

MASTER

Kernspinresonantie aan 1000 Å Co-films en Co/X (X = Ag, Cu, Mn, V) multilagen

van Steenberg, Ate S.

Award date:
1992

[Link to publication](#)

Disclaimer

This document contains a student thesis (bachelor's or master's), as authored by a student at Eindhoven University of Technology. Student theses are made available in the TU/e repository upon obtaining the required degree. The grade received is not published on the document as presented in the repository. The required complexity or quality of research of student theses may vary by program, and the required minimum study period may vary in duration.

General rights

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain

306340

Technische Universiteit Eindhoven
Faculteit der Technische Natuurkunde
Vakgroep Vaste Stof

Kernspinresonantie aan
1000 Å Co-films en
Co/X (X = Ag, Cu, Mn, V)
multilagen.

Ate S. van Steenbergen

Juni 1992

Verslag van een afstudeeronderzoek
in de groep Coöperatieve Verschijnselen
van de vakgroep Vaste Stof.

Begeleiders : Ir. H.A.M. de Gronckel en ir. E.A.M. van Alphen.
Afstudeerhoogleraar : Prof. dr. ir. W.J.M. de Jonge.

Het in dit verslag beschreven onderzoek is uitgevoerd in het kader van
een samenwerkingsverband met het Philips Natuurkundig Laboratorium op
het gebied van magnetische multilagen.

SAMENVATTING

M.b.v. kernspinresonantie (NMR) is onderzoek verricht aan Co-films en Co/X-multilagen, waarbij voor X respectievelijk Ag, Cu, Mn en V ingevuld kan worden.

De Co-films hebben een dikte van ongeveer 1000 Å en zijn m.b.v. "molecular-beam epitaxy" (MBE) op mica en geoxideerd silicium gegroeid bij temperaturen variërend van -33 °C tot 800 °C. Uit de NMR-spectra is de kristallografische samenstelling (percentages fcc, hcp en stapelfouten) van de films bepaald. Deze blijkt sterk af te hangen van het substraat en de substraat-temperatuur. De temperatuurafhankelijkheid is anders dan voor bulk kobalt. Op basis van de kristallografische samenstelling en verzadigings-magnetisatie zoals m.b.v. NMR bepaald is en m.b.v. anisotropie-constanten uit de literatuur, is de magnetische anisotropie van de Co-films op mica berekend. Deze berekende anisotropie is in dezelfde orde van grootte en heeft hetzelfde verloop als functie van de substraat-temperatuur als de anisotropie bepaald uit magnetisatie metingen. D.m.v. fitten van rotatie-diagrammen is het isotrope hyperfijnveld van fcc Co, het anisotrope hyperfijnveld van hcp Co, de verzadigings-magnetisatie en de effectieve magnetische anisotropie bepaald. De resultaten zijn in overeenstemming met in de literatuur voorkomende waarden.

Voor de multilagen zijn de hyperfijnveld-waarden van de hoofdlijn en de satellieten, die waarschijnlijk afkomstig zijn van Co-atomen aan het grensvlak met één of meerdere niet-Co atomen als naaste buur, bepaald uit NMR-spectra en vergeleken met in de literatuur voorkomende waarden voor legeringen. De anisotropie van het hyperfijnveld is onderzocht door NMR-spectra die opgenomen zijn met uitwendig veld parallel aan en loodrecht op de normaal van de multilaag met elkaar te vergelijken. Uit de verhouding van de intensiteiten van de hoofdlijn en de satellieten is voor de Co/Ag- en de Co/Cu-multilaag een schatting gemaakt voor de ruwheid van het grensvlak. De resultaten van de Co/Cu-multilaag die m.b.v. MBE op mica gegroeid is komen in grote lijnen overeen met reeds bekende resultaten van Co/Cu-multilagen die op geoxideerd silicium hoog-vacuüm opgedampt zijn.

INHOUDSOPGAVE

	pagina
Samenvatting	
Hoofdstuk 1: Inleiding	1
Hoofdstuk 2: Theorie	
2.1 Het NMR-spectrum	6
2.2 Het dipoolveld en hyperfijnveld	7
2.3 Hyperfijnveldanisotropie	11
2.4 Het bepalen van de hyperfijnveldanisotropie	13
2.5 De invloed van de omgeving op het hyperfijnveld	16
2.6 Magnetische anisotropie in Co-films	17
Hoofdstuk 3: Meetmethode en experimentele opzet	
3.1 Het spin-echo experiment	22
3.2 De experimentele opzet	24
3.3 De metingen	26
Hoofdstuk 4: Co-films: resultaten en conclusies	
4.1 Inleiding	29
4.2 Invloed van het substraat en de substraat- temperatuur op de kristalstructuur	32
4.3 Magnetische anisotropie van de Co-films	40
4.4 Rotatie-diagrammen en anisotropie	42
4.5 Conclusies	55
Hoofdstuk 5: Multilagen: resultaten en conclusies	
5.1 De Co/Ag-multilaag	58
5.2 De Co/Cu-multilaag	62
5.3 De Co/Mn-multilaag	66
5.4 De Co/V-multilagen	69
5.5 Conclusies	73

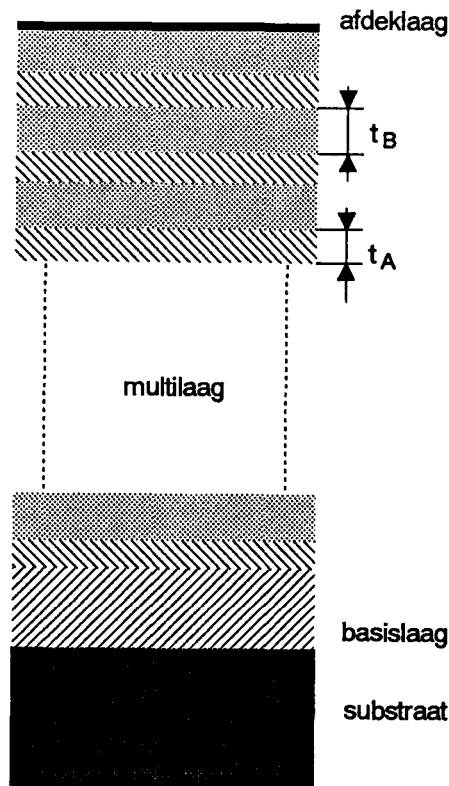
	pagina
Referenties	75
Appendix 1: Magnetokristallijne anisotropie van fcc Co	78
Appendix 2: Experimenteel bepaalde hyperfijnveldwaarden voor de Co-films	79

HOOFDSTUK 1 INLEIDING

Sinds de ontwikkeling van hoogwaardige kristalgroeitechnieken, zoals hoogvacuüm opdampen en "molecular beam epitaxy" (MBE), is de interesse voor metallische dunne films en multilagen sterk gegroeid. Deze interesse wordt veroorzaakt door de fysische eigenschappen van deze nieuwe materialen, zoals magnetische anisotropie en anomale magnetoweerstand, de mogelijke toepassingen hiervan in bijvoorbeeld magnetische informatie-dragers en sensoren en de mogelijkheid om deze eigenschappen te manipuleren door een geschikte keuze van de groeiparameters.

Een multilaag bestaat uit een periodieke herhaling van twee lagen van verschillende materialen A en B, waarvan de dikte respectievelijk t_A en t_B is (zie figuur 1.1). Het aantal herhalingen varieert van enige tot enige tientallen. De laagdikten t_A en t_B kunnen variëren van enkele tot enkele tientallen Ångströms, (voor Co geldt dat een monolaag ongeveer 2 Å dik is). Om de structuur van de multilaag te beïnvloeden, kan op het substraat eerst een basislaag aangebracht zijn alvorens de multilaag erop te groeien. Op de multilaag is vaak een afdeklaag aangebracht als bescherming tegen oxidatie. Indien zowel A als B een metaal is, en in ieder geval één van deze twee ferromagnetisch is, spreekt men van een magnetisch metallische multilaag. Indien slechts een aantal, variërend van enkele tot enkele duizenden, monolagen van hetzelfde materiaal opgebracht zijn spreekt men over een (dunne) film.

De meest gebruikte groeimethoden voor films en multilagen zijn sputteren en "molecular beam epitaxy" (MBE). Bij sputteren wordt het target materiaal, waaruit het preparaat wordt opgebouwd, beschoten met inerte gasionen (b.v. Argon-ionen). De vrijgemaakte atomen worden op het substraat opgevangen. Dit gebeurt bij typische druk van 10^{-5} Torr [Dra 88]. Bij MBE worden de atomen uit het materiaal vrijgemaakt door verhitting, hetgeen gebeurt door het target materiaal te bombarderen met elektronen. De groei van het preparaat vindt plaats bij 10^{-9} Torr. De groeisnelheid kan binnen ruime grenzen (ongeveer van 0.01 Å/s tot 10 Å/s) gevariëerd worden.

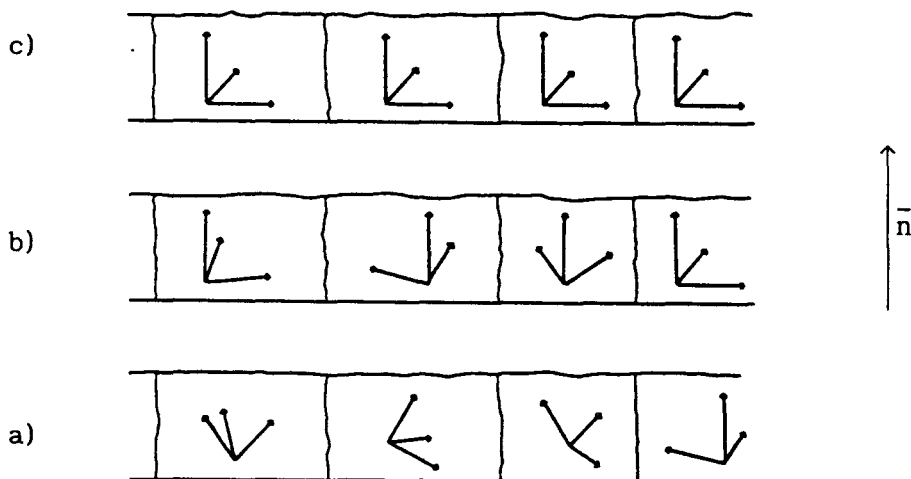


Figuur 1.1: Een multilaagpreparaat, bestaande uit een substraat, een basislaag en de multilaag, de periodieke herhaling van materialen A en B met respectievelijke dikten t_A en t_B . De stippellijntjes geven aan dat de opeenvolging van de materialen A en B doorgaat. Bovenop de multilaag kan een afdeklaag zijn aangebracht.

De kristallografische eigenschappen van de films (en multilagen) worden niet alleen bepaald door de keuze van de groeitechniek, substraat en basislaag, maar ook door de groeicondities (zoals bijv. de temperatuur van het substraat tijdens het groeien en de groeisnelheid) van zowel de basislaag als van de film [Dra 88]. Een film (of een laag in een multilaag) is in het algemeen opgebouwd uit kristallieten, welke in grootte kunnen variëren van enkele atomen tot de gehele film. In het laatste geval is de film een éénkristal.

Kristallieten kunnen op drie manieren georiënteerd zijn (zie figuur 1.2):

- a) willekeurig, de film is amorf,
- b) alle kristallieten hebben dezelfde kristal-as parallel, zeg langs de vector \bar{x} , de film heeft \bar{x} -textuur,
- c) alle kristallieten hebben dezelfde oriëntatie, de film is epitaxiaal.



Figuur 1.2: Schematische weergave van de manier waarop kristallieten zich kunnen oriënteren in een laag.

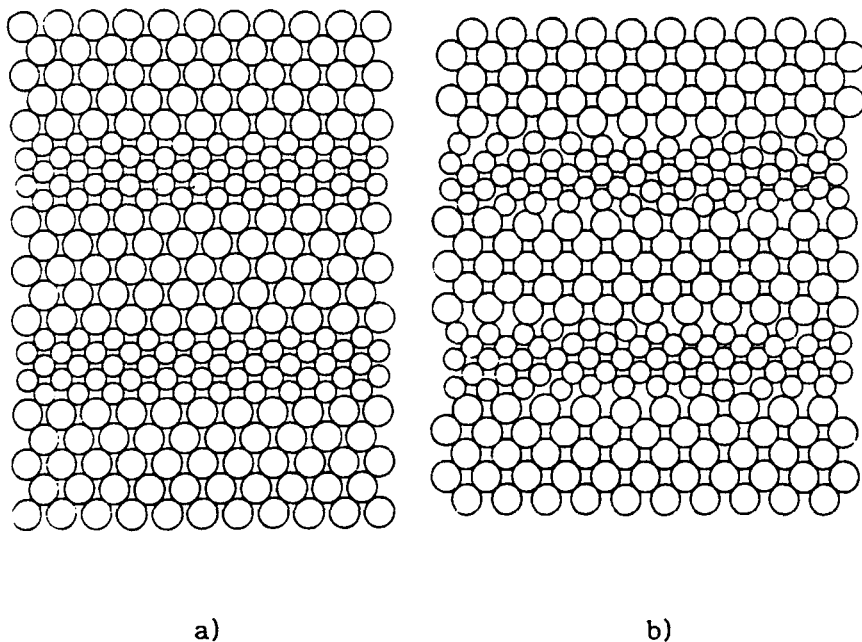
a) amorf laag, b) laag met \bar{n} -textuur, en c) epitaxiale laag. De vector \bar{n} is de normaal op de laag.

Indien twee verschillende materialen op elkaar gegroeid zijn, bijvoorbeeld een film op een substraat of twee lagen in een multilaag, dan zijn er twee mechanismen die er voor kunnen zorgen dat het verschil in roosterconstante (gedeeltelijk) opgeheven wordt, zodanig dat de vrije energie minimaal is: strain en dislocaties.

Bij strain vindt homogene oprekking van het ene materiaal en homogene compressie van het andere materiaal in de richtingen parallel aan het filmvlak plaats. Hierdoor worden de relatieve posities in het filmvlak van de atomen aan weerszijden van het grensvlak gelijk en spreekt men van een coherent rooster. In figuur 1.3a is dit schematisch weergegeven.

Een andere mogelijkheid is het creëren van misfit-dislocaties aan het grensvlak. Misfit-dislocaties zijn ééndimensionale roosterfouten die het gevolg zijn van het verschil in roosterconstante (misfit of mismatch is het relatieve verschil in roostercontanten). Door de aanwezigheid van dislocaties zijn de relatieve afstanden van de atomen in het filmvlak aan weerszijde van het grensvlak niet meer gelijk: het rooster is incoherent. In figuur 1.3b is dit schematisch weergegeven.

Omdat de energie bij strain evenredig is met het volume en bij dislocaties evenredig is met het oppervlak van de laag, zal indien de laagdikte groter wordt dan de kritische laagdikte t_c , ten gevolge van de creatie van dislocaties de rek in het materiaal gedeeltelijk relaxeren. De grootte van de strain en de dislocatiedichtheid (aantal dislocaties per oppervlakte eenheid) wordt bepaald door de voorwaarde dat de vrije energie van film en substraat minimaal is. Analytische berekeningen aan modellen voor strain en dislocaties voor een film op een substraat en voor multilagen waarvan de materialen al dan niet gelijke elastische constanten hebben zijn o.a. gedaan door J.H. van der Merwe en W.A. Jesser ([Mer 70],[Mer 88],[Jes 88]).



Figuur 1.3: Schematische weergave van a) een coherente multilaag en b) een incoherente multilaag.

De magnetische eigenschappen van films en multilagen worden voor een deel bepaald door de kristalstructuur, scherpte van het grensvlak en rek in het kristalrooster ([Jon 92],[Par 90],[Pet 91]). Kernspinresonantie (NMR) is gevoelig voor de locale omringing van atomen waardoor het in principe een methode is om informatie te verkrijgen over boven genoemde kristallografische eigenschappen. De theorie die hieraan ten grondslag ligt zal behandeld worden in hoofdstuk 2. Tevens zal in dit hoofdstuk de magnetische anisotropie, hetgeen wil zeggen dat de magnetisatie een bepaalde voorkeursrichting heeft, behandeld worden. In hoofdstuk 3 wordt het principe van de meetmethode en de experimentele opzet besproken. De resultaten van de NMR-metingen zijn weergegeven in de hoofdstukken 4 en 5. In hoofdstuk 4 staan de resultaten en conclusies van de metingen aan kobalt-films. Hoofdstuk 5 bespreekt de resultaten en conclusies van de metingen aan Co/X (X = Ag, Cu, Mn, V) multilagen.

HOOFDSTUK 2 THEORIE

In dit hoofdstuk zal in het kort de wisselwerking tussen het magnetisch moment van een kern met het magnetisch veld ter plaatse van die kern besproken worden. Vervolgens zal de opbouw van het hyperfijnveld, de hyperfijnveldanisotropie en het bepalen van de hyperfijnveldanisotropie aan de orde komen. Ook zal de invloed van de omgeving op het hyperfijnveld in het kort behandeld worden. In de laatste paragraaf zal de magnetische anisotropie van kobalt-films besproken worden.

2.1 Het NMR-spectrum

NMR spectra worden bepaald door de wisselwerking van het magnetisch moment van de kern $\bar{\mu}$ met de totale magnetische inductie ter plaatse van de kern \bar{B}_{tot} . Deze interactie wordt beschreven door de Zeeman-hamiltoniaan H_Z :

$$H_Z = - \bar{\mu} \cdot \bar{B}_{\text{tot}} \quad (2.1)$$

Het magnetisch moment van de kern $\bar{\mu}$ is gerelateerd aan de kernspin \bar{I} door :

$$\bar{\mu} = \hbar\gamma\bar{I} \quad (2.2)$$

Hierin is γ de gyromagnetische verhouding. \bar{B}_{tot} is de som van het hyperfijnveld \bar{B}'_{hf} , het dipoolveld \bar{B}_{dip} en het uitwendig aangelegde veld \bar{B}_{uitw} :

$$\bar{B}_{\text{tot}} = \bar{B}'_{\text{hf}} + \bar{B}_{\text{dip}} + \bar{B}_{\text{uitw}} \quad (2.3)$$

De afzonderlijke bijdragen zullen in de volgende paragraaf behandeld worden.

Het effectieve veld dat de kern voelt (\bar{B}_{tot}) leidt tot een energie opsplitsing van de Zeeman-niveaus ter grootte ΔE :

$$\Delta E = hf = \hbar\gamma |\bar{B}'_{\text{hf}} + \bar{B}_{\text{dip}} + \bar{B}_{\text{uitw}}| \quad (2.4)$$

Hierin is f de NMR resonantie-frequentie. Voor ^{59}Co is B'_{hf} in de orde van 20 T en $\gamma/(2\pi)=10.054$ (MHz/T) [Wal 67], hetgeen een resonantie-frequentie oplevert die in de orde van grootte van 200 MHz ligt.

Voor kernen met spin $I \neq 1/2$ in een niet-cubische omgeving draagt ook de interactie van het quadrupoolmoment van de kern met de elektrische veldgradiënt bij tot de opsplitsing van de kernniveaus. Voor ^{59}Co ($I=7/2$) is er dus een quadrupoolinteractie te verwachten voor atomen die zich in de hcp-fase bevinden, en voor atomen in een multilaag die zich in de buurt bevinden van het grensvlak met een ander materiaal. Aangezien quadrupoolsplitsing de centrale overgangsfrequentie f niet beïnvloedt en klein is t.o.v. de Zeeman-splitsing (voor hcp 0.2 MHz in frequentie t.o.v. 219 MHz) en ook kleiner is dan de experimentele resolutie (≈ 1 MHz, zie hoofdstuk 3) zal deze bijdrage hoogstens als lijnverbreding in de spectra te zien zijn.

2.2 Het dipoolveld en hyperfijnveld

2.2.1 Het dipoolveld

Het dipoolveld is het gevolg van de dipool-dipool wisselwerking tussen het magnetisch moment van de kern en de (atomaire) magnetische momenten van alle andere atomen in het preparaat :

$$\bar{B}_{\text{dip}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_i \left\{ \frac{-\bar{m}_i}{r_i^3} + \frac{3(\bar{m}_i \cdot \bar{r}_i) \bar{r}_i}{r_i^5} \right\} \quad (2.5)$$

waarin \bar{m}_i het magnetisch moment van atoom i is met relatieve positie \bar{r}_i t.o.v de kern, $r_i = |\bar{r}_i|$. De sommatie loopt over alle dipoolmomenten in het preparaat met uitzondering van het moment op de kern waarvoor het dipoolveld berekend wordt. \bar{B}_{dip} kan beschouwd worden [Col 71] als de som van het vorm-anisotrope demagnetiserend veld en het isotrope Lorentz-veld \bar{B}_L welke $\frac{1}{3}\mu_0 M_S$ bedraagt. M_S is de verzadigingsmagnetisatie. Enkele in de literatuur voorkomende waarden voor kobalt bij 4.2 K: $\mu_0 M_S = 1.79$ T [Rie 87], $\mu_0 M_S = 1.85$ T [LB 19a]. \bar{B}_{dip} kan numeriek berekend worden m.b.v. vgl.(2.5). Zo vindt Plompen [Plo 88] dat het dipoolveld aan de rand van een laag 4% groter is dan in het midden van de laag. Voor een film kan \bar{B}_{dip} benaderd worden door de klassieke uitdrukking

voor een oneindig dunne plaat:

$$\bar{B}_{\text{dip}} = \frac{1}{3} \mu_0 \bar{M}_s - \mu_0 M_s \cos\vartheta \bar{e}_z \quad (2.6)$$

waarin \bar{e}_z de eenheidsvector parallel aan de filmnormaal is, en ϑ de hoek tussen \bar{M}_s en de filmnormaal. Voor de volledigheid merken we nog op dat het dipoolveld van hcp kobalt een kristalanisotrope bijdrage bevat die hooguit 1% van $\mu_0 M_s$ bedraagt.

2.2.2 Het hyperfijnveld

Het hyperfijnveld B'_{hf} zoals gedefinieerd in vgl.(2.3) is het magnetisch veld ter plaatse van de kern minus het uitwendig aangelegde veld en het dipoolveld t.g.v. de andere atomen. De drie belangrijkste bijdragen zijn:

- (1) de contact-term, \bar{B}_{cont} , het effectieve veld t.g.v. de contact-interactie,
- (2) de dipool-term, $\bar{B}_{\text{dip,at}}$, het dipoolveld t.g.v. de interactie tussen het magnetisch moment van de kernspin en de onafgepaarde spins van de 3d-elektronen van het eigen atoom,
- (3) de baan-term, \bar{B}_{orb} , het effectieve veld t.g.v. het baanimpulsmoment van de niet geheel gevulde d-schil.

In formule:

$$\bar{B}'_{\text{hf}} = \bar{B}_{\text{cont}} + \bar{B}_{\text{dip,at}} + \bar{B}_{\text{orb}} \quad (2.7)$$

In dit verslag wordt het hyperfijnveld \bar{B}_{hf} (zonder accent) gedefinieerd als de som van \bar{B}'_{hf} en het isotrope deel van het dipoolveld, het Lorentz-veld \bar{B}_L :

$$\bar{B}_{\text{hf}} \equiv \bar{B}'_{\text{hf}} + \bar{B}_L \quad (2.8)$$

De contact-interactie

De contact-interactie is de belangrijkste bijdrage aan het hyperfijnveld (voor Co is B_{cont} in de orde van 20 T) en wordt veroorzaakt door elektronen wier waarschijnlijkheidsdichtheid op de kern $|\Psi_i(0)|^2$ ongelijk aan nul is. Dit zijn de s-elektronen uit de binnenste schillen ("core")

s-elektronen) en geleidings-elektronen met s-karakter. Voor het contactveld t.g.v. elektron i geldt [Abr 62]:

$$\bar{B}_{\text{cont},i} \propto |\Psi_i(0)|^2 \langle \bar{s}_i \rangle \quad (2.9)$$

waarin $\langle \bar{s}_i \rangle$ de thermische verwachtingswaarde van de spin van elektron i is. Door de exchange wisselwerking tussen de onafgepaarde spins van de 3d-elektronen en de spins van de "core" s-elektronen, is de $|\Psi_i(0)|^2$ van de "core" s-elektronen met spin antiparallel aan het 3d-moment groter dan de $|\Psi_i(0)|^2$ van de "core" s-elektronen met spin parallel aan het 3d-moment. Het hierdoor veroorzaakte contactveld staat antiparallel aan de elektronen-magnetisatie.

T.g.v. polarisatie dragen ook de geleidings-elektronen met s-karakter bij tot de contact-term. De polarisatiegraad van deze elektronen wordt zowel door het magnetisch moment op het eigen atoom (herbezetting van de toestanden) als door de spingepolariseerde d-golffuncties van de buuratomen ("transferred hyperfine interaction") bepaald. Daar het teken en de grootte van de transferred polarisatie afhankelijk is van de magnetische momenten van de buuratomen, is \bar{B}_{cont} gevoelig voor de lokale omgeving.

De dipool-bijdrage

De dipool-bijdrage, $\bar{B}_{\text{dip},\text{at}}$, wordt veroorzaakt door de onafgepaarde spins van de 3d-elektronen van het eigen atoom. De hoekafhankelijkheid, welke dezelfde is als die van de baan-term, wordt bepaald door de deformatie van de golffuncties door de omgeving. In het geval van cubische symmetrie is de bijdrage nul. Voor hexagonaal kobalt is de bijdrage anisotroop [Per 65]:

$$B_{\text{dip},\text{at}} = B_d \left\{ \frac{3 \cos^2 \vartheta - 1}{2} \right\} \quad (2.10)$$

Hierin is ϑ de hoek tussen de magnetisatie en de c-as. B_d wordt geschat op 0.148 T [Per 65].

De baan-term

De baan-bijdrage aan het hyperfijnveld, \bar{B}_{orb} , wordt veroorzaakt door het baanimpulsmoment \bar{L} van de elektronen in de gedeeltelijk gevulde d-schil en bedraagt ([Per 65],[Fek 78]):

$$\bar{B}_{orb} = -\frac{\mu_0}{2\pi} \mu_B \frac{\langle \bar{L} \rangle}{\langle r_{3d}^3 \rangle} \quad (2.11)$$

Hierin is μ_B het Bohrmagneton en $\langle r_{3d}^3 \rangle$ de verwachtingswaarde van de afstand van een 3d-elektron tot de kern. Hoewel voor cubische symmetrie t.g.v. het quenchen van de banen geen bijdrage wordt verwacht, is er toch door de spin-baan koppeling een kleine isotrope bijdrage. T.g.v. de spin-baan koppeling liggen de verwachtingswaarden van \bar{L} en de elektronspins \bar{S} evenwijdig; de baan-bijdrage is dus evenals het contactveld evenwijdig aan $\langle \bar{S} \rangle$. Voor niet-cubische symmetrie is de grootte van \bar{B}_{orb} echter afhankelijk van de richting van $\langle \bar{L} \rangle$ en dus via $\langle \bar{S} \rangle$ afhankelijk van de richting van de elektronen-magnetisatie. Voor hcp kobalt vindt Perlow [Per 65] :

$$B_{orb} = B' + B'' \left\{ \frac{3 \cos^2 \vartheta - 1}{2} \right\} \quad (2.12)$$

waarin ϑ de hoek tussen de magnetisatie en de c-as is. B' en B'' worden geschat op resp. 11.4 T en 0.418 T [Plo 88].

Het totaal van de afzonderlijke bijdragen resulteert voor fcc kobalt in een isotroop hyperfijnveld: $B_{hf, fcc} = -21.60$ T [Por 60] (het minteken geeft aan dat B_{hf} anti-parallel aan de elektronen-magnetisatie staat en wordt, evenals voor $B_{hf, hcp}$ dikwijls, weggelaten), en voor hcp kobalt in een anisotroop hyperfijnveld, welke door Fekete experimenteel bepaald is op:

$$B_{hf, hcp} = B_0 + B_1 \left\{ \frac{3 \cos^2 \vartheta - 1}{2} \right\} \quad (2.13)$$

waarin ϑ de hoek is die de elektronen-magnetisatie met de c-as maakt, $B_0 = -22.60 \pm 0.01$ T en $B_1 = 0.573 \pm 0.01$ T [Fek 78]. We merken op dat de

de hyperfijnveldanisotropie B_1 overeenkomt met de op grond van de theorie geschatte som van de dipool-bijdrage B_d en het hoekafhankelijke deel van de baan-term B'' ($B_d + B'' = 0.566 T$)

2.3 Hyperfijnveldanisotropie

De meest algemene vorm om een anisotroop hyperfijnveld te beschrijven is:

$$\bar{B}_{hf} = \frac{1}{\gamma\hbar} \bar{A} \langle \bar{S} \rangle \quad (2.14)$$

waarin \bar{A} een tweede-orde tensor is en $\langle \bar{S} \rangle$ de verwachtingswaarde van de totale spin op het op het atoom. \bar{A} kan geschreven worden als de som van een isotroop deel \bar{A}_{iso} en een anisotrope bijdrage \bar{A}' :

$$\bar{B}_{hf} = \frac{1}{\gamma\hbar} (A_{iso} \bar{I} + \bar{A}') \langle \bar{S} \rangle \quad (2.15)$$

Hierin is \bar{I} de eenheidstensor en $A_{iso} = \frac{1}{3}(A_{11} + A_{22} + A_{33})$ met A_{ii} de diagonaalelementen van \bar{A} en $\bar{A}' = (\bar{A} - A_{iso} \bar{I})$. Indien de anisotrope bijdrage tot \bar{B}_{hf} veel kleiner is dan de isotrope, zoals bijvoorbeeld voor hcp Co het geval is, kan de grootte van \bar{B}_{hf} in eerste orde benaderd worden door:

$$B_{hf} = \frac{1}{\gamma\hbar} A_{iso} |\langle \bar{S} \rangle| + \frac{1}{\gamma\hbar} \sum_{i=1}^3 A'_{ii} \langle S_i \rangle^2 / |\langle \bar{S} \rangle| \quad (2.16)$$

waarin A'_{ii} de diagonaalelementen van \bar{A}' zijn. In deze uitdrukking staat dat in eerste orde alleen de component van $\bar{A}' \langle \bar{S} \rangle$ parallel aan $\langle \bar{S} \rangle$ bijdraagt aan de grootte van B_{hf} . In bolcoördinaten wordt vgl.(2.16):

$$B_{hf} = B_{iso} + B_1 \sin^2 \vartheta \cos^2 \phi + B_2 \sin^2 \vartheta \sin^2 \phi + B_3 \cos^2 \vartheta \quad (2.17)$$

met $B_{iso} = A_{iso} |\langle \bar{S} \rangle| / (\gamma\hbar)$ en $B_i = A'_{ii} |\langle \bar{S} \rangle| / (\gamma\hbar)$. In het speciale geval van uniaxiale symmetrie (b.v. hcp Co of tetragonaal vervormd [001] fcc Co), is $A'_{11} = A'_{22} = -\frac{1}{2} A'_{33}$ en gaat vgl.(2.17) over in:

$$B_{hf} = B_{iso} + \frac{1}{2} B_{ani} (3 \cos^2 \vartheta - 1) \quad (2.18)$$

met $B_{ani} = B_3 = A'_{33} |\langle \bar{S} \rangle| / (\gamma\hbar)$.

We maken nu een eerste-orde benadering voor de hoek tussen \bar{B}_{hf} en de magnetisatie \bar{M} voor het geval van uniaxiale symmetrie. Kies de z-as parallel aan de symmetrie-as. Laat \bar{M} in het z,x-vlak liggen, hetgeen geen beperking is vanwege de uniaxiale symmetrie, en laat deze een hoek ϑ met de z-as maken (zie figuur 2.1). M.b.v. vgl.(2.14) geldt nu voor \bar{B}_{hf} :

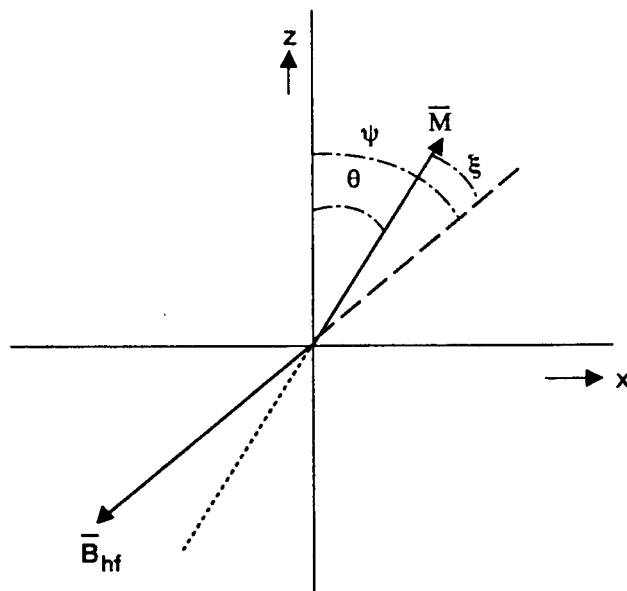
$$\bar{B}_{hf} = \begin{pmatrix} B_{11} \sin\vartheta \\ 0 \\ B_{33} \cos\vartheta \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

met $B_{ii} = A_{ii} |\langle \bar{S} \rangle| / (\gamma \hbar)$. De hoek tussen \bar{B}_{hf} en de z-as is ψ indien $A_{ii} > 0$ en $\psi + \pi$ indien $A_{ii} < 0$. Voor ψ volgt uit vgl.(2.19):

$$\tan\psi = \frac{B_{11} \sin\vartheta}{B_{33} \cos\vartheta} \quad (2.20)$$

We definiëren nu de hoek ξ tussen \bar{B}_{hf} en \bar{M} als $\xi \equiv \psi - \vartheta$, en de constante b als $b \equiv B_{11} / B_{33}$. M.b.v. enige goniometrie kan vgl.(2.20) geschreven worden als:

$$\sin\xi = (b-1) \sin\vartheta \cos\psi \quad (2.21)$$



Figuur 2.1: Definities van de verschillende hoeken.

Indien de anisotrope bijdrage veel kleiner is dan de isotrope, (dus als $|\bar{A}'\langle\bar{S}\rangle| \ll |A_{\text{iso}}\langle\bar{S}\rangle|$), dan is $\xi \ll 1$ en kunnen we de volgende benaderingen toepassen:

$$\begin{aligned}\sin\xi &\cong \xi & (2.22) \\ \cos\psi &\cong \cos\vartheta\end{aligned}$$

M.b.v. de benaderingen (2.22) gaat vgl.(2.21) over in :

$$\xi \cong \frac{b-1}{2} \frac{180}{\pi} \sin 2\vartheta \quad (2.23)$$

waarin ξ en ϑ in graden zijn uitgedrukt. Voor $\vartheta=45^\circ$ is ξ maximaal. Voor hcp Co volgt, met de experimentele gegevens van Fekete $B_{11} = -22.9$ T en $B_{33} = -22.0$ T [Fek 78], voor $\vartheta = 45^\circ$, met de analytische uitdrukking (vgl. (2.21)): $\xi = 1.15^\circ$ en met de benaderde uitdrukking (vgl. (2.23)): $\xi = 1.17^\circ$, hetgeen 0.02° graden groter is, en niet meetbaar is.

2.4 Het bepalen van de hyperfijnveldanisotropie

Door de richting van de elektronen-magnetisatie \bar{M} m.b.v. een uitwendig veld \bar{B}_{uitw} te variëren, kan de hoekafhankelijkheid van het hyperfijnveld bepaald worden. Hierbij moet ten eerste opgemerkt worden dat t.g.v. de magnetische anisotropie (d.w.z. de anisotropie van de elektronen-magnetisatie) \bar{M} i.h.a. niet parallel aan \bar{B}_{uitw} staat (\bar{M} is alleen parallel aan \bar{B}_{uitw} indien \bar{B}_{uitw} parallel of loodrecht op de symmetrie-as staat), en ten tweede dat het dipoolveld \bar{B}_{dip} afhankelijk is van de vorm van het preparaat, en indien het preparaat niet bolvormig is, ook nog van de richting van de magnetisatie. In paragraaf 2.6 zal nader ingegaan worden op de het begrip magnetische anisotropie. De richting van \bar{M} , gegeven door de hoek ϑ met de filmnormaal, volgt uit het minimaal zijn van de vrije energie F:

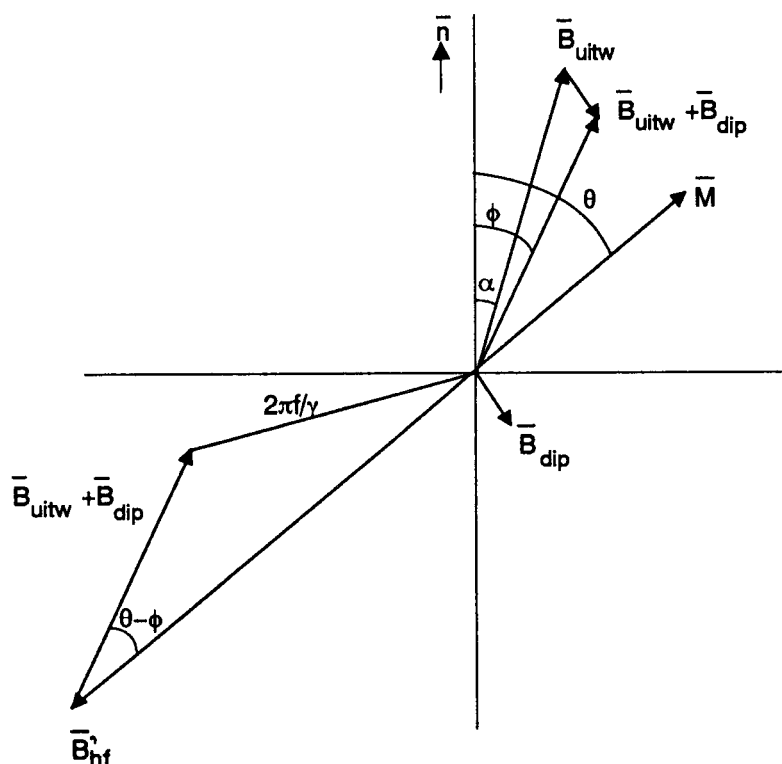
$$F = K_1 \sin^2 \vartheta + K_2 \sin^4 \vartheta - \frac{1}{2} \bar{M}_s \cdot \bar{B}_{\text{dip}} - M_s B_{\text{uitw}} \cos(\vartheta - \alpha) \quad (2.24)$$

Hierin zijn de eerste twee termen de magnetokristallijne anisotropie-energie tot en met de tweede orde voor hexagonale symmetrie (zie paragraaf 2.6), de derde term is de magnetostatische energie en de laatste term is de Zeeman-energie waarin α de hoek is tussen \bar{B}_{uitw} en

de filmnormaal. Aangenomen is dat \bar{B}_{uitw} groot genoeg is, zodat de magnetisatie zijn verzadigingswaarde M_s bereikt heeft. Als we voor het dipoolveld de klassieke uitdrukking voor een plaat (vgl.(2.6)) gebruiken, en de invloed van de eerste orde magnetokristallijne anisotropie en de magnetostatische energie schrijven als $K_{1,eff}$ ($K_{1,eff} = K_1 - \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2$), dan geeft het nul stellen van de afgeleide van F naar ϑ de evenwichtsvoorwaarde voor de richting van de magnetisatie :

$$\left(\frac{2 K_{1,eff}}{M_s} + \frac{4 K_2}{M_s} \sin^2 \vartheta \right) \sin \vartheta \cos \vartheta + B_{uitw} \sin(\vartheta - \alpha) = 0 \quad (2.25)$$

Indien $K_{1,eff}$, K_2 en M_s bekend zijn, kan de richting van \bar{M} berekend worden. Als we aannemen dat \bar{B}'_{hf} en \bar{M} anti-parallel staan dan is tevens de richting van \bar{B}'_{hf} bekend. Uit vgl.(2.4) volgt dan voor de grootte van het hyperfijnveld \bar{B}'_{hf} (zie figuur 2.2):



Figuur 2.2: Schematische weergave van het bepalen van de grootte van het hyperfijnveld B'_{hf} volgens $2\pi f/\gamma = |\bar{B}'_{hf} + \bar{B}_{dip} + \bar{B}_{uitw}|$.

$$B'_{hf} = |\bar{B}_{uitw} + \bar{B}_{dip}| \cos(\phi - \theta) + \left\{ \left(\frac{2\pi f}{\gamma} \right)^2 - |\bar{B}_{uitw} + \bar{B}_{dip}|^2 \sin^2(\phi - \theta) \right\}^{1/2} \quad (2.26)$$

waarin ϕ de hoek is tussen $(\bar{B}_{uitw} + \bar{B}_{dip})$ en de filmnormaal. Voor B_{hf} moet het Lorentz-veld er nog bij opgeteld worden: $\bar{B}_{hf} = \bar{B}'_{hf} + \frac{1}{3} \mu_0 \bar{M}_s$.

Indien we alleen de grootte van de hyperfijnveldanisotropie willen bepalen, maken we gebruik van het feit dat \bar{M}_s en \bar{B}_{uitw} parallel staan in het geval \bar{B}_{uitw} parallel aan of loodrecht op de filmnormaal staat. M.b.v. vgl.(2.6) voor het dipoolveld van een plaat kunnen we vgl.(2.4) herschrijven als:

$$2\pi f = \gamma (B_{hf//} - B_{uitw//} + \mu_0 M_s) \quad (2.27)$$

indien B_{uitw} parallel (//) aan de filmnormaal staat, en

$$2\pi f = \gamma (B_{hf\perp} - B_{uitw\perp}) \quad (2.28)$$

indien B_{uitw} loodrecht (\perp) op de filmnormaal wordt aangelegd, waarbij $B_{hf//}$ en $B_{hf\perp}$ het hyperfijnveld (incl. Lorentz-veld) resp. evenwijdig aan en loodrecht op de filmnormaal is. De hyperfijnveldanisotropie $B_{hf//} - B_{hf\perp}$ volgt uit combinatie van de vgln.(2.27) en (2.28) :

$$B_{hf//} - B_{hf\perp} = -\mu_0 M_s + (B_{uitw\perp} - B_{uitw//}) \quad (2.29)$$

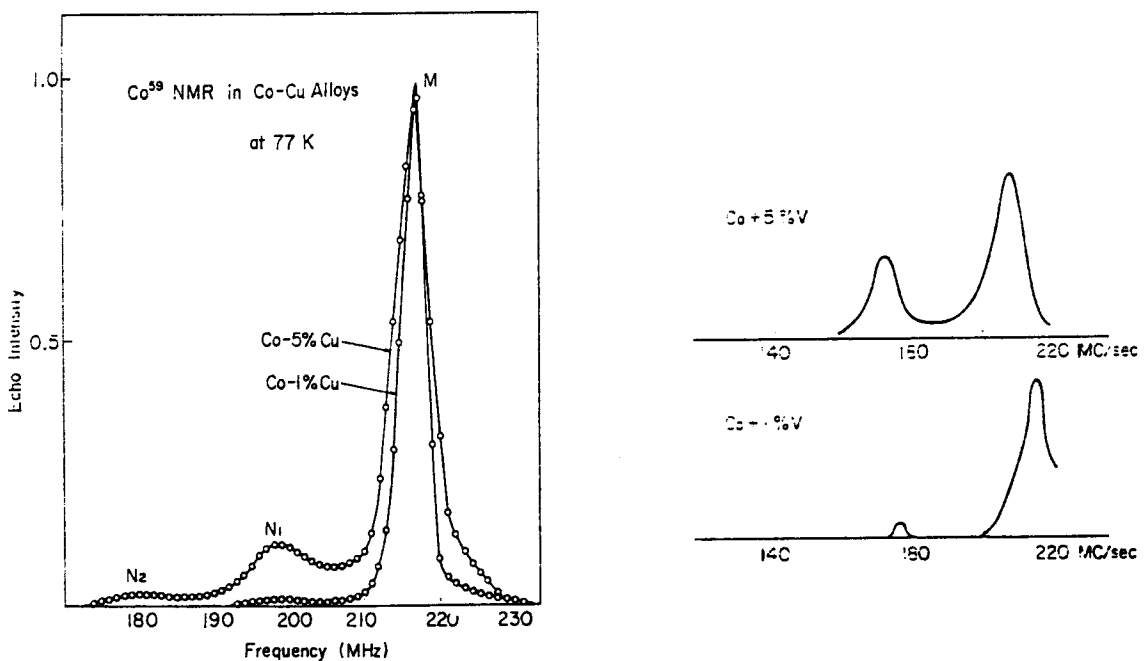
Tenslotte merken we nog op dat, indien de hyperfijnveldanisotropie bekend is (fcc Co heeft bijvoorbeeld een isotroop hyperfijnveld !!), vgl.(2.28) gebruikt kan worden om $\mu_0 M_s$ te bepalen en de vgln.(2.24) en (2.25) om $\mu_0 M_s$ en lokale waarden voor de anisotropie-constanten $K_{1,eff}$ en K_2 te bepalen.

2.5 De invloed van de omgeving op het hyperfijnveld

In paragraaf 2.2 is gebleken dat het hyperfijnveld van een atoom afhankelijk is van de lokale omringingsstructuur van dat atoom. De lokale omringing van een kobaltatoom wordt bepaald door de kristalstructuur en door de aanwezigheid van vreemde (niet-kobalt) atomen in het rooster. De lokale omgeving voor kobaltatomen in legeringen en multilagen is dus in het algemeen anders dan voor atomen in bulk-kobalt. Ook druk heeft via rek van het materiaal invloed op de omringing van de atomen.

Legeren

We bespreken de invloed van vreemde atomen op het hyperfijnveld aan de hand van NMR-spectra van Co-Cu en Co-V legeringen die in figuur 2.3 zijn opgenomen.



Figuur 2.3: NMR-spectra van Co-Cu legeringen [Nas 74] en Co-V legeringen [Kob 66].

De spectra vertonen een lijn van hoge intensiteit (de hoofdlijn) die correspondeert met fcc kobalt (217 MHz [Rie 87]). Naast deze hoofdlijn bevindt zich, afhankelijk van de concentratie van het

element waarmee gelegeerd is, een aantal satellieten. Binnen een spectrum blijken alle lijnen op een vrijwel vaste afstand van elkaar te liggen. Voor Co-Cu legeringen is deze afstand ongeveer 18 MHz [Nas 74]. Verder zijn de relatieve intensiteiten gerelateerd aan de concentratie. De satellieten corresponderen namelijk met kobalt-atomen die een aantal vreemde atomen in de naaste buurschil ("nearest neighbour shell": nn-schil) hebben. De afstand van de satelliet tot de hoofdlijn neemt toe naarmate het aantal vreemde atomen in de nn-schil toeneemt: de i-de satelliet wordt toegekend aan kobaltatomen met i vreemde atomen in de nn-schil. Indien de hoofdlijn gesplitst waargenomen wordt, wordt de lijn met lagere hyperfijnveldwaarde toegekend aan atomen met één vreemd atoom in de "next nearest neighbour" schil en geen in de nn-schil.

Drukafhankelijkheid

Ten gevolge van alzijdige druk neemt voor kobalt het magnetisch moment op het atoom af en de waarschijnlijkheidsdichtheid van de s-elektronen op de kern toe [Jan 79]. De relatie tussen de hyperfijnveldverandering ΔB_{hf} en de isotrope atomaire volumeverandering ΔV wordt voor Co voor $T = 300$ K gegeven door [Gro 91]:

$$\frac{\Delta B_{hf}}{B_{hf}} = -1.16 \frac{\Delta V}{V} \quad (2.30)$$

Hierbij moet opgemerkt worden dat bij films en multilagen de rek in het kristalrooster ("strain") t.g.v. het verschil in roosterconstante tussen de film en het substraat of tussen twee verschillende lagen in een multilaag, in het algemeen in het vlak van de laag zit en dus in het algemeen niet isotroop is.

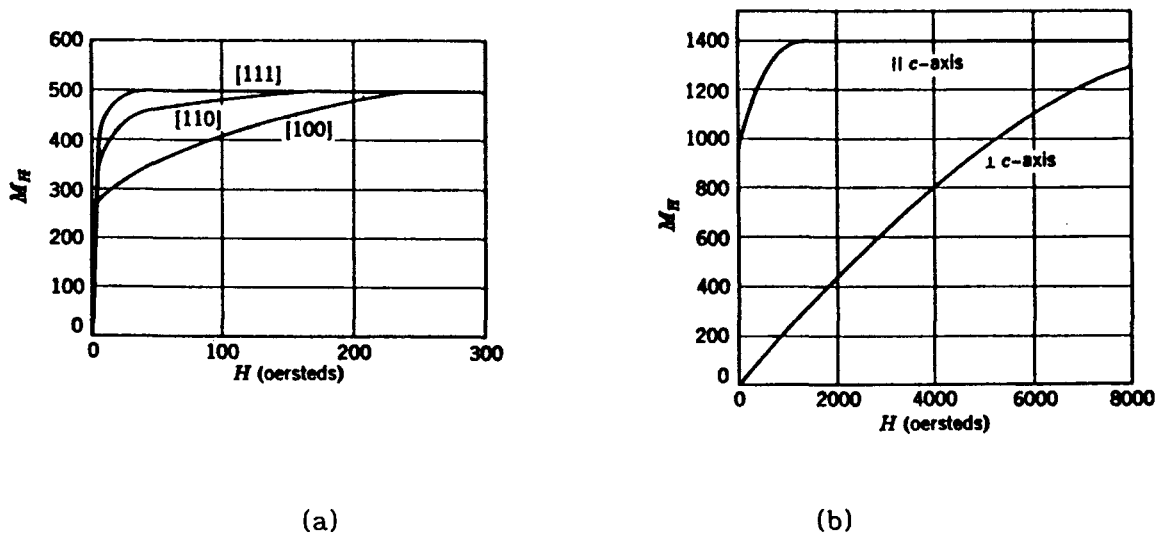
2.6 Magnetisch anisotropie in Co-films

In het voorafgaande hebben we gezien dat de richting, en voor een anisotrope koppeling ook de grootte, van het hyperfijnveld bepaald wordt door de richting van de elektronen-magnetisatie \bar{M} . De richting van de magnetisatie wordt op zijn beurt bepaald door het minimaal zijn van de vrije energie, welke bestaat uit de anisotropie-energie en indien er een uitwendig veld aanwezig is de Zeeman-energie. Magnetische anisotropie wil zeggen dat de magnetisatie een bepaalde voorkeursrichting heeft. In deze paragraaf zullen de belangrijkste bijdragen tot de anisotropie van

Co-films behandeld worden, te weten de magnetokristallijne anisotropie en de vormanisotropie. Bij zeer dunne films (dikte in de orde van grote van enkele tientallen Ångströms) kan oppervlakte-anisotropie een rol spelen.

Magnetokristallijne anisotropie

Kristallen zijn in sommige richtingen gemakkelijker te verzadigen ("easy directions") dan in andere richtingen ("hard directions"). Als illustratief voorbeeld hiervan geven we de magnetisatiecurves van nikkel en kobalt in figuur 2.4.



Figuur 2.4: Magnetisatiecurve van éénkristallen van (a) hcp Co en (b) fcc Ni. De richting van het aangelegde veld t.o.v. de kristal-assen is bij de curves aangegeven ([Hon 26]).

Indien de hoek die de magnetisatie met de "easy"-as maakt ϑ is, wordt de magnetokristallijne anisotropie-energie $E_{mk}(\vartheta)$ gedefinieerd als de energie die het systeem heeft t.o.v. de energie die het zou hebben indien de magnetisatie langs de "easy"-as zou staan, dus $E_{mk}(0) \equiv 0$. Bij hcp Co is de "easy"-as de [0001]-as, ook wel de c-as genoemd, en is de anisotropie uniaxiaal, d.w.z. dat er in het vlak loodrecht op de c-as geen voorkeur bestaat wat betreft de richting van de magnetisatie. Voor de magnetokristallijne anisotropie-energie van hcp Co E_{mk}^{hcp} geldt [Mur 65]:

$$E_{mk}^{hcp}(\vartheta) = K_1 \sin^2 \vartheta + K_2 \sin^4 \vartheta \quad (2.31)$$

waarin ϑ de hoek tussen de magnetisatie en de c-as is en K_1 en K_2 de eerste en tweede orde magnetokristallijne anisotropie-constanten. Uit vgl.(2.31) volgt dat positieve waarden van K_1 en K_2 een voorkeursrichting van de magnetisatie bevorderen die parallel aan de filmnormaal is. Waarden voor K_1 en K_2 voor verschillende temperaturen staan in tabel 2.1.

T (K)	K_1 (MJ/m ³)	K_2 (MJ/m ³)
4.2	0.77	0.11
300	0.49	0.12

Tabel 2.1: Anisotropie-constanten K_1 en K_2 voor hcp Co zoals gedefinieerd in vgl.(2.31), [Ono 81].

Voor fcc Co is de easy direction de [111]-as. De hoekafhankelijkheid van de magnetokristallijne anisotropie-energie E_{mk}^{fcc} is gecompliceerd en staat in appendix 1. De magnetokristallijne bijdrage aan de anisotropie-energie is bij fcc kobalt ongeveer een factor honderd kleiner dan bij hcp kobalt (zie tabel 2.2 op pagina 21).

Vormanisotropie

Vormanisotropie is een gevolg van het feit dat de magnetostatische energie, ook wel demagnetisatie-energie genoemd, afhankelijk is van de vorm van het preparaat en de richting van de magnetisatie. De magnetostatische energie E_{ms} wordt veroorzaakt door de wisselwerking tussen de magnetisatie \vec{M} en het dipoolveld \vec{B}_{dip} :

$$E_{ms} = -\frac{1}{2} \int \vec{M} \cdot \vec{B}_{dip} \, dV \quad (2.32)$$

De vormanisotropie-energie E_d wordt nu gedefinieerd als het hoekafhankelijke deel van de magnetostatische energie per volume-eenheid (het hoek-onafhankelijke deel draagt immers niet bij aan de anisotropie). Indien we ervan uitgaan dat de magnetisatie verzadigd is en het dipoolveld benaderd wordt met de klassieke uitdrukking voor een

vlakke plaat (vgl.(2.6)), kunnen we voor de vormanisotropie-energie $E_d(\vartheta)$ van een film schrijven :

$$E_d(\vartheta) = -\frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 \sin^2 \vartheta \quad (2.33)$$

waarin ϑ de hoek is tussen de verzadigde magnetisatie \bar{M}_s en de filmnormaal. Indien voor Co $\mu_0 M_s = 1.79$ (T) [Rie 87] genomen wordt geldt dat $-\frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 = -1.27$ (MJ/m³), hetgeen een voorkeursrichting van de magnetisatie bevordert die in het filmvlak ligt.

Oppervlakte-anisotropie

Oppervlakte-anisotropie is een gevolg van het verbreken van de symmetrie aan het oppervlak en is als eerste voorspeld door Néel [Née 54]. De oppervlakte-anisotropie energie E_s wordt beschreven door :

$$E_s(\vartheta) = K_s \sin^2 \vartheta \quad (2.34)$$

waarin ϑ de hoek tussen de magnetisatie en de normaal van het oppervlak is en K_s de oppervlakte-anisotropie constante. De anisotropie t.g.v. het verbreken van de symmetrie aan een grensvlak is een speciaal geval van oppervlakte-anisotropie en wordt ook beschreven door vgl.(2.34). K_s heet dan interface-anisotropie constante. Bruno [Bru 88] berekent op basis van Néels theorie een K_s voor hcp Co t.o.v. vacuüm van 0.84 mJ/m². Er kunnen echter bezwaren gemaakt worden tegen het gebruikte model [Cha 88]. Den Broeder heeft voor Co/X (X = Ag, Au, Cu, Ir, Mo, Pt) multilagen waarden voor K_s bepaald die variëren van 0.1 tot 0.8 mJ/m² [Bro 91].

De anisotropie K wordt nu gedefinieerd als het verschil in anisotropie-energie per volume-eenheid tussen de toestand waarbij de magnetisatie in het vlak van de film ligt $E(\vartheta=\pi/2)$ en de toestand waarbij de magnetisatie parallel aan de filmnormaal staat $E(\vartheta=0)$:

$$K \equiv E(\vartheta=\pi/2) - E(\vartheta=0) \quad (2.35)$$

Voor de totale K van een film of multilaag kan nu geschreven worden:

$$K = K_{mk} + K_d + 2K_s/t \quad (2.36)$$

waarin t de dikte van de film of de magnetische laag in een multilaag is. Uit de definitie (vgl. 2.35) volgt dat als K positief is, de voorkeursrichting van de magnetisatie parallel aan de filmnormaal staat. Zoals we voor hcp Co gezien hebben is K_d negatief en in absolute waarde groter dan de positieve K_{mk} . Indien echter K_s positief is en t klein genoeg is dan kan K positief zijn. Voor een Co-film staan de bijdragen aan K in tabel 2.2. Voor de magnetokristallijne bijdragen is aangenomen dat de dichtstgestapelde vlakken in het filmvlak liggen, of anders gezegd, dat bij hcp Co de [0001]-richting en bij fcc de [111]-richting parallel aan de filmnormaal staan.

K (MJ/m ³)	T=4.2 K	T=300 K
K_{mk}^{hcp}	0.88	0.61
K_{mk}^{fcc}	0.008	0.006
K_d	-1.27	

Tabel 2.2: Magnetokristallijne- (K_{mk}) en vormanisotrope (K_d) bijdrage aan K voor fcc en hcp Co. Voor $\mu_o M_s$ in K_d is 1.79 T [Rie 78] genomen. K_{mk}^{hcp} volgt uit vgl.(2.31) en tabel 2.1. Voor K_{mk}^{fcc} , zie appendix 1.

Uit de waarden van tabel 2.2 volgt dat bij Co-films de magnetokristallijne bijdrage van fcc Co verwaarloosbaar is t.o.v. de vormanisotropie en ongeveer een factor honderd kleiner is dan de hcp bijdrage. Indien we als schatting voor de oppervlakte- en interface (Co/substraat) anisotropie $K_s = 1$ mJ/m² ([Bru 88],[Bro 91]) nemen, dan is de oppervlakte bijdrage aan K voor een Co-film met een dikte van 1000 Å kleiner dan 2% van de vormanisotropie K_d . Voor 1000 Å Co-films zal de magnetisatie dus een in-vlak voorkeursrichting hebben.

In dit hoofdstuk zullen achtereenvolgens het principe van de meetmethode, de experimentele opzet en de belangrijkste aspecten die de vorm van het spectrum beïnvloeden (zoals bijvoorbeeld enhancement) besproken worden.

3.1 Het spin-echo experiment

Het dynamisch gedrag van de kernspins, waarvan de totale magnetisatie \bar{M} is en de evenwichtsmagnetisatie $M_0 \bar{e}_z$, wordt beschreven door de Bloch vergelijkingen (zie b.v. [Sli 90]):

$$\begin{aligned}\dot{M}_z &= \frac{-(M_z - M_0)}{T_1} \\ \dot{M}_x &= \frac{-M_x}{T_2} + \gamma (\bar{M} \times \bar{B}_0)_x \\ \dot{M}_y &= \frac{-M_y}{T_2} + \gamma (\bar{M} \times \bar{B}_0)_y\end{aligned}\tag{3.1}$$

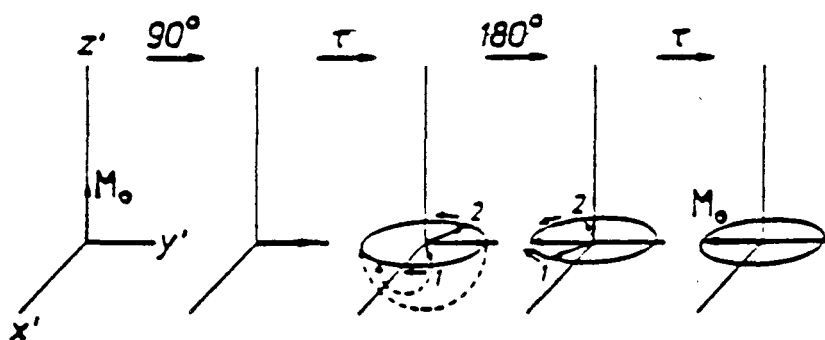
Hierin is $\bar{B}_0 = B_0 \bar{e}_z$ het statisch veld ter plaatse van de kern, $\dot{M} \equiv \partial M / \partial t$ en duiden de subscripten x, y en z op de componenten langs de desbetreffende assen. T_1 is de karakteristieke tijd waarmee de \bar{M} naar zijn evenwichtswaarde $M_0 \bar{e}_z$ gaat. T.g.v. de spin-spin wisselwerking relaxeert de dwarsmagnetisatie, de kernspin-magnetisatie in het x,y-vlak, met karakteristieke tijd T_2 naar zijn evenwichtswaarde, welke in dit geval gelijk aan nul is. Door een radiofrequente (RF) puls loodrecht op de z-as aan te bieden, $\bar{B}_1 = 2B_1 \bar{e}_x \cos \omega t$, wordt het systeem uit evenwicht gebracht. Indien de relaxatietijden T_1 en T_2 niet meegenomen worden omdat ze in het algemeen veel groter zijn dan de pulsduur, ziet vgl.(3.1) er in het coördinatenstelsel dat met frequentie ω rond de z-as draait (aangegeven door de accenten) als volgt uit:

$$\dot{\bar{M}}' = \bar{M}' \times \{ (\gamma \bar{B}_0 + \bar{\omega}) + \gamma B_1 \bar{e}_x \}\tag{3.2}$$

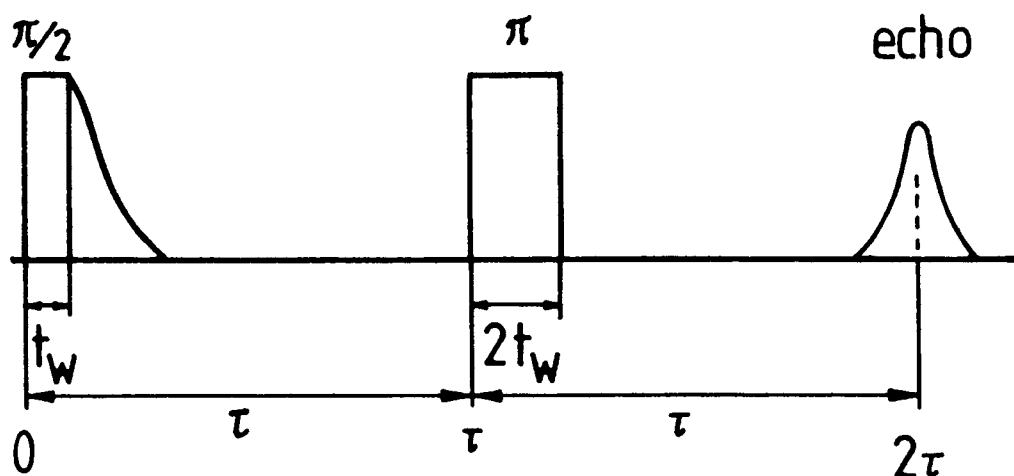
met $\bar{\omega} = \omega \bar{e}_z$. $B_1 \bar{e}_x$, is de statische component van de RF-puls in het roterende assenstelsel. Indien $\bar{\omega} \cong -\gamma \bar{B}_0$, de Larmorfrequentie van de

kernspins, draait de kernspinmagnetisatie hoofdzakelijk rond de x' -as met frequentie γB_1 . Een puls met tijdsduur t_w draait \bar{M} over een hoek α waarvoor geldt $\alpha = \gamma B_1 t_w$, hetgeen een α -puls genoemd wordt.

Een spin-echo experiment gaat nu als volgt (zie b.v. [Hah 50], [Sli 90]). Een $\pi/2$ -puls draait de kernspins, waarvan de magnetisatie verzadigd is en langs de z -as staat, naar de y' -as (zie figuur 3.1). T.g.v. veldinhomogeniteiten zullen de spins nu niet allemaal met dezelfde frequentie rond de z' -as precederen, ze waaieren uit. Op tijdstip τ na de eerste puls worden door een π -puls de spins in het $x'y'$ -vlak 180° omgeklapt om op tijdstip 2τ na de eerste puls tegelijk de $-y'$ -as te passeren, hetgeen een inductiesignaal in een spoeltje oplevert: de echo. De pulsreeks is nog eens schematisch weergegeven in figuur 3.2. De grootte van het echosignaal is evenredig met het aantal kernen dat resoneert. T.g.v. de spin-spin wisselwerking neemt de dwarsmagnetisatie en daarmee de grootte van de echo met $\exp(-t/T_2)$ af. De experimenten zoals beschreven in dit verslag zijn gedaan met twee gelijke pulsen, een zogenaamde α - α pulsreeks. Voor optimale echohoogte geldt dat $\alpha=2\pi/3$.



Figuur 3.1: Spin-echo experiment met een $\pi/2$ - π pulsreeks, schematisch weergegeven in het roterende assenstelsel.

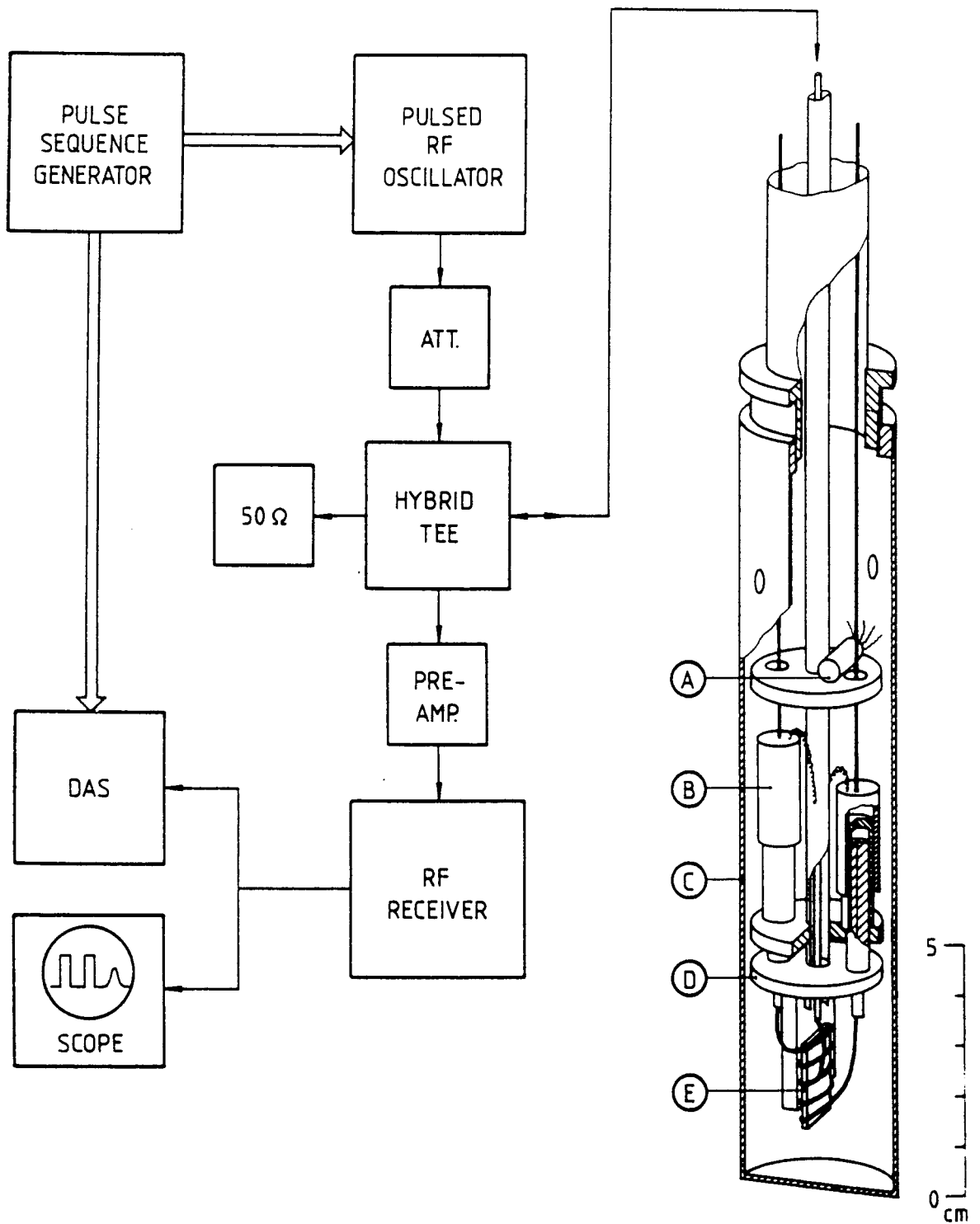


Figuur 3.2: Schematische weergave van $\pi/2$ - π pulsreeks bij een spin-echo experiment. Het signaal na de eerste puls is de free induction decay.

3.2 De experimentele opzet

In deze paragraaf wordt in het kort de gebruikte apparatuur en de gevolgde werkwijze besproken. Voor meer informatie wordt verwezen naar de verslagen van Denissen [Den 82] en L. Pel [Pel 86] en het proefschrift van de Gronckel [Gro 92].

In figuur 3.3 staat de meetopstelling schematisch weergegeven. De zender (zender/ontvanger: MATEC Corp. model 6600) geeft een gepulsd RF-sigitaal in het frequentie gebied van 1 tot 700 MHz. De pulsreeks (typische pulsbreedte $t_w \cong 1 \mu s$, tijdsinterval tussen de pulsen $\tau \cong 15 \mu s$), wordt m.b.v. een programmeerbare pulse sequence generator aan de zender aangeboden. De parameters t_w en τ worden zo ingesteld, dat het echo-sigitaal maximaal is en goed van de pulsen gescheiden is. Het gemoduleerde sigitaal wordt via twee 6dB verzwakkers en een "hybrid tee" naar het LC-circuit gevoerd. Het LC-circuit bestaat uit een spoeltje dat dicht om het preparaat, doorgaans bestaande uit twee met teflon op elkaar gepakte (multilaag-)films, gewikkeld is en waarvan de uiteinden via instelbare condensatoren met de aarde verbonden zijn. Het spoeltje dient zowel voor de toevoer van het RF-sigitaal aan het preparaat als voor de detectie van de echo. Het echo-sigitaal gaat via de "hybrid tee" en voorversterker naar de ontvanger, waar het sigitaal gedemoduleerd wordt.



Figuur 3.3: Schematische weergave van de experimentele opzet met de "insert": a) carbon-glas weerstandsthermometer, b) instelbare condensator, c) afscherming, d) preparaat-houder, e) preparaat met spoeltje.

Aan de uitgang van de ontvanger ontstaat een spanning die evenredig is met de omhullende van het ingangssignaal. Dit signaal kan zichtbaar gemaakt worden op een geheugen-oscilloscoop (Tektronix 466) en aangeboden worden aan een boxcar integrator die een analoge middeling van het signaal uitvoert en aan een data acquisitie systeem (DAS) voor verwerking van de meetresultaten met een computer. Het LC-circuit wordt m.b.v. een "insert" in een cryostaat gehangen waarin zich een "split-pair" spoel bevindt waarmee een horizontaal magneetveld tot 6 Tesla opgewekt kan worden. De insert kan zodanig om zijn verticale as gedraaid worden, dat het preparaat een willekeurige hoek met het aangelegde magneetveld kan maken. Zowel de "split-pair" als de "insert" bevinden zich tijdens de meting in vloeibaar helium (^4He). Omdat de signaal-ruis verhouding omgekeerd evenredig is met de temperatuur, wordt tijdens de meting de ruimte boven het helium-bad afgepompt, zodat een temperatuur van ongeveer 1.4 K bereikt wordt. De temperatuur wordt bepaald m.b.v. een carbon-glas weerstandsthermometer.

Zender, ontvanger en LC-circuit moeten bij iedere frequentie opnieuw afgesteld worden. Hiertoe zijn in de meetopstelling een nauwkeurige RF-signaalgenerator (H.P. 8657A signal generator 0.1-1040 MHz) en een mixer opgenomen, die tijdens het afstellen de zender vervangen. Het LC-circuit wordt m.b.v. de variabele condensatoren zo ingesteld, dat de vermogensreflectie minimaal is.

3.2 De metingen

Indien we de resonantie-conditie voor het geval het uitwendige veld parallel aan het filmvlak staat (vgl.(2.28)), nog eens opschrijven

$$2\pi f = \gamma (B_{\text{hf}} - B_{\text{uitw}}) \quad (3.3)$$

dan zien we dat er in principe twee manieren zijn om een NMR-spectrum op te nemen:

- (1) bij een bepaalde frequentie wordt het aangelegde veld gevarieerd (veld-spectrum of "veld-sweep"),
- (2) het aangelegde veld wordt konstant gehouden en de frequentie wordt gevarieerd (frequentie-spectrum).

Elke lijn in het spectrum correspondeert via de resonantie-conditie met een specifieke omgeving (B_{hf}) en de intensiteit van die lijn is

gerelateerd aan het aantal atomen die die omgeving hebben. De aspecten die de vorm van een spectrum bepalen, worden uitgebreid doch overzichtelijk besproken in het proefschrift van de Gronckel [Gro 92]. We zullen de belangrijkste, te weten frequentie-afhankelijkheid, enhancement en inhomogeniteiten van het RF-veld hier kort toelichten.

Frequentie-afhankelijkheid

Een frequentie-spectrum moet gecorrigeerd worden voor de f^2 -afhankelijkheid van de spin-echo [Plo 88] en de frequentie-afhankelijkheid van de opstelling. Voor de gebruikte opstelling is het echter moeilijk de frequentie-afhankelijkheid te bepalen omdat in de insert geen ijksignaal aanwezig is.

Enhancement

Experimenteel is vastgesteld [Por 60] dat het benodigde RF-vermogen om een spin-echo signaal te krijgen veel kleiner en het van het preparaat afkomstige signaal vele malen groter was dan voorspeld was. Deze twee zaken worden respectievelijk transmitting- en receiving enhancement genoemd. Transmitting enhancement wordt in een ferromagneet die uit één domein bestaat veroorzaakt doordat de richting van de de verwachtingswaarde van de elektronenspins t.g.v. het RF-veld over een hoek ϕ verdraaid wordt [Nar 67], hetgeen tot een effectief excitatieveld $B_{1,eff}$ leidt van [Gro 92]:

$$B_{1,eff} = |1-\eta|B_1 \quad \text{met} \quad \eta = \frac{B_{hf}}{B_{uitw} + B_{an}} \quad (3.4)$$

waarin η de enhancement factor is en B_{an} het effectieve anisotropieveld. Receiving enhancement ontstaat doordat het precederen van de kernspinmagnetisatie via de hyperfijnveld wisselwerking een coherente precessie van de elektronenspins veroorzaakt. De totale dwarsmagnetisatie en daarmee het spin-echo signaal neemt hierdoor met $|1-\eta|$ toe. Indien het ferromagnetische sample niet uit één domein bestaat, zoals b.v. het geval is bij frequentie-spectra zonder uitwendig veld, resulteert het RF-veld niet in rotaties van het domein maar in domeinwand verplaatsingen [Por 60], hetgeen tot enhancement factoren leidt die één of twee orden groter zijn dan wanneer het sample uit één domein zou bestaan.

Voor transmitting enhancement hoeft niet gecorrigeerd te worden indien bij elke waarde van B_{uitw} de optimale pulsbreedte wordt ingesteld (namelijk zodanig dat $\alpha=2\pi/3$). Voor receiving enhancement kan eenvoudig gecorrigeerd worden door de ruwe meetgegevens door $|1-\eta|$ te delen. Indien het veld parallel aan het filmvlak aangelegd wordt, volgt de correctiefactor uit combinatie van de vgl.(3.3) en (3.4):

$$|1-\eta| = \left| 1 - \frac{B_{\text{hf}}}{B_{\text{uitw}}} \right| = \frac{2\pi f}{\gamma B_{\text{uitw}}} \quad (3.5)$$

Om tijd te besparen worden in de praktijk doorgaans veldsweeps opgenomen, waarbij slechts éénmaal wordt afgesteld, en wel bij het uitwendig veld waarbij de echo maximaal is.

RF-veldinhomogeniteiten

Inhomogeniteiten in het RF-veld \bar{B}_1 worden veroorzaakt door een niet-ideale spoelconfiguratie en door de exponentiële demping van het RF-veld in het preparaat door het "skin-effect". De karakteristieke indringdiepte δ wordt gegeven door:

$$\delta = \left\{ \frac{2\rho}{\mu\omega} \right\}^{1/2} \quad (3.6)$$

Hierin is ρ de soortelijke weerstand van het preparaat, μ de magnetische permeabiliteit van het preparaat en $\omega=2\pi f$ de frequentie van het RF-veld. Voor Co bij 1.4 K en $f = 200$ MHz geeft dit een typische indringdiepte van 1000 Å. Omdat de grootte van het RF-veld afhangt van de plaats in het preparaat is de excitatie conditie in een deel van het preparaat niet optimaal ($\alpha \neq 2\pi/3$). Omdat δ frequentie-afhankelijk is, beïnvloedt dit de relatieve intensiteiten in een NMR-frequentiespectrum maar niet die in een NMR-spectrum verkregen door een veldsweep bij één frequentie.

Resolutie

Tot slot merken we nog op dat de resolutie van de opstelling ongeveer 1 MHz bedraagt en voornamelijk bepaald wordt door de bandbreedte van het LC-circuit [Plo 88].

HOOFDSTUK 4 Co-FILMS: RESULTATEN EN CONCLUSIES

In dit hoofdstuk worden de resultaten van NMR-metingen aan Co-films weergegeven. In deze inleidende paragraaf worden de mogelijke kristalstructuren van Co besproken en laten we een NMR-spectrum zien waarin de lijnen t.g.v. van deze structuren afzonderlijk te herkennen zijn. Paragraaf 4.2 behandelt de invloed van het substraat en de substraat-temperatuur op de kristalstructuur van de Co-films. In paragraaf 4.3 is op basis van de kristallografische samenstelling (percentages fcc, hcp en stapelfouten), zoals die bepaald is in paragraaf 4.2, de magnetische anisotropie van de Co-films berekend en vergeleken met experimenteel bepaalde waarden. In paragraaf 4.4 wordt m.b.v. een fit-procedure de hoek-afhankelijkheid van het hyperfijnveld bepaald uit rotatie-spectra. De fit-parameters, te weten de verzadigings-magnetisatie en effectieve anisotropie, en hun invloed op de resultaten zullen worden besproken en de resultaten zullen worden vergeleken met in de literatuur voorkomende waarden. In paragraaf 4.5 zullen de conclusies uit dit hoofdstuk nog eens samengevat worden.

4.1 Inleiding

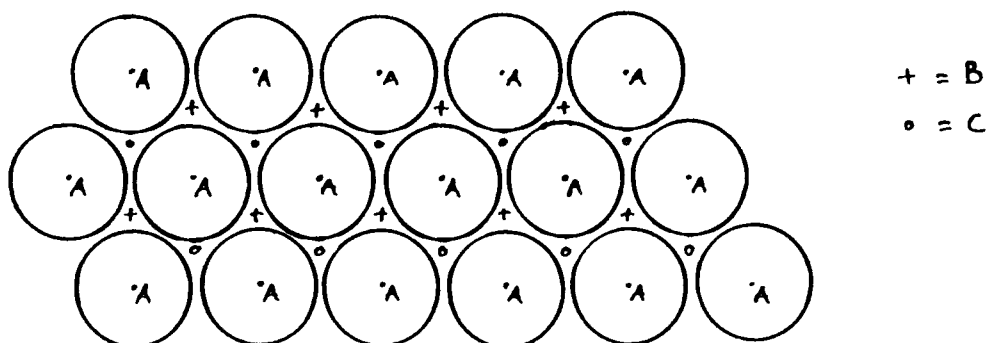
De Co-films waaraan gemeten is, zijn door middel van "molecular beam epitaxy" (MBE) op het Philips Natuurkundig Laboratorium vervaardigd. Het substraat van de films bestaat uit mica of geoxideerd silicium (siox). De films hebben geen basislaag en ook geen afdeklaag. De substraat-temperatuur T_s (de temperatuur van het substraat tijdens het groeien van de Co-film) staat voor de afzonderlijke preparaten in tabel 4.1. De groeisnelheid van de films is 0.3 Å/s. De nauwkeurigheid van de dikte van de Co-laag (ongeveer 1000 Å) is onbekend. Röntgendiffractie toont aan dat de Co-films [111]/[0001] textuur hebben ([Blo 91]). Dit houdt in dat de dichtst-gepakte vlakken parallel aan het filmvlak liggen en dat voor fcc en hcp respectievelijk de [111]- en de [0001]-richting, ook wel c-as genoemd, parallel aan de film-normaal staat.

1000 Å Co [111]/[0001]		
preparaat nummer	T _s (°C)	substraat
911611	-33	MICA
911315	100	MICA
911316	200	MICA
911403	300	MICA
911404	400	MICA, SIOX
911407	500	MICA, SIOX
911505	650	MICA
911601	800	MICA

Tabel 4.1: Overzicht van de 1000 Å Co preparaten waaraan gemeten is. Substraat en substraat-temperatuur T_s van de films staat vermeld. De films hebben geen afdeklaag en ook geen basislaag. De groei-snelheid is 0.3 Å/s.

In de natuur kan kobalt in twee kristalstructuren voorkomen: een cubische (fcc) en een hexagonale (hcp) structuur. Voor bulk Co is hcp de stabiele structuur is voor temperaturen beneden T_m = 420°C (de martensieke overgangs-temperatuur [Hou 60], [Sha 77]) en fcc voor temperaturen boven ongeveer 800 °C. T.g.v. het geringe energie-verschil kunnen beide structuren naast elkaar voorkomen bij kamertemperatuur ([Hou 60]). Zowel de fcc als de hcp structuur zijn dichtst-gepakte bolstapelings. De stapelvolgorde van de dichtst-gepakte vlakken is bij fcc ABCABCABC... langs de [111]-richting en bij hcp ABABAB... langs de [0001]-richting. Dit is schematisch weergegeven in figuur 4.1. De Co-atomen hebben 12 naaste burens: 6 in het vlak, 3 in het bovenvlak en 3 in het benedenvlak. Afwijkingen van de ABCABC... of ABABAB...volgorde zijn stapelfouten. Voorbeelden van stapelfouten in de fcc-structuur zijn (zie bijvoorbeeld [Hul 84], [Nab 79]): ABC \overline{A} B \overline{A} CABC ("extrensiiek"), ABC \overline{A} C \overline{A} ABC ("intrinsiek") en ABCABC \overline{B} ACBAC ("twinning"). Het — in deze formules geeft aan waar in de stapelfout lokaal een hcp-stapelings optreedt. T.g.v. één stapelfout verandert de omgeving van de atomen in meerdere vlakken, hetgeen i.h.a. tot meer dan één lijn in het

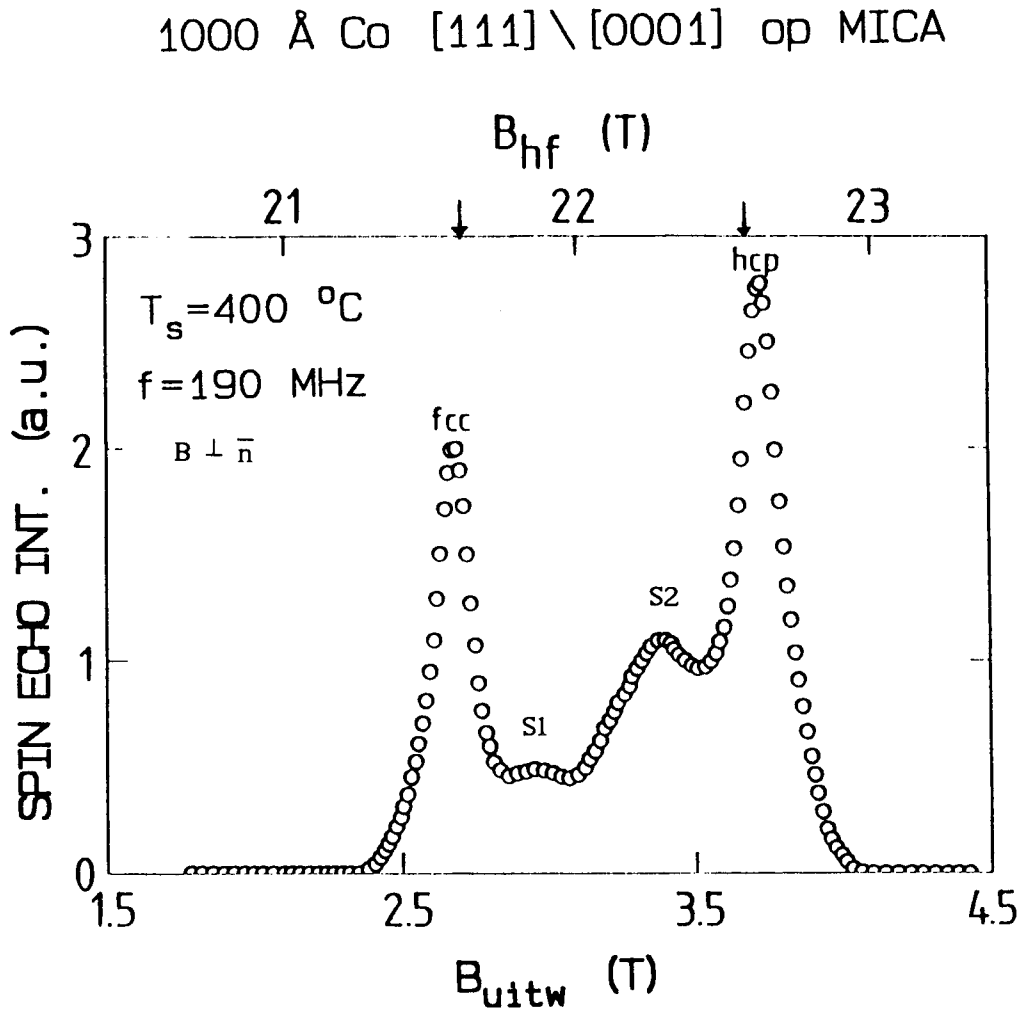
NMR-spectrum leidt (zie bijvoorbeeld [Tot 63]). Verschillende stapelfouten kunnen tot dezelfde lijn bijdragen. Bij het bepalen van de intensiteit van de hcp-lijn moet rekening worden gehouden met de hyperfijnveldanisotropie van hcp Co. Alleen het gedeelte van de intensiteit met dezelfde hyperfijnveld-waarden en dus dezelfde hyperfijnveldanisotropie mag worden toegekend aan hcp Co. M.a.w.: alleen dat gedeelte van de intensiteit rond 22.6 T in het hyperfijnveld-spectrum met het uitwendig veld loodrecht op de film-normaal dat verplaatst naar een lijn rond 21.8 T in het spectrum opgenomen met het uitwendig veld parallel aan de film-normaal mag worden toegeschreven aan hcp Co. De intensiteit rond 22.6 T waarvan de anisotropie kleiner is dan die van hcp Co wordt toegewezen aan (hcp-achtige) stapelfouten.



Figuur 4.1: Schematische weergave van een dichtst-gepakt vlak waarvan de atomen op een A-positie zitten (A-vlak). Indien het tweede vlak een B-vlak is, dan kan het derde vlak een C-vlak zijn of weer een A-vlak zijn. Op deze wijze kan een ABCABCABC... stapeling (fcc structuur) of een ABABAB... stapeling (hcp structuur) gerealiseerd worden. De B- en C-posities zijn resp. met een + en een o aangegeven.

In figuur 4.2. staat het NMR-spectrum van een Co-film dat verkregen is uit een veldsweep die opgenomen is bij een frequentie $f = 190$ MHz met het uitwendig veld (B_{uitw}) loodrecht op de film-normaal. Met vgl.(2.28) is het uitwendige veld omgerekend naar hyperfijnveldwaarden. Het spectrum bestaat uit een aantal lijnen, welke op basis van vergelijking met experimentele- of berekende waarden uit de literatuur toegewezen kunnen worden aan Co-atomen waarvan de omgeving een bepaalde structuur heeft: fcc, hcp of stapelfouten. De hoogte van een lijn is evenredig met

het aantal atomen met die omgeving. De waarde van het uitwendige veld waarbij een bepaalde lijn zijn maximum heeft heet het resonantie-veld. In figuur 4.2 zijn de lijnen van fcc Co, hcp Co en de daar tussengelegen lijnen S1 en S2 afkomstig van stapelfouten duidelijk waarneembaar.



Figuur 4.2: NMR-spectrum van een 1000 Å Co-film op mica met $T_s = 400$ °C verkregen uit een veldsweep met B_{uitw} loodrecht op de film-normaal bij $T = 1.4$ K. De pijltjes geven het hyperfijnveld van fcc Co [Rie 87] en hcp Co [Kaw 72] aan.

4.2 Invloed van het substraat en de substraat-temperatuur op de kristalstructuur

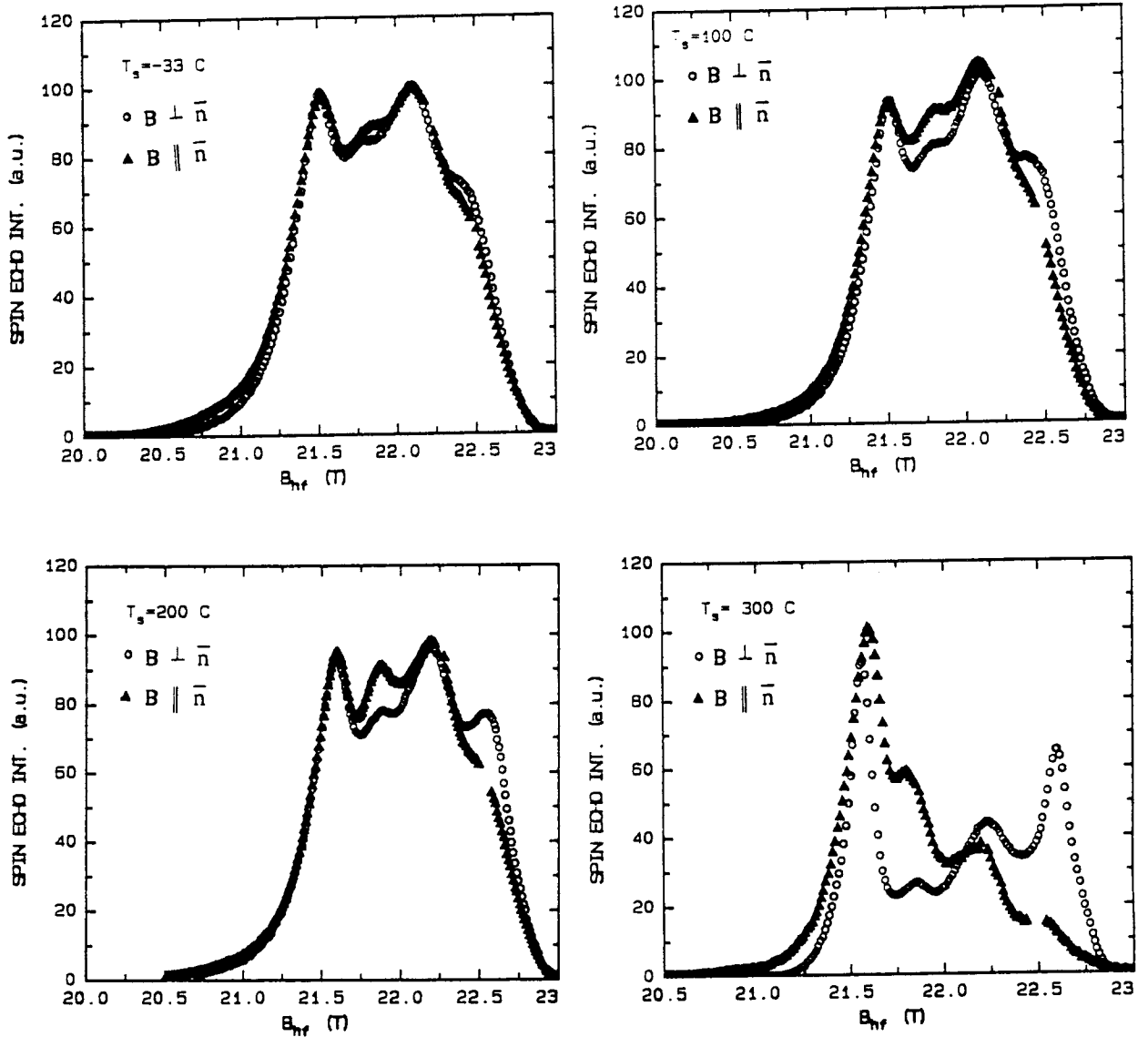
Van de Co-films die vermeld zijn in tabel 4.1, zijn door middel van veldsweeps NMR-spectra opgenomen met het uitwendig veld parallel aan (B_{\parallel}) en loodrecht op (B_{\perp}) de film-normaal bij een frequentie van respectievelijk 195 en 190 MHz en bij een temperatuur van 1.4 K. Het verschil tussen de resonantie-velden van fcc Co met het uitwendige veld parallel aan en loodrecht op de film-normaal, bij dezelfde frequentie, is de waarde van $\mu_0 M_S$ voor Co. Deze waarden staan in appendix 2. De gemiddelde waarden voor de films op mica- en siox substraat staan in tabel 4.2.

De voor receiving enhancement gecorrigeerde spectra (vgl.(3.5)) zijn omgerekend naar hyperfijnveldwaarden en staan in de figuren 4.3 en 4.4. De totale intensiteiten zijn bepaald door de spectra te fitten met Gauß-curves en vervolgens zodanig genormeerd dat ze voor de preparaten met dezelfde substraat-temperatuur gelijk zijn.

In de figuren 4.3 en 4.4 zien we de lijnen t.g.v. van fcc Co ($B_{hf} \cong 21.6$ T), hcp Co ($B_{hf,\perp} \cong 22.6$ T, $B_{hf,\parallel} \cong 21.8$ T) en de stapelfouten S1 ($B_{hf} \cong 21.8$ T) en S2 ($B_{hf} \cong 22.2$ T). Ook zien we duidelijk de invloed van de substraat-temperatuur op de relatieve intensiteit van de lijnen: voor de films op mica bijvoorbeeld bevat het spectrum met $T_S = 100$ °C veel stapelfouten terwijl het spectrum voor $T_S = 500$ °C bijna volledig afkomstig is van hcp Co. Ook zijn de spectra voor dezelfde substraat-temperatuur op mica en siox verschillend, waar we aan het eind van de paragraaf verder op in zullen gaan.

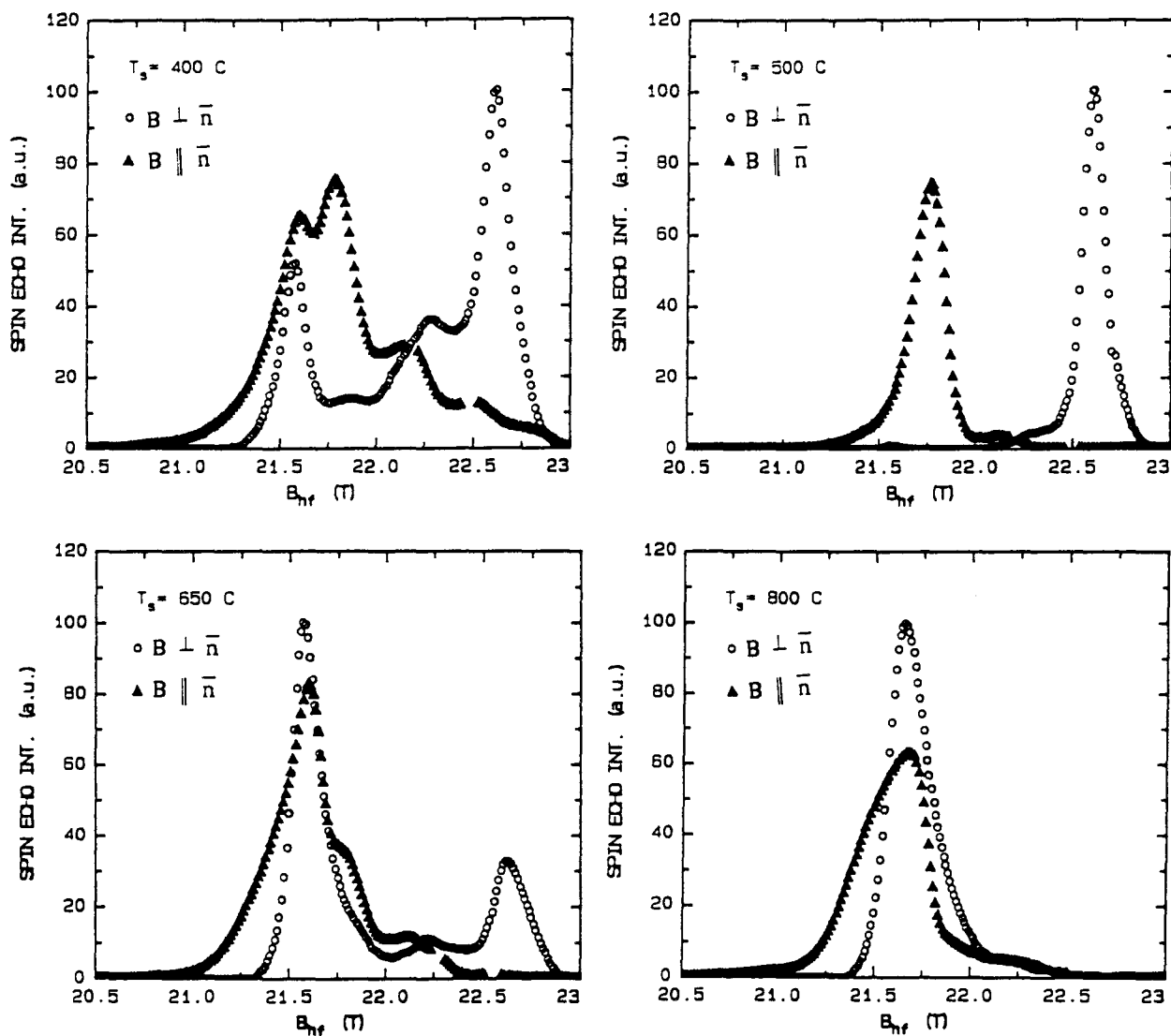
Het hyperfijnveld-spectrum van de Co-film op mica met $T_S = 800$ °C vertoont anisotropie (zie figuur 4.3 b). De hyperfijnveld-waarde van de lijn met uitwendig veld loodrecht op de film-normaal komt overeen met die van fcc Co. Omdat het hyperfijnveld van fcc isotroop is, wordt de waargenomen anisotropie van het spectrum niet goed begrepen. Om deze reden zal dit spectrum niet meegenomen worden bij het verwerken van de resultaten.

1000 Å Co [111] / [0001] op MICA



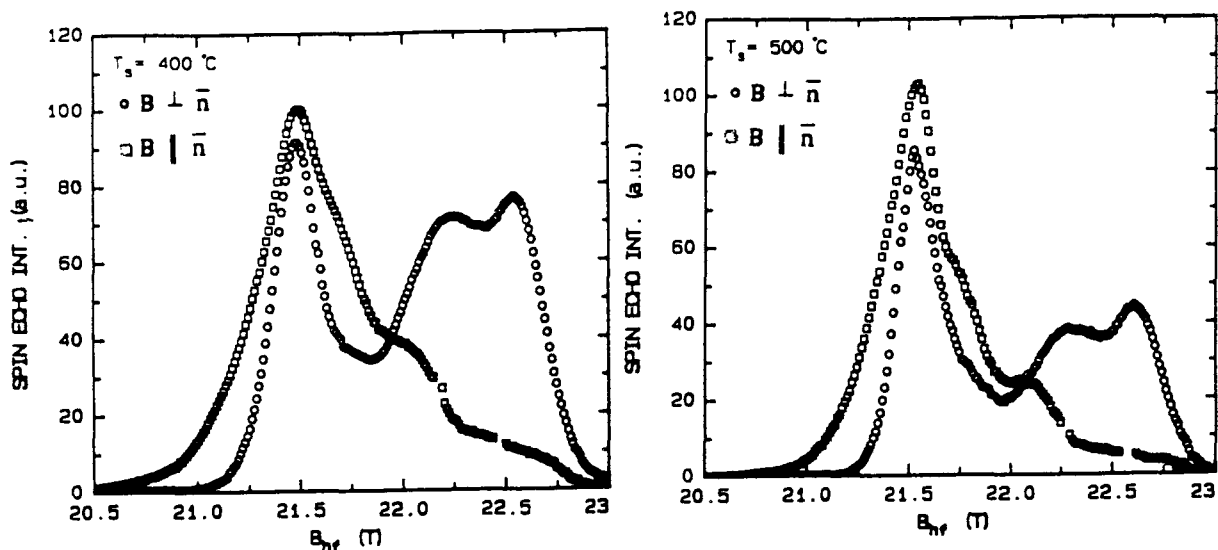
Figuur 4.3 a: NMR-spectra van 1000 Å Co-films op mica met verschillende substraat-temperaturen T_s verkregen uit veldsweeps met uitwendig veld parallel aan (B_{\parallel}) en loodrecht op (B_{\perp}) de film-normaal. De spectra zijn gecorrigeerd voor receiving enhancement en zodanig genormeerd dat de totale intensiteiten van de spectra bij dezelfde T_s gelijk zijn. De spectra zijn opgenomen bij $T = 1.4$ K.

1000 Å Co [111] / [0001] op MICA



Figuur 4.3 b: NMR-spectra van 1000 Å Co-films op mica met verschillende substraat-temperaturen T_s verkregen uit veldsweeps met uitwendig veld parallel aan (B_{\parallel}) en loodrecht op (B_{\perp}) de film-normaal. De spectra zijn gecorrigeerd voor receiving enhancement en zodanig genormeerd dat de totale intensiteiten van de spectra bij dezelfde T_s gelijk zijn. De spectra zijn opgenomen bij $T = 1.4$ K.

1000 Å Co [111] \ [0001] op SiO₂



Figuur 4.4: NMR-spectra van 1000 Å Co-films op SiO₂ met substraat-temperaturen (T_s) van 400 en 500 °C, verkregen uit veldsweeps met uitwendig veld parallel aan (B_{\parallel}) en loodrecht op (B_{\perp}) de film-normaal. De spectra zijn gecorrigeerd voor receiving enhancement en zodanig genormeerd dat de totale intensiteiten van de spectra bij dezelfde T_s gelijk zijn. De spectra zijn opgenomen bij $T = 1.4$ K.

Naast de lijnen van fcc- en hcp Co bevat het spectrum lijnen die het gevolg zijn van stapelfouten. I.h.a. hebben de hyperfijnveldwaarden van stapelfouten uit de literatuur betrekking op metingen die bij kamertemperatuur gedaan zijn (b.v. [Tot 63], [Brö 78]). De spectra die in dit verslag besproken worden zijn echter opgenomen bij 1.4 K. We vergelijken de stapelfouten met de waarden uit het proefschrift van de Gronckel die de gemiddelden van enige in de literatuur voorkomende waarden naar 0 K geëxtrapolleerd en op 0.05 T afgerond heeft ([Gro 92], zie ook tabel 4.2). S1 ($B_{hf} = 21.84 \pm 0.04$ T) komt op deze wijze overeen met in de literatuur voorkomende waarden van 21.85 T voor een lijn t.g.v. stapelfouten terwijl S2 ($B_{hf} = 22.20 \pm 0.09$ T) moeilijker te vergelijken is, aangezien deze lijn een grote standaard afwijking heeft en tussen twee waarden ligt. Een mogelijke verklaring hiervoor is dat de positie van S2 beïnvloed wordt door de naburige hcp-lijn of dat S2 zelf uit 2 lijnen is opgebouwd. Verder zijn er nog lijnen afkomstig van

stapelfouten waarneembaar bij 22.5 T en 22.8 T indien het uitwendig veld parallel aan de filmnormaal staat. Indien het uitwendig veld loodrecht op de filmnormaal wordt aangelegd, bevinden deze lijnen zich onder de hcp lijn.

De uit de spectra op grafische wijze bepaalde waarden voor het hyperfijnveld van fcc Co, hcp Co en de stapelfouten staan voor de afzonderlijke preparaten in appendix 2. In tabel 4.2 staan de gemiddelde hyperfijnveldwaarden van de Co-films op mica- en siox substraat. De opgegeven fout is de standaard afwijking die volgt uit de spreiding van de waarden van de afzonderlijke preparaten rond het gemiddelde. Met een fout t.g.v. het ijkten van het magneetveld is geen rekening gehouden.

	fcc (T)	hcp (T)	S1 (T)	S2 (T)	hcp _⊥ (T)	$\mu_0 M_s$ (T)
Exp. MICA	21.57 ±0.05	21.80 ±0.04	21.84 ±0.04	22.20 ±0.09	22.61 ±0.08	1.80 ±0.03
Exp. SIOX	21.52 ±0.05	-	-	22.27 ±0.02	22.56 ±0.04	1.79 ±0.06
Literatuur waarden	21.58 ¹	21.87 ³ 22.03 ⁴	21.85 ⁵	22.15 ⁵ 22.35 ⁵	22.68 ³ 22.89 ⁴	1.85 ²

Tabel 4.2: Gemiddelden van de experimenteel bepaalde hyperfijnveldwaarden voor 1000 Å Co-films op mica en siox en toekenning aan fcc, hcp en stapelfouten S1 en S2. De metingen zijn uitgevoerd bij 1.4 K. De metingen worden vergeleken met experimenteel bepaalde waarden uit de literatuur: eenkristallijn fcc Co bij 4.2 K (1: [Bes 78]), polykristallijn hcp Co (3: [Kaw 72]) en eenkristallijn hcp Co bij 4.2 K (2: [LB 19a], 4: [Fek 78]) en stapelfouten naar 0 K geëxtrapoleerd (5: [Gro 92]). De indices _{||} en _⊥ hebben betrekking op de c-as.

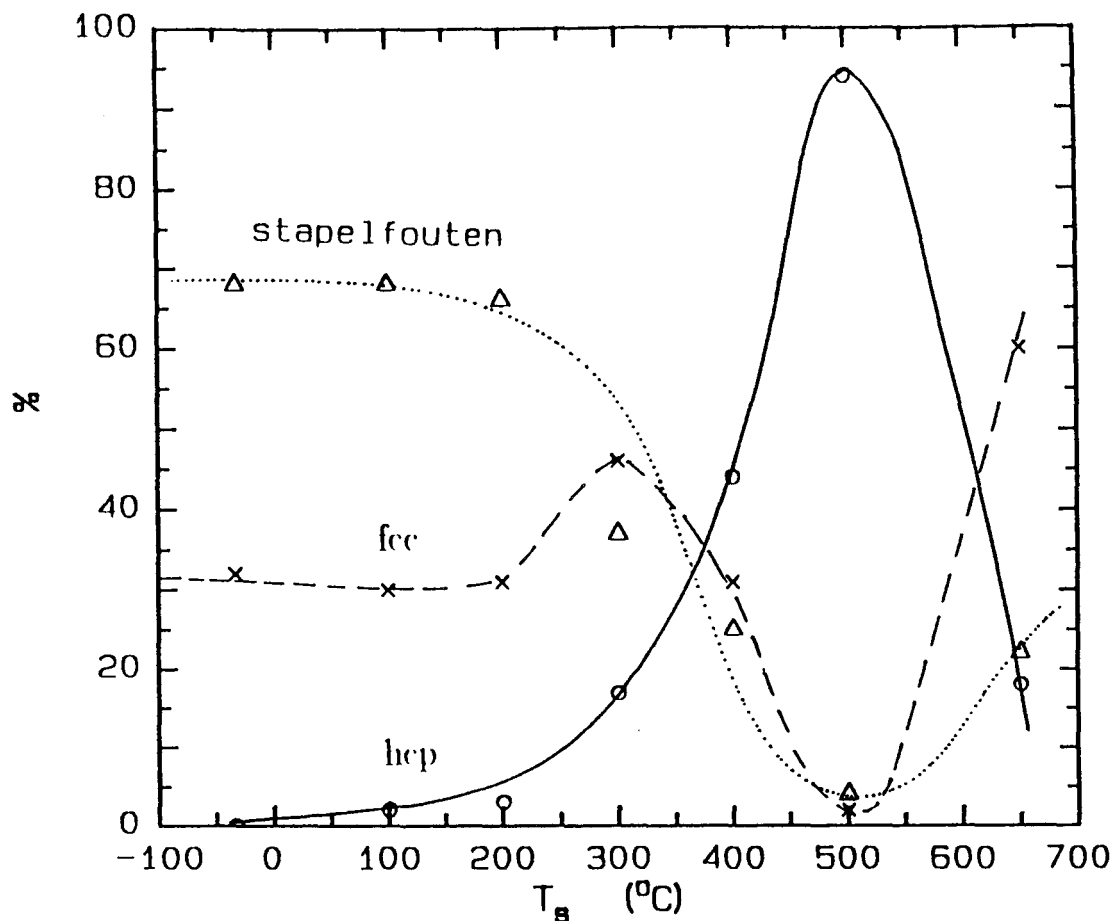
Ter vergelijking staan in tabel 4.2 ook experimenteel bepaalde hyperfijnveldwaarden uit de literatuur. We merken op dat de fcc hyperfijnveld-waarde voor de Co-films op mica praktisch gelijk is aan de waarde van Bessmertnyi voor eenkristallijn fcc Co ([Bes 78]). Hieruit concluderen we dat de Co-films op mica niet of nauwelijks opgerekt zijn.

M.b.t hcp Co merken we op dat de grootte van het hyperfijnveld (en daarmee dus de plaats in het spectrum) t.g.v. de hyperfijnveld-anisotropie via de richting van de elektronen-magnetisatie afhankelijk is van de richting van het uitwendige veld (zie ook paragraaf 4.4). Omdat de films voor hcp Co [0001]-textuur hebben, is de film-normaal parallel aan de c-as. De hyperfijnveldwaarden van hcp Co voor de films op mica zijn redelijk in overeenstemming met de metingen van Kawakami aan polykristallijn hcp Co ([Kaw 72]). De door Fekete gemeten hyperfijnveldwaarden voor eenkristallijn hcp Co liggen ruim 0.2 T hoger ([Fek 78]). Het verschil in hyperfijnveldwaarden $B_{\text{hf,hcp}^\perp} - B_{\text{hf,hcp}^\parallel}$ is echter voor beiden in dezelfde orde van grootte: 0.86 ± 0.03 (exp. mica), 0.81 ([Kaw 72]), 0.86 [Fek 78].

Omdat de intensiteit van een lijn evenredig is met het aantal atomen dat een bepaalde omgeving heeft, zoals reeds is opgemerkt in hoofdstuk 3 en in de inleiding van dit hoofdstuk, kan op basis van de relatieve intensiteiten van de lijnen een schatting gemaakt worden voor de percentages van de Co-atomen die deel uit maken van een fcc- hcp- of stapelfout-structuur.

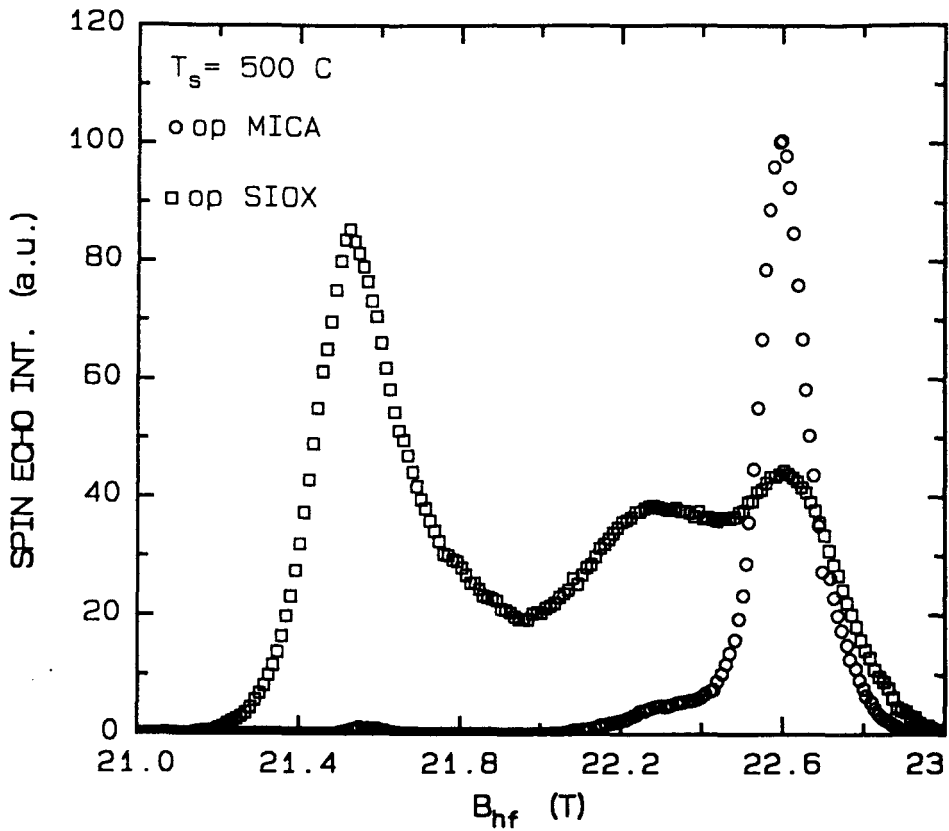
De relatieve intensiteiten van de lijnen kunnen d.m.v. fitten met Gauß-curves of door schatting bepaald worden met een nauwkeurigheid van ongeveer 5 %. De op deze wijze verkregen schatting voor de kristallografische samenstelling (percentages fcc, hcp en stapelfouten) van de Co-films op mica staat in figuur 4.5.

Uit de figuren 4.3 en 4.5 blijkt dat de substraat-temperatuur een grote invloed heeft op de kristalstructuur van de Co-film. Gezien het hoge percentage stapelfouten voor $T_s < 200$ °C zou men kunnen concluderen dat er weinig voorkeur voor fcc of hcp structuur is, of dat, indien er wel voorkeur is, de substraat-temperatuur te laag is om deze structuur te realiseren. We zien dat vanaf $T_s = 200$ °C een hogere substraat-temperatuur tot een toename van het percentage zuivere fasen (fcc en hcp) en een afname van het percentage stapelfouten leidt. Bij $T_s = 500$ °C bestaat de film bijna volledig uit hcp Co, terwijl het percentage hiervan bij $T_s = 650$ °C sterk is afgenomen, ten gunste van voornamelijk fcc Co en in mindere mate ook stapelfouten. We zien dat de kristalstructuur voor de Co-film afwijkt van die voor bulk waarvoor men fcc Co verwacht voor temperaturen boven $T_m = 420$ °C en hcp Co voor $T < T_m$.



Figuur 4.5: Kristallografische samenstelling van de 1000 Å Co-films op mica als functie van de substraat-temperatuur T_s . De fout in de percentages is ongeveer 5 %. De lijnen dienen om het verloop te verduidelijken.

Niet alleen de substraat-temperatuur, ook het substraat zelf is van invloed op de kristallografische samenstelling van de film, hetgeen geïllustreerd wordt aan de hand van figuur 4.6, waarin de hyperfijnveldspectra van Co-films op mica- en siox substraat, beiden gegroeid bij $T_s = 500$ °C, staan afgebeeld. Terwijl de film op mica voornamelijk (ruim 90 %) uit hcp Co bestaat, bedraagt dit percentage voor de film op siox slechts 20 % en bestaat de film verder uit ongeveer 50 % fcc Co en 30 % stapelfouten. In tegenstelling tot mica heeft de film op siox bij $T_s = 400$ °C een iets groter percentage hcp dan de bij $T_s = 500$ °C (respectievelijk ongeveer 30 en 20 %; voor mica zijn deze waarden ruim 40 en 90 %).



Figuur 4.6: Hyperfijnveld-spectra van 1000 Å Co, gegroeid op resp. mica en siox bij een substraat-temperatuur van 500 °C. De spectra zijn verkregen uit veldsweeps met uitwendig veld loodrecht op de film-normaal, ze zijn gecorrigeerd voor receiving enhancement.

4.3 Magnetische anisotropie van de Co-films

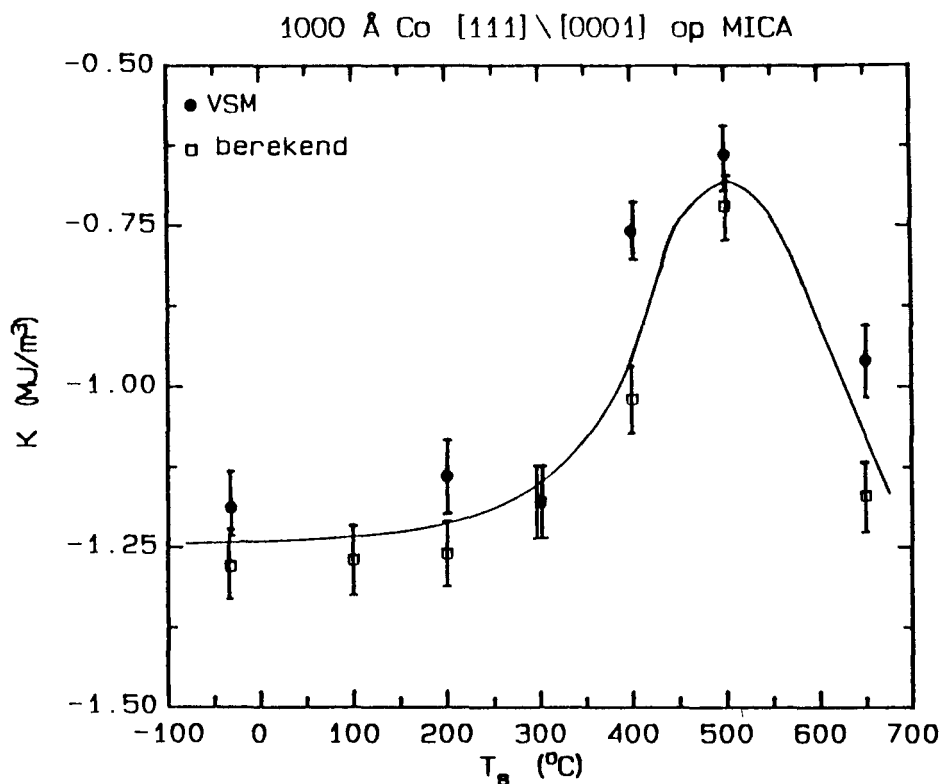
Op basis van de kristallografische samenstelling van de Co-films op mica, zoals die in de vorige paragraaf bepaald is, maken we een schatting voor de magnetische anisotropie K van de totale film:

$$K = x K_{mk}^{hcp} + (x-1) K_{mk}^{fcc} + K_d \quad (4.1)$$

waarin x de fractie hcp Co is, K_{mk}^{hcp} en K_{mk}^{fcc} de magnetokristallijne bijdrage van respectievelijk hcp en fcc aan de anisotropie en K_d de vorm-anisotropie. Hierbij is aangenomen dat magnetokristallijne bijdrage van de stapelfouten aan de anisotropie dezelfde is als die van de fcc Co, welke een factor honderd kleiner is dan de hcp bijdrage en dus verwaarloosd kan worden: $K_{mk}^{fcc} = 0.006 \text{ MJ/m}^3$ en $K_{mk}^{hcp} = 0.61 \text{ MJ/m}^3$ bij $T = 300 \text{ K}$ (zie tabel 2.2). M.b.v. $\mu_0 M_s = 1.80 \pm 0.03 \text{ T}$ (zie tabel 4.2)

bereken we $K_d = -\frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 = -1.29 \pm 0.04 \text{ MJ/m}^3$. Indien we deze waarden invullen in vgl.(4.1) krijgen we m.b.v. de percentages hcp, fcc en stapelfouten uit figuur 4.5 een schatting voor de anisotropie bij kamertemperatuur van de Co-films als functie van de substraattemperatuur. De op deze wijze berekende waarden voor de anisotropie staan in figuur 4.7. De relatieve fout bedraagt ongeveer 5 % en wordt voornamelijk bepaald door de fout in $\mu_0 M_s$.

Door Bloemen zijn m.b.v. een "vibrating sample magnetometer" (VSM) magnetisatie-curves van de Co-films bepaald ([Blo 92]). Uit het verschil tussen de curves met uitwendig veld loodrecht op en parallel aan de film-normaal is de anisotropie bepaald. Deze waarden staan eveneens in figuur 4.7.



Figuur 4.7: Op basis van percentages hcp, fcc en stapelfouten berekende en m.b.v. VSM experimenteel bepaalde waarden van de anisotropie K van 1000 Å Co-films op mica voor $T = 300 \text{ K}$. De getrokken lijn dient om het verloop te verduidelijken.

In figuur 4.7 zien we dat de berekende anisotropie-waarden hetzelfde verloop als functie van de substraat-temperatuur hebben als de experimenteel bepaalde waarden. Op grond van de gebruikte vergelijking (vgl.(4.1)) en het verloop van het percentage hcp Co als functie van de substraat-temperatuur kan het verschil tussen de totale anisotropie K en de vorm-anisotropie K_d toegeschreven worden aan de magnetokristallijne bijdrage van hcp Co. Hoewel de orde van grootte en het verloop als functie van de substraat temperatuur van de berekende en de gemeten anisotropie overeen komen, is de berekende waarde systematisch ongeveer 0.1 MJ/m^3 in absolute waarde groter. Hier is nog geen verklaring voor gevonden. Concluderend merken we op dat de met het eenvoudige model (vgl(4.1)), op basis van verzadigings-magnetisatie en percentage hcp, berekende totale anisotropie redelijk goed overeenkomt met experimenteel bepaalde anisotropie.

4.4 Rotatie-diagrammen en anisotropie

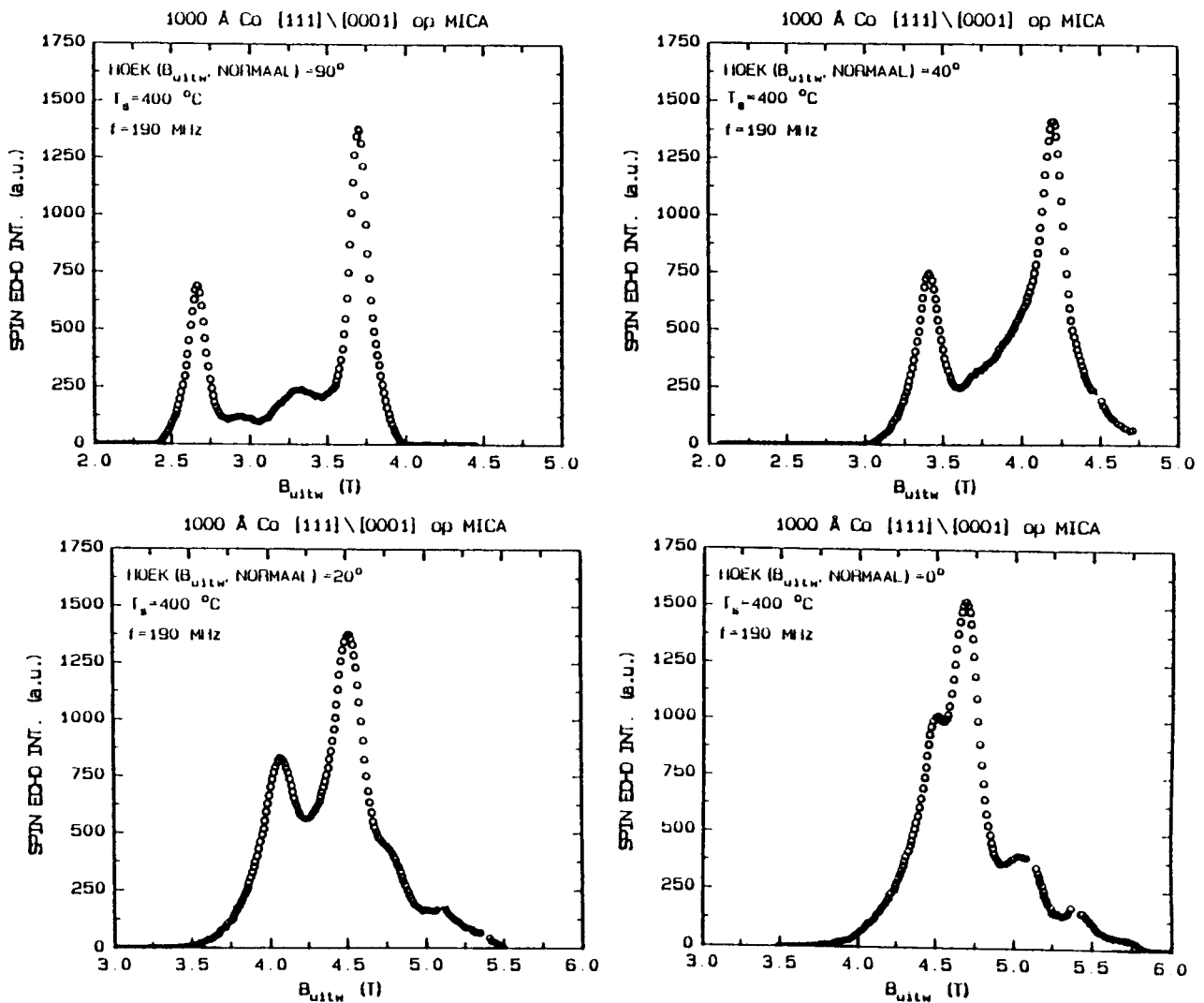
Inleiding

In deze paragraaf wordt de anisotropie van de Co-films besproken. Zowel de anisotropie van het hyperfijnveld als die van de elektronen-magnetisatie (in het vervolg magnetische anisotropie genoemd), zullen bepaald worden. Dit is mogelijk door spectra op te nemen voor verschillende hoeken tussen het uitwendige veld en de film-normaal. Door het resonantie-veld van fcc of hcp Co uit te zetten als functie van deze hoek krijgt men een rotatie-diagram. Uit een rotatie-diagram kan m.b.v de resonantie-conditie (vgl.(2.26)) de hoek-afhankelijkheid van het hyperfijnveld bepaald worden. Hierbij is het echter van belang dat de magnetische anisotropie, die de richting van de elektronen-magnetisatie bepaalt (vgl(2.25)), bekend is. Door uit een rotatie-diagram de hoek-afhankelijkheid van het hyperfijnveld te berekenen met verschillende waarden voor effectieve anisotropie en het resultaat te vergelijken met de literatuur kan zowel over het hyperfijnveld als over de effectieve anisotropie informatie verkregen worden.

Van de Co-films met een substraat-temperatuur van 400°C en 500°C op mica zijn rotatie-diagrammen gemaakt. Er is voor deze preparaten gekozen, omdat bij het preparaat met $T_s = 400^\circ\text{C}$ zowel de fcc-lijn als de

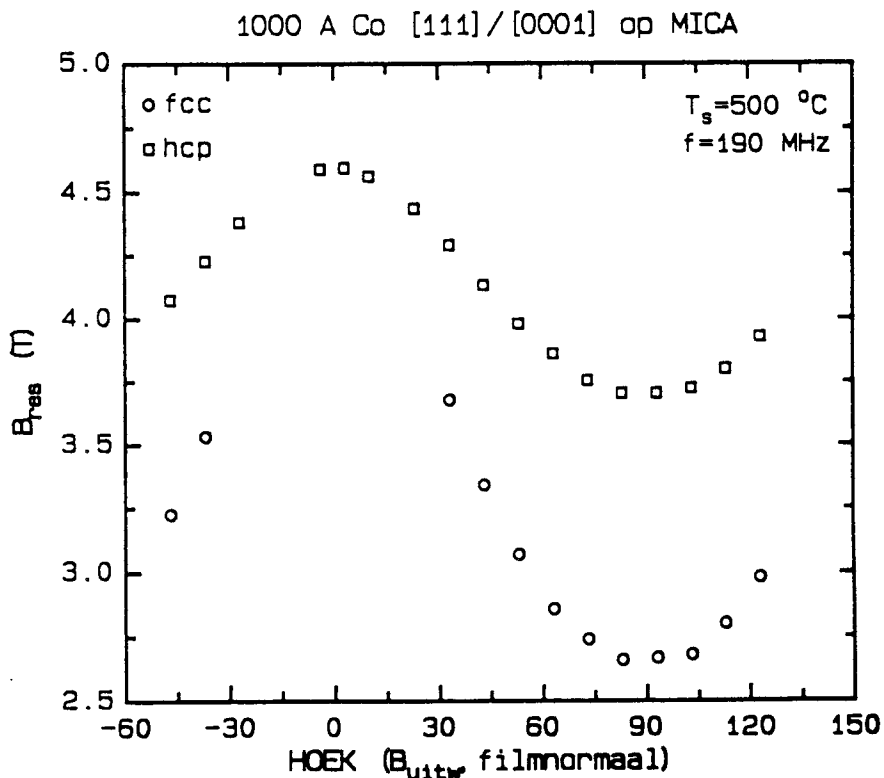
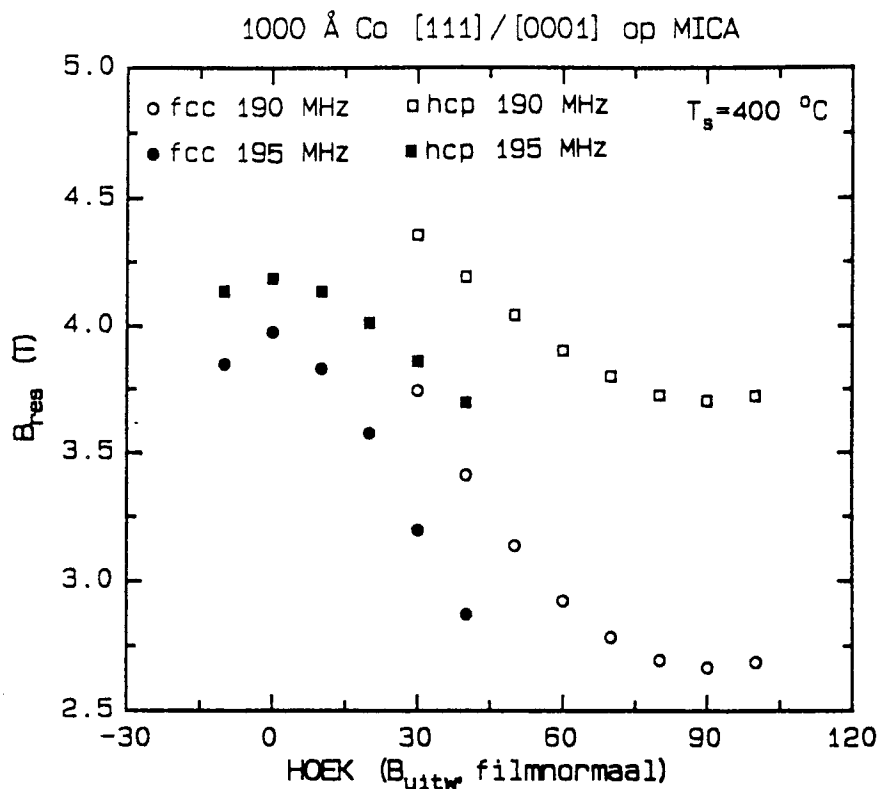
hcp-lijn duidelijk waarneembaar is, en de film met $T_s = 500 \text{ }^\circ\text{C}$ voornamelijk uit hcp Co bestaat. Voor verschillende hoeken α tussen het aangelegde veld en de film-normaal zijn veldsweeps gemaakt. Voor enkele hoeken staan in figuur 4.8 de veldsweeps voor de Co-film met $T_s = 400 \text{ }^\circ\text{C}$ weergegeven. In deze figuur is te zien dat voor kleinere hoeken α de resonantie-velden van zowel de fcc als de hcp lijn toenemen. Dit is het gevolg van het toenemende demagnetisatie-veld (1.8 T bij $\alpha = 0^\circ$). T.g.v. de hyperfijnveldanisotropie van hcp Co is het verschil in resonantie-veld tussen de fcc en de hcp-lijn afhankelijk van de hoek α .

Uit de veldsweeps zijn de resonantie-velden van de fcc- en hcp Co bepaald door lijnen hiervan te fitten met Gauß-curves. Omdat receiving enhancement de positie van de lijnen nauwelijks beïnvloedt, zijn de spectra hier niet voor gecorrigeerd. Voor de film met $T_s = 400 \text{ }^\circ\text{C}$ zijn de veldsweeps met $100^\circ > \alpha > 30^\circ$ opgenomen bij $f = 190 \text{ MHz}$ en de veldsweeps met $40^\circ > \alpha > -10^\circ$ bij 195 MHz omdat het signaal afkomstig van waterstof-kernen, dat voor $f = 190 \text{ MHz}$ bij 4.5 T ligt, de bepaling van de positie van hcp-lijn zou kunnen beïnvloeden. Door de grote intensiteit van de hcp-lijn voor $T_s = 500 \text{ }^\circ\text{C}$ was er nauwelijks storing t.g.v. waterstof-kernen waardoor het rotatie-diagram van dit preparaat bij één frequentie ($f = 190 \text{ MHz}$) opgenomen kon worden. Voor kleine hoeken $|\alpha| < 30^\circ$ verdwijnt de fcc-lijn onder de hcp-lijn (zie ook fig 4.3 b) waardoor de grootte van $\mu_0 M_s$ niet bepaald kan worden.



Figuur 4.8: Spectra van een 1000 Å Co-film ($T_s = 400$ °C) verkregen uit veldsweeps met verschillende hoeken tussen het uitwendig veld en de film-normaal opgenomen bij $T = 1.4$ K.

In de rest van deze paragraaf zal beschreven worden hoe het hyperfijnveld en de magnetische anisotropie uit de rotatie-diagrammen berekend kunnen worden. Dit wordt eerst voor de fcc-lijn en vervolgens voor de hcp-lijn gedaan. De paragraaf wordt afgesloten met een discussie over de resultaten.



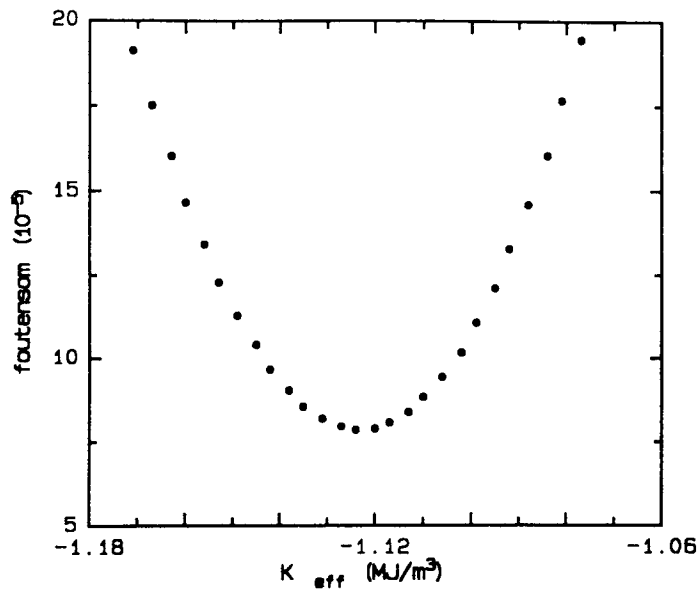
Figuur 4.9: Rotatie-diagrammen voor de fcc- en hcp-lijn van 1000 Å Co-films op mica met substraat-temperatuur (T_s) van 400 en 500 °C. De resonantie-velden zijn bepaald uit spectra verkregen uit veldsweeps bij $T = 1.4 \text{ K}$.

Het fitten van het rotatie-diagram van de fcc-lijn

De waarden van de verzadigings-magnetisatie $\mu_0 M_s$ en de effectieve anisotropie K_{eff} van de atomen met een fcc-omgeving worden bepaald door het rotatie-diagram van fcc Co te fitten. Voor een Co-film die voor 100 % uit fcc bestaat zou de effectieve anisotropie gelijk zijn aan de vorm-anisotropie ($K_d = -\frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 = -1.29 \text{ MJ/m}^3$ voor $\mu_0 M_s = 1.8 \text{ T}$) aangezien de magnetokristallijne bijdrage van fcc Co (kleiner dan 0.01 MJ/m^3) ten opzichte hiervan te verwaarlozen is. Het fitten gaat als volgt: voor een bepaalde waarde van K_{eff} en $\mu_0 M_s$ wordt (m.b.v. vgl.(2.25)) de richting van de magnetisatie (gegeven door de hoek ϑ met de film-normaal) uitgerekend voor elk resonantie-veld. Vervolgens wordt hiermee en m.b.v. vgl.(2.26) de grootte van het hyperfijnveld bepaald.

Zoals we in hoofdstuk 2 gezien hebben is het hyperfijnveld van fcc Co isotroop en staat het anti-parallel aan de elektronen-magnetisatie. De berekende hyperfijnveldwaarden zouden als functie van ϑ constant moeten zijn. M.b.v. de kleinste kwadraten methode wordt deze constante ($B_{\text{hf, fcc}}$) en de foutensom, dat is de som der kwadraten van het verschil tussen de berekende hyperfijnveldwaarden en $B_{\text{hf, fcc}}$, berekend. Door deze procedure te herhalen voor verschillende waarden van K_{eff} en $\mu_0 M_s$, kunnen de waarden van K_{eff} en $\mu_0 M_s$ waarvoor de foutensom minimaal is bepaald worden. In figuur 4.10 zien we als voorbeeld het verloop van de foutensom als functie van K_{eff} in de omgeving van zijn minimum bij een vaste waarde van $\mu_0 M_s$.

Omdat de grootte en de richting van het hyperfijnveld bepaald wordt door het resonantie-veld en de frequentie, moeten rotatie-spectra met verschillende frequenties apart gefit worden. Het rotatie-spectrum voor de film met $T_s = 400 \text{ }^\circ\text{C}$ is bij twee frequenties bepaald (zie figuur 4.9). Om $\mu_0 M_s$ te kunnen bepalen zijn de resonantie-velden bij de hoeken 0 en 90° , die bepaald zijn bij de frequenties van respectievelijk 195 en 190 MHz, omgerekend naar resonantie-velden bij respectievelijk 190 en 195 MHz en toegevoegd aan de rotatie-diagrammen. Omdat voor de film met $T_s = 500 \text{ }^\circ\text{C}$ de fcc-lijn bij kleine hoeken ($-30 < \alpha < 30$) niet meer te bepalen was (zie figuur 4.9) is bij het fitten $\mu_0 M_s = 1.80 \text{ T}$ genomen en alleen K_{eff} gevarieerd. De resultaten van het fitten staan in tabel 4.3.



Figuur 4.10: Foutensom als functie van de fitparameter K_{eff} bij $\mu_0 M_s = 1.806 \text{ T}$ voor de fcc-lijn van de Co-film met $T_s = 400^\circ\text{C}$ en $f = 190 \text{ MHz}$.

fcc Co				
T_s ($^\circ\text{C}$)	f (MHz)	$\mu_0 M_s$ (T)	K_{eff} (MJ/m^3)	B_{hf} (T)
400	190	1.806 ± 0.006	-1.12 ± 0.03	21.56 ± 0.01
400	195	1.79 ± 0.02	-1.07 ± 0.08	21.57 ± 0.01
500	190	-	-0.90 ± 0.06	21.55 ± 0.01
		1.80	-1.29	21.58 ¹

Tabel 4.3: Waarden voor $\mu_0 M_s$ en K_{eff} die volgen uit het fitten van de rotatie-diagrammen van de fcc-lijn voor de Co-films met $T_s = 400$ en 500°C . Bij $T_s = 500^\circ\text{C}$ is gefit met $\mu_0 M_s = 1.80 \text{ T}$.

1) Literatuur: [Bes 78].

De opgegeven fout voor de fitparameters ($\mu_0 M_S$ en K_{eff} in tabel 4.3 en K_{eff} in tabel 4.4) is de waarde waarvoor de foutensom met $\sqrt{2}$ toeneemt. De invloed van deze fout op het berekende hyperfijnveld is bij de hyperfijnveldwaarden opgegeven. De fout t.g.v. de meet-ongnauwkeurigheid van ongeveer 0.02 T is hier niet bij inbegrepen.

Het fitten van het rotatie-diagram van de hcp-lijn

Door de resonantie-velden van hcp Co te fitten, kan de effectieve anisotropie voor de Co-atomen met een hcp-omgeving bepaald worden door deze als fitparameter te gebruiken. Voor zuiver hcp Co is de effectieve anisotropie: $K_{eff} = K_d + K_{1,mk} + K_{2,mk}$ waarin $K_d = -\frac{1}{2} \mu_0 M_S^2$ de vorm-anisotropie en $K_{1,mk}$ en $K_{2,mk}$ de eerste en tweede orde magnetokristallijne anisotropie-constanten van hcp Co zijn. Bij het fitten worden de waarden van $\mu_0 M_S$ en $K_{2,mk}$ constant gehouden op respectievelijk 1.80 T en 0.11 MJ/m³ [Ono 81]. $K_{1,mk}$ kan dan uit K_{eff} berekend worden. Op dezelfde wijze als bij fcc Co wordt voor de resonantie-velden als functie van de hoek eerst de richting van de magnetisatie en vervolgens de grootte van het hyperfijnveld berekend. Hierbij nemen we aan dat het hyperfijnveld anti-parallel aan de elektronen-magnetisatie staat. De invloed van een kleine hoek tussen het hyperfijnveld en de elektronen-magnetisatie zal hierna besproken worden. De berekende hyperfijnveldwaarden worden vergeleken met een theoretisch voorspelde ([Per 65]) en experimenteel bevestigde ([Fek 78]) $\cos^2 \vartheta$ afhankelijkheid (zie hoofdstuk 2):

$$B_{hf,hcp} = B_0 + \frac{1}{2} B_1 (3 \cos^2 \vartheta - 1) \quad (4.2)$$

waarin ϑ de hoek van het hyperfijnveld met de c-as is. M.b.v. de kleinste kwadraten methode worden de waarden van B_0 en B_1 berekend. De fitparameter K_{eff} wordt zo bepaald, dat de foutensom minimaal is. De resonantie-velden voor de Co-film met $T_S = 400$ °C die bepaald zijn bij $f = 195$ MHz zijn omgerekend naar waarden voor 190 MHz. De resultaten staan in tabel 4.4. In deze tabel staan niet B_0 en B_1 zelf, maar de hieraan gerelateerde waarden van het hyperfijnveld loodrecht op de c-as: $B_{hf,\perp} = B_0 - \frac{1}{2} B_1$ en het verschil tussen het hyperfijnveld loodrecht op en parallel aan de c-as: $B_{hf,\perp} - B_{hf,\parallel} = -\frac{3}{2} B_1$.

Tot nu toe is voor de berekeningen aangenomen dat het hyperfijnveld van hcp Co evenwijdig aan de magnetisatie staat. De hoek tussen het hyperfijnveld en de elektronen-magnetisatie kan in eerste orde benaderd worden met vgl.(2.23). Voor de verhouding van de hyperfijnvelden parallel aan en loodrecht op de c-as die bij deze formule gebruikt worden, kunnen de waarden genomen worden die eerder door fitten bepaald zijn zonder benadering voor de hoek (zie tabel 4.4). De resultaten staan in tabel 4.4 (aangegeven met een *). De m.b.v. fitten bepaalde waarde van K_{eff} voor $T_s = 400$ en 500 °C zijn respectievelijk -0.82 ± 0.17 en -0.45 ± 0.09 MJ/m³ hetgeen in absolute waarde 10 % groter is dan de eerder bepaalde waarden zonder benadering. De hoek-benadering heeft echter geen invloed op de grootte van het hyperfijnveld en de hyperfijnveldanisotropie.

hcp Co				
T_s (°C)	K_{eff} (MJ/m ³)	$K_{1,\text{mk}}$ (MJ/m ³)	$B_{\text{hf},\perp}$ (T)	$B_{\text{hf},\perp} - B_{\text{hf},\parallel}$ (T)
400	-0.73 ±0.13	0.45 ±0.13	22.61 ±0.01	0.83 ±0.01
500	-0.41 ±0.07	0.77 ±0.07	22.59 ±0.01	0.89 ±0.01
400*	-0.82 ±0.17	0.36 ±0.17	22.60 ±0.01	0.83 ±0.01
500*	-0.45 ±0.09	0.73 ±0.09	22.59 ±0.01	0.89 ±0.01
Literatuur		0.77 ¹	22.68 ² 22.89 ³	0.81 ² 0.86 ³

Tabel 4.4: Waarden voor de effectieve- (K_{eff}) en eerste-orde magneto-kristallijne ($K_{1,\text{mk}}$) anisotropie constanten en hyperfijnveld B_{hf} voor hcp Co, zoals ze volgen uit het fitten van de hcp lijn in de rotatie-diagrammen. Bij het fitten is K_{eff} de variabele, $\mu_0 M_s = 1.80$ T en $K_{2,\text{mk}} = 0.11$ MJ/m³ zijn constant gehouden.

*: met eerste-orde hoek-benadering. Literatuur:

1: [Ono 81], 2: [Kaw 72], 3: [Fek 78].

Discussie magnetische anisotropie

In tabel 4.5 staan de waarden voor de effectieve anisotropie zoals ze bepaald zijn m.b.v. fitten van de fcc- en hcp-lijn van het rotatie-diagram. In de tabel staat ook de op basis van percentage hcp berekende totale anisotropie volgens $K_{\text{tot}} = K_{\text{d}} + x K_{\text{hcp}}$ met $K_{\text{d}} = -1.29 \text{ MJ/m}^3$ de vorm-anisotrope- en $K_{\text{hcp}} = 0.88 \text{ MJ/m}^3$ de magnetokristallijne bijdrage van hcp Co bij $T = 1.4 \text{ K}$.

K_{eff} (MJ/m^3)	$T_{\text{s}} = 400 \text{ }^\circ\text{C}$	$T_{\text{s}} = 500 \text{ }^\circ\text{C}$
fcc	-1.10 ± 0.04	-0.90 ± 0.06
hcp	-0.73 ± 0.13	-0.41 ± 0.07
hcp*	-0.82 ± 0.17	-0.45 ± 0.09
K_{tot} (MJ/m^3)	-0.90 ± 0.04	-0.46 ± 0.04
% hcp	44	94

Tabel 4.5: Met fitten van de fcc en hcp lijn in het rotatie-diagram bepaalde effectieve anisotropie en op basis van percentage hcp berekende totale anisotropie voor $T = 1.4 \text{ K}$.

*: met eerste-orde hoek-benadering.

De effectieve anisotropie van de atomen met fcc omgeving bedraagt -1.10 MJ/m^3 voor de film met $T_{\text{s}} = 400 \text{ }^\circ\text{C}$ en -0.90 MJ/m^3 voor de film met $T_{\text{s}} = 500 \text{ }^\circ\text{C}$. Dit is respectievelijk 0.2 en 0.4 MJ/m^3 in absolute waarde kleiner dan de vorm-anisotropie (-1.29 MJ/m^3). (Indien we uitgaan van -1.2 MJ/m^3 voor de vorm-anisotropie op basis van de gemeten waarden m.b.v. VSM, zijn de verschillen respectievelijk 0.1 en 0.3 MJ/m^3). Aan de andere kant is de effectieve anisotropie in absolute waarde groter dan de totale anisotropie zoals die voorspeld is op basis van de het percentage hcp in de Co film. Dit kan verklaard worden, als we aannemen dat de effectieve anisotropie zowel bepaald wordt door de lokale

kristalstructuur waar het atoom deel van uitmaakt (magneto-kristallijne bijdrage), als door de structuur van atomen die niet tot de directe omgeving van het atoom behoort via een koppelings-mechanisme tussen de magnetische momenten van de atomen. De ruim 40 en 90 % hcp Co bij respectievelijk $T_s = 400$ en 500 °C levert hierdoor een positieve bijdrage aan de effectieve anisotropie van de Co-atomen met een fcc omgeving. Het feit dat de afwijking van K_{eff}^{fcc} t.o.v van de vorm-anisotropie (-1.29 MJ/m³) voor het preparaat met 90 % hcp groter is dan voor het preparaat met 40 % hcp ondersteunt deze redenering.

Een gevolg hiervan is, dat de magnetokristallijne anisotropie-constanten voor hcp Co niet uit de effectieve anisotropie bepaald kunnen worden indien het preparaat niet volledig uit hcp Co bestaat. Voor de film die voor ruim 90 % uit hcp Co bestaat ($T_s = 500$ °C) berekenen we voor de eerste-orde magnetokristallijne anisotropie-constante 0.77 ± 0.07 MJ/m³ hetgeen in overeenstemming is met de waarde die Ono gemeten heeft voor hcp Co (0.77 MJ/m³ [Ono 81]). Voor het preparaat dat maar voor 40 % uit hcp Co bestaat berekenen we echter een waarde die 0.3 MJ/m³ kleiner is. Het gedeelte van het preparaat dat geen hcp- maar bijvoorbeeld fcc-structuur heeft en waarvoor de magnetokristallijne anisotropie verwaarloosbaar is, vergroot (in absolute waarde) de effectieve anisotropie van de atomen waarvoor de directe omgeving een hcp-structuur is: -0.73 i.p.v. -0.41 MJ/m³ voor zuiver hcp.

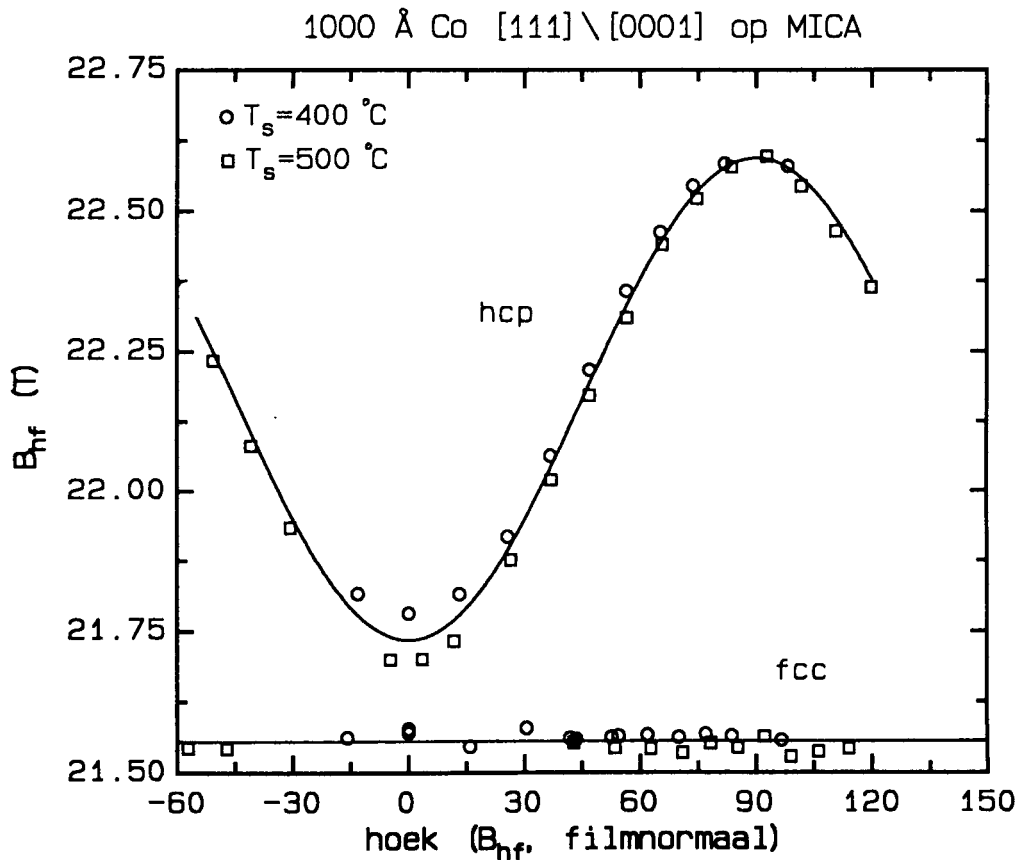
Discussie hyperfijnveld

Uit tabel 4.3 blijkt dat de waarden, zoals ze d.m.v. fitten van de fcc lijn van het rotatie-diagram bepaald zijn, voor $\mu_0 M_s$ (1.80 ± 0.01) en het hyperfijnveld van fcc Co ($B_{hf, fcc} = 21.56 \pm 0.01$) voor de verschillende substraat-temperaturen en frequenties binnen de meet-onnauwkeurigheid in overeenstemming met elkaar en met de literatuur-waarden zijn.

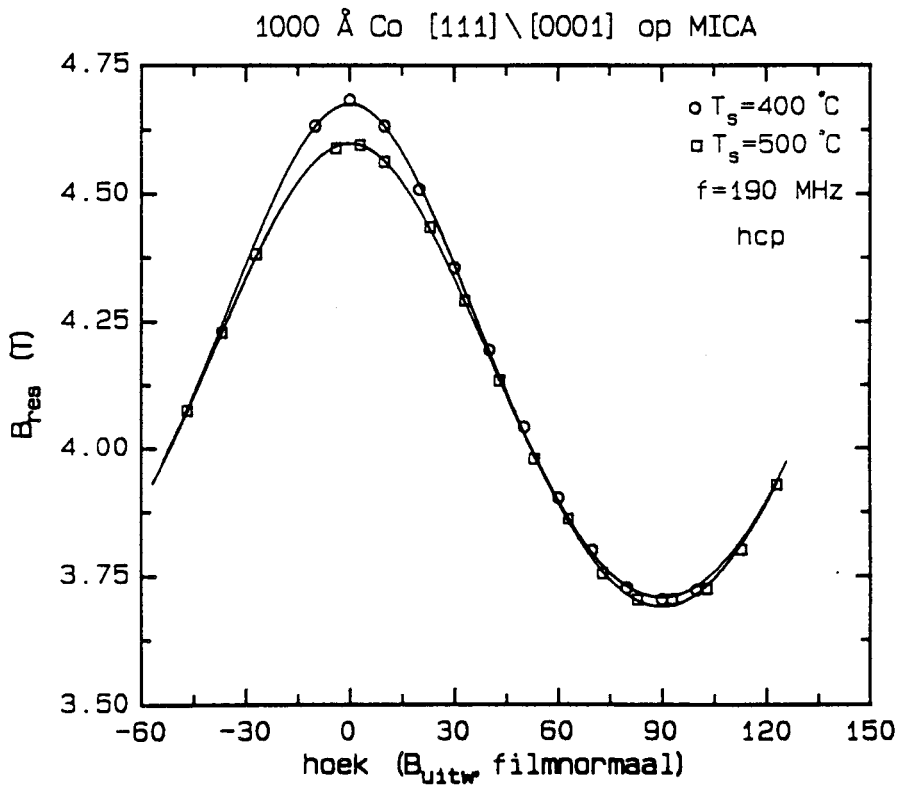
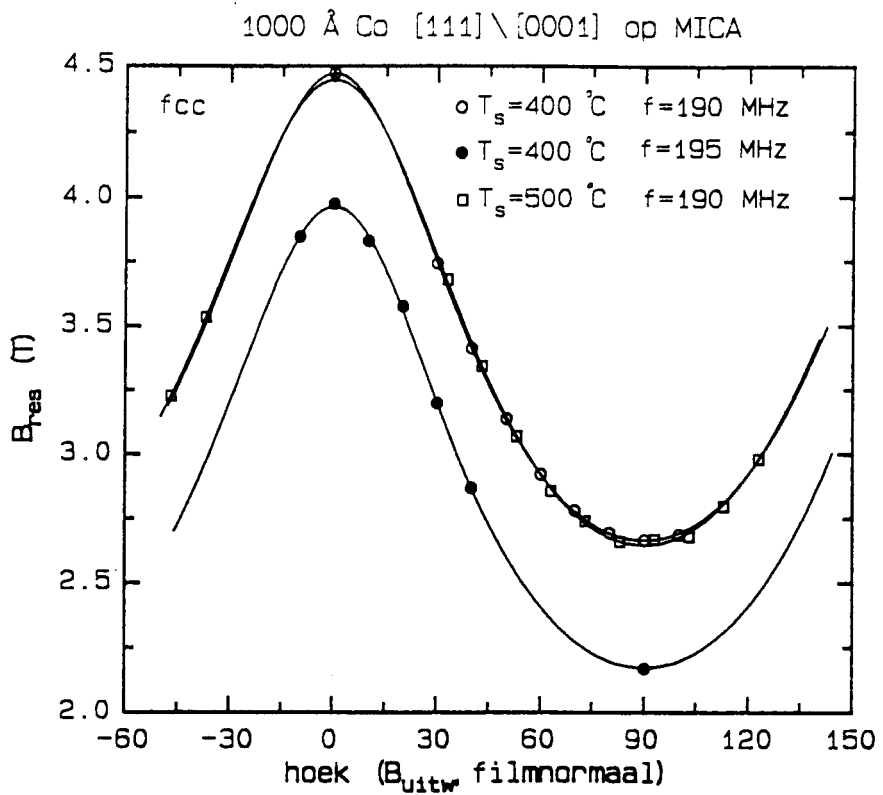
Voor hcp Co berekenen we uit de voor $T_s = 400$ en 500 °C gemiddelde waarden van $B_{hf, \perp} = 22.60 \pm 0.01$ T en $B_{hf, \perp} - B_{hf, \parallel} = 0.86 \pm 0.03$ T uit tabel 4.4. voor het isotrope deel van het hyperfijnveld $B_0 = 22.31 \pm 0.02$ T en voor de hyperfijnveld anisotropie $B_1 = -0.57 \pm 0.02$ T. De grootte van B_1 is gelijk aan de door Fekete bepaalde waarde (-0.57 T) voor eenkristallijn hcp Co [Fek 78]) en komt ook goed overeen met de waarde van Kawakami (-0.54 T) voor polykristallijn hcp Co [Kaw 72]. Het isotrope

deel (22.31 ± 0.02 T) is 0.3 T lager dan de door Fekete bepaalde waarde (22.6 T), en komt beter overeen met de waarde van Kawakami voor polykristallijn hcp Co (22.41 T).

De hyperfijnveldwaarden van zowel fcc- als hcp Co die m.b.v. de fit-procedure uit de resonantie-velden berekend zijn staan in figuur 4.11. Hierin staan tevens de voor de twee Co-films gemiddelde fitcurves voor het hyperfijnveld van fcc Co: $B_{hf, fcc} = 21.56$ T (tabel 4.3) en van hcp Co: $B_{hf, hcp} = B_0 + B_1(3 \cos^2\theta - 1)/2$ met $B_0 = 22.31$ T en $B_1 = -0.57$ T.



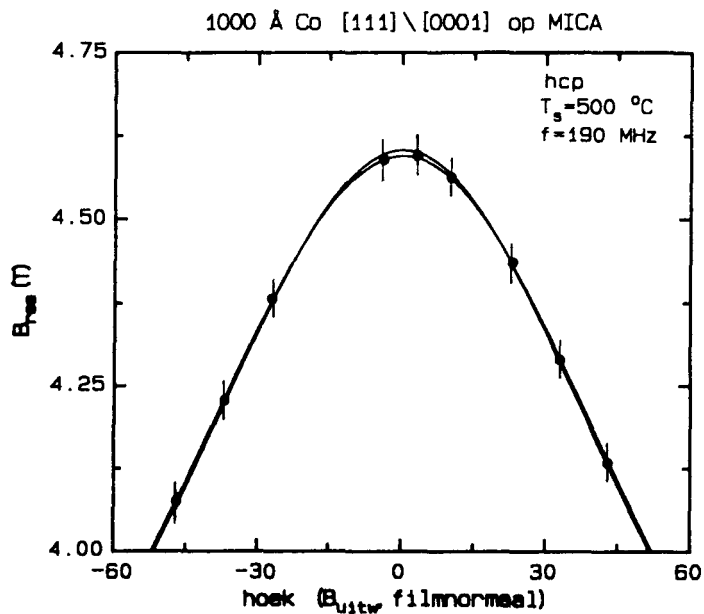
Figuur 4.11: De uit de rotatie-diagrammen berekende hyperfijnveldwaarden als functie van de hoek met de film-normaal van fcc- en hcp Co. De getrokken lijnen zijn door middel van fitten bepaald.



Figuur 4.12: Rotatie-diagrammen van de fcc- en de hcp-lijn voor 1000 Å Co op mica en de daarbij berekende curves. De substraat-temperaturen staan in de grafieken weergegeven. De resonantie-velden zijn bepaald uit veldsweeps bij 1.4 K.

Zoals de resonantie-velden m.b.v. de frequentie, anisotropie-constanten en verzadigings-magnetisatie omgerekend kunnen worden naar hyperfijnveldwaarden, zo kan ook de fitcurve voor het berekende hyperfijnveld als functie van de hoek met de film-normaal (voor fcc Co een constante en voor hcp Co een $\cos^2\vartheta$ afhankelijkheid), weer m.b.v. dezelfde waarden voor frequentie, anisotropie-constanten en verzadigings-magnetisatie terug gerekend worden naar het resonantie-veld als functie van de hoek met de film-normaal. Voor de parameters waarvoor de foutensom het kleinst is en dus reeds in de tabellen 4.3 en 4.4 vermeld zijn, zijn deze curves berekend en staan samen met de gemeten resonantie-velden in figuur 4.12.

In figuur 4.12 zien we dat de waarden van de resonantie-velden binnen de meet-onnauwkeurigheid (ongeveer gelijk aan de afmetingen van de punten in de grafiek) op de fit-curves liggen, waaruit we op grond van de fysisch reële waarden voor de gebruikte fit-parameters kunnen concluderen dat het hyperfijnveld van hcp Co als functie van de hoek ϑ met de c-as goed beschreven wordt door $B_{hf,hcp} = B_0 + \frac{1}{2} B_1 (3 \cos^2\vartheta - 1)$ (vgl.(4.2)) en dat van fcc Co isotroop is. Om een indruk te krijgen van de gevoeligheid voor de variaties in K_{eff} zijn in figuur 4.13 de twee curves weergegeven die berekend zijn met de waarden voor K_{eff} waarvoor de foutensom met $\sqrt{2}$ is toegenomen (0.48 en 0.34 MJ/m³ zie tabel 4.4) t.o.v. de best-passende fit (0.41 MJ/m³), welke tussen de twee fitcurves in zou liggen, maar om wille van de duidelijkheid niet is weergegeven.



Figuur 4.13: Gedeelte van het rotatie-diagram van hcp Co voor de film met $T_s = 500 \text{ }^\circ\text{C}$ met de fitcurves waarvoor de foutensom een factor $\sqrt{2}$ groter is dan de kleinste foutensom.

4.5 Conclusies

Uit de NMR-spectra van Co-films, die m.b.v. MBE op mica en geoxideerd silicium (siox) substraat gegroeid zijn, volgt dat de kristallografisch samenstelling (percentages fcc, hcp en stapelfouten) van de films afhankelijk is van het substraat en de substraat-temperatuur T_s . Deze temperatuur-afhankelijkheid is anders dan voor bulk kobalt. Voor de Co-films op mica neemt vanaf $T_s = 300$ °C met toenemende substraat-temperatuur het percentage stapelfouten en het percentage fcc Co af ten gunste van het percentage hcp Co, dat rond $T_s = 500$ °C zijn maximum van ruim 90 % bereikt. Voor nog hoger T_s neemt het percentage hcp af en het percentage fcc weer toe.

Op basis van de met NMR bepaalde kristallografische samenstelling van de Co-films op mica en de verzadigings-magnetisatie M_s is de totale anisotropie K als functie van de substraat-temperatuur berekend volgens $K = K_d + x K_{mk}^{hcp}$ waarin $K_d = -\frac{1}{2} \mu_0 M_s^2$ de vorm-anisotrope- en K_{mk}^{hcp} magnetokristallijne bijdrage van hcp Co aan de anisotropie is. Hoewel de berekende anisotropie dezelfde orde van grootte en hetzelfde verloop als functie van de substraat-temperatuur heeft als de m.b.v. VSM experimenteel bepaalde waarden, zijn de berekende waarden systematisch ongeveer 0.1 MJ/m^3 in absolute waarde groter. Hiervoor is nog geen verklaring gevonden.

Uit de rotatie-diagrammen van fcc- en hcp Co is de effectieve anisotropie (dat is de anisotropie die de atomen lokaal hebben) voor de atomen met respectievelijk een fcc- en hcp-omgeving door middel van fitten bepaald. Deze effectieve anisotropie voor atomen met een fcc- of hcp-omgeving blijkt af te wijken van de som van de vorm- en de magnetokristallijne-anisotropie voor respectievelijk fcc en hcp Co. Een verklaring zou kunnen zijn dat de effectieve anisotropie niet alleen bepaald wordt door de directe omgeving van de atomen, maar via een koppeling van de magnetische momenten door een groter gedeelte van het preparaat.

Het hyperfijnveld van hcp Co blijkt goed beschreven te kunnen worden door $B_{\text{hf,hcp}} = B_0 + B_1(3 \cos^2 \vartheta - 1)/2$, waarin ϑ de hoek van het hyperfijnveld met de c-as is. B_0 en B_1 zijn door middel van fitten uit de experimenteel bepaalde rotatie-diagrammen van de Co-films met $T_s = 400$ en 500°C berekend: $B_0 = 22.31 \pm 0.02$ T en $B_1 = -0.57 \pm 0.02$ T. De grootte van de hyperfijnveldanisotropie (-0.57 ± 0.02 T) is gelijk aan de door Fekete bepaalde waarde (-0.573 T) voor eenkristallijn hcp Co [Fek 78]) en komt ook goed overeen met de waarde van Kawakami (-0.54 T) voor polykristallijn hcp Co [Kaw 72]. Het isotrope deel (22.31 ± 0.02 T) is 0.3 T lager dan de door Fekete bepaalde waarde (22.6 T), en komt beter overeen met de waarde van Kawakami (22.41 T).

HOOFDSTUK 5 MULTILAGEN: RESULTATEN EN CONCLUSIES

Inleiding

In dit hoofdstuk worden de resultaten gepresenteerd van NMR-metingen aan Co/X-multilagen, waarbij voor X respectievelijk Ag, Cu, Mn of V ingevuld kan worden. Een overzicht van de preparaten staat weergegeven in tabel 5.1. Uit dit overzicht blijkt dat voor elke multilaag, m.u.v. Co/V, slechts aan één preparaat is gemeten.

De grootte van het hyperfijnveld is gevoelig voor volume-verandering zoals we in hoofdstuk twee gezien hebben. Hierdoor kan een eventuele afwijking van het hyperfijnveld t.o.v. zijn bulk-waarde informatie verschaffen over het eventueel opgerekt ("gestrained") zijn van het materiaal t.g.v. verschil in rooster-constante tussen Co en metaal X. Een ander aspect dat ook reeds in hoofdstuk twee aan de orde is geweest, is de gevoeligheid van het hyperfijnveld van een atoom voor vreemde (niet Co) atomen in zijn omgeving. Hierdoor kunnen lijnen in het NMR-spectrum die afkomstig zijn van atomen met één of meer vreemde atomen als naaste buur en dus waarschijnlijk aan het grensvlak ("interface") zitten onderscheiden worden van de hoofdlijn die het gevolg is van Co atomen zonder vreemde atomen als naaste buur. Uit de intensiteits-verhouding van het interface-signaal en de hoofdlijn kan in principe een schatting gemaakt worden voor het aantal monolagen dat respectievelijk bijdraagt aan het interface-signaal en de hoofdlijn waardoor we een schatting hebben voor de mogelijke ruwheid van het grensvlak.

De resultaten zullen per multilaag besproken worden. In de paragrafen 5.1 tot en met 5.4 komen achtereenvolgens Co/Ag, Co/Cu, Co/Mn en Co/V aan de orde. In paragraaf 5.5 zullen de conclusies nog eens kort samengevat worden.

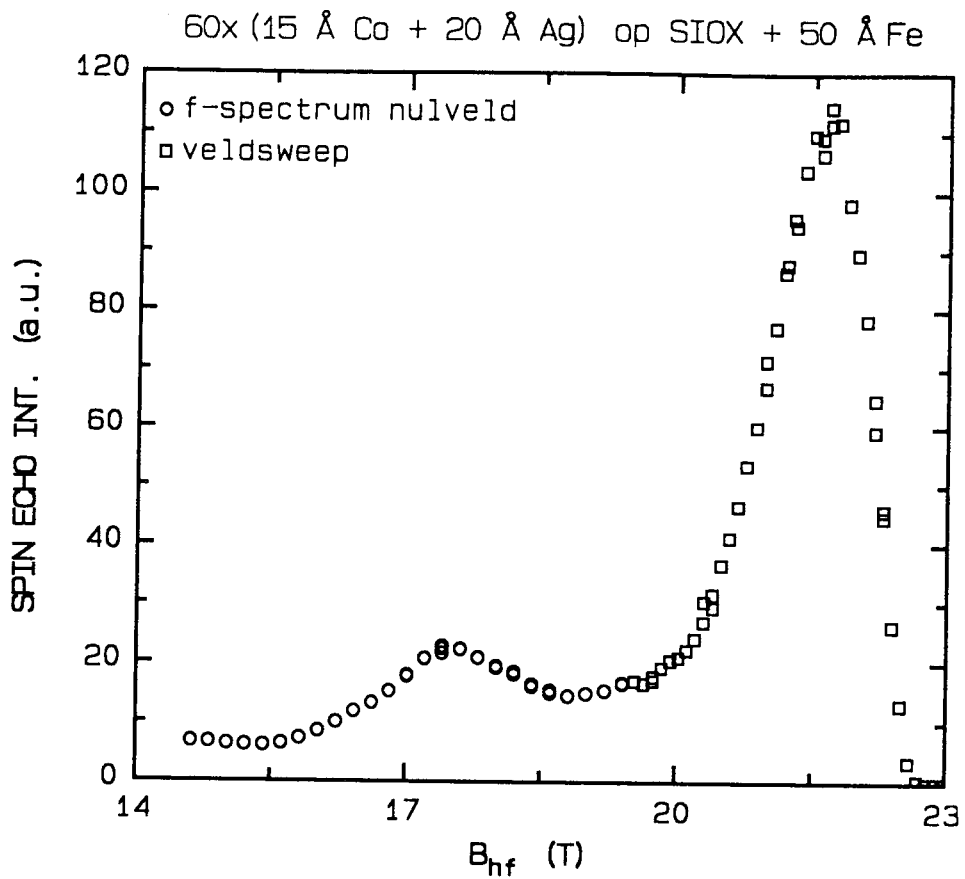
preparaat nummer	Co/X	n	t_{Co} (Å)	t_{X} (Å)	substraat	basislaag (Å)	groei methode
249-14	Co/Ag	60	15	20	SIOX	50 Fe	SP
911612	Co/Cu	30	12	42	MICA	200 Cu	MBE
912225	Co/Mn	25	20	20	MICA	200 Au	MBE
910613	Co/V*	15	40	42	Si [100]	200 V* [110]	HV
910615	Co/V*	7	80	42	Si [100]	200 V* [110]	HV

Tabel 5.1: Overzicht van de Co/X multilagen waaraan gemeten is. n is het aantal herhalingen, t is de laagdikte. SP: sputteren, MBE: "molecular-beam epitaxy", HV: hoog vacuüm opdampen. *: fcc Co [111] en bcc V [110].

5.1 De Co/Ag-multilaag

De Co/Ag-multilaag bestaat uit 60 herhalingen van 15 Å Co en 20 Å Ag die gesputterd zijn op een substraat van geoxideerd silicium (siox) met daarop een basislaag van 50 Å Fe. Dit preparaat is vervaardigd op de Michigan State University.

Het NMR-spectrum van de Co/Ag-multilaag is gedeeltelijk verkregen uit een puntsgewijze veldsweep ($B_{\text{hf}} > 19$ T) en gedeeltelijk uit een frequentie-spectrum zonder uitwendig veld ($B_{\text{hf}} < 19.5$ T). De veldsweep is gecorrigeerd voor receiving enhancement (vgl.(3.4)) en het frequentie-spectrum is gecorrigeerd voor de f^2 -afhankelijkheid van de spin-echo. De spectra zijn omgerekend naar hyperfijnveldwaarden en de intensiteiten zijn zo geschaald dat de ze bij het overlappende gedeelte gelijk zijn. Het hyperfijnveld-spectrum staat in figuur 5.1.



Figuur 5.1: Hyperfijnveld-spectrum van de Co/Ag-multilaag, verkregen uit puntsgewijze-veldsweep (voor receiving enhancement gecorrigeerd) en frequentie-spectrum zonder uitwendig veld (voor f^2 gecorrigeerd). Het spectrum is opgenomen bij 1.4 K.

In het hyperfijnveld-spectrum van de Co/Ag-multilaag onderscheiden we een hoofdlijn en een satelliet die waarschijnlijk het gevolg is van Co-atomen aan het grensvlak met een (nog onbekend) aantal Ag-atomen als naaste buur. De posities van de lijnen zijn grafisch bepaald en staan in tabel 5.2.

60 x (15 Å Co + 20 Å Ag)	
hoofdlijn (T)	21.6 ± 0.1
satelliet (T)	17.6 ± 0.1

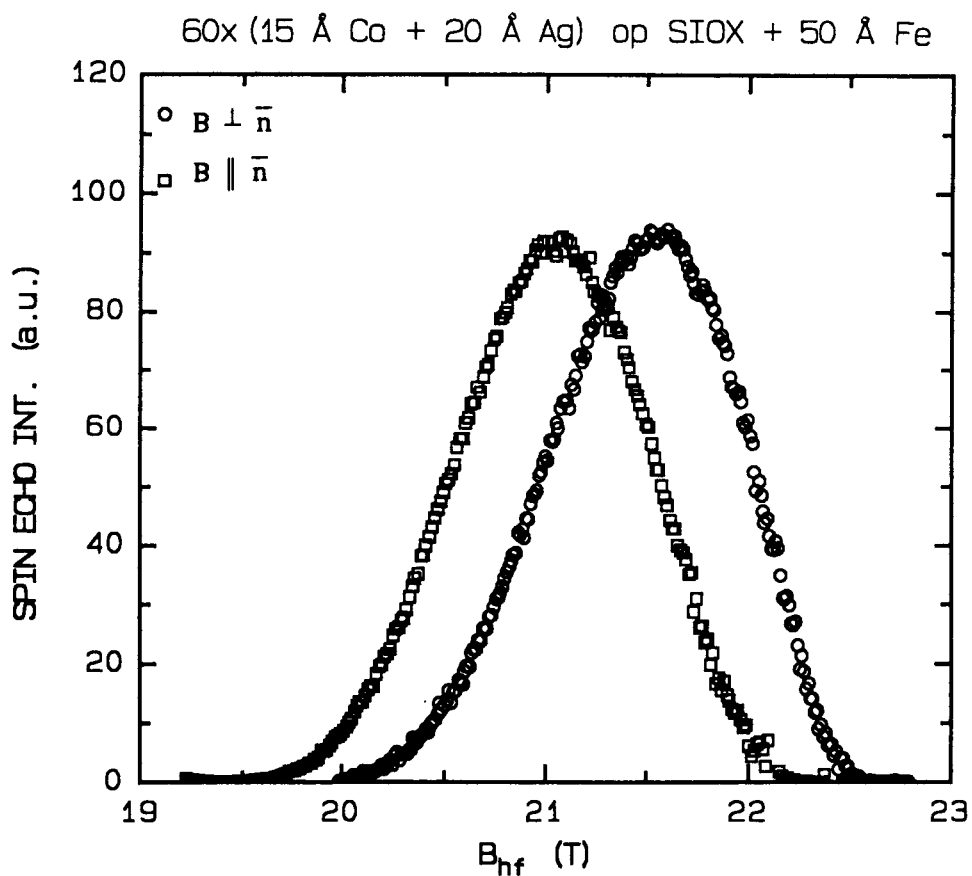
Tabel 5.2: Positie van de hoofdlijn en de satelliet van de Co/Ag-multilaag, bepaald uit het hyperfijnveld-spectrum in figuur 5.1.

De afstand tussen de satelliet (17.6 ± 0.1 T) en de hoofdlijn bedraagt 4.0 ± 0.2 T. Vergelijking van deze waarden met de literatuur is niet mogelijk, aangezien er, voor zover bekend, nog niet over metingen aan Co/Ag-multilagen of Co/Ag-legeringen gerapporteerd is.

Hoewel de intensiteiten van spectra die verkregen zijn uit metingen mét (puntsgewijze veldsweep) en zonder uitwendig veld (frequentie-spectrum nulveld), i.v.m. domeinwand-enhancement, in principe niet met elkaar vergeleken kunnen worden, maken we uit de intensiteitsverhouding van de satelliet en de hoofdlijn een schatting voor de ruwheid van het grensvlak. Deze verhouding is ongeveer 1:3 of nog iets groter indien alle intensiteit voor hyperfijnveldwaarden kleiner dan 20 T aan het interface-sigitaal toegekend zou worden, waardoor van de ongeveer 8 monolagen waar de Co-laag uit bestaat, er 2 of 3 aan het interface-sigitaal en 6 of 5 aan de hoofdlijn zouden kunnen bijdragen. Dit betekent dat het grensvlak uit één gemengde monolaag van Co- en Ag-atomen zou kunnen bestaan of volkomen glad zou zijn. Dit is echter een schatting, voor een meer preciese uitspraak is een meer systematisch onderzoek (waarbij de dikte van de Co-laag gevarieerd wordt) nodig.

Voor de multilaag zijn ook veldsweeps gemaakt met het uitwendig veld loodrecht op en parallel aan de normaal van de multilaag. De spectra zijn voor enhancement gecorrigeerd en omgerekend naar hyperfijnveldwaarden waarbij voor de waarde van het demagnetiserend veld 1.8 T gebruikt is. Het demagnetiserend veld is voor een dunne plaat met uitwendig veld parallel aan de normaal namelijk gelijk aan de verzadigings-magnetisatie $\mu_0 M_s$, welke voor bulk Co 1.8 T bedraagt ([Rie 78]). In figuur 5.2 zien we dat de op deze wijze bepaalde hyperfijnveldspectra niet gelijk zijn. Dit kan betekenen dat het hyperfijnveld anisotroop is of dat de verzadigings-magnetisatie van het Co kleiner is dan door ons is aangenomen. Voor $\mu_0 M_s = 1.2$ T zou het hyperfijnveld opgenomen met parallel uitwendig veld ongeveer samenvallen met het hyperfijnveld dat opgenomen is met loodrecht uitwendig veld. Als de verzadigings-magnetisatie echter 1.8 T bedraagt, dan lijkt de anisotropie van de hoofdlijn erop te wijzen dat we hier niet met zuiver fcc Co te maken hebben. Een mogelijke verklaring voor het anisotrope hyperfijnveld zou dan kunnen zijn dat de lagen opgerekt hcp Co of hcp-achtige stapelfouten bevatten. Bulk zilver heeft een fcc rooster met

een rooster-constante van 4.09 Å. Als de textuur [111] is, dan hebben de Ag-atomen in het vlak parallel aan het grensvlak 6 naaste buren op een afstand van 2.89 Å indien het niet opgerekt is, hetgeen 15 % groter is dan de onderlinge afstand van Co in een hcp-structuur (2.51 Å).

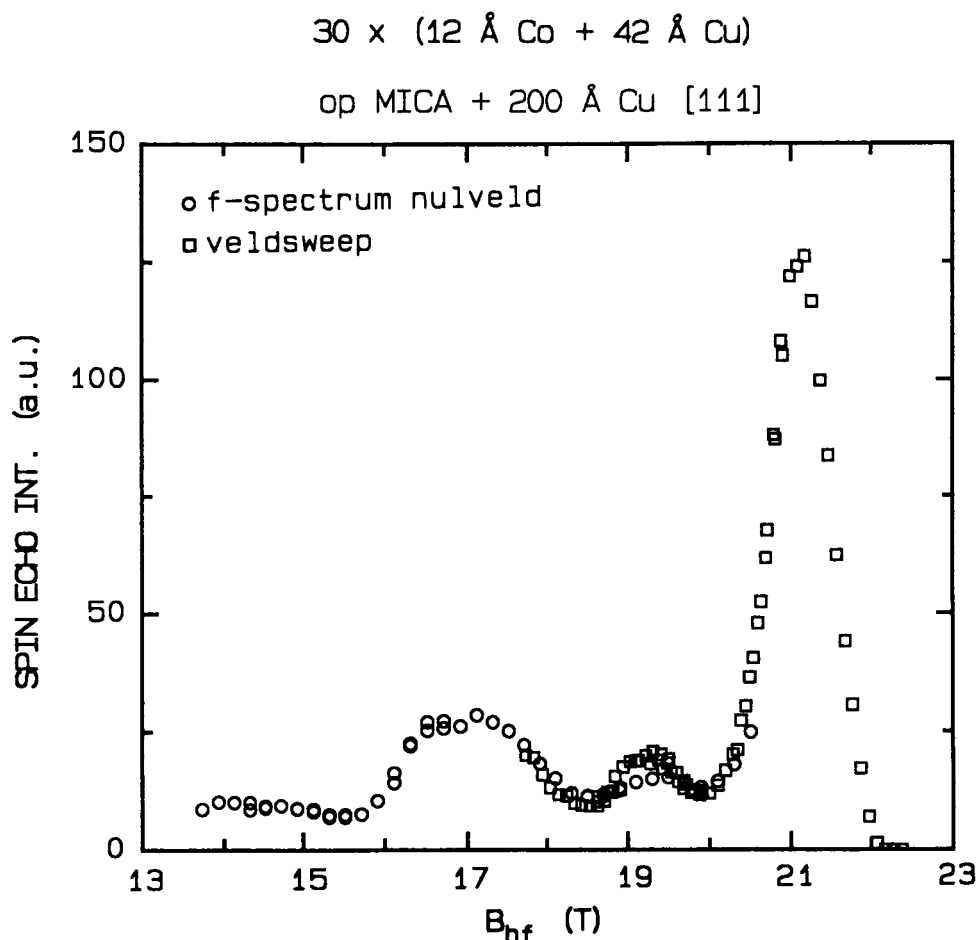


Figuur 5.2: Hyperfijnveld-spectra van de Co/Ag-multilaag, verkregen uit veldsweeps met uitwendig veld parallel (\parallel) aan, en loodrecht op (\perp) de normaal van de multilaag. De spectra zijn opgenomen bij 1.4 K en gecorrigeerd voor receiving enhancement.

5.2 De Co/Cu-multilaag

De Co/Cu-multilaag bestaat uit 30 herhalingen van 12 Å Co en 42 Å Cu [111] die m.b.v. MBE met een groeisnelheid van 0.3 Å/s en een substraattemperatuur van 20°C op het substraat gegroeid zijn. Het substraat bestaat uit mica waarop als basislaag 200 Å Cu bij een temperatuur van 400 °C gegroeid is. Het preparaat is vervaardigd op het Philips Natuurkundig Laboratorium. Met Cu [111] wordt aangegeven dat de [111]-richting van fcc Cu evenwijdig aan de normaal van de multilaag staat.

Voor de Co/Cu-multilaag is het hyperfijnveld-spectrum voor een gedeelte bepaald uit een puntsgewijze-veldsweep en voor een gedeelte uit een frequentie-spectrum zonder uitwendig veld. De gevolgde werkwijze is dezelfde als die reeds voor de Co/Ag-multilaag beschreven is. Het spectrum staat in figuur 5.3.



Figuur 5.3. Hyperfijnveld-spectrum van de Co/Cu-multilaag, verkregen uit puntsgewijze-veldsweep (voor receiving enhancement gecorrigeerd) en frequentie-spectrum zonder uitwendig veld (voor f^2 gecorrigeerd). Het spectrum is opgenomen bij 1.4 K.

In het spectrum onderscheiden we de hoofdlijn en twee satellieten. De posities van de lijnen staan in tabel 5.3, waar ze worden toegekend aan Co-atomen zonder ($B_{hf,0}$), met één ($B_{hf,1}$) of met twee ($B_{hf,2}$) Cu-atomen als naaste buur door vergelijking met hyperfijnveldwaarden voor een Co-Cu legering. Rond de 14 T zien we nog intensiteit die waarschijnlijk het gevolg is van Co-atomen met 3 Cu-atomen als naaste buur.

	$B_{hf,0}$ (T)	$B_{hf,1}$ (T)	$B_{hf,2}$ (T)
12 Å Co + 42 Å Cu	21.1 ± 0.1	19.3 ± 0.1	17.1 ± 0.1
[LeD 90]	21.62	19.8	17.9

Tabel 5.3: Hyperfijnveld-waarden van de hoofdlijn ($B_{hf,0}$) en van de satellieten t.g.v. één ($B_{hf,1}$) en twee ($B_{hf,2}$) Cu-atomen in de naaste-buur schil, en vergelijking met die voor een Co-Cu legering met 3% Cu [LeD 90]. De waarden zijn verkregen uit NMR-metingen bij respectievelijk 1.4 en 4.2 K

De hyperfijnveld-verandering van de hoofdlijn ($B_{hf,0} = 21.1 \pm 0.1$ T) t.o.v. fcc Co bedraagt -0.5 T en is het gevolg van het oprekken van het rooster t.g.v. het verschil in rooster-constante van Co en Cu (Cu is 2% groter: $a_{Co} = 3.54$ Å en $a_{Cu} = 3.61$ Å). Deze hyperfijnveld-verandering is gelijk aan de reeds gerapporteerde waarde voor een 12 Å fcc Co [111] + 42 Å fcc [111] Cu multilaag die bij kamertemperatuur hoog-vacuüm (HV) opgedampt is op een substraat van geoxideerd silicium met als basislaag 200 Å Cu ([Gro 91]). Ook de posities van de satellieten komen binnen de experimentele nauwkeurigheid overeen met de HV opgedampte multilaag. Indien we voor de relatie tussen de relatieve hyperfijnveld-verandering en de relatieve volume-verandering vgl.(2.30) gebruiken: $\Delta B_{hf,0}/B_{hf,0} = -1.16 \Delta V/V$, dan komt de hyperfijnveld-verandering van de hoofdlijn overeen met een relatieve volume-vergroting van 2%. Voor de eerste satelliet, die afkomstig is van Co-atomen aan het grensvlak met één Cu atoom als naaste buur, is het hyperfijnveld $B_{hf,1} = 19.3 \pm 0.1$ T. Dit is 0.5 T lager dan voor Co-atomen met één Cu atoom als naaste buur in een Co-Cu legering [LeD 90]. Evenals voor de hoofdlijn, kunnen we deze relatieve hyperfijnveld-verandering via vgl.(2.30) relateren aan een volume-vergroting van 2%. Dit zou kunnen betekenen dat de Co-laag tot

aan het grensvlak uniform is opgerekt. Hierbij merken we echter op, dat vgl.(2.30) afgeleid is voor isotrope volume-verandering, terwijl we hier waarschijnlijk te maken hebben met anisotrope oprekking (zie laatste alinea van deze paragraaf). Verder merken we op dat de afstand van de eerste en tweede satelliet tot de hoofdlijn respectievelijk 1.8 ± 0.2 T en 4.0 ± 0.3 T overeenkomen met de waarden voor de Co-Cu legering: 1.82 T en 3.7 T [LeD 90].

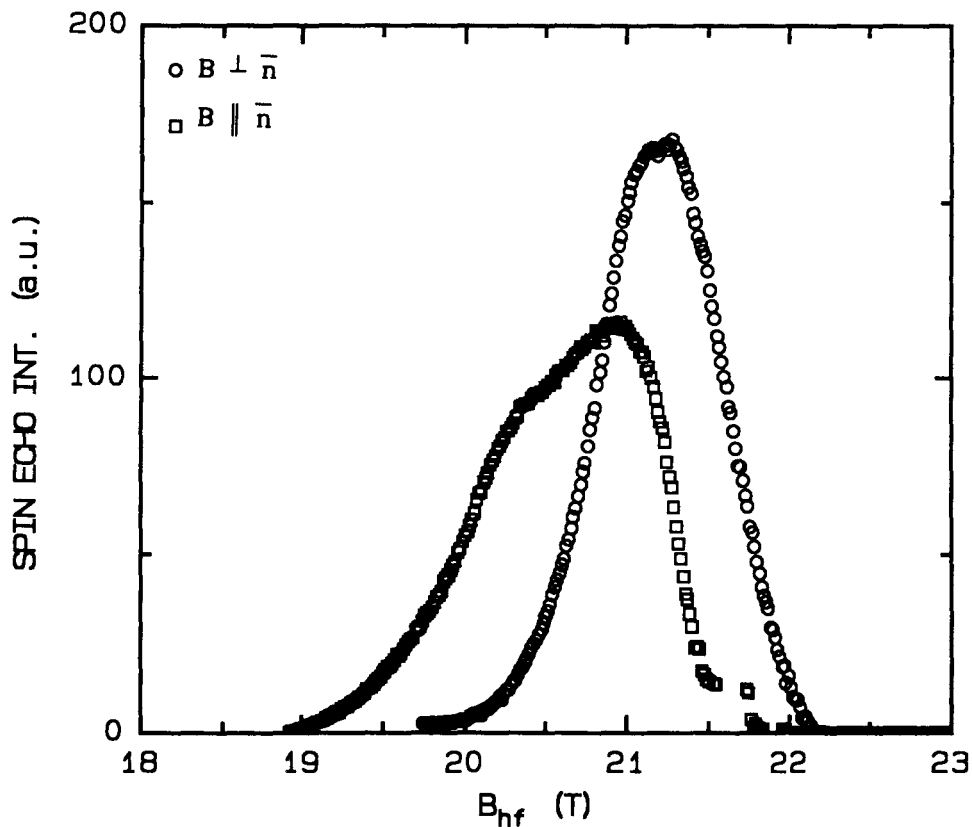
Uit de verhouding van de intensiteiten van het interface-sigitaal en de hoofdlijn maken we op dezelfde wijze als voor Co/Ag een schatting voor de ruwheid van het grensvlak. De intensiteit van het interface-sigitaal ($B_{hf} < 20$ T) is ongeveer de helft van de intensiteit van de hoofdlijn ($B_{hf} > 20$ T). Dit zou kunnen betekenen dat 2 van de 6 Co-monolagen bijdragen aan het interface-sigitaal, hetgeen erop lijkt te wijzen dat het grensvlak uit één gemengde monolaag Co- en Cu-atomen zou kunnen bestaan. Bij een volkomen glad grensvlak zouden we namelijk slechts één satelliet t.g.v. Co-atomen met 3 Cu-atomen als naaste buur verwachten. We merken nogmaals op dat het formeel niet juist is om intensiteiten van "in-veld-" en "nulveld-" spectra met elkaar te vergelijken, het gaat hier om een schatting. Deze schatting dat het grensvlak uit één gemengde monolaag zou bestaan, komt overeen met resultaten van een systematisch onderzoek naar de grensvlak-ruwheid van [111] Co/Cu-multilagen die hoog-vacuüm (HV) opgedampt zijn ([Gro 91]). Terwijl de totale intensiteiten van het interface-sigitaal van de MBE gegroeide en de overeenkomstige HV-opgedampte multilaag ongeveer gelijk zijn, is de intensiteit en de breedte van de tweede satelliet voor de MBE gegroeide multilaag groter en voor de HV opgedampte multilaag ongeveer gelijk aan die van de eerste satelliet. Bij de MBE multilaag is de eerste satelliet duidelijk gescheiden van de hoofdlijn, terwijl dit voor de HV multilaag niet het geval is.

Dat de Co-laag tot aan het grensvlak uniform zou zijn opgerekt, wil niet zeggen dat het rooster isotroop ("in alle richtingen evenveel") is opgerekt. Dit blijkt uit de veldsweeps die voor de multilaag zijn gemaakt met het uitwendig veld loodrecht op en parallel aan de normaal van de multilaag. De spectra zijn voor enhancement gecorrigeerd en omgerekend naar hyperfijnveldwaarden waarbij voor het demagnetiserend veld 1.8 T gebruikt is. De resultaten staan in figuur 5.4. In deze figuur zien we dat het hyperfijnveld anisotroop is. Een oorzaak van de

hyperfijnveldanisotropie zou kunnen zijn dat de multilaag opgerekt hcp Co, een hcp-achtige stapelfout of anisotroop opgerekt fcc Co, of een combinatie hiervan, bevat. Men zou zich kunnen voorstellen dat, t.g.v. het verschil in rooster-constante (a_{Cu} is 2% groter dan a_{Co}) het Co-rooster in het vlak van de laag opgerekt wordt en t.g.v. dwarscontractie in de verticale richting samengedrukt wordt (negatieve rek). Voor fcc [111] Co wordt dit uniaxiale vervorming genoemd. Voor een fcc [100] Co-film op Cu [100] substraat is reeds tetragonale vervorming gerapporteerd door Schneider [Sch 91]. We merken op dat een kleinere waarde voor de verzadigings-magnetisatie dan door ons is aangenomen ($\mu_0 M_s = 1.8 \text{ T}$ voor bulk Co), wat voor Co/Cu-multilagen echter niet waarschijnlijk is, tot een kleinere waarde voor het demagnetiserend veld zou leiden waardoor de hyperfijnveldanisotropie in grootte zou afnemen. Tot slot merken we op dat voor de HV-opgedampte Co/Cu-multilagen geen hyperfijnveldanisotropie is waargenomen.

30 x (12 Å Co + 42 Å Cu)

op MICA + 200 Å Cu [111]

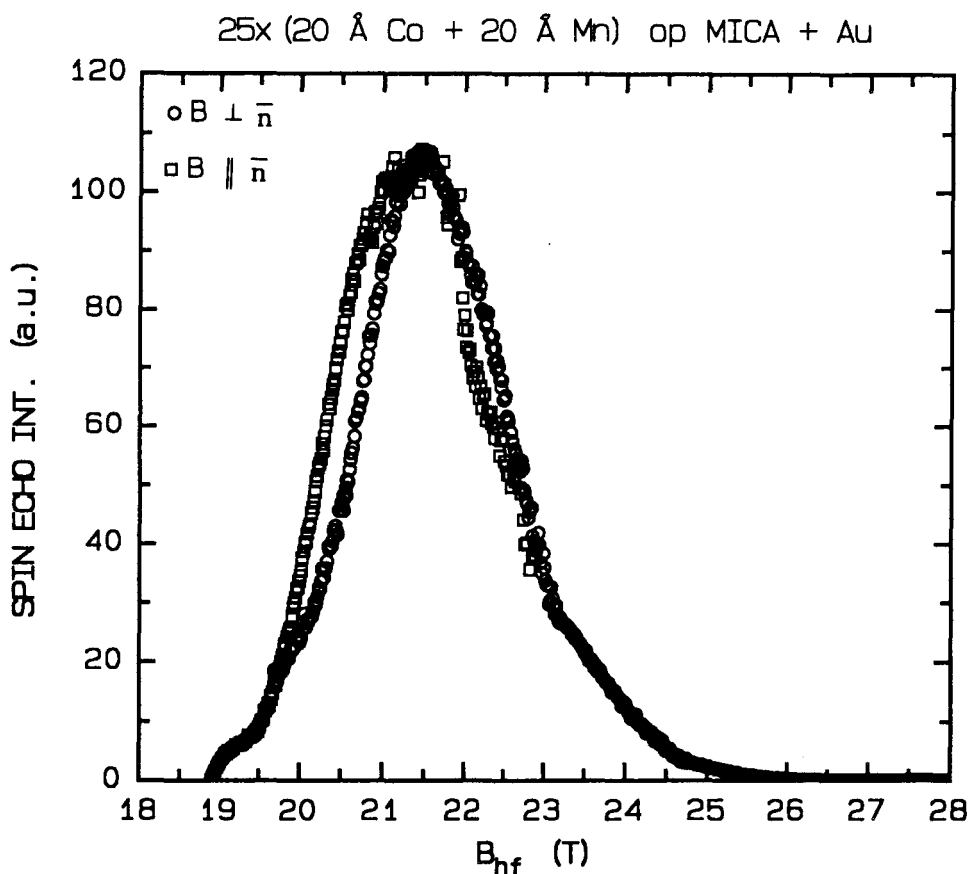


Figuur 5.4: Hyperfijnveld-spectra van de Co/Cu-multilaag, verkregen uit veldsweeps met uitwendig veld parallel (\parallel) aan, en loodrecht op (\perp) de normaal van de multilaag. De spectra zijn opgenomen bij 1.4 K en gecorrigeerd voor receiving enhancement.

5.3 De Co/Mn-multilaag

De Co/Mn-multilaag bestaat uit 25 herhalingen van 20 Å Co en 20 Å Mn die m.b.v. MBE op een basislaag van 200 Å Cu gegroeid zijn. Het mica substraat en basislaag zijn 20 minuten geannealed bij een temperatuur van 150 °C. Het preparaat is vervaardigd op het Philips Natuurkundig Laboratorium. De kristalstructuur van bulk Mn is cubisch-complex.

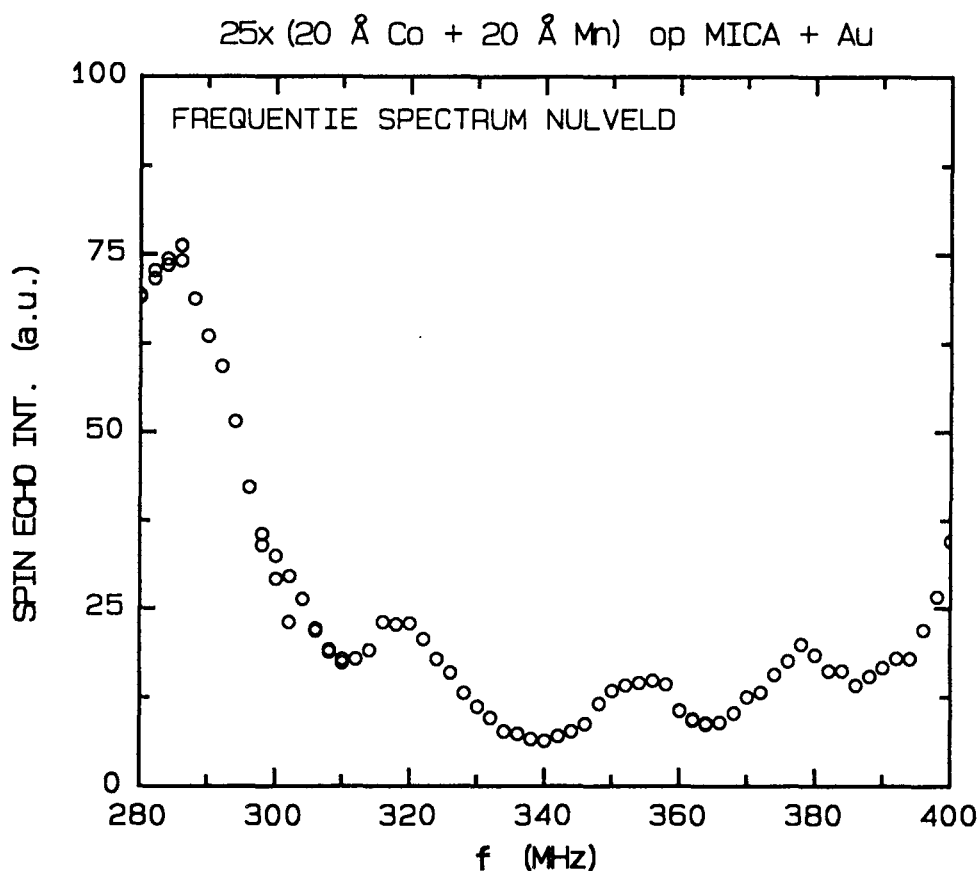
Van de multilaag zijn veldsweeps gemaakt met uitwendig veld parallel aan en loodrecht op de normaal van de multilaag. De spectra zijn gecorrigeerd voor receiving enhancement en omgerekend naar hyperfijnveldwaarden. Bij het omrekenen naar hyperfijnveldwaarden van het spectrum met uitwendig veld parallel aan de normaal van de multilaag is voor de verzadigings-magnetisatie $\mu_0 M_s$ een waarde van 1.8 T genomen. De hyperfijnveld-spectra staan in figuur 5.5.



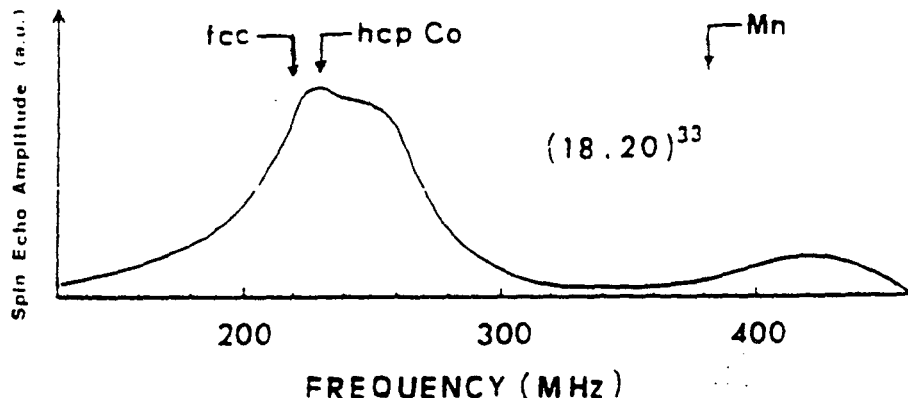
Figuur 5.5: Hyperfijnveld-spectra van de Co/Mn-multilaag, verkregen uit veldsweeps met uitwendig veld parallel (\parallel) aan, en loodrecht (\perp) op de normaal, opgenomen bij $T = 1.4$ K. De spectra zijn gecorrigeerd voor receiving enhancement.

Het maximum van het hyperfijnveld-spectrum met uitwendig veld loodrecht op de normaal in figuur 5.5 ligt bij 21.5 ± 0.1 T. Het lijkt erop dat een groot deel van het Co zich in de fcc fase bevindt. Uit de spectra kan men echter niet concluderen dat de lagen uit zuiver fcc Co bestaan. Gezien de anisotropie van het hyperfijnveld en de intensiteit rond 22.6 T voor loodrecht uitwendig veld is het goed mogelijk dat er hcp Co aanwezig is en/of hcp-achtige stapelfouten.

Behalve de veldsweeps, is voor de multilaag een frequentie-spectrum zonder uitwendig veld opgenomen. Dit spectrum is gecorrigeerd voor de f^2 -afhankelijkheid van de spin-echo en staat in figuur 5.6. Ter vergelijking staat in figuur 5.7 een frequentie-spectrum van een Co-Mn multilaag zoals gemeten door Sakakima [Sak 86].



Figuur 5.6: Frequentie-spectrum van de Co/Mn multilaag. Het spectrum is opgenomen zonder uitwendig veld bij 1.4 K. Voor de f^2 -afhankelijkheid van de spin-echo is gecorrigeerd.



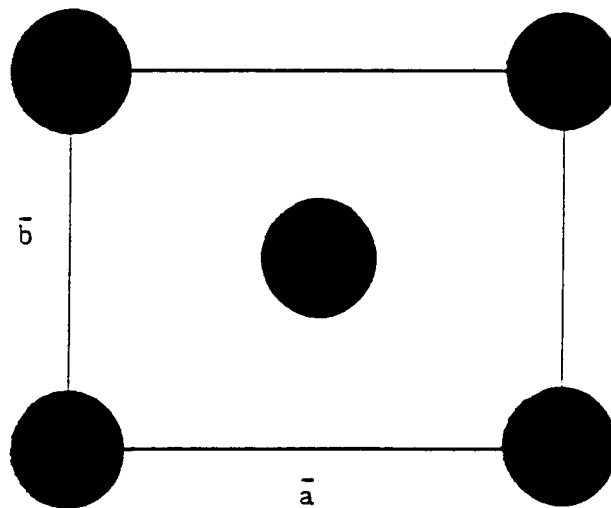
Figuur 5.7 Frequentie-spectrum van een 33 x (18 Å Co + 20 Å Mn)-multilaag [Sak 86]. Het spectrum is opgenomen zonder uitwendig veld bij 2 K. De pijltjes geven de resonantiefrequenties van ^{59}Co in bulk Co en van ^{55}Mn (378 MHz) in een 98% Co-2% Mn legering [Yas 73].

In figuur 5.6 zien we de intensiteit van het Co-sigitaal vanaf 290 MHz bij toenemende frequentie tot 300 MHz sterk afvallen en bij 400 MHz het Mn-sigitaal opkomen, hetgeen in overeenstemming is met het door Sakakima gemeten NMR-spectrum in figuur 5.7. Dit NMR-spectrum bestaat in feite uit twee gedeelten: een gedeelte van 200 tot 300 MHz t.g.v. resonantie van kernen van Co-atomen en een gedeelte van ongeveer 380 tot 460 MHz met een maximum rond 420 MHz t.g.v. ^{55}Mn -kernen. Maar terwijl de spin-echo intensiteit als functie van de resonantie-frequentie voor het gebied van ongeveer 300 tot 380 MHz bij Sakakima vloeiend verloopt, oscilleert deze bij ons met een periode van 30 ± 5 MHz (zie figuur 5.6). Deze oscillaties kunnen het gevolg zijn van reflecties in signaal-leidingen. Dit zou uitgezocht moeten worden. Een andere mogelijkheid is dat het een interface-sigitaal van Co- of Mn-atomen is. Spin-spin relaxatie tijd (T_2) metingen zouden in dat geval kunnen uitwijzen of de signalen van Co- of van Mn-atomen afkomstig zijn. Aangezien er nog onduidelijkheid heerst omtrent de afkomst van het sigitaal tussen 310 en 390 MHz is het moeilijk een uitspraak te doen over de ruwheid van het grensvlak.

5.4 De Co/V-multilagen

Het betreft hier twee preparaten met dezelfde vanadium dikte: 42 Å en met verschillende dikten voor de Co-laag: 40 en 80 Å. Het aantal herhalingen voor 40 Å Co is 15 en voor 80 Å Co is 7, waardoor de totale hoeveelheid Co in de multilagen ongeveer hetzelfde is. De multilagen zijn gegroeid op Si [100] substraat met 200 Å bcc V [110] als basislaag. Uit Röntgendiffractie volgt dat de structuur van het Co waarschijnlijk fcc is met [111] textuur, het vanadium is bcc [110]. Bulk vanadium heeft een bcc-structuur met een rooster-constante van 3.03 Å. De preparaten zijn d.m.v. hoog vacuüm opdampen op het Philips Natuurkundig Laboratorium vervaardigd.

Hoewel de textuur voor de lagen bekend is, is de onderlinge oriëntatie onbekend. Om een indruk van de atomaire afstanden te krijgen, staat in figuur 5.8 een schematische weergave van het fcc Co (111)-vlak of het bcc V (110)-vlak. Indien de $[11\bar{2}]$ -richting van fcc Co parallel georiënteerd zou zijn aan de $[\bar{1}10]$ -richting van bcc V, dan zou de atomaire afstand van Co in deze richting 1.4 % groter zijn dan van V,



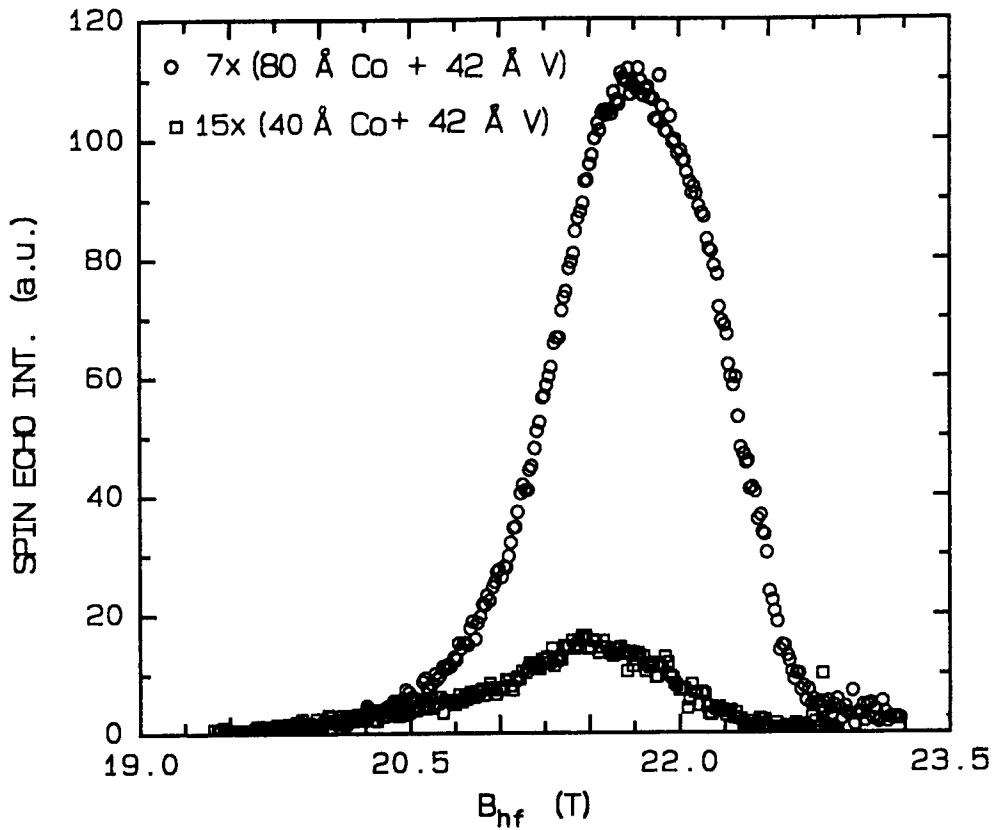
Figuur 5.8: Schematische weergave van de atomaire afstanden in het (111)-vlak van fcc Co ($\bar{a} = [11\bar{2}]$, $|\bar{a}| = 4.34$ Å; $\bar{b} = [1\bar{1}0]$, $|\bar{b}| = 2.50$ Å), of het (110)-vlak van bcc V ($\bar{a} = [1\bar{1}0]$, $|\bar{a}| = 4.28$ Å, $\bar{b} = [001]$, $|\bar{b}| = 3.03$ Å). De afstanden gelden voor niet-opgerekte toestand.

terwijl de afstand tussen de Co-atomen in de richting hier loodrecht op ([110]-richting) 20 % kleiner zou zijn dan de afstand tussen de V-atomen in deze (voor V de [001]-) richting. Nogmaals, dit is voorbeeld van een mogelijke oriëntatie, de echte oriëntatie van de vlakken t.o.v. elkaar is niet bekend.

Voor beide multilagen zijn veldsweeps met uitwendig veld loodrecht op de normaal gemaakt. De spectra zijn gecorrigeerd voor receiving enhancement en omgerekend naar hyperfijnveldwaarden. De hyperfijnveld-spectra van beide multilagen staan in figuur 5.9. Voor de multilaag met 80 Å Co is ook een veldsweep met uitwendig veld parallel aan de normaal gemaakt. Het spectrum is gecorrigeerd voor receiving enhancement en omgerekend naar hyperfijnveldwaarden waarbij voor de verzadigings magnetisatie $\mu_0 M_S = 1.8 \text{ T}$ voor bulk Co is genomen. De hyperfijnveld-spectra staan in figuur 5.10. Ook is voor deze multilaag d.m.v. een frequentie-spectrum zonder uitwendig veld de positie van de lijn van de Co-atomen met één V-atoom als naaste buur bepaald. Het frequentie-spectrum is gecorrigeerd voor de f^2 -afhankelijkheid van de spin-echo en omgerekend naar hyperfijnveldwaarden. Het hyperfijnveld-spectrum staat in figuur 5.11.

Wat direct opvalt in figuur 5.9 is het enorme verschil in intensiteit (ongeveer een factor 6) voor de twee multilagen, terwijl de totale hoeveelheid Co bijna constant is en de experimentele omstandigheden ook ongeveer hetzelfde waren. Magnetisatie-metingen aan Co/V-multilagen tonen aan, uitgaande van een constant magnetisch moment van ongeveer $1.7 \mu_B$ per Co-atoom, dat ongeveer 7 Å Co aan het grensvlak met V niet magnetisch is [Blo 92]. Het niet magnetisch zijn van een aantal lagen Co zou een mogelijke reden voor het verschil in intensiteit kunnen zijn. Het gemeten verschil is echter groter dan op grond van dode lagen te verklaren is.

De posities van de lijnen die uit de spectra bepaald zijn staan in tabel 5.4. Hoewel de grootte van het hyperfijnveld voor de twee multilagen met uitwendig veld loodrecht op de normaal (21.7 ± 0.1 en $21.5 \pm 0.1 \text{ T}$) in overeenstemming is met die van fcc Co (21.6 T), lijkt de anisotropie van het hyperfijnveld van de 80 Å Co multilaag (zie figuur 5.10) erop te wijzen dat we hier niet te maken hebben met zuiver fcc Co.

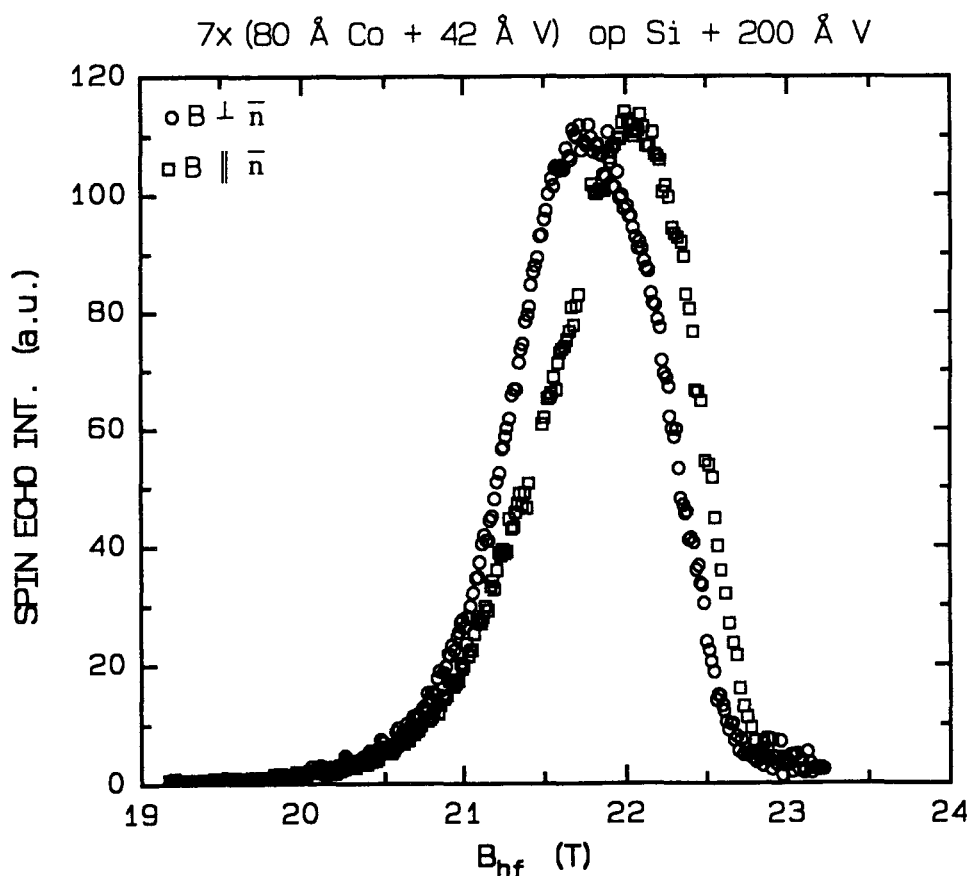


Figuur 5.9: Hyperfijnveld-spectra voor twee Co/V-multilagen op Si [100] met 200 Å V [110] als basislaag. De spectra zijn verkregen uit veldsweeps met uitwendig veld loodrecht op de normaal van de multilaag en gecorrigeerd voor receiving enhancement.

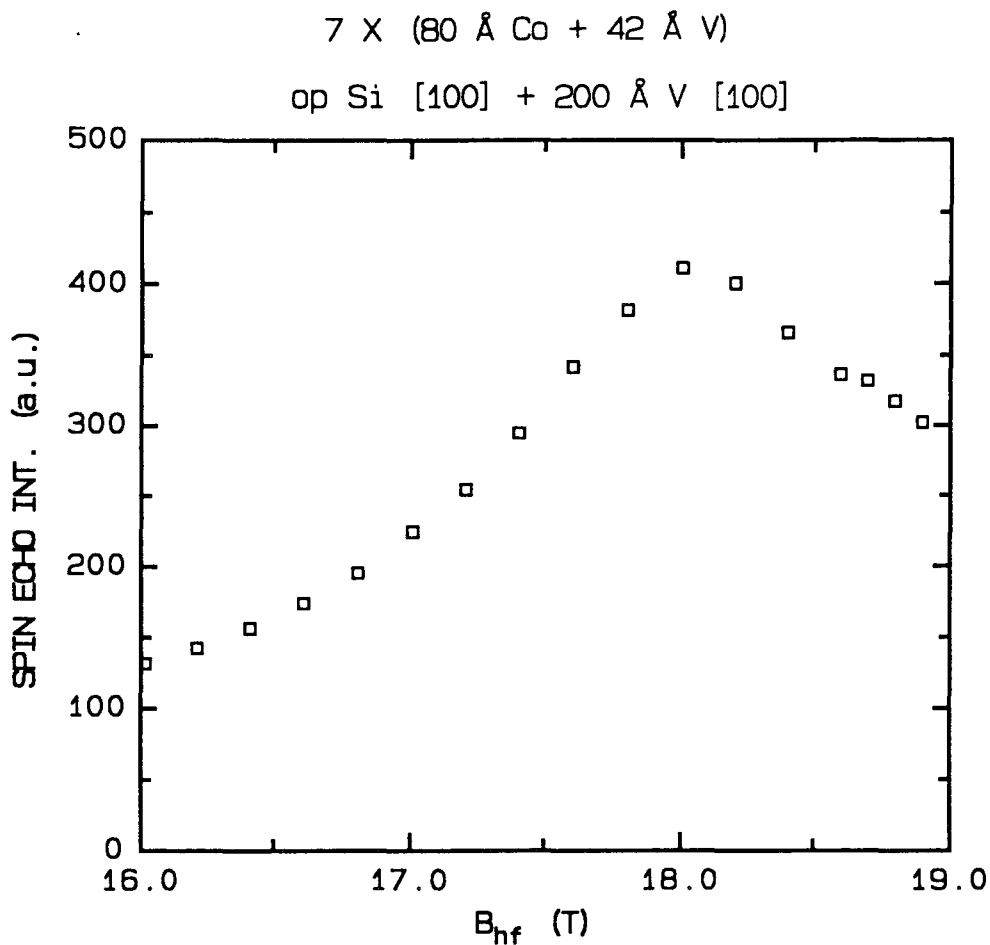
	$B_{hf,0}$ (T)	$B_{hf,1}$ (T)
80 Å Co + 42 Å V	21.7 ± 0.1	18.0 ± 0.2
40 Å Co + 42 Å V	21.5 ± 0.1	
	21.6 ^{1,2}	17.8 ¹ 17.5 ²

Tabel 5.4: Hyperfijnveld-waarden van de hoofdlijn ($B_{hf,0}$) en van de satelliet t.g.v. één V-atoom in de naaste-buur schil ($B_{hf,1}$), bij 1.4 K. De waarden worden vergeleken met die voor een Co-V legering bij 4.2 K. 1: [Sha 79]; 2: [Kaw 80].

Het hyperfijnveld van de satelliet (18.0 ± 0.2 T) is 0.5 T groter dan door Kawakami gemeten waarde voor Co-atomen met één V-atoom als naaste buur in een Co/V-legering [Kaw 80] maar in overeenstemming met de waarde van Shavishvili (17.8 T [Sha 79]). Aangezien er, zoals hierboven is opgemerkt, een aantal monolagen Co aan het grensvlak niet magnetisch zou kunnen zijn, is er een mogelijkheid dat dit interface-sigitaal niet afkomstig is van Co-atomen met één V-atoom als naaste buur, maar van Co atomen die grenzen aan niet-magnetische Co-atomen. Omdat er geen overlap is van het interface-sigitaal met de hoofdlijn, kunnen we geen schatting maken voor de ruwheid van het grensvlak.



Figuur 5.10: Hyperfijnveld-spectra van de Co/V-multilaag, verkregen uit veldsweeps met uitwendig veld parallel (\parallel) aan, en loodrecht op (\perp) de normaal, opgenomen bij $T = 1.4$ K. De spectra zijn gecorrigeerd voor receiving enhancement.



Figuur 5.11: Hyperfijnveld-spectrum van de (80 Å Co/42 Å V)-multilaag, verkregen uit een frequentie-spectrum zonder uitwendig veld bij 1.4 K.

5.5 Conclusies

Het hyperfijnveld-spectrum van de 30x(15 Å Co + 20 Å Ag)-multilaag op geoxideerd silicium bestaat uit een hoofdlijn en een satelliet. De satelliet heeft een hyperfijnveldwaarde van 17.6 ± 0.1 T hetgeen overeenkomt met een afstand van 4.0 ± 0.2 T tot de hoofdlijn (21.6 ± 0.1 T). Uit de verhouding van de intensiteiten van de satelliet en de hoofdlijn, schatten we dat het grensvlak volkomen glad is of uit één gemengde monolaag bestaat. NMR-spectra die opgenomen zijn met uitwendig veld loodrecht op en parallel aan de normaal van de multilaag lijken erop te wijzen dat het hyperfijnveld anisotroop is. Een mogelijke verklaring hiervoor zou zijn dat de lagen opgerekt hcp Co bevatten.

In het hyperfijnveld-spectrum van de $30 \times (12 \text{ \AA} \text{ Co} + 42 \text{ \AA} \text{ Cu})$ -multilaag die m.b.v. MBE op mica met als basislaag $200 \text{ \AA} \text{ Cu}$ [111] gegroeid is, zijn duidelijk een hoofdlijn en twee satellieten te onderscheiden. De satellieten hebben hyperfijnveldwaarden van 19.3 ± 0.1 en 17.1 ± 0.2 T en zijn afkomstig van Co-atomen met respectievelijk één en twee Cu-atomen als naaste buur. De positie van de hoofdlijn (21.1 ± 0.1 T) is evenals die van de eerste satelliet 0.5 T lager dan die voor een Co/Cu-legering, hetgeen te verklaren is door aan te nemen dat het fcc-rooster van Co opgerekt is t.g.v. de 2% grotere rooster-constante van Cu. NMR-spectra die opgenomen zijn met uitwendig veld loodrecht op en parallel aan de normaal van de multilaag lijken erop te wijzen dat het oprekken van het rooster niet isotroop is. Uit de verhouding van de intensiteiten van het interface-sigitaal en de hoofdlijn, schatten we dat het grensvlak uit één gemengde monolaag bestaat. Dit komt overeen, evenals de posities van de hoofdlijn en de satellieten, met resultaten van NMR-metingen aan Co/Cu-multilagen die hoog-vacuüm opgedampt zijn op geoxideerd silicium met als basislaag $200 \text{ \AA} \text{ Cu}$ [111].

Voor een Co/Mn-multilaag, die bestaat uit 25 herhalingen van $20 \text{ \AA} \text{ Co}$ en $20 \text{ \AA} \text{ Mn}$ op mica met als basislaag $200 \text{ \AA} \text{ Au}$, zijn NMR-spectra opgenomen met uitwendig veld loodrecht op en parallel aan de normaal van de multilaag. De hyperfijnveldanisotropie die deze spectra vertonen, wijzen op de mogelijke aanwezigheid van hcp Co of hcp-achtige stapelfouten. Het frequentie-spectrum dat zonder uitwendig veld is opgenomen vertoont tussen 300 en 400 MHz oscillaties met een periode van 30 ± 5 MHz. Dit signaal zou afkomstig kunnen zijn van reflecties in de signaal-leiding of van Co- of Mn-atomen aan het grensvlak.

Er is aan twee Co/V-multilagen gemeten: $7 \times (80 \text{ \AA} \text{ Co} + 42 \text{ \AA} \text{ V})$ en $15 \times (40 \text{ \AA} \text{ Co} + 42 \text{ \AA} \text{ V})$, beiden op Si [100] substraat met als basislaag $200 \text{ \AA} \text{ V}$ [110]. Hoewel de hyperfijnveldwaarden van de hoofdlijn, respectievelijk 21.7 ± 0.1 en 21.5 ± 0.1 T, overeenkomen met die van bulk fcc Co (21.6 T), is het niet waarschijnlijk dat we hier met zuiver fcc Co te maken hebben, aangezien de hoofdlijn van de multilaag met $80 \text{ \AA} \text{ Co}$ anisotropie vertoont. Het hyperfijnveld van de waargenomen satelliet van de multilaag met $80 \text{ \AA} \text{ Co}$ bedraagt 18.0 ± 0.2 T is in overeenstemming met de waarde van Shavishvili (17.8 T) voor Co-atomen met één V-atoom als naaste buur in een Co/V-legering [Sha 79].

REFERENTIES

- [Abr 62] A. Abragam, The principles of nuclear magnetism, Oxford Clarendon Press (1962)
- [Bes 78] A.M. Bessmertnyi, E.S. Mushailov, Sov. Phys. Solid State 20, 1651 (1978)
- [Blo 89] P.J.H. Bloemen, afstudeerverslag TUE (1989)
- [Blo 91] P.J.H. Bloemen, mondeling overleg
- [Blo 92] H.A.M de Gronckel, P.J.H. Bloemen, E.A.M. van Alphen, W.J.M. de Jonge, to be submitted to Phys. Rev. B.
- [Bro 91] F.J.A. den Broeder, W. Hoving, P.J.H. Bloemen, J. Magn. Magn. Mat. 93, 562 (1991)
- [Brö 78] H. Brömer, H.L. Huber, J. Magn. Magn. Mat. 8, 61 (1978)
- [Bru 88] P. Bruno, J. Phys. F: Met. Phys. 18, 1291 (1988)
- [Cha 88] C. Chappert, P. Bruno, J. Appl. Phys. 64, 5736 (1988)
- [Col 71] J.H.P. Colpa, Physica 56, 185-236 (1971)
- [Den 82] C.J.M. Denissen, afstudeerverslag TUE (1982)
- [Dra 88] H.J.G. Draaisma, proefschrift TUE (1988)
- [Fek 78] D. Fekete, H. Boasson, A. Grayevskiy, V. Zevin, N. Kaplan, Phys. Rev. B 17, 347 (1978)
- [Gro 91] H.A.M. de Gronckel, K. Kopinga, W.J.M. de Jonge, P. Panissod, J.P. Schillé, F.J.A. den Broeder, Phys. Rev. B 44, 9100 (1991)
- [Gro 92] H.A.M. de Gronckel, proefschrift TUE (1992)
- [Hah 50] E.L. Hahn, Phys. Rev. 80, 580 (1950)
- [Hon 26] K. Honda, S. Kaya, Sci. Rept. Tôhoku Univ. 15, 721 (1926)
- [Hou 60] C.R. Houska, B.L. Averbach, M. Cohen, Acta Metal. 8, 81 (1960)
- [Hul 84] D. Hull, D.J. Bacon, Introduction to Dislocations, 3rd ed., Pergamon Press, Oxford 1984
- [Jan 79] J.F. Janak, Phys. Rev. B 20, 2206 (1979)
- [Jes 88] W.A. Jesser, J.H. van der Merwe, J. Appl. Phys. 63, 1928 (1988)
- [Jon 92] W.J.M. de Jonge, P.J.H. Bloemen, F.J.A. den Broeder, in: Ultra Thin Magnetic Structures edited by B. Heinrich and J.A.C. Bland Springer-Verlag Berlin, in press
- [Kaw 72] M. Kawakami, T. Hiharai, Y. Kōi, T. Wakiyama,

- J. Phys. Soc. Japan 33, 1591 (1972)
- [Kaw 80] M. Kawakami, Y. Aoki, J. Phys. F: Met. Phys. 10, 2067 (1980)
- [Kob 66] S. Kobayashi, K. Asayama, J. Itoh, J. Phys. Soc. Japan. 21, 65 (1966)
- [LB 19a] Landolt-Börnstein, New Series III/19a
- [LeD 90] K. LeDang, P. Veillet, Phys. Rev. B 41, 12902, (1990)
- [Mer 70] J.H. van der Merwe, J. Appl. Phys. 41, 4725 (1970)
- [Mer 88] J.H. van der Merwe, W.A. Jesser, J. Appl. Phys. 63, 1509 (1988)
- [Mur 65] G.A. Murray, W. Marshall, Proc. Phys. Soc. 86, 315 (1965)
- [Nab 79] F.R.N. Nabarro, Dislocations in Solids, Volume 2: Dislocations in Crystals, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1979
- [Nar 67] A. Narath, Hyperfine interactions, Academic Press New York-London (1967)
- [Nas 74] S. Nasu, H. Yasuoka, Y. Nakamura, Y. Murakami, Acta Metal. 22, 1057 (1974)
- [Née 54] L. Néel, J. Phys. et le Rad. 15, 225 (1954)
- [Ono 81] F. Ono, J. Phys. Soc. Japan. 50, 2564 (1981)
- [Par 90] S.S.P. Parkin, N. More, K.P. Roche, Phys. Rev. Let. 64, 2304 (1990)
- [Pel 86] L. Pel, stageverlag TUE (1986)
- [Per 65] G.J. Perlow, C.E. Johnson, W. Marshall, Phys. Rev. 140A, 875 (1965)
- [Pet 91] F. Petroff, A. Barthélemy, D.H. Mosca, D.K. Lottis, A. Fert, P.A. Schroeder, W.P. Pratt, Jr., and L. Loloee, S. Lequien, Phys. Rev. B 44, 5355 (1991)
- [Plo 88] A.J.M. Plompen, afstudeerverslag TUE (1988)
- [Por 60] A.M. Portis, A.C. Gossard, J. Appl. Phys. 31, 2055 (1960)
- [Rie 87] P.C. Riedi, T. Dumelow, M. Rubinstein, G.A. Prinz, S.B. Qadri, Phys. Rev. B 36, 4595 (1987)
- [Rod 62] D.S. Rodbell, J. Phys. Soc. Japan. Vol 17 Suppl B1, 313 (1962)
- [Sak 86] H. Sakakima, R. Krishnan, M. Tessier, K. LeDang, P.Veillet, J. Magn. Magn. Mat. 54-57, 785 (1986)
- [Sha 77] S.M. Shapiro, S.C. Moss, Phys. Rev. B 15, 2726 (1977)
- [Sha 79] T.M. Shavishvili, I.G. Kiliptari, Phys. Stat. Sol. B 92, 39 (1979)
- [Sli 90] C.P. Slichter, Principles of magnetic resonance,

Springer-Verlag Berlin, 3rd ed. 1990

- [Sch 91] C.M. Schneider, J.J. Miguel, P. Schuster, R. Miranda,
Science and Technologie of Nanostructured Magnetic
Materials, Plenum Press, New York, 1991
- [Tot 63] L.E. Toth, F. Ravitz, J. Phys. Chem. Solids **24**,
1203 (1963)
- [Yas 73] H. Yasuoka, S. Hoshinouchi, Y. Nakmura, J. Phys. Soc.
Japan **34**, 1192 (1973)
- [Wal 67] R.E. Walstedt, J.H. Wernick, V. Jaccarino, Phys. Rev.
162, 301 (1967)

De magnetokristallijne anisotropie van fcc Co tot en met de tweede orde wordt gegeven door Murray [Mur 65]:

$$E_{mk}^{fcc} = \frac{-K_1}{12} \sin^2 \vartheta \left\{ 1 - 4 \sqrt{2} \sin \vartheta \cos \vartheta \right\} \\ - \frac{K_2}{6^3} \sin^2 \vartheta \left\{ 2 - \cos^2 \vartheta + 23 \cos^4 \vartheta + 10 \sqrt{2} \cos^3 \vartheta \sin \vartheta \right. \\ \left. - 6 \sqrt{2} \cos \vartheta \sin \vartheta \right\} \quad (A.1)$$

waarin ϑ de hoek is tussen de magnetisatie en de [111]-richting. K_1 en K_2 zijn de eerste en tweede orde anisotropie-constanten. De term met K_1 kan ook geschreven worden als:

$$\frac{-3}{4} K_1 \sin^2 \vartheta \cos^2(\vartheta + \alpha) \quad (A.2)$$

met $\cos(2\alpha) = 7/9$. De "anisotropie-velden" K/M_s (Oe) zijn voor fcc Co als functie van de temperatuur gemeten door Rodbell [Rod 62]. M_s is hierin de verzadigingsmagnetisatie. De anisotropie-constanten (erg/cm^3) verkrijgen we nu door K/M_s (Oe) te vermenigvuldigen met M_s (G). Verder geldt $1 \text{ erg/cm}^3 = 10^{-1} \text{ J/m}^3$. De anisotropie-velden en constanten staan in tabel A.1.

T (K)	K_1/M_s (Oe)	K_2/M_s (Oe)	K_1 (MJ/m^3)	K_2 (MJ/m^3)
4.2	-600	-140	-0.09	-0.02
300	-500	-110	-0.07	-0.02

Tabel A.1: Anisotropie-velden K_1/M_s en K_2/M_s voor fcc Co [Rod 62]. Eerste en tweede orde anisotropie-constanten K_1 en K_2 zijn berekend met $M_s = 1.79 \text{ T}$ [Rie 87].

APPENDIX 2 EXPERIMENTEEL BEPAALDE HYPERFIJNVELDWAARDEN
VOOR DE Co-FILMS

De hyperfijnveldwaarden voor fcc Co, hcp Co en stapelfouten (S_1 en S_2) voor 1000 Å Co-films op mica en siox staan in tabel A.2. De waarden zijn grafisch bepaald uit veldsweeps, opgenomen bij resp. 190 en 195 MHz, met uitwendig veld loodrecht (\perp) op en parallel (\parallel) aan de filmnormaal. De spectra zijn voor receiving enhancement gecorrigeerd. $\mu_0 M_s$ is bepaald uit het verschil tussen de resonantie-velden van fcc Co parallel aan en loodrecht op de filmnormaal. De metingen zijn verricht bij $T=1.4$ K.

T_s (°C)	fcc (T) ± 0.02	hcp \parallel (T) ± 0.02	S_1 (T) ± 0.02	S_2 (T) ± 0.02	hcp \perp (T) ± 0.02	$\mu_0 M_s$ (T) ± 0.04
MICA						
-33	21.50	21.84	21.80	22.10	22.45	1.80
100	21.51	-	21.80	22.07	22.48	1.80
200	21.58	21.86	21.88	22.20	-	1.78
300	21.57	21.80	21.87	22.23	22.60	1.83
400	21.58	21.78	21.86	22.28	22.62	1.84
500	21.56	21.75	-	22.30	22.59	-
650	21.58	21.78	-	22.22	22.62	1.77
800	21.65	-	-	-	-	-
gemiddeld	21.57 ± 0.05	21.80 ± 0.04	21.84 ± 0.04	22.20 ± 0.09	22.56 ± 0.08	1.80 ± 0.03
SIOX						
400	21.48	-	-	22.25	22.53	1.83
500	21.55	-	-	22.28	22.59	1.75
gemiddeld	21.52 ± 0.05	-	-	22.27 ± 0.02	22.56 ± 0.04	1.79 ± 0.06

Tabel A.2: Hyperfijnveldwaarden voor fcc Co, hcp Co en stapelfouten (S_1 en S_2) voor 1000 Å Co-films op mica en siox. De indices \parallel en \perp hebben betrekking op de c-as. De metingen zijn verricht bij $T=1.4$ K.