

Studiul cuplajului de schimb in structuri magnetice  
multistrat

Gabor Mihai

# Cuprins

Introducere	2
<b>1 Magnetismul filmelor subțiri</b>	<b>5</b>
1.1 Magnetismul metalelor de tranziție . . . . .	5
1.2 Particularități ale magnetismului filmelor subțiri . . . . .	9
<b>2 Structuri magnetice multistrat</b>	<b>12</b>
2.1 Structuri magnetice multistrat . . . . .	12
2.2 Cuplajul de schimb în structuri magnetice multistrat . . . . .	14
2.2.1 Mecanismul fizic al cuplajului de schimb . . . . .	14
2.2.2 Cuplajul de schimb în modelul electronilor liberi . . . . .	20
2.3 Magnetorezistența gigant . . . . .	22
<b>3 Metode de elaborare și caracterizare a structurilor multistrat</b>	<b>24</b>
3.1 Metode de depunere . . . . .	24
3.1.1 Evaporare în fascicul de electroni . . . . .	24
3.1.2 Epitaxie cu jet molecular . . . . .	26
3.2 Metode de caracterizare . . . . .	28
3.2.1 Caracterizare <i>in-situ</i> : RHEED . . . . .	28
3.2.2 Caracterizare <i>ex-situ</i> : AFM . . . . .	32
3.2.3 Caracterizare magnetică: VSM . . . . .	33
3.2.4 Caracterizare din punct de vedere al rezistenței electrice . . . . .	34
<b>4 Rezultate și discuții</b>	<b>37</b>
4.1 Probe crescute prin MBE . . . . .	37

4.1.1	Elaborarea și caracterizarea structurii de tipul Co/Ru/Co . . . . .	37
4.1.2	Cuplaj prin efect tunel . . . . .	44
4.2	Probe crescute prin evaporare în fascicul de electroni . . . . .	47
4.2.1	Variația constantei de cuplaj cu grosimea stratului separator . . . . .	47
4.2.2	Determinarea grosimii stratului magnetic activ . . . . .	53
4.2.3	Folosirea sistemului cuplat Co/Ru/Co ca un amplificator de coecitiv . . .	54
	<b>Concluzii</b>	<b>56</b>
	<b>Anexă</b>	<b>59</b>
	<b>Bibliografie</b>	<b>63</b>

# Introducere

Unul dintre cele mai moderne domenii ale fizicii corpului solid este reprezentat de studierea structurilor magnetice multistrat. În principiu în acest fel de structuri vorbim de o injecție de curent, polarizat în spin, de la un electrod feromagnetic la altul prin intermediul unor straturi nemagnetice (metalice sau izolatoare).

Descoperirea, în anul 1988, în acest tip de structuri a magnetorezistenței gigant, de către A. Fert și P. Grünberg și mai târziu în anul 1995 a magnetorezistenței tunel, de către Moodera, a dus la dezvoltarea unui domeniu nou numit electronica de spin. Până în acest moment acest domeniu a dus la realizarea a numeroase aplicații practice cum ar fi: o largă serie de senzori magnetici, nou tip de capete de citire pentru *hard-disk*-ile calculatoarelor (ceea ce a crescut spectaculos capacitatea acestora de stocare a informației) și nu în ultimul rând la realizarea memorilor magnetice non-volatile MRAM (lansate pe piață în anul 2004).

Lucrarea de față își permite studiul introductiv a unui fenomen prezent în structurile magnetice multistrat și anume cuplajul de schimb între două straturi magnetice separate de un strat nemagnetic (metalic sau izolator). Acest fenomen constă în alinierea, alternativ, paralelă și antiparalelă a magnetizării celor două straturi magnetice în funcție de grosimea stratului separator.

Studiul acestor structuri cuplate suscită un real interes, deoarece ele stau la baza realizării așa numitelor valve de spin, care sunt folosite în construcția unei game largi de senzori magnetici.

În prima parte a lucrării se realizează o scurtă introducere în magnetismul metalelor de tranziție 3d (Fe/Co/Ni) discutându-se și particularitățile ale magnetismului filmelor subțiri. În a doua parte se face o scurtă introducere a noțiunii de structură magnetică multistrat se prezintă o teorie a cuplajului de schimb într-un model, general acceptat, al confinării electronilor în stratul separator. Tot în această parte se introduce fenomenul de magnetorezistență gigant. În partea următoare se prezintă tehnicile folosite la depunerea și caracterizarea structurilor. În ultima

parte se prezintă rezultatele obținute precum și discuții pe tema acestora. În anexă expune un calcul analitic al câmpurilor de platou și saturație pornind de la ideea minimizării energiei totale.

Trebuie subliniat că depunerea probelor s-a realizat prin două tehnici: evaporare în fascicul de electroni și prin MBE (molecular beam epitaxy). Primul set de probe s-a realizat în *Laboratorul de Știința Materialelor* din cadrul *Universității Tehnice Cluj-Napoca* iar al doilea set de probe s-a elaborat pe parcursul unui stagiu la *Laboratoire de Physique des Matériaux* din cadrul *Université "Henri-Poincaré" Nancy*, stagiu ce a fost realizat prin bunăvoința profesorilor Traian Petrișor și Coriolan Tiușan.

În final aș dori să mulțumesc doamnei profesoare Lelia Ciontea și domnului profesor Traian Petrișor pentru sprijinul acordat la realizarea acestei lucrări, pentru că mi-au împărtășit din vasta lor experiență în domeniul filmelor subțiri și pentru toate discuțiile fructuoase avute pe această temă și nu numai. În mod deosebit aș vrea să mulțumesc domnului profesor Coriolan Tiușan pentru bunăvoința și disponibilitatea arătată atât cât și pentru explicațiile și soluțiile găsite în momente de impas, și fărădecare această lucrare nu ar fi putut fi realizată. Aș dori să mulțumesc domnului profesor Marin Coldea pentru îndrumarea acordată și pentru introducerea în acest domeniu. Și nu în ultimul rând aș dori să mulțumesc colegului meu Traian Petrișor jr. și echipei de la Laboratorul de Știința Materialelor pentru tot sprijinul acordat.

# Capitolul 1

## Magnetismul filmelor subțiri

### 1.1 Magnetismul metalelor de tranziție

Într-un model simplu un metal este reprezentat ca o groapă de potențial în care electronii de valență ai atomilor se pot deplasa liberi iar electronii aparținând păturilor interioare rămân localizați pe atom. În primă aproximație putem neglija potențialul periodic al ionilor și să considerăm, în interiorul metalului, potențialul constant. În mecanica cuantică un electron este descris printr-o funcție de undă, care în cazul unui potențial constant este o funcție de undă plană. Astfel un electron este descris prin vectorul de undă  $\mathbf{k}$ , care este cuantificat, iar energia corespunzătoare stării  $\mathbf{k}$  este:

$$\epsilon(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (1.1)$$

Conform cu principiul lui Pauli unei stări  $\mathbf{k}$  îi corespund numai doi electroni care au spinii opuși:  $\uparrow$  respectiv  $\downarrow$ . Datorită faptului că putem avea doar doi electroni pentru o anumită stare  $\mathbf{k}$ , la zero grade kelvin electronii vor ocupa toate stările cu energie mai mică decât o energie maximă, numită energie Fermi.

Putem introduce o mărime fundamentală pentru metale și anume densitatea de stări, definită ca numărul de stări pentru o direcție a spinului în unitatea de volum și unitatea de energie. În modelul electronilor liberi densitatea de stări este:

$$N(\epsilon) = \frac{\sqrt{m^3 \epsilon}}{\sqrt{2\pi^2 \hbar^3}} \propto \sqrt{\epsilon} \quad (1.2)$$

În figura 1.1 se prezintă densitatea de stări în funcție de energie, pentru cele două orientări ale spinului, așa cum rezultă din ecuația 1.2

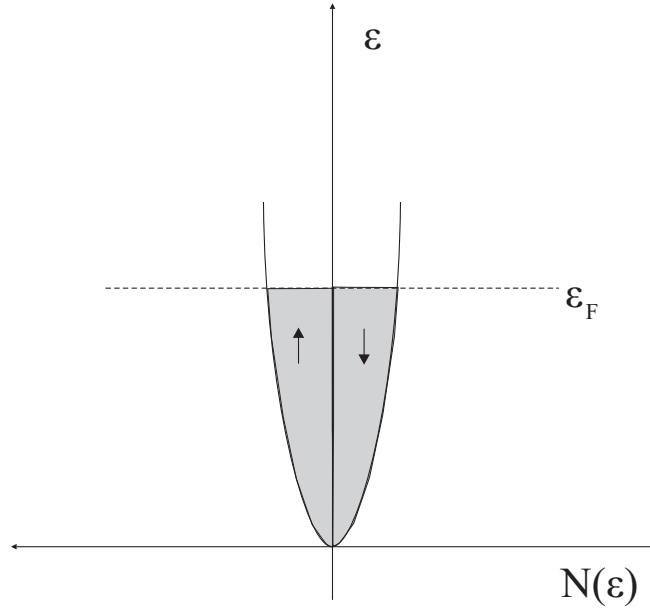


Fig. 1.1: Densitatea de stări în cazul electronilor liberi

Conform cu principiul lui Pauli doi electroni cu același spin nu se pot găsi în același timp în aceeași regiune din spațiu. Aceasta s-ar traduce prin faptul că doi electroni cu spin opus se resping într-o manieră mai puternică decât doi electroni de același spin, deoarece aceștia din urmă au o probabilitate nulă de a se găsi în aceeași zonă din spațiu.

Stoner a introdus un model în care consideră energia de interacțiune între electronii cu spin opus de forma:  $IN_{\uparrow}N_{\downarrow}$  unde  $N_{\uparrow}$  și  $N_{\downarrow}$  sunt densitățile de electroni pentru cele două direcții ale spinului. În acest model să considerăm un metal pentru care numărul de electroni cu spin  $\uparrow$  este egal cu numărul de electroni cu spin  $\downarrow$  și egal cu  $N/2$ . Să presupunem că transferăm o cantitate  $N(\epsilon_F)\delta\epsilon$  de electroni din banda cu spin sus în banda cu spin jos (vezi figura 1.2). Transferând o parte din electronii din banda cu spin jos în banda cu spin sus vom avea o creștere a energiei cinetice a sistemului cu:

$$\Delta E_c = N(\epsilon_F)(\delta\epsilon)^2 \quad (1.3)$$

iar variația energiei potențiale va fi:

$$I \left[ \frac{N}{2} + N(\epsilon_F)(\delta\epsilon) \right] \left[ \frac{N}{2} - N(\epsilon_F)(\delta\epsilon) \right] - I \left[ \frac{N}{2} \right]^2 = -N^2(\epsilon_F)(\delta\epsilon)^2 \quad (1.4)$$

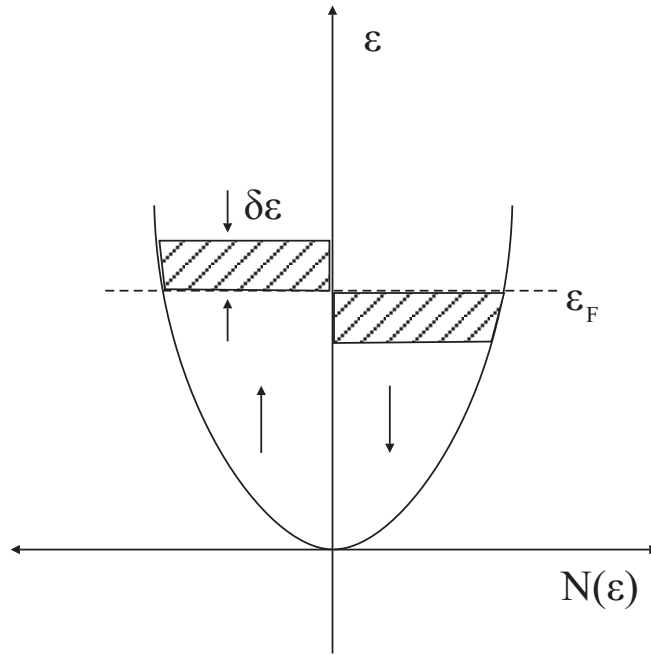


Fig. 1.2: Densitatea de stări pentru electronii cu spin  $\uparrow$  și cu spin  $\downarrow$

pentru variația energiei totale vom obține:

$$\Delta E = N(\epsilon_F)(\delta\epsilon)^2 (1 - IN(\epsilon_F)) \quad (1.5)$$

aceasta înseamnă că dacă  $IN(\epsilon_F) < 1$  variația energiei este pozitivă iar starea stabilă este cea nemagnetică în care  $N_{\uparrow} = N_{\downarrow} = N/2$ ; în schimb dacă  $IN(\epsilon_F) > 1$  este favorizată starea magnetică în care  $N_{\uparrow} \neq N_{\downarrow}$ .

În acest model  $I$  reprezintă integrala de schimb care este o măsură a interacțiunii Coulomb între doi electroni de același spin și care se găsesc în aceeași zonă din metal.

În cazul metalelor de tranziție magnetice ( Fe,Co,Ni ) orbitalii exteriori sunt 3d și 4s. Raza orbitalilor s este mai mare comparativ cu cea corespunzătoare electronilor d. La formarea cristalului orbitalii s se suprapun mai mult decât orbitalii d. Din aceste considerente rezultă că delocalizarea electronilor d este mult mai mică decât a electronilor s. Aceștia din urmă se comportă ca niște electroni liberi ei fiind responsabili de proprietățile de transport. În cazul electronilor d, a căror densitate de stări la nivelul Fermi este mult mai mare decât pentru electronii s, este îndeplinită condiția Stoner  $I \cdot N_d(\epsilon_F) > 1$  iar banda d se va despica (vezi figura 1.3), rezultând un moment magnetic nenul per atom.

Modelul de bandă al feromagnetismului poate explica momentele magnetice ne-întregi per atom. De exemplu pentru Fe, care are 8 electroni de valență în benzile 3d și 4s, din măsurători



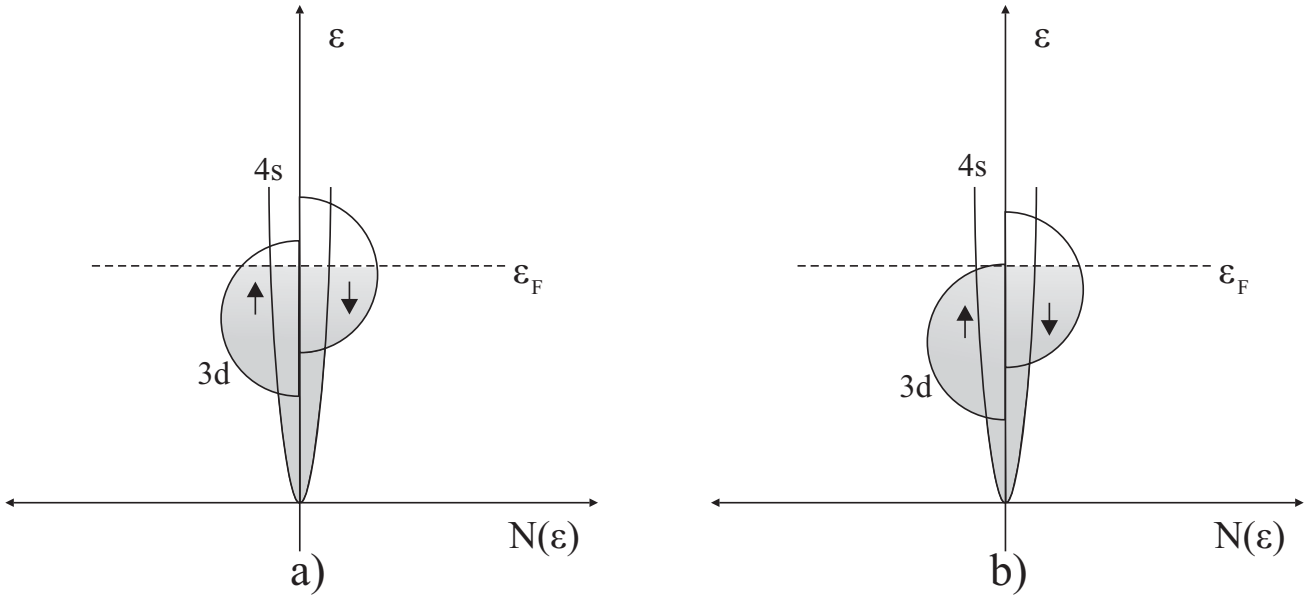


Fig. 1.3: Despicierea benzii d pentru Fe a) respectiv Co b)

de transport și din alte tipuri de măsurători se poate spune că mai puțin de un electron poate fi considerat liber sau itinerant ( $4s^{0,95}$ ); ceilalți 7,05 electroni ocupă banda 3d.

Atunci numărul electronilor d per atom poate fi scris:

$$n_d^\uparrow + n_d^\downarrow = 7,05 \quad (1.6)$$

iar momentul magnetic observat este de  $2,2\mu_B$ / atom deci:

$$n_d^\uparrow - n_d^\downarrow = 2,2 \quad (1.7)$$

De aici putem trage concluzia că 4,62 e/atom aparțin benzii d cu spin  $\uparrow$  iar 2,42 e/atom aparțin benzii d cu spin  $\downarrow$  (vezi figura 1.4)

În același mod se pot explica momentele magnetice neîntregi  $1,7\mu_B$  respectiv  $0,6\mu_B$  pentru celelalte două metale magnetice de tranziție Co respectiv Ni. Spre deosebire de Fe care este un feromagnet slab (banda d a spinilor majoritari nu este complet plină) Co și Ni sunt feromagneți puternici (banda d a spinilor majoritari este complet plină).

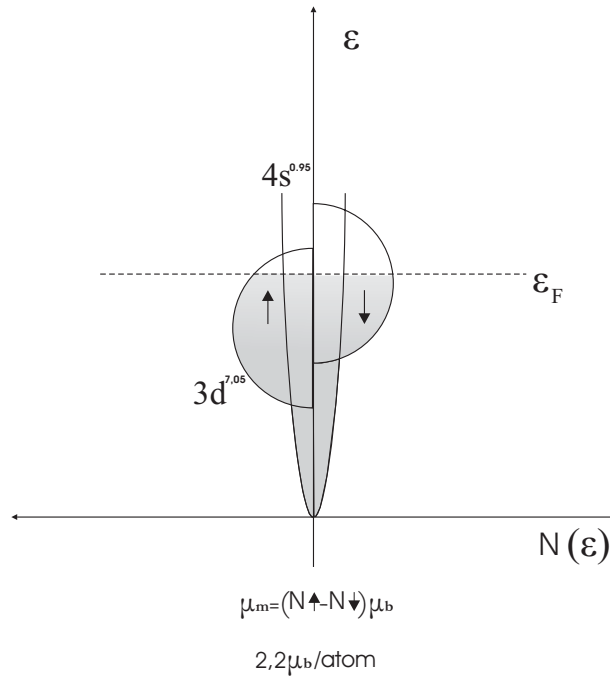


Fig. 1.4: Densitatea de stări pentru Fe

## 1.2 Particularități ale magnetismului filmelor subțiri

### Amplificarea momentelor magnetice de la suprafață

Prin însăși natura lor filmele subțiri sunt diferite de un material masiv, ele având o dimensiune mult redusă (de ordinul a câtorva plane atomice sau zeci de plane atomice) față de celelalte două dimensiuni. Astfel în studiul filmelor subțiri trebuie să ținem cont și de efectele de suprafață. Unul din efectele tipice este amplificarea momentelor magnetice de la suprafață. În figura 1.5 se prezintă momentele magnetice calculate [9] pentru câteva straturi de nichel depuse pe un substrat de cupru. Se observă din figură că straturile de la interfața Ni/Cu prezintă un moment magnetic redus ceea ce poate fi pus pe seama amestecării electronilor itineranți ai cuprului cu electronii  $d$  minoritari ai nichelului. Straturile centrale de Ni prezintă un caracter de tip *masiv*, având un moment magnetic per atom de  $0.56\mu_B$ , valoare foarte apropiată de cea pentru un cristal masiv și anume  $0.6\mu_B/\text{atom}$ . Se mai poate observa că straturile de la suprafață prezintă un moment magnetic per atom amplificat de  $0.73\mu_B/\text{atom}$ . Explicația fenomenului este relativ simplă dacă ținem cont de coordinarea atomilor de la suprafață  $Z = 8$  ( la suprafața (100) ) față de cei din interiorul cristalului pentru care  $Z = 12$  (Ni este un cristal *cfc*). Un  $Z$  mai mic înseamnă o bandă  $d$  mai îngustă și implicit o densitate de stări la nivelul Fermi mai mare, ceea

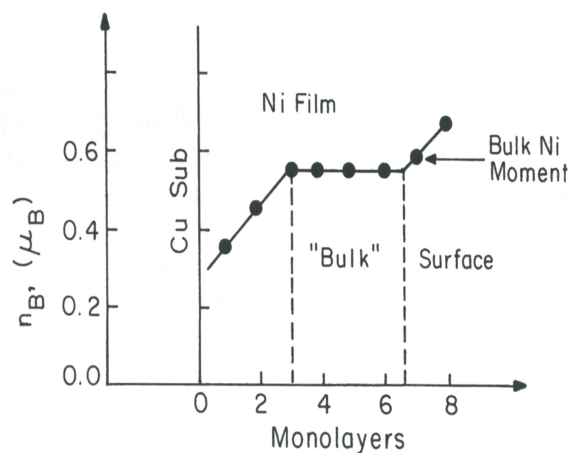


Fig. 1.5: Momentele magnetice calculate pentru câteva straturi de nichel depuse pe un substrat de cupru

ce duce la amplificarea momentelor magnetice corespunzătoare. Astfel există posibilitatea ca în filme foarte subțiri de V sau Pd, care nu sunt feromagnetice sub formă masivă, să apară ordine magnetică[10].

### Anizotropia magnetică de suprafață

Experimental s-a observat preferința unor sisteme ( Fe/Ag, Co/Pd ) de a avea o axa de ușoară magnetizare perpendiculară pe planul filmului. Această anizotropie este numită anizotropie magnetică de suprafață. Fenomenul poate fi înțeles calitativ dacă ținem seama că anizotropia magnetică își are originea în interacțiunea spin-orbită.

Impulsul electronilor de la suprafață va avea o componentă perpendiculară mult redusă față de componenta paralelă, pentru că probabilitatea de a găsi electronii în exteriorul suprafeței este foarte redusă. În aceste condiții în vecinătatea suprafeței valoarea raportului  $L_z^2/(L_x^2 + L_y^2)$  (unde  $L_z$  este componenta momentului cinetic perpendiculară pe suprafață iar  $L_x$  și  $L_y$  sunt componentele paralele la suprafață) trebuie să fie relativ ridicată. Dacă interacțiunea spin-orbită este importantă și componenta spinului perpendiculară pe suprafață va crește, astfel magnetizarea perpendiculară la suprafață va fi favorizată.

După cum se vede din figura pentru același tip de structură (Co/ Au) avem anizotropii diferite în funcție de condițiile de depunere. În primul caz când structura a fost depusă la temperatura camerei difuzia la interfețe este relativ ridicată iar axa de ușoară magnetizare este paralelă cu filmul. În a doua situație când structura a fost tratată termic la temperatura de

275 °C axa de ușoară magnetizare este perpendiculară pe suprafața filmului. În cazul în care structura a fost tratată termic, datorită faptului că Au și Co sunt imiscibile, calitatea interfețelor s-a îmbunătățit precum și tensiunile interne s-au relaxat. În consecință apariția anizotropiei

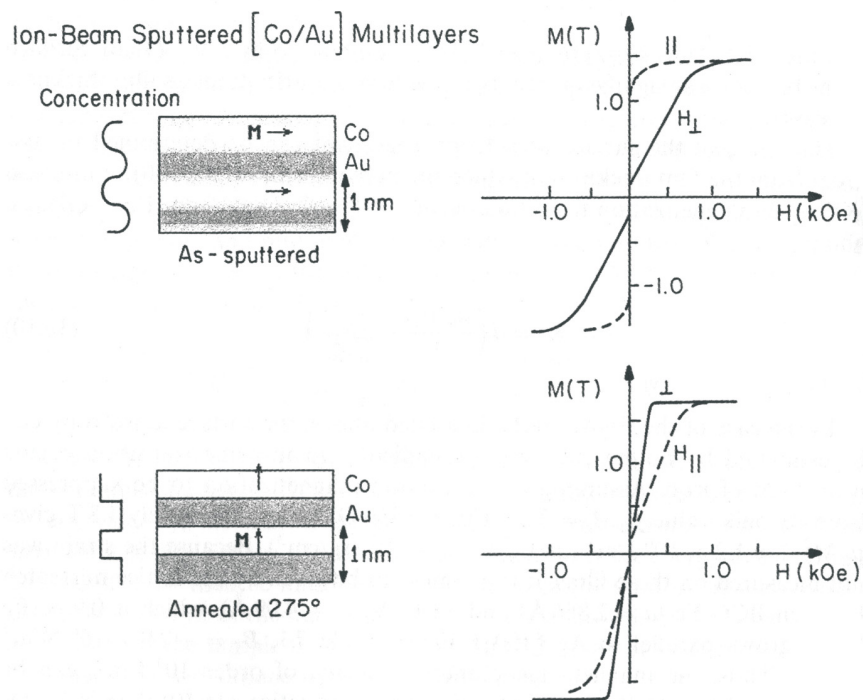


Fig. 1.6: Structura și magnetizarea multistraturilor de Co/Au, profilul concentrației precum și curbele M-H (după [12])

magnetice de suprafață este un fenomen puternic dependent atât de condițiile cât și de tehnica de depunere.

# Capitolul 2

## Structuri magnetice multistrat

### 2.1 Structuri magnetice multistrat

Structurile magnetice multistrat constau din straturi feromagnetice separate de straturi nemagnetice (izolatoare sau metalice). În figura 2.1 se prezintă o structură magnetică multistrat tipică.

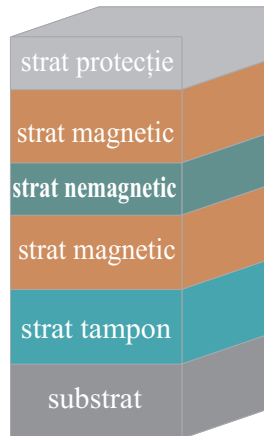


Fig. 2.1: Structură magnetică multistrat

Structura se crește pe substrat, care este de obicei monocristalin ( $\text{Si}$ ,  $\text{Sr}_2\text{TiO}_3$ ,  $\text{MgO}$  etc.). Stratul tampon se crește imediat peste substrat, poate fi format din unul sau mai multe straturi. Acesta îndeplinește câteva roluri importante printre care acela de a regla *mismatch*-ul reticular dintre substrat și filmul ce va fi crescut, și de a reduce rugozitatea suprafeței pe care se va depune structura. Peste stratul tampon se crește structura propriuzisă care este formată din straturi magnetice separate de straturi nemagnetice. Ultimul strat deșus are rolul de a proteja structura împotriva oxidării sau a acțiunilor mecanice.

Pe o astfel de structură s-a descoperit la sfârșitul anilor 80 un cuplaj de schimb între straturile magnetice prin intermediul stratului metalic nemagnetic. Ceea ce a fost surprinzător era faptul că acest cuplaj oscila, în funcție de grosimea stratului nemagnetic, între un cuplaj de tip feromagnetic și unul antiferomagnetic, în același timp fiind și puternic amortizat cu creșterea grosimii acestuia. În figura 2.2 se prezintă unul dintre primele rezultate obținute în această direcție [8], pe o structură de tipul  $Fe/Cr/Fe$ .

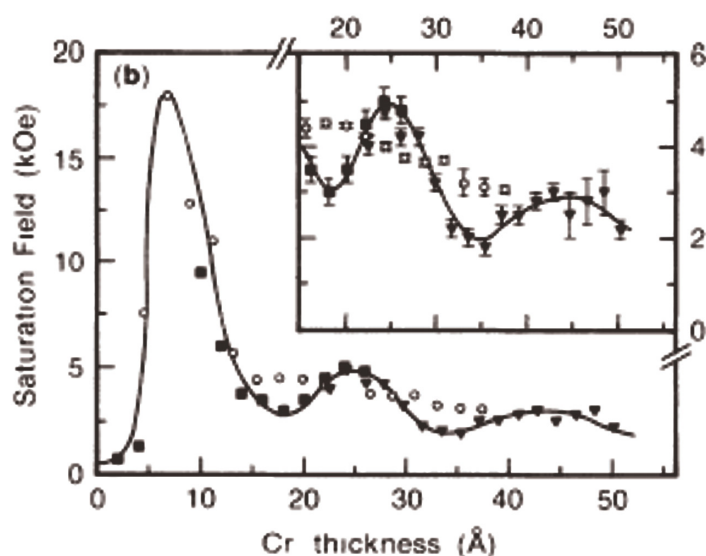


Fig. 2.2: Oscilațiile cuplajului în funcție de grosimea stratului de Cr

În continuare în acest capitol se prezintă mecanismul fizic al acestui tip de cuplaj în modelul electronilor confinați în stratul separator ([1], [2], [3], [4]).

## 2.2 Cuplajul de schimb în structuri magnetice multistrat

### 2.2.1 Mecanismul fizic al cuplajului de schimb

#### Modificarea densității de stări datorată interferenței cuantice

Pentru simplitate vom considera un model unidimensional, care se va putea generaliza ulterior la modelul tridimensional. În acest model considerăm stratul separator, de potențial  $V=0$  și grosime  $D$ , a fi situat între două straturi A și B, de potențiale  $V_A$  și  $V_B$  și grosimi  $L_A$  și  $L_B$  (vezi figura 2.3) Să considerăm un electron, cu vectorul de undă  $k^+$ , care se propagă de la

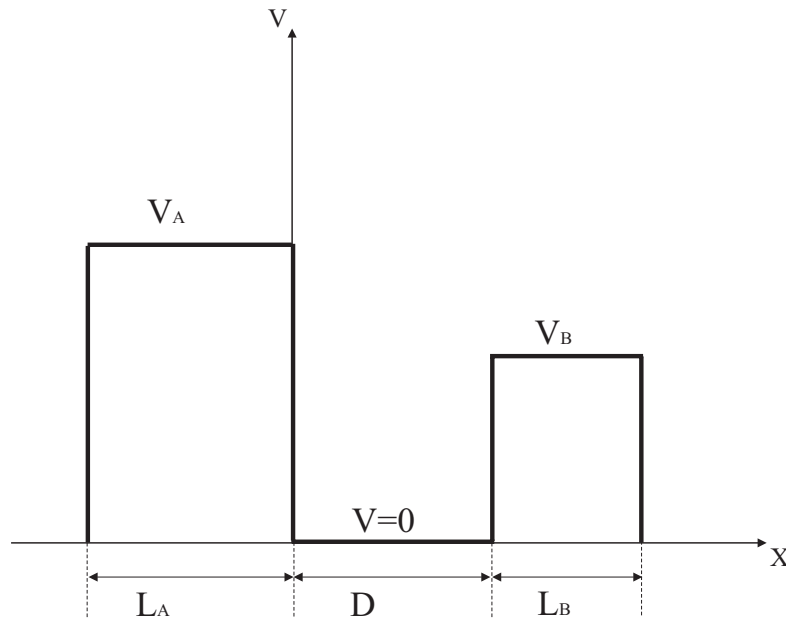


Fig. 2.3: Modelul 1D pentru trei straturi subțiri diferite

stânga la dreapta în stratul separator. Acest electron va fi împrăștiat de potențialul  $V_B$  și va fi parțial reflectat cu amplitudinea  $r_B \equiv |r_B| e^{i\phi_B}$ , unda reflectată  $k^-$  se va împrăștia la rândul ei pe potențialul  $V_A$  cu amplitudinea  $r_A \equiv |r_A| e^{i\phi_A}$ , și așa mai departe. În expresia  $r_A$  ( $r_B$ ) coeficientul  $|r_A|$  ( $|r_B|$ ) reprezintă amplitudinea undei reflectate relativ la cea incidentă iar  $\phi_{A(B)}$  ne dă saltul de fază datorat reflexiei. Multiplele fenomene de interferență, dintre undele electronice, ce au loc datorită reflexiei pe bariere vor induce o modificare a densității de stări în stratul separator.

Saltul de fază datorat reflexiei unei unde pe cele două bariere este:

$$\Delta\phi = qD + \phi_A + \phi_B \quad (2.1)$$

unde:

$$q = k^+ - k^-$$

Dacă:

$$\Delta\phi = 2n\pi \quad (2.2)$$

unde  $n$  este număr întreg, interferența va fi constructivă și în acest caz vom avea o creștere a densității de stări; interferența va fi distructivă dacă:

$$\Delta\phi = 2(n+\frac{1}{2})\pi \quad (2.3)$$

unde  $n$  este număr întreg, iar în acest caz vom avea o reducere a densității de stări.

Luând în considerare fenomenele de interferență, funcția de undă în stratul separator se poate scrie astfel :

$$\psi(x) \propto e^{\frac{iqx}{2}} \left( 1 + |r_A r_B| e^{i(qD + \phi_A + \phi_B)} \right) \quad (2.4)$$

Astfel densitatea de stări va fi proporțională cu:

$$n(\epsilon) \propto \frac{1}{\pi} \frac{dq}{d\epsilon} \int_0^D dx |\psi|^2 \quad (2.5)$$

Ne interesează doar variația densității de stări datorată interferenței, astfel că :

$$\Delta n(\epsilon) \propto \frac{2D}{\pi} \frac{dq}{d\epsilon} |r_A r_B| \cos(qD + \phi_A + \phi_B) \quad (2.6)$$

unde factorul 2 include degenerarea după spin, putem introduce efectul a  $n$  drumuri complete, în stratul separator, înlocuind produsul  $|r_A r_B|$  cu  $|r_A r_B|^n$  și multiplicând  $\Delta\phi$  cu  $n$  :

$$\Delta n(\epsilon) \propto \frac{2D}{\pi} \frac{dq}{d\epsilon} \sum_{n=1}^{\infty} |r_A r_B|^n \cos n(qD + \phi_A + \phi_B) \quad (2.7)$$

transformând putem scrie:

$$\Delta n(\epsilon) \propto \frac{2}{\pi} \text{Im} \left( iD \frac{dq}{d\epsilon} \sum_{n=1}^{\infty} (r_A r_B)^n e^{inqD} \right) \quad (2.8)$$

dacă  $(r_A r_B) < 1$  atunci :

$$\Delta n(\epsilon) \propto \frac{2}{\pi} \text{Im} \left( i \frac{dq}{d\epsilon} \frac{r_A r_B e^{iqD}}{1 - r_A r_B e^{iqD}} \right) \quad (2.9)$$

Numărul de stări cu energie mai mică decât  $\epsilon$  este :

$$N(\epsilon) = \int_{-\infty}^{\epsilon} d\epsilon' n(\epsilon') \quad (2.10)$$



Modificarea  $\Delta N(\epsilon)$  a numărului de stări energetice este :

$$\Delta N(\epsilon) \propto \frac{2}{\pi} \text{Im} \left( iD \sum_{n=1}^{\infty} (r_A r_B)^n \int_{-\infty}^{\epsilon} \frac{dq}{d\epsilon'} e^{inqD} d\epsilon' \right) \quad (2.11)$$

Pentru obținerea expresiei de mai sus s-a neglijat variația coeficienților  $r_A r_B$ , în raport cu energia, față de variația exponențială, în plus relația este valabilă numai dacă  $(r_A r_B) < 1$ . Astfel după integrare :

$$\Delta N(\epsilon) \propto \frac{2}{\pi} \text{Im} \left( \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(r_A r_B)^n}{n} e^{inqD} \right) \quad (2.12)$$

calculând suma seriei obținem :

$$\Delta N(\epsilon) = -\frac{2}{\pi} \text{Im} \ln \left( 1 - r_A r_B e^{iqD} \right) \quad (2.13)$$

Dacă  $|r_A| = |r_B| = 1$  interferența ne va duce la o stare legată iar vectorul  $q$  va fi cuantificat, după cum se va arăta ulterior.

O interpretare grafică a ecuației 2.13 se poate obține observând că  $\text{Im} \ln(z) = \text{Arg}(z)$  pentru un  $z$  complex. Astfel  $\Delta N(\epsilon)$  este dat de argumentul unui punct, din planul complex, ce se mișcă

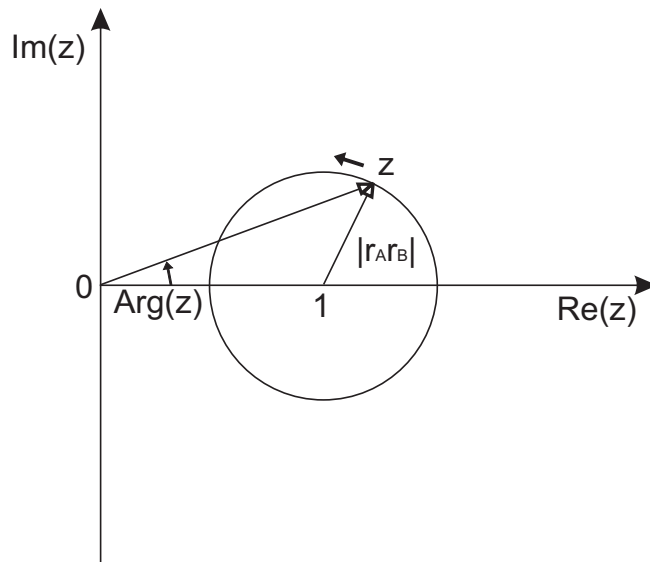


Fig. 2.4: Reprezentarea grafică a ecuației 2.13

pe un cerc de rază  $|r_A r_B|$  centrat în 1 (vezi figura 2.4).

În figura 2.5 este arătată variația lui  $\Delta N(\epsilon)$  cu grosimea stratului separator  $D$ , pentru diferite valori ale produsului  $|r_A r_B|$ . Se observă că dacă  $|r_A r_B|$  este mic atunci variația este sinusoidală. Odată cu creșterea valorii produsului  $|r_A r_B|$  oscilațiile vor deveni tot mai asimetrice, pentru ca în final când coeficienții de reflexie pe bariere sunt unitari  $\Delta N(\epsilon)$  să prezinte salturi asociate cu

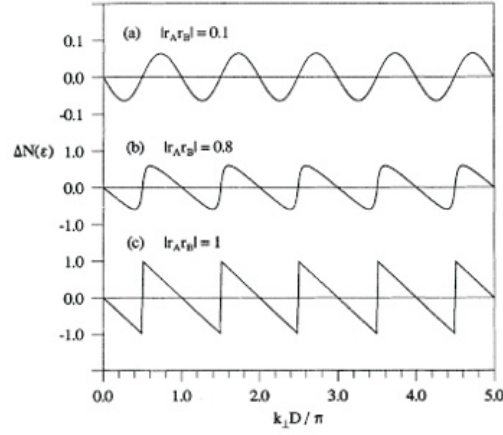


Fig. 2.5: Variația lui  $\Delta N(\epsilon)$  calculată [1] cu grosimea stratului separator  $D$  pentru diferite valori ale produsului  $|r_A r_B|$

stările legate [13]. După cum se vede din figura 2.4 aceasta se întâmplă deoarece cercul, de rază unitară, trece prin origine iar argumentul va prezenta salturi de la  $-\frac{\pi}{2}$  la  $\frac{\pi}{2}$  pentru fiecare stare legată. Se mai poate observa că perioada de oscilație nu depinde de produsul  $|r_A r_B|$  ci numai după  $\Lambda = \frac{2\pi}{q}$ .

### Energia asociată interferenței cuantice

Vom estima variația în energie, la  $T = 0$ , a sistemului datorată interferenței cuantice în stratul separator.

Pentru conservarea numărului total de electroni vom lucra în ansamblul macrocanonic. Potențialul macrocanonic se scrie:

$$\Phi = -k_B T \int_{-\infty}^{\infty} \ln \left( 1 + e^{\frac{\mu - \epsilon}{k_B T}} \right) n(\epsilon) d\epsilon \quad (2.14)$$

La  $T = 0$  ecuația se reduce la:

$$\Phi = \int_{-\infty}^{\epsilon_F} (\epsilon - \epsilon_F) n(\epsilon) d\epsilon \quad (2.15)$$

Integrând prin părți vom avea:

$$\Phi = - \int_{-\infty}^{\epsilon_F} N(\epsilon) d\epsilon \quad (2.16)$$

Astfel variația în energie datorită interferenței cuantice va fi:

$$\Delta E = \frac{2}{\pi} \text{Im} \int_{-\infty}^{\epsilon_F} \ln \left( 1 - r_A r_B e^{iqD} \right) d\epsilon \quad (2.17)$$

În cazul unor coeficienți de reflexie mici avem:

$$\Delta E \approx -\frac{2}{\pi} \text{Im} \int_{-\infty}^{\epsilon_F} r_A r_B e^{iqD} d\epsilon \quad (2.18)$$

### Generalizarea pentru un sistem 3D

Generalizarea discuției precedente pentru un sistem 3D este evidentă. Deoarece potențialul depinde numai de coordonata perpendiculară pe straturi, sistemul este invariant la translații pe o direcție paralelă cu straturile. Deci pentru fiecare componentă, a vectorului de undă,  $\mathbf{k}_{\parallel}$  avem o problemă unidimensională ca cea tratată mai sus. Astfel efectul interferenței în stratul separator este obținut sumând peste toți vectorii  $\mathbf{k}_{\parallel}$ . Variația numărului de stări energetice va fi:

$$\Delta N(\epsilon) = -\frac{1}{2\pi^3} \text{Im} \int d^2\mathbf{k}_{\parallel} \ln(1 - r_A r_B e^{iq_{\perp} D}) \quad (2.19)$$

unde:

$$q_{\perp} = k_{\perp}^+ - k_{\perp}^-$$

iar variația energiei:

$$\Delta E = \frac{1}{2\pi^3} \text{Im} \int d^2\mathbf{k}_{\parallel} \int_{\infty}^{\epsilon_F} \ln(1 - r_A r_B e^{iq_{\perp} D}) d\epsilon \quad (2.20)$$

în cazul unor coeficienți de reflexie mici ecuația devine:

$$\Delta E \approx -\frac{1}{2\pi^3} \text{Im} \int d^2\mathbf{k}_{\parallel} \int_{\infty}^{\epsilon_F} r_A r_B e^{iq_{\perp} D} d\epsilon \quad (2.21)$$

### Coeficienții de reflexie la interfața paramagnet-feromagnet

Tratarea de până acum s-a focalizat pe sisteme nemagnetice. Cel puțin calitativ ne putem aștepta la noi efecte dacă unele straturi sunt feromagnetice. În interiorul unui strat feromagnetic potențialul este dependent de spin. Din acest motiv la interfața paramagnet-feromagnet ne așteptăm să avem o barieră de potențial dependentă de spin, și implicit coeficienți de reflexie dependenți de spin  $r^{\uparrow}$  și  $r^{\downarrow}$ .

Vom defini asimetria de spin a coeficienților de reflexie astfel:

$$\Delta r = \frac{r^{\uparrow} - r^{\downarrow}}{2}$$

### Cuplajul de schimb dintre straturile feromagnetice separate de un strat paramagnetic

Să considerăm cazul a două straturi feromagnetice separate de un strat paramagnetic. Coeficienții de reflexie de fiecare parte a stratului paramagnetic sunt dependenți de spin. În funcție de orientarea magnetizării celor două straturi putem avea două configurații extreme: de tip feromagnetic (magnetizări paralele) sau de tip antiferomagnetic (magnetizări antiparalele). Pentru

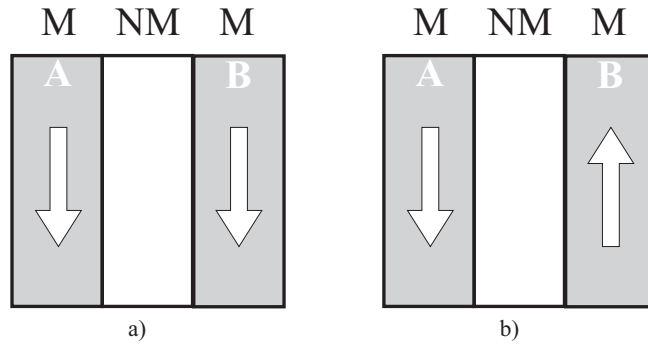


Fig. 2.6: Cele două configurații extreme a) feromagnetică și b) antiferomagnetică

cazul configurației feromagnetice, din ecuația (2.20) putem scrie:

$$\Delta E_F = \frac{1}{4\pi^3} Im \int d^2 \mathbf{k}_{\parallel} \int_{-\infty}^{\epsilon_F} d\epsilon [\ln(1 - r_A^{\uparrow} r_B^{\uparrow} e^{iq_{\perp} D}) + \ln(1 - r_A^{\downarrow} r_B^{\downarrow} e^{iq_{\perp} D})] \quad (2.22)$$

În această ecuație primul și cel de-al doilea termen corespund spinilor majoritari și minoritari.

Configurația antiferomagnetică se obține inversând magnetizarea stratului  $B$  astfel că :

$$\Delta E_{AF} = \frac{1}{4\pi^3} Im \int d^2 \mathbf{k}_{\parallel} \int_{-\infty}^{\epsilon_F} d\epsilon [\ln(1 - r_A^{\uparrow} r_B^{\downarrow} e^{iq_{\perp} D}) + \ln(1 - r_A^{\downarrow} r_B^{\uparrow} e^{iq_{\perp} D})] \quad (2.23)$$

Astfel energia cuplajului de schimb este:

$$E_F - E_{AF} = \frac{1}{4\pi^3} Im \int d^2 \mathbf{k}_{\parallel} \int_{-\infty}^{\epsilon_F} \ln \left[ \frac{(1 - r_A^{\uparrow} r_B^{\uparrow} e^{iq_{\perp} D})(1 - r_A^{\downarrow} r_B^{\downarrow} e^{iq_{\perp} D})}{(1 - r_A^{\uparrow} r_B^{\downarrow} e^{iq_{\perp} D})(1 - r_A^{\downarrow} r_B^{\uparrow} e^{iq_{\perp} D})} \right] d\epsilon \quad (2.24)$$

În cazul coeficienților de reflexie mici ecuația se reduce la:

$$E_F - E_{AF} = -\frac{1}{\pi^3} Im \int d^2 \mathbf{k}_{\parallel} \int_{-\infty}^{\epsilon_F} \Delta r_A \Delta r_B e^{iq_{\perp} D} d\epsilon \quad (2.25)$$

Din expresia de mai sus se observă că energia de cuplaj este o sumă a contribuțiilor tuturor stărilor electronice ocupate până la nivelul Fermi. Contribuția unei stări de energie  $\epsilon$  și vector de undă  $\mathbf{k}_{\parallel}$  consistă dintr-un produs de trei factori:  $\Delta r_A$ ,  $\Delta r_B$ , ce reprezintă asimetria de

spin datorată celor două straturi magnetice și factorul  $e^{iq_{\perp}D}$ , ce descrie propagarea prin stratul separator și care este responsabil de interferența cuantică. Astfel variația oscilatorie a cuplajului cu grosimea stratului separator depinde numai de natura acestuia (prin  $q_{\perp}$ ) pe când faza și tăria cuplajului sunt determinate de asimetria de spin a coeficienților de reflexie la interfața feromagnet-paramagnet.

## 2.2.2 Cuplajul de schimb în modelul electronilor liberi

Să considerăm un sistem format din două straturi feromagnetice semiinfinite ( $F_A$  și  $F_B$ ), a căror magnetizări fac un unghi relativ  $\Theta$ , separate de un strat nemagnetic (metalic sau izolator) de grosime  $D$ . Modelul este schițat în figura 2.7.

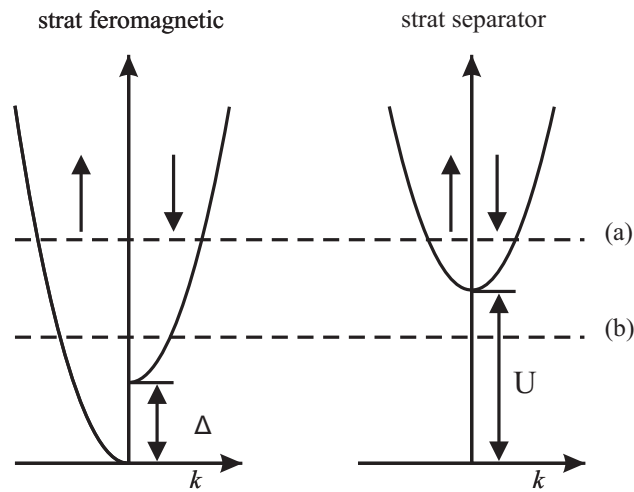


Fig. 2.7: Schema structurii  $F/NM$  în cazul modelului de electroni liberi; linia punctată reprezintă nivelul Fermi; pentru (a) avem strat separator metalic, pentru (b) strat separator izolator

Considerăm potențialul benzii majoritare, în feromagnet, egal cu 0 al benzii minoritare egal cu  $\Delta$  iar al stratului separator egal cu  $U$ . În funcție de poziția nivelului Fermi avem două cazuri corespunzând unui strat separator metalic ( $\epsilon_F > U$ ) sau unui strat separator izolator ( $\epsilon_F < U$ ).

Se poate arăta, folosind formalismul funcțiilor Green ([2],[1]), că expresia exactă energiei de cuplaj pentru un unghi arbitrar  $\Theta$  este:

$$E_{AB}(\Theta) = \frac{1}{4\pi^3} \text{Im} \int d^2\mathbf{k}_{\parallel} \int_{-\infty}^{\epsilon_F} d\epsilon \ln[1 - 2(\bar{r}_A \bar{r}_B + \Delta r_A \Delta r_B \cos\theta) e^{iq_{\perp}D} + (\bar{r}_A^2 - \Delta r_A^2)(\bar{r}_B^2 - \Delta r_B^2) e^{2iq_{\perp}D}] \quad (2.26)$$

unde:

$$\bar{r}_{A(B)} \equiv \frac{r_{A(B)}^\uparrow + r_{A(B)}^\downarrow}{2}$$

Se poate observa că dacă facem diferența dintre  $E_{AB}(0)$  și  $E_{AB}(\pi)$  obținem expresia 2.24. Expresia 2.26 se poate dezvolta după puterile lui  $\Theta$ :

$$E_{AB}(\Theta) = J_0 + J_1 \cos \Theta + J_2 \cos^2 \Theta + .. \quad (2.27)$$

În cazul a două straturi feromagnetice identice se obține pentru  $J_1$  următoarea expresie:

$$J_1 = \frac{1}{4\pi^3} \text{Im} \int d^2 \mathbf{k}_{\parallel} \int_{-\infty}^{\epsilon_F} d\epsilon \frac{2\Delta r^2 e^{iq_{\perp} D}}{1 - 2\bar{r}^2 e^{iq_{\perp} D} + (\bar{r}^2 - \Delta r^2)^2 e^{2iq_{\perp} D}} \quad (2.28)$$

Efectuând integralele pentru valori mari ale lui  $D$  (pentru detalii vezi [3],[4]) se obține:

$$J_1 = \frac{1}{4\pi^2} \frac{\hbar^2 k_F^2}{mD^2} \text{Im} (\Delta r^2 e^{2ik_F D}) \quad (2.29)$$

unde:

$$k_F = [2m(\epsilon_F - U)/\hbar^2]^{1/2}$$

pentru un strat separator metalic, și:

$$k_F = i[2m(U - \epsilon_F)/\hbar^2]^{1/2}$$

pentru un strat separator izolator.

Stările importante pentru studiul cuplajului sunt stările din apropierea nivelului Fermi. În cazul unui strat separator metalic la nivelul Fermi, avem stări propagative ceea ce duce la un caracter oscilator al cuplajului (conform ecuației 2.29). Pe când în cazul unui strat separator izolator, la nivelul Fermi, vom avea stări evanescente ceea ce conduce la o scădere exponențială a intensității cuplajului cu grosimea stratului (în concordanță cu ecuația 2.29).

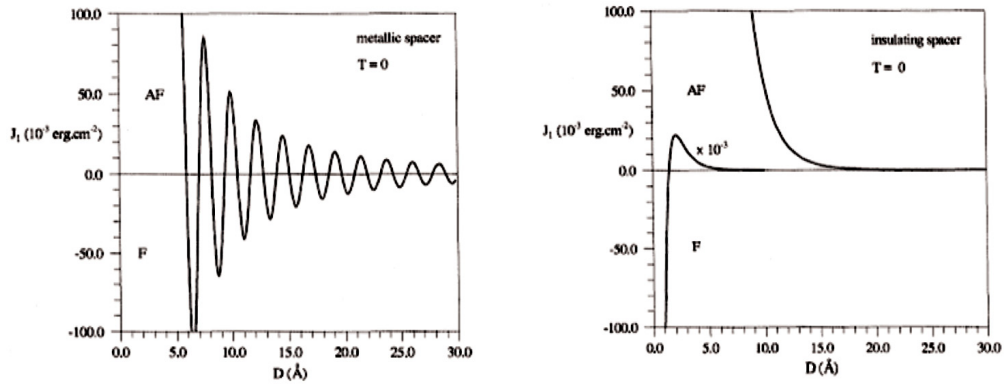


Fig. 2.8:  $J$  în funcție de grosimea stratului separator în cele două cazuri metalic și izolator

În figura 2.8 se prezintă constanta de cuplaj, calculată [1] în funcție de grosimea stratului separator în cele două cazuri: strat separator metalic, strat separator izolator.

### 2.3 Magnetorezistența gigant

Fenomenul de magnetorezistență gigant constă în dependența rezistenței electrice, a unei structuri multistrat, în funcție de orientarea relativă a magnetizărilor straturilor feromagnetice. În configurația de tip feromagnetic avem o stare cu rezistență joasă iar în configurația de tip feromagnetic avem o stare cu rezistență ridicată.

Datorită faptului că lungimea de coerență a spinului este de ordinul zecilor de nanometri (mai mare decât grosimea tipică a unei structuri multistrat) putem separa conducția, printr-o asemenea structură în două canale. Un canal pentru spinul "sus" și un canal pentru spinul "jos". Mecanismul care stă la baza efectului GMR este conductivitatea diferită a celor două canale de spin. În figura 2.9 se prezintă densitățile de stări calculate pentru Cu, Co și Fe.

Se poate observa că pentru cupru (nemagnetic) densitățile de stări la nivelul Fermi sunt aceleași pentru ambele orientări ale spinului. Datorită faptului că rezistivitatea electrică este proporțională cu densitatea de stări la nivelul Fermi putem spune că conductivitatea celor două canale de spin este aceeași. Acesta nu este cazul pentru cele două metale magnetice, fier și cobalt, pentru care avem o asimetrie puternică a densității de stări la nivelul Fermi și implicit

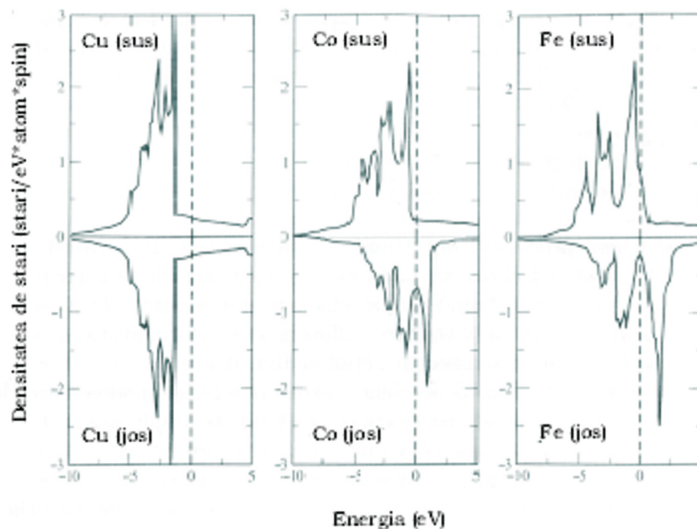


Fig. 2.9: Densitatea de stări pentru Cu, Co și Fe

conductivității diferite pentru cele două canale de spin. Pentru canalul de spin majoritar avem o conductivitate mare pe când pentru canalul de spin minoritar avem o conductivitate scăzută.

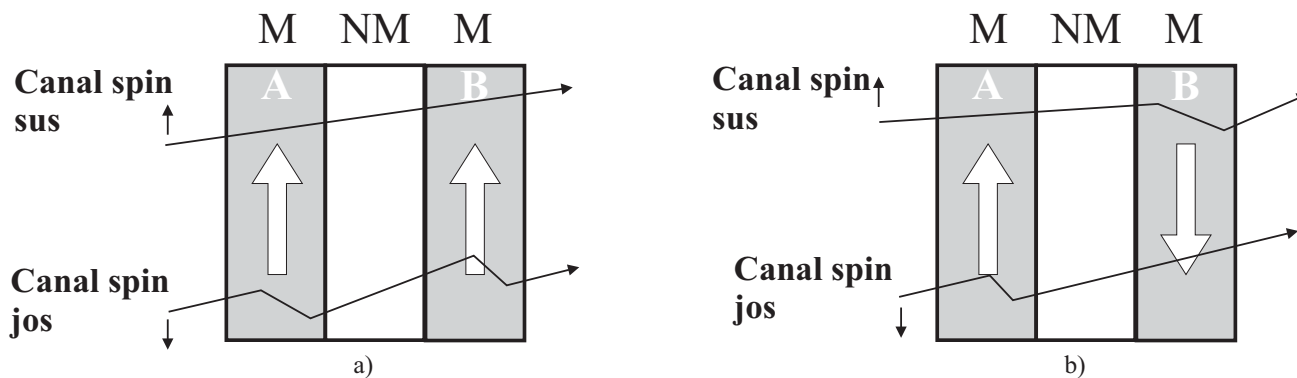


Fig. 2.10: Cele două canale de spin pentru situațiile: a) stare de tip feromagnetică b) stare de tip anti-feromagnetică

După cum se observă din figura 2.10 pentru starea de tip feromagnetic canalul cu spin sus este "scurtcircuitat", rezultând o stare cu rezistență joasă. Pentru situația de tip anti-feromagnetic ambele canale de spin suferă împrăștiere și avem o stare de rezistență înaltă.



# Capitolul 3

## Metode de elaborare și caracterizare a structurilor multistrat

### 3.1 Metode de depunere

#### 3.1.1 Evaporare în fascicul de electroni

##### Principiul de funcționare

Principiul de funcționare a unui tun cu fascicul de electroni este prezentat în figura 3.1. Filamentul

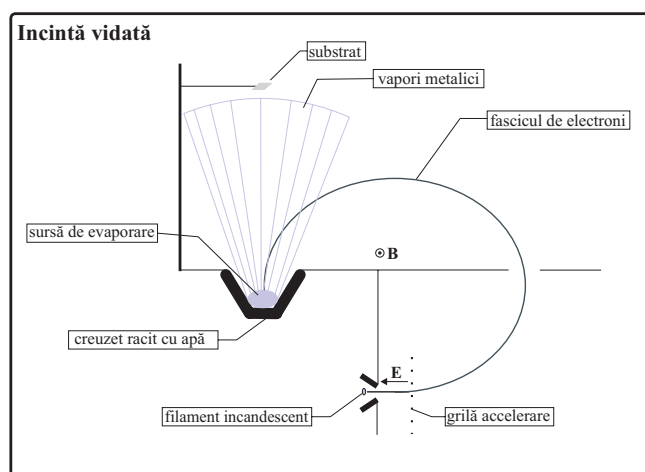


Fig. 3.1: Principiul de funcționare a unui tun cu fascicul de electroni

incandescent emite electroni prin efect termoelectronic, aceștia sunt accelerați în câmpul electric  $E$  care se găsește între filament și grila de accelerare. Electroni astfel accelerați sunt deviați

în câmpul magnetic **B** sub un unghi de  $270^\circ$  și vor ciocni sursa de evaporare (metal,oxid,etc.). În urma ciocnirilor sursa se încălzește și va începe un proces de evaporare, vaporii obținuți vor condensa pe substrat formând un film subțire.



Fig. 3.2: Tunul cu electroni TFE 2002

Tunul folosit la depunerea filmelor se află în dotarea *Laboratorului de știința materialelor* din cadrul *Universității Tehnice Cluj-Napoca* ( vezi figura 3.2). Sistemul de vidaj este alcatuit dintr-o pompă rotativă, pentru realizarea vidului preliminar, și pompă de difuzie pentru obținerea vidului înalt (de ordinul  $10^{-6} \div 10^{-7}$  torr). Tunul mai este prevăzut cu un creuzet rotativ, cu șase posturi, astfel se pot depune straturi din șase materiale diferite. Port-substratul este prevăzut cu un încălzitor putându-se realiza tratamente termice de la  $20^\circ\text{C}$  până la  $900^\circ\text{C}$ . Pentru controlul ratei de depunere și a grosimi filmului depus tunul este prevăzut cu un oscilator cu quartz *Infincon*.

### 3.1.2 Epitaxie cu jet molecular

Epitaxia prin jet molecular este cea mai modernă tehnică de depunere de filme subțiri. În cadrul acestei metode creșterea se realizează, practic, strat atomic cu strat atomic. Vidul în camera de depunere este unul ultra-înalt, ceea ce înlătură orice posibilitate de contaminare a probei de către gazele reziduale. În plus se pot folosi tehnici specifice de evaporare (celule Knudsen) și caracterizare *in-situ* (RHEED) și

Instalația de MBE este prezentată în figura 3.3. Substraturile sunt introduse în instalație, printr-un sas de admisie, cu ajutorul unui manipulator. Partea superioară și cea inferioară a instalației sunt răcite printr-un circuit de azot lichid pentru a se realiza pe aceștia condensarea gazelor reziduale. În plus substratul poate fi încălzit de la 20°C până la 1000°C, precum și răcit până la -180°C. Ca și metode de caracterizare a filmelor *in-situ* există o instalație de RHEED, principiul acestei metode va fi detaliat ulterior.

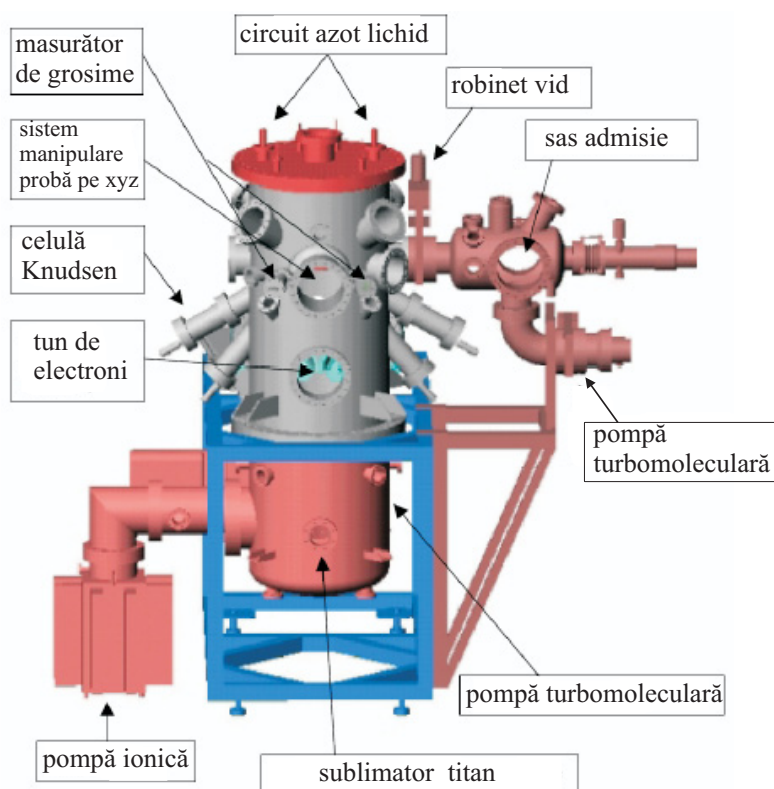
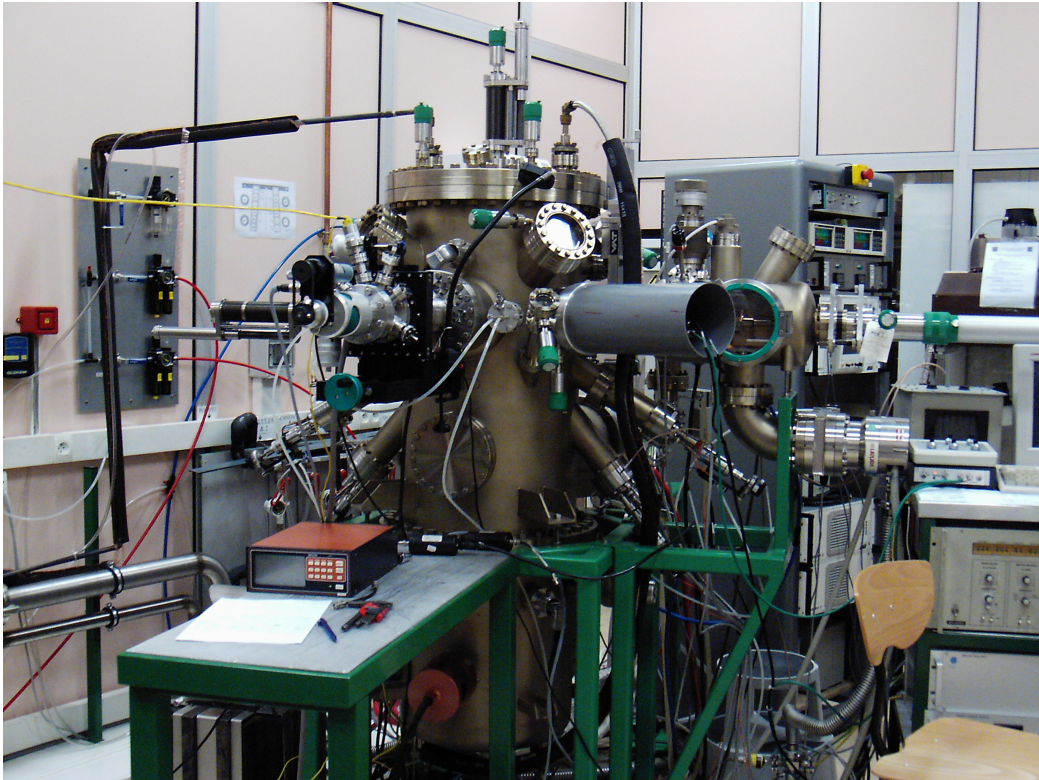


Fig. 3.3: Schema instalației de epitaxie cu jet molecular

Datorită faptului că depunerea se efectuează într-un regim de vid ultra-înalt ( $10^{-9} - 10^{10} \text{ torr}$ ), vaporii atomici au drumul liber mediu mai mare decât dimensiunile incintei, iar depunerea se efectuează în regim de curgere moleculară. Pentru a obține presiunea dorită, se folosesc diferite



*Fig. 3.4: Instalația de MBE*

metode de pompaj, pe lângă cel preliminar, enumerate mai jos:

- *Pompaj turbomolecular*
- *Pompaj ionic*
- *Pompaj cu sublimare de titan*

## 3.2 Metode de caracterizare

### 3.2.1 Caracterizare *in-situ*: RHEED

RHEED ( reflexion high energy electron diffraction) este o tehnică non-destructivă ce ne permite analiza calității suprafețelor și un control în timp real al modului de creștere a filmelor. În principiu ea constă în dirijarea unui fascicul de electroni, de energie înaltă (30-40 keV) sub un unghi mic ( $1^\circ - 3^\circ$ ), către film. Electronii suferă un fenomen de difracție iar imaginea corespunzătoare se observă pe un ecran fluorescent.

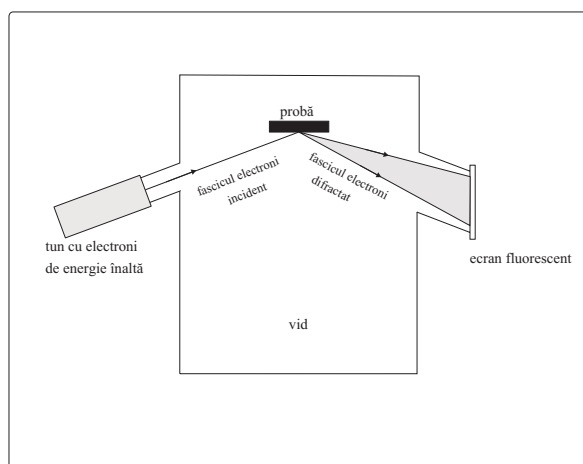


Fig. 3.5: Principiul de funcționare al unui sistem RHEED

Lungimea de undă asociată electronilor, de o asemenea energie, este de aproximativ  $0,1 \text{ \AA}$  iar penetrarea fasciculului se rezumă de la câteva plane atomice până la un singur plan, astfel informațiile pe care le obținem sunt strict despre suprafața filmului.

#### Principiul fizic

În trei dimensiuni condiția de difracție se traduce prin intersecția sferei Ewald cu noduri din rețeaua reciprocă. Bineînțeles și în două dimensiuni condiția rămâne aceeași. Pentru a înțelege fenomenul să luăm o rețea bidimensională (ca în figura 3.6) și să mărim distanța dintre o familie de plane (hkl), până la infinit. Astfel obținem un singur plan (hkl). În acest caz distanța dintre nodurile din afara planului (hkl) tinde la 0 (dacă  $d(hkl)$  tinde la infinit atunci  $q(hkl) = 2\pi/d(hkl)$  tinde la zero), și vom obține niște drepte în direcția {hkl} care trec prin nodurile rețelei bidimensionale obținute, după cum se vede în figura 3.6.

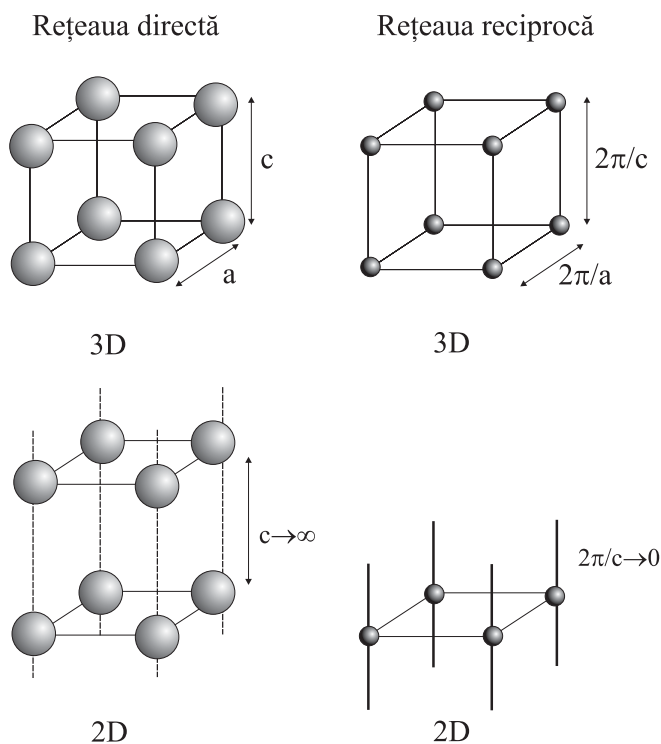


Fig. 3.6: Rețelele directă și inversă în 3D și 2D

Imaginile de difracție RHEED se obțin din intersecția sferei Ewald cu ansamblul de drepte care trec prin nodurile rețelei bidimensionale inverse. Aceste intersecții ar trebui să fie reprezentate de niște puncte. În realitate însă datorită faptului că fasciculul de electroni nu este perfect monocromatic și datorită agitației termice intersecția nu va fi formată din puncte ci din niște linii după cum se vede în figura 3.7.

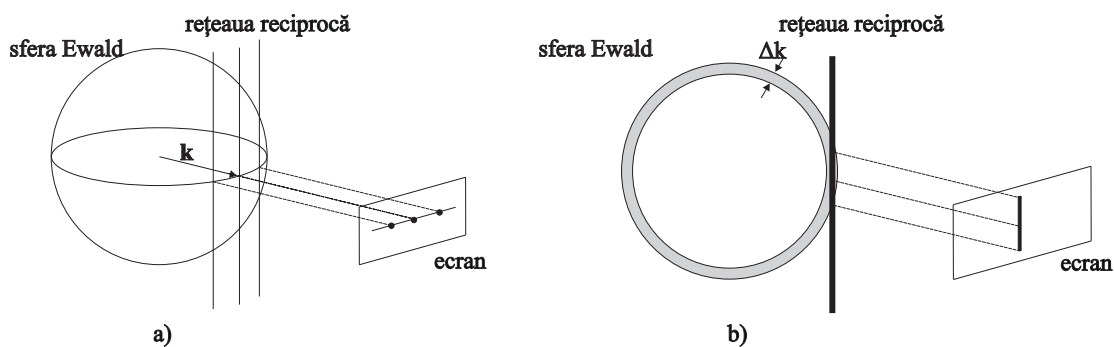


Fig. 3.7: Intersecția sferei Ewald cu noduri din rețeaua reciprocă a) caz ideal, fascicul monocromatic  $T = 0K$ ; b) caz neideal, sfera Ewald are grosimea  $\Delta k$  și din cauza agitației termice dreptele rețelei reciproce au grosime

### Distanța dintre două linii de difracție

Să presupunem că avem un fascicul de electroni ce ajunge perpendicular pe probă. Fasciculul va fi difractat sub unghi  $\alpha$  față de direcția de incidență (după cum se vede în figura 3.8).

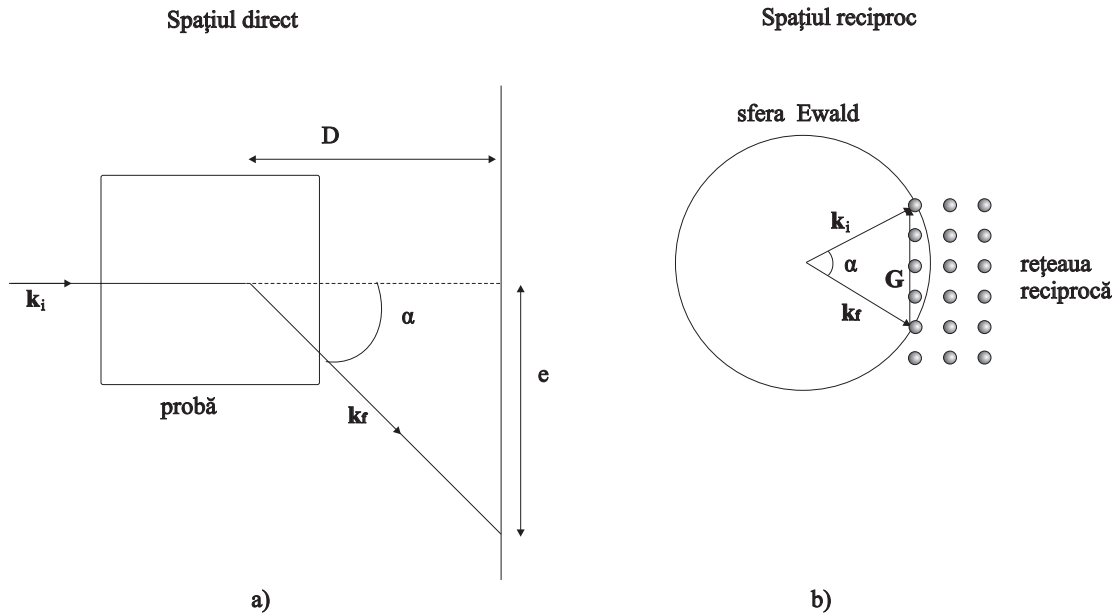


Fig. 3.8: Difrakția fasciculului RHEED

Se observă că:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{e(hkl)}{D} \quad (3.1)$$

unde  $e(hkl)$  este distanța dintre fasciculul incident și cel refractat pe planul  $(hkl)$ . În spațiul invers putem scrie:

$$\sin \frac{\alpha}{2} = \frac{|\mathbf{G}(hkl)|}{2|\mathbf{k}_i|} \quad (3.2)$$

deoarece

$$|\mathbf{G}(hkl)| = \frac{2\pi}{d(hkl)} \quad (3.3)$$

și

$$|\mathbf{k}| = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (3.4)$$

Avem

$$\sin \frac{\alpha}{2} = \frac{\lambda}{2d(hkl)} \quad (3.5)$$

iar pentru unghiuri  $\alpha$  mici:

$$\frac{e(hkl)}{\Delta} = \frac{\lambda}{d(hkl)} \quad (3.6)$$

În acest mod putem calcula  $d(hkl)$  în funcție de lungimea de undă, de distanța dintre ecran și probă și de distanța dintre centrul ecranului și imaginea fasciculului difractat.

### Oscilații RHEED

Oscilațiile RHEED se pot observa în cazul unei creșteri bidimensionale, ele constau în variația intensității fasciculului electronic difractat. Perioada oscilațiilor corespunde exact timpului necesar pentru a depune un singur plan atomic. Calitativ fenomenul se explică simplu considerând o suprafață plană pe care condensează atomii, ca în figura 3.9.

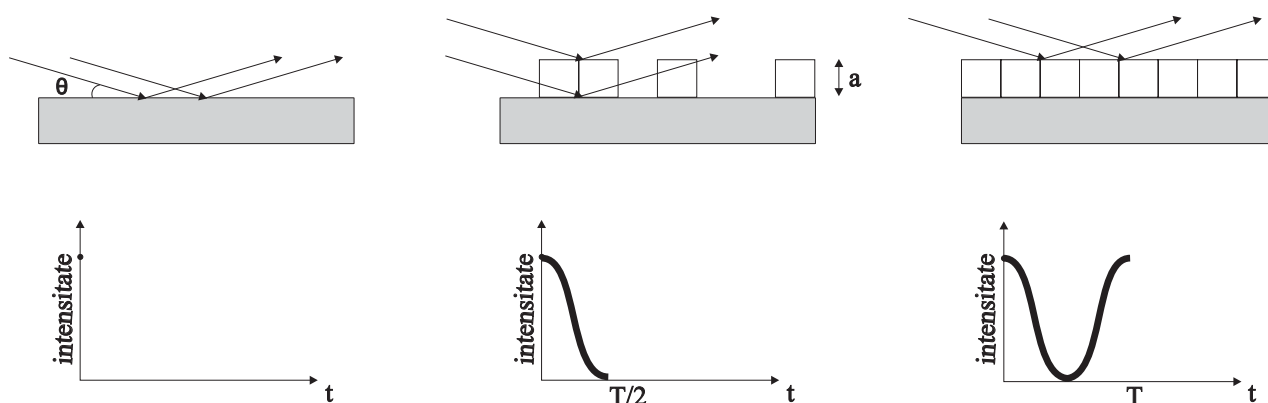


Fig. 3.9: Interpretarea oscilațiilor RHEED

La momentul  $t = 0$  condiția Bragg este îndeplinită și vom avea un maxim de intensitate. Pe măsură ce atomii condensează pe substrat aceștia vor forma insule, o parte din fascicul va fi reflectat de partea superioară a insulelor iar o parte de substrat. Aceste două vor interfera destructiv și vom avea o scădere a intensității fasciculului rezultat. Intensitatea minimă va corespunde cazului când o "jumătate" de plan este depusă. După ce s-a încheiat depunerea unui strat vom avea din nou un maxim de intensitate. Pentru o desfășurare optimă a fenomenului trebuie să ne aflăm în condiție anti-Bragg adică:

$$2a \sin \Theta = \left(n + \frac{1}{2}\right) \lambda$$

În practică condiția se obține ușor pentru un simplu reglaj al geometriei sistemului. Trebuie subliniat că prezența oscilațiilor RHEED este o dovadă în plus a creșterii strat cu strat dar absența lor nu înseamnă contrariul.



### 3.2.2 Caracterizare *ex-situ*: AFM

Microscopia de forță atomică (*AFM*) este o tehnică ce permite analiza topografiei suprafețelor. În principiu un *AFM* masoară forța de interacție dintre atomii suprafeței și vârful unui *cantilever*. Funcționarea unui *AFM* este prezentat în figura 3.10.

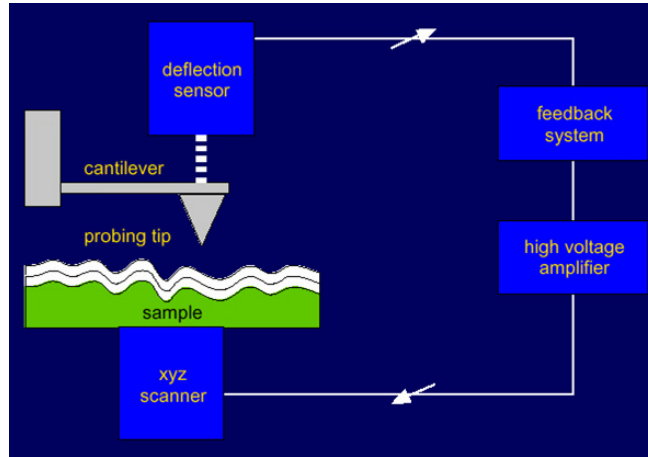


Fig. 3.10: Principiul de funcționare al unui AFM

Un *AFM* poate funcționa în două moduri: modul *non-contact* sau *tapping* și modul *contact*. În continuare ne vom limita numai la expunerea modului *contact*. În acest mod proba este plasată pe un cristal pizoelectric, ce asigură deplasarea acesteia pe cele trei direcții x,y și z, iar vârful *cantilever*-ului se aduce în contact cu suprafața probei. Datorită interacțiilor dintre atomii de la suprafață și vârful *cantilever*-ului acesta va suporta o deflexie în z ce va fi păstrată constantă, cu ajutorul unei bucle de reacție, prin deplasarea pe verticală a probei. Proba este deplasată pe x și y iar imaginea *AFM* se obține înregistrând pentru fiecare x și y deplasarea pe verticală necesară pentru a păstra deflexia constantă. În urma analizei imaginilor *AFM* se poate calcula rugozitatea medie, definită prin:

$$Ave = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N |z_n - \bar{z}| \quad (3.7)$$

precum și rugozitatea medie pătratică, dată prin:

$$Rms = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (z_n - \bar{z})^2} \quad (3.8)$$

Sistemul AFM folosit pentru analiza structurilor depuse este realizat de "Park Instruments" și se află în dotarea a *Laboratoire de Physique des Matériaux* din cadrul *Université "Henri-Poincaré"* din Nancy.

### 3.2.3 Caracterizare magnetică: VSM

#### Principiul de functionare

Magnetometrul cu probă vibrantă sau VSM ( Vibrating Sample Magnetometer ) este un dispozitiv ce permite determinarea momentului magnetic al unei probe prin măsurători de flux magnetic. Principiul de construcție și funcționare a unui VSM este prezentat în figura 3.11. Proba ce urmează a fi caracterizată este plasată, cu ajutorul unei tije verticale, în interiorul a

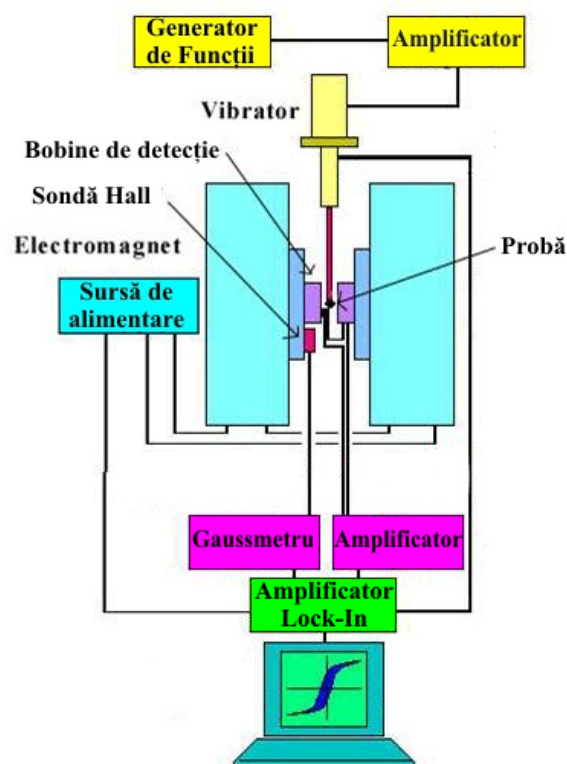


Fig. 3.11: Construcția unui VSM

două bobine de detecție și supusă unei mișcări oscilatorii cu o frecvență de câțiva zeci de Hz. Datorită mișcării de oscilație a probei vom avea o variație a fluxului magnetic prin bobinele de detecție, care va induce o tensiune la bornele bobinelor. Pentru eliminarea zgomotelor cele două bobine de detecție sunt legate în serie și bobinate în sensuri opuse. Sistemul probă-bobine de detecție este plasat în câmpul magnetic constant creat între polii unui electromagnet. Tensiunea alternativă ce se induce în probă este măsurată cu ajutorul unui amplificator *lock-in* ce amplifică semnale corespunzând unor frecvențe bine precizate date drept referință (de exemplu

frecvența de vibrație a probei), practic eliminând celelalte frecvențe. Tensiunea astfel culeasă de pe bornele bobinelor de detecție va fi proporțională cu magnetizarea probei.

Magnetometrul folosit pentru caracterizarea structurilor, realizate în cadrul acestei lucrări, este produs de firma *Lake Shore* și se află în dotarea *Laboratorului de Fizica Materialelor* din cadrul *Universității "Henri-Poincaré" Nancy*. Electromagnetul poate produce un câmp magnetic constant de până la  $2 \text{ Tesla}$  iar sensibilitatea instalației este de ordinul  $10^{-5} \div 10^{-6} \text{ emu}$ , măsurătorile putându-se realiza atât la temperatura camerei cât și la temperaturi joase.

### 3.2.4 Caracterizare din punct de vedere al rezistenței electrice

În continuare se descrie instalația de măsurare a rezistenței în câmp magnetic. Pentru măsurarea efectivă a rezistenței electrice se folosesc o sursă de curent (Keithley 6221) și un nanovoltmetru (Keithley 2182a). Ambele sunt interfațabile prin intermediul unui port GPIB cu calculatorul. Pentru partea de măsurare a câmpului magnetic aplicat, se folosește o sondă Hall. Căderea de

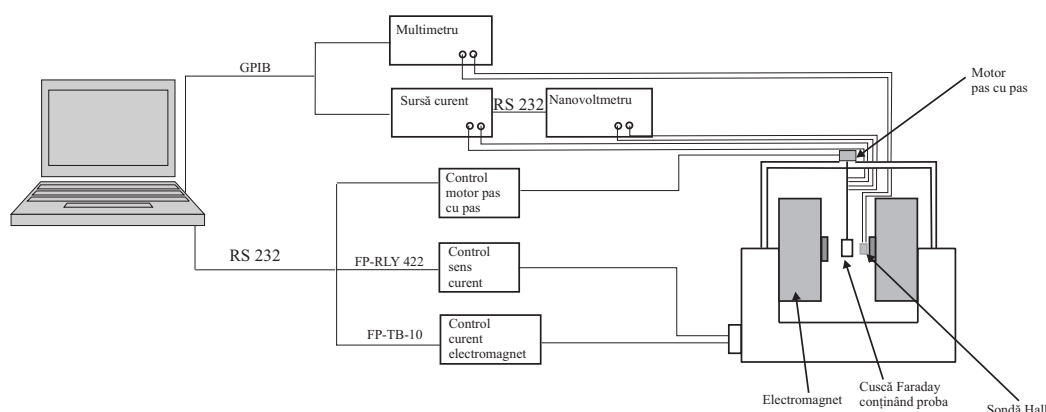


Fig. 3.12: Schema instalației de măsurare a rezistenței în câmp magnetic

tensiune, pe sondă, se măsoară cu un multimetru (Keithley 2000) care este interfațabil. Controlul câmpului magnetic se realizează prin controlul curentului prin electromagnet. Calculatorul dispune de o placă FieldPoint cu o ieșire de tensiune între 0-10 V, care comandă un element de execuție, care la rândul lui comandă curentul prin electromagneți, alimentați de la o baterie de acumulatori. Sensul curentului este comandat de două relee de putere, controlate de două relee de putere mai mică aflate tot pe placa FieldPoint. Programul care controlează toată aparatura descrisă mai sus a fost dezvoltat în mediul LabVIEW. Cu ajutorul programului se pot descrie segmentele de câmp pe care să se efectueze măsurătorile, se pot seta aparatele de măsură, are de asemenea o opțiune de salvare a datelor într-un fișier, precum și o parte de reprezentare grafică

a rezultatelor, în timp real. În plus sistemul dispune de un motor pas cu pas, interfațat, cu ajutorul căruia proba se poate roti pentru a efectua măsurători în funcție de unghiul relativ dintre magnetizările diferitelor straturi magnetice. În figura 3.13 se prezintă instalația de măsurat



Fig. 3.13: Instalația de măsurat rezistențe în câmp magnetic

rezistivității în câmp magnetic. Instalația se află în dotarea Laboratorului de Știința Materialelor din cadrul Universității Tehnice Cluj-Napoca. Realizarea și automatizarea instalației este o parte integrantă a pregătirii acestei lucrări. Măsurarea efectivă a rezistenței se face prin metoda celor patru puncte. Metoda se folosește pentru eliminarea, prin calcul, a tensiunilor de contact. Pentru aceasta se injectează curentul  $I$  într-un anumit sens și se citește tensiunea  $U^+$ . Se schimbă sensul curentului și se citește noua tensiune  $U^-$ . Rezistența probei va fi dată de

formula:

$$R = \frac{U^+ - U^-}{2I} \quad (3.9)$$

Datorită faptului că tensiunile de contact sunt fenomene pare acestea nu își schimbă semnul la schimbarea sensului curentului prin probă, ele se vor reduce în momentul efectuării scăderii  $U^+ - U^-$ .

# Capitolul 4

## Rezultate si discutii

### 4.1 Probe crescute prin MBE

Prin MBE s-au crescut două feluri de probe pe care s-au studiat cele două tipuri de cuplaj: prin intermediul stratului separator metalic și prin intermediul stratului separator izolator.

#### 4.1.1 Elaborarea și caracterizarea structurii de tipul Co/Ru/Co

##### Elaborarea și caracterizarea *in-situ*

Pentru punerea în evidență a cuplajului prin intermediul unui strat separator metalic s-a realizat următorul tip de structură:  $MgO/Cr(2nm)/Pd(\approx 30nm)/Co(5nm)/Ru(0.8nm)/Co(3nm)/Au(4.5nm)/Fe(5nm)/Pd(5nm)$ . Schematic structura este prezentată în figura 4.1

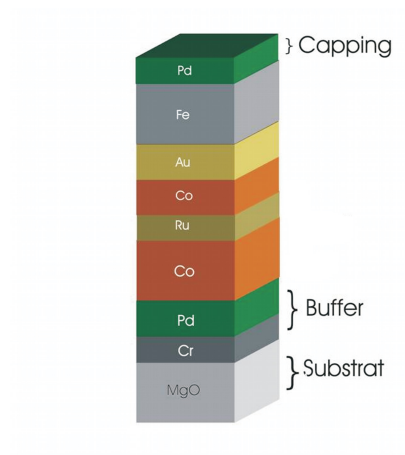
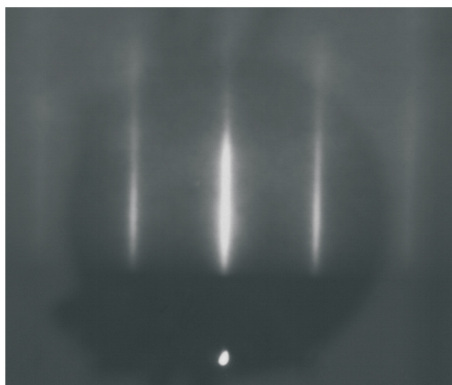


Fig. 4.1: Reprezentarea schematică a structurii  $MgO/Cr/Pd/Co/Ru/Co/Pd$

Pe substratul de MgO s-a depus un strat de Cr cu grosimea de 2 nm și un strat de Pd cu grosimea de aproximativ 30 nm. Aceste două straturi îndeplinesc rolul de buffer. Primul strat de Cr s-a depus pentru că acesta aderă foarte bine pe substratul de MgO, în plus mismatch-ul reticular dintre MgO și Pd este relativ important iar Cr asigură adaptarea acestuia. Paladiul s-a depus pentru a realiza creșterea epitaxială a cobaltului. După depunerea paladiului s-a efectuat un tratament termic, la 450 °C timp de 30 de minute, pentru a asigura planeitatea suprafeței. Imaginile RHEED obținute după tratament ne confirmă acest lucru (vezi figura 4.2). Deoarece imaginea RHEED este formată din linii "fine" și alungite putem trage concluzia că



*Fig. 4.2: Imaginile RHEED obținute pentru Pd după tratamentul termic*

am avut creștere bidimensională iar calitatea cristalină este bună. În continuare s-a crescut Co de grosime 5 nm, temperatura substratului fiind de 95 °C. Procesul de creștere a fost urmărit cu ajutorul oscilațiilor RHEED (vezi figura 4.3 a) prezența acestora a confirmat că am avut o creștere bidimensională. Imaginea RHEED (vezi figura 4.3 b) obținută după încheierea depunerii cobaltului confirmă creșterea epitaxială. Faptul că liniile RHEED sunt puțin "îngroșate" și imaginea este difuză ne indică o creștere a rugozității suprafeței după depunerea cobaltului. În continuare s-a depus ruteniu cu grosimea de 0,8 nm și cobalt cu grosimea de 3 nm. Grosimea ruteniului a fost în așa fel aleasă încât să se obțină un cuplaj de tip antiferomagnetic între cele două straturi de cobalt prin intermediul acestuia. Apoi s-a depus aur de grosime 4,5 nm și fier de grosime 5 nm. Grosimea aurului este suficient de ridicată pentru a înlătura posibilitatea obținerii unui cuplaj între ultimul strat de cobalt și stratul de fier. Motivul depunerii acestor ultime două straturi de aur respectiv fier este acela de a obține un semnal GMR între structura cuplată (Co/Ru/Co) și stratul de fier. Ultimul strat depus a fost cel de paladiu de grosime 5 nm,

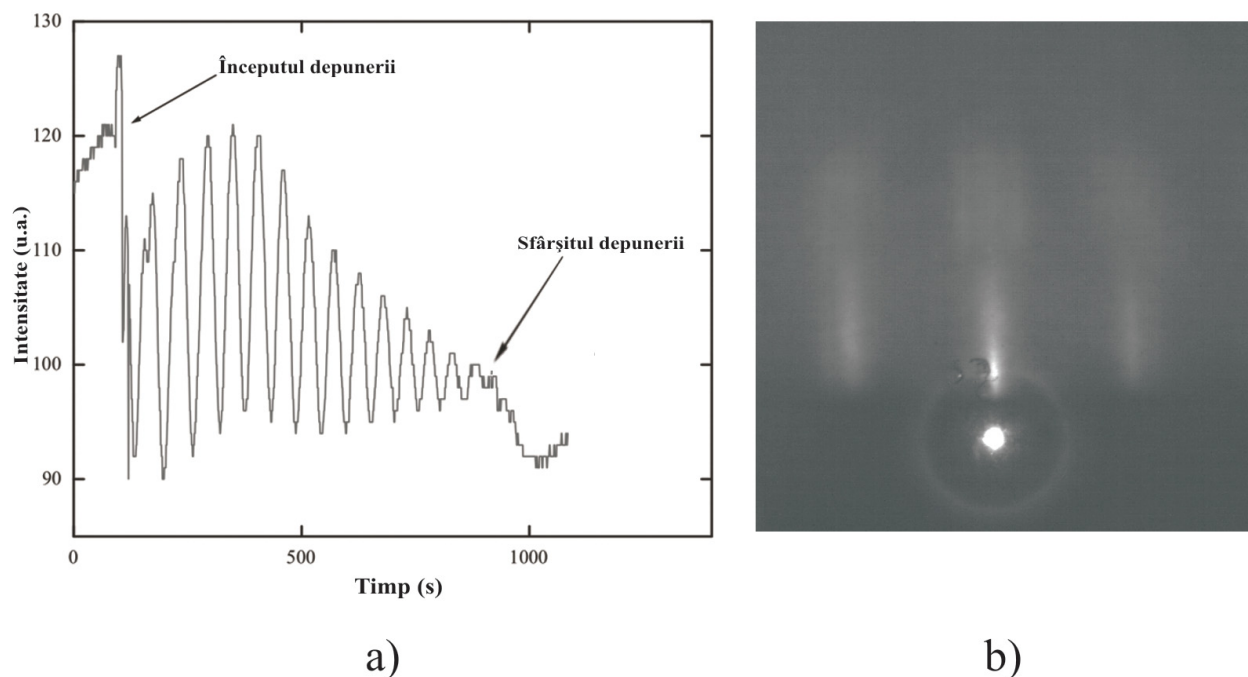


Fig. 4.3: a) oscilațiile RHEED obținute la depunerea cobaltului pe paladiu b) imaginea RHEED inregistrată după încheierea depunerii cobaltului

acest strat are rolul de strat de protecție. Trebuie precizat faptul că în timpul creșterii filmului presiunea în camera de depunere a fost de aproximativ  $10^{-9}$  torr iar la depunerea structurii tampon substratul a fost pus în mișcare de rotație pentru a asigura uniformitatea depunerii.

### Caracterizarea *ex-situ*

Pentru controlul calității suprafeței filmului depus s-au realizat analize AFM. Aceste analize s-au efectuat după încheierea depunerii *ex-situ*.

În figura 4.4 a) se prezintă o imagine AFM, 3D a topografiei suprafeței filmului, iar în figura 4.4 b) se prezintă analiza suprafeței respective. Se poate observa, din figură, că pentru cele două linii avem o rugozitate medie sub 1,5 angstrom iar distanța medie *peak-valey* se situează în jurul valori de 5-5,5 angstrom. Astfel putem spune că avem o calitate a suprafeței mai mult decât bună, și implicit a structurii depuse.



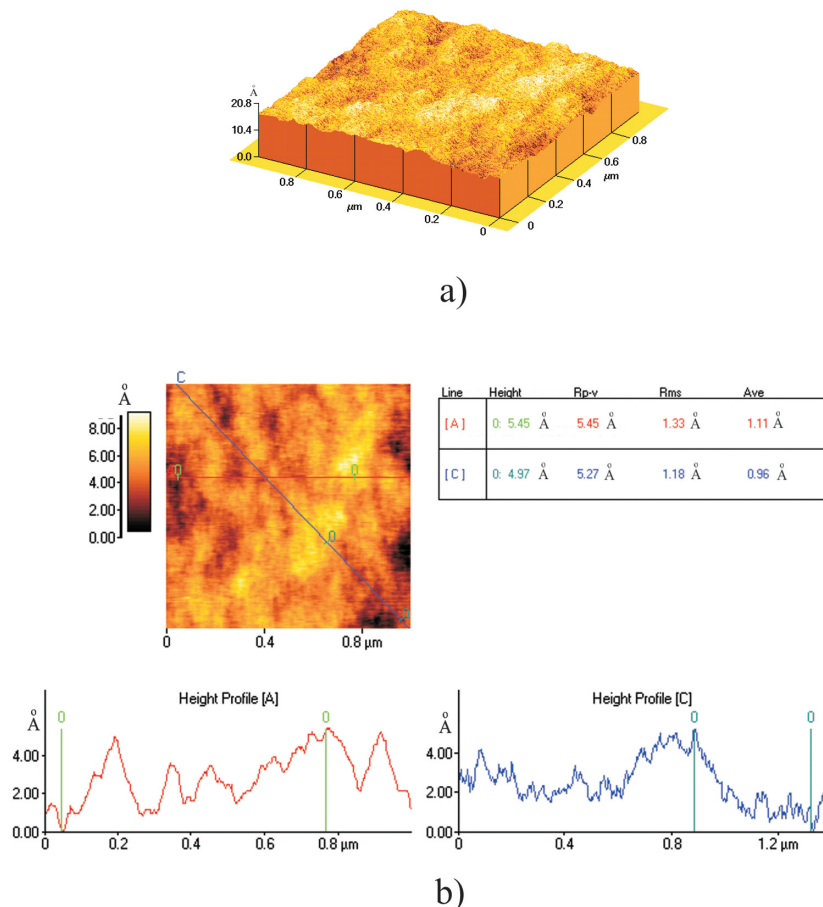


Fig. 4.4: Topografia suprafeței structurii depuse a) rezultatele analizei AFM b)

În continuare prezentăm ciclurile de magnetizare obținute pentru proba depusă. În figura 4.5 cu săgeată roșie s-a schițat magnetizarea stratului superior de fier, iar cu săgeți negre magnetizările celor două straturi de cobalt, cu săgeată mai lungă a stratului cu grosimea de 5 nm respectiv cu săgeată mai scurtă magnetizarea stratului cu grosimea de 3 nm. Ne referim numai la ciclul major. Saturând proba la un câmp de 15 kOe magnetizările celor trei straturi se aliniază paralel cu câmpul aplicat (1). Pe măsură ce scădem valoarea câmpului magnetic cuplajul, de tip antiferomagnetic existent între cele două straturi de cobalt, începe să-și facă simțită prezența și magnetizarea stratului de cobalt, cu grosimea inferioară, va începe să se rotească (2). Rotirea va continua până când magnetizările celor două straturi de cobalt vor fi antiparalele (3). Trecând în câmp negativ magnetizarea stratului de fier, precum și magnetizările ansamblului cuplat se vor inversa (4). Crescând în continuare câmpul (în sens negativ) cuplajul începe să se rupă (5),

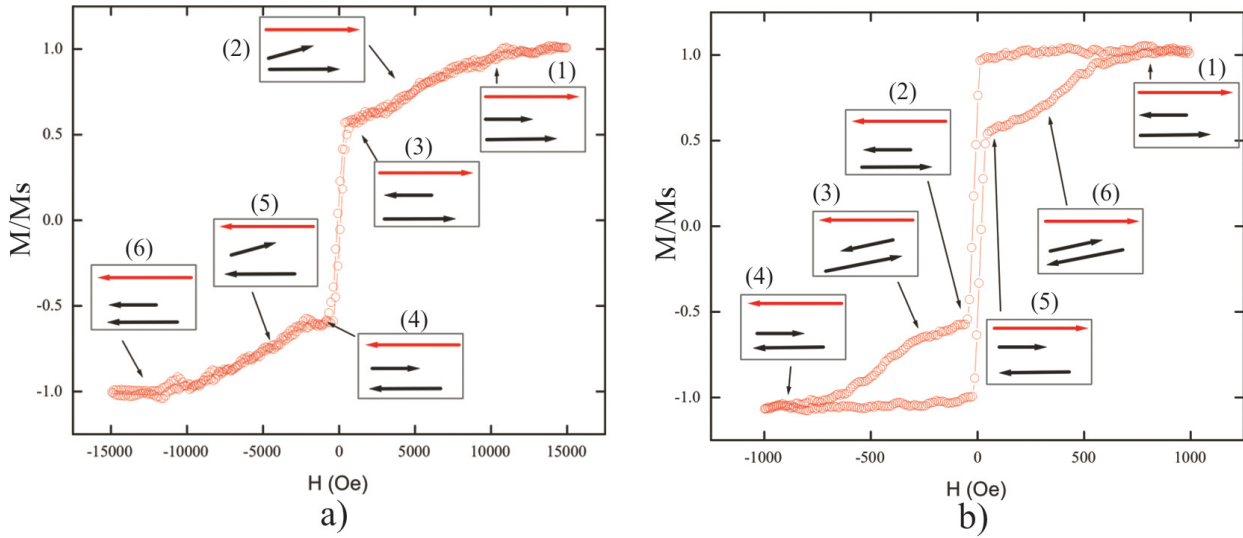


Fig. 4.5: Ciclurile de magnetizare obținute a) ciclul major b) ciclul minor

ajungând din nou la saturație cele trei magnetizări se vor alinia paralel cu câmpul(6). Fenomenul se produce exact la fel și la revenirea din câmp negativ în câmp pozitiv.

Putem evalua constanta de cuplaj folosind ecuația A-20:

$$H_S = -\frac{J}{M_S} \left( \frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2} \right) \quad (4.1)$$

unde  $H_S = 11000Oe$  este câmpul de saturație,  $M_S = 1430emu/cm^3$  pentru cobalt,  $t_1$  și  $t_2$  sunt  $5 \cdot 10^{-7}cm$  respectiv  $3 \cdot 10^{-7}cm$  fiind grosimile celor două straturi de cobalt. Obținem:

$$J = -2.9erg/cm^2$$

Ne referim la figura 4.5 b) care prezintă un ciclu de magnetizare minor între  $\pm 1000Oe$ . La valoarea câmpului de  $1000Oe$  energia Zeeman nu este suficientă pentru a învinge cuplajul de tip antiferomagnetic existent între cele două straturi de cobalt și acestea vor avea magnetizările antiparalele. Scăzând valoarea câmpului de la  $1000Oe$  se va păstra situația (1) până când vom trece în câmp negativ. Crescând câmpul (în sens negativ) magnetizarea fierului se va inversa prima în jurul valorii de  $-25Oe$  și vom avea situația (2). Crescând în continuare câmpul energia Zeeman nu va fi capabilă să rupă cuplajul însă va reuși să rotească întreg ansamblul cuplat (3) pentru a ajunge într-o stare mai favorabilă energetic în care magnetizarea stratului de cobalt, cu grosime mai mare, este paralelă cu câmpul (4).

Zona de câmp în care energia Zeeman nu este suficientă pentru a rupe cuplajul se numește platou antiferomagnetic. Putem defini câmpul de platou ca și câmpul maxim pentru care nu se rupe cuplajul. Acest câmp se poate calcula folosind relația A-21:

$$H_P = -\frac{J}{M_S} \left( \frac{1}{t_1} - \frac{1}{t_2} \right) \quad (4.2)$$

obținem:

$$H_P = 2700Oe$$

valoare foarte apropiată de cea măsurată direct din curba M(H)(vezi figura 4.6)

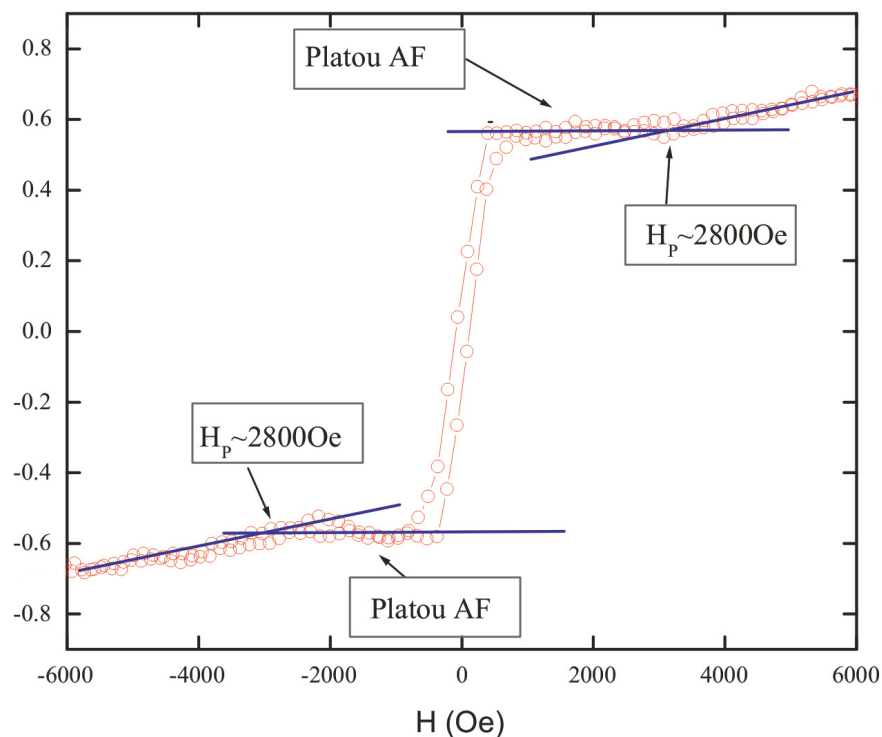


Fig. 4.6: Determinarea câmpului de platou antiferomagnetic

### Proprietăți magnetice microscopice ale ansamblului cuplat Co/Ru/Co

În continuare vom discuta mai în detaliu procesul de inversare a magnetizării sistemului cuplat Co/Ru/Co. Reducem câmpul magnetic aplicat (vezi figura 4.5 b) ) de la o valoare de 1000Oe (ce corespunde platoului antiferomagnetic), la zero apoi trecem în câmp negativ. Magnetizarea stratului de fier se va roti brusc în jurul valorii de -25Oe (situația (1)). Crescând câmpul (în

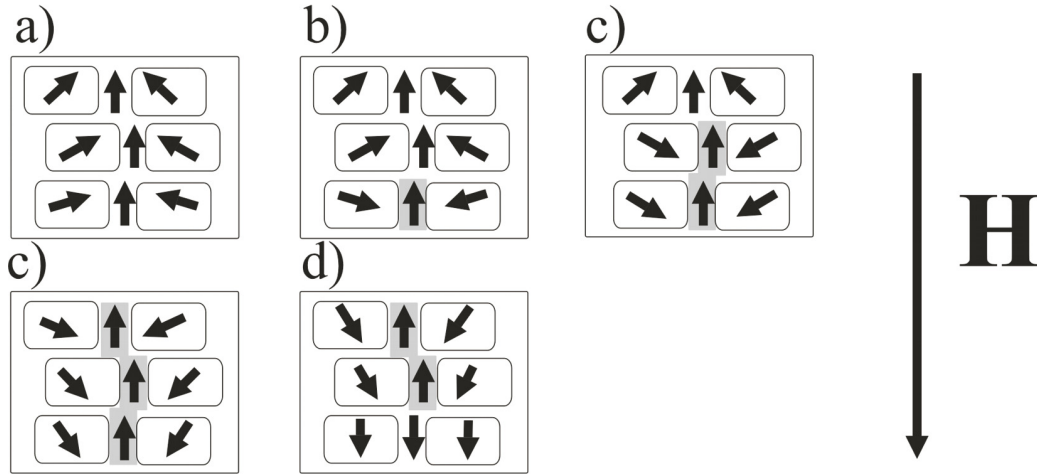


Fig. 4.7: Formarea pereților la  $360^\circ$

sens negativ) magnetizările domeniilor, din stratul magnetic gros, încep să se rotească într-un sens sau în sens invers (fig.4.7 a)). Prin faptul că magnetizările domeniilor se rotesc într-un sens și în sens opus se creează o zonă compensată care dă posibilitatea formării pereților Néel la  $180^\circ$  (zona gri din figura 4.7 b)). Crescând în continuare câmpul se creează un al doilea perete Néel (figura 4.7 c)). Deoarece pe toată grosimea peretelui magnetizarea se rotește continuu cu  $360^\circ$  putem spune că zona gri din figura 4.7 d) formează un perete Néel la  $360^\circ$ . Magnetizarea în centrul peretelui rămâne antiparalelă cu câmpul aplicat, de aceea peretele este instabil energetic și la câmpuri mai mari segmente din perete pot să dispară (4.7 e)). Trebuie să ținem cont de faptul că structura de domenii din stratul magnetic gros este oglindită (antiparalel) în stratul magnetic subțire datorită cuplajului de schimb de tip antiferomagnetic. În stratul magnetic gros centrele pereților au magnetizările antiparalele cu câmpul exterior și sunt instabili energetic. Pereții sunt oglindiți (antiparalel) în stratul magnetic subțire datorită cuplajului de tip antiferomagnetic, de aceea centrul lor va avea magnetizarea paralelă cu câmpul deci vor fi stabili în câmpul exterior. Acest fapt duce la creșterea stabilității pereților, la  $360^\circ$  în câmpul exterior. Totuși la un câmp suficient de mare pereții din stratul gros, vor dispărea, iar pereții din stratul subțire, care sunt stabili în câmp exterior, vor rezista la câmpuri mult mai mari până aproape la sfârșitul platoului antiferomagnetic. Pentru a argumenta cele spuse mai sus

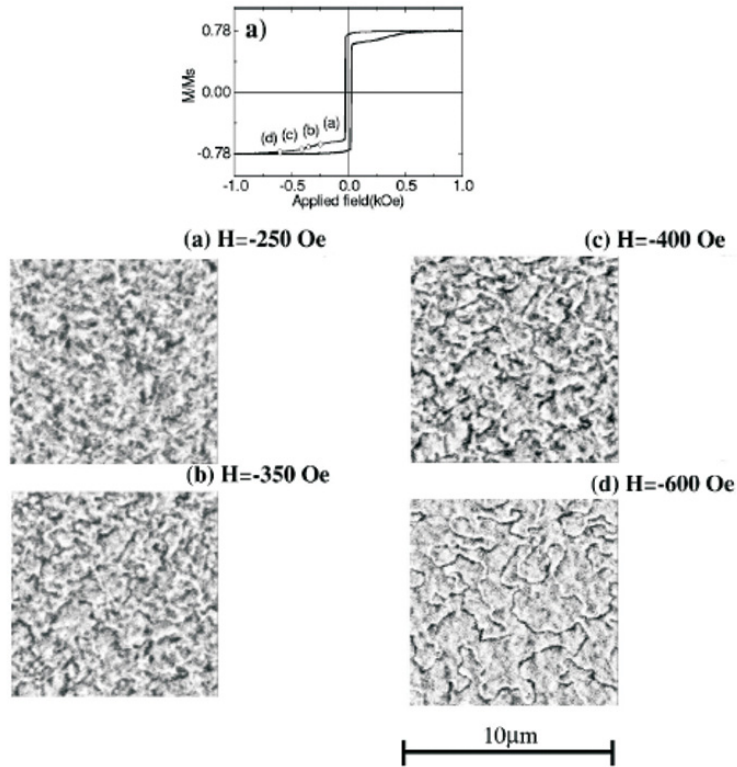


Fig. 4.8: Imagini MFM înregistrate pe o structură de tipul  $Co(1.8nm)/Ru(0.8nm)/Co(3nm)$  (prin amabilitatea lui C. Tiuşan)

prezentăm imaginile MFM [5] înregistrate pe o structură  $Co(1.8nm)/Ru(0.8nm)/Co(3nm)$ , care confirmă prezența și dezvoltarea perețiilor la  $360^\circ$ . După cum se poate observa din figură (4.8 c), d))pereții continuă să existe și la câmpuri la care magnetizările domeniilor adiacente sunt complet aliniate cu câmpul.

#### 4.1.2 Cuplaj prin efect tunel

Pentru punerea în evidență a cuplajului prin efect tunel s-a realizat următoarea structură:

$MgO/Fe(30nm)/MgO(0,6nm)/Fe(5nm)/Au(4,5nm)/Fe(5nm)/MgO(10nm)$

Structura s-a crescut pe un substrat monocristalin de  $MgO(100)$ . Oxidul de magneziu este un cristal ionic cu structura cfc  $a = 4.21\text{Å}$  și baza formată din un atom de  $Mg(000)$  și un atom de  $O(\frac{1}{2}00)$ . Fierul(cvc) crește pe  $MgO$  cu axa  $[110]$  paralelă cu axa  $[100]$  a oxidului de magneziu după cum se arată în figura 4.9

Crescând în modul expus mismatch-ul reticular dintre Fe și  $MgO$  va fi  $(a_{Mg} - \sqrt{2}a_{Fe})=0.18\text{Å}$

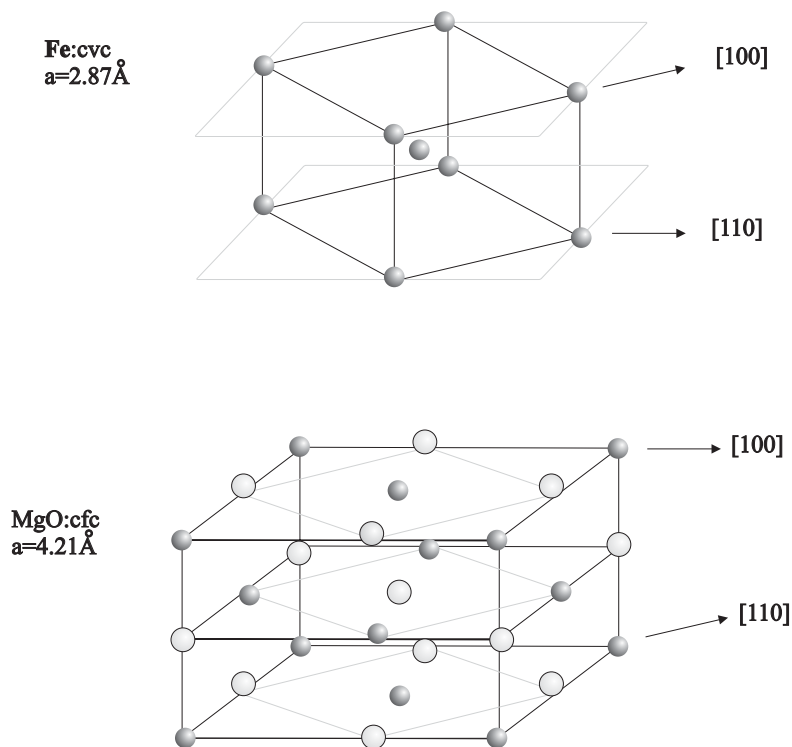


Fig. 4.9: Epitaxia fierului pe MgO

ce reprezintă o valoare neglijabilă.

Primul strat de fier depus a avut grosimea de 30nm, el îndeplinind și rolul de buffer. După încheierea depunerii s-a efectuat un tratament termic la  $450^{\circ}\text{C}$  timp de 30 de minute pentru a asigura planeitatea suprafeței. Următorul strat crescut a fost cel de MgO cu grosimea de 0.6nm, strat prin intermediul căruia s-a asigurat cuplajul prin efect tunel. A urmat apoi stratul de Fe cu grosime de 5nm. Peste acesta s-a depus un strat de Au(4,5nm) și un strat de Fe(5nm). Ultimul strat de fier s-a depus pentru a putea obține un semnal GMR între structura cuplată (Fe/Mgo/Fe) și acesta. În figura 4.10 se prezintă rezultatele măsurătorilor de magnetizare și transport. Ne referim la figura 4.10 a). La un câmp de 1000Oe toate cele trei straturi au magnetizările paralele cu câmpul(1). Scăzând câmpul aplicat ajungem în regiunea platoului antiferomagnetic(2) în care primul strat de fier și al doilea au magnetizările antiparalele. Trecând în câmp negativ ajungem în situația (3) în care stratul liber de fier are magnetizarea paralelă cu câmpul și ansamblul cuplat s-a inversat. Mărind valoarea câmpului negativ ajungem în situația (4) în care ansamblul este saturat. Măsurătorile magnetice s-au efectuat de-a lungul unei axe de ușoară magnetizare. Se mai poate observa din figură și prezența platoului P. Acesta corespunde situației în care câmpul aplicat este mai mic decât câmpul de saturație dar mai mare decât

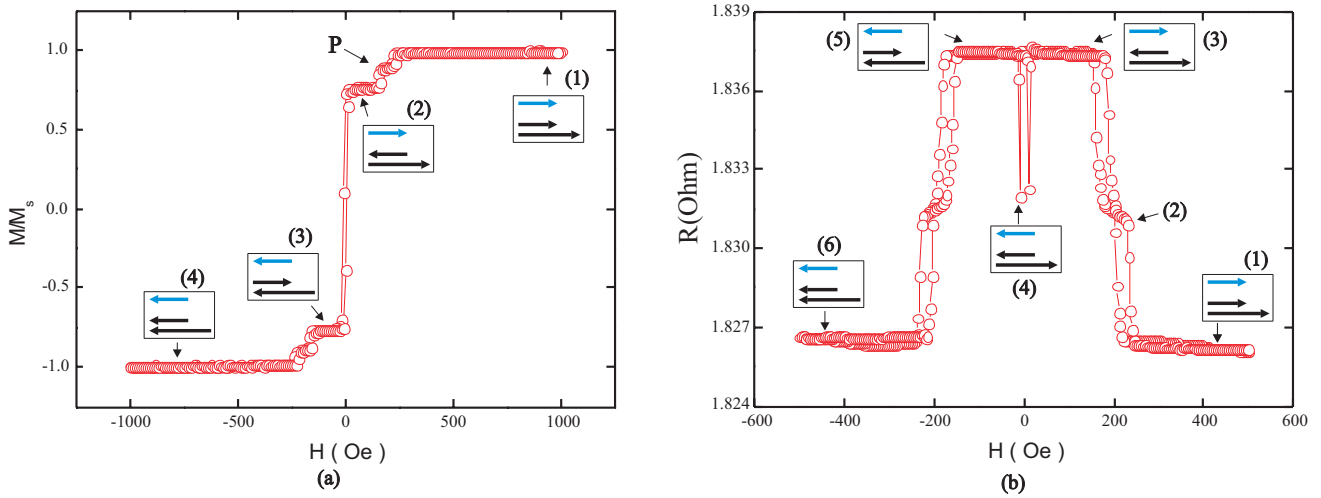


Fig. 4.10: Rezultatele măsurătorilor de magnetizare și transport

câmpul de platou antiferomagnetic. În această zonă de câmp culajul începe să-și facă simțită prezența și magnetizarea stratului subțire de fier se rotește brusc pentru a ajunge să se alinieze cu o axă de ușoară magnetizare. Totuși cuplajul nu este suficient pentru a învinge energia Zeeman, și magnetizarea stratului subțire rămâne "agățată" de axa de ușoară magnetizare. Unghiul relativ dintre cele două magnetizări ale celor două straturi cuplate situându-se în jurul valorii de  $90^\circ$ . Când câmpul exterior este suficient de scăzut cuplajul va roti brusc magnetizările celor două straturi ajungându-se în situația (2). Ne referim la figura 4.10 b) unde se prezintă rezultatele măsurătorilor de transport. La câmpuri mai mari de 200Oe magnetizările celor trei straturi feromagnetice sunt paralele și ne aflăm într-o stare de rezistență joasă(1). Prezența "umărului"(2) corespunde platoului P din ciclul de magnetizare. Starea (3) corespunde platoului antiferomagnetic în care magnetizările celor două straturi cuplate sunt antiparalele. Starea (4) este corespunzătoare situației în care stratul "liber" de fier este aliniat câmpului magnetic negativ iar alinierea ansamblului cuplat nu s-a produs. Situația (5) corespunde momentului când stratul liber și ansamblul cuplat sunt alinate câmpului. Crescând în continuare câmpul (6) ajungem la saturație unde cuplajul antiferomagnetic este rupt și toate cele trei straturi au magnetizările alinate paralel.

## 4.2 Probe crescute prin evaporare în fascicul de electroni

### 4.2.1 Variația constantei de cuplaj cu grosimea stratului separator

#### Elaborarea probelor

Probele depuse pentru caracterizarea cuplajului în funcție de grosimea stratului separator au următoarea structură reprezentată în figura 4.11: Pe substratul de siliciu s-a depus un strat

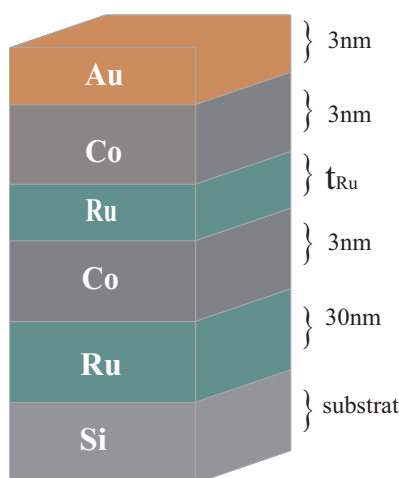


Fig. 4.11: Structura probelor depuse pentru caracterizarea cuplajului în funcție de grosimea stratului separator

de ruteniu de grosimea de 30nm care îndeplinește rolul de buffer. Pentru a asigura planeitatea suprafeței și o rugozitate scăzută s-a efectuat un tratament termic la  $450^{\circ}\text{C}$  timp de 30 de minute. În continuare s-a scăzut temperatura substratului la  $90^{\circ}\text{C}$  și s-au depus următoarele filme: cobalt de grosimea 3nm, ruteniu cu grosime  $t_{Ru}$ , cobalt de grosimea 3nm și un strat protector de aur de 3nm. Pentru a putea studia variația constantei de cuplaj  $J$  dintre cele două straturi de cobalt prin intermediul stratului de ruteniu grosimea acestuia din urmă s-a variat între 0.6 și 1.5nm.

#### Caracterizarea ex-situ

##### Analize AFM

Pentru studiul calității suprafețelor s-au folosit măsurători AFM. Pentru a determina calitatea buffer-ului s-a analizat structura Si/Ru(30nm), tratată la  $450^{\circ}\text{C}$ . Rezultatele se prezintă în figura 4.12 Cu toate că rugozitatea medie pătratică cere o valoare relativ bună de 2,64 angstrom se observă că distanța peak-valley are o valoare ridicată de 37,8 angstrom.



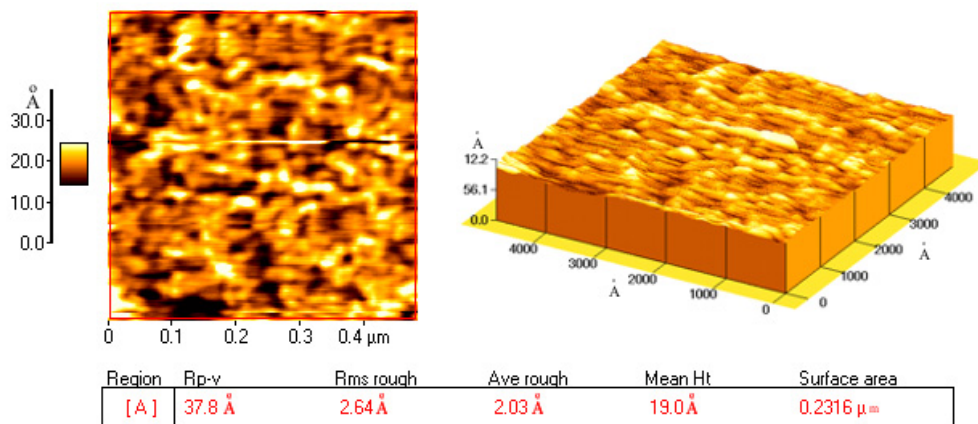


Fig. 4.12: Rezultatele analizei AFM pentru structura Si/Ru(30nm)

Următoarea măsurătoare s-a efectuat pe sistemul Si/Ru(30nm)/Co(3nm) din figura 4.13. Se poate observa o îmbunătățire atât a rugozității medii pătratice (1,56 angstrom) cât și a distanței maxime peak-valley (12,7 angstrom). Aceasta ar putea confirma intermixing-ul între buffer-ul

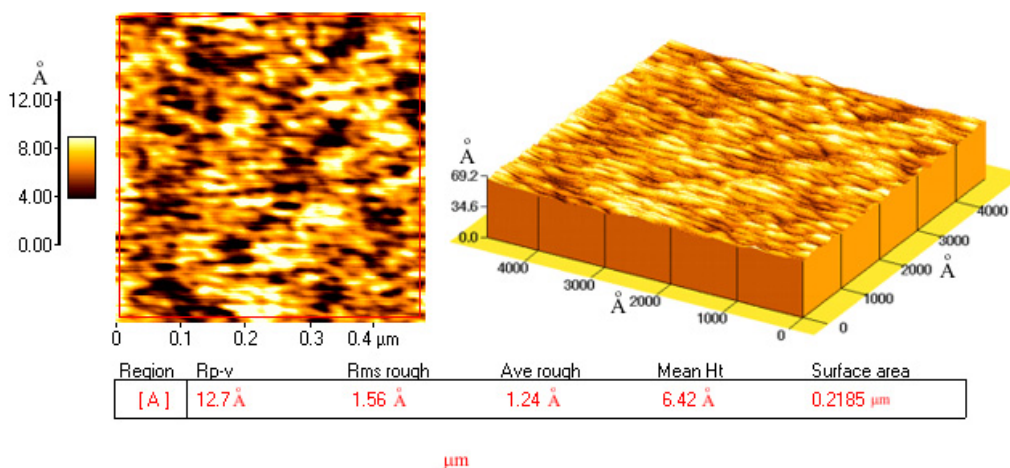


Fig. 4.13: Rezultatele analizei AFM pentru structura Si/Ru(30nm)/Co(3nm)

de ruteniu și stratul de cobalt despre care vom discuta ulterior. Ultima analiză s-a efectuat pe sistemul Si/Ru(30nm)/Co(3nm)/Ru(0.8nm). Observăm (vezi figura 4.14) o creștere a rugozității medii pătratice (2,33 angstrom) și a distanței maxime peak-valley (16,7 angstrom). După aceste

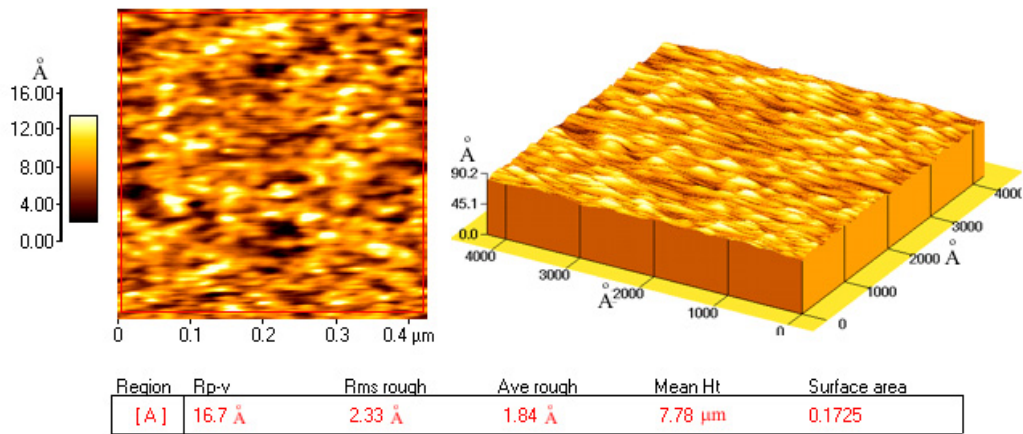


Fig. 4.14: Rezultatele analizei AFM pentru structura Si/Ru(30nm)/Co(3nm)/Ru(0.8nm)

analize putem spune că avem o calitate a suprafeței filmelor depuse relativ bună și care se pretează la obținerea unui cuplaj de schimb între cele două straturi de cobalt.

## Măsurători VSM

Prezentăm în continuare ciclurile de magnetizare obținute pentru probele PC43, PC32, PC33 și PC52 pentru care grosimile stratului de ruteniu au valorile 0.7, 0.8, 1.0 respectiv 1.1nm. Din figura 4.15 se observă că toate aceste probe prezintă un cuplaj de tip antiferomagnetic.

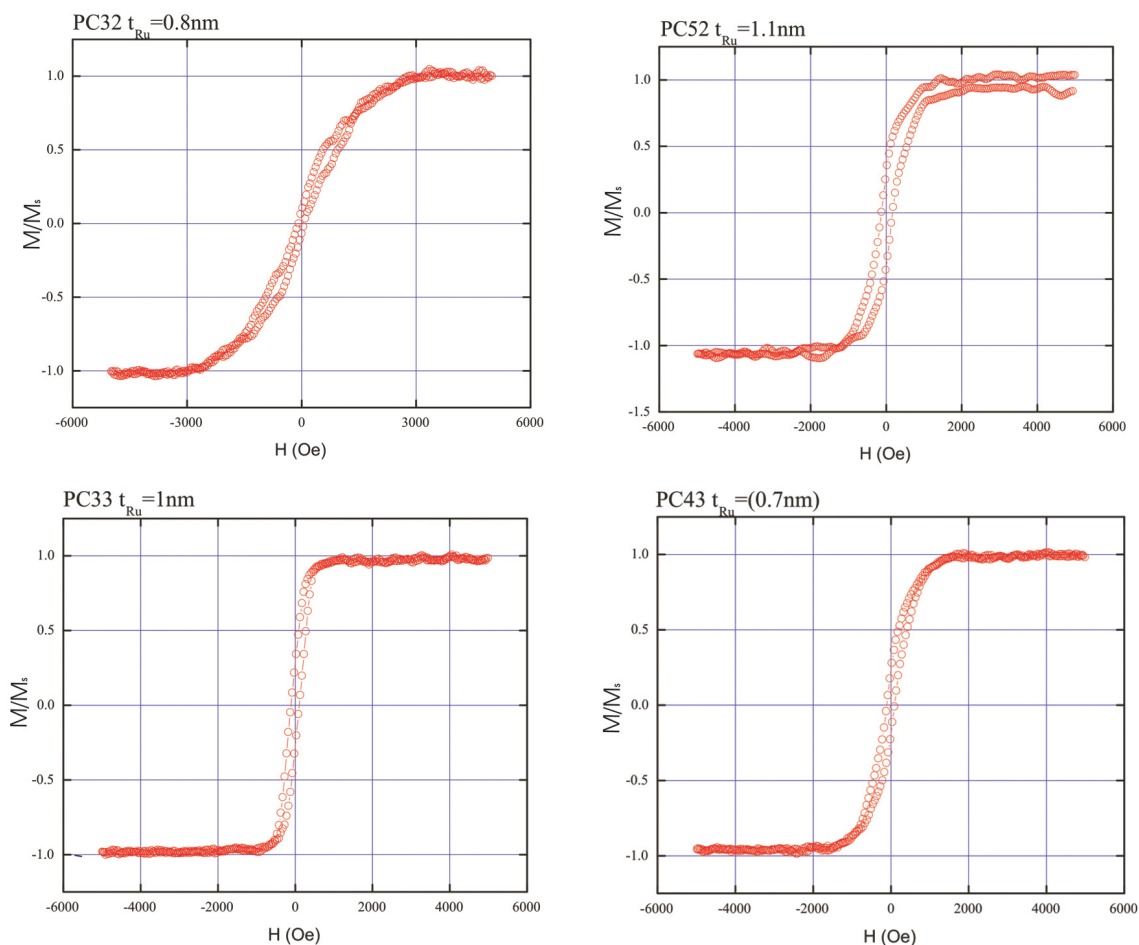


Fig. 4.15: Rezultatele măsurătorilor VSM pentru cele patru probe :PC43, PC32, PC33 și PC52

Discuțăm mai în detaliu ciclul de magnetizare corespunzător probei PC32 prezentat în figura 4.16. La un câmp de peste (1) 3000 Oe cuplajul este rupt și magnetizările celor două straturi sunt paralele cu câmpul aplicat. Scăzând câmpul magnetizările celor două straturi magnetice încep să se rotească, după cum este indicat în figură (2). În câmp nul se stabilizează o situație în care magnetizările celor două straturi sunt cuplate antiferomagnetic și sunt perpendiculare pe direcția de aplicare a câmpului exterior.

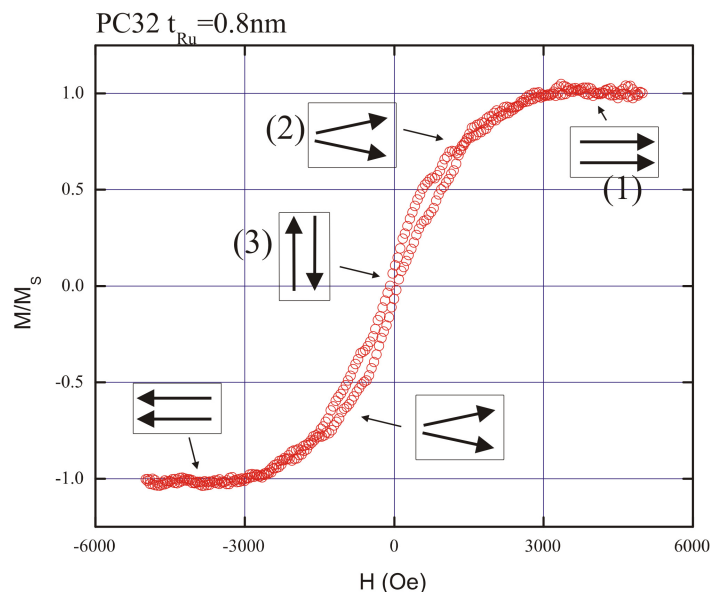


Fig. 4.16: Rezultatele măsurătorilor VSM pentru proba PC32

Prezentăm în continuare măsurătorile de transport realizate pe proba PC32 (figura 4.17).

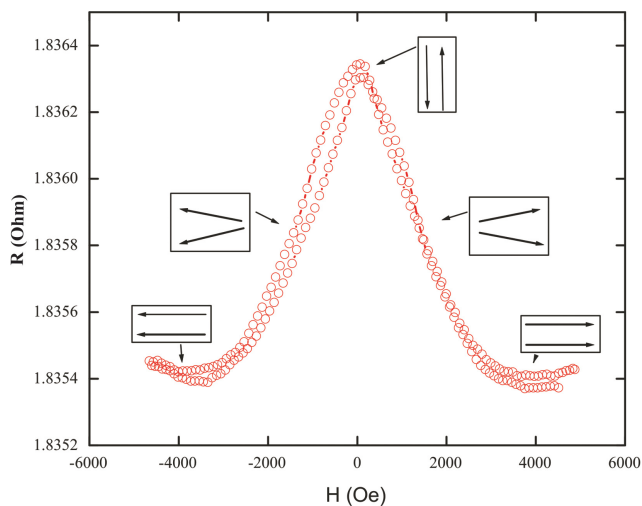


Fig. 4.17: Rezultatele măsurătorilor de transport pentru proba PC32

Aceste măsurători confirmă prezența cuplajului. Starea de rezistență joasă corespunde situației în care magnetizările celor două straturi feromagnetice sunt paralele iar starea de rezistență înaltă corespunde situației în care magnetizările sunt antiparalele. În plus faptul că rezistența crește în mod continuu, de la câmpul de saturație până în câmp zero, ne sugerează că magnetizările celor două straturi se rotesc mod continuu, de la configurația paralelă (în câmp mare) până la

configurația antiparalelă (în câmp zero).

Folosind formula A-24 putem calcula valoarea constantei de cuplaj  $J$ , în funcție de grosimea stratului separator de ruteniu, pentru probele studiate. Rezultatele obținute sunt prezentate în

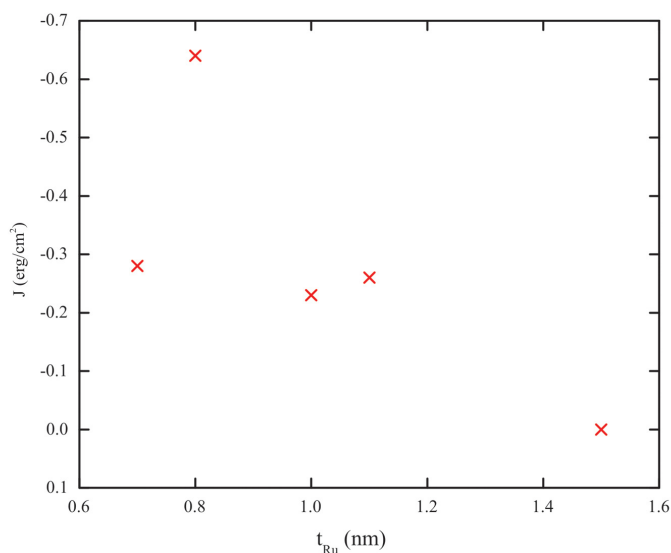


Fig. 4.18: Variația lui  $J$  în funcție de grosimea de ruteniu

figura 4.18. Se observă că la o grosime de 1.5nm cuplajul de tip antiferomagnetic dispare iar ciclul de magnetizare corespunzător probei respective are următoarea formă:

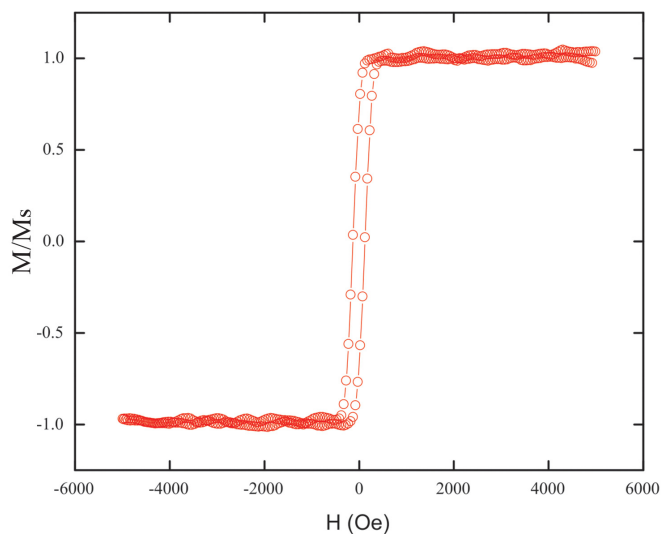


Fig. 4.19: Ciclul de magnetizare pentru o probă cu grosimea stratului de ruteniu de 1.5nm

Se poate observa în figura 4.18 că tăria cuplajului este cu aproximativ un ordin de mărime mai mică decât în cazul probelor depuse prin MBE. În primul rând calitatea probelor depuse

prin MBE este superioară probelor depuse prin evaporare în fascicul de electroni, în plus în probele depuse prin evaporare se pare că există o difuzie importantă între primul strat de cobalt și buffer-ul de ruteniu. Această difuzie alterează proprietățile magnetice ale stratului de cobalt inducând un strat magnetic "mort" de aproximativ 2nm. Grosimea magnetică activă a primului strat este în aceste condiții de aproximativ 1nm. La o asemenea gamă de grosimi sistemul este foarte puternic influențat de dimensiunile grăunților magnetici și a cuplajului dintre grăunți. Conform cu [14] pentru un film de cobalt de 1nm, momentul magnetic al unui grăunte este atât de mic încât interacțiunea între grăunți este aproape inexistentă sistemul comportându-se ca un ansamblu de particule monodomeniale, independente, ale căror axe de anizotropie sunt distribuite aleator, de la un grăunte al altul, după cele trei direcții.

#### 4.2.2 Determinarea grosimii stratului magnetic activ

După cum am amintit între *buffer*-ul de ruteniu și primul strat de cobalt pare să existe o interdifuzie importantă ce alterează proprietățile magnetice ale acestuia din urmă.

Pentru determinarea grosimii stratului magnetic "mort" s-au depus următoarele structuri:  $Si/Ru(30nm)/Co(t_{Co})/Au(3nm)$ , unde  $t_{Co}$  s-a luat pe rând 7,8 și 9nm. S-au măsurat următoarele cicluri de magnetizare:

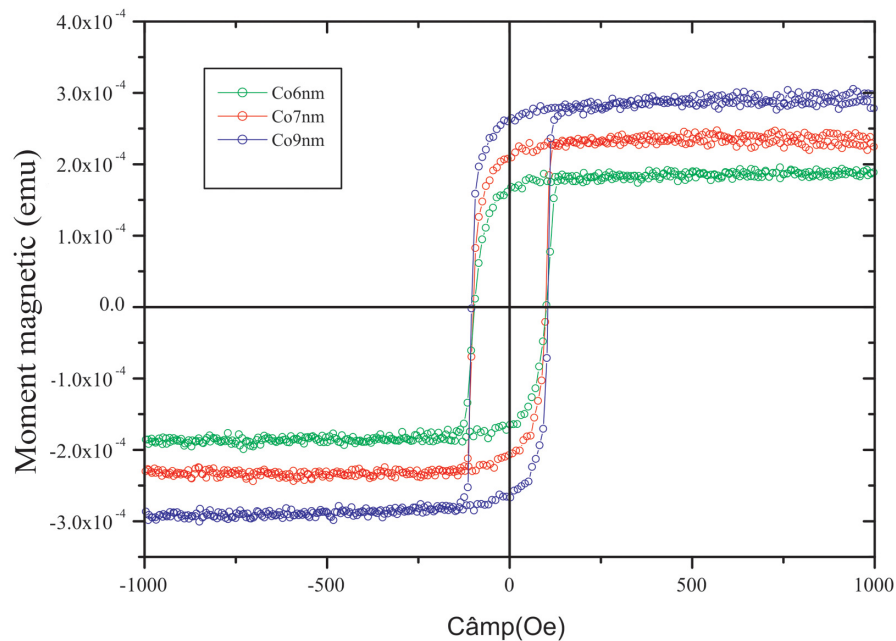


Fig. 4.20: Ciclurile de magnetizare ale structurilor  $Si/Ru/Co(t_{Co})/Au$

Având ciclurile de magnetizare s-au determinat momentele magnetice la saturație pentru cele trei probe și anume:

$$\begin{cases} m_{7nm} = 1,72 \cdot 10^{-4} emu \\ m_{8nm} = 2,38 \cdot 10^{-4} emu \\ m_{9nm} = 2,77 \cdot 10^{-4} emu \end{cases}$$

Cunoscând momentele magnetice la saturație și măsurând suprafața probelor se poate determina grosimea stratului magnetic activ folosind formula:

$$t_a = \frac{m_s}{M_S^{Co}(emu/cm^3) \cdot S(cm^2)} \quad (4.3)$$

unde S este suprafața probei iar  $M_S^{Co}$  este magnetizarea la saturație cobaltului ( $M_S^{Co} = 1422 emu/cm^3$ ). Se obține pentru stratul cu grosime depusă de 7nm un strat activ de 4.75nm, pentru 8nm depuși 6.45nm iar pentru 9nm se obține 7.64nm. Calculând grosimea stratului magnetic "mort", ca diferență dintre grosimea depusă și cea activă, se obține, făcând o medie, aproximativ 1.7nm.

### 4.2.3 Folosirea sistemului cuplat Co/Ru/Co ca un amplificator de coecitiv

Una din aplicațiile sistemului cuplat Co/Ru/Co, denumit și sistem antiferimagnetic artificial (AAFi), este aceea a folosirii acestuia ca un *hard layer* în structurile de tip valvă de spin sau în joncțiunile tunel magnetice. Sistemul AAFi este folosit ca și un *hard layer* datorită faptului că prezintă proprietatea de amplificare a coecitivului. În câmp aplicat nul cele două straturi magnetice ale sistemului AAFi au magnetizările orientate antiparalele. Astfel magnetizarea sistemului  $m_0 = m_1 - m_2$  este considerabil mai mică decât în cazul saturației  $m_s = m_1 + m_2$  (prin  $m_1$  și  $m_2$  s-a notat valoarea momentelor magnetice ale celor două straturi de Co). Rezistența, la rotire a magnetizării, pe unitatea de suprafață este proporțională cu grosimea straturilor magnetice. Iar presiunea exercitată asupra unui perete de domeniu este proporțională cu momentul magnetic net. Astfel în regimuri de câmp în care cuplajul dintre cele două straturi de cobalt nu este învins. Sistemul se comportă ca un întreg cu un moment magnetic redus ( $m_1 - m_2$ ) și ne putem aștepta la o amplificare a coecitivului sistemului față de coecitivul unui strat magnetic de grosime egală cu suma grosimilor celor două straturi magnetice ale AAFi-ului. Se arată [15]

că factorul de amplificare:

$$Q = \frac{H_C^{AAFi}}{H_C^0} \quad (4.4)$$

este egal cu:

$$Q = \frac{m_1 + m_2}{m_1 - m_2} = \frac{t_1 + t_2}{t_1 - t_2} \quad (4.5)$$

unde  $t_1$  și  $t_2$  sunt grosimile celor două straturi magnetice.

Pentru studierea amplificării coecitivului s-au depus următoarele structuri:

$$Si/Ru(30nm)/Co(3nm)/Ru(0.8nm)/Co(t_{Co})/Au(3nm)$$

unde  $t_{Co}$  s-a luat pe rând 4, 5 și 6nm. Între cele două straturi de cobalt s-a asigurat un cuplaj de tip antiferomagnetic prin intermediul stratului de ruteniu. Grosimea primului strat magnetic al

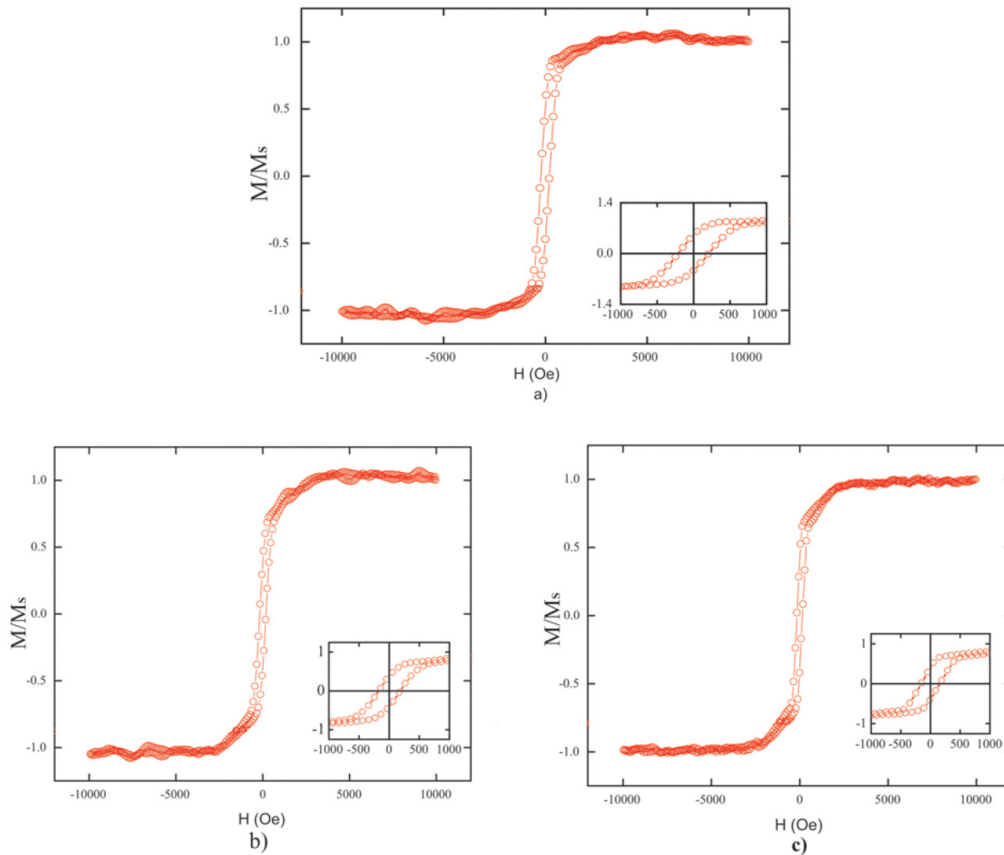


Fig. 4.21: Cicurile de magnetizare ale structurilor: a)/Co(3nm)/Ru(0.8nm)/Co(4nm) b)/Co(3nm)/Ru(0.8nm)/Co(5nm) c)/Co(3nm)/Ru(0.8nm)/Co(6nm)

sistemului AAFi este de 3nm. Dacă ținem cont de difuzia acestuia în buffer-ul de ruteniu, pentru acest strat obținem o grosime magnetică activă de aproximativ 1-1.3nm. Cu această observație



putem calcula coeficientul de amplificare  $Q$ . S-au obținut valorile  $Q^{3-4} \approx 2$ ;  $Q^{3-5} \approx 1.7$ ;  $Q^{3-6} \approx 1.5$  pentru cele trei straturi depuse. Dacă ținem cont că valoarea coercitivului unui strat de cobalt cu grosimea în gama valorilor de 7-9nm este aproximativ 100 Oe câmpurile coercitive calculate ale celor trei sisteme AAFi sunt de 200, 170 și respectiv 150 Oe. Câmpurile coercitive măsurate se observă în figura 4.21. Valorile lor sunt de 215, 170 și respectiv 155 de Oe. Se poate observa că valorile măsurate sunt într-o foarte bună concordanță cu cele calculate.

# Concluzii

Scopul acestei lucrări a fost realizarea unui studiu introductiv a cuplajului de schimb dintre două straturi subțiri feromagnetice separate de un strat nemagnetic. Pentru creșterea probelor s-au folosit două tehnici MBE ( molecular beam epitaxy) și evaporare în fascicul de electroni. Cu ajutorul primei tehnici s-au depus două feluri de probe: Co/Ru/Co în care s-a pus în evidență cuplajul de schimb, de tip antiferomagnetic, între cele două straturi de cobalt prin intermediul stratului de ruteniu; Fe/MgO/Fe unde s-a pus în evidență un cuplaj de schimb între cele două straturi de Fe prin intermediul stratului izolator de MgO. Analiza calității probelor s-a realizat prin două metode: *in-situ* (RHEED) și *ex-situ* (AFM). Aceste seturi de analize au confirmat o calitate foarte bună a straturilor depuse. În continuare s-au efectuat măsurători de magnetizare și de transport în câmp magnetic. Aceste măsurători au confirmat prezența cuplajului de tip antiferomagnetic. În plus s-a pus în evidență faptul că în cazul structurii Co/Ru/Co cuplajul nu este saturat decât la câmpuri relativ ridicate de ordinul a 10kOe.

Un al doilea set de probe s-au realizat prin evaporarea în fascicul de electroni. S-au realizat probe de tipul Co/Ru/Co în care s-a pus în evidență cuplajul de schimb. Analizele AFM au arătat o calitate mai proastă a suprafețelor decât în cazul probelor depuse prin MBE, fapt ce este reflectat și în intensitatea cuplajului de schimb. Trebuie subliniat că în acest set de probe cele două straturi de cobalt au avut grosimi egale ceea ce a însemnat lipsa platoului antiferomagnetic și rotirea continuă magnetizărilor celor două straturi cu stabilizare în câmp nul a unei stări la 90 de grade. În continuare s-a studiat variația cuplajului odată cu modificarea grosimii stratului de ruteniu. S-a obținut un maxim de intensitate în jurul la 0.8nm grosime ruteniu. La această grosime a stratului de ruteniu de 1.5nm ciclurile de magnetizare prezintă o stare în care pare să existe un cuplaj de tip feromagnetic între cele două straturi de cobalt. Măsurători de magnetorezistență ( care nu sunt prezentate explicit în lucrare ) au arătat, pentru grosimi mai mari de 1.8nm, lipsa oricărui tip de cuplaj de schimb.

Prin faptul că structurile AAFi sunt folosite la realizarea valvelor de spin și a joncțiunilor magnetice tunel acestea au o importanță practică deosebită. Din acest motiv considerăm utilă continuarea studiului în vederea îmbunătățirii calității structurale și a proprietăților magnetice ale probelor.

# ANEXĂ

## Expresile analitice ale câmpului de platou și de saturație într-un sistem AAFi

Considerăm sistemul AAFi următor:

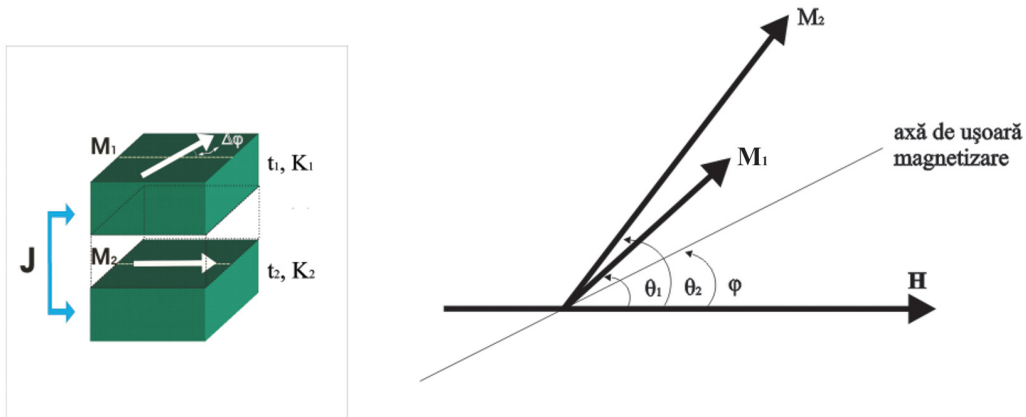


Fig. 4.22: Schema sistemului AAFi,  $\mathbf{M}_1$  și  $\mathbf{M}_2$  sunt magnetizările,  $K_1$  și  $K_2$  anizotropiile iar  $t_1$  și  $t_2$  reprezintă grosimile celor două straturi

Energia totală se scrie:

$$E_{total} = -H(M_1 t_1 \cos \Theta_1 + M_2 t_2 \cos \Theta_2) - J \cos(\Theta_1 - \Theta_2) + \frac{K_1 t_1}{4} \sin^2 2(\Theta_1 - \varphi) + \frac{K_2 t_2}{4} \sin^2 2(\Theta_2 - \varphi) \quad (\text{A-1})$$

unde  $-H(M_1 t_1 \cos \Theta_1 + M_2 t_2 \cos \Theta_2)$  este termenul Zeeman,  $J \cos(\Theta_1 - \Theta_2)$  este termenul de cuplaj și  $\frac{K_1 t_1}{4} \sin^2 2(\Theta_1 - \varphi) + \frac{K_2 t_2}{4} \sin^2 2(\Theta_2 - \varphi)$  este termenul de anizotropie de ordinul 4.

Minimizând energia (  $\frac{\partial E}{\partial \Theta_1} = 0$  și  $\frac{\partial E}{\partial \Theta_2} = 0$  ) obținem:

$$MHt_1 \sin \Theta_1 - J \sin(\Theta_2 - \Theta_1) + K_1 t_1 \sin 2(\Theta_1 - \varphi) \cos 2(\Theta_1 - \varphi) = 0 \quad (\text{A-2})$$

$$MHt_2 \sin \Theta_2 + J \sin(\Theta_2 - \Theta_1) + K_2 t_2 \sin 2(\Theta_2 - \varphi) \cos 2(\Theta_2 - \varphi) = 0 \quad (\text{A-3})$$

Putem scrie:

$$\frac{\sin(\Theta_2 - \Theta_1)}{\sin \Theta_1} = \frac{1}{J} \left[ MHt_1 + \frac{K_1 t_1 \sin 2(\Theta_1 - \varphi) \cos 2(\Theta_2 - \varphi)}{\sin \Theta_1} \right] \quad (\text{A-4})$$

$$-\frac{\sin(\Theta_2 - \Theta_1)}{\sin \Theta_2} = \frac{1}{J} \left[ MHt_2 + \frac{K_2 t_2 \sin 2(\Theta_1 - \varphi) \cos 2(\Theta_2 - \varphi)}{\sin \Theta_2} \right] \quad (\text{A-5})$$

• **Rezolvarea ecuațiilor de-a lungul axei de ușoară magnetizare (  $\varphi = 0$  )**

Putem transforma ecuațiile A-4 A-5 astfel:

$$\frac{\sin \Theta_1}{\sin(\Theta_2 - \Theta_1)} = \frac{J}{t_1} \frac{1}{[MH + 2K_1 \cos \Theta_1 \cos 2\Theta_1]} \quad (\text{A-6})$$

$$-\frac{\sin \Theta_2}{\sin(\Theta_2 - \Theta_1)} = \frac{J}{t_2} \frac{1}{[MH + 2K_2 \cos \Theta_2 \cos 2\Theta_2]} \quad (\text{A-7})$$

Adunând ecuațiile A-6 și A-7 obținem:

$$\frac{\sin \Theta_1 - \sin \Theta_2}{\sin(\Theta_2 - \Theta_1)} = \frac{J}{t_1} \frac{1}{[MH + 2K_1 \cos \Theta_1 \cos 2\Theta_1]} + \frac{J}{t_2} \frac{1}{[MH + 2K_2 \cos \Theta_2 \cos 2\Theta_2]} \quad (\text{A-8})$$

Câmpul de saturație de-a lungul axei de ușoară magnetizare  $H_S^U$  reprezintă câmpul pentru care  $\Theta_1 = 0$  și  $\Theta_2 = 0$ . Observăm că:

$$\frac{\sin \Theta_1 - \sin \Theta_2}{\sin(\Theta_2 - \Theta_1)} = \frac{2 \cos(\frac{\Theta_1 + \Theta_2}{2}) \sin(\frac{\Theta_1 - \Theta_2}{2})}{2 \cos(\frac{\Theta_2 - \Theta_1}{2}) \sin(\frac{\Theta_2 - \Theta_1}{2})} = -\frac{\cos(\frac{\Theta_1 + \Theta_2}{2})}{\cos(\frac{\Theta_2 - \Theta_1}{2})} \quad (\text{A-9})$$

și trecând la limită obținem pentru ecuația de mai sus valoarea -1.

Introducând în ecuația A-8 obținem:

$$-1 = \frac{J}{t_1} \frac{1}{[MH_S^U + 2K_1]} + \frac{J}{t_2} \frac{1}{[MH_S^U + 2K_2]} \quad (\text{A-10})$$

Rezolvând ecuația obținem pentru  $H_S^U$  expresia:

$$H_U^S + \frac{K_1 + K_2}{M} = -\frac{J}{2M} \left( \frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2} \right) \left[ 1 \pm \sqrt{1 + \frac{4t_1 t_2 (t_1 - t_2) (K_2 - K_1)}{(t_1 + t_2)^2 J} + \frac{4t_1^2 t_2^2 (K_2 - K_1)^2}{(t_1 + t_2)^2 J^2}} \right] \quad (\text{A-11})$$

Pentru a calcula câmpul de platou scădem ecuațiile A-6 și A-7 și obținem:

$$\frac{\sin\Theta_1 + \sin\Theta_2}{\sin(\Theta_2 - \Theta_1)} = \frac{J}{t_1} \frac{1}{[MH + 2K_1 \cos\Theta_1 \cos 2\Theta_1]} - \frac{J}{t_2} \frac{1}{[MH + 2K_2 \cos\Theta_2 \cos 2\Theta_2]} \quad (\text{A-12})$$

Observăm că:

$$\frac{\sin\Theta_1 + \sin\Theta_2}{\sin(\Theta_2 - \Theta_1)} = \frac{2\cos\left(\frac{\Theta_1 - \Theta_2}{2}\right) \sin\left(\frac{\Theta_1 + \Theta_2}{2}\right)}{2\cos\left(\frac{\Theta_2 - \Theta_1}{2}\right) \sin\left(\frac{\Theta_2 - \Theta_1}{2}\right)} = -\frac{\sin\left(\frac{\Theta_1 + \Theta_2}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\Theta_2 - \Theta_1}{2}\right)} \quad (\text{A-13})$$

Înlocuind  $\Theta_1 = 0$  și  $\Theta_2 = \pi$  obținem pentru expresia de mai sus valoarea 1.

Vom obține:

$$1 = \frac{J}{t_1} \frac{1}{[MH_P^U + 2K_1]} - \frac{J}{t_2} \frac{1}{[MH_P^U - 2K_2]} \quad (\text{A-14})$$

iar pentru  $H_P^U$  expresia:

$$H_P^U - \frac{K_1 - K_2}{M} = -\frac{J}{2M} \left( \frac{1}{t_2} - \frac{1}{t_1} \right) \left[ 1 \pm \sqrt{1 - \frac{4t_1 t_2 (t_1 + t_2) (K_1 + K_2)}{(t_1 - t_2)^2 J} + \frac{4t_1^2 t_2^2 (K_1 + K_2)^2}{(t_1 - t_2)^2 J^2}} \right] \quad (\text{A-15})$$

Reținând doar termenii care au semnificație fizică obținem pentru  $H_S^U$  și  $H_P^U$  următoarele expresii:

$$H_U^S + \frac{K_1 + K_2}{M} = -\frac{J}{2M} \left( \frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2} \right) \left[ 1 + \sqrt{1 + \frac{4t_1 t_2 (t_1 - t_2) (K_2 - K_1)}{(t_1 + t_2)^2 J} + \frac{4t_1^2 t_2^2 (K_2 - K_1)^2}{(t_1 + t_2)^2 J^2}} \right] \quad (\text{A-16})$$

și

$$H_P^U - \frac{K_1 - K_2}{M} = -\frac{J}{2M} \left( \frac{1}{t_2} - \frac{1}{t_1} \right) \left[ 1 + \sqrt{1 - \frac{4t_1 t_2 (t_1 + t_2) (K_1 + K_2)}{(t_1 - t_2)^2 J} + \frac{4t_1^2 t_2^2 (K_1 + K_2)^2}{(t_1 - t_2)^2 J^2}} \right] \quad (\text{A-17})$$

• **Rezolvarea ecuațiilor de-a lungul axei de dificilă magnetizare ( $\varphi = \pi/4$ )**

Procedând în manieră similară obținem, de-a lungul axei de dificilă magnetizare, următoarele expresii pentru  $H_S^D$  și  $H_P^D$ :

$$H_D^S - \frac{K_1 + K_2}{M} = -\frac{J}{2M} \left( \frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2} \right) \left[ 1 + \sqrt{1 + \frac{4t_1 t_2 (t_1 - t_2) (K_2 - K_1)}{(t_1 + t_2)^2 J} + \frac{4t_1^2 t_2^2 (K_2 - K_1)^2}{(t_1 + t_2)^2 J^2}} \right] \quad (\text{A-18})$$

și

$$H_P^D + \frac{K_1 - K_2}{M} = -\frac{J}{2M} \left( \frac{1}{t_2} - \frac{1}{t_1} \right) \left[ 1 + \sqrt{1 + \frac{4t_1 t_2 (t_1 + t_2) (K_1 + K_2)}{(t_1 - t_2)^2 J} + \frac{4t_1^2 t_2^2 (K_1 + K_2)^2}{(t_1 - t_2)^2 J^2}} \right] \quad (\text{A-19})$$

• **Cazuri particulare**

i) Cazul unor straturi magnetice policristaline

În cazul unor straturi magnetice policristaline, datorită orientării aleatoare a grăunților magnetici, nu mai putem vorbi de axe de dificilă sau ușoară magnetizare. Altfel spus  $H_S^U = H_S^D = H_S$ ,  $H_P^U = H_P^D = H_P$  și  $K_1 = K_2 = 0$ .

Astfel vom avea:

$$H_S = -\frac{J}{M} \left( \frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2} \right) \quad (\text{A-20})$$

și

$$H_P = -\frac{J}{M} \left( \frac{1}{t_2} - \frac{1}{t_1} \right) \quad (\text{A-21})$$

Observăm că:

$$\frac{H_S}{H_P} = \frac{t_1 + t_2}{t_1 - t_2} = Q \quad (\text{A-22})$$

unde Q este factorul de amplificare a coecitivului sistemului AAFi.

ii) Cazul unui sistem AAFi compensat

În acest caz  $t_1 = t_2$  și vom obține:

$$H_S^U + \frac{2K}{M} = -\frac{2J}{Mt} H_S^G - \frac{2K}{M} = -\frac{2J}{Mt} \quad (\text{A-23})$$

și  $H_P = 0$

iar dacă straturile magnetice sunt policristaline:

$$H_S = -\frac{2J}{Mt} \quad (\text{A-24})$$

și  $H_P = 0$ .



# Bibliografie

- [1] P. Bruno, Phys. Rev. B **52**, 411 (1995)
- [2] P. Bruno, J. Magn. Magn. Matter **121**, 248 (1993)
- [3] P. Bruno, Europhys. Lett. **23**, 615 (1993)
- [4] P. Bruno, Phys. Rev. B **49**, 13231 (1994)
- [5] C. Tiuşan *et al*, Phys. Rev. B **61**, 580 (2000)
- [6] C. Tiuşan *et al*, Phys. Rev. B **64**, 104423 (2001)
- [7] C. Tiuşan *Thèse. Magnétisme et transport polarisé en spin dans des jonctions tunnel magnétique. Utilisation de transport tunnel comme une sonde de micromagnétisme.*
- [8] S.S.P. Parkin *et al*, Phys. Rev. Lett. **64**, 2304 (1990)
- [9] Robert C. O'Handley, *Modern Magnetic Materials: Principles and Applications*, John Wiley & Sons, New York, 2000
- [10] Marin Coldea, *Electronica solidului*, Curs Litografiat, Univ.Babeş-Bolyai, Cluj-Napoca, 2002
- [11] *Magnétisme: Fondements*, EDP Sciences, 2000
- [12] den Broeder, F.J.A. *et al*, Phys. Rev. Lett. **60**, 2769 (1988)
- [13] D.M.Edwards, *et al*, Phys. Rev. Lett. **67**, 493 (1991)
- [14] D.V.Berkov, *et al*, Phys. Rev. B **57**, 14322 (1998)
- [15] H.A.M. van den Berg, *et al*, J.M.M.M. **165**, 524 (1994)

- [16] M. Ziese & Martin J. Thornton, *Spin Electronics*, Springer, 2001
- [17] D.M. Deaven, *et al*, Phys. Rev. B **44**, 5977 (1991)
- [18] S. Andrieu, *Course de physique des surfaces, Chapitre II: moyens de caractérisation d'une surface*
- [19] X. Zhang, *et al*, Phys. Rev. B **57**, 1090 (1998)
- [20] J. Faure-Vincent *Thèse. Transport polarisé en spin dans les système épitaxié Fe/Mgo/Fe*
- [21] M.A Herman & H. Sitter, *Molecular Beam Epitaxy*, Springer, (1988)
- [22] J.C. Slonczewski, Phys. Rev. B **39**, 6995 (1989)