

MASTER

Capacitieve torsie magnetometer : het bouwen en testen van een meetopstelling

Kannekens, Adwin P.M.

Award date:
1991

[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

Take down policy

If you believe that this document breaches copyright please contact us providing details, and we will remove access to the work immediately and investigate your claim.

Technische Universiteit Eindhoven
Afdeling der Technische Natuurkunde
Vakgroep Vaste Stof

Capacitieve Torsie Magnetometer

Het bouwen en testen van een
meetopstelling

A.P.M. Kannekens

mei 1991

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

Begeleider: Dr. ir. K. Kopinga

Afstudeerhoogleraar: Prof. dr. ir. W.J.M. de Jonge

Dit onderzoek werd verricht in het kader van een samenwerkingsverband met de Philips Research Laboratories op het gebied van metallische magnetische multilagen.
Het maakte mede deel uit van het SCIENCE-project GP2 M3.

Samenvatting

Binnen een samenwerkingsverband tussen het Philips Natuurkundig Laboratorium en de groep Coöperatieve Verschijnselen van de vakgroep Vaste Stoffysica van de TUE is behoefte aan een nauwkeurige bepaling van de magnetische anisotropie van metallische multilagen. Eén van de manieren waarop dit kan gebeuren, is door het meten van het koppel dat een preparaat ondervindt in een uitwendig magneetveld. Tijdens het afstudeerwerk, waarvan hier verslag wordt gedaan, is een Capacitieve Torsie Magnetometer (CTM) ontwikkeld en gebouwd, waarmee dergelijke koppels kunnen worden gemeten.

De grootte van het koppel wordt met de CTM bepaald door de hoekverdraaiing te meten van een torsiedraad waarop een preparaat is bevestigd. Deze hoekverdraaiing wordt bepaald met behulp van een stelsel condensatorplaten waarin, ten gevolge van de verdraaiing, capaciteitsveranderingen optreden.

Met de ontwikkelde CTM zijn we in staat gebleken koppelmetingen te doen in een bereik van 10^{-6} tot 10^{-9} Nm. Dit bereik kan worden verschoven door het monteren van een torsiedraad met een grotere of kleinere diameter. Hieraan is in dit stadium van het onderzoek echter geen behoefte omdat de CTM gevoelig genoeg is om metingen te doen aan één monolaag cobalt, met een oppervlak van 1 cm^2 .

De anisotropieconstanten die uit de koppelmetingen volgen, reproduceren binnen 5 %. Deze beperking van de nauwkeurigheid wordt voornamelijk veroorzaakt door kruip in de opstelling.

Uit de koppelmetingen kunnen we tevens de verzadigingsmagnetisatie van multilagen bepalen en door de grote gevoeligheid van de CTM ook die van monolagen of sandwichstructuren. Vergelijking van CTM-metingen met metingen aan de magnetisatie van Co-Ni-multilagen met een Vibrating Sample Magnetometer geeft een systematische afwijking te zien van 10 %, hetgeen kan duiden op een fout in de absolute ijking van één van deze instrumenten.

Inhoudsopgave blz

Samenvatting

Inhoudsopgave

Hoofdstuk 1	Inleiding	1
Hoofdstuk 2	Magnetische anisotropie	
2.1	Kristalanisotropie	4
2.2	Oppervlak-anisotropie	6
2.3	Vormanisotropie	8
2.4	Spanningsanisotropie	9
2.5	Anisotropiebijdrage in een multilaag	11
2.6	Voorkeursassen en voorkeursvlakken	13
Hoofdstuk 3	Experimentele methode	
3.1	Principe van de meting	15
3.2	Bepaling van de anisotropieconstante K_a	18
3.3	Correctie van de koppelkromme	19
3.4	Het verloop van de koppelkromme dicht bij de voorkeursas	20
Hoofdstuk 4	De Capacitieve Torsie Magnetometer	
4.1	De opstelling: de eisen en het schema	22
4.2	Torsie	23
4.3	De verdraaiingsopnemer	26
4.4	Lage temperaturelektronica	33
4.5	Numerieke verwachtingen	37
4.6	Blokschema van de opstelling	39

Hoofdstuk 5 Karakterisering van de opstelling

5.1	Het nuleffect	41
5.2	Relatie hoekverdraaiing – meetspanning	44
5.3	Kruip	45
5.4	Relatie koppel – meetspanning	48
5.5	Reproduceerbaarheid en gevoeligheid van de CTM	50
5.6	Vergelijking met andere opstellingen	51

Hoofdstuk 6 Metingen aan multilagen

6.1	Cobalt–nikkel–multilagen	56
6.2	Cobalt–koper–multilagen	65

Hoofdstuk 7 Conclusies en aanbevelingen

7.1	De bouw en de ijking van de CTM	68
7.2	Metingen aan multilagen	69
7.3	Algemeen	71

Referenties	72
--------------------	----

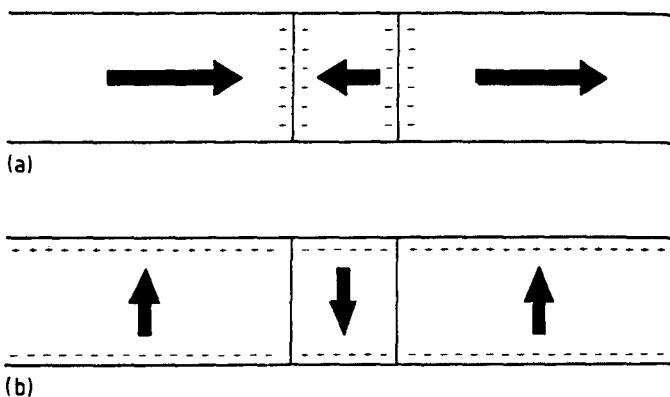
Appendix

Tot slot...

Hoofdstuk 1 Inleiding

Sinds 1984 bestaat er een samenwerkingsverband tussen de groep Coöperatieve Verschijnselen van de vakgroep Vaste Stof van de faculteit Technische Natuurkunde aan de TUE en de groep Magnetisme van het Philips Natuurkundig Laboratorium. Het werk binnen dit verband spitst zich toe op onderzoek naar de structuur en magnetische eigenschappen van magnetische films en multilagen. Een multilaag bestaat doorgaans uit een regelmatige opeenstapeling van lagen van twee verschillende metalen, waarvan er minstens één ferromagnetisch is. De lagen kunnen erg dun worden gemaakt (één monolaag), in welk geval de grensvlak-effecten een belangrijke rol blijken te gaan spelen in de magnetische eigenschappen [Dra88].

Eén van de magnetische eigenschappen die erg interessant is, niet alleen vanuit fundamenteel maar ook vanuit technologisch oogpunt, is de magnetische anisotropie. Hiermee wordt bedoeld dat de magnetisatie van het materiaal optreedt langs bepaalde voorkeursrichtingen. Dit fenomeen wordt gebruikt bij magnetische en magneto-optische opnametechnieken. Voor het magnetisch vastleggen van informatie kan namelijk gebruik worden gemaakt van bepaalde ferromagnetische materialen die de eigenschap hebben gemagnetiseerd te blijven als het uitwendig veld verdwijnt (remanente magnetisatie). Informatie, die gerepresenteerd wordt door een reeks van nullen en enen, kan dan worden vastgelegd door het richten van de magnetisatie in kleine gebiedjes met behulp van een magnetisch veld. Zo kan men gebiedjes met de afmetingen van enkele vierkante micrometers realiseren die elk een nul of één weergeven.



Figuur 1.1 Schematische weergave van in-vlak magnetisatie (a) en loodrechte magnetisatie (b).

De component van de magnetisatie van de meestal dunne magnetische informatiedrager die bij de huidige opnametechnieken wordt gemanipuleerd ligt in-vlak. We zien in figuur 1.1 dat als de magnetische oriëntatie van twee naburige gebiedjes tegengesteld is, er

twee noordpolen of zuidpolen tegen elkaar komen te liggen. Dit heeft tot gevolg dat door afstoting deze gebiedjes elkaar proberen te demagnetiseren. Dit effect wordt steeds groter naarmate de gebiedjes kleiner worden en levert dus beperkingen op voor de afmetingen van de gebiedjes.

Als we een materiaal hebben waarvan de component van de magnetisatie loodrecht op het vlak geschikt is om te manipuleren, dan zien we dat bij tegengestelde oriëntatie van naburige gebiedjes twee tegengestelde polen tegen elkaar liggen. Dit heeft geen demagnetiserend effect maar vermindert zelfs de zelfdemagnetisatie van het materiaal en maakt kleinere gebiedjes mogelijk, zodat de informatiedichtheid omhoog kan.

Het zoeken is nu naar materialen die een voorkeursas voor magnetisatie loodrecht op het vlak hebben. Multilagen lijken in een aantal gevallen en onder bepaalde voorwaarden deze eigenschap te bezitten. Het is dan ook interessant om de magnetische anisotropie van multilagen te onderzoeken. Hiervoor zijn een aantal verschillende meetinstrumenten of -methoden bekend, waarvan nu een korte opsomming volgt.

– De Vibrating Sample Magnetometer [Fon59]. Hierbij wordt een gemagnetiseerd preparaat op en neer bewogen tussen zogenaamde oppikspoeltjes. De magnetisatie van het preparaat wordt dan bepaald uit de inductiespanningen ten gevolge van fluxveranderingen in de oppikspoeltjes. Door nu het preparaat in verschillende richtingen te magnetiseren krijgt men informatie over de anisotropie. Problemen bij de analyse van de meetresultaten ontstaan echter als er hysteresis optreedt in het preparaat [Chi64].

– De Faraday Balans [Zij67]. De werking van dit instrument is gebaseerd op de kracht die een gemagnetiseerd preparaat ondervindt als het in een inhomogeen magneetveld wordt geplaatst. De grootte van die kracht levert namelijk informatie over de magnetisatie. Als men er in slaagt om de magnetisatie in verschillende richtingen te meten kan men iets zeggen over de anisotropie van het materiaal. Als er hysteresis optreedt in het preparaat geeft dit dezelfde problemen als hierboven genoemd zijn.

– Ferromagnetische Resonantie [Mor65]. Hierbij kan de anisotropie van een materiaal worden bepaald uit de waarde van een uitwendig magneetveld, waarbij uniforme resonantie van de magnetisatie optreedt als er microgolffstraling op het materiaal valt. Het uitwendige veld moet dan in verschillende richtingen

ten opzichte van het preparaat worden aangelegd.

- Koppelmeting. Deze methode is gebaseerd op meting van het koppel dat ontstaat als de magnetisatie van een preparaat niet samenvalt met het uitwendige magneetveld.

In dit verslag, dat de weergave vormt van een afstudeerproject, wordt een Capacitieve Torsie Magnetometer besproken, die gebruik maakt van het laatstgenoemde principe. In hoofdstuk 2 wordt de fysische achtergrond van het verschijnsel anisotropie belicht, alsmede de voorkeursrichtingen voor de magnetisatie die hieruit volgen. In hoofdstuk 3 volgt het principe van de koppelmetingen die aan materialen met anisotrope magnetisatie gedaan kunnen worden en wordt behandeld hoe uit de resultaten van die metingen de anisotropie kan worden bepaald. Vervolgens wordt in hoofdstuk 4 een beschrijving gegeven van de Capacitieve Torsie Magnetometer die is ontwikkeld. Enkele onderdelen ervan worden in dit hoofdstuk uitgebreider behandeld. In hoofdstuk 5 worden de resultaten van de ijking van de Capacitieve Torsie Magnetometer, de nauwkeurigheid en de reproduceerbaarheid besproken. Hoofdstuk 6 bevat resultaten van metingen van de anisotropie die gedaan zijn aan enkele multilagen. Tenslotte worden in hoofdstuk 7 de conclusies van het afstudeerproject gepresenteerd, met daaraan gekoppeld enkele aanbevelingen met betrekking tot verbetering van de CTM en onderzoeken die met de nieuwgebouwde CTM kunnen worden gedaan.

Hoofdstuk 2 Magnetische Anisotropie

Om het anisotrope gedrag van multilagen te kunnen beschrijven worden in dit hoofdstuk verschillende vormen van anisotropie behandeld. We beginnen met kristalanisotropie, vervolgens oppervlakte-anisotropie, waarna vormanisotropie wordt behandeld. Na een uiteenzetting over spanningsanisotropie, zullen we al deze effecten combineren in een totale anisotropiebeschouwing.

2.1 Kristalanisotropie

De arbeid die per eenheid van volume nodig is om een lichaam vanuit een niet gemagnetiseerde toestand naar een magnetisch verzadigde toestand te brengen door een uitwendig magneetveld \vec{H} wordt gegeven door:

$$W = \mu_0 \int_0^{M_s} \vec{H} \cdot d\vec{M}, \quad (2.1)$$

met M_s de waarde van de verzadigingsmagnetisatie.

De arbeid wordt gedeeltelijk irreversibel gebruikt en we vinden deze terug in bijvoorbeeld magnetische hysteresis. Het andere gedeelte wordt reversibel opgeslagen als magnetische energie E . De waarde van deze energie E hangt af van de richting van de magnetisatie ten opzichte van de kristalassen. We kunnen E schrijven als een machtreeks van cosinussen van de hoeken α_i die \vec{M} heeft ten opzichte van een orthogonaal assenstelsel x, y, z ($i = 1, 2, 3$).

$$E = \sum_{i=1}^3 c_i \alpha_i + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 c_{ij} \alpha_i \alpha_j + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 c_{ijk} \alpha_i \alpha_j \alpha_k + \dots \quad (2.2)$$

Hierbij is de z -as evenwijdig gekozen met de c -as van het kristal, de x -as ligt (indien mogelijk) parallel met de a -as en de y -as maakt rechte hoeken met de x -as en de z -as.

De uitdrukking voor E moet invariant zijn onder symmetrieoperaties van de betreffende kristalstructuur. Zo is de waarde van E voor magnetisatie in de ene richting hetzelfde als die voor de tegenovergestelde richting. Dit betekent dat er slechts even machten van α voorkomen. De uitzonderlijke gevallen waarbij dit niet

van toepassing is, laten we hier buiten beschouwing [Mei57].

Nu bestaan er bepaalde relaties tussen de coëfficiënten c , afhankelijk van de kristalsymmetrie [Mas54]. Zo geldt voor een orthorhombisch kristal

$$E = K_1 \alpha_1^2 + K_2 \alpha_2^2 + K_3 \alpha_3^2 + K_4 \alpha_1^2 \alpha_2^2 + K_5 \alpha_2^4, \quad (2.3)$$

waarbij $E = 0$ als de magnetisatie in de richting van de z -as is.

De coëfficiënten K_i worden de magnetische anisotropieconstanten genoemd en zijn puur mathematisch van aard, dat wil zeggen dat ze niet bij voorbaat op een bepaald fysisch effect zijn terug te voeren. Hierbij moet worden opgemerkt dat slechts de eerste termen van de machtreeks worden beschouwd omdat hogere orde termen verwaarloosbaar klein worden. Voor een kubisch kristal geldt

$$E = K_1' (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2' \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2. \quad (2.4^a)$$

In bolcoördinaten is $\alpha_1 = \sin \theta \cos \phi$, $\alpha_2 = \sin \theta \sin \phi$ en $\alpha_3 = \cos \theta$ met ϕ en θ de normale bolhoeken. Vgl. 2.4^a wordt dan

$$E = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + K_3 \sin^4 \theta \cos 4\phi + K_4 \sin^6 \theta + K_5 \sin^6 \theta \cos 4\phi. \quad (2.4^b)$$

θ is dus de hoek tussen de magnetisatie en de c -as van het kristal. De constanten K_i' uit vgl. 2.4^a zijn niet identiek aan de constanten K_i uit vgl. 2.4^b. Hetzelfde geldt voor de volgende vergelijkingen, waarbij bovendien moet worden opgemerkt dat de anisotropieconstanten van de verschillende kristalstructuren niet corresponderen.

Voor een tetragonaal kristal geldt

$$E = K_1' (\alpha_1^2 + \alpha_2^2) + K_2' (\alpha_1^4 + \alpha_2^4) + K_3' \alpha_1^2 \alpha_2^2. \quad (2.5^a)$$

In bolcoördinaten wordt dit

$$E = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + K_3 \sin^4 \theta \cos 4\phi. \quad (2.5^b)$$

Voor een hexagonaal kristal, tenslotte, geldt

$$E = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + K_3 \sin^6 \theta + K_3 \sin^5 \theta \cos 6\phi. \quad (2.6)$$

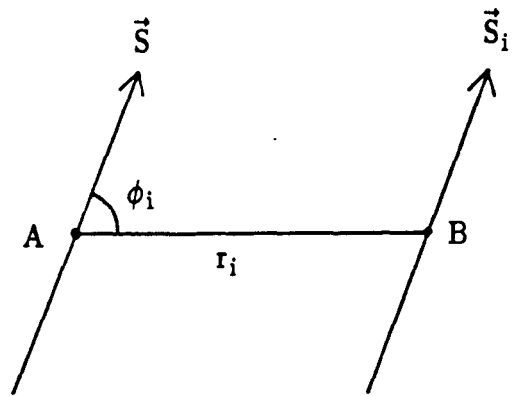
2.2 Oppervlakte-anisotropie

De voorgaande beschouwing is van toepassing op materialen die zich in de zogenaamde bulk-vorm bevinden, waarbij de invloed van het oppervlak kan worden verwaarloosd. De anisotropie-energie van het oppervlak wordt voorspeld door een fenomenologische wet van Néel, die gebaseerd is op de veronderstelling dat de anisotropie-energie beschreven kan worden in termen van veranderingen in de energie van paren magnetische atomen [Née53]. Hierbij wordt de energie van een bepaald atoom geschreven als een som van paarinteracties met de naaste buuratomen (zogenaamde 'nn.', ofwel nearest neighbourinteracties):

$$E = \sum_i g(r_i) \left[\cos^2 \phi_i - \frac{1}{3} \right]. \quad (2.7)$$

Hierin is ϕ_i de hoek tussen de richting van het magnetische moment en de verbindingslijn tussen het beschouwde atoom en de i -de buur en is $g(r_i)$ een functie die afhangt van de afstand r_i tussen het beschouwde atoom en de i -de buur. Eén en ander is weergegeven in fig. 2.1.

In vgl. 2.7 zijn twee vormen van interactie buiten beschouwing gelaten, te weten de exchange interactie en de dipool-dipool interactie. De eerste omdat deze niet afhangt van de hoek ϕ , maar alleen van de oriëntatie van de spins ten opzichte van elkaar. De tweede wordt



Figuur 2.1 De definities in Néels model. De spins \vec{S}_i en \vec{S} zijn gelijk gericht door de (isotrope) exchange-interactie.

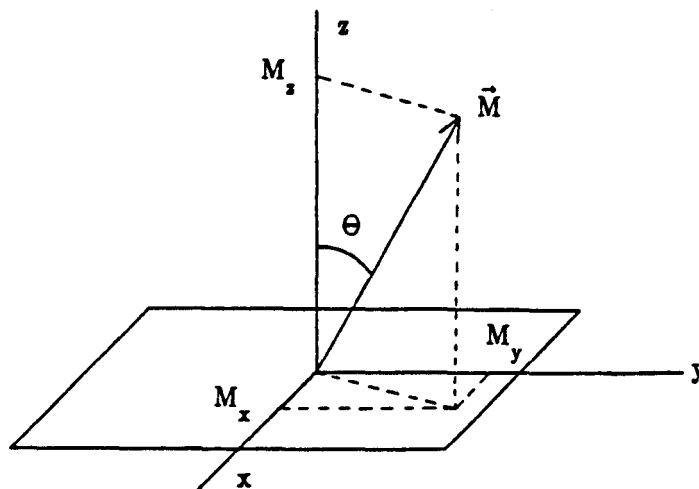
bij de vormanisotropie beschouwd.

Als de sommatie (2.7) voor een aantal kubische structuren wordt uitgevoerd, blijkt dat de uitkomst voor de oppervlakatomen afhangt van de oriëntatie van de magnetisatie ten opzichte van het oppervlak en van de oriëntatie van het oppervlak ten opzichte van de kristalassen. In de meeste gevallen neemt de energie E , omgerekend per eenheid van oppervlakte, de volgende eenvoudige uitdrukking aan:

$$E_0 = K_0 \sin^2 \theta, \quad (2.8)$$

waarin θ de hoek is tussen de magnetisatie en de normaal op het oppervlak. Deze uitdrukking is geldig voor oppervlakken waarvan de normaal een n -voudige rotatie-as is met $n > 2$ [Gra86]. Hoewel de grootte-orde van de anisotropieconstanten die door Néel worden gevonden overeenstemmen met experimenten [Ber85], kleven er een aantal bezwaren aan zijn theorie. Doordat er alleen interacties worden beschouwd tussen magnetische atomen zou K_0 onafhankelijk moeten zijn van het aangrenzend materiaal (mits er geen magnetische interacties plaatsvinden). In experimenten blijkt die afhankelijkheid echter wel op te treden [Blo89].

Een ander bezwaar van de theorie, naast het volledig klassiek zijn, is de aanname dat een atoom onder de oppervlaktelaag weer de bulk-eigenschappen heeft. Dit is niet te verwachten, omdat het oppervlak, als gevolg van next-nearest neighbourinteracties (nnn) nog invloed heeft op de onderliggende laag.



Figuur 2.2 Dunne film geometrie. De z-as is langs de filmnormaal gekozen, de x- en y-as liggen in het filmvlak.

2.3 Vormanisotropie

Voor een niet-bolvormig preparaat hangt de magnetostatische (zelf)energie af van de richting van de magnetisatie, ook indien er geen kristal- en oppervlakte-anisotropie zou bestaan. Het demagnetiserend veld \vec{H}_d is voor een dergelijk preparaat namelijk afhankelijk van de richting van de magnetisatie:

$$\vec{H}_d = -\vec{N} \cdot \vec{M} . \quad (2.9)$$

\vec{N} is de demagnetisatietensor, die voor een dunne film met de geometrie zoals geschetst in fig. 2.2 diagonaal is met $N_{zz} = 1$ en $N_{xx} = N_{yy} = 0$.

We beschouwen ferromagnetisch materiaal, dat als een magnetisch continuüm wordt beschouwd met een uniforme magnetisatie $\vec{M} = (M_s \sin \theta \cos \phi, M_s \sin \theta \sin \phi, M_s \cos \theta)$, waarin M_s de verzadigingsmagnetisatie is en θ de hoek die deze maakt met de normaal van het vlak. Voor de magnetostatische (zelf)energie E_d kan dan de volgende betrekking worden gevonden

$$E_d = -\frac{1}{2} \mu_0 \int \vec{M} \cdot \vec{H}_d \, dv \quad (2.10)$$

waarbij geïntegreerd wordt over het volume V van het preparaat.

Met (2.9) wordt dit per volumeëenheid

$$E_d = \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 \cos^2 \theta = -\frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 \sin^2 \theta + \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 . \quad (2.11)$$

De hoekonafhankelijke term kan worden weggelaten omdat deze niet bijdraagt tot de anisotropie, zodat

$$E_{\text{vorm}} = -\frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 \sin^2 \theta . \quad (2.12)$$

In deze beschouwing is men er echter vanuit gegaan dat de magnetisatie binnen het preparaat uniform is en dat er geen domeinen aanwezig zijn. Deze aanname is soms in strijd met de fysische werkelijkheid. Bovendien is het de vraag of er in de praktijk geen verschil is in magnetostatische energie tussen atomen aan het oppervlak en atomen midden in het preparaat. Bandstructuurberekeningen moeten inzicht kunnen geven in deze materie, maar hierover zijn geen publicaties gevonden.

Dit is wel het geval voor een model, waarbij het preparaat wordt beschouwd als een verzameling discrete dipolen en de uitgebreidheid van de golffuncties van de atomen wordt genegeerd. Het magnetische veld $\vec{B}_{\text{dip}}(\vec{r})$ van een discrete dipool, als functie van de plaats ten opzichte van die dipool, is goed bekend. De magnetostatische energie van een dipool i in het veld van dipool j wordt gegeven door

$$E_{ij} = - \vec{m}_i \cdot \vec{B}_{\text{dip}}(\vec{r}_{ij}), \quad (2.13)$$

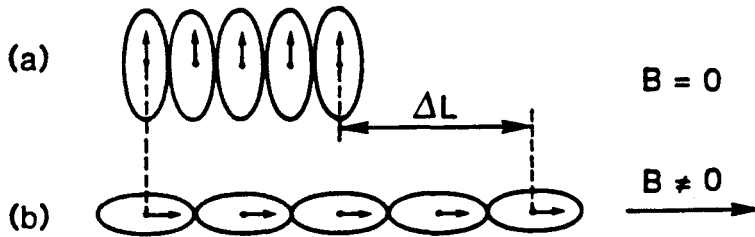
met \vec{r}_{ij} de verbindingsvector tussen de twee dipolen.

De sommatie van E_{ij} over alle andere dipolen j levert de totale magnetostatische energie van dipool i . Draaisma et al. [Dra88A] hebben deze sommatie uitgevoerd en de uitkomst blijkt af te hangen van de kristalstructuur én van de plaats van de dipool in de film. De atomen in het oppervlak laten afwijkingen zien van maximaal 23% ten opzichte van $\frac{1}{2} \mu_0 M_s^2$. Voor de tweede atoomlaag is dit verschil nog maar maximaal 2%. Dit betekent dat we de magnetostatische energie in principe zouden moeten splitsen in een energie voor bulkatomen en een energie voor oppervlakatomen. De bijdrage aan de totale oppervlakte-anisotropie die uit deze splitsing volgt is echter zo klein ten opzichte van de oppervlakte-anisotropie die in de vorige paragraaf is behandeld, dat deze verwaarloosd wordt. De magnetostatische energie geeft dus alleen aanleiding tot de vormanisotropie die zich manifesteert in een volumebijdrage, welke gegeven wordt door (2.12).

2.4 Spanningsanisotropie

Magnetostrictie is het effect dat er in het rooster van een ferromagnetisch materiaal extra spanningen optreden als het in een magnetisch veld wordt geplaatst. Deze spanningen gaan gepaard met veranderingen van de afmetingen van het materiaal en zijn hoofdzakelijk het gevolg van de spin-baaninteractie.

Om inzicht te krijgen in het verschijnsel magnetostrictie, beschouwen we een preparaat dat in een extern veld wordt geplaatst, zodat de spins of magnetische momenten draaien. Deze verdraaiing zal via de spin-baan interactie een vervorming van de elektronenbanen tot gevolg hebben. De energie die hiervoor nodig is, is gelijk aan de kristalanisotropie. De vervorming van de elektronenbanen kan op zijn beurt een vervorming van het rooster veroorzaken. Om dit te illustreren beschouwen we een aantal domeinen waarvan de spins in een bepaalde richting staan, opgelegd door



Figuur 2.3 Fysisch beeld van magnetostrictie. De punten representeren de atoomkernen, de pijltjes stellen de magnetische momenten voor en de ovale lijn "omsluiten" de elektronen. a) Momenten in een domein gericht in hun voorkeursrichting. b) Door de momenten te draaien met een veld komen de atoomkernen verder van elkaar te zitten.

de kristalanisotropie (zie fig. 2.3). Een aangelegd magneetveld doet de spins én de banen roteren, waardoor de atoomkernen verder van elkaar komen te zitten ($\Delta l/l$ is van de orde 10^{-5} en dus lang niet zo groot als in de figuur, om didactische redenen, is weergegeven). Een verandering van de richting van de magnetisatie veroorzaakt dus veranderingen in de afmetingen van het rooster. Dit kan tot gevolg hebben dat er spanningen in het materiaal optreden als het gemagnetiseerd wordt.

Omgekeerd kan een spanning in het materiaal de voorkeursrichting van de magnetisatie veranderen. We hebben dan te maken met spanningsanisotropie. De hiermee gepaard gaande magneto-élastische energie voldoet aan [Cha88]

$$E_{\text{span}} = A \epsilon \cos^2 \gamma. \quad (2.14)$$

Hierin is A een bekende (materiaal afhankelijke) magneto-élastische constante, ϵ is de lengteverandering en γ is de hoek tussen de magnetisatie en de richting waarin het materiaal wordt opgerekt cq. samengedrukt.

2.5 Anisotropiebijdragen in een multilaag

In de vorige paragrafen hebben we verschillende vormen van anisotropie behandeld. In deze paragraaf combineren we deze afzonderlijke bijdragen tot een uitdrukking voor de anisotropie van een multilaag, waarbij we aannemen dat de c -as van het rooster samenvalt met de normaal op het oppervlak. Deze aanname wordt gemaakt omdat de multilagen waaraan gemeten gaat worden, op een dergelijke manier gegroeid zijn.

De hoek tussen de magnetisatie en de normaal wordt gegeven door θ .

Met betrekking tot de spanningen die kunnen optreden in de lagen van een multilaag refereren we aan [Blo89], waarin een beschrijving wordt gegeven van multilagen die uit een ferromagnetisch en een niet-magnetisch materiaal zijn opgebouwd. Uit deze beschrijving blijkt dat een eventuele oprekking cq. samendrukking van het ferromagnetische materiaal in multilagen veroorzaakt wordt door een "lattice mismatch" tussen de materialen in aangrenzende lagen. Deze wordt vaak uitgedrukt in de mismatch parameter η

$$\eta = \frac{a_1 + a_2}{a_1} \neq 0, \quad (2.15)$$

met a_1 de afstand tussen de atomen in materiaal 1 en a_2 de afstand tussen de atomen in materiaal 2.

Beneden een kritische dikte t_c van de ferromagnetische laag blijkt dat het rooster van deze laag zich volledig heeft aanpast aan het rooster van de tussenliggende niet-magnetische laag. De ferromagnetische laag wordt dan pseudomorf genoemd en heeft coherente grensvlakken. De lengteverandering ϵ is in dit geval gelijk aan $-\eta$ (mismatch parameter) en de magnetostrictiebijdrage aan de bulkanisotropie-energie wordt dan verkregen met behulp van (2.14)

$$E_{\text{span}} = -A \eta \sin^2 \theta. \quad (2.16)$$

Hierbij is aangenomen dat de oprek- cq. samendrukrichting van de ferromagnetische laag in-vlak is en dat dus geldt $\theta = \frac{1}{2} \pi - \gamma$.

In de praktijk is echter de kritische dikte vaak kleiner dan 2 \AA , dat wil zeggen kleiner dan een monolaag. Dit betekent dat het ferromagnetische materiaal niet in

pseudomorfe toestand komt. In dit geval van niet-coherente grensvlakken treedt relaxatie van de spanning op door dislocaties. Chappert et al. [Cha88] hebben afgeleid dat er effectief een fractie t_c/t van de lattice mismatch als lengteverandering overblijft:

$$\epsilon = -\eta t_c/t. \quad (2.17)$$

In combinatie met (2.14) volgt dat bij een laagdikte van het ferromagnetisch materiaal groter dan t_c de magnetostrictie een bijdrage levert tot de oppervlakte-anisotropie, omdat E_{span} in dit geval omgekeerd evenredig is met de laagdikte t .

Een vraag die hierbij gesteld zou kunnen worden is of voor A in dit geval de waarde van het bulkmateriaal mag worden genomen.

De verschillende bijdragen tot de totale anisotropie van een multilaag *per eenheid van volume magnetisch materiaal* zijn:

$$\text{Kristalbijdrage:} \quad E_{\text{kris}} = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + \dots \quad (2.6)$$

$$\text{Oppervlakbijdrage:} \quad E_o = \frac{2 K_o}{t} \sin^2 \theta. \quad (2.18)$$

$$\text{Vormbijdrage:} \quad E_{\text{vorm}} = -\frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 \sin^2 \theta. \quad (2.12)$$

$$\text{Spanningsbijdrage:} \quad E_{\text{span}} = -A \eta \frac{t_c}{t} \sin^2 \theta \quad (2.19)$$

Combinatie van deze afzonderlijke bijdragen levert

$$E_{\text{tot}} = \left(K_1 + \frac{2 K_o}{t} - \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 - A \eta \frac{t_c}{t} \right) \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + \dots \quad (2.20)$$

$$\text{Stel:} \quad K_a = \left(K_1 + \frac{2 K_o}{t} - \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 - A \eta \frac{t_c}{t} \right) \quad (2.21)$$

en
$$K_b = K_2 \quad (2.22)$$

dan is
$$E_{\text{tot}} = K_a \sin^2 \theta + K_b \sin^4 \theta . \quad (2.23)$$

Uit (2.21) blijkt dat we de anisotropieconstante K_a opgebouwd kunnen denken uit een volumebijdrage K^{vol} en een oppervlaktebijdrage K^{opp}

$$K_a = K^{\text{vol}} + \frac{2 K^{\text{opp}}}{t} , \quad (2.24)$$

met $K^{\text{vol}} = K_1 - \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2$ en $K^{\text{opp}} = 2 K_{\text{ov}} - A \eta t_c$.

2.6 Voorkeursassen en voorkeursvlakken

Als we de uitdrukking voor de anisotropie-energie bekijken, dan zien we maxima en minima als functie van θ optreden, die worden bepaald door de coëfficiënten K_a en K_b . De waarden van θ waarbij deze extrema optreden beschrijven assen en vlakken waarlangs de magnetisatie bij voorkeur plaatsvindt [Zij67]. We gaan deze voorkeursassen en -vlakken eens nader bekijken.

Beschouw daartoe een film waarvan de anisotropie-energie wordt gegeven door (2.23). Bepaling van de extrema door middel van $\partial E_{\text{tot}} / \partial \theta = 0$, levert drie vergelijkingen op:

$$\sin \theta = 0 , \quad (2.25)$$

$$\cos \theta = 0 , \quad (2.26)$$

$$\sin \theta = \left[\frac{-K_a}{2K_b} \right]^{-\frac{1}{2}} . \quad (2.27)$$

De extrema zijn minima als geldt dat de tweede afgeleide naar θ positief is:

$$\partial^2 E_{\text{tot}} / \partial^2 \theta > 0 . \text{ Dit levert voor vgl. 2.25:}$$

$$K_a > 0 . \quad (2.28)$$

De film heeft onder deze voorwaarde een voorkeursas die samenvalt met de normaal op het filmvlak, waarvoor geldt dat $E_{\text{tot}} = 0$.

Vergelijking (2.26) levert de voorwaarde voor een stabiel extreem als

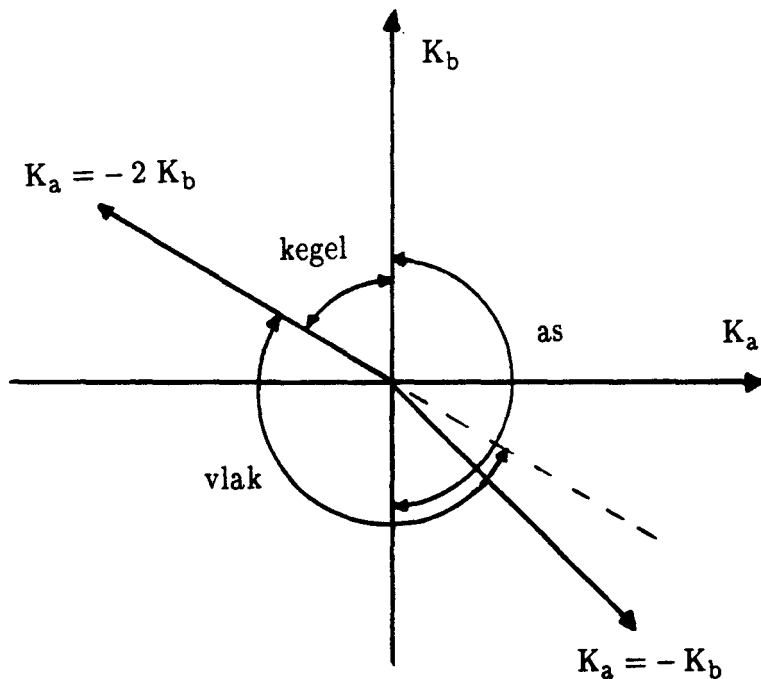
$$K_a < -2 K_b . \quad (2.29)$$

De voorkeursas ligt nu in het filmvlak met $E_{\text{tot}} = K_a + K_b$. Als zowel aan (2.28) als aan (2.29) is voldaan, dan is er zowel een voorkeursas als een voorkeursvlak met daartussen een potentiaalbarrière. De voorkeursas heeft de laagste energie als $K_a > -K_b$ en is metastabiel als $K_a < -K_b$.

Als

$$K_a < 0 \quad \text{en} \quad K_a > -2 K_b . \quad (2.30)$$

dan is (2.27) de voorwaarde voor een minimum. In dit geval ligt de magnetisatie bij voorkeur in een kegel rond de normaal op het filmvlak met $E_{\text{tot}} = -K_a^2/4 K_b$. De voorwaarden voor de richting van de voorkeursas zijn samengevat in fig. 2.4.



Figuur 2.4 De voorkeurs-
richtingen van de magnetisatie.

Hoofdstuk 3 Experimentele methode

In het vorige hoofdstuk is afgeleid hoe de anisotropie-energie van een dunne film kan worden weergegeven als functie van de hoek θ die de magnetisatie maakt met de normaal op het oppervlak. Met deze vergelijkingen als uitgangspunt willen we de experimentele bepaling van de anisotropieconstante K_a behandelen. In dit hoofdstuk zal eerst het principe achter de beoogde meting worden beschreven, waarna verschillende methoden van dataverwerking worden toegelicht die tot bepaling van de anisotropieconstante (en eventueel de verzadigingsmagnetisatie) leiden.

3.1 Principe van de meting

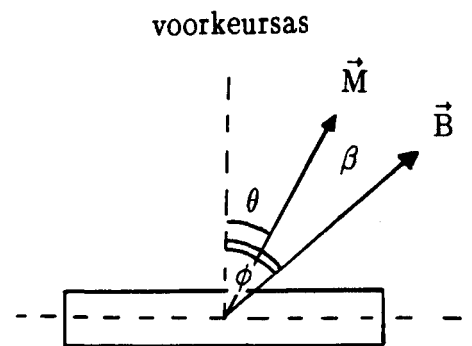
We beschouwen een kristal in de vorm van een dunne film. De anisotropie-energie wordt gegeven door vgl. 2.23:

$$E_{\text{tot}} = K_a \sin^2 \theta + K_b \sin^4 \theta. \quad (3.1)$$

Hierin is θ de hoek tussen de normaal op het filmvlak en de magnetisatie, waarvan wordt aangenomen dat deze uniform is en de verzadigingswaarde heeft. We nemen nu aan dat K_b verwaarloosbaar klein is ten opzichte van K_a [Gau90]. De hoek tussen de normaal en het opgelegde uitwendige magneetveld \vec{B} wordt aangegeven met ϕ , zodat de hoek tussen de magnetisatie en het \vec{B} -veld wordt gegeven door $\beta = \phi - \theta$. Stel dat de voorkeursas samenvalt met de normaal (dwz. $K_a > 0$), dan worden de hoeken zoals weergegeven in figuur 3.1.

De energie van de magnetisatie in een uitwendig magneetveld \vec{B} wordt gegeven door

$$E_{\text{mag}} = -\vec{M} \cdot \vec{B} = -MB \cos \beta, \quad (3.2)$$



Figuur 3.1 Definitie van de hoeken ϕ , θ en β (het vlak van de film staat loodrecht op het vlak van tekening).

De energie van het preparaat wordt nu gegeven door de sommatie van (3.1) en (3.2):

$$E = K_a \sin^2\theta - MB \cos(\phi - \theta) . \quad (3.3)$$

Een minimum in energie wordt gevonden door de eerste afgeleide van E naar θ gelijk te stellen aan nul:

$$\begin{aligned} \frac{dE}{d\theta} &= 2 K_a \sin\theta \cos\theta - MB \sin(\phi - \theta) \\ &= K_a \sin 2\theta - MB \sin(\phi - \theta) = 0 . \end{aligned} \quad (3.4)$$

Bovenstaande vergelijking is te interpreteren als een som van twee koppels die op de magnetisatie worden uitgeoefend, namelijk een koppel dat het preparaat uitoefent op de magnetisatie

$$\tau_{\text{prep}} = - \frac{dE_{\text{tot}}}{d\theta} = - K_a \sin 2\theta \quad (3.5)$$

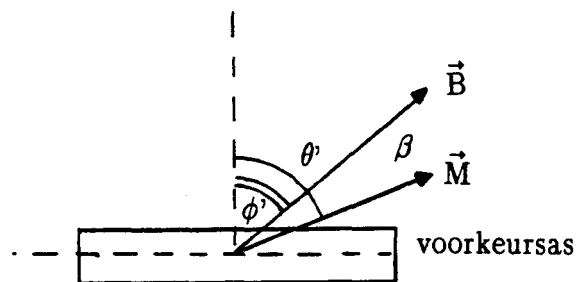
en een koppel dat het \vec{B} -veld uitoefent op de magnetisatie

$$\tau_B = - \frac{dE_{\text{mag}}}{d\theta} = + MB \sin(\phi - \theta) . \quad (3.6)$$

In evenwicht is deze som nul en is er dus geen resulterend koppel.

Door eliminatie van de hoek θ uit vgl. 3.4 is het mogelijk om het koppel dat het preparaat op de magnetisatie uitoefent ten gevolge van de anisotropie uit te drukken in ϕ . In deze vorm, dus τ_{prep} als functie van ϕ , worden de meetgegevens in de praktijk ook meestal verkregen.

Bovenstaande afleiding is uitgevoerd onder de aanname dat $K_a > 0$, dat wil zeggen dat de voorkeursas samenvalt met de normaal op het oppervlak. Nu beschouwen we het geval dat beschreven wordt door vgl. 2.29. De voorkeursas ligt dan in-vlak. In dit geval worden de hoeken zoals weergegeven in fig.3.2.



Figuur 3.2 Definitie van de hoeken ϕ' , θ' en β (het vlak van de film staat loodrecht op het vlak van tekening).

Er geldt $\beta = \theta' - \phi'$ en vgl. 3.1 moet vervangen worden door

$$E_{\text{tot}} = K_a \sin^2 \theta' + K_b \sin^4 \theta'. \quad (3.7)$$

De afleiding gaat nu analoog en levert in plaats van vgl. 3.5 en vgl. 3.6

$$\tau_{\text{prep}} = - \frac{dE_{\text{tot}}}{d\theta'} = - K_a \sin 2\theta' \quad (3.8)$$

$$\tau_B = - \frac{dE_{\text{mag}}}{d\theta} = + MB \sin(\phi' - \theta'). \quad (3.9)$$

Deze procedure is correct zolang de magnetisatie een constante grootte heeft, dat wil zeggen zolang het preparaat bestaat uit één domein waarbinnen de magnetisatie de verzadigingswaarde M_s heeft. Beneden een bepaalde waarde van het \vec{B} -veld is de vorming van een set van twee of meerdere domeinen echter energetisch gunstiger. Het koppel dat het \vec{B} -veld dan op de magnetisatie uitoefent, wordt voor een schijfje gegeven door [Bar62]

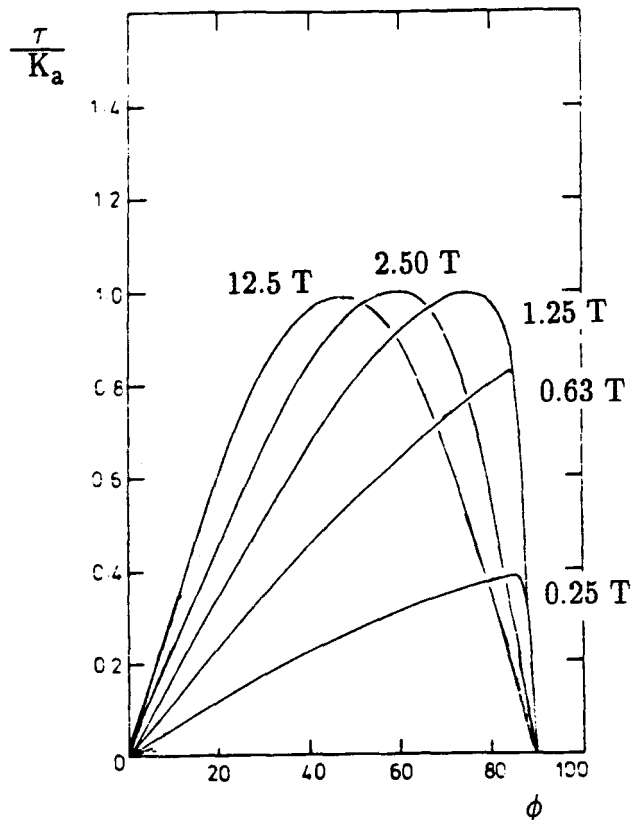
$$\tau_{\text{mag}} = \frac{B^2 \sin 2\phi}{N} \quad (3.10)$$

$$- \frac{B^3 M_s (\sin \phi + \sin 3\phi)}{4N \{4K_a^2 + 4K_a N M_s^2 + N^2 M_s^4 - B^2 M_s^2 \sin^2 \phi\}^{1/2}},$$

met N de demagnetiserende factor, die in dit geval niet van ϕ afhangt (bij een film hangt N vaak wel af van ϕ).

De expliciete afhankelijkheid van het koppel van zowel N als M_s maakt het noodzakelijk om de hoekafhankelijkheid van het koppel uit te rekenen voor verschillende combinaties van deze parameters. In fig. 3.3 zijn een aantal zogenaamde koppelkrommen te zien die uit vgl. 3.10 zijn berekend met de volgende waarden: $K_a = 10^5 \text{ Jm}^{-3}$, $M_s = 10^6 / 4\pi \text{ Am}^{-1}$ en $N = 1/4\pi$. Deze krommen zijn berekend voor verschillende waarden van het uitwendige \vec{B} -veld.

Figuur 3.3 Berekende koppelkromme voor verschillende waarden van het uitwendige magneetveld (gebruikte waarden: $K_a = 10^5 \text{ Jm}^{-3}$, $M_s = 10^6 / 4\eta \text{ Am}^{-1}$ en $N = 1/4\eta$).



3.2 Bepaling van de anisotropieconstante K_a

Bij de interpretatie van de experimentele gegevens is het belangrijkste probleem de bepaling van K_a uit een set gemeten koppelkrommen. Er zijn hiervoor verschillende methoden, die we in vier groepen kunnen indelen [Bur77]. Voor al deze methoden geldt dat de B-velden waarbij de metingen worden gedaan, zodanig moeten zijn dat de magnetisatie uniform is. Of aan deze voorwaarde is voldaan, hangt niet alleen af van de grootte van het veld, maar ook van de richting van het veld ten opzichte van het preparaat.

1 *extrapoleren naar oneindig veld.*

Voor een oneindig veld heeft het koppel z'n maximale waarde, want \vec{M}_s valt dan samen met \vec{B} , zodat $\phi = \theta$. Het uitzetten van het gemeten koppel voor een bepaalde hoek ϕ als functie van B^{-1} levert bij extrapolatie van B^{-1} naar 0 een waarde voor τ in vgl. 3.5 waarvan ook de bijbehorende waarde van θ bekend is.

2 *Gebruik maken van het maximum in de koppelkromme.*

We zien in fig. 3.3 dat als het veld \vec{B} boven een bepaalde waarde komt (volgens berekening: $B > 2K_a / (\sqrt{2} M_s)$) de maximale waarde van het koppel niet meer verandert. Deze waarde kan gebruikt worden voor de bepaling van K_a .

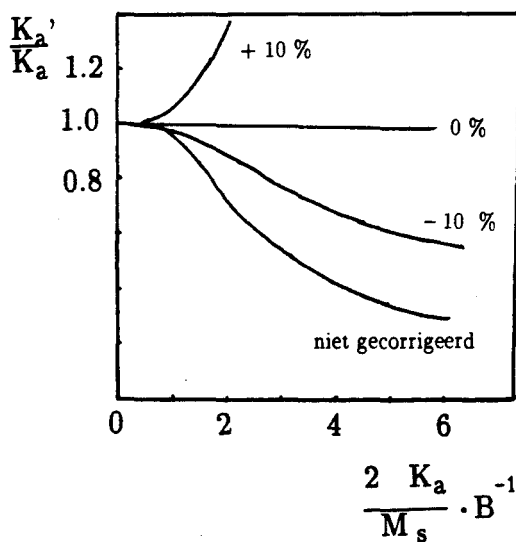
3 *Correctie van de koppelkromme*
Dit komt nader aan de orde in paragraaf 3.2

4 *Het koppel dicht bij de voorkeursas*
Deze methode wordt behandeld in paragraaf 3.3.

3.3 Correctie van de koppelkromme

Experimenten leveren waarden voor het koppel als functie van ϕ . We zoeken echter het koppel als functie van θ . Nu is $\theta = \phi - \beta$ en $\sin \beta = \tau_B / M_s B$ (zie vgl. 3.6). Als τ_B , M_s en B bekend zijn, kan β berekend worden.

In principe hoeft de betreffende meting maar bij één waarde van het \vec{B} -veld te worden gedaan, omdat na correctie de koppelkromme een functie van θ is. In de praktijk blijken er toch wat B -afhankelijkheden op te treden, die toegeschreven worden aan schijneffecten [Aub68] die verdwijnen bij een oneindig \vec{B} -veld. De oorzaak van deze effecten zou te maken kunnen hebben met een kleine verandering van de verzadigingsmagnetisatie bij 'kleine' magneetvelden.



Figuur 3.4 Invloed van een fout in de correctie van de koppelkromme.

Een nadeel van deze methode is dat er een fout in de berekening van β kan sluipen, die direct van grote invloed is op de verkregen resultaten. In fig. 3.4 staat weergegeven wat de gevolgen zijn van 10% teveel of te weinig correctie van β . Het is dan ook gebruikelijk om de gevonden anisotropieconstanten uit te zetten als functie van B^{-1} en te extrapoleren tot $B^{-1} = 0$. Berekeningen suggereren dat voor velden groter dan K_a/M_s de extrapolatie (mits goed gecorrigeerd) al een betrouwbare waarde voor K_a oplevert. In de praktijk wordt de waarde voor K_a echter pas betrouwbaar als er metingen gedaan zijn bij velden hoger dan $5 K_a/M_s$ [Bur77].

3.4 Het verloop van de koppelkromme dicht bij de voorkeursas

Als we kijken naar de situatie waarbij de hoek ϕ die het \vec{B} -veld maakt met de voorkeursas klein is, dan zal ook θ niet erg groot zijn. De richting van \vec{M} ligt immers tussen het uitwendige \vec{B} -veld en de voorkeursas. Uit de voorwaarde dat in evenwicht de som van de koppels nul is en vgl. 3.5 en vgl. 3.6 volgt

$$\tau_{\text{prep}} = -\tau_B \quad (3.11)$$

$$\tau_{\text{prep}} = -K_a \sin 2\theta = -K_a \sin 2(\phi - \beta)$$

$$\tau_B = +M_s B \sin(\phi - \theta) = +M_s B \sin \beta$$

$$K_a \sin 2(\phi - \beta) = M_s B \sin \beta \quad (3.12)$$

Voor kleine hoeken kan deze uitdrukking benaderd worden door

$$2K_a \phi - 2K_a \beta = M_s B \beta$$

$$\beta (M_s B + 2K_a) = 2K_a \phi$$

$$\beta = \frac{2K_a \phi}{M_s B + 2K_a},$$

zodat voor het gemeten koppel geldt

$$\tau_{\text{prep}} = -M_s B \beta = -\frac{2M_s B K_a}{M_s B + 2K_a} \phi \quad (3.13)$$

De inverse van de afgeleide van τ naar ϕ wordt dan

$$\left[\frac{d\tau_{\text{prep}}}{d\phi} \right]_{\phi=0}^{-1} = -\frac{1}{2K_a} - \frac{1}{M_s B}. \quad (3.14)$$

Deze formule is geldig als de voorkeursas samenvalt met de normaal op het filmvlak. Ook voor het geval waarbij de voorkeursas in-vlak ligt, kan worden afgeleid, uitgaande van (3.8) en (3.9), dat

$$\left[\frac{d\tau_{\text{prep}}}{d\phi'} \right]_{\phi'=0}^{-1} = -\frac{1}{2K_a} - \frac{1}{M_s B}. \quad (3.15)$$

Als we nu de inverse van de afgeleide van de koppelkromme dicht bij de voorkeursas als functie van ϕ of ϕ' , uitzetten tegen B^{-1} , dan krijgen we een y-as-doorsnijding bij $1/2K_a$. De waarde van K_a kan op deze manier worden bepaald, zolang het preparaat een één-domeinstructuur heeft. Als aan deze voorwaarde niet wordt voldaan, zullen de waarden voor $\left[\frac{d\tau_{\text{prep}}}{d\phi'} \right]_{\phi'=0}^{-1}$ als functie van B^{-1} geen rechte lijn opleveren, zodat een extrapolatie erg onnauwkeurig wordt.

Hoofdstuk 4 De Capacitieve Torsie Magnetometer

In hoofdstuk 3 hebben we gezien dat ter bepaling van de anisotropieconstante van een materiaal, de torsiekromme τ_{prep} als functie van ϕ of ϕ' in een uitwendig magneetveld bekend moet zijn. In dit hoofdstuk wordt de meetopstelling beschreven die ontwikkeld is om deze informatie te vergaren. De eerste paragraaf bevat de eisen die aan het apparaat worden gesteld en een beschrijving van de totale opstelling. In de daarop volgende paragrafen worden enkele onderwerpen, die in verband met de bouw van de CTM interessant zijn, wat uitgebreider belicht.

4.1 De opstelling: de eisen en het schema

Met de CTM wordt de koppelkromme van een materiaal bepaald door het koppel dat een preparaat ondervindt te meten als functie van de hoek van een uitwendig magneetveld ten opzichte van (de voorkeursas van) dit preparaat. De grootte van dit koppel wordt bepaald met behulp van een torsiedraad, die in paragraaf 4.2 behandeld zal worden, en een verdraaiingsopnemer, die in paragraaf 4.3 uitvoerig wordt beschreven.

Aan de CTM zijn de volgende eisen gesteld:

- er moeten koppels gemeten kunnen worden met een orde grootte van 10^{-6} tot 10^{-10} Nm. Deze eis vloeit voort uit de te verwachten anisotropieconstante ($\approx 10^5 \text{ J/m}^3$) en het volume van de preparaten.
- de hoekverdraaiing δ van het preparaat moet zo klein mogelijk zijn. Bij een hoekverdraaiing kleiner dan 30° lijkt er geen noodzaak aanwezig om te corrigeren voor de stand van het preparaat ten opzichte van het uitwendige magneetveld.
- de hoekverdraaiing δ van het preparaat moet groot genoeg zijn om capacitief detecteerbaar te zijn.
- de CTM moet geschikt zijn om te werken in een temperatuurgebied van kamertemperatuur (293 K) tot lager dan de temperatuur van vloeibaar helium (4.2 K). Een aantal andere experimenten aan multilagen, bijvoorbeeld elektronspin-resonantie (ESR) en kernspin-resonantie (NMR), vindt namelijk plaats bij lage temperaturen ($T \leq 4.2 \text{ K}$). De resultaten hiervan kunnen niet zonder meer vergeleken worden met kamertemperatuurmetingen, omdat niet

bijvoorbeeld kan worden uitgesloten dat er veranderingen optreden in de magnetische eigenschappen als een preparaat van kamertemperatuur wordt afgekoeld naar de temperatuur van vloeibaar helium.

Deze eis heeft consequenties voor de te gebruiken materialen, voor de te gebruiken elektronische componenten en voor de afmetingen van de CTM.

In een flow-cryostaat, waarin de CTM kan worden afgekoeld, is slechts een ruimte beschikbaar met een diameter van 35 mm.

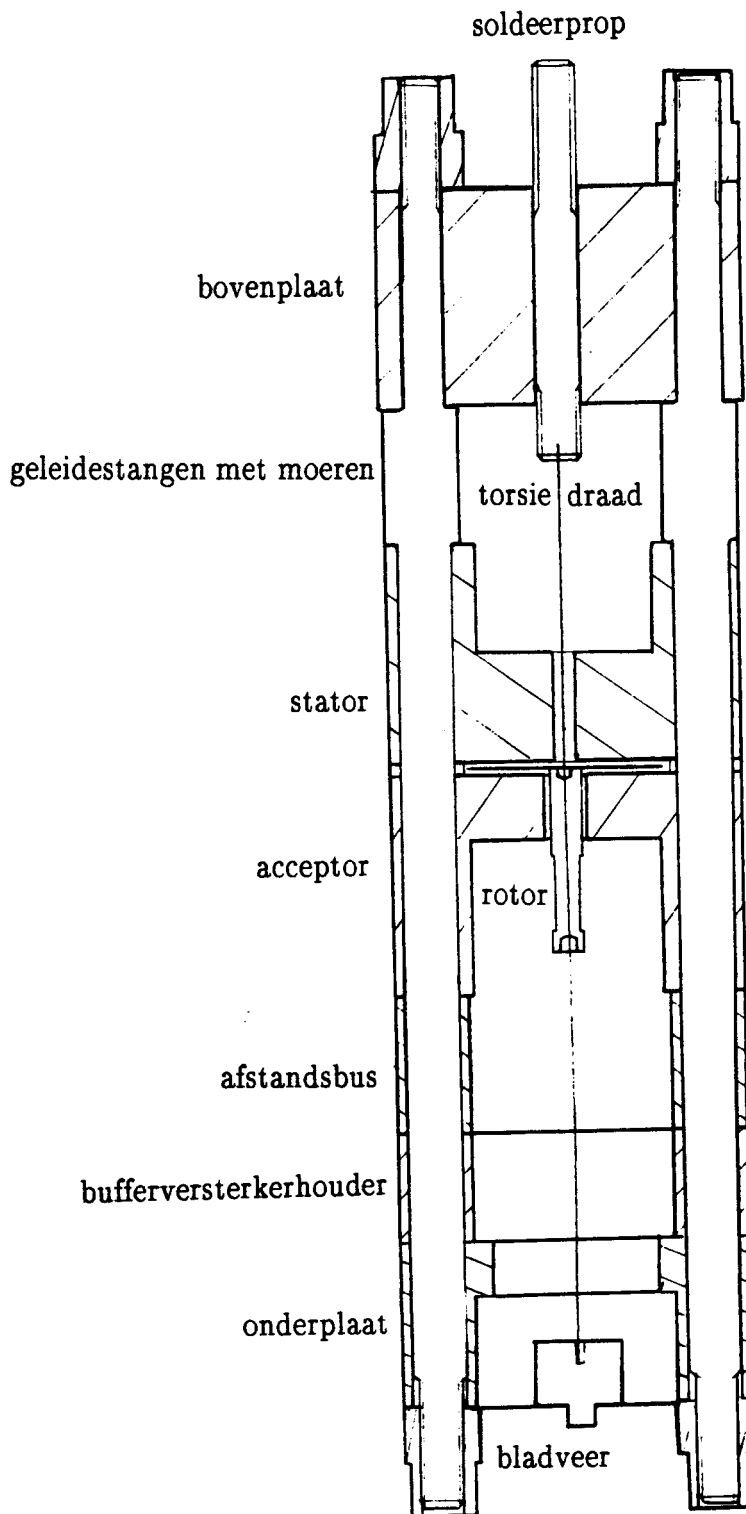
- eventuele afwijkingen ten gevolge van het niet precies "symmetrisch" zijn van de verdraaiingsopnemer, bedrading en dergelijke moeten elektronisch weg te regelen zijn.
- extra koppels door de vormgeving van de CTM moeten geminimaliseerd worden. Dat wil zeggen dat alles zo concentrisch mogelijk moet worden uitgevoerd.
- de CTM moet zo mogelijk gebruikersvriendelijk zijn.

Zoveel mogelijk rekening houdend met bovenstaande eisen, is een ontwerp gemaakt waarvan in fig. 4.1 de schematische voorstelling is gegeven. Hierbij is natuurlijk gebruikt gemaakt van kennis die reeds vergaard was bij de bouw van enkele prototypen [Cas87]/[Lin89]/[Laa89]. We zien in deze figuur dat de CTM bestaat uit verschillende segmenten, die op twee geleidestangen zijn geschoven, waardoor wordt voorkomen dat de afzonderlijke segmenten ten opzichte van elkaar bewegen. Tussen de twee platen die de boven- en de onderkant van de CTM vormen is een torsiedraad gespannen, die onder invloed van een koppel dat op een preparaat wordt uitgeoefend, een bepaalde hoekverdraaiing krijgt. Doordat aan de torsiedraad een zogenaamde rotor is bevestigd, die tussen twee andere platen is gepositioneerd, kan de grootte van die hoekverdraaiing worden gemeten. Verder is er in de CTM een houder geplaatst, waarin twee bufferversterkers kunnen worden gefixeerd. De totale CTM kan tussen de polen van een draaibare magneet worden geplaatst, zodat een uitwendig \vec{B} -veld kan worden aangelegd waarvan de hoek ten opzichte van een preparaat dat op de rotor is gemonteerd, kan worden gevarieerd.

De materialen die in de CTM zijn gebruikt, moeten bij voorkeur niet-magnetisch zijn. Voor de metalen onderdelen is dan ook gekozen voor messing (boven- en onderplaat en boutjes) en koper (buitenbus, signaal- en stroomdraden). De kunststof onderdelen (verdraaiingsopnemer, geleidestangen, enz.) zijn vervaardigd van PCTFE (handelsnaam: Kelf) vanwege de grote vormvastheid. De torsiedraad is van wolfram.

In de volgende paragrafen worden de theoretische achtergronden van enkele onderdelen van de CTM behandeld.

Figuur 4.1 Schematische weergave van de Capacitieve Torsie Magnetometer (De afmetingen van de CTM zijn ongeveer 135 x 35 mm).



4.2 Torsie

Als men een preparaat op een torsiedraad monteert, kan men het koppel bepalen dat zo'n preparaat ondervindt, als men de hoekverdraaiing van het preparaat kan bepalen. In deze paragraaf wordt het verband tussen het koppel en de hoekverdraaiing van het preparaat behandeld.

In fig. 4.1 is te zien dat de torsiedraad in de CTM aan 2 kanten gefixeerd is en dat de rotor, waarop het te onderzoeken preparaat kan worden bevestigd, zich ongeveer in het midden van deze draad bevindt. Voor een aan één kant ingeklemde draad/staaf kan afgeleid worden [Fey64]:

$$\tau = \lambda \frac{\pi r^4}{2L} \delta, \quad (4.1^a)$$

met τ het koppel op de draad, r de straal van de draad, L de lengte van de draad, δ de hoekverdraaiing (in rad) en λ de afschuifmodulus/glijmodulus waarvoor geldt

$$\lambda = \frac{E}{2(1 + \sigma)} \quad (4.1^b)$$

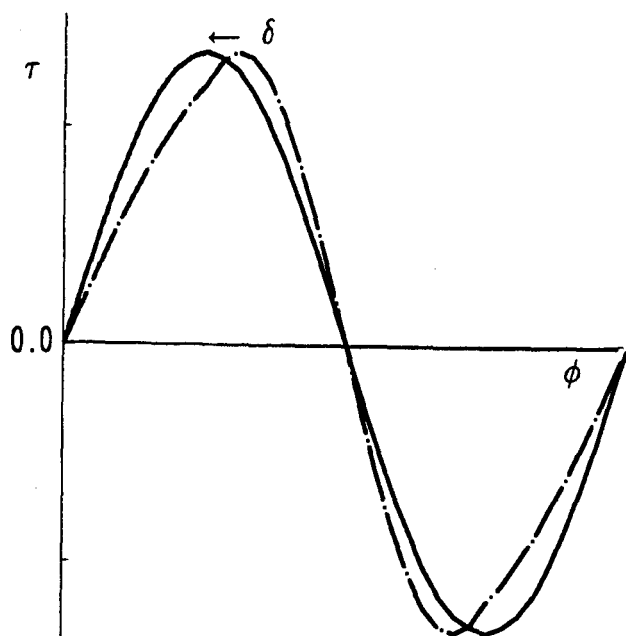
waarin E de elasticiteitsmodulus (ofwel Young's modulus) is en σ de dwarscontractiecoëfficiënt (ofwel Poisson's ratio), waarvoor geldt $0 < \sigma < \frac{1}{2}$.

In het geval van de torsiedraad van de CTM onderscheiden we twee afzonderlijke, aan één zijde ingeklemde, torsiedraden en moeten we dus het koppel van de onderste helft (τ_o) optellen bij het koppel van de bovenste helft (τ_b) om het totale koppel van de draad op de rotor te krijgen:

$$\tau = \tau_b + \tau_o \quad (4.2)$$

$$\tau = \lambda \frac{\pi r^4}{2} \delta \left(\frac{1}{L_b} + \frac{1}{L_o} \right). \quad (4.3)$$

Een verdraaiing van de rotor over een hoek δ betekent dat ook het preparaat een hoek δ is gedraaid en dat de hoek van \vec{B} met de voorkeursas van de magnetisatie niet meer gelijk is aan ϕ , maar aan $\phi - \delta$. Voor niet al te grote waarden van δ kunnen we de torsiekromme hiervoor corrigeren (zie fig. 4.2). Als we echter zorgen dat de hoekverdraaiing erg klein is ($\delta < 30^\circ$), kunnen we dat corrigeren achterwege laten, zonder de meetnauwkeurigheid significant te schaden.



Figuur 4.2 Correctie voor de hoekverdraaiing δ van het preparaat.

4.3 De verdraaiingsopnemer

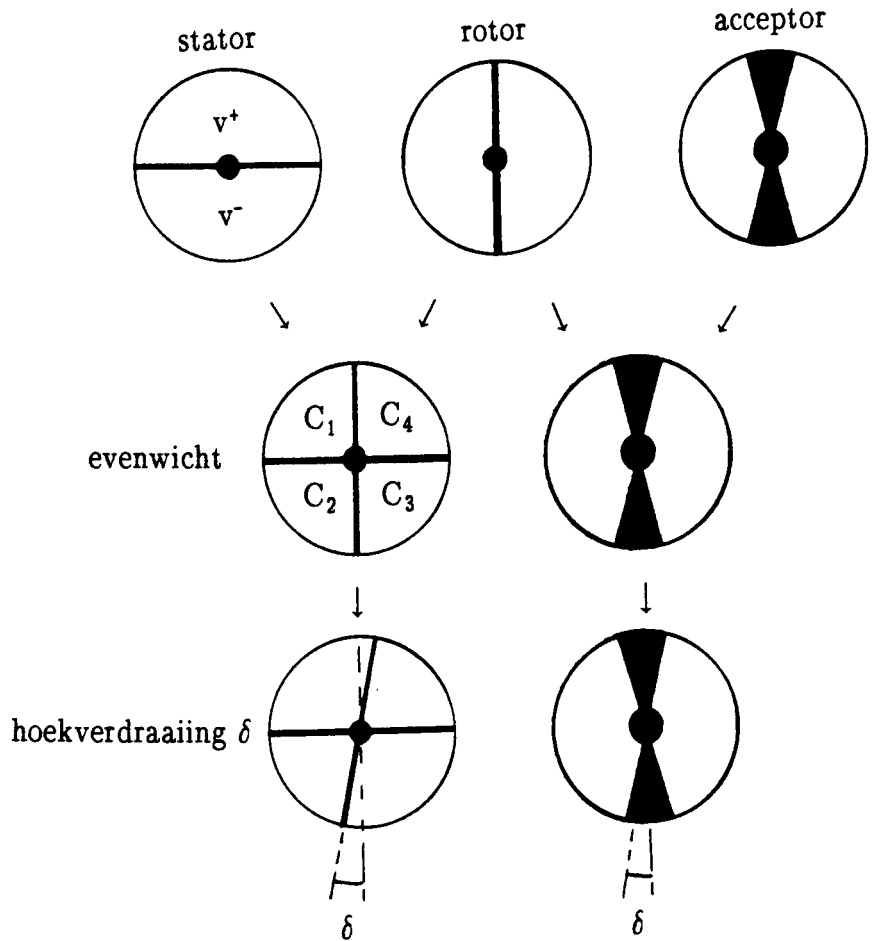
In de vorige paragraaf bleek dat we de hoekverdraaiing van het preparaat moeten weten om het koppel te kunnen bepalen dat het preparaat ondervindt. In deze paragraaf wordt de daartoe ontwikkelde verdraaiingsopnemer toegelicht, waarvan het principe onlangs in de literatuur is gerapporteerd [Pee89].

De behandeling van de verdraaiingsopnemer wordt opgesplitst in twee delen. Het eerste deel geeft een beschrijving van de opnemer en legt de werking uit. Het tweede deel bevat een wiskundige beschouwing.

4.3.1 Beschrijving en werking

De verdraaiingsopnemer in de CTM bestaat uit 3 kunststofplaten (Kelf), waarvan de stator en de acceptor gefixeerd zijn met de rotor daartussen draaibaar opgehangen met behulp van de torsiedraad. Als er een preparaat op de rotor is bevestigd, zal deze draaien totdat het koppel van de torsiedraad even groot is (maar tegengesteld gericht) als het koppel dat het \vec{B} -veld op het preparaat uitoefent. Op de kunststofplaten zijn goudlaagjes gesputterd met een dikte van circa $0.2 \mu\text{m}$,

volgens een patroon dat is weergegeven in fig. 4.3. De rotor en stator zijn in de evenwichtsstand zo opgesteld dat de "isolatie"-spleten een hoek van 90° met elkaar maken, zodat er een condensator-systeem ontstaat dat bestaat uit 4 vlakke plaat-condensatoren.



Figuur 4.3 Geometrie van de, op het kelF gesputterde, goudplaten van de verdraaiingsopnemer.

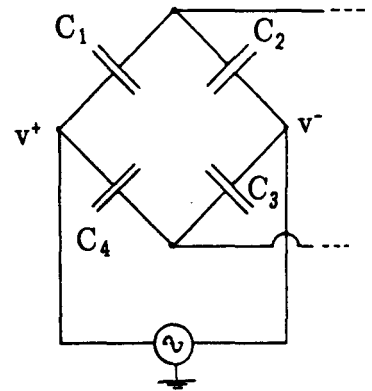
De capaciteiten van de afzonderlijke condensatoren worden in goede benadering gegeven door

$$C_i = \frac{\epsilon A_i}{d} \tag{4.4}$$

waarin ϵ de diëlektrische constante, A_i het gemeenschappelijk oppervlak van de twee gouden platen en d de afstand tussen de platen is.

Deze capaciteiten hangen dus af van het oppervlak van de condensatoren. In de evenwichtsstand zijn de oppervlakken van de vier condensatoren gelijk. Wordt de rotor echter een beetje verdraaid, dan veranderen de oppervlakken twee aan twee; dat wil zeggen dat bij een toename van A_1 van bijvoorbeeld 5%, A_3 ook 5% toeneemt en zowel A_2 als A_4 5% afnemen.

Beschouwen we nu het elektrisch vervangingschema van de stator en de rotor (fig. 4.4), dan zien we dat we dit systeem als een capaciteitsbrug kunnen gebruiken. We zetten daartoe een wisselspanning op één van de statorplaten en eenzelfde wisselspanning, maar nu geïnverteerd, op de andere statorplaat. Als de verdraaiingsopnemer in de evenwichtsstand staat, zullen de signalen op de afzonderlijke rotorplaten nul zijn ($C_1 = C_2, C_3 = C_4$). Is de rotor echter over een hoek δ verdraaid dan zal op de ene rotorplaat een in-fase-signaal (bv. $C_1 > C_2$) en op de andere een, even groot, geïnverteerd signaal overblijven ($C_3 > C_4$). Het verschil van deze twee signalen (de verschilspanning), levert dan 2x het in-fasesignaal op. De relatie tussen de verschilspanning en de hoekverdraaiing van de rotor wordt in subparagraaf 4.3.2 behandeld.



Figuur 4.4 Elektrisch vervangingschema van stator en rotor.

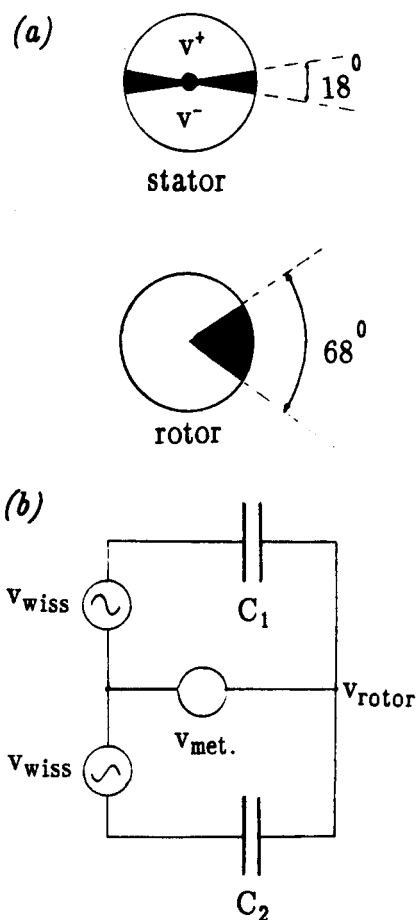
Om het signaal op de rotorplaten te kunnen meten, moet er natuurlijk een elektrisch contact zijn. Het aansolderen van koper- of gouddraadjes is echter niet gewenst, omdat de starheid van de draadjes de rotorplaat belemmert in zijn rotatie. Dit probleem is opgelost door het maken van elektrische contacten met behulp van capaciteiten. Onder de rotor is hiertoe de zogenaamde acceptor geplaatst, waarop twee platen zijn gesputterd die elk een plaatcondensator vormen met één van de rotorplaten. De geometrie van de acceptorplaten is zodanig dat verdraaiing van de rotor over kleine hoeken niet leidt tot verandering van de oppervlakken van deze condensatoren.

Het grote voordeel van bovengenoemde verdraaiingsopnemer, ten opzichte van de twee-platensystemen die in de prototypen zijn gebruikt, is het feit dat er geen signaaldraden aan de rotor nodig zijn om elektrische contacten te maken. Bij de eerdere verdraaiingsopnemers was de acceptor niet aanwezig en werden in eerste instantie de signaaldraden aan de rotor gesoldeerd, waardoor extra koppels werden geïntroduceerd bij verdraaiing van deze rotor [Cas87]. De koppels van dergelijke verbindingen bleken groter dan de koppels die het gevolg waren van de anisotropie van de te meten preparaten. Bovendien bleken ze niet reproduceerbaar, zodat er niet voor gecorrigeerd kon worden. Als oplossing van dit probleem werd de torsiedraad

als signaaldraad gebruikt. Hiertoe moest deze geïsoleerd in de opstelling worden opgehangen, hetgeen waarschijnlijk de oorzaak was van kruip in het betreffende prototype [Lin89]. Bovendien moest de geometrie van de condensatorplaten op de rotor veranderd worden, omdat er maar één signaaldraad (de torsiedraad) beschikbaar was. In plaats van met de geometrie weergegeven in fig. 4.3 werd gewerkt met de geometrie uit fig. 4.5^a. Het vervangingsschema van de verdraaiingsopnemer wordt dan zoals weergegeven in fig. 4.5^b. We zien nu dat een eventuele kanteling van de rotor ten opzichte van de stator, waarbij de ene capaciteit groter wordt dan de andere, meteen een uitgangssignaal tot gevolg heeft. Dit is bij het 3-platen systeem (mits in evenwicht) in eerste orde niet het geval, zoals uit fig. 4.3 en 4.4 valt af te leiden. Een laatste probleem dat bij het gebruik van de torsiedraad als signaaldraad werd gesignaleerd, was de kwetsbaarheid van het contact tussen de torsiedraad en de condensatorplaat op de rotor, dat met behulp van leitsilber werd gemaakt.

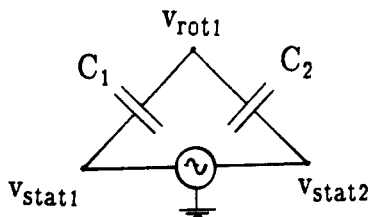
Het uitgangssignaal van de verdraaiingsopnemer wordt via signaaldraden toegevoerd aan bufferversterkers die in de CTM zijn gesitueerd, zodat het meetsignaal zo min mogelijk wordt belast door parasitaire capaciteiten. Dit betekent dat deze versterkers moeten kunnen functioneren in hetzelfde temperatuurinterval als de CTM, hetgeen wat extra problemen oplevert, welke in paragraaf 4.4 worden behandeld.

Van de bufferversterkers gaan de signalen via een verschilversterker naar een lock-in versterker, waarmee het de hoekverdraaiing uiteindelijk wordt gemeten.



Figuur 4.5 Geometrie van de condensatoren (a) en het vervangingsschema (b) van 2-platen verdraaiingsopnemer.

Figuur 4.6 Vervangingsschema van één tak van de wisselspanningsbrug.



4.3.2 Wiskundige beschouwing

In deze subparagraaf zal de relatie tussen de verschilspanning en de hoekverdraaiing van de rotor worden afgeleid.

In eerste instantie bekijken we slechts één tak van de wisselspanningsbrug (zie fig. 4.6). Op statorplaat 1 en 2 staan respectievelijk de volgende wisselspanningen

$$v_{\text{stat1}} = v^- = -V \sin(\omega t) \quad (4.5)$$

$$v_{\text{stat2}} = v^+ = V \sin(\omega t) . \quad (4.6)$$

De spanning op rotorplaat 1 noemen we v_{rot1} . We tellen nu bij de drie spanningen v^+ op

$$\begin{aligned} v_{\text{stat1}} &= v^- + v^+ = 0 \\ v_{\text{stat2}} &= v^+ + v^+ = 2 v^+ \\ v_{\text{rot1}} &= v_{\text{rot}} + v^+ . \end{aligned} \quad (4.7)$$

Het systeem is nu te beschouwen als een (wissel)spanningsdeler, waarvoor geldt

$$Z_{\text{tot}} = \frac{1}{j\omega C_1} + \frac{1}{j\omega C_2} = \frac{C_1 + C_2}{j\omega C_1 C_2} , \quad (4.8)$$

$$v_{\text{rot1}} = \frac{1}{j\omega C_1} \left[\frac{C_1 + C_2}{j\omega C_1 C_2} \right]^{-1} v_{\text{stat2}} = \frac{C_2}{C_1 + C_2} 2v^+ . \quad (4.9)$$

Met vgl. 4.7 volgt hieruit

$$v_{\text{rot1}} = \frac{C_2 - C_1}{C_1 + C_2} v^+ . \quad (4.10)$$

Met vgl. 4.4 wordt dit

$$v_{\text{rot1}} = \frac{\frac{\epsilon A_2}{d} - \frac{\epsilon A_1}{d}}{\frac{\epsilon A_1}{d} + \frac{\epsilon A_2}{d}} v^+ = \frac{A_2 - A_1}{A_1 + A_2} v^+ . \quad (4.11)$$

Bij de afleiding van vgl. 4.11 hebben we aangenomen dat de afstand tussen de platen uniform is, dat wil zeggen dat er geen kanteling is van de rotor ten opzichte van de stator.

Voor de evenwichtsstand van de verdraaiingsopnemer geldt $A_1 = A_2$, dus $v_{\text{rot1}} = 0$. Bij een hoekverdraaiing δ vanuit de evenwichtsstand geldt voor vgl. 4.11 (zie fig. 4.3):

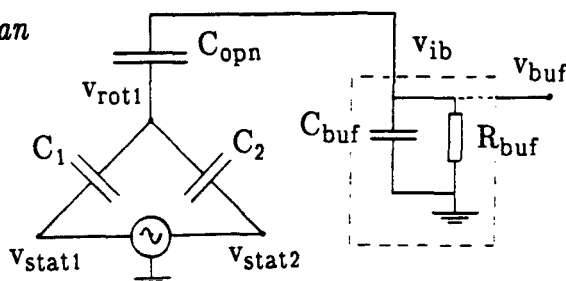
$$v_{\text{rot1}} = \frac{\frac{\pi R^2}{4} + \frac{\delta R^2}{2} - \frac{\pi R^2}{4} + \frac{\delta R^2}{2}}{\frac{\pi R^2}{4} - \frac{\delta R^2}{2} + \frac{\pi R^2}{4} + \frac{\delta R^2}{2}} v^+ , \quad (4.12)$$

ofwel

$$v_{\text{rot1}} = \frac{2\delta}{\pi} v^+ . \quad (4.13)$$

Beschouwen we, behalve het zojuist besproken gedeelte, het totale vervangingsschema van de ene tak van de wisselspanningsbrug (zie fig. 4.7), dan is de spanning v_{rot1} op te vatten als komende van een spanningsbron met een (uitgangs)impedantie Z_{wb} , die gevormd wordt door de capaciteiten C_1 en C_2 parallel. Deze spanning wordt via een condensator C_{opn1} , die gevormd wordt door een rotor- en een acceptorplaat die boven elkaar zijn gepositioneerd, toegevoerd aan de bufferversterker. De ingangsimpedantie van de buffer Z_{buf} wordt gerepresenteerd door een weerstand R_{buf} parallel aan een capaciteit C_{buf} . We zijn nu geïnteresseerd in een uitdrukking voor de spanning op de ingang van de bufferversterker v_{ib} .

Figuur 4.7 Vervangingsschema van één tak van de wisselspanningsbrug met acceptor en bufferversterker.



die wordt gegeven door:

$$v_{ib} = \frac{Z_{buf}}{Z_{wb} + Z_{opn} + Z_{buf}} v_{rot1} \quad (4.14)$$

De bufferversterker is zo gedimensioneerd dat bij de frequentie waarmee gewerkt wordt ($f = 50$ kHz), $R_{buf} \gg 1/\omega C_{buf}$. Dan wordt vgl. 4.14

$$v_{ib} = \frac{\frac{1}{j\omega C_{buf1}}}{\frac{1}{j\omega(C_1 + C_2)} + \frac{1}{j\omega C_{opn1}} + \frac{1}{j\omega C_{buf1}}} v_{rot1}$$

$$v_{ib} = \frac{C_{opn1}(C_1 + C_2)}{C_{opn1}C_{buf1} + (C_1 + C_2)C_{buf1} + C_{opn1}(C_1 + C_2)} v_{rot1} \quad (4.15)$$

We geven deze overdracht weer met behulp van een verzwakkingsterm k_{b1} :

$$k_{b1} = \frac{C_{opn1}(C_1 + C_2)}{C_{opn1}C_{buf1} + (C_1 + C_2)C_{buf1} + C_{opn1}(C_1 + C_2)}, \quad (4.16)$$

zodat
$$v_{ib} = k_{b1} \cdot v_{rot1} \quad (4.17)$$

Voor het signaal v_{buf1} dat op de uitgang van de bufferversterker verschijnt, geldt, als we de versterkingsfactor van de buffer aanduiden met a_{buf1} ,

$$v_{buf1} = a_{buf1} v_{ib} = a_{buf1} k_{b1} v_{rot1} =$$

$$= a_{buf1} k_{b1} \frac{2\delta}{\pi} v^+ \quad (4.18)$$

Voor de andere tak van de wisselstroombrug is er slechts een klein verschil in de afleiding. Een hoekverdraaiing δ in de ene tak correspondeert namelijk met een hoekverdraaiing $-\delta$ in de andere tak.

Voor v_{buf2} kan nu op analoge wijze worden afgeleid

$$v_{buf2} = -a_{buf2} k_{b1} \frac{2\delta}{\pi} v^+ \quad (4.19)$$

De uitgangsspanningen van de bufferversterkers worden van elkaar afgetrokken in een verschilversterker en versterkt met een factor a_{vv} . Voor de uitgangsspanning van die verschilversterker v_{versch} geldt dan

$$\begin{aligned} v_{versch} &= a_{vv}(v_{buf1} - v_{buf2}) = \\ &= a_{vv} (a_{buf1} \cdot k_{b1} + a_{buf2} \cdot k_{b2}) \frac{2\delta}{\pi} v^+ \end{aligned} \quad (4.20)$$

Dit is de gezochte relatie tussen de verschilspanning v_{versch} en de hoekverdraaiing δ van de rotor. Bij een symmetrische opbouw van de opstelling geldt dat $k_{b1} = k_{b2}$ en als de bufferversterkers identiek zijn $a_{buf1} = a_{buf2}$. Voor de hierboven gegeven afleiding is dit niet van belang, maar een dergelijke symmetrie heeft het voordeel dat effecten ten gevolge van het kantelen van de rotor ten opzichte van de stator in eerste orde geen bijdrage leveren tot het uitgangssignaal.

4.4 Lage temperaturelektronica

De bufferversterkers, waarover in de vorige paragraaf is gesproken, zijn bedoeld om het meetsignaal zo min mogelijk te belasten. Hiertoe moet een bufferversterker een hoge ingangsimpedantie hebben en een lage uitgangsimpedantie. Om te voorkomen dat parasitaire capaciteiten het signaal belasten, voordat het 'gebufferd' wordt, moeten de bufferversterkers zo dicht mogelijk bij de verdraaiingsopnemer worden geplaatst. Het feit dat de CTM in een temperatuurgebied van 1 K tot 293 K moet kunnen functioneren, levert de volgende voorwaarden met betrekking tot de bufferversterkers op:

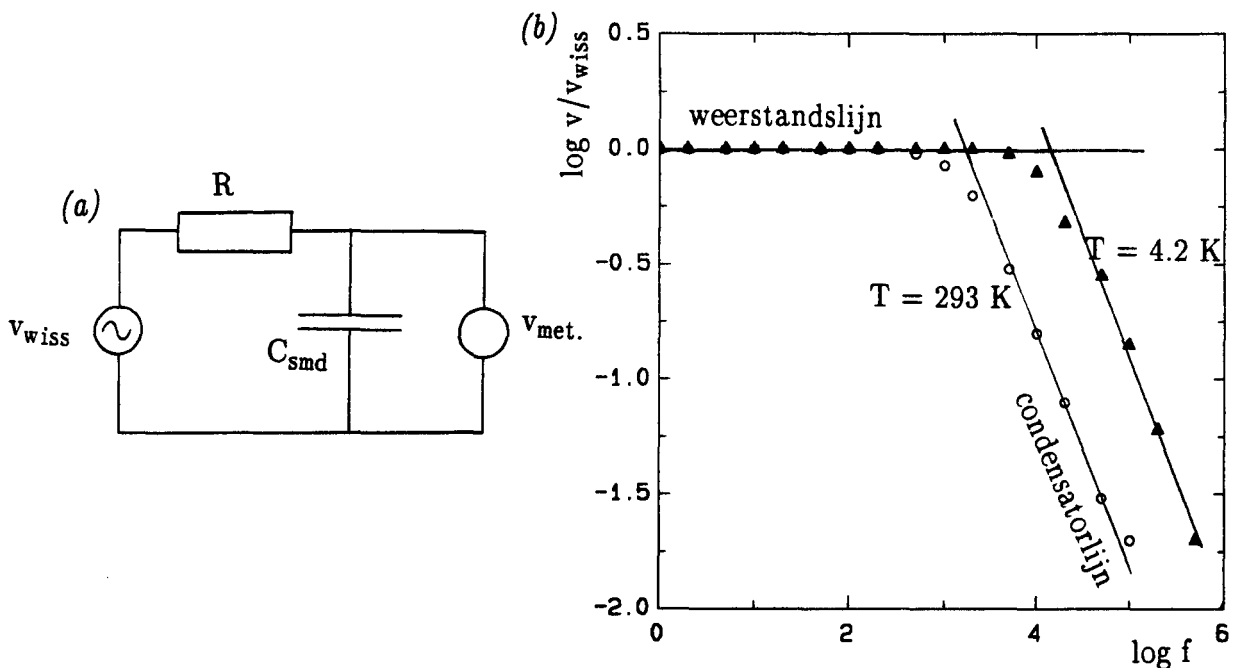
- de elektronische componenten moeten in het gehele temperatuurgebied blijven werken. Vooral bij lage temperaturen ($T < 77$ K) zijn er problemen te verwachten.
- De schakeling dient zodanig ontworpen te worden dat de, bij grote temperatuursveranderingen niet te vermijden, waardeverandering van de elektronische componenten kan worden weggeregeld, zodat deze veranderingen geen desastreuze gevolgen hebben voor de werking van de buffers.

De beperkte ruimte in de CTM legt bovendien beperkingen op aan de afmetingen van de bufferversterkers.

Het probleem van de geringe afmetingen van de bufferversterkers kan het beste worden ondervangen door gebruik te maken van Surface Mounted Devices (SMD). Deze elektronische componenten zijn namelijk erg klein ($l \times b \times h = 3.1 \times 1.6 \times 0.6 \text{ mm}^3$). Bovendien hebben ze het voordeel dat de SMD-condensatoren gemaakt zijn van keramisch materiaal en de weerstanden van metaalfilm. Van deze typen componenten is bekend dat ze bij lage temperaturen blijven functioneren [Kaa80]. Daarbij moet wel de opmerking worden gemaakt dat de waarden van de componenten veranderen bij afkoeling. Om inzicht te krijgen in de grootte-orde van de veranderingen die optreden, zijn enkele experimenten uitgevoerd.

1. Enkele SMD-condensatoren zijn in een RC-netwerk ingesoldeerd (zie fig. 4.8^a), waarvan de frequentie karakteristiek is opgemeten bij verschillende temperaturen van de condensator. Een voorbeeld van een dergelijke frequentie karakteristiek is weergegeven in fig. 4.8^b. Uit het -3 dB -punt van deze karakteristiek kan de waarde voor de capaciteit bepaald worden.

De gevonden waarden zijn weergegeven in tabel 4.1



Figuur 4.8 (a) RC-netwerk waarmee metingen zijn gedaan aan de waarden van SMD-condensatoren als functie van de temperatuur (de weerstand R was bekend).

(b) De frequentie karakteristiek van een RC-netwerk met $R = 1.0 \text{ k}\Omega$ en $C = 100 \text{ nF}$

waarde volgens opgave (nF)	gemeten waarden (nF)		$C_{4.2}/C_{293}$
	T = 293 K	T = 4.2 K	
2.2	2.8 ± 0.1	0.45 ± 0.01	0.16 ± 0.01
100	112.7 ± 3.4	10.0 ± 0.3	0.09 ± 0.01

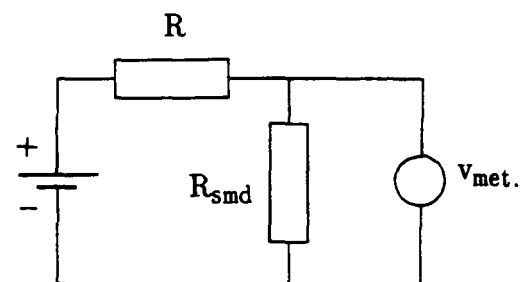
Tabel 4.1 Resultaten van metingen aan de temperatuurafhankelijkheid van SMD-condensatoren.

waarde volgens opgave (k Ω)	gemeten waarden (k Ω)		$R_{4.2}/R_{293}$
	T = 293 K	T = 4.2 K	
3.9	4.0 ± 0.1	5.7 ± 0.2	1.43 ± 0.07
15	15.3 ± 0.3	27.3 ± 0.8	1.80 ± 0.09
220	221 ± 4.4	356 ± 10.7	1.61 ± 0.08

Tabel 4.2 Resultaten van metingen aan de temperatuurafhankelijkheid van SMD-weerstanden.

2. Enkele SMD-weerstanden zijn in een spanningsdeler gesoldeerd (zie fig. 4.9). De spanning over de SMD-weerstand is opgemeten bij verschillende temperaturen. Dit leverde de resultaten die in tabel 4.2 zijn weergegeven.

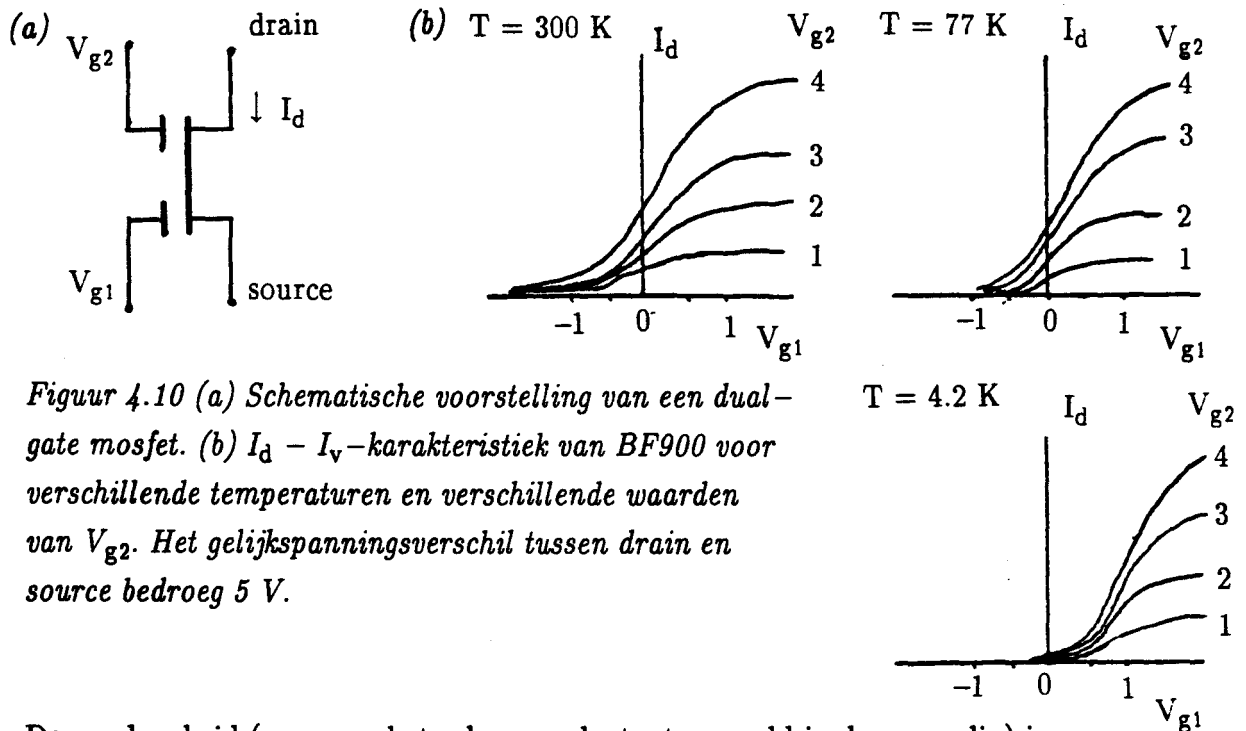
Uit deze resultaten blijkt dat SMD's in principe toepasbaar zijn in schakelingen die tot lage temperaturen worden afgekoeld. De ontkoppel-condensatoren die gebruikt worden, moeten dan wel overgedimensioneerd worden (tot 10x de gewenste waarden). De veranderingen van de weerstanden worden deels ondervangen door het feit dat deze meestal in



Figuur 4.9 Spanningsdeler waarmee metingen zijn gedaan aan SMD-weerstanden als functie van de temperatuur (De weerstand R was bekend).

spanningsdelers worden gebruikt en deels door het bouwen van een regeleenheid, die op kamertemperatuur blijft.

Over de actieve componenten die gebruikt gaan worden, kan worden opgemerkt dat van BF 900 dual-gate mosfets bekend is dat deze ook onder kryogene omstandigheden blijven functioneren [Kaa80]. Dit type is inmiddels niet meer gangbaar en vervangen door de BF 960. De I - V -karakteristiek van deze mosfet is bij verschillende temperaturen opgemeten (zie fig. 4.10). Hieruit blijkt dat, hoewel er rekening gehouden moet worden met een verschuiving van de karakteristiek, de steilheid niet verandert. Dat maakt de mosfet geschikt voor gebruik in de bedoelde bufferversterkers, waarvan het schema gegeven is in de appendix.



Figuur 4.10 (a) Schematische voorstelling van een dual-gate mosfet. (b) $I_d - I_v$ -karakteristiek van BF900 voor verschillende temperaturen en verschillende waarden van V_{g2} . Het gelijkspanningsverschil tussen drain en source bedroeg 5 V.

De regeleenheid (waarvan het schema ook staat vermeld in de appendix) is zo ontworpen dat de transistoren in de bufferversterkers steeds in hun zogenaamde werkgebied blijven. Een maat hiervoor is de gemiddelde drainstroom door de mosfets, die dan ook gemeten wordt. Deze wordt vergeleken met een ingestelde cq. gewenste waarde. Mocht er geen overeenkomst zijn (door bijvoorbeeld temperatuursveranderingen), dan corrigeert de regeleenheid de gelijkspanning op één van de gates van de mosfets, waardoor de drainstroom weer de ingestelde cq. gewenste waarde krijgt. Deze regeleenheid kan buiten het kryogene gedeelte van de opstelling blijven en is dus niet onderhevig aan significante temperatuursveranderingen. Bovendien kan de instelling van deze eenheid desgewenst elk moment veranderd worden.

4.5 Numerieke verwachtingen

In de paragrafen 4.2 en 4.3 hebben we relaties afgeleid tussen respectievelijk torsie en hoekverdraaiing en hoekverdraaiing en meetspanning. In deze paragraaf gaan we uitrekenen wat de te verwachten kwantitatieve relaties zijn voor de nieuwgebouwde CTM. We berekenen deze afzonderlijk, omdat het mogelijk is de relatie hoekverdraaiing – meetspanning experimenteel te bepalen. Voor de relatie torsie – hoekverdraaiing is dit niet mogelijk. De juistheid van de betreffende berekening kan slechts worden gecontroleerd door ijking van de CTM aan bekende preparaten, waarbij de totale relatie torsie – meetspanning wordt gecontroleerd.

4.5.1 Relatie torsie – hoekverdraaiing

Deze relatie wordt gegeven door

$$\tau = \lambda \frac{\pi r^4}{2} \delta \left(\frac{1}{L_b} + \frac{1}{L_0} \right), \quad (4.3)$$

waarin de volgende waarden worden ingevuld:

$$\lambda = 0.4 \times E \text{ en } E_{\text{wolfrum}} = 36 \times 10^{10} \text{ N/m}^2,$$

$$\text{zodat } \lambda = 14.4 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$$

$$r = 6.3 \times 10^{-5} \text{ m},$$

$$L_b = 20.8 \times 10^{-3} \text{ m en } L_0 = 35.2 \times 10^{-3} \text{ m}$$

$$\text{Dit levert} \quad \tau = 2.7 \times 10^{-4} \delta \text{ Nm/rad} . \quad (4.21)$$

4.5.2 Relatie hoekverdraaiing – meetspanning

Deze relatie wordt gegeven door

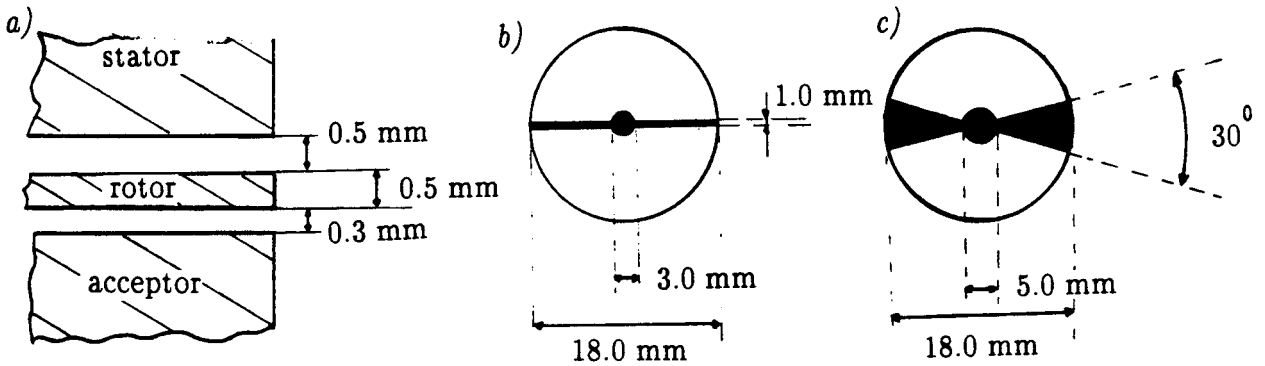
$$v_{\text{versch}} = a_{vv} (a_{\text{buf}1} k_{b1} + a_{\text{buf}2} k_{b2}) \frac{2\delta}{\pi} v^+ . \quad (4.20)$$

De verzwakkingsfactor k_{b1} wordt gegeven door

$$k_{b1} = \frac{C_{opn1}(C_1 + C_2)}{C_{opn1}C_{buf1} + (C_1 + C_2)C_{buf1} + C_{opn1}(C_1 + C_2)} \quad (4.16)$$

en is bij een symmetrische opbouw van de opstelling gelijk aan k_{b2} .

Voor het uitrekenen van de verzwakkingsfactor moeten C_1 , C_2 , C_{buf1} en C_{opn1} bekend zijn of berekend worden. C_1 , C_2 en C_{opn1} kunnen worden berekend met behulp van vgl. 4.4. Hiervoor zijn de gegevens nodig die in fig. 4.11 zijn weergegeven.



Figuur 4.11 Afmetingen van de verdraaiingsopnemer: a) dwarsdoorsnede; b) bovenaanzicht stator (voor de rotor gelden dezelfde afmetingen); c) bovenaanzicht acceptor.

De resultaten: C_1 en C_2 zijn 1.1×10^{-12} F
 en C_{opn1} is 1.6×10^{-12} F.
 Metingen leverden C_{buf1} is 4.0×10^{-12} F.

Hiermee wordt $k_{b1} = 0.19$. (4.22)

Andere waarden die voor de berekening van de uitgangsspanning volgens vgl. 4.20 van belang zijn:

$$\begin{aligned} a_{vv} &= 10 \\ a_{buf1} &= 0.91 \\ a_{buf2} &= 0.94 \\ v^+ &= \frac{1}{2}\sqrt{2} \times 75 \text{ V} \\ &= 53.03 \text{ V} \end{aligned}$$

Voor v^+ is de effectieve spanning genomen en niet de top-top waarde van de spanning, omdat v_{versch} wordt gemeten met een lock-in versterker, die ook de effectieve spanning meet.

De relatie tussen v_{versch} en δ wordt hiermee

$$v_{\text{versch}} = 118.67 \delta \text{ V/rad} \quad (4.23)$$

en dus

$$\delta = 8.43 \times 10^{-3} v_{\text{versch}} \text{ rad/V} . \quad (4.24)$$

4.5.3 Relatie torsie – meetspanning

Combineren van de vgl. 4.21 en 4.24 levert de relatie op, waarmee we uiteindelijk de meetresultaten gaan omzetten:

$$\begin{aligned} \tau &= 2.7 \times 10^{-4} \cdot 8.43 \times 10^{-3} v_{\text{versch}} \text{ Nm/V} \\ &= 2.28 \times 10^{-6} v_{\text{versch}} \text{ Nm/V} \end{aligned} \quad (4.25)$$

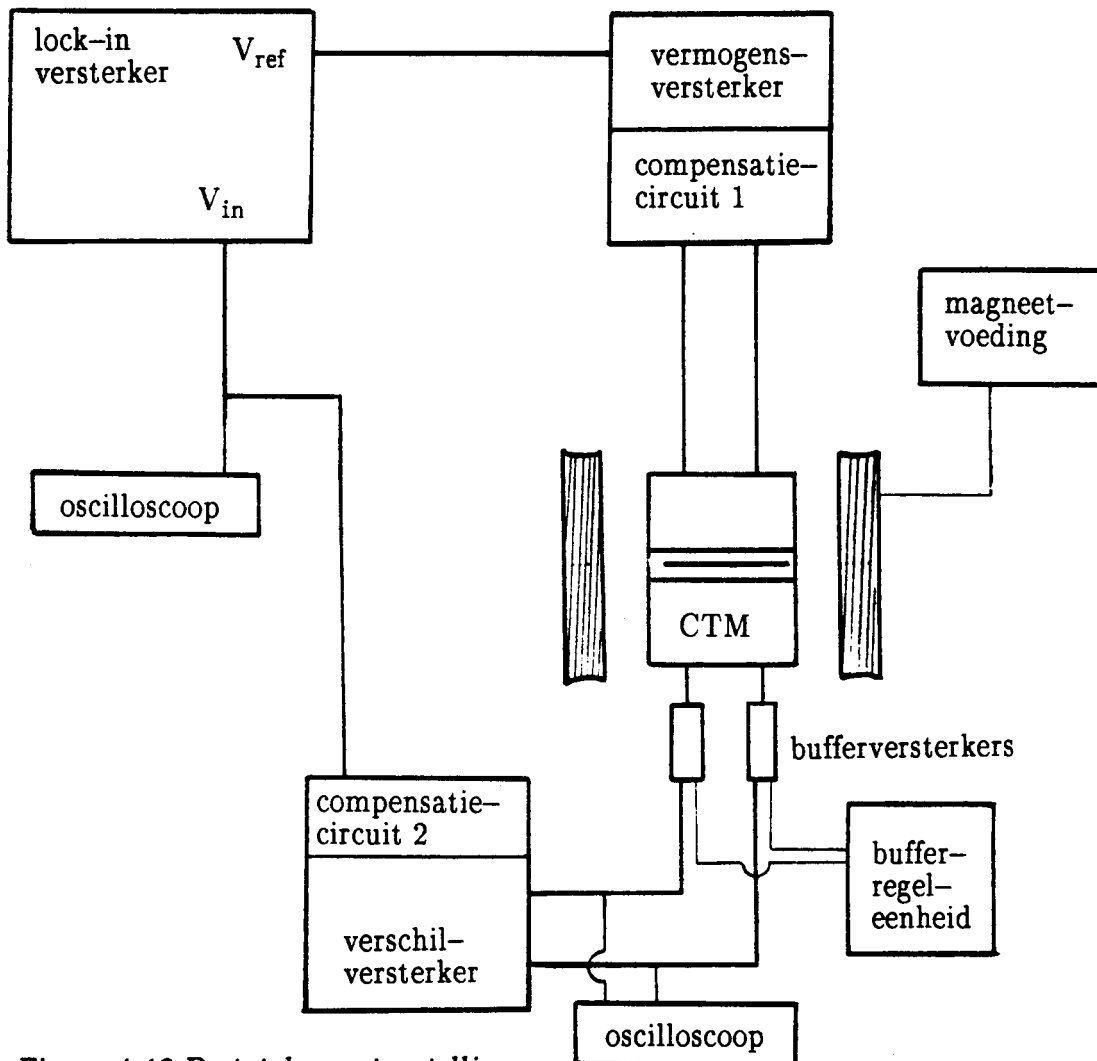
Er wordt nogmaals op gewezen dat deze kwantitatieve relatie een theoretische is en uitgaat van het ideale geval. Dominante fouten in deze beschouwing zijn te verwachten in de torsiedraad-eigenschappen, als gevolg van de bewerkingen die de draad heeft ondergaan, en in de verzwakkingsfactor, omdat in de berekening hiervan de parasitaire capaciteiten volledig buiten beschouwing zijn gebleven.

Slechts door ijkingen van de CTM in het gehele temperatuurgebied kan een bruikbare relatie worden gevonden tussen koppel en meetspanning. Deze ijking zal in het volgende hoofdstuk worden besproken. Het is aan te raden om de ijking regelmatig te herhalen, zodat eventuele veranderingen in de opstelling niet onopgemerkt blijven.

4.6 Blokschema van de opstelling

Tenslotte wordt in deze paragraaf een korte beschrijving van de totale meetopstelling gegeven, waarvan het blokschema gegeven wordt door fig. 4.13. Het referentie-siginaal uit de lock-in versterker ($f = 50 \text{ kHz}$) wordt door de

vermogensversterker omgezet in twee signalen met een top-top waarde van 150 V die onderling in tegenfase zijn. Deze signalen worden aan de statorplaten toegevoerd, waarna het signaal van de opnemers via de bufferversterkers en de verschilversterker door de lock-in wordt gemeten. De compensatiecircuits die aanwezig zijn hebben de volgende doelen. Het eerste circuit regelt eventuele verschillen weg die het gevolg zijn van het niet volkomen concentrisch zijn van de CTM. Het tweede circuit regelt eventuele restsignalen weg die het gevolg kunnen zijn van parasitaire capaciteiten.



Figuur 4.12 De totale meetopstelling.

De schema's van de zelfgebouwde elektronica zijn gegeven in de appendix.

De overige apparaten zijn van de volgende typen:

Magneet: Varian Mark II Fieldial Regulator;

Lock-in versterker: EG&G Princeton Applied Research, model 128A

Oscilloscopen: Hewlett-Packard, 130c

Hoofdstuk 5 Karakterisering van de opstelling

Nadat in het vorige hoofdstuk de ontwikkeling en bouw van de nieuwe CTM is beschreven, zal in dit hoofdstuk een behandeling worden gegeven van de experimenten die gedaan zijn om de CTM te karakteriseren.

Uiteraard moet de CTM worden geijkt, want bij de afleiding van de relatie tussen meetspanning en koppel in hoofdstuk 4 zijn veronderstellingen gedaan, waaraan in de praktijk zeer waarschijnlijk niet volledig wordt voldaan (zo is bv. van de torsiedraad verondersteld dat deze geen veranderingen heeft ondergaan bij het vast solderen aan de soldeerproppen).

Tevens worden in dit hoofdstuk uitspraken gedaan over de gevoeligheid van de CTM, de reproduceerbaarheid van de metingen en de grootte van het zogenaamde nuleffect ten opzichte van de te verwachten meetsignalen. Aan het einde van dit hoofdstuk volgt een vergelijking met de specificaties van prototypen en andere opstellingen, die eventueel gebaseerd zijn op andere methoden (VSM en FMR).

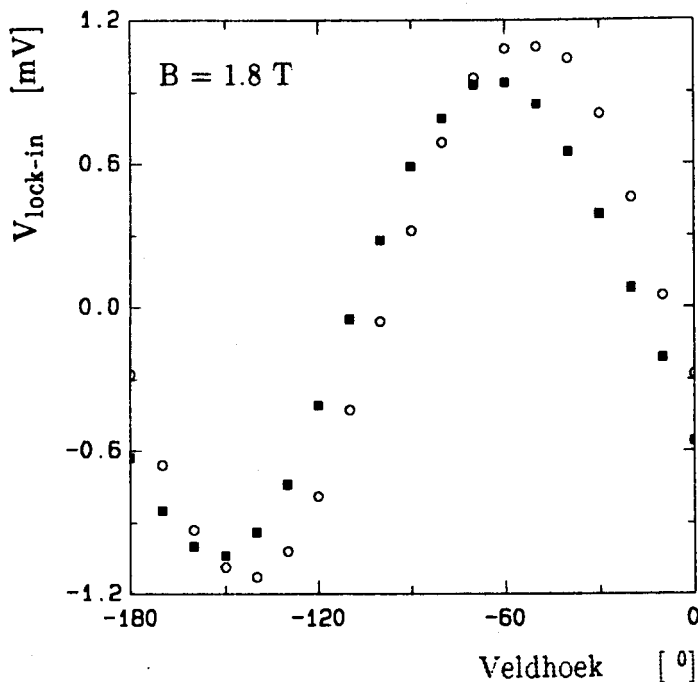
Al de metingen zijn gedaan aan preparaten met een oppervlak van $0.48 \times 10^{-4} \text{ m}^2$ en de preparaten zullen in het vervolg dan ook slechts gespecificeerd worden naar de dikten (van materialen).

5.1 Het nuleffect

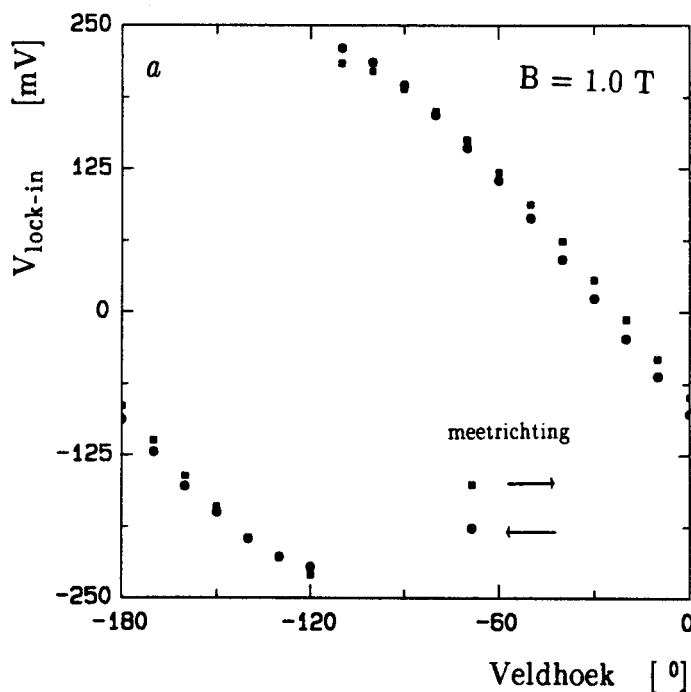
Met het nuleffect van de CTM wordt het signaal v_{versch} bedoeld, dat gemeten wordt als er geen preparaat op de rotor van de CTM is gemonteerd. In de ideale situatie zou dit signaal 0 V zijn, onafhankelijk van de veldhoek. In fig. 5.1 wordt het nuleffect van de CTM gepresenteerd, gemeten bij een magneetveld van 1.8 T, waarbij de reproduceerbaarheid is gecontroleerd door de meting na 3 weken te herhalen (het maximale veld dat kan worden aangelegd in de huidige opstelling is 1.8 T).

We zien dat de hoekafhankelijkheid van het nuleffect een periodiek gedrag vertoont, dat vrij redelijk reproduceert. Dit betekent dat metingen aan preparaten eventueel gecorrigeerd kunnen worden voor dit effect. Of deze correctie nodig is kan worden beoordeeld door de top-top waarde ($2.30 \pm 0.10 \text{ mV}$) te vergelijken met de te verwachten meetsignalen.

Figuur 5.1 Het nuleffect van de CTM. Er worden twee metingen gepresenteerd die met een tussenpoos van drie weken zijn gedaan.



Om een idee te krijgen van de grootte van de meetsignalen, is een preparaat gemonteerd met als magnetisch materiaal twee films van 100 Å cobalt. Tussen deze films bevond zich een laag van 72 Å palladium. De metingen leveren de koppelkrommen zoals weergegeven in fig. 5.2a en 5.2b (hier nog uitgedrukt in mV, omdat de ijkfactor van de CTM nog niet bekend is en het nuleffect ook gegeven is in mV).



Uit deze figuren blijkt dat het signaal bij maximaal magneetveld een top-top waarde heeft van 470 ± 20 mV. Dat betekent dat het bij dit soort preparaten niet zinvol is om te corrigeren voor het nuleffect.

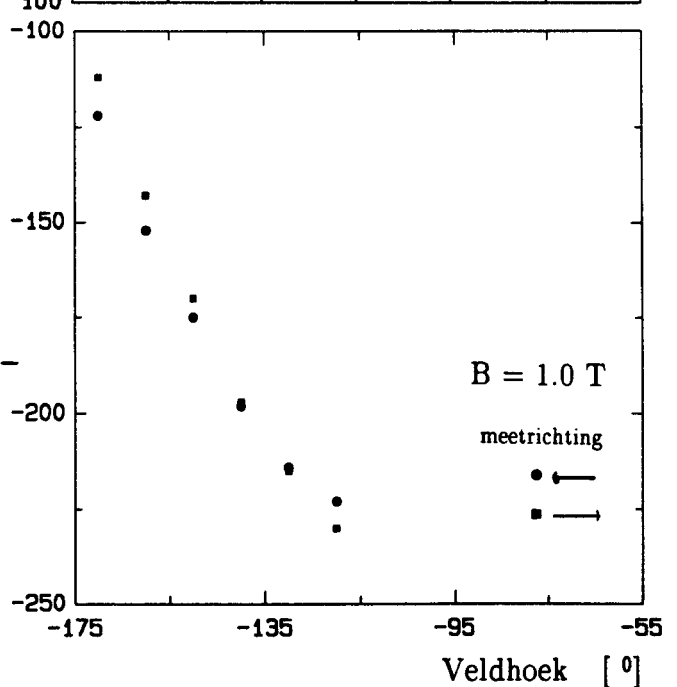
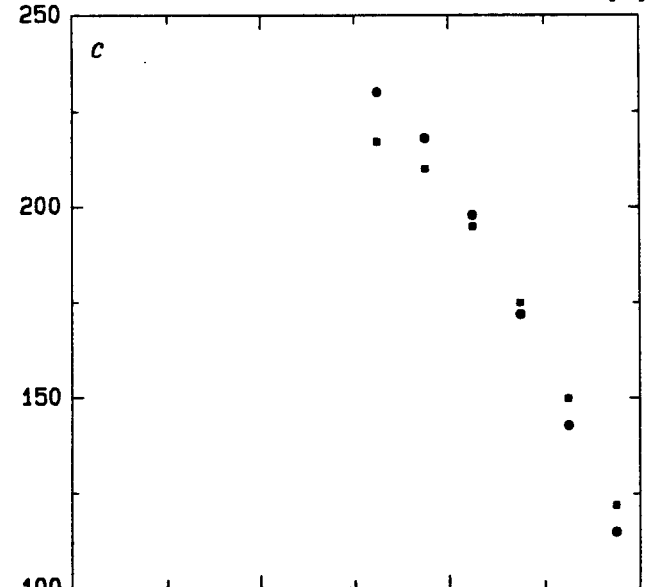
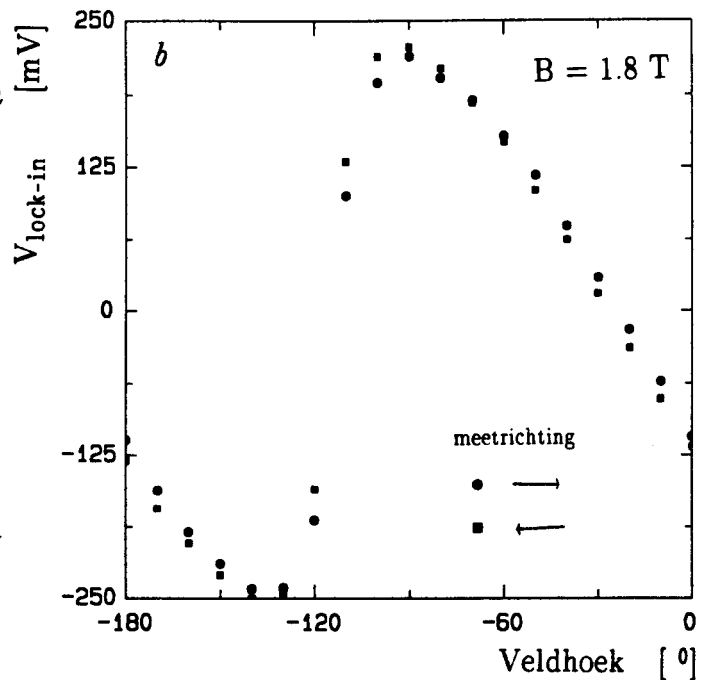
Figuur 5.2^a Koppelkrommen van een preparaat van 2 films van 100 Å Co gescheiden door 72 Å Pd voor B = 1.0T.

We zien in deze figuren bovendien dat er een verschil is tussen de metingen waarbij de veldhoek van -180° naar 0° is veranderd (heenmeting) en de metingen waarbij dit in tegenovergestelde richting is gebeurd (terugmeting). Dit effect is duidelijker

Figuur 5.2^b Koppelkrommen van een preparaat van 2 films van 100 Å Co gescheiden door 72 Å Pd voor B = 1.8 T.

Figuur 5.2^c Vergrote weergave van het omslagpunt van fig. 5.2^a.

zichtbaar in fig. 5.2c, waarin het omslagpunt van de koppelkrommen voor B = 1.0 T is uitvergroot. Bekijken we het verloop van deze krommen van -180° naar 0° , dan zien we dat de punten van de heenmeting, die gemeten worden net na het passeren van de nuldoorgang, een kleinere absolute waarde hebben dan de corresponderende punten van de terugmeting. Vlak voordat het omslagpunt bereikt wordt, zijn de absolute waarden van de punten van de heenmeting juist groter dan die van de terugmeting en na het omslagpunt ontstaat de omgekeerde situatie. Hierdoor ontstaat het beeld dat de gemeten koppelkromme steeds "achterloopt" op de eigenlijke koppelkromme. Dit beeld wordt versterkt door de waarneming dat de verschillen afhangen van de tijd die verstrijkt tussen het nemen van de meetpunten. We nemen aan dat dit verschijnsel wordt veroorzaakt door kruip in de CTM en komen hier in paragraaf 5.3 op terug.



5.2 Relatie hoekverdraaiing – meetspanning

Zoals in hoofdstuk 4 is beschreven, meten we het koppel dat op een preparaat wordt uitgeoefend als een spanning v_{versch} . De relatie tussen koppel en meetspanning kunnen we opgebouwd denken uit de factoren $\tau(\delta)$ (vgl. 4.21) en $\delta(v_{\text{versch}})$ (vgl. 4.24), waarvan we er één expliciet kunnen controleren.

Als we namelijk in staat zijn om een goed bepaalde hoekverdraaiing van de rotor te veroorzaken, dan levert de daardoor veroorzaakte spanningsverandering een experimentele waarde voor de relatie tussen de hoekverdraaiing en de meetspanning. Die goed bepaalde hoekverdraaiing leggen we de rotor op met behulp van een naaldje, dat is gemaakt van staal-37. Van dit materiaal is namelijk bekend dat het sterk magnetiseert als het in een uitwendig \vec{B} -veld wordt geplaatst. De richting van de magnetisatie in het naaldje zal bij voorkeur samenvallen met de lengterichting van het naaldje, als gevolg van vormanisotropie. Door de grote magnetisatie zal het koppel dat probeert het naaldje in de richting van het \vec{B} -veld te draaien (vgl. 3.6) al bij zeer kleine hoeken groter zijn dan het koppel van de torsiedraad dat deze verdraaiing tegenwerkt. We kunnen dus aannemen dat het naaldje, en daarmee de rotor, vrijwel de richting van het \vec{B} -veld heeft. De richting van het \vec{B} -veld is nauwkeurig in te stellen.

Het resultaat van dit experiment bleek, behalve bij zeer lage velden, waarbij het naaldje onvoldoende gemagnetiseerd was, onafhankelijk van de grootte van het aangelegde \vec{B} -veld te zijn. De aldus bepaalde hoekverdraaiing δ_{ijk} in graden per volt spanningsverandering van v_{versch} bedraagt

$$\delta_{ijk} = 1.00 \pm 0.02 \text{ deg/V} .$$

De relatie tussen hoekverdraaiing en meetspanning wordt hiermee

$$\delta = (1.70 \pm 0.03) \times 10^{-2} v_{\text{versch}} \text{ rad/V} . \quad (5.1)$$

Dit kunnen we vergelijken met de theoretische waarde voor deze relatie

$$\delta = 8.43 \times 10^{-3} v_{\text{versch}} \text{ rad/V} . \quad (4.25)$$

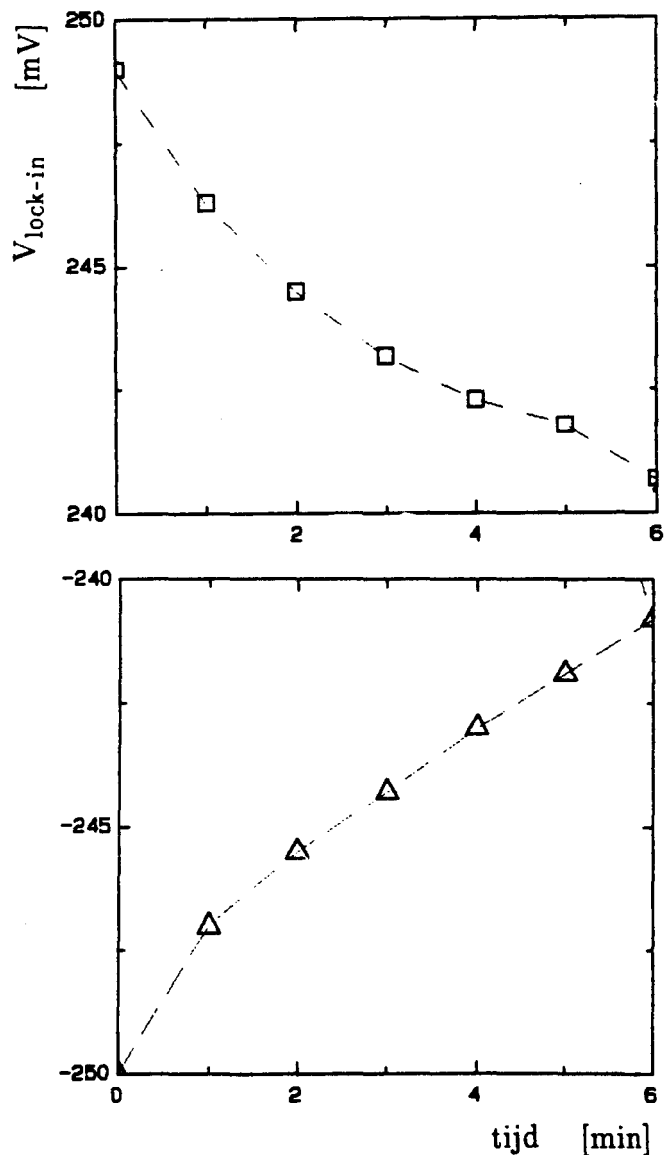
Het verschil tussen deze twee waarden is voornamelijk toe te schrijven aan de term k_b in vgl. 4.17 (berekening: $k_b = 0.19$). In de betreffende berekening kunnen

namelijk de parasitaire capaciteiten van de CTM niet meegenomen worden, omdat de grootte van deze capaciteiten niet bekend is. Zouden ze wel meegenomen zijn, dan zou de berekende waarde van k_b lager zijn uitvallen. De afwijking die we hebben gevonden is daarom niet verontrustend. Het betekent wel dat de gevoeligheid van de verdraaiingsopnemer (dit is de grootte van het meetsignaal als gevolg van een hoekverdraaiing van de rotor) afneemt ten gevolge van parasitaire capaciteiten. Omdat echter het nuleffect van de CTM nog 1 à 2 grootte-orde boven de elektronische ruis van de meetapparatuur ligt, vormt dit geen probleem.

5.3 Kruip

Met hetzelfde naaldje staal-37 hebben we ook onderzoek gedaan aan de in § 5.1 ter sprake gekomen kruip. Hiertoe geven we het magneetveld, en daarmee het naaldje, een bepaalde richting, waarbij een bepaald meet-signaal hoort (in dit geval + of - 250 mV). Vervolgens meten we het signaal als functie van de tijd. De resultaten van dit experiment zijn weergegeven in fig. 5.3.

Uit deze figuur blijkt dat de verdraaiingsopnemer in de loop van de tijd naar de evenwichtsstand ($v_{\text{versch}} = 0$) kruipt, hetgeen betekent dat de absolute waarde van de hoek δ , die de stator met de rotor maakt, kleiner wordt. Dit kan veroorzaakt worden door een verdraaiing van de rotor of door een verdraaiing van de stator. Het eerste geval zou betekenen dat de bevestiging van het naaldje (en dus ook



Figuur 5.3 v_{versch} als functie van de tijd, nadat de rotor op $t = 0$ in de positie $v_{\text{versch}} = \pm 250$ mV is gebracht mbv. een naaldje staal-37.

van de preparaten waaraan gemeten wordt op de rotor niet goed is. Een verklaring voor de resultaten in fig. 5.3 zou dan namelijk gevonden worden in de speling die in deze verbinding zou ontstaan, waardoor de rotor kan terugdraaien naar de evenwichtsstand van de verdraaiingsopnemer, terwijl het naaldje in dezelfde stand blijft staan (namelijk overeenkomstig de richting van het magneetveld). Deze verklaring wordt echter weerlegd door de meting aan de 200 Å Co-film (fig. 5.2). Daarbij bleek namelijk dat de absolute waarde van het signaal (\approx de hoek δ), nadat we door een omslagpunt waren gegaan, juist toenam als we langer wachtten met aflezen van de lock-in versterker. Dit zou inhouden dat de rotor in dit geval verder van de evenwichtsstand van de verdraaiingsopnemer wegdraait, terwijl daarentegen het koppel dat de torsiedraad op de rotor uitoefent in de richting van de evenwichtsstand is.

De oorzaak van de kruip moet dan waarschijnlijk ook gezocht worden in verdraaiing van de stator. Het in fig 5.3 gegeven verloop kan dan als volgt verklaard worden. Als de rotor door het naaldje uit de evenwichtsstand van de verdraaiingsopnemer is gedwongen, ondervindt de rotor een koppel van de torsiedraad. Deze torsiedraad oefent echter ook weer een koppel uit op zijn bevestigingspunten (de messing boven- en onderplaat in de CTM (zie fig. 4.1)). Omdat we de bovenplaat als goed gefixeerd kunnen beschouwen is het mogelijk dat de onderplaat, onder invloed van het koppel van de torsiedraad, gaat draaien ten opzichte van de bovenplaat. De mate waarin dit gebeurt, wordt bepaald door de vormvastheid van het Kelf tussengedeelte van de CTM en de geleidestangen. Een verdraaiing van de onderplaat ten opzichte van de bovenplaat betekent dat ook de stator een hoekverdraaiing zal ondergaan. Deze hoekverdraaiing heeft hetzelfde teken als de oorspronkelijke hoekverdraaiing van de rotor, waardoor de hoek δ en daarmee het meetsignaal zal afnemen.

Om de resultaten van de metingen aan de 200 Å Co-film in fig. 5.2 te kunnen begrijpen, moeten we ons het volgende realiseren. Doordat de onderplaat draait, neemt het koppel dat het onderste gedeelte van de torsiedraad op de rotor uitoefent af en zal de rotor, onder invloed van het koppel van het magneetveld op het preparaat, verder uit de evenwichtsstand draaien. Bij het naaldje was hiervan geen sprake omdat dit reeds de richting van het magneetveld had.

We gaan nu in op de grootte van de hoekverdraaiingen die ten gevolge van kruip optreden in de CTM. In fig. 5.3 zien we dat de kruip in de eerste minuut na het instellen van de CTM 2 ± 0.5 mV is. Dit komt, volgens vgl. 5.1, overeen met een

hoekverdraaiing tussen de rotor en de stator van 3×10^{-5} rad.

We nemen aan dat deze hoekverdraaiing het gevolg is van een hoekverdraaiing van de onderplaat en dat deze laatste hoekverdraaiing aanleiding geeft tot een verdraaiing van de CTM die lineair afhangt van de afstand tot de bovenplaat. De hoekverdraaiing van de stator wordt dan gegeven door

$$\delta'_{st} = \frac{l_{st}}{L_{ctm}} \psi, \quad (5.2)$$

waarin δ'_{st} de hoekverdraaiing van de stator is, l_{st} de afstand tussen de bovenplaat en de statorplaat (=32.5 mm), L_{ctm} de afstand tussen de bovenplaat en de onderplaat (=91.4 mm) en ψ de hoekverdraaiing van de onderplaat.

Invullen van de waarden levert $\psi = 8 \times 10^{-5}$ rad.

De waarden voor de kruip in fig 5.2 liggen in de orde van 10 mV ($\approx 1.7 \times 10^{-4}$ rad). Volgens de hierboven gegeven verklaring zou dit veroorzaakt worden door een het verschil in verdraaiing van de rotor δ'_{ro} en de stator δ'_{st} . De verdraaiing van de rotor ten gevolge van een verdraaiing van de onderplaat, is afhankelijk van de lengten van de twee gedeelten van de torsiedraad boven en onder de rotor (respectievelijk L_b en L_o) en wordt gegeven door

$$\delta'_{ro} = \frac{L_b}{L_b + L_o} \psi. \quad (5.3)$$

De kruip wordt dan gegeven door

$$\begin{aligned} \delta'_{kr} &= \delta'_{ro} - \delta'_{st} \\ &= \left[\frac{L_b}{L_b + L_o} - \frac{l_{st}}{L_{ctm}} \right] \psi. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Vullen we hier de in § 4.5.1 vermelde waarden in voor L_b en L_o , de eerder vermelde waarden voor l_{st} en L_{ctm} en voor δ'_{kr} de uit fig. 5.2 bepaalde waarde, dan krijgen we $\psi = 1.1 \times 10^{-2}$ rad, hetgeen ruwweg een factor 100 groter is dan we met het naaldje bepaald hadden. Een verklaring voor dit verschil zou kunnen liggen in de, wellicht niet correcte, aanname dat de verdraaiing van de CTM ten gevolge van een

verdraaiing van de onderplaat, lineair afhangt van de afstand tot de bovenplaat. De CTM is namelijk opgebouwd uit verschillende segmenten en het is niet ondenkbaar dat als gevolg daarvan de verdraaiing van de CTM ook "gesegmenteerd" is.

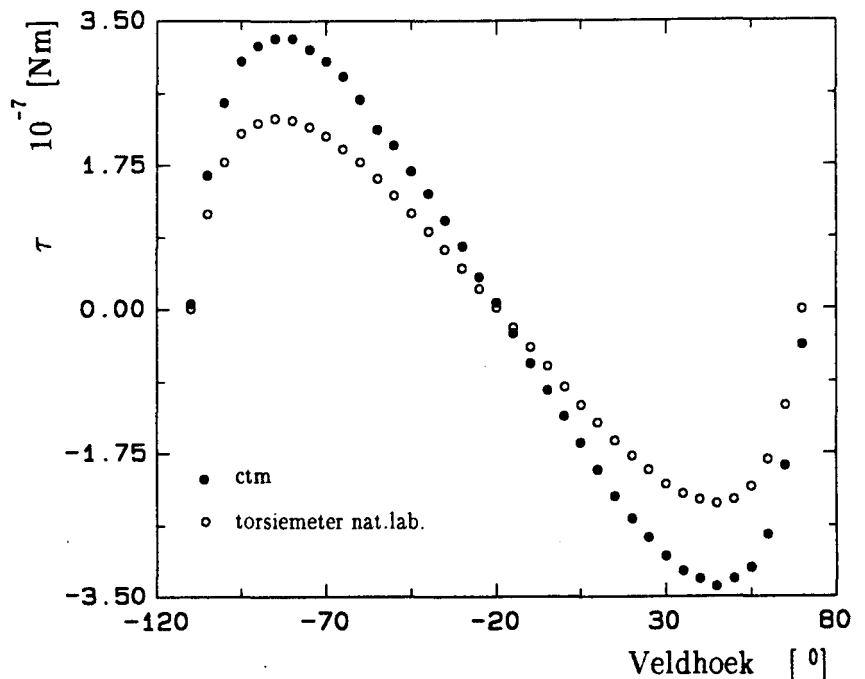
Zolang we er niet in slagen een sluitende verklaring voor de kruip in de CTM te vinden en we dus ook niet mogen verwachten dat we dit effect volledig kunnen elimineren, zullen we er bij de metingen en eventueel bij de interpretatie van de resultaten rekening mee moeten houden.

Ten aanzien van de metingen kunnen we opmerken dat er een "meettaktiek" is, waarbij de gevolgen van kruip geminimaliseerd lijken. Hierbij wordt namelijk de veldhoek steeds zo ingesteld dat het preparaat geen koppel ondervindt (de nuldoorgang) en er dus geen kruip optreedt. Vanuit deze stand wordt dan snel een gewenste waarde voor de veldhoek ingesteld, de meetspanning snel afgelezen (zodat er nog nauwelijks sprake is van kruip) en vervolgens de veldhoek weer teruggebracht in de nuldoorgangstand. Als deze procedure symmetrisch rond de nuldoorgang wordt uitgevoerd, is de verwachting dat de invloed van kruip op de meting verwaarloosbaar klein is geworden. Voor metingen waarbij de nauwkeurigheid van de koppelkromme van groot belang is, zoals bijvoorbeeld de ijkmetingen in de volgende paragraaf, dient dan ook bovenstaande procedure gevolgd te worden. Bij metingen aan de nuldoorgangen wordt volstaan met het snel uitvoeren van de metingen. Bovendien zal bij een meting aan een nuldoorgang het koppel zowel enige tijd negatief als positief is, zodat de kruip die dan gedurende de meettijd optreedt, nagenoeg zal wegvallen.

5.4 Relatie koppel – meetspanning

In paragraaf 5.2 is de relatie hoekverdraaiing – meetspanning bepaald. In deze paragraaf komt de relatie koppel – meetspanning aan de orde (en dus impliciet de relatie koppel – hoekverdraaiing). Deze totale ijking van de CTM gebeurt door middel van metingen aan preparaten, een 50 Å Co-film en een 395 Å Ni-film, waarvan de koppelkrommen met behulp van een torsiemeter op het Philips Natuurkundig Laboratorium (Nat.Lab.) zijn gemeten. We nemen hierbij aan dat de ijking van deze opstelling nauwkeurig is.

Figuur 5.4 De koppelkromme van een 50 Å Co-film gemeten met de 'ongeijkte' CTM. In de figuur is tevens de koppelkromme weergegeven die met de torsiemeter op het Nat. Lab is gemeten.



Met behulp van de CTM zijn van deze preparaten de koppelkrommen bepaald. De spanningen die op de lock-in versterker werden afgelezen, zijn daartoe omgerekend naar koppels met vgl. 4.25. In die relatie is echter de theoretische relatie hoekverdraaiing – meetspanning vervangen door de gemeten relatie (vgl. 5.1). Het verband tussen koppel en meetspanning wordt daarmee

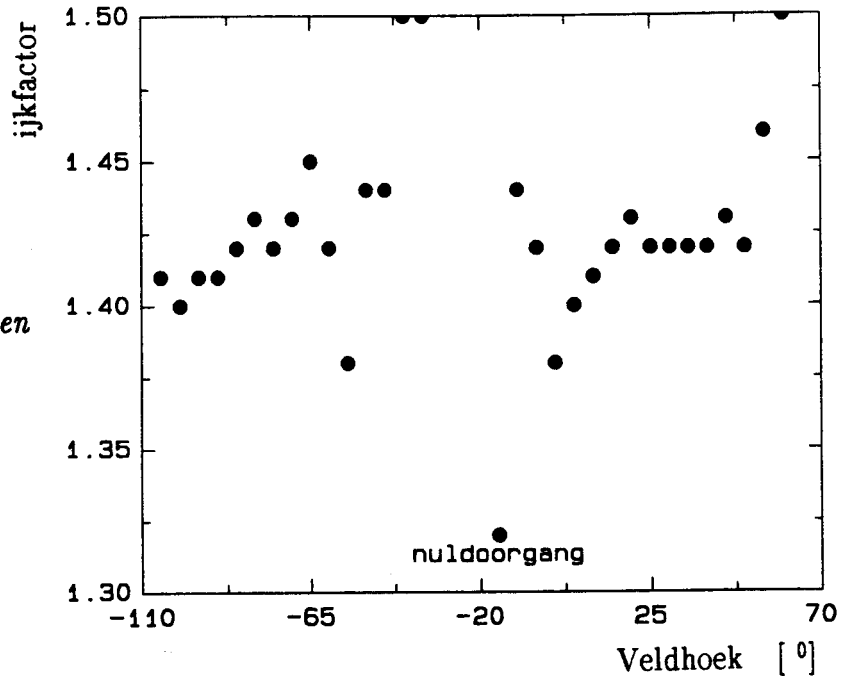
$$\begin{aligned}\tau &= 2.7 \times 10^{-4} \cdot 1.7 \times 10^{-2} v_{\text{versch}} \text{ Nm/V} \\ &= 4.59 \times 10^{-6} v_{\text{versch}} \text{ Nm/V} .\end{aligned}\quad (5.6)$$

Eén van de koppelkrommen die met de CTM is gemeten, is weergegeven in fig. 5.4. In deze figuur is tevens de koppelkromme weergegeven zoals deze op het Nat.Lab is gemeten. Voor elk meetpunt is de verhouding tussen de waarden van het met de CTM gemeten koppel en het op het Nat.Lab. gemeten koppel (de zogenaamde ijkfactor) uitgerekend en deze is uitgezet in fig. 5.5. We zien dat het gemiddelde van deze ijkfactoren 1.43 ± 0.02 is, waarbij de ijkfactoren die dicht bij de nuldoorgang en het omslagpunt liggen buiten beschouwing zijn gelaten, omdat bij deze punten de meetfout relatief groter is. De waarde van 1.43 voor de gemiddelde ijkfactor wordt ook bij het andere preparaat gevonden. Dit betekent dat de relatie tussen koppel en meetspanning van de CTM de volgende waarde krijgt

$$\tau = 3.21 \times 10^{-6} v_{\text{versch}} \text{ Nm/V} .\quad (5.7)$$

Figuur 5.5 IJkfactoren van 50 Å Co-film (afgeleid uit fig. 5.4), uitgezet tegen de veldhoek.

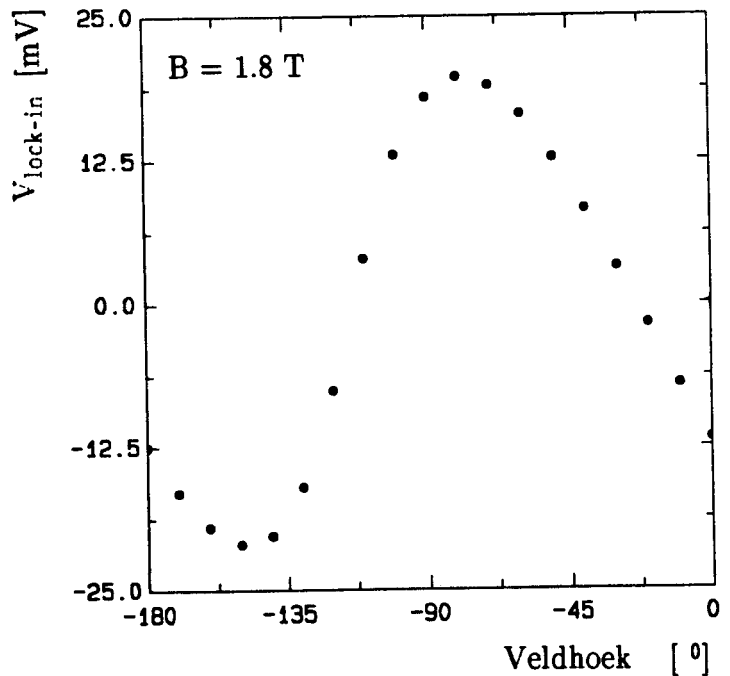
De ijkfactor is gedefiniëerd als de verhouding tussen het koppel gemeten met de CTM en het koppel gemeten met de torsiemeter op het Nat. Lab.



5.5 Reproduceerbaarheid en gevoeligheid van de CTM

Om een uitspraak te kunnen doen over de reproduceerbaarheid van de metingen die gedaan zijn met de CTM, zijn de 200 Å Co-film uit § 5.1 en de Co-Ni-multilagen die in hoofdstuk 6 worden behandeld, meerdere malen (3 à 4 keer) in de CTM gemonteerd en door-gemeten. De resultaten bleken binnen 5% te reproduceren.

De gevoeligheid van de CTM is afgeschat door een preparaat door te meten dat bestond uit een cobaltfilm van 20 Å (wat overeenkomt met 10 atoomlagen). Dit was het dunste preparaat



Figuur 5.6 Koppelkromme van een 20 Å Co-film gemeten met de CTM.

dat voorhanden was. De koppelkromme van dit preparaat is weergegeven in fig. 5.6. Bekijken we deze figuur en vergelijken we die met de resultaten van de in fig 5.1 weergegeven nuleffectmeting, dan lijkt de verwachting gerechtvaardigd dat we met deze CTM in principe in staat zijn een monolaag cobalt door te meten. Het is bij dit soort metingen, waarbij signalen te verwachten zijn die slechts enkele malen het nuleffect zijn, aan te raden het nuleffect te meten voordat het preparaat wordt doorgemeten en vervolgens de koppelkromme van het preparaat te corrigeren hiervoor. De nauwkeurigheid van de meting wordt dan bepaald door de nauwkeurigheid van de CTM en de reproduceerbaarheid van het nuleffect. Dit laatste kan gecontroleerd worden door, na de meting van het preparaat, het nuleffect nogmaals te meten.

5.6 Vergelijking met andere opstellingen

In deze paragraaf zullen we de nieuwe CTM eerst vergelijken met de prototypen die binnen de groep reeds gebouwd waren. Hierna volgt een vergelijking met de opstellingen waarmee bij het Nat.Lab. anisotropiemetingen worden gedaan.

Vergelijking met de prototypen

Als we de metingen met de nieuwe CTM vergelijken met metingen, die met behulp van de prototypen [Laa89]/[Lin89] gedaan zijn aan het preparaat met 2 films van 100 Å Co (§ 5.2), dan zien we dat de gevoeligheid van de CTM fors is toegenomen:

$$\begin{aligned} \text{prototypen: } V_{\text{top-top}}(200 \text{ \AA Co}) &= 180 \pm 15 \mu\text{V} , \\ \text{nieuwe CTM: } V_{\text{top-top}}(200 \text{ \AA Co}) &= 490 \pm 10 \text{ mV} . \end{aligned}$$

Dit is waarschijnlijk toe te schrijven aan de veranderingen die het nieuwe type verdraaiingsopnemer met zich mee heeft gebracht. Bovendien zijn er veranderingen in de elektronica aangebracht, waarbij met name het opnemen van bufferversterkers vlak bij de verdraaiingsopnemer een positieve invloed heeft gehad op de grootte van het signaal. Er moet ook op worden gewezen dat met de verschilversterker een extra versterkingsfactor 10 is geïntroduceerd. Tot slot vermelden wij nog dat er een dunnere torsiedraad is gemonteerd ($d_{\text{torsiedr}} = 0.125 \text{ mm}$ in plaats van 0.19 mm), hetgeen een vergroting van het signaal tot gevolg heeft (vgl. 4.3).

Vergelijken we vervolgens de grootte van het nuleffect van de oude en de nieuwe CTM's, dan zien we dat deze in absolute waarde is toegenomen, maar ten opzichte van het signaal van het 200 Å Co-preparaat sterk is gereduceerd:

$$\begin{aligned} \text{prototypen: } V_{\text{top-top}} (\text{nuleffect}) &= 20 \pm 2 \mu\text{V}, \\ &\text{dit is 12 \% van } V_{\text{top-top}}(200 \text{ \AA Co-film}), \\ \text{nieuwe CTM: } V_{\text{top-top}} (\text{nuleffect}) &= 2.30 \pm 0.10 \text{ mV}, \\ &\text{dit is 0.5 \% van } V_{\text{top-top}}(200 \text{ \AA Co-film}). \end{aligned}$$

Bovendien is het nuleffect in de nieuwe CTM goed reproduceerbaar, hetgeen bij de prototypen minder het geval was. De verbetering ten aanzien van het nuleffect is waarschijnlijk het gevolg van een nieuwe manier van bedraden. In de nieuwe CTM is namelijk gebruik gemaakt van printplaatjes waarop signaalspoortjes zijn geëtst, in plaats van de loshangende signaaldraden in de prototypen. Het voordeel van de signaalspoortjes op printplaatjes is dat deze plaatjes goed gefixeerd kunnen worden zodat de bedrading niet meer kan bewegen, hetgeen een verandering in de parasitaire capaciteiten zou veroorzaken.

Met betrekking tot de kruip in de nieuwe CTM kunnen we opmerken dat dit verschijnsel ook optrad in de prototypen, maar dat over de grootte niets bekend is. Hieruit zouden we misschien mogen afleiden dat deze in de prototypen geen beperkende factor ten aanzien van de meetnauwkeurigheid is geweest. In dit verband is een belangrijk verschil met de prototypen dat de nieuwe CTM voor het grootste gedeelte is gemaakt van de kunststof KelF, terwijl de prototypen voornamelijk uit messing bestonden. Van kunststoffen is bekend dat zij meer kruip vertonen dan metalen en dat zou de bron voor de problemen met de kruip kunnen zijn.

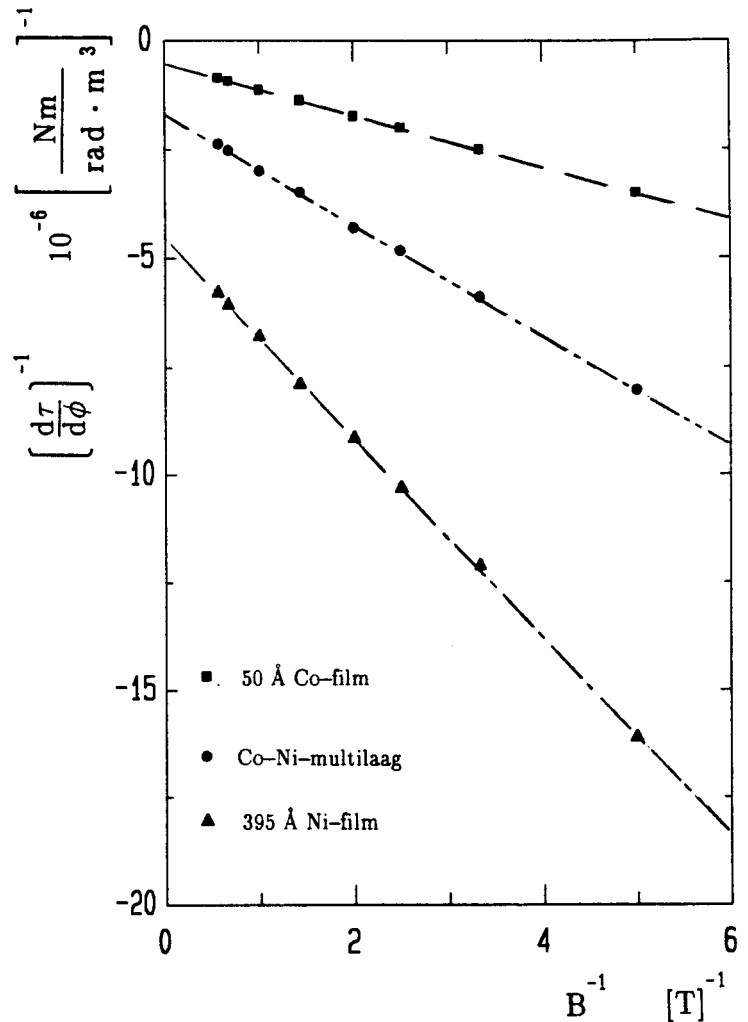
Vergelijking met andere opstellingen

De vergelijking van de CTM met de opstellingen op het Nat.Lab. gebeurt op basis van de bepaling van de anisotropie en de verzadigingsmagnetisatie van de preparaten die in § 5.4 zijn gebruikt voor de ijking van de CTM en een cobalt-nikkel multilaag (cobaltdikte is 12 Å ; nikkeldikte is 30 Å ; 25 herhalingen). Deze preparaten zijn op het Nat.Lab. doorgemeten met een torsiemeter, een FMR-opstelling en de Co-Ni-multilaag bovendien met een VSM-opstelling.

Met de CTM zijn van elk van deze preparaten de nuldoorgangen van de koppelkrommen gemeten bij 8 verschillende waarden voor het \vec{B} -veld. De methode die in § 3.4 is beschreven, is vervolgens gebruikt voor de bepaling van de anisotropieconstanten en de verzadigingsmagnetisaties. In fig. 5.7 zijn de inverse richtingscoëfficiënten van de nuldoorgangen uitgezet tegen de inverse waarde van het \vec{B} -veld. Met behulp van de kleinste kwadratenmethode zijn van deze rechten de asafsnijdingen bepaald. De anisotropieconstanten die hieruit zijn afgeleid, zijn in tabel 5.1 weergegeven. Tevens staan in deze tabel de waarden voor de verzadigingsmagnetisatie van de preparaten die volgen uit de rechten in fig. 5.7. Op het Nat.Lab. is alleen van de Co-Ni-multilaag de magnetisatie bepaald door middel van een VSM-meting.

Uit de tabel blijkt dat er nogal wat verschillen optreden. Daarom gaan we in het vervolg van deze paragraaf de verschillende meetopstellingen en manieren van dataverwerken die op het Nat.Lab worden gebruikt, uitgebreider bekijken.

De eerste opstelling op het Nat.Lab. die we hier ter sprake brengen, is de aldaar aanwezige torsiemeter. De door het Nat.Lab. opgegeven nauwkeurigheid van dit apparaat is 2 %. Dit lijkt echter te slaan op de nauwkeurigheid waarmee men in staat is om de koppelkromme van een preparaatje te bepalen en niet die van de



Figuur 5.7 De inverse richtingscoëfficiënten van de nuldoorgangen van de ijkpreparaten en een Co-Ni-multilaag uitgezet tegen het inverse B-veld. De rechten door de punten zijn verkregen door een kleinste kwadraten aanpassing.

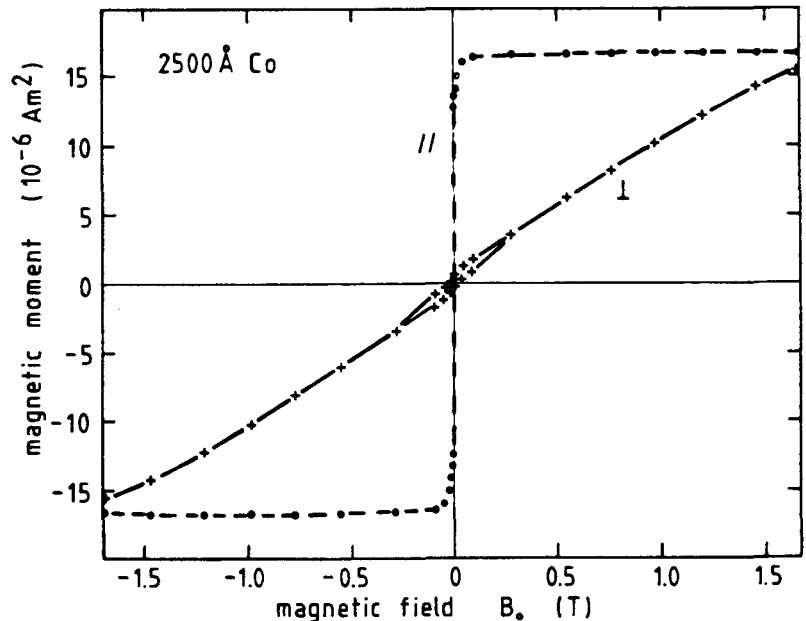
bepaling van de anisotropieconstante. Om de anisotropieconstante te bepalen wordt namelijk gebruik gemaakt van de in § 3.3 beschreven methode 'Correctie van de koppelkromme'. Hiervoor moet echter de verzadigingsmagnetisatie M_s bekend zijn en dat is bij de preparaten waaraan wij meten vaak een probleem (zeker bij de Co- en de Ni-film, die als ijkpreparaten zijn gebruikt). Voor de verzadigingsmagnetisatie mag namelijk niet zonder meer de bulkmagnetisatie worden genomen als we een film of een multilaag bekijken. De fout die kan ontstaan bij correctie met een verkeerde M_s , zou kunnen worden geëlimineerd door bij meerdere waarden van het \vec{B} -veld te meten, vervolgens de gevonden anisotropieconstanten uit te zetten tegen de inverse waarde van het \vec{B} -veld waarbij de metingen zijn gedaan, en te extrapoleren naar $B^{-1} = 0$ (zie fig. 3.4). Dit wordt echter op het Nat.Lab achterwege gelaten.

De resultaten voor de anisotropieconstanten, die op het Nat.Lab. met behulp van de torsiemeter worden verkregen, lijken dan ook niet erg nauwkeurig.

De tweede opstelling waarmee de CTM kan worden vergeleken, is de FMR-opstelling, die een nauwkeurigheid heeft van 3 % volgens opgave van het Nat.Lab. Ook bij de dataverwerking van de FMR-opstelling ter bepaling van de anisotropieconstante speelt

M_s een rol [Dra88]. Ook hier geldt weer dat de anisotropieconstante niet nauwkeurig kan worden bepaald als M_s niet nauwkeurig bekend is.

De laatste opstelling, waarmee een vergelijking kan worden gemaakt, is de VSM-opstelling. De bereikte nauwkeurigheid van de meting met dit instrument zijn 3 %. Met deze opstelling worden magnetisatiekrommen van de preparaten opgemeten voor lood-



Figuur 5.8 VSM-meting aan een 2500 Å Co-film. Het magnetisch moment van de is uitgezet tegen het uitwendig magneetveld.

rechte en in-vlak magnetisatie. Hiervan is een voorbeeld gegeven in fig. 5.8. Het oppervlak tussen de twee krommen is een maat voor de anisotropieconstante. Het probleem bij deze methode ligt in het optreden van hysteresis-effecten bij de magnetisatiemetingen. Dit maakt het bepalen van het oppervlak onnauwkeurig, maar door het gemiddelde te nemen van de twee takken van de hystereselus, kan de fout worden beperkt [Dra88].

Preparaat	Anisotropieconstante K_a 10^6 J/m^3	
	CTM	Philips Nat.Lab. methode waarde
50 Å Co-film	-1.02 ± 0.02	FMR -0.91 ± 0.03 Koppel -0.91 ± 0.03
395 Å Ni-film	-0.111 ± 0.001	FMR -0.123 ± 0.004 Koppel -0.116 ± 0.004
cobalt-nikkel multilaag	-0.296 ± 0.007	FMR -0.301 ± 0.009 Koppel -0.298 ± 0.008 VSM -0.291 ± 0.012
	Magnetisatie M_s 10^{-6} Am^{-1}	
	CTM	Philips Nat.Lab. methode waarde
50 Å Co-film	1.68 ± 0.01	
395 Å Ni-film	0.433 ± 0.004	
cobalt-nikkel multilaag	0.787 ± 0.014	VSM 0.760 ± 0.030

Tabel 5.1 De met de CTM bepaalde waarden voor de anisotropieconstanten en de verzadigingsmagnetisatie van drie verschillende preparaten en de corresponderende waarden voor deze grootheden die op het Philips Natuurkundig Laboratorium zijn bepaald. De fouten in de CTM-metingen komen overeen met 2 maal de standaarddeviatie uit de kleinste kwadraten methoden en bevatten niet de fout die het gevolg is van de onnauwkeurigheid in de bepaling van de laagdikten van de multilagen.

Hoofdstuk 6 Metingen aan multilagen

De karakterisatie van de CTM, die in hoofdstuk 5 is beschreven, duidt er op dat we beschikken over een apparaat waarmee we de anisotropieconstante en de verzadigingsmagnetisatie van multilagen kunnen bepalen. In dit hoofdstuk zullen de resultaten gepresenteerd worden van metingen aan Co-Ni-multilagen met verschillende cobaltlaagdikten. Tevens zijn er twee series Co-Cu-multilagen doorgemeten, die met verschillende snelheid zijn gegroeid.

Bovenstaande metingen zijn niet alleen vanuit fysisch oogpunt interessant, maar kunnen tevens een idee geven van het onderzoek dat met behulp van de CTM gedaan kan worden.

6.1 Cobalt-nikkel-multilagen

Op het Philips Natuurkundig Laboratorium zijn Co-Ni-multilagen gegroeid, waarbij de laagdikte van het cobalt is gevarieerd van 2 Å (1 monolaag) tot 40 Å (20 monolagen). De dikte van de nikkellagen is constant gehouden op 42 Å. De interesse voor een dergelijke serie komt voort uit vgl. 2.24, waarin de anisotropieconstante K_a voor een multilaag opgebouwd gedacht is uit een volumebijdrage K^{vol} en een oppervlaktebijdrage K^{opp}

$$K_a = K^{\text{vol}} + \frac{2 K^{\text{opp}}}{t} \quad (6.1)$$

Deze vergelijking kan worden omgeschreven naar de volgende vorm

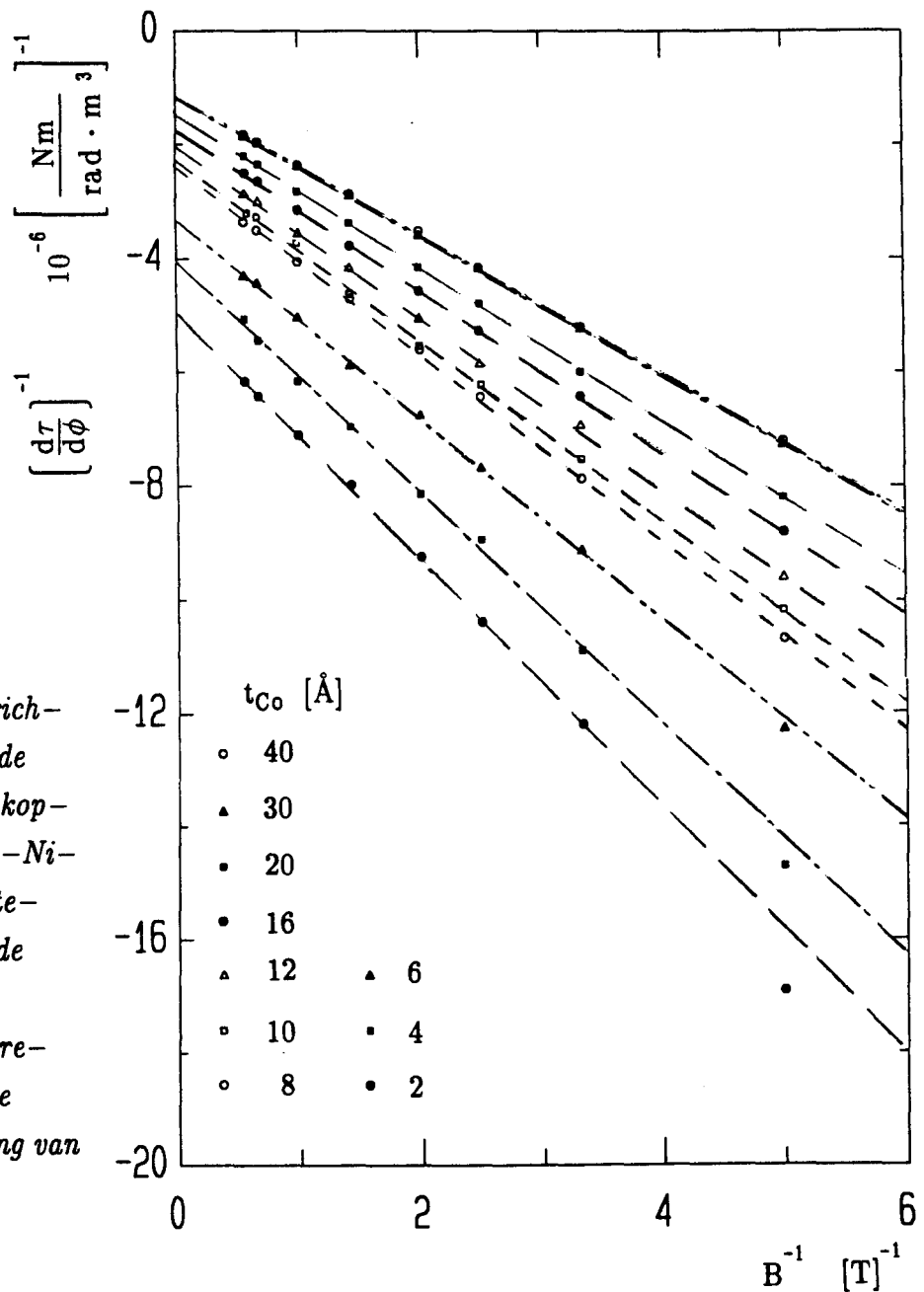
$$K_a t = K^{\text{vol}} t + 2 K^{\text{opp}}, \quad (6.2)$$

waaraan we zien dat, als we de anisotropieconstante maal de laagdikte van het magnetisch materiaal uitzetten tegen de laagdikte, we volgens de theorie een rechte zouden moeten krijgen. De richtingscoëfficiënt van deze rechte is gelijk aan de volumebijdrage aan de anisotropie, en de asafsnijding is gelijk aan twee maal de oppervlaktebijdrage.

Als we Co-Ni-multilagen op deze manier willen gaan beschouwen, moeten we ons realiseren dat vgl. 2.24 is afgeleid voor een multilaag die bestaat uit ferromagnetische lagen afgewisseld met niet-magnetische lagen. Zowel cobalt als nikkel zijn echter ferromagnetische stoffen en we moeten aan vgl. 6.2 dan ook een volumebijdrage van het tweede ferromagnetische materiaal toevoegen. Voor Co-Ni-multilagen geldt dan

$$K \cdot (t_{\text{Co}} + t_{\text{Ni}}) = K_{\text{Co}}^{\text{vol}} t_{\text{Co}} + K_{\text{Ni}}^{\text{vol}} t_{\text{Ni}} + 2 K^{\text{opp}}, \quad (6.3)$$

waarin K te beschouwen is als een effectieve anisotropieconstante voor de Co-Ni-multilaag.



Figuur 6.1 Inverse richtingscoëfficiënt van de nuldoorgang van de koppelkrommen van Co-Ni-multilagen uitgezet tegen de inverse waarde van het \vec{B} -veld. De rechten zijn verkregen door een kleinste kwadraten aanpassing van de meetpunten.

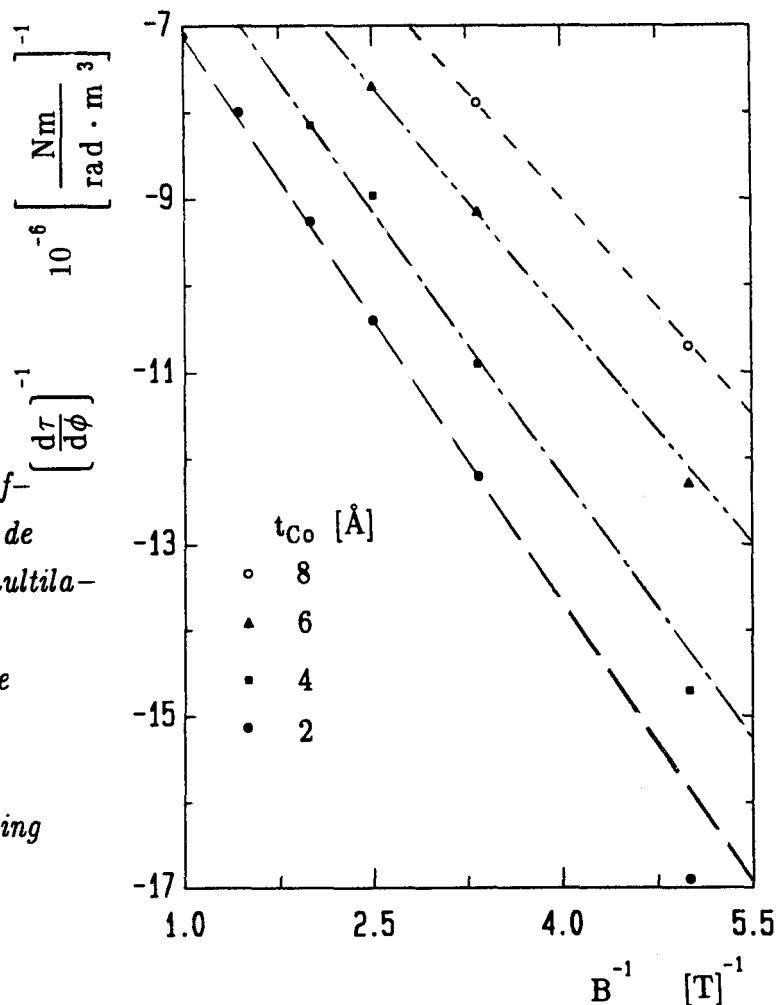
Vgl. 6.3 is te schrijven als

$$K \cdot D = K_{\text{Co}}^{\text{vol}} t_{\text{Co}} + K_{\text{Ni}}^{\text{vol}} t_{\text{Ni}} + 2 K^{\text{opp}}, \quad (6.4)$$

met $D = t_{\text{Co}} + t_{\text{Ni}}$, de multilaagperiode.

Omdat t_{Ni} bij de gemeten serie multilagen constant is, zouden we nu weer een rechte moeten krijgen als we de anisotropieconstante maal de multilaagperiode uitzetten tegen de cobaltlaagdikte.

De anisotropieconstanten van de multilagen zijn bepaald met de methode zoals in § 3.4 is behandeld, namelijk met behulp van de richtingscoëfficiënt van de koppelkromme in de nuldoorgang voor verschillende waarden van het \vec{B} -veld. In fig. 6.1 zijn de inverse waarden van deze richtingscoëfficiënt uitgezet tegen de inverse waarde van het \vec{B} -veld. We zien in deze figuur dat de metingen de rechte lijnen geven die op grond van de theorie kunnen worden verwacht, maar dat voor de multilagen met $t_{\text{Co}} \leq 6 \text{ \AA}$ bij $B^{-1} = 5 \text{ T}^{-1}$ (dat wil zeggen $B = 0.2 \text{ T}$) afwijkingen optreden. Dit wordt duidelijker geïllustreerd in fig. 6.2 en duidt er wellicht op dat



Figuur 6.2 Inverse richtingscoëfficiënt van de nuldoorgang van de koppelkrommen van Co-Ni-multilagen met kleine cobaltlaagdikten uitgezet tegen de inverse waarde van het \vec{B} -veld.

De rechten zijn verkregen door een kleinste kwadraten aanpassing van de meetpunten.

Preparaat	t_{Co} Å	K_a 10^5 Jm^{-3}	M_s 10^5 Am^{-1}	$K_a \cdot D$ 10^{-4} Jm^{-2}
903911	2	-1.01 ± 0.01	4.59 ± 0.04	-4.44 ± 0.07
903912	4	-1.24 ± 0.03	4.90 ± 0.15	-5.70 ± 0.16
903914	6	-1.51 ± 0.02	5.68 ± 0.07	-7.25 ± 0.09
903915	8	-2.10 ± 0.04	6.06 ± 0.06	-10.50 ± 0.21
903916	10	-2.21 ± 0.07	6.29 ± 0.10	-11.49 ± 0.34
904901	12	-2.44 ± 0.05	6.67 ± 0.08	-13.18 ± 0.29
904902	16	-2.87 ± 0.03	7.09 ± 0.03	-16.65 ± 0.17
904903	20	-4.42 ± 0.05	7.41 ± 0.04	-21.20 ± 0.34
904904	30	-4.39 ± 0.08	8.26 ± 0.05	-31.61 ± 0.57
903913	40	-4.27 ± 0.05	8.20 ± 0.03	-35.01 ± 0.42

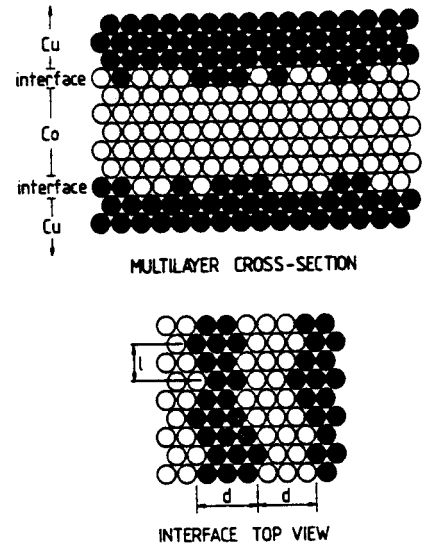
Tabel 6.1 Anisotropieconstanten en verzadigingsmagnetisaties van cobalt-nikkel-multilagen met verschillende cobaltlaagdikten (de nikkeldikte is 42 Å). De fouten die zijn aangegeven komen overeen met 2 maal de standaarddeviatie uit de kleinste kwadraten methode en bevatten niet de fout die het gevolg is van onnauwkeurigheden in de bepaling van de laagdikten van de multilagen.

bij lage waarden van het \vec{B} -veld de magnetisatie niet meer uniform is, als gevolg van de aanwezigheid van domeinen in de magnetische materialen. De resultaten in fig. 6.1 lijken er op te wijzen dat de vorming van domeinen (onder andere) afhangt van de dikte van de cobaltlagen.

De rechten door de meetpunten zijn verkregen met behulp van de kleinste kwadratenmethode. Dit leverde meteen de y -asdoorsnijding en de richtingscoëfficiënt, waaruit respectievelijk de anisotropieconstante en de verzadigingsmagnetisatie zijn bepaald. De resultaten hiervan zijn weergegeven in tabel 6.1. Tevens zijn hierin de waarden voor $K \cdot D$ vermeld, waarbij moet worden opgemerkt dat voor D de waarde is genomen die door het Nat. Lab. is opgegeven. Hierin schuilt een essentieel probleem, dat terugkomt bij alle metingen aan multilagen, namelijk de precieze dikten van de lagen in de multilaag. Dit blijkt in de praktijk niet exact een geheel aantal malen de atoomafstand van cobalt te zijn, omdat bij het groeien van de lagen niet perfect gladde grenslagen (interfaces) ontstaan. Als gevolg van atomaire stappen in het interface, zoals schematisch is weergegeven in fig. 6.3 voor Co-Cu-multilagen, krijgen we interfaces met een bepaalde mate van ruwheid. Van Co-Cu-multilagen is bekend dat, als gevolg van atomaire stappen in de grenslaag, een soort van geordende menging van cobalt en

koper optreedt die beperkt blijft tot één monolaag [Gro91]. Van Co-Ni-multilagen wordt vermoed dat deze menging zich afspeelt in twee monolagen [Gro91A].

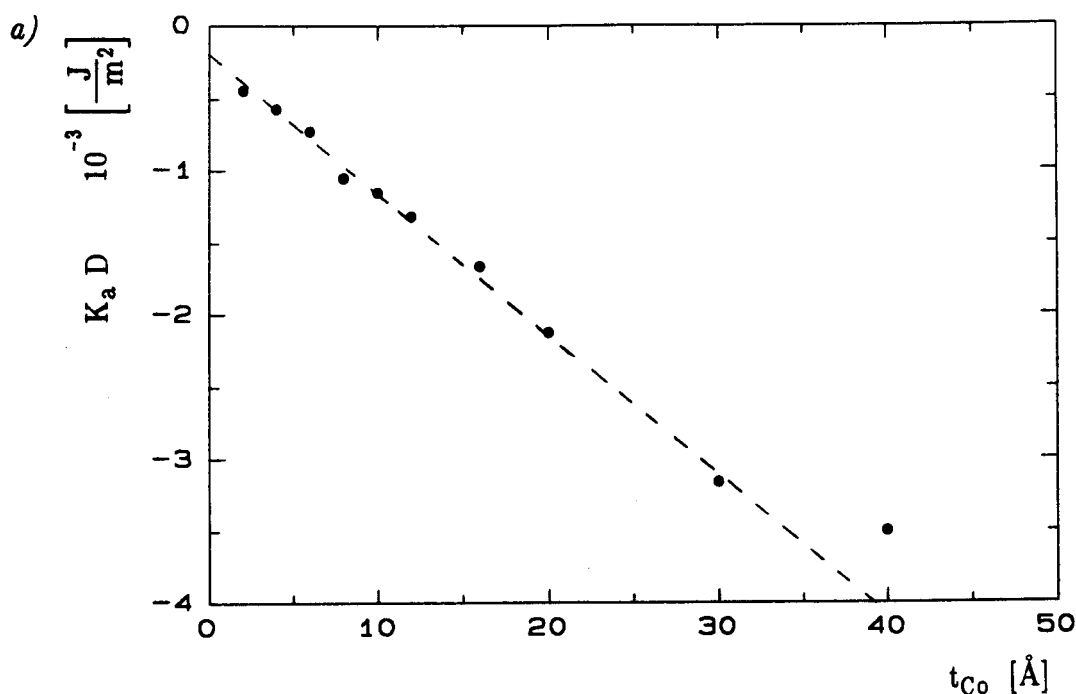
Uit deze beschouwing zal duidelijk zijn dat de dikte van een cobaltlaag het best benaderd kan worden door een soort gemiddelde over het totale oppervlak van deze laag, hetgeen zelden een geheel aantal malen de atoomafstand van cobalt zal zijn. De door het Nat.Lab. opgegeven dikten zijn veelal de ingestelde dikten bij het groeien. Controle met behulp van bijvoorbeeld Röntgendiffractie [Ste88] is bij deze multilagen erg moeilijk, omdat de signaal-ruisverhouding erg laag is. De verwachting is dat fouten in de orde van 10% in de laagdikten geen uitzondering zijn en dit bemoeilijkt de interpretatie van de resultaten aanzienlijk, zoals later in deze paragraaf duidelijk zal worden.



Figuur 6.3 Schema-tische weergave van de atomaire stappen in een interface van een Co-Cu-multilaag.

Zetten we naar aanleiding van vgl. 6.4 de anisotropieconstante maal de multilaagperiode uit tegen de cobaltlaagdikte, dan zien we (fig. 6.4^a) dat de punten, met uitzondering van het punt bij $t_{Co} = 40 \text{ \AA}$, redelijk op een rechte lijn liggen. Het verloop van de punten komt ook goed overeen met de VSM-metingen, die in fig. 6.4^b zijn weergegeven.

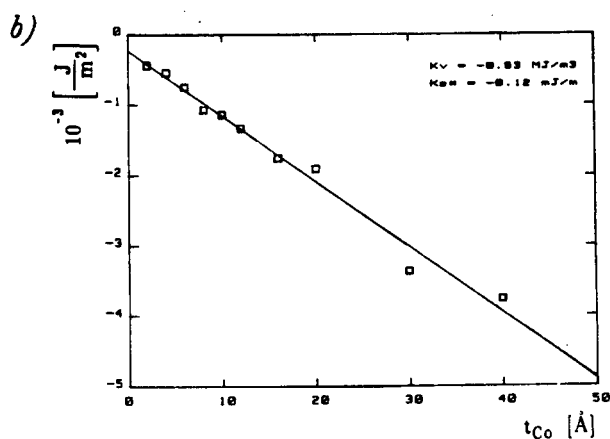
De spreiding rond de rechte lijn kan voor een deel worden toegeschreven aan afwijkingen in t_{Co} , waardoor de punten in de figuur naar links of naar rechts kunnen schuiven. Een onjuiste opgave van t_{Co} heeft geen invloed op de waarde van $K \cdot D$, want deze fout zit dan zowel in K (dit was immers de anisotropie per volume-eenheid) als in D . De grootte $K \cdot D$ is dan ook te beschouwen als de anisotropie per eenheid van oppervlakte van één laag cobalt en één laag nikkel. Als we het punt bij $t_{Co} = 40 \text{ \AA}$ buiten beschouwing laten, dan vinden we met de kleinste kwadratenmethode een richtingscoëfficiënt ($\cong K_{Co}^{vol}$) die gelijk is aan $(-0.96 \pm 0.06) \times 10^6 \text{ J/m}^3$ en een y -asdoorsnijding van $(-0.15 \pm 0.09) \times 10^{-3} \text{ J/m}^2$. Stellen we nu $K_{Ni}^{vol} = -0.148 \times 10^6 \text{ J/m}^3$ [Lan86] dan vinden we voor $K_{Co-Ni}^{opp} = (0.24 \pm 0.23) \times 10^{-3} \text{ J/m}^2$. De grote fout in de bepaling van de



Figuur 6.4 Anisotropieconstante maal de multilaagperiode uitgezet tegen de cobaltlaagdikte van Co-Ni-multilagen:

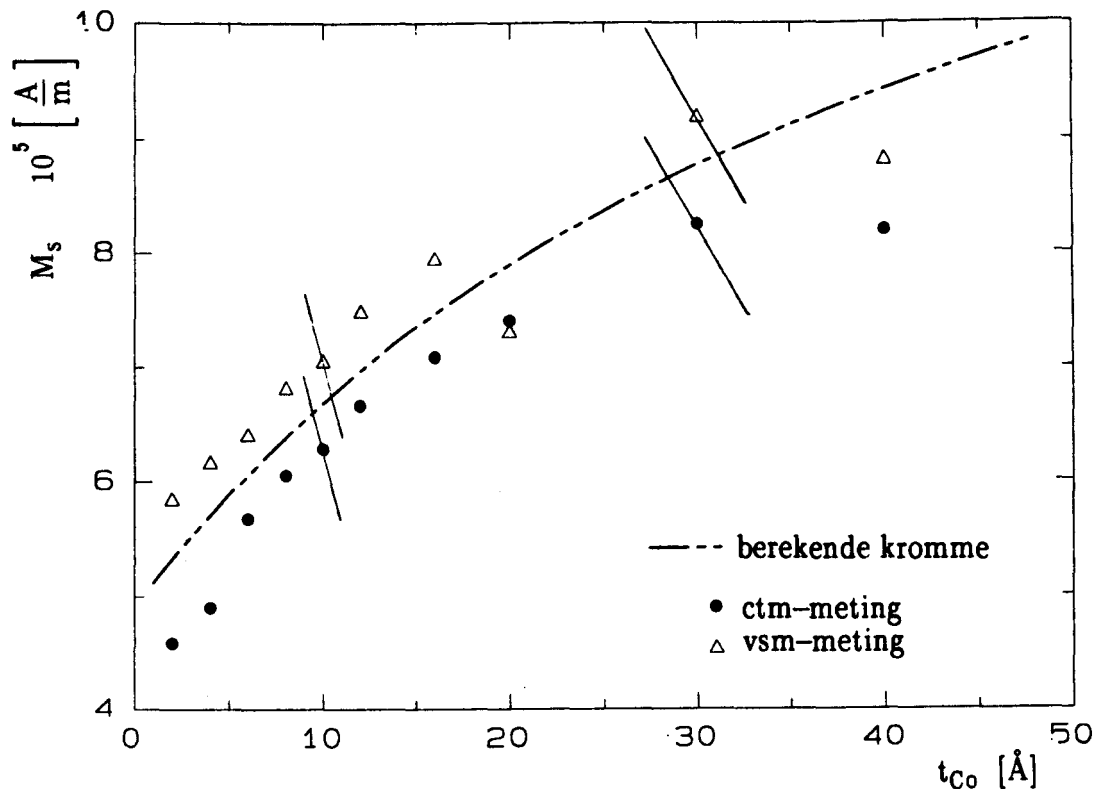
a) CTM-meting. De rechte is een kleinste-kwadraten aanpassing van de meetpunten.

b) VSM-meting op het Nat. Lab.



oppervlaktebijdrage aan de anisotropie (100 %), wordt door twee omstandigheden bepaald. Ten eerste de fout in de opgegeven cobaltlaagdikte, waardoor de meetpunten niet op de rechte lijn komen te liggen die op grond van de theorie verwacht werd. Ten tweede de kleine waarde van K^{opp} , waardoor een, absoluut gezien, kleine fout in de afsnijding leidt tot een relatief grote fout.

De in tabel 6.1 weergegeven waarden van de verzadigingsmagnetisatie zijn uitgezet als functie van t_{Co} in fig. 6.5. In deze figuur hebben we niet alleen de CTM-metingen uitgezet, maar ook de VSM-metingen die op het Nat. Lab aan deze multilagen zijn gedaan en theoretisch berekende waarden voor de magnetisatie. Deze berekende waarden zijn gevonden door, uitgaande van de bulkwaarden van de verzadigingsmagnetisatie, de afzonderlijke bijdragen van cobalt en nikkel bij elkaar op te tellen tot een totale magnetisatie.



Figuur 6.5 Magnetisatie van Co-Ni-multilagen uitgezet tegen de cobaltlaagdikte. De foutengrenzen, die zijn aangegeven bij de cobaltlaagdikten 10 Å en 30 Å, worden gevonden als een onnauwkeurigheid van 10 % in de bepaling van de cobaltlaagdikte wordt verondersteld.

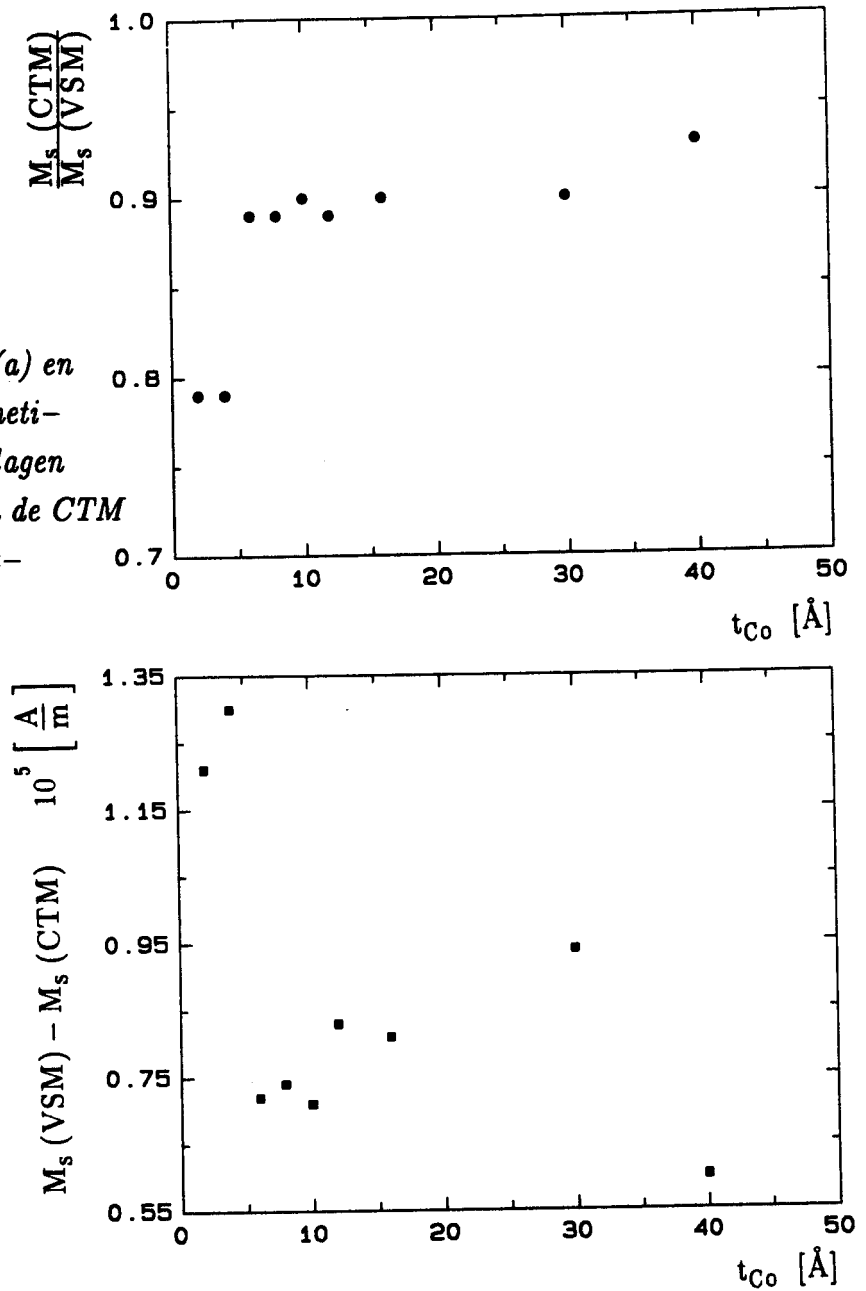
De kromme is berekend uitgaande van de bulkmagnetisaties van cobalt en nikkel.

Een aantal zaken vallen op in deze figuur.

1. De meetwaarden verkregen met de CTM liggen systematisch lager dan de meetwaarden verkregen met de VSM. Een verklaring voor dit verschil lijkt niet zonder meer voor de hand te liggen. Gedacht kan worden aan een principiële verschil tussen de beide meetmethoden. De VSM meet de magnetisatie in de richting van het aangelegde \vec{B} -veld, hetgeen betekent dat een eventuele isotrope magnetisatie van bijvoorbeeld verontreinigingen of clusters atomen een bijdrage levert in de meting. De CTM daarentegen meet alleen de anisotrope magnetisatie, want een koppel ontstaat pas op het moment dat er een hoek is tussen de richting van de magnetisatie en het \vec{B} -veld. Een dergelijke verklaring lijkt echter in strijd met het feit dat het verschil in magnetisatie tussen VSM en CTM bij alle Co-Ni-multilagen optreedt.

Om meer inzicht te krijgen in de oorzaak van het verschil tussen CTM- en VSM-metingen, hebben we de verhouding tussen de meetwaarden van de verschillende methoden tegen de cobaltlaagdikte uitgezet in fig. 6.6^a. We zien dat de verhouding constant lijkt te zijn met een waarde van 0.90 ± 0.02 (de punten bij

Figuur 6.6 Verhouding (a) en verschil (b) van de magnetisatie van Co-Ni-multilagen gemeten met de VSM en de CTM als functie van de cobalt-laagdikte.



een cobaltlaagdikte van 2 en 4 Å laten we hier buiten beschouwing in verband met opmerking 3). Dit zou kunnen wijzen op een fout in de ijking. De ijking van de CTM aan de torsiemeter op het Nat.Lab. (§ 5.4) ziet er echter erg betrouwbaar uit. Een fout zou eventueel kunnen zitten in de ijking van de koppelmeter of de VSM op het Nat.Lab.

In fig. 6.6^b is het verschil tussen de, met de verschillende methoden, gemeten waarden van de magnetisatie weergegeven. Hierin lijkt geen duidelijke systematiek aanwezig en we laten dit verschil hier verder buiten beschouwing.

2. De kromme berekend op grond van bulkmagnetisatiebijdragen van cobalt ($M_s = 1.42 \times 10^6$ A/m) en van nikkel ($M_s = 0.49 \times 10^6$ A/m) [Lan86] ligt tussen de VSM-metingen en de CTM-metingen in. Als we nagaan wat we, fysisch gezien, zouden verwachten voor de gemeten waarden van de magnetisatie ten opzichte van de berekende, dan moeten we de ons concentreren op de gedeelten van de multilaag waar de overgangen van cobalt naar nikkel plaatsvinden (de interfaces), omdat hier afwijkingen van de bulkmagnetisatie kunnen optreden. In de literatuur [Sha79] wordt melding gemaakt van een verlaging van de magnetische momenten van cobaltatomen die in hun naaste buuromgeving "vreemde" atomen hebben. Dit zou betekenen dat de bijdrage aan de totale magnetisatie van de cobaltatomen in het interface lager is dan in de berekeningen is meegenomen, en dat de gemeten magnetisatie dus lager zou moeten liggen dan de berekende. Dit effect zou het sterkste moeten zijn bij kleine t_{Co} , omdat er dan per m^3 meer interfaces zijn, en zou moeten verdwijnen bij grotere cobaltlaagdiktes. We zien echter geen verschil optreden tot $t_{Co} = 30$ Å (Op het meetpunt bij $t_{Co} = 40$ Å komen we later nog terug). Om deze beschouwing vollediger te maken, zouden we bovendien informatie moeten hebben over het magnetisch moment van nikkelatomen als deze "vreemde" atomen in hun naaste omgeving hebben. Hierover is helaas niets gevonden in de literatuur.

3. De magnetisatie voor $t_{Co} = 2$ Å en $t_{Co} = 4$ Å ligt wat lager dan op grond van het verloop van de magnetisatie bij de andere punten is te verwachten. We kunnen niet a priori uitsluiten dat deze discontinuïteit een gevolg is van de eindige nauwkeurigheid waarmee de metingen met de CTM gedaan kunnen worden (± 5 %, zoals in hfdst.5 is bepaald). Bovendien treedt het effect niet op in de VSM-metingen, wat ook wijst in de richting van een toevallige meetfout met de CTM. Controlemetingen hebben echter de discontinuïteit gereproduceerd en het lijkt dus wat voorbarig om het effect als een meetfout af te doen. Een verklaring voor het effect lijkt niet gevonden te kunnen worden in het niet goed bepaald zijn van de cobaltlaagdiktes. Dan zou het namelijk ook een invloed moeten hebben op de analyse van de VSM-metingen en dat is niet het geval.

Het optreden van een schijnbare discontinuïteit in de meetwaarden tussen 4 Å en 6 Å kan misschien wel in verband gebracht worden met de volgende opmerking.

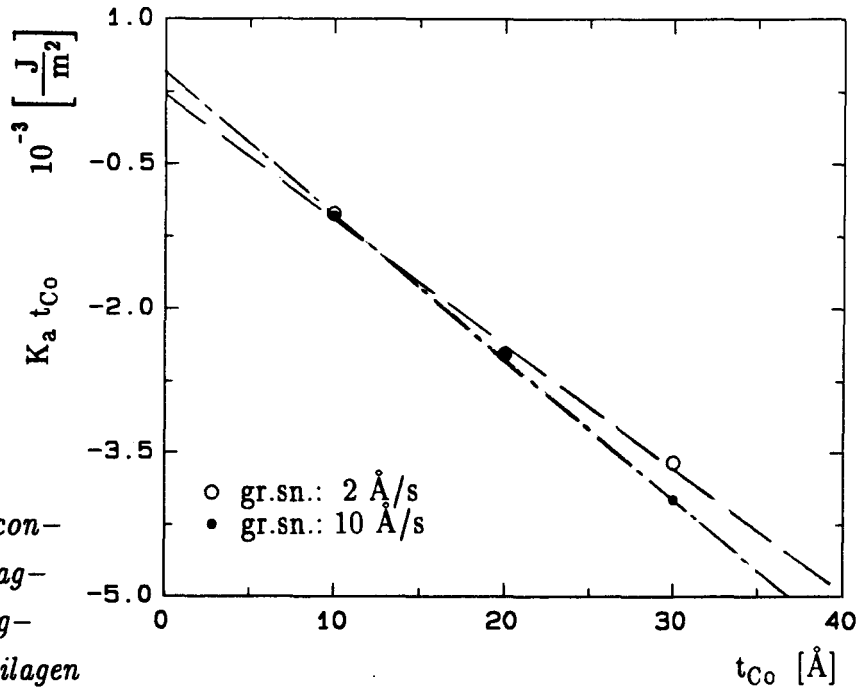
4. De ligging van de meetwaarde bij $t_{\text{Co}} = 40 \text{ \AA}$ wijkt aanzienlijk af. We hebben reeds gezien dat de waarde van de anisotropie van dit preparaat maal de multilaagperiode niet beschreven werd door de rechte lijn door de overige punten (fig. 6.3). Uit fig. 6.4 blijkt verder dat de magnetisatie van dit preparaat niet past in het verloop van de overige preparaten. Bovendien heeft het groeien van dit preparaat plaatsgevonden tussen het groeien van de preparaten met $t_{\text{Co}} = 4 \text{ \AA}$ en $t_{\text{Co}} = 6 \text{ \AA}$, terwijl de overige preparaten in volgorde van oplopende dikte van de cobaltlagen zijn gegroeid. De betrouwbaarheid van de opgegeven kenmerken van dit specifieke preparaat is hierdoor enigszins twijfelachtig. Het besluit is dan ook genomen om de resultaten van dit preparaat niet verder in de beschouwingen mee te nemen.

6.2 Cobalt-koper-multilagen

Op het Philips Nat.Lab. zijn twee series Co-Cu-multilagen gegroeid, de ene serie met een snelheid van 2 \AA/s en de andere met een snelheid van 10 \AA/s . Door aan deze multilagen te meten hopen we inzicht te krijgen in de invloed die de

Preparaat	v_{groeij} \AA s^{-1}	t_{Co} \AA	K_a 10^6 Jm^{-3}	M_s 10^6 Am^{-1}	$K_a \cdot t_{\text{Co}}$ 10^{-3} Jm^{-2}
9010101	2	10	-1.01 ± 0.03	1.40 ± 0.01	-1.01 ± 0.03
9010105		20	-1.23 ± 0.04	1.53 ± 0.01	-2.46 ± 0.08
9010103		30	-1.20 ± 0.03	1.59 ± 0.01	-3.60 ± 0.09
9010100	10	10	-1.03 ± 0.04	1.46 ± 0.02	-1.03 ± 0.04
9010102		20	-1.23 ± 0.05	1.62 ± 0.02	-2.46 ± 0.10
9010104		30	-1.33 ± 0.03	1.64 ± 0.01	-3.99 ± 0.09

Tabel 6.2 Anisotropieconstanten en verzadigingsmagnetisaties van cobalt-koper-multilagen, die met verschillende snelheden zijn gegroeid. De cobaltlaagdikte is gevarieerd, de koperlaagdikte is constant 42 \AA . De fouten die zijn aangegeven komen overeen met 2 maal de standaarddeviatie uit de kleinste kwadraten methode en bevatten niet de fout die het gevolg is van onnauwkeurigheden in de bepaling van de laagdikten van de multilagen.



Figuur 6.7 Anisotropieconstante maal de cobaltlaagdikte tegen de cobaltlaagdikte van Co-Cu-multilagen met verschillende groeisnelheden.

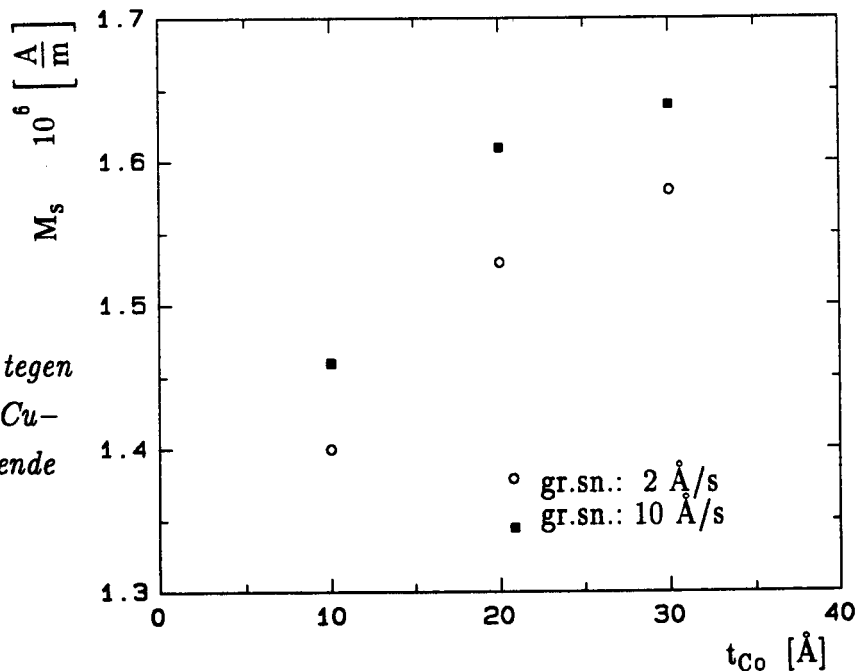
groeisnelheid heeft op de interfaces. De mogelijkheid bestaat namelijk dat de mate van ruwheid van het interface (zie § 6.1) afhangt van de snelheid waarmee de multilagen zijn gegroeid en dat zou invloed kunnen hebben op de oppervlakbijdrage aan de anisotropie.

Aan de twee series multilagen, die elk slechts uit drie preparaten bestaan, zijn met de CTM metingen gedaan en uit de resultaten hiervan zijn voor iedere multilaag de anisotropieconstante en de magnetisatie bepaald. Deze zijn weergegeven in tabel 6.2. In deze tabel is ook het produkt $K_a \cdot t_{Co}$ opgenomen, zodat we door het uitzetten van deze waarden op de inmiddels bekende manier met behulp van vgl. 6.2 de volume- en de oppervlakbijdrage aan de anisotropie voor de beide series kunnen bepalen. In fig. 6.7 is het produkt $K t_{Co}$ uitgezet tegen t_{Co} . Met de kleinste kwadratenmethode zijn de volume- en de oppervlakbijdrage bepaald en de resultaten hiervan zijn in tabel 6.3 opgenomen. We zien dat de onnauwkeurigheden waarmee de bijdragen zijn bepaald het onmogelijk maken om conclusies te trekken met betrekking tot het veranderen van de groeisnelheid van deze multilagen. De nauwkeurigheid zou kunnen worden vergroot door aan series te meten die uit meer preparaten bestaan (zes tot tien exemplaren lijken op grond van § 6.1 al een behoorlijke nauwkeurigheid op te leveren).

gr.sn. Å/s	$K^{\text{vol}} \cdot 10^6 \text{ J m}^{-3}$	$K^{\text{opp}} \cdot 10^{-4} \text{ J m}^{-2}$
2	-1.30 ± 0.12	1.17 ± 1.30
10	-1.48 ± 0.04	2.33 ± 0.42

Tabel 6.3 Volume- en oppervlakanisotropie van twee series cobalt-koper-multilagen die met een verschillende snelheid zijn gegroeid. De fouten die zijn aangegeven komen overeen met 2 maal de standaarddeviatie uit de kleinste kwadraten methode.

In fig. 6.8 is de magnetisatie van de Co-Cu-multilagen uitgezet tegen de cobaltlaagdikte. Het lijkt alsof hier een systematisch verschil tussen beide series optreedt. De magnetisatie van de snel gegroeide multilagen ligt $4 \pm 1\%$ hoger dan die van de langzaam gegroeide multilagen. Voordat hieraan conclusies worden verbonden lijkt het echter ook in dit geval raadzaam metingen te doen aan series die uit meer preparaten bestaan.



Figuur 6.8 Magnetisatie tegen cobaltlaagdikte van Co-Cu-multilagen met verschillende groeisnelheden.

Hoofdstuk 7 Conclusies en aanbevelingen

In dit laatste hoofdstuk worden conclusies gepresenteerd, die kunnen worden getrokken op grond van de resultaten beschreven in de hoofdstukken 5 en 6. De eerste paragraaf bevat conclusies met betrekking tot de bouw en de ijking van de CTM. Tevens worden enkele aanbevelingen gedaan, welke tot een verbetering van de CTM zouden kunnen leiden. De tweede paragraaf handelt over de metingen die met behulp van de CTM zijn gedaan aan de multilagen en ook hieraan worden enkele aanbevelingen gekoppeld, voornamelijk met betrekking tot toekomstig onderzoek. Tot slot volgt nog een paragraaf met aanbevelingen of algemene opmerkingen over zaken die in de loop van het afstudeerproject zijn opgevallen.

7.1 De bouw en de ijking van de CTM

Uit de resultaten die in hoofdstuk 5 zijn beschreven, blijkt dat er een CTM is gebouwd, waarmee we in staat zijn koppels te meten in de orde-grootte van 10^{-6} tot 10^{-9} Nm. De bovengrens van dit interval wordt bepaald door de eis dat de hoekverdraaiing van het preparaat niet groter mag zijn dan 30° , omdat boven die waarde de verandering van de hoek tussen de normaal op het oppervlak en het aangelegde magneetveld niet meer verwaarloosd kan worden, met als gevolg dat de koppelkromme gecorrigeerd moet worden (zie § 4.2). De ondergrens wordt bepaald door het nuleffect. Deze ondergrens zal waarschijnlijk nog één a twee grootte-orde lager liggen, als we voor het nuleffect gaan corrigeren. Dan wordt de ondergrens namelijk bepaald door de elektronische ruis, de reproduceerbaarheid van het nuleffect en de nauwkeurigheid van de koppelmetering.

Door het monteren van een dunnere of dikkere torsiedraad is het mogelijk de grenzen van het meetbereik te verschuiven. De noodzaak hiervoor lijkt voor het onderzoek aan multilagen niet aanwezig, omdat we in principe al in staat zijn aan een monolaag cobalt te meten.

De reproduceerbaarheid en de nauwkeurigheid waarmee de anisotropieconstante en de magnetisatie van multilagen te bepalen zijn, ligt binnen 5 % van de gevonden waarden. De belangrijkste beperking van de nauwkeurigheid wordt gevormd door kruip in de opstelling. Deze kruip kan misschien verminderd worden door de Kel-F

geleidestangen in de opstelling te vervangen door stangen van messing, omdat metaal aanzienlijk minder kruip vertoont dan kunststof. Hierbij moet worden opgemerkt dat messing geleidestangen problemen kunnen geven als de CTM bedreven wordt bij lage temperaturen, omdat de uitzettingscoëfficiënt van de Kel-F onderdelen, die op de geleidestangen zijn geschoven [Eri], groter is dan die van messing [Pol]. Hierdoor kan ruimte ontstaan voor de verschillende segmenten in de CTM, die dan ten opzichte van elkaar kunnen gaan bewegen, hetgeen de nauwkeurigheid van de CTM niet ten goede zal komen. Misschien kunnen deze problemen ondervangen worden door de constructie zodanig aan te passen, dat metalen veertjes de segmenten van de CTM tegen elkaar gedrukt houden.

De juistheid van de absolute waarden van de anisotropie en de magnetisatie staat of valt met de juistheid van de ijking van de CTM. In hoofdstuk 5 wordt de ijkprocedure beschreven waarbij één aanname wordt gedaan, namelijk dat de koppelmeter op het Philips Nat.Lab., die als referentie wordt gebruikt, nauwkeurig is geijkt. Dit is een punt dat ter discussie wordt gesteld in § 6.1 bij de bespreking van de verschillen in magnetisatie tussen VSM- en CTM-metingen. Het verdient aanbeveling de ijking van de torsiemeter op het Nat.Lab. zo mogelijk te controleren. Los hiervan blijft het de moeite waard naar andere methoden te zoeken waarmee de CTM geijkt kan worden. Gedacht kan worden aan de bevestiging van een spoeltje met een bekend aantal windingen, waarvan het oppervlak goed is gedefinieerd, op de rotor van de verdraaiingsopnemer. Het magnetische moment van zo'n spoeltje wordt dan bepaald door de stroom die erdoor wordt gestuurd. Meten we in dat geval het koppel als functie van de veldhoek, dan vinden we een sinusvormige koppelkromme, die door vgl. 3.6 wordt gegeven. Een nadeel van een dergelijke ijking is het extra koppel dat door de stroomvoerende draadjes wordt veroorzaakt bij verdraaiing van de rotor. Dit probleem speelt geen rol bij metingen aan een permanent magneetje (bv. een klein stukje "ferroxdur"), waarvan het magnetisch moment met behulp van een VSM is bepaald. Hierbij is de nauwkeurigheid van de VSM-meting echter een beperkende factor.

7.2 Metingen aan multilagen

Uit de resultaten die in hoofdstuk 6 worden beschreven concluderen we dat de CTM uitermate geschikt is om anisotropieconstanten en verzadigingsmagnetisaties

van multilagen te bepalen. We moeten hierbij echter wel alert zijn op metingen bij te lage \vec{B} -velden, zoals in fig. 6.2 is geïllustreerd.

De anisotropieconstanten die met de CTM worden bepaald, komen goed overeen met de VSM-metingen. Het belang van deze constatering wordt echter afgezwakt door de wetenschap dat de bepaling van de anisotropie uit metingen van de magnetisatie met de VSM zekere beperkingen heeft (zie § 5.6).

De magnetisaties die gevonden worden met de CTM liggen systematisch lager dan die verkregen met de VSM-metingen. Dit verschil kan waarschijnlijk worden teruggevoerd op een ijkfout van de torsiemeter of de VSM op het Nat.Lab. (zie ook § 7.1).

Met behulp van de CTM zouden de volgende onderzoeken kunnen worden verricht:

- 1 Onderzoek naar de discontinuïteit die lijkt op te treden in de magnetisatie van Co-Ni-multilagen tussen cobalt laagdikten van 4 en 6 Å. Om uit te sluiten dat de waargenomen discontinuïteit een gevolg is van onzekerheden in de bepaling van t_{Co} zou er een tweede soortgelijke serie gegroeid moeten worden. Als het effect dan weer optreedt, wordt het misschien interessant om series door te meten met andere nikkeldikten, zodat er meer over het verschijnsel bekend wordt, op grond waarvan een verklaring kan worden gevonden.
- 2 Onderzoek naar het verschil in magnetisatie tussen VSM- en CTM-metingen. Hiervoor is een nadere bestudering van de torsiemeter op het Nat.Lab. gewenst (waarbij de aandacht vooral uit moet gaan naar de ijking van dit instrument) en eventueel een controle van de ijking van de VSM.
- 3 Onderzoek naar de invloed van de groeisnelheid op bijvoorbeeld de oppervlaktebijdrage aan de anisotropie. Metingen aan uitgebreidere series multilagen met verschillende groeisnelheden lijken naar aanleiding van § 6.2 wenselijk.
- 4 Anisotropie- en magnetisatiemetingen aan films, sandwich-structuren of multilagen die uit te weinig magnetisch materiaal zijn opgebouwd om bij VSM-metingen een hanteerbare signaal-ruisverhouding te krijgen. Met de CTM zijn we in staat koppelkrommen te bepalen van preparaten die uit slechts één of enkele monolagen magnetisch materiaal bestaan. De manier van dataverwerking, zoals die wordt toegepast in § 2.4, biedt de mogelijkheid om uit deze koppelkrommen behalve de anisotropie, ook de magnetisatie van dergelijke preparaten te bepalen.

7.3 Algemeen

Tot slot van dit hoofdstuk volgen nog enkele algemene opmerkingen.

Eén van de eisen die in § 4.1 werd gesteld, had betrekking op het temperatuurgebied waarin de CTM moet kunnen functioneren. De CTM is, hoewel ontworpen voor gebruik in het totale gewenste temperatuurinterval, alleen getest bij kamertemperatuur. Eén van de redenen hiervoor is het feit dat de cryostaat, waarin de afkoeling van de CTM plaats zou moeten vinden, in gebruik was voor andere experimenten die een hogere prioriteit genoten. De noodzaak van metingen bij lagere temperaturen is overigens wat afgenomen door de manier van dataverwerking die gehanteerd wordt. Bij lagere temperaturen zou namelijk bij een groter magneetveld kunnen worden gemeten (superspoel), waardoor de bepaling van de anisotropie nauwkeuriger zou kunnen worden. Uit fig. 6.1 blijkt echter dat de meetpunten reeds goed op een rechte liggen en dat metingen bij hogere magneetvelden waarschijnlijk niet veel aan de nauwkeurigheid verbeteren. Een reden waarom anisotropiemetingen bij lage temperaturen nog steeds wenselijk zijn, houdt verband met de mogelijkheid dat er veranderingen in de anisotropie en de verzadigingsmagnetisatie optreden bij afkoeling van de preparaten. Hierdoor kunnen resultaten van experimenten die bij lage temperaturen worden gedaan niet zonder meer vergeleken worden met de resultaten van de huidige CTM. Om de verschillende experimenten onder dezelfde omstandigheden uit te kunnen voeren, zal de CTM in een cryostaat ingebouwd moeten worden en bij lage temperaturen opnieuw moeten worden geijkt.

Een andere eis in § 4.1 betrof de gebruikersvriendelijkheid van de CTM. Het eerste dat in dit kader voor verbetering vatbaar is, is de dataverwerking. Dit is namelijk een erg arbeidsintensief gebeuren, dat zich uitstekend leent voor automatisering. Het verdient dan ook aanbeveling om geschikte software te ontwikkelen, waardoor de experimentator in de gelegenheid komt zich meer bezig te houden met de interpretatie dan met de verwerking van de meetgegevens.

Een tweede stap die de gebruikersvriendelijkheid van de CTM ten goede zou komen, is het automatiseren van de metingen. De handelingen die bij het meten met de CTM moeten worden verricht, beperken zich namelijk tot het instellen van de grootte van het \vec{B} -veld en de veldhoek ϕ en het aflezen van de lock-in versterker, welke uitstekend door een automatiseringssysteem kunnen worden overgenomen.

Referenties

- [Aub68] G. Aubert, *J. Appl. Phys.* **39**, 504 (1968).
- [Bar62] Y. Barnier, R. Pauthenet, G. Rinet, *Cobalt* **15**, 14 (1962).
- [Ber85] E. Bergter, U. Gradman, R. Beyholz, *Solid State. Commun.* **53**, 565 (1985).
- [Blo89] P.J.H. Bloemen, *Magnetische Multilagen*, afstudeerverslag TUE (1989).
- [Bur77] J. Burd, M. HuQ, E. W. Lee, *J. Magn. & Magm. Mater.* **5**, 135 (1977).
- [Cas87] T. Castenmiller, *Ontwerp en constructie van een Capacitieve Torsie Magnetometer*, stageverslag TUE (1987).
- [Cha88] C. Chappert, P. Bruno, *J. Appl. Phys.* **64**, 5736 (1988).
- [Chi64] S. Chikazumi, *Physics of Magnetism*, Wiley & Sons (1964).
- [Dra88] H.J.G. Draaisma, *Magnetic Multilayers*, Proefschrift TUE (1988).
- [Dra88A] H.J.G. Draaisma, W.J.M. de Jonge, *J. Appl. Phys.* **64**, 3610 (1988).
- [Eri] Eriks: Eriflon Kunststoffen in PTFE, FEP en PCTFE, (1979).
- [Fey64] R. P. Feynman, *Lectures on Physics Vol II*, 38-1 Addison-Wesley P. C. (1964).
- [Fon59] S. Foner, *Rev. Sci. Instr.* **30**, 548 (1959).
- [Gau90] F. Gautier, *Mat. Sc. Forum* **59 & 60**, 361 (1990).
- [Gra86] U. Gradman, J. Korecki, G. Waller, *Appl. Phys.* **A39**, 101 (1986).
- [Gro91] H. A. M. de Gronkel, K. Kopinga, W. J. M. de Jonge, P. Panissod, J. P. Schillé, F. J. A. den Broeders, ter publikatie aangeboden
- [Gro91A] H. A. M. de Gronkel et al., conf. versl. MRS Spring meeting Anaheim Calif. (1991).
- [Kaa80] E. Kaashoek, *Verkennend onderzoek t.b.v. lage temperaturen NMR oscillatoren*, stageverslag TUE (1980).
- [Laa89] A. A. J. de Laat, *Onderzoek en veranderingen van een Capacitieve Torsie Magnetometer*, stageverslag TUE (1989).
- [Lan86] Landolt-Bornstein Vol.19^a: *Magnetic Properties of Metals*, ed. K. H. Hellwege, O. Madelung (Springer Verlag, Berlin, 1982).

-
- [Lin89] D.J.G. Linssen, *Onderzoek en verandering van een Capacitieve Torsie Magnetometer*, stageverslag TUE (1989).
- [Mas54] W.P. Mason, Phys. Rev. **96**, 302 (1954).
- [Mei57] W.H. Meiklejohn, C.P. Bean, Phys. Rev. **105**, 904 (1957).
- [Mor65] A. H. Morrish, *The Physical Principles of Magnetism*, Wiley & Sons (1965).
- [Née53] L. Néel, Compt. Rend. **237**, 1468 (1953).
- [Pee89] R. D. Peeters, Rev. Sci. Instr. **60**, 2789 (1989).
- [Pol] Polytechnisch Zakboek, ISBN 90 6228 0153
- [Sha79] T. M. Shavishvili, I. G. Kiliptari, Phys. Stat. Sol. (b) **92**, 39 (1979).
- [Ste88] M. B. Stearns, Phys. Rev. **B38**, 8109 (1988).
- [Zij67] H. Zijlsta, *Experimental Methods in Magnetism Vol II*, North-Holland P. C. (1967).

Appendix

In deze appendix zijn de schema's opgenomen van de elektronica die speciaal voor de CTM is ontworpen en gebouwd.

We onderscheiden de volgende blokken:

De vermogensversterker

Schema van de vermogensversterker	A2
Schema van het in-fase-compensatiecircuit	A3
Schema van het uit-fase-compensatiecircuit	A3

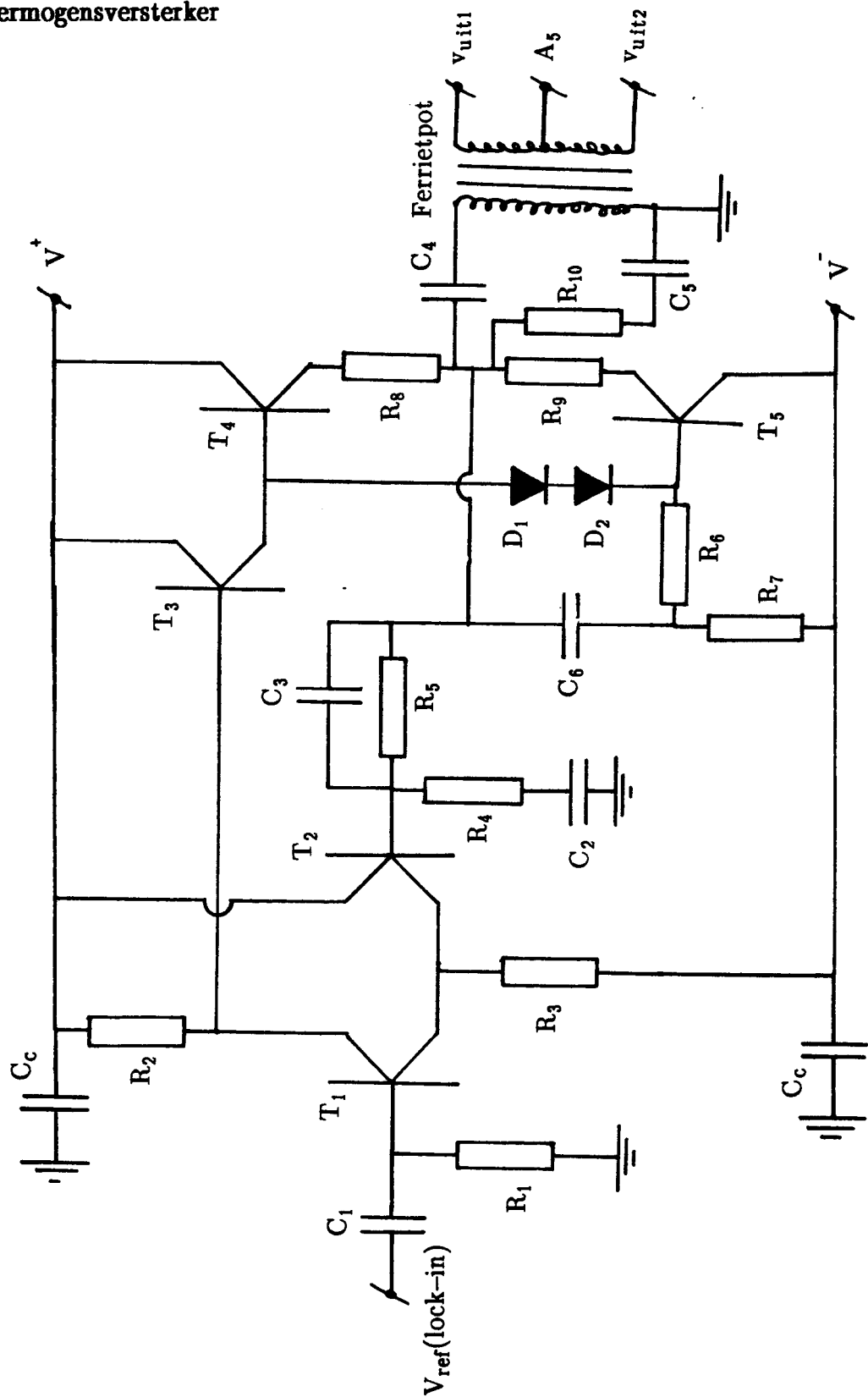
De bufferversterkers

Schema van de kryogene bufferversterker	A4
Schema van de bijbehorende regeleenheid	A5

De verschilversterker

Schema van de verschilversterker	A5
Schema van het compensatiecircuit	A6

Vermogensversterker

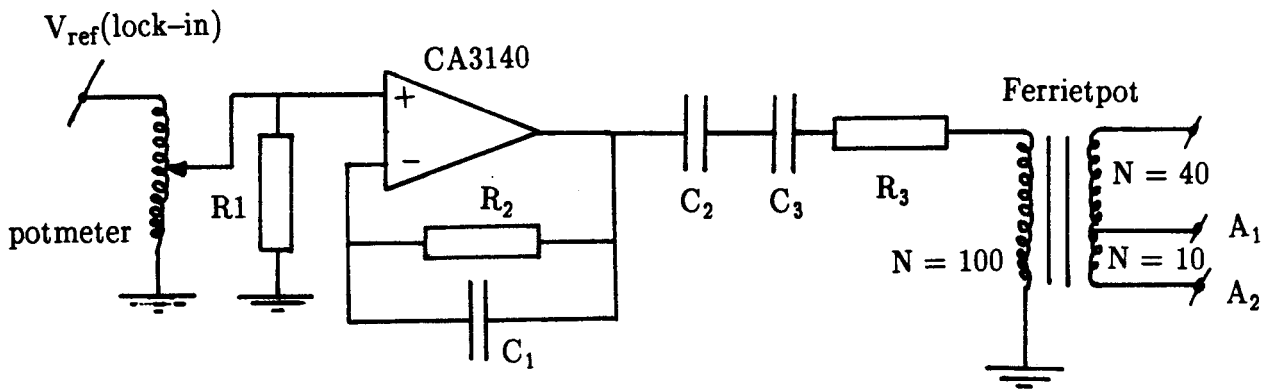


$R_1 = R_4 = R_5 = R_8 = R_9 = 10 \text{ k}\Omega;$
 $R_2 = R_6 = R_7 = 470 \Omega;$
 $R_3 = 2\text{k}7 \Omega;$
 $R_{10} = 330 \Omega;$
 $T_1 = T_2 = 2\text{N } 4124;$
 $T_3 = T_5 = \text{MJE } 371;$
 $T_4 = \text{MJE } 521.$

$V^+ = +15 \text{ V}$
 $V^- = -15 \text{ V}$

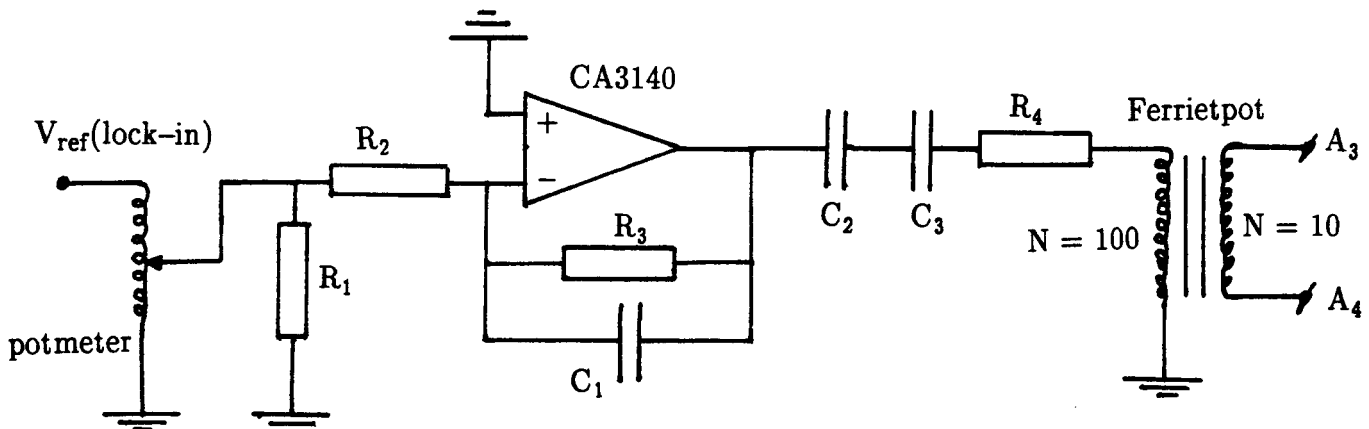
$C_1 = C_2 = 100 \text{ nF};$
 $C_3 = 10 \text{ pF};$
 $C_4 = C_5 = 220 \text{ nF};$
 $C_c = 10 \text{ pF};$
 $C_6 = 3.3 \mu\text{F}$
 $D_1 = D_2 = 1\text{N } 4148$

In-fase compensatiecircuit Verm.verst.



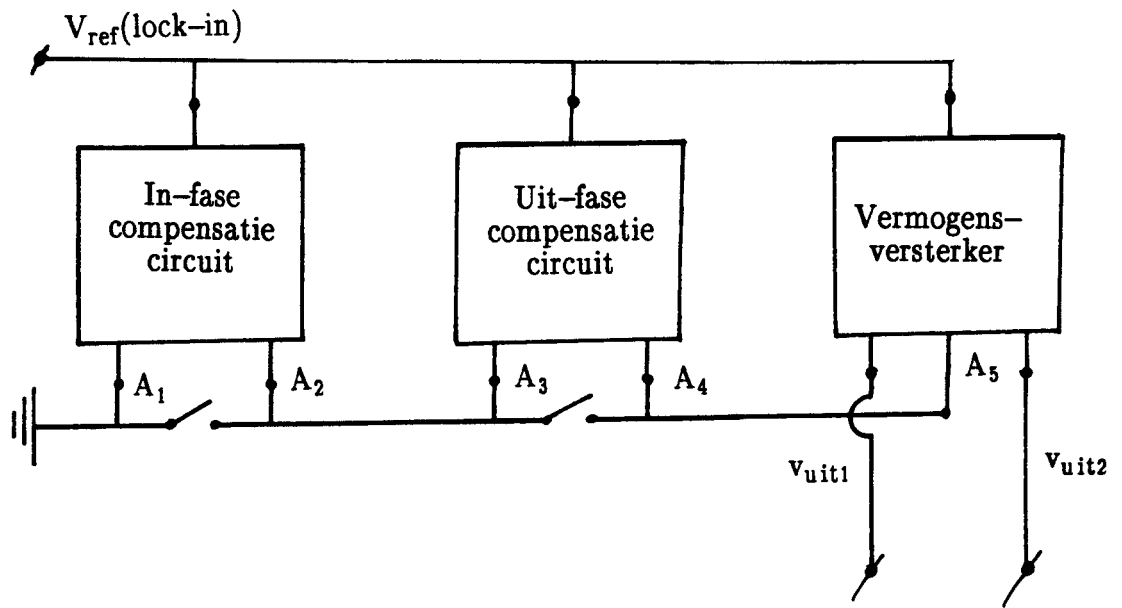
$R_1 = R_3 = 100 \Omega;$ $C_1 = 39 \text{ pF};$
 $R_2 = 82 \text{ k}\Omega;$ $C_2 = C_3 = 6.8 \mu\text{F}.$

Uit-fase compensatiecircuit Verm.verst.

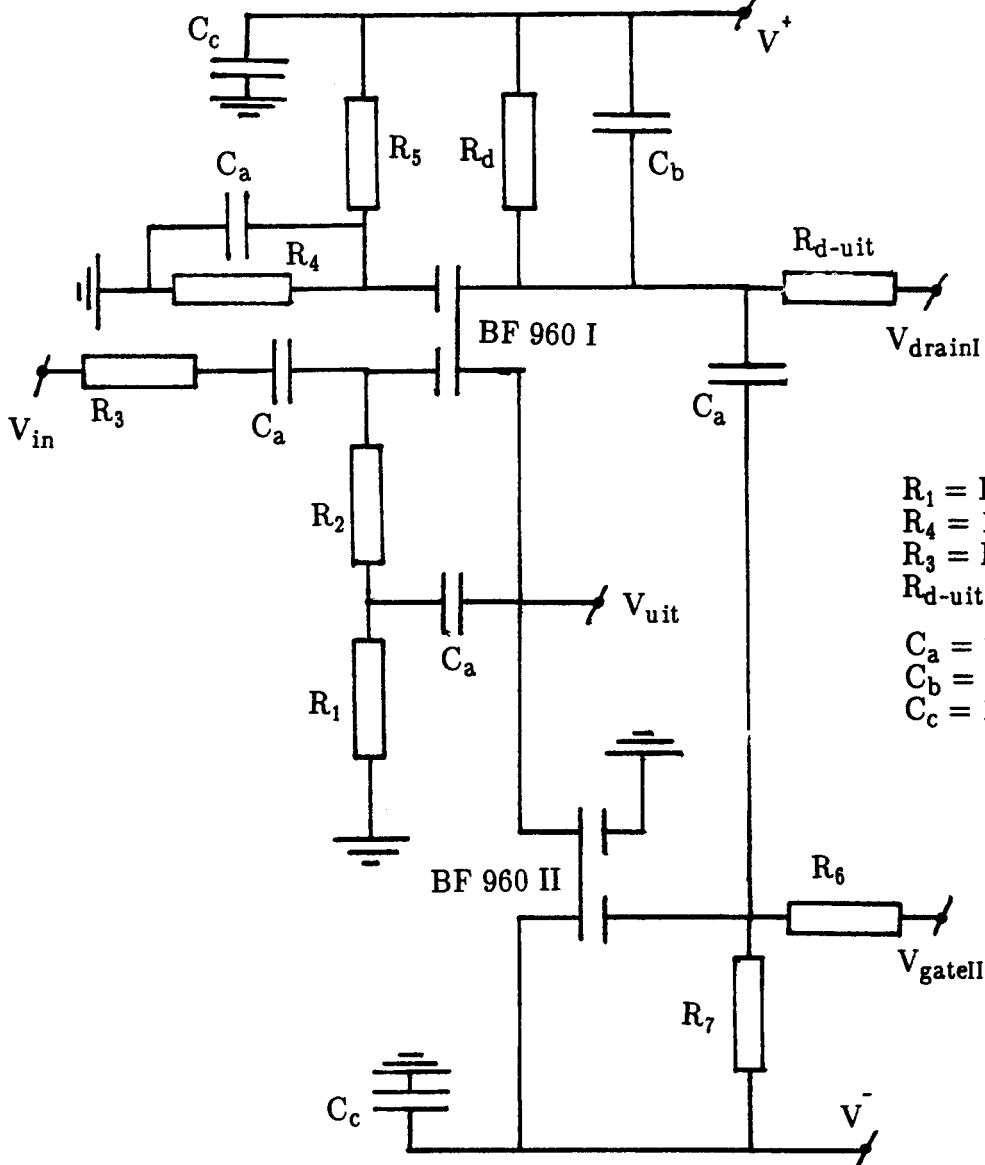


$R_1 = 12 \text{ k}\Omega;$ $C_1 = 33 \text{ nF};$
 $R_2 = 10 \text{ k}\Omega;$ $C_2 = C_3 = 6.8 \mu\text{F};$
 $R_3 = 220 \text{ k}\Omega;$
 $R_4 = 100 \Omega.$

Samenstelling vermogensversterker en compensatiecircuits



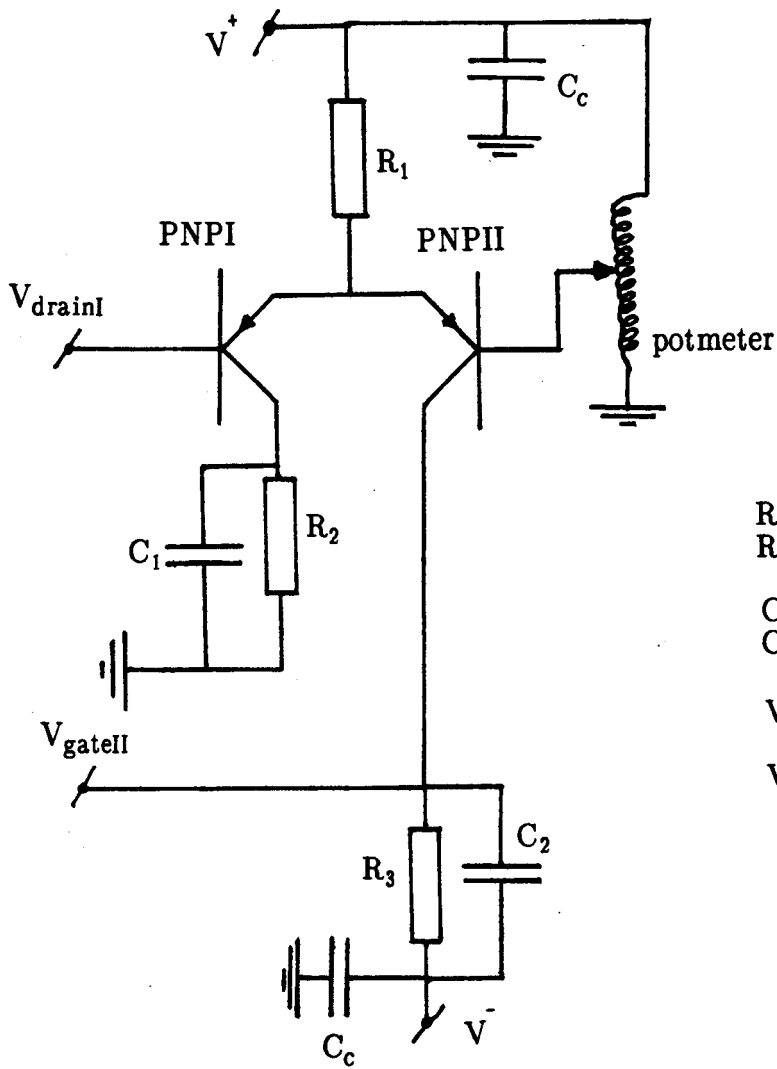
Kryogene bufferversterker



- $R_1 = R_2 = R_6 = R_7 = 220 \text{ k}\Omega;$
- $R_4 = 15 \text{ k}\Omega;$
- $R_3 = R_5 = 12 \text{ k}\Omega;$
- $R_{d-uit} = 100 \text{ k}\Omega;$
- $C_a = 2.2 \text{ nF};$
- $C_b = 100 \text{ pF};$
- $C_c = 1 \mu\text{F};$

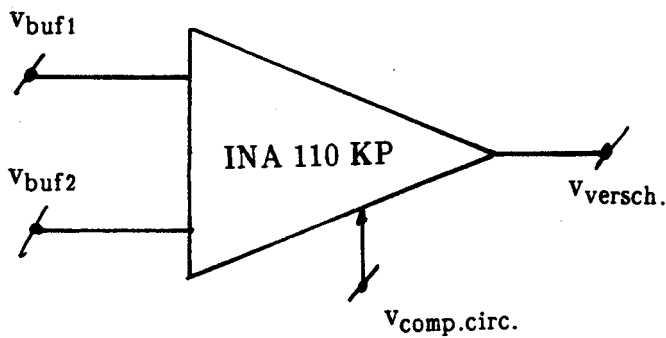
$V^+ = 12 \text{ V};$
 $V^- = -6 \text{ V}.$

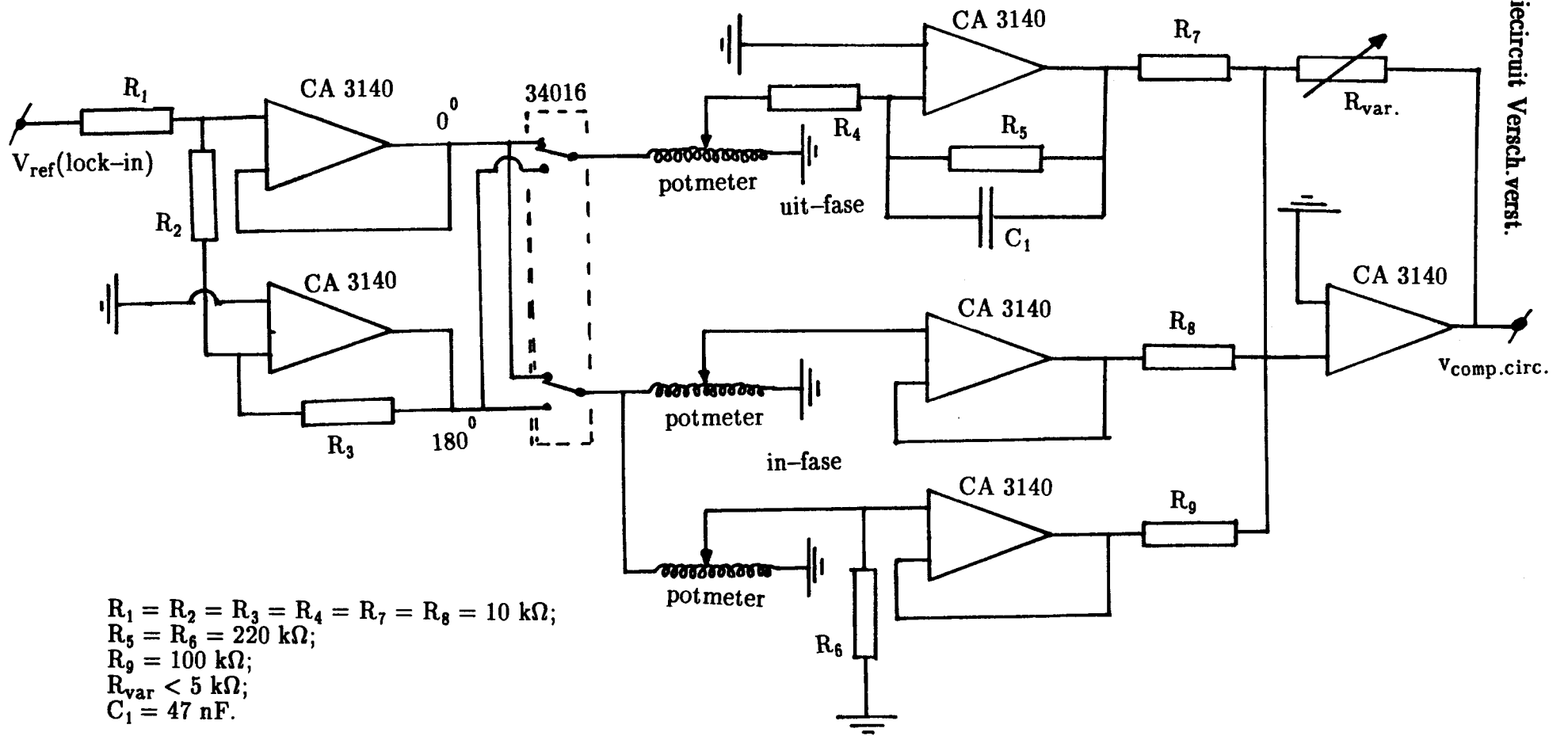
Regeleenheid voor bufferversterker



- $R_1 = 2.2 \text{ k}\Omega;$
- $R_2 = R_3 = 3.3 \text{ k}\Omega;$
- $C_1 = 10 \text{ nF};$
- $C_2 = 1 \text{ }\mu\text{F};$
- $V^+ = 12 \text{ V};$
- $V^- = -9 \text{ V}.$

Verschilversterker





$R_1 = R_2 = R_3 = R_4 = R_7 = R_8 = 10 \text{ k}\Omega;$
 $R_5 = R_6 = 220 \text{ k}\Omega;$
 $R_9 = 100 \text{ k}\Omega;$
 $R_{var} < 5 \text{ k}\Omega;$
 $C_1 = 47 \text{ nF}.$

Compensatiecircuit Versch. verst.

Tot slot

Bij het ontwikkelen, bouwen en testen van een nieuwe meetopstelling krijgt men te maken met de meest uiteenlopende problemen. Een aantal van deze problemen gaat het oplossend vermogen van een afstudeerder (ver) te boven. Binnen (of buiten) de groep Coöperatieve Verschijnselen waren er gelukkig altijd mensen die mij, gevraagd of ongevraagd, hebben geholpen bij het vinden van de problemen én de oplossingen. Ik wil van deze gelegenheid gebruik maken om een aantal van deze mensen te bedanken:

- Klaas 'Dr.K' Kopinga, voor de prima begeleiding, het snelle en nauwgezet corrigeren van m'n verslag en het onvermoeibaar aanhoren van mijn 'default'-opmerkingen ("maar dat volledig terzijde");*
- Gerrie, Jef, Hans en Cees, voor het meedenken over de technische problemen;*
- Honny en Bas, voor de discussies over multilagen;*
- Pascal en Erwin, voor de grote stroom informatie en preparaten uit het Nat.Lab.;*
- Peter, voor het solderen van gouddraadjes op de condensatorplaten;*
- Nigel;*
- en de overige leden van de groep, voor het 'schoppen-mieën', het 'piekschieten' en 'de schafteet van Wilton-Feyenoord' (kortom: de perfecte sfeer).*

Tenslotte wil ik m'n ouders bedanken voor de manier waarop deze twee bijzondere mensen mijn activiteiten de afgelopen zes jaar met liefde en warme aandacht hebben gevolgd.

*Bedankt,
Adwin.*