

MÁGNESES ELLENÁLLÁS FERROMÁGNESES FÉMEKBEN ÉS MÁGNESES NANOSZERKEZETEKBE

Bakonyi Imre, Simon Eszter, Péter László
MTA Szilárdtestfizikai és Optikai Kutatóintézet

Ferromágneses (FM) fémek elektromos ellenállásának mágneses térben történő megváltozása már 150 éve ismert, és évtizedek óta alkalmaznak ezen alapuló eszközöket. Fém mágneses nanoszerkezetekben mintegy húsz évvel ezelőtt egy új mechanizmust találtak, amelynek révén ilyen anyagokban az ellenállás megváltozása sokkal nagyobb lehet az addig ismertnél. A 2007. évi fizikai Nobel-díjat [1] ezen jelenség, nevezetesen az *óriás mágneses ellenállás* (angolul: giant magnetoresistance = GMR) felfedezéséért ítéltek oda Peter Grünberg német és Albert Fert francia kutatóknak. Erről részletesen beszámoltunk egy korábbi dolgozatban [2], kitérve a felfedezésnek a gyakorlati életben egyre fontosabbá váló *spintronikai iparág* kialakulásában játszott szerepére is.

A Nobel-díj odaítélése kapcsán hasznos lehet a hazai tudományos közvélemény számára összefoglalni a mágneses ellenállásra vonatkozó ismereteket (a téma iránt mélyebben érdeklődők számára a részletes szakirodalmi hivatkozások megtalálhatók a két dolgozat egybeszerkesztett változatában: <http://www.szfki.hu/~bakonyi/GMR-Nobel-dij.pdf>). Az alábbiakban először definiáljuk a mágneses ellenállást, majd ismertetjük a homogén FM-fémek és -ötvözetek mágneses ellenállását és a mágneses nanoszerkezetekben megfigyelhető GMR-t, összehasonlítva a kétféle jelenséget. Végül röviden bemutatjuk az e területen Magyarországon végzett tevékenységet.

A mágneses ellenállás definíciója és mérése

Először a mágneses ellenállás fogalmával kell megismerkednünk, amire az angol „magnetoresistance” kifejezés alapján az MR jelölést fogjuk használni. A *mágneses ellenállás* a vizsgált anyag elektromos ellenállásának külső H mágneses tér hatására bekövetkező megváltozása, amit az alábbi képlettel definiálhatunk:

$$MR(H) = \frac{\Delta R}{R_0} = \frac{R_H - R_0}{R_0}, \quad (1a)$$

ahol R_H a H térben mért, R_0 pedig a külső tér nélkül mért elektromos ellenállás. Az (1a) kifejezésből látszik, hogy az MR-mennyiség egy arányszám (és általában százalékban szokták kifejezni), de a mágneses ellenállás arány helyett a rövidség kedvéért többnyire a mágneses ellenállás elnevezést használjuk. Az (1a) kifejezés a mágneses ellenállásra egy *konzervatív*

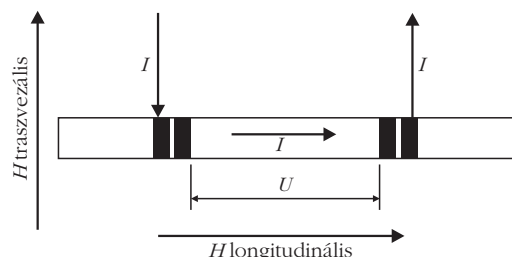
definíciót jelent, hiszen – mivel rendszerint $R_H < R_0$ – az MR-mennyiség abszolút értékben csak 0 és 100% közötti értékeket vehet fel. Gyakran használnak egy *inflatorikus definíciót* is:

$$MR(H) = \frac{R_H - R_0}{R_H}, \quad (1b)$$

ami szerint az MR nyilvánvalóan 100%-nál is nagyobb lehet, sőt ha $R_H \ll R_0$, akkor több ezer százalékos mágneses ellenállások is előfordulhatnak. Ez utóbbi definíciót előszeretettel használják az egyes perovszkit típusú ötvözetekben a külső mágneses tér által indukált fázisátalakulás következtében fellépő nagy mértékű elektromos ellenállás-csökkenés esetében, amire a „*kolosszális*” *mágneses ellenállás* (angolul: colossal magnetoresistance = CMR) kifejezés terjedt el, minthogy a már korábban felfedezett „óriás”-nál is jóval nagyobb mágneses ellenállást ad ez a fizikai mechanizmus az inflatorikus definíció miatt. A CMR-jelenséggel a továbbiakban nem foglalkozunk és csak a konzervatív MR-definíciót fogjuk használni.

Külső mágneses térben minden fémes vezetést mutató anyag ellenállása megváltozik valamilyen mértékben. Jelen cikkünkben azonban nem tárgyaljuk a nem mágneses (NM) fémek többnyire nagyon kicsi „közönséges” mágneses ellenállását (angolul: ordinary magnetoresistance = OMR), hanem csak a homogén FM-fémekben és ötvözetekben, valamint a fémes komponensekből álló mágneses nanoszerkezetekben megfigyelhető mágneses ellenállást. Az ebben az írásban tárgyalandó mágneses nanoszerkezetek közé tartoznak a nanométernyi vastagságú FM és NM fémes rétegekből felépülő *multirétegek* (pl. Fe/Cr vagy

1. ábra. A mágneses ellenállás mérésének sematikus bemutatása szalag alakú mintán a szokásos négyponos mérési elrendezés esetén. A mintán fekete színnel jelölt területek az elektromos érintkezők helyét jelölik. A két külső pont az áram (I) be- és kivezetésére szolgál, a belső kettő pedig az ellenállásmérés alapjául szolgáló potenciálmérés (U) meghatározását biztosítja. Az alkalmazott külső H mágneses tér a minta síkjában van. Amennyiben H iránya az áram folyásával (a minta hossztengeleyével) párhuzamos, a mágneses ellenállás longitudinális komponensét (LMR) kapjuk, ha pedig H az áram irányára merőleges, akkor a transzverzális komponens (TMR).



Jelen munkát az OTKA támogatta a K 60821 pályázat keretében.

Co/Cu) és a *granuláris ötvözetek*, amelyek esetében egy NM-fém (pl. Ag vagy Cu) mátrixába nanoméretű FM (pl. Fe vagy Co) részecskék vannak beágyazva véletlenszerűen úgy, hogy a köztük lévő távolságok is nanoskálájúak.

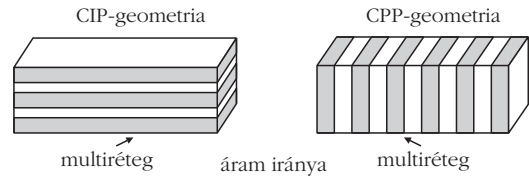
Magát az ellenállásmérést a szokásos négyponos módszerrel lehet elvégezni, például az 1. ábra szerinti elrendezésben, megadva itt egyúttal a homogén FM-fémek esetében fontos longitudinális (LMR) és transzverzális (TMR) mágneses ellenállás komponensek mérésének definícióját is. A 2. ábra szemlélteti, hogy multirétegeken milyen konfigurációkban mérhetünk mágneses ellenállást. A jelen dolgozatban csak a CIP-geometriával foglalkozunk, amikor a mérőáram a rétegek síkjában van. A számunkra érdekes multirétegekben a mágnesezettség mindig a rétegek síkjában fekszik, ezért a mágneses teret is mindig csak a rétegek síkjában alkalmazzuk, miközben lehet $\mathbf{H} \parallel \mathbf{I}$ (LMR) és $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$ (TMR) konfiguráció is.

Anizotróp mágneses ellenállás (AMR) homogén ferromágnesekben

Thomson (Lord Kelvin) ismerte fel 1857-ben, hogy homogén ferromágneses fémekben (Ni és Fe) az elektromos ellenállás külső mágneses térben 1–2%-kal megváltozik. Azt is megállapította, hogy ha a külső mágneses tér párhuzamos a mérőáram (\mathbf{I}) irányával (azaz $\mathbf{H} \parallel \mathbf{I}$), akkor az ellenállás nő (LMR > 0), míg a merőleges elrendezés ($\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$) esetén az ellenállás csökken (TMR < 0). Későbbi vizsgálatok kiderítették, hogy ez a helyzet a Co fém és a legtöbb FM-fémötvözet esetén is, és csak egyes speciális ötvözetekben fordított az LMR- és TMR-komponensek előjele.

A mágneses ellenállás két komponensének mágneses tértől való függését mutatják vázlatosan homogén FM-fémekre a 3. ábra (folytonos és szaggatott) vastag vonallal rajzolt görbéi. A kis mágneses tereknél megfigyelt meredek ellenállás-változás és a két MR-komponensre eltérő előjelű mágneses ellenállás a következőképpen magyarázható meg. Külső mágneses tér nélkül a minta mindig valamilyen mértékben lemágnesezett állapotban található (az egyes mágneses domének mágnesezettségei nagyjából véletlenszerű irányeloszlással rendelkeznek), míg a technikai telítés fölött ($H > H_s$) egydoménes állapot következik be (a mintában az \mathbf{M} mágnesezettség mindenhol a külső tér irányába mutat, a longitudinális esetben $\mathbf{M} \parallel \mathbf{I}$, míg a transzverzális esetben $\mathbf{M} \perp \mathbf{I}$). Az utóbbi jelöléssel azt kívánjuk hangsúlyozni, hogy igazából csak az \mathbf{M} és \mathbf{I} relatív iránya fontos, a \mathbf{H} tér szerepe csupán arra korlátozódik, hogy azzal állítjuk be az \mathbf{M} irányát és \mathbf{I} irányához képest.

A homogén FM-fémekre megfigyelhető mágnesesellenállás-viselkedést most már úgy is megfogalmazhatjuk, hogy a ρ fajlagos ellenállás nagyobb a longitudinális konfigurációnál, mint a transzverzális esetben, azaz $\rho_L > \rho_T$. Ennek oka a spin-pálya kölcsönhatásban rejlik, ugyanis a mágnességet hordozó d-elektronok töltésfel-



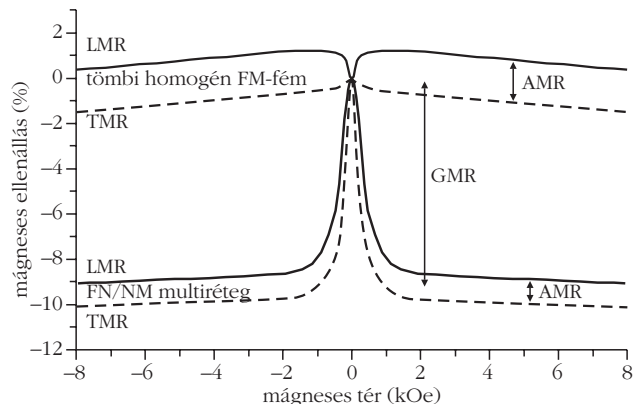
2. ábra. Multirétegek esetén az ellenállást mérhetjük CIP-geometriában (CIP = current in plane, azaz a mérőáram a rétegek síkjával párhuzamosan folyik), vagy CPP-geometriában (CPP = current perpendicular to plane, azaz a mérőáram a rétegek síkjára merőlegesen folyik). A sötét és világos csíkok az FM- és NM-rétegek váltakozását jelzik. A CIP-geometria esetén \mathbf{H} általában a réteg síkjában fekszik, míg CPP-geometria esetén \mathbf{H} iránya vagy a rétegek síkjában van vagy arra merőleges.

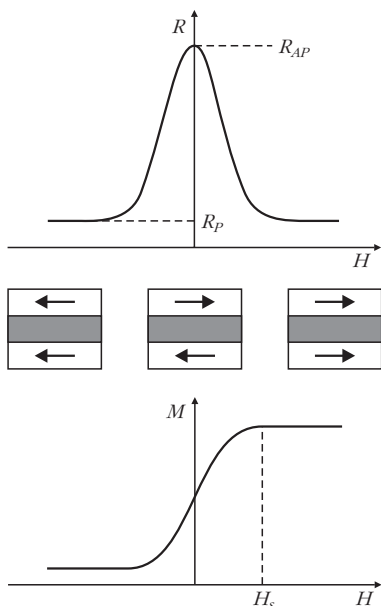
hője ezen kölcsönhatás miatt el fog térni a szférikus eloszlástól, méghozzá a spin (és így a mágneses momentum) iránya mentén összenyomott szferoid alakú lesz. Ennek következtében a vezetési elektronok számára ennek a nemszférikus töltéseloszlásnak a szórás hatáskeresztmetszete eltérő lesz az $\mathbf{M} \parallel \mathbf{I}$ és az $\mathbf{M} \perp \mathbf{I}$ esetben, ami ellenállás-különbséget okoz az L- és T-konfiguráció között (ld. 3. ábra). A technikai telítés feletti tartományban ($H > H_s$) mérhető LMR- és TMR-komponensek különbségét *anizotróp mágneses ellenállásnak* (AMR) nevezzük: $\text{AMR} \equiv \text{LMR} - \text{TMR}$. Az AMR-mennyiség tipikusan néhány százalékos nagyságú és a legtöbb fémes ferromágnesre pozitív. A kis tereknél megfigyelhető meredek ellenállás-változás a kezdetben nagyjából véletlen irányeloszlású doménmágnesezettségeknek a \mathbf{H} irányához való közeledését tükrözi vissza, amint $\mathbf{H} \rightarrow H_s$. A mágneses telítés tartományában a kismértékű ellenállás-csökkenés oka a növekvő tér hatására fokozódó mágneses rendeződés miatt csökkenő mágneses eredetű szórás.

GMR-effektus fémes FM/NM multirétegekben

A 3. ábra vékony vonallal rajzolt görbéi a fémes FM/NM multirétegekben megfigyelhető GMR-jelenséget szemléltetik szematikusan, bemutatva a CIP-geometriában mérhető mágneses ellenállást a mágneses

3. ábra. Tipikus mágnesesellenállás-adatok (sematikusan) homogén FM-fémre (vastag folytonos és szaggatott vonalak) és FM/NM multirétegre (vékony folytonos és szaggatott vonalak). Megjelöltük mindkét anyag típusra a longitudinális (LMR) és transzverzális (TMR) konfigurációban mérhető mágneses ellenállás komponensét. A kétvégű nyilak jelzik az AMR- (= LMR - TMR) és GMR-mennyiségek értékét.





4. ábra. Legfelül: egy GMR-jelenséget mutató FM/NM rétegszerkezet R elektromos ellenállásának változása a H külső mágneses tér függvényében. Középen: a két mágneses réteg mágneszettségének iránya külső tér nélkül és telítés feletti tereknél. Parallel beállítás (P) esetén a rétegszerkezet ellenállása (R_p) kisebb, mint antiparallel beállítás (AP) esetén (R_{AP}). Legalul: a rétegszerkezet eredő mágneszettségének változása a külső mágneses térrel (H_s a telítő tér).

tér függvényében mind az LMR-, mind a TMR-komponensre. Egy ilyen multiréteget úgy is elképzelhetünk, hogy egy homogén FM-fémrétegbe (pl. Fe vagy Co) egyenletesen vékony NM-fémrétegeket (pl. Cr vagy Cu) illesztünk be, aminek a hatására drasztikusan megváltozik a mágneses ellenállás viselkedés. A multirétegben mérhető mágneses ellenállás mindkét komponensének (LMR és TMR) telítési értéke általában jóval nagyobb lesz a homogén FM-ötvetzetben mérhetőnél. Fert és munkatársai fedezték fel, hogy Fe/Cr multirétegben a mágneses ellenállás közel 50%-ot is elérhet 4,2 K-en, illetve később kiderült, hogy például Co/Cu multirétegekben már szobahőmérsékleten is 50% körüli GMR érhető el, ami azután megnyitotta az utat a szenzoralkalmazások felé. Fontos különbség az AMR és GMR között, hogy a multirétegeknél LMR és TMR azonos előjelű (általában mindkettő negatív, de vannak úgynevezett inverz GMR-effektust mutató multirétegek is, ahol mindkettő pozitív), szemben a homogén FM fémre kapott LMR > 0 és TMR < 0 esettel (ld. 3. ábra). Hasonlóan a homogén FM-anyaghoz, az LMR- és TMR-komponensek különbsége a multiréteg esetén is az AMR-járadékot adja, de a multiréteg nagyobb R_0 értéke (azaz nagyobb fajlagos ellenállása) miatt az utóbbi esetben az AMR valamivel kisebb lesz.

A homogén ferromágnesek és az FM/NM multirétegek markánsan eltérő MR-viselkedésének megértéséhez tekintsük először a 4. ábrát. Ha valahogyan el tudjuk érni (ennek módjáról később lesz szó), hogy $H = 0$ esetén a szomszédos mágneses rétegek mágneszettségének beállása egymáshoz képest antiparallel (AP) legyen (vagy legalábbis a szomszédos rétegek

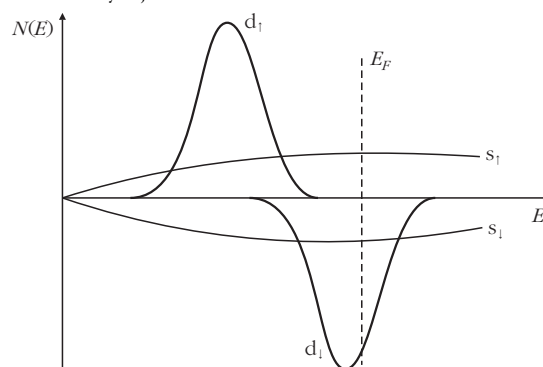
mágneszettségeinek nem elhanyagolható mértékű antiparallel komponensei legyenek), akkor ez az AP-állapot nagyobb ellenállással (R_{AP}) fog rendelkezni a parallel (P) beállású állapot R_p ellenállásához képest, amely utóbbi állapotot úgy érzük el, hogy elegendően nagy külső mágneses térrel valamennyi réteg mágneszettségét azonos irányba állítjuk be (ld. 4. ábra alsó része). A GMR-effektus ezen két mágneszettségi állapot közötti ellenállás-különbség. Az FM/NM multirétegek P- és AP-állapota közötti ellenállás-különbség megértéséhez az FM-fémek elektromos transzporttulajdonságait leíró modellekhez kell segítségért folyamodnunk.

Átmeneti-fémekben az elektromos vezetés hordozói főleg a nagyon mozgékony, delokalizált, s-jellegű vegyértékelektronok (ezért vezetési elektronoknak is hívjuk őket), míg a d-elektronokat úgy tekinthetjük, hogy gyakorlatilag nem járulnak hozzá a vezetéshez (erősen lokalizáltak). Mott már 1936-ban felvetette, hogy a vezetési s-elektronok szóródási valószínűsége nemcsak a szórópotenciáltól függ, hanem a Fermi-nívón rendelkezésre álló végállapotok számától is, ahova a vezetési elektronok a szórási folyamat után kerülhetnek, ezen végállapotok számát pedig az elektronállapot-sűrűség Fermi-nívónál vett $N(E_F)$ értéke adja meg. Mivel az ellenállás a teljes szórási valószínűséggel arányos, így Mott javaslata alapján az s vezetési elektronok által hordozott áramra vonatkozó ellenállás (ρ_s) arányos az $N(E_F)$ mennyiséggel: $\rho_s \sim N(E_F) = N_s(E_F) + N_d(E_F)$. Mivel átmenetifémekben általában teljesül, hogy $N_d(E_F) \gg N_s(E_F)$, vagyis a d-állapotok sűrűsége a Fermi-nívón jóval felülmúlja az s-állapotok sűrűségét, így azt kapjuk, hogy

$$\rho_s \sim N_d(E_F). \quad (2)$$

Ez a Mott-féle s-d szórási modell átmenetifémekre. Olyan fémekre, ahol a d-sáv teljesen betöltött (pl. Cu), $\rho_s \sim N_s(E_F)$ lesz. Mott ezzel a modellel sikeresen tudta megmagyarázni, hogy a betöltetlen d-sávval rendelkező átmenetifémek miért rosszabb vezetők (nagyobb ellenállásúak), mint a Fermi-szintnél d-elektronokkal nem rendelkező fémek.

5. ábra. Stoner-féle „erős itineráns” FM átmeneti fém (pl. Co és Ni) sematikus elektronállapot-sűrűsége, külön-külön feltüntetve a két-féle spinállapot (\uparrow és \downarrow) szerinti alsávokat. A függőleges vonal az E_F Fermi-szint helyét jelöli.



Ferromágneses átmenetifémek esetén még tovább kell finomítani a fenti képet, mert a ferromágnesség Stoner modellje értelmében a d_{\uparrow} és d_{\downarrow} elektronokhoz tartozó alsávok a FM-állapot fellépéséért felelős kicserélődési kölcsönhatás miatt egymáshoz képest energiában eltolódnak (a d -sáv felhasad). Ezt szemlélteti az 5. ábra a Stoner-féle úgynevezett erős itineráns ferromágnesség esetére (pl. Ni és Co fémeknél), amikor a d_{\uparrow} (többségi spinű) alsáv teljesen be van töltve és a Fermi-szinten csak d_{\downarrow} állapotok vannak, azaz $N_{d\uparrow}(E_F) = 0$ és $N_{d\downarrow}(E_F) > 0$.

Ilyen esetben az elektromos transzporttulajdonságok vizsgálata szempontjából célszerű a fel nem hasadt s -sávot is két (azonos) alsávra (s_{\uparrow} és s_{\downarrow}) bontani. Ekkor ugyanis felírhatjuk, hogy

$$\rho_{s\uparrow} \sim N_{s\uparrow}(E_F) + N_{d\uparrow}(E_F) = N_{s\uparrow}(E_F) \quad (3a)$$

és

$$\rho_{s\downarrow} \sim N_{s\downarrow}(E_F) + N_{d\downarrow}(E_F) \sim N_{d\downarrow}(E_F). \quad (3b)$$

Ehhez már kihasználtuk azt, hogy $N_{d\downarrow}(E_F) \gg N_{s\downarrow}(E_F)$ és mivel $N_{d\downarrow}(E_F) \gg N_{s\uparrow}(E_F)$ is teljesül, így végül a FM-fémek és -ötvezetek ellenállására azt kapjuk, hogy

$$\rho_{s\uparrow} \ll \rho_{s\downarrow}. \quad (4)$$

Itt feltételeztük, hogy a spinátfordulással járó szórás folyamatok (spinkeveredés) szerepe nem jelentős, és ez sok esetben teljesül is (alacsony hőmérsékleten, ahol a fonon- és magnonszórások elhanyagolhatók). A fentiekben vázolt kép alapján FM-fémekben és -ötvezetekben az elektromos vezetést úgy képzelhetjük el, hogy az két párhuzamos, s_{\uparrow} és s_{\downarrow} spinű csatornában folyik, amelyek általában nagyon eltérő ρ_{\uparrow} és ρ_{\downarrow} ellenállással rendelkeznek. A \uparrow és \downarrow vezetési csatornák nagyon eltérő ellenállása miatt szokás FM-fémekben *spinfüggő elektronaszórás folyamatokról* beszélni. Ennek a fenti úgynevezett „két-áram” modellnek a megalkotásában Fertnek és Campbellnek volt úttörő szerepe az 1960-as évek végén, és ez a kép tette lehetővé a GMR-jelenség gyakorlatilag azonnali értelmezését az effektus felfedezése után.

A Mott-modell és a két-áram modell alapján az FM/NM multirétegekben megfigyelhető GMR legszemléletesebb és legegyszerűbb fizikai leírását egy helyettesítőellenállás-kép segítségével adhatjuk meg. Az ellenállásmodell szemléltetéséhez vegyünk a 6. ábrának megfelelően egy három rétegből álló szerkezetet, amelyben két réteg ferromágneses, egy közbül-ső réteg pedig nemmágneses. Az FM-rétegben levő többségi (\uparrow) és kisebbségi (\downarrow) spinű vezetési csatornák ellenállásaira a két-áram modellnek megfelelően a ρ_{\uparrow} , illetve ρ_{\downarrow} jelöléseket használjuk. Ez utóbbi mennyiségeket egy ρ átlagos ellenállástól való eltéréssel definiáljuk a $\rho_{\uparrow} = \rho(1-\beta)$ és $\rho_{\downarrow} = \rho(1+\beta)$ összefüggések szerint, ahol $\beta \neq 0$ egy tetszőleges szám és $\rho = (\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})/2$. Az egyszerűség kedvéért az elválasztó felületek egyenletlenségéből adódó ellen-

állás-járlékokot ebben a modellben elhanyagoljuk. Az egész struktúrát négy darab összekötött ellenállás reprezentálja, amint azt a 6. ábra alsó része jelzi.

A parallel konfigurációban, tehát amikor a két FM-réteg mágnesszettségei parallel állnak, a fajlagos ellenállás (ρ_P) a helyettesítő kapcsolás alapján

$$\rho_P = \frac{2\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow}}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow}} = \rho(1 - \beta^2) \quad (5)$$

lesz, az antiparallel konfigurációhoz tartozó ρ_{AP} ellenállás pedig

$$\rho_{AP} = \frac{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow}}{2} = \rho. \quad (6)$$

Látható, hogy a $\rho_P < \rho_{AP}$ reláció mindig teljesül, akár-hogyan is választottuk meg ρ -t és β -t. A (konzervatív definíció szerinti) mágneses ellenállás a fentiek alapján a

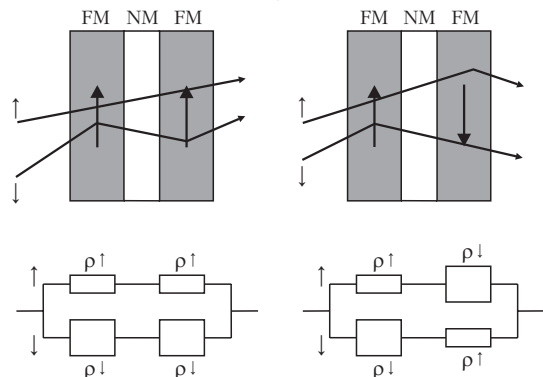
$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\rho_P - \rho_{AP}}{\rho_{AP}} = -\frac{(\rho_{\uparrow} - \rho_{\downarrow})^2}{(\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})^2} \quad (7)$$

alakban is felírható, amelyet továbbírva azt kapjuk, hogy

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = -\frac{(1 - \alpha)^2}{(1 + \alpha)^2}, \quad (8)$$

ahol $\alpha = \rho_{\uparrow}/\rho_{\downarrow}$ a két vezetési spincsatorna ellenállás-különbségének jellemzésére szokásosan bevezetett aszimmetria paraméter. A (8) egyenletből láthatóan a GMR nagysága az aszimmetria paramétertől függ. A GMR kialakulásának legfontosabb feltétele, hogy $\alpha < 1$ vagy $\alpha > 1$ legyen. Amennyiben $\alpha = 1$, akkor a mágneses ellenállás zérus lesz, vagyis ha a többségi és a

6. ábra. FM/NM multiréteg ellenállás-járlékainak szemléltetése (fent). A P mágnesszettség beállás ($\uparrow\uparrow$ vagy $\downarrow\downarrow$) esetén a többségi spiniránynak (d_{\uparrow}) megfelelő vezetési elektronok (s_{\uparrow}) kis ellenállással haladnak át mindkét rétegen, míg a kisebbségi spiniránynak (d_{\downarrow}) megfelelő vezetési elektronok (s_{\downarrow}) mindkét rétegen nagy ellenállást tapasztalnak. Az AP-beállás ($\uparrow\downarrow$ vagy $\downarrow\uparrow$) esetén mindkét spinű vezetési csatorna azonos ellenállást érzékel a két mágneses rétegen áthaladva. Az ábra alsó részén a rétegszerkezetet helyettesítő ellenállás-kapcsolás vázlatát tüntettük fel a kétféle mágnesszettség beállításra. A helyettesítő kapcsolásban a kis ellenállások a nem mágneses eredetű (nem spinfüggő) háttér ellenállás-járlékokat jelzik (rácshibák, szennyezők, fononok járuléka).



kisebbségi spinű elektronokhoz tartozó állapotsűrűség szimmetrikus, akkor nem alakul ki a GMR-jelenség. Az is látható a (8) kifejezésből, hogy a GMR annál nagyobb lesz, minél jobban eltér α az egytől. Az α paraméter tulajdonképpen a *Fermi-nívónál vett állapotsűrűség spinpolarizációját* jellemzi. Ezt a spinpolarizációt a

$$P = \frac{N_{\downarrow}(E_F) - N_{\uparrow}(E_F)}{N_{\downarrow}(E_F) + N_{\uparrow}(E_F)} \quad (9)$$

kifejezéssel szokták definiálni.

Jelenleg kiterjedt kutatások folynak az egyre nagyobb spinpolarizációt mutató anyagok keresésére, például egyes oxidok vagy az úgynevezett Heusler-ötvözetek között. Amennyiben $N_{d\uparrow}(E_F)$ és $N_{s\uparrow}(E_F)$ egyaránt zérus, akkor a spinpolarizáció 100%-os. Az ilyen anyagokat *félfémes ferromágneseknek* (angolul: half-metallic ferromagnet) nevezik. A „half-metallic” elnevezés itt arra utal, hogy az egyik spinű (\uparrow) állapotok teljesen hiányoznak a Fermi-nívónál; felhívjuk a figyelmet, hogy az erre vonatkozó magyar „félfémes” terminológia nem tévesztendő össze a *félfém* (angolul: semimetal) fogalmával.

A GMR-jelenségnek számos elméleti modelljét dolgozták ki mind a CIP-, mind a CPP-geometriára. A fémes FM/NM multirétegek spinpolarizált transzportjelenségeinek a tárgyalása nagyon összetett feladat. A kidolgozott elméleti megközelítések igen széles skálájúak: a Boltzmann-egyenletre épülő legegyszerűbb félklasszikus modellektől a kvantummechanikai jelenségeket is tárgyaló leírásokon át a többsávós, vagyis az elektronszerkezetet is figyelembe vevő, a sűrűség-funkcionál-elméleten alapuló modellekig terjednek. Ezek bővebb ismertetése részletes szakirodalmi hivatkozásokkal megtalálható *Becsei Tamás* [3] és *Simon Eszter* [4] diplomamunkájában, valamint *Szunyogh László* erre vonatkozó elméleti munkáiban [5].

Meg kell említeni, hogy a kezdeti kutatások mindig olyan esetekben találtak nagy GMR-effektust, amikor a szomszédos FM-rétegek mágnesezettségei között erős antiferromágneses csatolás alakult ki, amit az elválasztó NM-fémréteg vezetési elektronjai közvetítettek. Ezért nem volt teljesen világos az AF-csatolás szerepe a GMR kialakulásában. 1992-ben *Berkowitz* és *Chien* csoportja egyidejűleg jelentetett meg közleményt arról, hogy a multirétegekéhez hasonló GMR-t figyeltek meg Cu(Co) granuláris ötvözeteken. A granuláris ötvözetekben a ferromágneses kiválások általában olyan kicsik, hogy szuperparamágneses (SPM) viselkedést mutatnak. Ha elegendően távol vannak egymástól, akkor mágnesezes momentumaik (tipikusan $1000 \mu_B$, ahol μ_B a Bohr-magneton) nem hatnak kölcsön és a termikus gerjesztések miatt véletlen irányeloszlásúak, amit a megfigyelések szerint a Langevin-függvényt követő mágnesezes tér- és hőmérsékletfüggő mágnesezettségük igazol. A granuláris fémeken kapott eredmény jelentősége annak bizonyítása, hogy a GMR-jelenség felléptének nem előfeltétele az AF-csatolás és a szomszédos mágnesezes tartományok/rétegek mágnesezettségének teljesen AP-beállá-

sa, hanem csupán az, hogy legyenek ezen mágnesezettségeknek AP-komponenseik. Ez ugyanis már elegendő ahhoz, hogy a multirétegeknél fentebb tárgyalt spinfüggő elektronszórás valamilyen valószínűséggel megtörténjen. Mivel az ilyen szórás valószínűsége annál nagyobb, minél közelebb vannak a szomszédos rétegek mágnesezettségei az AP-beálláshoz, erős AF-rétegcsatolás esetén az AP-beállítás is jobban teljesül (pl. a jelenlevő mágnesezes anizotrópiák legyőzésével). Mivel az SPM-tartományok mágnesezesen általában csak több 10 kOe nagyságú terekben telíthetők, így a granuláris anyagok kis térérzékenységgel rendelkeznek, ami nem előnyös a gyakorlati felhasználások szempontjából.

Hazai kutatások

A gyakorlatban használt GMR-multirétegeket katódporlasztással állítják elő. *Schwarzacher* és munkatársai 1993-ban demonstrálták, hogy elektrokémiai úton is elő lehet állítani 10–20% nagyságú GMR-t mutató multirétegeket. Az MTA SZFKI-ban az elektrokémiai fémréteg-leválasztás több mint két évtizedes tapasztalataira alapozva 1994-ben Schwarzacher bristolai csoportjával együttműködést kezdtünk a GMR-effektust mutató elektrolitikus multirétegek előállítására és tanulmányozására. Ezek a kutatások azóta is folytatódnak mind szélesebb körű nemzetközi együttműködésben és eddig négy OTKA-pályázat támogatásával. Mintegy 30 közleményt jelentettünk meg ebben a témában [6], jórészt a szakterület vezető folyóirataiban és egy összefoglaló könyvfejezetben.

Ezeknek a kutatásoknak az aktualitását és fontosságát az adja, hogy az elektrokémiai multiréteg-előállítási módszer jóval egyszerűbb és olcsóbb a fizikai eljárásoknál. Az elektrokémiailag előállított multirétegek GMR-jellemzői azonban még alulmúlják a fizikai módszerekkel készített multirétegek megfelelő paramétereit (kisebbségi GMR és általában nagy telítési tér, a GMR-oszcilláció hiánya). Az elmúlt évtizedben erőfeszítéseink sikerrel jártak ezen eltérések okainak feltárására. A leválasztási eljárás technikájának finomításával, különösen a leválasztás során végbemenő elektrokémiai folyamatok jobb megértésével, illetve a kézben tarthatóságukra kidolgozott elektrokémiai módszerek révén mind makroszkopikusan, mind mikroszkopikusan homogénebb multirétegeket tudunk most már készíteni. A GMR-járolékok fizikai mechanizmusának tisztázásához egy granuláris fémekre kidolgozott modellel alkalmaztunk multirétegekre a mágnesezes rétegekben előforduló szuperparamágneses tartományok hatásának figyelembe vételével. Ennek alapján meg tudtuk magyarázni a mágnesezes ellenállásnál nemcsak elektrolitikus, de más módszerekkel készült multirétegekben is megfigyelt nagy telítő tereket, és ezt a modelleinket már mások is sikeresen alkalmazták.

Ahhoz, hogy az elektrokémiai módszer előnyeit (egyszerűség és olcsóság) kihasználhassuk alkalmazások céljára felhasználható GMR-multirétegek előállítására, a továbbiakban az elektrokémiai leválási folyamatok

(nukleáció és rétegnövekedés) finomabb részleteinek a tanulmányozására lesz szükség. Ehhez kiterjedtebb felületi és szerkezeti vizsgálatokat tervezünk.

Az elektrokémiai módszer előnyeiről szólva meg kell említeni, hogy *multiréteges nanohuzalokat* csak ezzel az eljárással lehet készíteni. Ezeket 50–100 nm átmérőjű, közel hengeres üregeket tartalmazó porózus membránokba (üreges polikarbonát vagy alumínium-oxid fóliákba) választják le, amelyekben a multiréteges filmkénél nagyobb GMR-effektus figyelhető meg, ezért ezek az anyagok is intenzív kutatások tárgyát képezik.

A hazai kísérleti GMR-kutatásokkal kapcsolatban megemlítjük *Balogh Judit* és munkatársai (MTA SZFKI) tevékenységét, akik – a BME Fizikai Intézetével együttműködve – az elmúlt években párologtatással készült Fe- és Ag- vagy Cr-rétegekből álló multirétegeken és szendvicsszerkezeteken végzett mágnesesellenállásmérések eredményeiről jelentettek meg közleményeket [7]. A GMR-jelenséggel foglalkozó hazai elméleti tevékenység Szunyogh László (BME Fizikai Intézet) nevéhez köthető [5], aki kiterjedt nemzetközi együttműködésben mintegy tíz éve aktív és nemzetközileg elismert szereplője a multirétegek transzporttulajdonságainak elméleti számolására irányuló kutatásoknak.

Az FM/NM multirétegek mágneses tulajdonságainak kutatásában, különösen az AF-csatolással kapcsolatos jelenségek tisztázásában és az ennek vizsgálatára szolgáló magfizikai módszerek fejlesztésében az 1990-es évek közepétől aktív tevékenységet [8] fejt ki *Nagy Dénes Lajos* és *Bottyán László* csoportja (MTA Rézecske és Magfizikai Kutatóintézet), akik az elmúlt években üzembe helyezték az egyetlen hazai MBE-berendezést multirétegek előállítására. A vékony mágneses rétegek és multirétegek mágneses anizotropiájának és a rétegek közötti csatolásoknak az elméleti vizsgálatán dolgozik igen aktívan több mint tíz éve *Ujfalussy Balázs* (MTA SZFKI) [9].

Végezetül megemlítjük még, hogy *Menyhárd Miklós* és munkatársai (MTA Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Kutatóintézet) nemzetközi együttműködés keretében néhány évvel korábban GMR spinszelepek Auger-módszerrel, főleg mélységiösszetétel-profil analízissel végzett vizsgálatával kapcsolatos munkáikról számoltak be [10].

A spintronika területén Magyarországon a fentebb említett GMR- és multiréteg-kutatásokon kívül Szunyogh Lászlónak az alagutazó mágneses ellenállásra és az áram indukálta átmágnesezésre vonatkozó elméleti munkái [5], illetve *Mibály György* csoportjának (BME Fizikai Intézet) a mágneses félvezetőkkel kapcsolatos kísérleti tevékenysége említendő [11].

Végigtekintve a spintronikai kutatások viszonylag szerény hazai palettáján, nehéz elkerülni a párhuzam felismerését abban a tekintetben, hogy amiként évtizedekkel ezelőtt Magyarország erőteljesen elmaradt a mai elektronika alapját képező félvezető-kutatások terén, a hagyományos elektronikát felváltó spintronikai ipar háttérül szolgáló alapkutatásokba sem fektetünk be jelenleg kielégítő mértékben.

Irodalom

1. http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2007/index.html
2. Bakonyi I., Simon E., Péter L., *Fizikai Szemle* 58 (2008) 41.
3. Becsei T.: *Diplomamunka*. ELTE TTK, Budapest, 1996., lásd: <http://www.szfk.hu/~bakonyi/BecseiT-Diplmunka96.pdf>
4. Simon E.: *Diplomamunka*. ELTE TTK, Budapest, 2007., lásd: <http://www.szfk.hu/~bakonyi/SimonE-Diplmunka07.pdf>
5. <http://newton.phy.bme.hu/~szunyogh/gmrpubs.html>
6. <http://www.szfk.hu/~bakonyi/Bakonyi-MLandGMRpapers.pdf>
7. <http://www.szfk.hu/~baloghj/publist.html>
8. Publikációk: <http://nucssp.rmki.kfki.hu/>
MBE: Tanczikó F., Major M., Nagy D.L., *Fizikai Szemle* 57 (2007) 78–83.
9. <http://www.szfk.hu/~bu/publications.html>
10. <http://www.mfa.kfki.hu/~menyhadr/>
11. http://dept.phy.bme.hu/staff/mihaly/mihaly_publications.html

MÁGIKUS SZÁMOK, NEMES ATOMMAGOK

Elekes Zoltán
MTA ATOMKI, Debrecen

Az atomok szerkezetének megértésében és viselkedésük magyarázatában alapvető jelentőségű volt az atomok héjmodelljének a megalkotása az 1910-es, 1920-as években. Ma már tudjuk, hogy az atomot egy kicsiny, pozitív töltésű atommag és a körülötte lévő elektronok alkotják. Az atommag és az elektronok közötti egyszerű, vonzó kölcsönhatás tartja egyben az atomot és ennek a kölcsönhatásnak a felhasználásával, kvantumelméleti számolások alapján azt is megtanultuk, hogy az elektronok energetikailag jól

meghatározott, héjakba rendeződő pályákon helyezkedhetnek el adott valószínűséggel, amint ez az *1. ábrán* is látható. Az elektronhéjak közötti nagy energiakülönbségek miatt különlegesen stabil, 2, 10, 18, 36, 54 vagy 86 elektronszámmal, azaz zárt héjjal rendelkező atomok jönnek létre, melyeket nemesgázoknak nevezünk. Ezek az atomok nagyon kis valószínűséggel lépnek reakcióba más anyagokkal, nehezen alakítanak ki kötést atomokkal és gerjeszteni sem könnyű őket.

Az atommagok tekintetében hasonló jelenségeket figyelhetünk meg. Az 1940-es években *Maria Goepfert-Mayer* (*2. ábra*), aki 1963-ban – második nőként a világon – fizikai Nobel-díjat kapott, *Teller Edével* (*2. ábra*) dolgozott együtt Chicagóban. Teller ösztönzé-

Elhangzott a 2007. évi Fizikus Vándorgyűlésen.

Kutatásainkat támogatja az OTKA (F60348, T68801) és a RIKEN-ATOMKI közötti hivatalos együttműködés. A szerzőt tevékenysége során a Bolyai-ösztöndíj is segíti.