

Albert Fert i Peter Grünberg: Premis Nobel de Física 2007

Josep Fontcuberta

Institut de Ciències de Materials de Barcelona (ICMAB-CSIC), Campus UAB, 08193 Bellaterra

fontcuberta@icmab.es

Resum

El descobriment per part d'Albert Fert i Peter Grünberg (Premis Nobel Física 2007) de la magnetoresistència gegant ha obert les portes a l'espíntrònica. En aquest article fem una breu revisió de les diferents contribucions experimentals i conceptuals que van fer possible aquell descobriment i n'expliquem els fonaments.

1 Introducció

El 2007, els Premis Nobel de Física van ser concedits a Albert Fert i a Peter Grünberg pel descobriment de la magnetoresistència gegant (GMR). Aquest fenomen i les seves aplicacions han contribuït a un canvi radical en la societat de la informació i han modificat molts aspectes de la nostra vida i de la manera de relacionar-nos.

Quan escoltem la nostra cançó preferida, seleccionant-la entre els centenars de cançons que tenim guardades al disc de memòria d'un petit iPod; quan repassem la nostra vida emmagatzemada en un ordinador; quan cerquem aquella informació amagada en algun web de la xarxa, o quan gravem aquell instant efímer en una càmera fotogràfica, estem gaudint d'una tecnologia que va néixer —com a producte comercial— l'any 1997, fruit dels descobriments que els dos científics premiats amb el Nobel havien fet, de manera simultània i independent, tan sols nou anys abans (1988).

La informació en un disc dur està emmagatzemada en forma de petits imants repartits en pistes concèntriques en el disc. L'orientació d'aquests imants, nord o sud, correspon a les unitats d'informació binària (bit): 1 o 0 . Per llegir aquesta informació els capçals de lectura dels discos durs passen per la superfície del disc un petit sensor que és capaç de detectar l'orientació dels diferents bits, i per tant, el seu valor, 1 o 0 . Per poder tenir discos durs amb més densitat d'informació guardada i que a més siguin més petits (que càpiguen en un telèfon mòbil, en un MP3, un iPod o un PC portàtil, per exemple), cal que els bits (recordem-ho: el petit imant que guarda la informació) siguin més petits. Però al mateix temps, per poder-los llegir cal que tinguem el sensor adequat: més sensible i més petit per llegir bits més petits! Això és el que ha fet possible la troballa d'Albert Fert i Peter Grünberg. Aquests científics van descobrir que certs apilaments de metalls diferents tenen una resistència elèctrica que varia fortament quan s'hi apropa un petit imant, i van comprendre les raons d'aquest fenomen. Era el primer pas cap a

sensors més sensibles: els capçals de lectura magnètica GMR. Des d'aleshores, se n'han posat al mercat més de cinc bilions i el seu ús ha permès arribar als discos durs actuals de més de 100 Gb amb 200 Gb/in² de densitat d'informació.

Aquest pas tan ràpid, des de la descoberta d'un nou efecte físic fins a la seva aplicació, és remarcable. Avui, la GMR es pot considerar la primera aplicació a gran escala de les noves nanotecnologies. El coneixement profund dels mecanismes físics subjacents, el desenvolupament instrumental de noves eines de caracterització i el progrés en les tecnologies de fabricació de materials al nivell de la nanoescala l'han fet possible. I encara més que això, el descobriment de la GMR ha obert tot un nou camp en la ciència i en la tecnologia conegut com a *espíntrònica*, que avui concentra esforços i l'interès d'investigadors i empreses arreu del món i que pot significar el relleu a l'electrònica que coneixíem fins ara.

Per a aquells que no estan gaire familiaritzats en aquest camp, cal dir que els electrons són partícules carregades elèctricament, constituents dels àtoms i, en els metalls, transporten la càrrega elèctrica. Cadascun d'aquests electrons té associat un petit imant amb ell, com una brúixola que anomenem spin. Ho podem imaginar com si l'electró girés sobre si mateix. Aquesta mena de brúixola o spin pot tenir dues orientacions en l'espai: l'electró pot girar en sentit horari o antihorari. Així, direm que l'electró té l'spin amunt o l'spin avall. Tota l'electrònica que coneixem està basada en dispositius (transistors) que regulen el flux de càrrega elèctrica i no tenen en compte l'spin (figura 1a). L'espíntrònica explota la càrrega de l'electró i l'orientació de l'spin per obtenir dispositius més eficaços, més petits i amb noves funcionalitats (figura 1b).

En les pàgines que segueixen, repassarem el llarg camí que va portar al descobriment de la magnetoresistència gegant i veurem que, d'alguna manera, aquest premi és el reconeixement a un llarg esforç per poder comprendre en detall els mecanismes del transport d'electrons i la de-

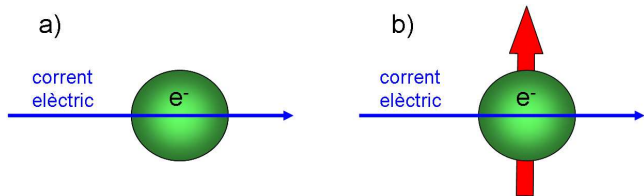


Figura 1: a) Transport elèctric independent de l'spin (electrònica convencional). b) Transport elèctric dependent de l'spin (representat per una fletxa vermella) (espintrònica)

pendència en l'orientació de l'spin.

2 La magnetoresistència anisòtropa

La magnetoresistència (MR) és el canvi en la resistència elèctrica d'un conductor quan el col·loquem a l'interior d'un camp magnètic, tant si ha estat creat per un imant com per una bobina que transporta corrent elèctric. Alguns metalls, com ara el ferro, el cobalt o el níquel, són ells mateixos imants (metalls ferromagnètics). Això vol dir que tenen una imantació espontània que podem representar per un vector \mathbf{M} . En aquests materials, la resistència elèctrica depèn de l'angle que forma el corrent elèctric (\mathbf{j}) amb la imantació. Així, si posem aquest material en el si d'un camp magnètic (\mathbf{B}), aquest farà orientar la imantació \mathbf{M} , igual que ho fa un imant amb les llimadures de ferro, i la seva resistència elèctrica variarà. William Thomson, conegut també amb el nom de Lord Kelvin, va fer aquesta observació experimental l'any 1857, just 150 anys abans de la concessió dels Nobel de què parlem avui. Thomson va observar que la resistència elèctrica d'una barreta de ferro canviava de valor segons si el camp magnètic \mathbf{B} era paral·lel o perpendicular a la direcció del corrent. Aquesta variació de resistència, anomenada magnetoresistència anisòtropa (AMR), és feble, de l'ordre de $\sim 1\%$.

La raó física de l'AMR es troba en l'acoblament del moment magnètic de spin (\mathbf{S}) i el moment orbital (\mathbf{L}) —anomenat acoblament spin-òrbita— dels àtoms que formen el metall, i que fan que hàgim de representar el moment angular total amb \mathbf{J} ($\mathbf{J} = \mathbf{S} + \mathbf{L}$). En aplicar un camp magnètic \mathbf{B} a un material ferromagnètic, la imantació \mathbf{M} , que és paral·lela a \mathbf{J} , gira per alinear-se amb el camp extern, de manera que \mathbf{M} i \mathbf{J} estiguin en la direcció de \mathbf{B} . A causa de l'acoblament spin-òrbita si \mathbf{J} gira també ho ha de fer \mathbf{L} , i per tant, les òrbites dels electrons lligats a l'àtom giren en l'espai. En aquestes condicions, un corrent d'electrons que s'apropi a l'àtom sentirà una repulsió electrostàtica, i serà dispersat de manera diferent segons com sigui l'orientació de les òrbites corresponents (figura 2). En definitiva, la resistència elèctrica variarà segons l'angle format per la imantació i el corrent elèctric.

Malgrat que aquesta variació és petita, aquest efecte es pot fer servir per detectar la presència de camps

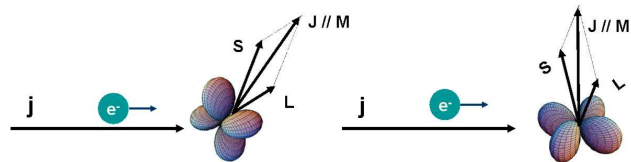


Figura 2: Il·lustració de com l'orientació de les òrbites electròniques (\mathbf{L}) acoblades a l'spin (\mathbf{S}) i determinades per un camp magnètic extern \mathbf{H} modifica la secció eficaç de dispersió per un corrent d'electrons (\mathbf{j}), i origina la magnetoresistència anisòtropa (AMR)

magnètics, i l'AMR ha tingut, i té, una enorme importància tecnològica, en particular com a sensor de camp magnètic en nombroses aplicacions industrials —incloent-hi l'automoció—, i també com a capçal de lectura dels discos durs d'ordinador, entre els anys 1992 i 1997, quan van arribar els capçals GMR. De fet, la comunitat científica havia avançat poc des del descobriment de Lord Kelvin, i el millor material que s'havia descobert, l'aliatge $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ (conegut com a *permalloy*), presentava valors d'AMR propers al 2% , i no era possible, doncs, millorar la sensibilitat dels sensors disponibles.

Per acabar, voldria fer notar que no és estrany que es tardés molts anys a comprendre la magnetoresistència anisòtropa observada per Lord Kelvin el 1857, ja que l'observació dels electrons (Joseph John Thomson, 1897), els seus estats orbitals (Niels Bohr, 1913) i l'spin dels electrons (Ralph Kronig, 1925, Wolfgang Pauli, 1925 i Paul Dirac, 1930) encara tardarien molt a arribar.

3 Metalls, metalls ferromagnètics i resistivitat elèctrica

En els metalls, alguns dels electrons dels àtoms que els constitueixen, no estan localitzats en àtoms individuals, sinó que són compartits per tots els àtoms que formen el sòlid. Aquests electrons deslocalitzats estan distribuïts en estats d'energia molt propers entre ells, formant el que anomenem bandes d'energia del sòlid. Aquestes bandes d'energia són reminiscents dels diferents estats (orbitals) de l'àtom lliure, i els seus noms en el sòlid recorden la seva procedència atòmica. Així, parlem, per exemple, de bandes $4s$ o $3d$, segons que provinguin dels orbitals atòmics $4s$ o $3d$, respectivament. La propietat important per a la discussió que segueix és l'anomenada densitat d'estats de la banda $D(E)$, que és la mesura de la densitat d'estats accessibles per als electrons en el metall, i ens dona el nombre d'estats per unitat d'energia. Els electrons del metall ocupen tots els estats disponibles, des de l'estat d'energia més baixa (al fons de la banda corresponent) fins a un valor màxim, que ve determinat pel nombre total d'electrons del sistema. Aquesta energia màxima s'anomena energia de Fermi. En la figura 3a es mostra l'estructura de ban-

des típica d'un metall de transició 3d paramagnètic (com ho són el Cu o l'Au). S'hi pot apreciar que les bandes 3d i 4s arriben al nivell de Fermi, i que les densitats d'estats al nivell de Fermi per als electrons amb spin amunt o spin avall (els dos estats possibles per a l'spin d'un electró) són idèntiques: $D^\uparrow(E) = D^\downarrow(E)$. De fet, com que la forma de les bandes 3d i 4s no és igual, hauríem de distingir entre les densitats d'estats en la banda 4s i en la banda 3d: $D_s^\uparrow(E) = D_s^\downarrow(E)$ i $D_d^\uparrow(E) = D_d^\downarrow(E)$. Per a la discussió que segueix és important adonar-se, en les figures 3a i 3b, que la densitat d'estats $D_s(E)$ és més baixa que la $D_d(E)$, ja que els orbitals 4s s'estenen més en l'espai que els 3d.

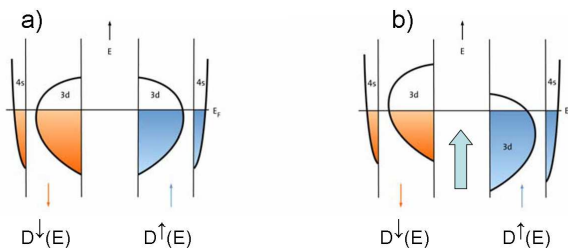


Figura 3: Esquema de la densitat d'estat electrònic per a un metall de transició. Els estats ocupats per sota del nivell de Fermi (E_F) es mostren en color. En vermell i en blau es mostren les bandes per a spin avall i spin amunt respectivament. A l'esquerra, a) mostra el diagrama per a un metall no magnètic, i a la dreta, b) mostra l'equivalent per a un metall ferromagnètic. La direcció de la polarització de spin neta es mostra amb la fletxa de color

Entre els elements de la taula periòdica que són metalls de transició 3d (Sc-Cu), 4d (Y-Ag), 5d o els lantànids 4f (Lu-Au), n'hi ha que són ferromagnètics (Fe, Ni, Co, Gd, etc.). Això vol dir que una de les subbandes de spin, per exemple la de spin amunt, està més plena que la de spin avall, de manera que hi ha un spin net diferent de zero. D'aquí es desprèn que el metall és un material ferromagnètic, és a dir, un imant. Tal com es pot apreciar en la figura 3b ara $D^\uparrow(E) \neq D^\downarrow(E)$, o millor $D_s^\uparrow(E) \neq D_s^\downarrow(E)$ i $D_d^\uparrow(E) \neq D_d^\downarrow(E)$.

En aplicar un camp elèctric extern al metall, els electrons són accelerats, adquireixen més energia, canvien d'estat i contribueixen al corrent elèctric. Només els electrons que tenen l'energia més alta i que tenen, doncs, estats d'energia desocupats propers, és a dir els electrons propers al nivell de Fermi (E_F), poden guanyar energia del camp extern i canviar d'estat. Són, doncs, els únics que participen en el transport elèctric. En la major part dels materials (l'excepció són els materials superconductors) el transport elèctric sofreix una certa resistència R . Les raons són diverses. D'una banda, assenyalem que els àtoms en un sòlid vibren a l'entorn de les seves posicions d'equilibri (dispersió electró-fonó) i, per tant, dispersen

els electrons que viatgen per la xarxa. Aquesta contribució és la que fa que en els metalls la resistència elèctrica augmenti en augmentar la temperatura. D'altra banda, els xocs amb impureses o defectes de la xarxa cristal·lina també contribueixen a la dispersió d'un flux de càrrega; per tant, contribueixen a la resistivitat del metall (ρ).

En un metall paramagnètic, com que $D^\uparrow(E_F) = D^\downarrow(E_F)$, els electrons spin amunt i els electrons spin avall contribueixen igualment al transport elèctric. En canvi, en els materials ferromagnètics, com que $D^\uparrow(E_F) \neq D^\downarrow(E_F)$, els electrons amb spin amunt i avall contribueixen de manera diferent en el transport elèctric (figura 3).

L'estudi de la resistivitat elèctrica en metalls ferromagnètics ja era objecte d'estudi a finals dels anys trenta del segle XX. De fet, Sir Nevil Mott (Nobel l'any 1977) va proposar el 1936 que la conductivitat elèctrica dels metalls de transició 3d vindria determinada pels electrons 4s perquè estan en una banda molt ampla; per tant, la densitat d'estats $D_s(E_F)$ és petita i, en conseqüència, tenen menys repulsió electrostàtica entre ells i la seva mobilitat serà més gran. D'altra banda, el procés de dispersió (scattering) que contribueix a la resistivitat elèctrica vindria determinada pels electrons 3d i la seva $D_d(E_F)$. Atès que per a ells la densitat d'estats és molt alta, això vol dir que tenen molts estats accessibles a energies properes i podran canviar fàcilment d'estat. Així, doncs, un electró 4s podrà intercanviar energia fàcilment amb els 3d. Per a un valor donat de $D_s(E_F)$ la resistivitat serà més gran com més gran sigui $D_d(E_F)$. Si comparem ara l'estructura electrònica del Ni i el Cu (el Cu segueix el Ni en la taula periòdica i té un electró més) podem comprendre la diferència de resistivitats d'aquests metalls. En el coure (Cu) els orbitals 3d estan tots plens d'electrons i tenen menys energia que els 4s, de manera que $D_d(E_F) < D_s(E_F)$; en conseqüència, els electrons 4s del Cu tindran una probabilitat de dispersió feble i, per tant, una baixa resistència elèctrica.

Mott també va proposar que en els metalls ferromagnètics, el canvi de conductivitat amb la temperatura —i més precisament, els canvis que s'observen en arribar a la temperatura d'ordre ferromagnètic— es podria explicar assumint que hi ha dos canals de conducció en paral·lel, un per als electrons spin amunt i un altre per als electrons spin avall. La figura adjunta il·lustra el model de dos canals de conducció per a les dues famílies d'electrons:

L'estudi dels mecanismes de transport en aliatges de Fe i Ni va ser el tema de recerca que Ian Campbell va proposar, l'any 1966, a Albert Fert per a la seva tesi doctoral. Ben aviat, els anys 1967 i 1968, Fert i Campbell van poder verificar experimentalment la proposta de Mott. Encara més important, Fert va poder demostrar que la resistivitat (ρ_0) de cada canal pot ser molt diferent en metalls dopats amb diferents impureses metàl·liques. Dit amb altres pa-

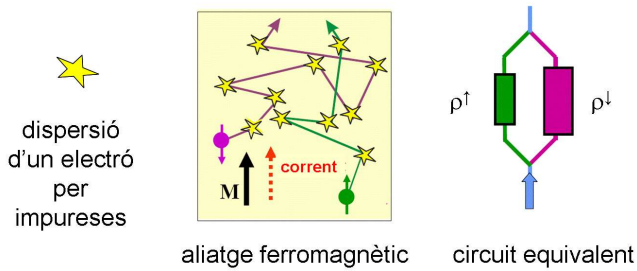


Figura 4: Model de dos canals per a la dispersió d'electrons amb spin amunt i spin avall en un metall

raules, diferents elements tenien un efecte molt diferent sobre la dispersió dels electrons amb spin amunt o spin avall i, per tant, els valors de $\rho_0^\downarrow/\rho_0^\uparrow$ depenen del metall dopant. El quocient $\rho_0^\downarrow/\rho_0^\uparrow = \alpha$ s'anomena *asimetria de spin*. En la figura 5 es mostren els valors de ρ_0^\uparrow i ρ_0^\downarrow del níquel dopat amb un 1% de diferents metalls. És molt rellevant adonar-se que la asimetria de spin pot ser $\alpha < 1$ o $\alpha > 1$, és a dir, en un cas és el canal spin amunt el que té una dispersió més gran i en l'altre és el canal spin avall. En el cas del Cr, $\alpha = 0,3$, això vol dir que en Ni dopat amb Cr els electrons spin avall tenen una dispersió molt més forta que els electrons amb spin amunt. Per al cas del Co aquesta asimetria és encara més gran ($\alpha = 20$) i de signe contrari.

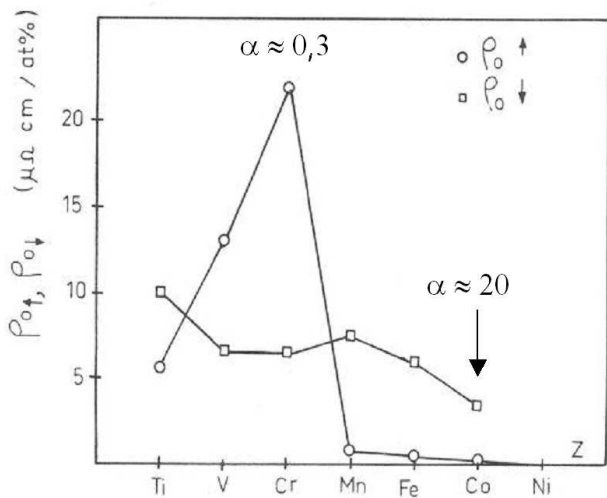


Figura 5: Resistivitat d'impureses de diversos números atòmics en níquel per a cada direcció de spin

Per comprendre els mecanismes microscòpics que expliquen la asimetria de spin, Fert va haver d'explotar idees que altres investigadors de l'època estaven elaborant. Van ser particularment útils les idees de Jacques Friedel (1967), que, per descriure la variació de la resistivitat en aliatges com ara $Ni_{1-x}M'_x$ (on M' és un metall de tran-

sició) va introduir la idea dels *estats lligats resonants virtuals*. Breument, els estats electrònics d'un àtom impur M' es combinen amb els de la matriu M, formant el que s'anomena un estat localitzat resonant, que es troba a prop de l'àtom impur. Si aquest estat resonant està proper al nivell de Fermi de la matriu M, llavors els electrons de conducció de M sofriran un forta dispersió i la resistivitat de l'aliatge augmentarà. En la figura 6a s'il·lustra la formació d'un estat virtual resonant, mentre que en la 6b s'observa la variació de la seva posició amb el número atòmic de la impur M'.

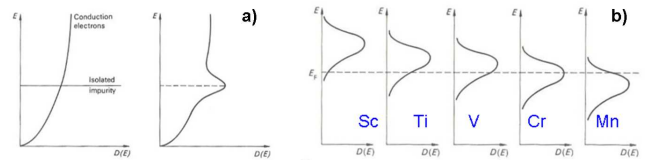


Figura 6: a) Formació d'un estat resonant virtual associat a una impuresa en un metall. b) Variació de la posició de l'estat resonant virtual en l'alumini dopat amb impureses de diferent número atòmic de la impuresa

En la figura 7 es mostra la variació de la resistivitat de l'aliatge AlM' (1%) amb el número atòmic de l'element dopant M'. Com es pot veure, el nivell de Fermi de l'alumini coincideix amb la posició de l'estat resonant del Cr i això provoca que la resistivitat de AlCr sigui la més gran al llarg de la sèrie. Aquesta idea va ser explotada per Albert Fert, aplicant-la al transport en metalls ferromagnètics, introduint simplement la noció que en els metalls ferromagnètics hi haurà un estat resonant diferent per a spin amunt i spin avall. Així va donar una explicació microscòpica a la asimetria de spin.

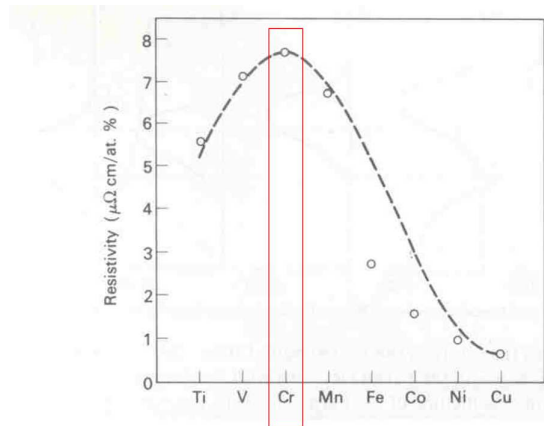


Figura 7: Variació de la resistivitat de l'alumini amb el dopatge (1 per cent) de diferents impureses metàl·liques

En la figura 8 es mostra la resistivitat mesurada en aliatges ternaris de Ni amb altres elements: $Ni(Co_{1-x}Rh_x)$ i $Ni(Au_{1-x}Co_x)$. Com es pot veure, la resistivitat del

Ni(Co_{1-x}Rh_x), per a composicions intermèdies, no segueix la variació lineal que caldria esperar de la coneguda regla de Matthiessen, mentre que aquesta regla sí que es verifica per al Ni(Au_{1-x}Co_x). Els resultats observats són consistents amb el fet que les impureses de Co i de Au ($\alpha > 1$) dispersen fortament els electrons spin avall, mentre que les de Rh dispersen majoritàriament els electrons spin amunt ($\alpha < 1$). És evident que per a composicions intermèdies en Ni(Co_{1-x}Rh_x) els dos canals de conducció (amunt i avall) són fortament dispersats i la resistència és més alta que el que caldria esperar d'una dilució en què el transport no depengués de l'spin. En el cas del Ni(Au_{1-x}Co_x) només un únic canal de spin és fortament dispersat (amunt) mentre que l'altre canal (avall) no sofreix dispersió i, per tant, la resistivitat de composicions intermèdies és més baixa.

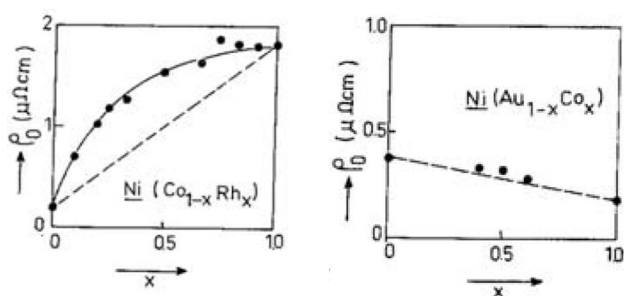


Figura 8: Variació de la resistivitat de diversos aliatges ternaris de níquel

Com veurem més endavant, aquestes observacions podrien haver anticipat ja el descobriment de la GMR. En efecte, caldria fer un aliatge molt especial: si en lloc de dispersar un metall A i B en una matriu, es pogués fer un apilament de dues capes: A i B imantades paral·lelament (MA // MB) o antiparal·lelament (MA // - MB), llavors el transport de càrrega al llarg de la bicapa AB en el cas MA // - MB serà comparable al cas Ni(Co_{1-x}Rh_x) descrit abans i, per tant, d'alta resistivitat; al contrari, el cas MA // MB serà equivalent a Ni(Au_{1-x}Co_x) i serà de baixa resistivitat. Si fóssim capaços de fer aquesta estructura i de fer canviar l'orientació de la imantació de les capes de paral·lela a antiparal·lela aplicant un camp magnètic adequat, mesurariem un canvi de resistència: la magnetoresistència. Una dada és important ara: els electrons perden la memòria de la seva orientació de spin després de viatjar una certa distància (recorregut lliure mitjà) de l'ordre d'alguns nanòmetres. Això vol dir que per poder fer l'experiment indicat més amunt cal fer bicapes AB amb gruixos d'uns pocs nanòmetres. Així, doncs, per fer aquest experiment calen dos ingredients: a) obtenir bicapes AB amb la magnetització antiparal·lela i invertible, i b) tenir la capacitat de fer les bicapes AB amb un control del seu gruix i amb interfases a l'escala del nanòmetre.

3.1 Acoblament magnètic entre làmines magnètiques

Als anys seixanta es desconeixien en detall els mecanismes d'acoblament magnètic entre làmines magnètiques. Es creia que l'acoblament entre dues làmines magnètiques separades per un separador no magnètic era degut a l'existència de ponts nanomètrics ferromagnètics a través del separador. Tal com va demostrar Louis Néel, aquest acoblament també podia ser causat per la rugositat de les intercares (aquest mecanisme es coneix com a pell de taronja). D'altra banda, hi podia haver un acoblament anti-ferromagnètic si hi hagués un acoblament dipolar a causa d'efectes de vores. Es desconeixia si podien existir altres mecanismes intrínsecs d'interacció magnètica (tal vegada ni s'havia formulat la pregunta en aquests termes) com els que s'observen en els metalls (per exemple, el bescanvi indirecte mediat per electrons de conducció -RKKY). Veurem més endavant que és justament això el que passa. En aquestes circumstàncies, Peter Grünberg va arribar a Jülich el 1972 per estudiar les propietats magnètiques d'un òxid ferromagnètic i semiconductor, el EuO. Grünberg estava particularment interessat a usar tècniques de dispersió de llum per a l'estudi de materials (aquest havia estat el tema de la seva tesi doctoral feta a Darmstadt el 1969), de manera que va centrar els seus esforços a estudiar les ones de spin en EuO usant una tècnica anomenada difusió de Brillouin (BLS). En un material ferromagnètic a temperatura zero, tots els moments magnètics dels àtoms estan orientats en la mateixa direcció. Quan la temperatura augmenta, aquest ordre perfecte es pertorba i els moments magnètics dels àtoms s'inclinen els uns respecte dels altres formant ones anomenades ones de spins. Aquesta pertorbació és la responsable que la imantació dels materials ferromagnètics disminueixi en augmentar la temperatura. Aquestes ones podran ser excitades amb llum de la freqüència apropiada i, per tant, absorbint una part de la radiació incident. Aquesta és la base de la difusió de Brillouin per a l'estudi de les ones de spin. A principis dels anys setanta, J. A. Sandercock (Zurich) havia inventat unes millores importants en els espectròmetres usats en BLS. P. Grünberg va tenir la fortuna que el seu laboratori a Jülich decidís adquirir un espectròmetre de darrera generació. Amb ell va començar a estudiar les ones de spin en EuO.

En la part superior de la figura 9 es mostra un espectre Brillouin del EuO. Que els dos pics (color verd) reflecteixen l'absorció/emissió d'una ona de spin ja se sabia. Res de nou, doncs. La intriga és el pic addicional (vermell) que es veu exclusivament a l'esquerra. D'on surt? Per què no apareix també a la dreta, com el de les ones de spin? Una vegada més la fortuna somriu a qui té els ulls oberts. Una avaria en l'electroimant que s'havia fet servir en l'experiment va obligar a desmuntar-lo i tornar-lo a muntar. Un error en la connexió dels cables va fer que el camp magnètic generat per l'electroimant canviés la pola-

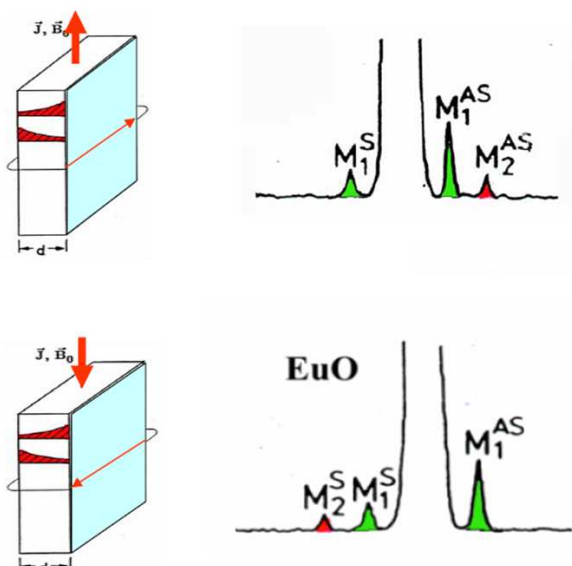


Figura 9: Espectres BLS d'un cristall d'EuO. Les ones de spin del material s'indiquen en verd (M_1^S i M_1^{AS}). Les ones de spin de superfície s'indiquen en vermell (M_2). En la figura superior i en la inferior el camp magnètic ha estat invertit

ritat nord/sud. La sorpresa és que el pic anòmal (vermell) en el BLS va canviar de costat (vegeu la part inferior de la figura 9). Aquest resultat era absolutament sorprenent perquè se sabia que les ones de spin d'un sòlid massiu no depenen de la polaritat del camp magnètic aplicat i, per tant, no en podien ser la causa.

Peter Grünberg va poder identificar aviat, el 1977, basant-se en resultats previs d'absorció de microones en materials ferromagnètics i prediccions teòriques (M. G. Cottam, 1976), aquesta ressonància com un mode d'una ona de spin de superfície. Aquests modes es coneixen com a modes Damon Eshbach (DE). És una ona de spin que es propaga per la superfície en sentit horari o antihorari segons quina sigui la polaritat del camp aplicat (vegeu figura 6a). La part de l'ona que viatja per la cara oposada a la que rep la llum incident no es veu en l'espectre BLS simplement perquè el cristall de EuO usat era molt més gruixut que la penetració d'aquesta ona de superfície en el material (~ 10 nm). Experiments posteriors en làmines ferromagnètiques (Fe) més fines van confirmar que es podien veure les dues branques d'una ona de spin de superfície. La dinàmica de modes magnètics en làmines es podia abordar a partir de les equacions de Landau Lifshitz, i això és el que van fer el mateix Grünberg (1985) i altres (J. F. Cochran i J. R. Dutcher, 1988) per calcular la resposta de les ones de superfície en BLS de làmines magnètiques acoblades magnèticament. Era clar que una ona de superfície es propagaria de manera molt diferent segons que tingués a prop un altre materi-

al magnètic o si aquest estigués imantat paral·lelament o antiparal·lelament. Era evident que Grünberg tenia a les mans les eines experimentals i teòriques per estudiar en detall l'acoblament magnètic entre capes ferromagnètiques com no s'havia pogut fer mai fins llavors. No va desaproveïtar l'oportunitat i va mirar la resposta de tricapes Fe/Cr/Fe.

Els motius de l'elecció de Cr com a separador de les làmines ferromagnètiques de Fe van ser que el Cr és ell mateix un metall antiferromagnètic i es podia esperar que l'acoblament entre les làmines de Fe depengués molt del gruix de Cr. D'altra banda, l'estructura cristal·logràfica del Cr s'assembla força a la del Fe (tots dos són cúbics, centrats a les cares i amb paràmetres de malla similars), de manera que es podia esperar que el creixement d'un metall sobre l'altre donés interfases abruptes. No em consta que P. Grünberg fos conscient, en aquell moment, de les implicacions que la diferent asimetria de spin del Cr i el Fe, que A. Fert havia descobert anys abans (1967), podia tenir sobre les propietats de transport de la tricapa. Malauradament, però, els primers intents a Jülich sempre van mostrar un acoblament ferromagnètic entre les capes de Fe a causa de la qualitat insuficient de les capes fabricades i de la presència de microforats ferromagnètics connectant una capa amb l'altra.

Grünberg va tenir l'oportunitat de fer una estada als Argonne National Labs, als EUA. Allà, M. Brodsky tenia experiència a fer créixer les làmines Fe/Cr/Fe sobre substrats monocristal·lins de NaCl i els dos científics van començar de seguida a col·laborar junts. Per comparar els resultats també van fer créixer làmines de Fe/Au/Fe.

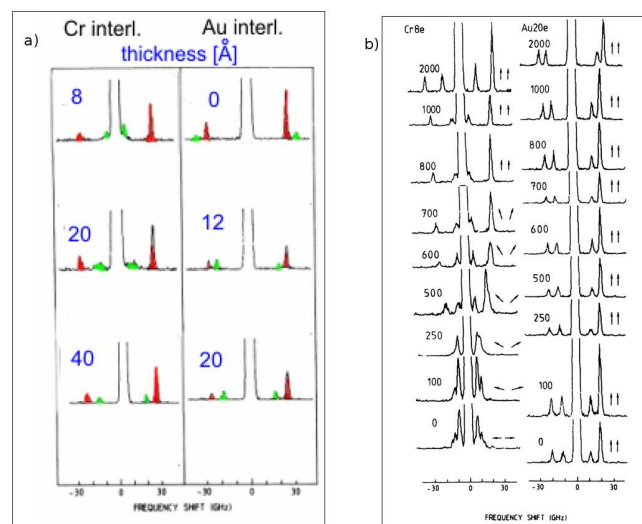


Figura 10: a) Espectres BLS de tricapes Fe/X/Fe on $X=Cr$ (esquerra) i Au (dreta) de diferents gruixos b) Espectres BLS de tricapes Fe/X/Fe on $X=Cr$ (esquerra) i Au (dreta) mesurats sota diferents camp magnètics. Les fletxes en les figures indiquen l'orientació de la magnetització de les capes de Fe

En la figura 10a es mostren els resultats dels experiments publicats el 1986, on es comparen els espectres BLS de les tricapes Fe/Cr/Fe i Fe/Au/Fe per a diferents gruixos (d_0) del separador (Cr o Au). L'espectre amb $d_0 = 0$ és equivalent al mesurat per a una única capa de Fe. Els espectres per als gruixos més grans del separador (Au i Cr) corresponen a l'acoblament dipolar de les capes de Fe. Però l'espectre obtingut per a $d_0 = 0.8$ nm és clarament diferent i és just l'espectre que s'espera d'un acoblament antiferromagnètic entre capes. Per primera vegada s'observava que l'acoblament podia ser antiferromagnètic i que oscil·lava entre ferromagnètic-antiferromagnètic-ferromagnètic en funció del gruix del separador. La figura 10b reproduïx els espectres mesurats en funció d'un camp magnètic aplicat i il·lustren els canvis en l'espectre BLS en passar d'un acoblament antiferromagnètic (a baix) a ferromagnètic (a dalt).

L'explicació microscòpica de l'acoblament ferromagnètic oscil·latori rau en el fet que el material ferromagnètic induïx una polarització oscil·latòria de spin (indueix ordre magnètic) en els electrons de la capa separadora. Llavors, depenent de quina és la distància a què es troba la segona capa, l'acoblament és ferromagnètic o antiferromagnètic. Aquest mecanisme és essencialment el mateix que explica el ferromagnetisme en els metalls. Els electrons lliures en la capa separadora són la clau de l'acoblament. Així, doncs, ja es podrien fabricar capes ferromagnètiques acoblades antiferromagnèticament: $M1//M2$. Es podia preveure que en aplicar-hi un camp magnètic suficientment gran es podria canviar l'orientació de la magnetització d'una de les capes de tal manera que la magnetització de les dues capes fos paral·lela ($M1//M2$). S'havia fet el primer pas per explorar la asimetria de spin. Grünberg, en un desig d'obtenir tricapes de més qualitat, va deixar de banda els substrats de NaCl i va començar a utilitzar substrats de GaAs, que tot just acabaven d'estar disponibles.

3.2 Creixement de multicapes metàl·liques

D'ençà de principis dels anys setanta, els avenços en física, química i materials havien permès el desenvolupament de noves tècniques experimentals que van portar els científics a la fabricació de materials completament nous. Fent servir el que s'anomena creixement epitaxial es van poder fabricar materials artificials apilant capes atòmiques de materials diferents. Tècniques com la polvorització catòdica, la deposició química en fase vapor o l'epitàxia de feixos moleculars (MBE) es van començar a desenvolupar en aquells anys. De fet, el MBE ja es feia servir des dels anys seixanta per al creixement de semiconductors. A finals dels anys setanta, ja es podien fer capes metàl·liques nanomètriques. L'any 1985, A. Fert era al laboratori de Physique des Solides d'Orsay i Alain Friederich dirigia un grup de recerca al laboratori de Thomson a París, on havien posat a punt la tècnica de l'epitàxia

de feixos moleculars per al creixement de pel·lícules de semiconductors. Es van posar d'acord per llançar una acció de creixement de multicapes magnètiques. El professor Fert era conscient dels descobriments de l'acoblament antiferromagnètic en multicapes Fe/Cr/Fe demostrat per Grünberg i, per tant, ja era possible intentar extrapolar els resultats obtinguts deu anys abans en aliatges metàl·lics i intentar reproduir-los en multicapes.

El descobriment de la magnetoresistència gegant (GMR)

Albert Fert, Patrick Etienne i els estudiants Frédéric Van Dau, Agnès Barthélémy i Frédéric Petroff van iniciar la fabricació de multicapes nanomètriques de Fe/Cr/Fe. El 1988 van observar que la seva resistència elèctrica variava fins a un 80% en aplicar a la multicapa un camp magnètic (figura 10a). Aquest valor de magnetoresistència era molt més gran que el que s'havia obtingut mai. Van batejar el seu descobriment amb el nom de magnetoresistència gegant (GMR). En l'article seminal de 1988, Fert ja anticipava el potencial tecnològic del descobriment. Un efecte similar va ser descobert pràcticament simultàniament per Peter Grünberg a Jülich (figura 10b). El professor Grünberg, també conscient de la transcendència del descobriment i anticipant moltes de les aplicacions actuals de la GMR, el va patentar el 1988, abans de publicar-lo el 1989, i va donar el nom de vàlvula de spin al dispositiu format per dues capes ferromagnètiques acoblades antiferromagnèticament i separades per una capa no magnètica. S. Parkin, d'IBM, es va interessar immediatament pels resultats i va estudiar de manera sistemàtica la dependència de l'acoblament magnètic entre capes en funció del gruix del separador (1990) i els valors de magnetoresistència. La seves multicapes, fabricades per polvorització catòdica, amb una tècnica molt més versàtil i escalable industrialment que el MBE, tindrien un impacte capital en el procés d'industrialització de la GMR.

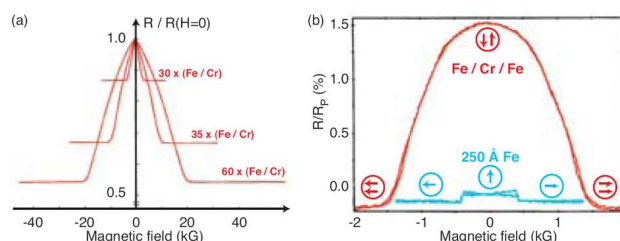


Figura 11: a) Magnetoresistència a 4,2 K d'una multicapa Fe/Cr/Fe (A. Fert et al.). b) Magnetoresistència a temperatura ambient d'una tricapa Fe/Cr/Fe (P. Grünberg et al.)

La interpretació de l'efecte observat, en estreta analogia amb el que els resultats dels aliatges ternaris podien haver anticipat, es mostra esquemàticament en la

figura 12 i la descriurem amb cert detall a continuació. Considerem una estructura formada per dues capes metàl·liques ferromagnètiques separades per una fina capa (un nanòmetre) d'un material no magnètic. Dues situacions són possibles: les dues capes poden tenir les magnetitzacions paral·leles o antiparal·leles. En una situació ideal, imaginem que els electrons amb spin paral·lel al sentit de la imantació local —que és el mateix en els dos elèctrodes— no sofreixen cap procés de dispersió en el seu camí. Aquests electrons faran un curtcircuit entre els dos elèctrodes ferromagnètics i la resistència elèctrica serà baixa. Aquest curtcircuit desapareix quan invertim la imantació d'una de les capes. Ara els electrons amb spin paral·lel a la imantació de la primera capa tenen dispersió en la segona. Naturalment els dos tipus d'electrons sofreixen dispersió, però tan sols cal que uns en tinguin més que els altres perquè el dispositiu funcioni. L'estat de baixa resistència desapareix, doncs, en la configuració antiparal·lela dels elèctrodes. Així, en canviar la magnetització de paral·lela a antiparal·lela, la resistència augmenta. És, doncs, un sensor magnètic.

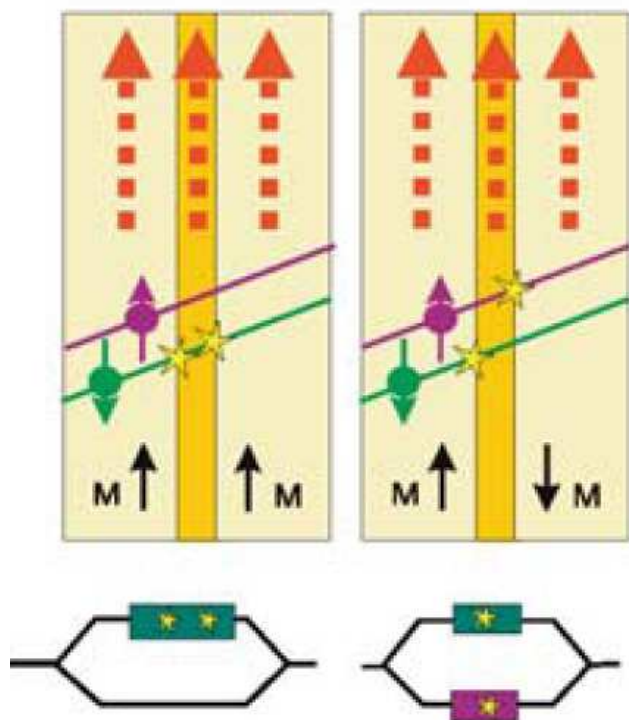


Figura 12: Model descriptiu de la GMR amb el corrent elèctric paral·lel a les làmines

El primer model clàssic de la GMR en multicapes va ser elaborat per R. E. Camley i J. Barnas el 1989. En el moment del descobriment estaven de visita a Jülich i van publicar el seu model just un any després (1989). El primer model microscòpic amb una descripció quàntica de la GMR va ser fruit de la col·laboració d'A. Fert amb P.

M. Levy i S. Zhang (1990).

4 El naixement de l'espíntrònica

El descobriment de la GMR va posar de manifest que es podien dissenyar dispositius que explotessin les propietats de transport dels electrons lligades a l'orientació del seu spin. El fet que, per la seva mateixa construcció, el GMR tingui unes dimensions d'uns quants nanòmetres i una gran sensibilitat (fixem-nos que els canvis de resistència arriben al 80% mentre que en els sensors AMR «antics» la variació era de tan sols 2%) explica el seu ràpid desenvolupament, la implantació com a capçal de lectura de discos durs dels ordinadors i el paper determinant a augmentar la densitat dels discos. En el dispositiu que hem descrit, el corrent elèctric circula paral·lel a les làmines (CIP) i aquesta és l'estructura de milions de sensors GMR instal·lats en ordinadors. Es pot millorar encara més la resposta del dispositiu amb una configuració lleugerament diferent, en què el corrent elèctric circula perpendicular a les capes (CPP): ens referim als sensors GMR-CPP. L'evolució ha continuat amb el desenvolupament d'una nova família de sensors magnètics en què les dues làmines ferromagnètiques estan separades per una fina capa aïllant. En aquestes, el corrent elèctric circula entre els dos elèctrodes ferromagnètics mitjançant el que s'anomena procés túnel, i per això aquests sensors s'anomenen unions túnel magnètiques (MTJ). Quan els dos elèctrodes tenen la imantació paral·lela, el corrent que circula entre ells és alt, i és baix quan els elèctrodes estan imantats antiparal·lelament. Els dos estats diferents de resistència els podem considerar dos estats lògics 1 i 0. És important adonar-se que, com que en un material ferromagnètic la imantació no varia de manera apreciable amb el temps, una MTJ podrà emmagatzemar informació no volàtil en forma d'estats de resistència diferent. Aquestes unions túnel magnètiques constitueixen memòries magnètiques MRAM que ja han trobat aplicacions. Aquests són uns primers exemples de dispositius que exploten l'spin de l'electró per obtenir noves funcionalitats. Els dispositius GMR que hem descrit són els primers dispositius espíntrònics i ben segur que no seran els darrers. Avui l'espíntrònica és una àrea de recerca i desenvolupament molt activa arreu del món i és un exemple de com la nanotecnologia pot estimular i fer possibles progressos i canvis radicals en el nostre dia a dia.

En aquest article hem recorregut el llarg camí que han fet científics i tecnòlegs per arribar a comprendre i manipular la dependència del transport electrònic amb l'spin. El premi que han rebut Albert Fert i Peter Grünberg és el premi a la capacitat d'integrar, després d'una llarga i perseverant tasca personal, les peces d'aquest trencaclosques que molts científics, al llarg de molts anys, han anat creant per comprendre el transport elèctric en metalls magnètics. Però crec que és també un premi a la continu-

ada contribució dels científics, fonamentalment europeus, a la comprensió del transport elèctric en sòlids. Finalment, aquests premis Nobel són també el premi als fruits del bon maridatge entre la ciència bàsica i la tecnologia.

L'Institut de Ciència de Materials de Barcelona (ICMAB) no és aliè a aquesta cursa. Albert Fert ha codirigit tesis doctorals i ha participat en jurats de tesis defensades en aquest centre; el Laboratori de la Unitat Mixta CNRS-Thales, que ha dirigit durant molts anys, ha acollit nombrosos estudiants de l'ICMAB; fins i tot alguns d'ells han estat posteriorment contractats en aquell laboratori, que en el marc de diferents projectes manté una estreta col·laboració científica amb l'ICMAB. La continuada col·laboració d'Albert Fert amb científics i institucions científiques i universitàries catalanes ha estat reconeguda amb el seu nomenament com a doctor honoris causa per la Universitat Autònoma de Barcelona el 2008.

Des d'aquí, doncs, la nostra més efusiva felicitació a Albert Fert i Peter Grünberg, guardonats per un descobriment que ha marcat un pas decisiu en la ciència i la tecnologia de finals del segle xx i en les nostres vides professionals i personals.

5 Agraïments

No vull acabar sense agrair a Albert Fert i altres científics de la Unité Mixte CNRS-Thales, molt especialment a Agnès Barthélémy, el seu suport al llarg d'aquests anys de col·laboració. No seria just, però, que no recordés i agrais aquí també la feina dels estudiants M. Bibes, U. Lüders, M. Gajek, J. Navarro, G. Herranz, D. Rubí, I. C. Infante, X. Martí, F. Rigato, N. Dix i J. M. Caicedo, que, amb les seves tesis doctorals han materialitzat aquesta col·laboració i m'han estimulat a aprendre i comprendre millor aquest àmbit de la ciència dels materials.

Bibliografia

FERT, A., *The origin, development and future of spintronics* [En línia]. Discurs pronunciat en rebre el Premi Nobel, desembre de 2007. <http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2007/fert_lecture.pdf>

GRÜNBERG, P., *From spinwaves to giant magnetoresistance(GMR) and beyond* [En línia]. Discurs pronunciat en rebre el Premi Nobel, desembre de 2007. <http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2007/grunberg_lecture.pdf>

The Discovery of Giant Magnetoresistance. The scientific background on the Nobel Prize in Physics 2007 [En línia]. Octubre de 2007. <http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2007/phyadv07.pdf>

The Nobel Prize in Physics 2007. Information for the public [En línia]. Octubre de 2007. <http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2007/info.pdf>

Nota: algunes de les figures usades en aquest manuscrit són adaptacions de figures contingudes en les referències anteriors i de DUGDALE, J. S. *The electrical properties of metals and alloys*. Edward Arnold Publisher, 1977.