S.S.P. Parkin, “Dependence of the giant magnetoresistance in Co/Cu multilayers on layer thickness”. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 114 (1992) 252-254.
- [54] B. Dieny, V.S. Speriosu, B.A. Gurney, S.S.P. Parkin, D.R. Wilhoit, K.P. Roche, S. Metin, D.T. Peterson, S. Nadimi, “Spin-valve effect in soft ferromagnetic sandwiches”. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 93 (1991) 101-104.
- [55] Michael, Z., Martin, J.T. (Eds) *Spin Electronics: Lecture Notes in Physics*. Springer: Berlin, Germany, 2001.
- [56] R. Ferreira, P. Wisniowski, P.P. Freitas, J. Langer, B. Ocker & W. Maass, “Tuning of MgO barrier magnetic tunnel junction bias current for picotesla magnetic field detection”. *Journal Applied Physics*, 99 (2006) 08K706:1-08K706:3.