

MASTER

Aanzet tot kwaliteitsverbetering van veelpolige miniatuurmagneten

Meyer, B.J.

Award date:
1990

[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



Afstudeerverslag

Aanzet tot kwaliteitsverbetering
van veelpolige miniatuurmagneten.

EMV 90-05

B.J. Meyer.

Hooglera(ar)(en): Prof. Dr. Ir. E.M.H. Kamerbeek.

Mentor(en) : Ir. P.A.F.M. Goemans.

Eindhoven, augustus 1990.

In deze copie van het afstudeerverslag EMV 90-05 zijn de gedeelten van de oorspronkelijke tekst die betrekking hebben op vervaardiging van veelpolige permanente magneten op verzoek van Kinetron b.v. weggelaten.

Samenvatting.

Er worden bij Kinetron in Tilburg veelpolige permanente miniatuur-magneten (met een diameter van b.v. 3,4 mm) geproduceerd volgens een nieuwe methode. De magneten worden vervaardigd uit een mengsel van kunsthars en korrels van hoogwaardig permanent magnetisch materiaal. De produktie gebeurt handmatig en is zeer arbeidsintensief; bovendien is er een grote spreiding in de kwaliteit. Om deze situatie te kunnen verbeteren, is het nodig dat de magnetische inductie aan de buitenkant van de ringmagneet gemeten kan worden.

Voor zulke metingen is een experimentele magnetosensor gebruikt, waarmee dichtbij het cilindrisch oppervlak van de ringmagneet de magnetische inductie in drie onderling loodrechte richtingen kan worden gemeten binnen een zeer klein volume ($40 \times 10 \times 8 \text{ } (\mu\text{m})^3$). Er is een meetopstelling gebouwd, waarin de magneet t.o.v. de sensor langs een nauwkeurig bepaalde baan kan worden verplaatst. Met behulp van de meetresultaten en analytische veldberekeningen zijn de verschillen verklaard tussen magneten die op verschillende manieren zijn vervaardigd.

Gebleken is dat twee-dimensionale veldberekeningen tekort schieten bij de beoordeling van de kwaliteit van de korte magneten, omdat blijkbaar eideffecten een te grote rol spelen.

Bij de uit verschillende typen korrelmengsels vervaardigde magneten bestaan er aanzienlijke verschillen in de mate van gelijkheid van poolsteken en poolsterkten bij de polen van één magneet.

Anderzijds is de over alle polen van één magneet gemiddelde poolsterkte praktisch konstant, en onafhankelijk van de vervaardigingsmethode. Voor de remanentie van deze kunststof-gebonden magneten lijkt 70-80% van de betreffende waarde voor gesinterde magneten realiseerbaar te zijn.

Met het oog op perfectionering van de miniatuurmagneten is een verbetering van de meetopstelling in elektrisch en mechanisch opzicht gewenst.

Inhoudsopgave

Samenvatting.	1
1. Inleiding.	4
2. 14-polige ringmagneet.	
2.1. De produktie methode van Kinetron.	7
2.2. Eventuele verbeteringen van de produktie.	8
3. Analytische veldberekeningen.	
3.1. Basisvergelijkingen.	10
3.2. Kringstroom en ladingsmodel.	11
3.3. Oplossingsmethoden voor de veldberekening.	14
3.3.1. <i>Randwaarde probleem.</i>	14
3.3.2. <i>Direkte integratie.</i>	16
3.4. De veelpolige ringmagneet.	18
4. Meetmethoden.	
4.1. Inleiding.	25
4.2. Kwaliteitskontrolle voor de microgenerator.	26
4.3. 3D-Magnetotransistor.	28
4.3.1. <i>Sensorelektronica.</i>	32
4.3.2. <i>Ijkprocedure.</i>	36
5. Metingen.	
5.1. Meetopstelling.	39
5.2. Beschrijving van de verschillende 14-polige magneten.	44
5.3. Magnetische veldmetingen.	46
5.4. Konklusies.	57
6. Aanbevelingen.	59
Literatuurlijst.	60
Bijlagen 1-22.	64

Appendix A: Fourierontwikkeling.	86
Appendix B: Verwerking van de signalen van de D6000.	88
Appendix C: Trillende silicium-balk als magnetosensor.	92
Appendix D: Gegevens van verschillende permanente magnetische materialen.	95
Appendix E: Veldvergelijkingen in MATLAB.	101

1. Inleiding.

In samenwerking met de vakgroep EMV is door Kinetron b.v. te Tilburg een micro-generator ontwikkeld. Deze micro-generator zet bewegings-energie om in elektrische-energie, die in een speciale condensator wordt opgeslagen. Dit systeem vervangt de batterij in een polshorloge, maar er zijn ook vele andere toepassingen mogelijk.

Een belangrijk onderdeel van deze micro-generator is de 14-polige permanent magnetische rotor, met een diameter van 3,4 mm. De produktie van de magneet vindt plaats volgens een nieuwe methode die inmiddels door Kinetron is gepatenteerd. De huidige produktie gebeurt handmatig en is zeer arbeidsintensief; bovendien is er een grote spreiding in de kwaliteit van de magneet. Om de produktie minder arbeidsintensief te maken, en daarbij de kwaliteit van de magneet beter te beheersen, zal het nodig zijn om de magnetisering van de magneet te kunnen meten.

Het volgende probleem is die kwaliteitsmeting zelf. Thans wordt bij Kinetron aan het eind van het fabricageproces de kwaliteit van de magneet gecontroleerd door hem met een bepaald toerental te laten roteren binnen de stator van een microgenerator, waarbij de topwaarden van de geïnduceerde statorspanning tussen bepaalde grenzen moet liggen. Deze meting geeft nauwelijks informatie over het magnetiseringspatroon van de magneet als eventueel kwaliteitskenmerk. Kinetron is echter uitsluitend geïnteresseerd in het antwoord op de vraag of de magneet in een microgenerator voldoende energie zal omzetten, en hiervoor is beslist niet nodig dat alle polen ongeveer even sterk zijn en alle poolsteken bij benadering aan elkaar gelijk zijn. In feite moeten in de microgenerator de topwaarden van de geïnduceerde spanning en die van het kleeftkoppel tussen bepaalde grenzen liggen. Hieraan kan zelfs worden voldaan als het magnetiseringspatroon van de rotor aanzienlijke onregelmatigheden vertoont, mits de som van de afzonderlijke poolsterkten voldoende groot is. Bij gebruik van het materiaal $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ kan gemakkelijk aan deze eis worden voldaan. De kwaliteitscontrole van de microgenerator is eigenlijk een gecombineerde meting van kleeftkoppel en magnetische flux.

Vragen we naar de kwaliteit van de magneet, zonder a priori rekening te houden met zijn eventuele toepassing, dan zouden we eisen moeten stellen aan de amplitude en de periode van het magnetiseringspatroon. Om de magneet t.a.v. zulke kwaliteitscriteria te toetsen is het gewenst om de magnetische inductie langs de buitenkant van de magneet te kunnen meten. Dit betekent dat een magnetosensor moet worden gezocht, waarmee dichtbij het cilindrisch oppervlak van de ringmagneet de magnetische inductie van een zeer klein gebied kan worden gemeten.

Uiteindelijk is een 3D-magnetotransistor aangetroffen, waarmee de magnetische inductie in drie onderling loodrechten richtingen gemeten kan worden binnen een sensitief volume van $8 \times 40 \times 10 \text{ } (\mu\text{m})^3$. De 3D-magnetotransistor bezit één emitter, één basis en drie collectorparen; het verschil tussen de collectorstromen van elk paar is binnen het meetbereik lineair afhankelijk van één component van de aangelegde magnetische inductie. Deze speciale transistor is op de T.U. Delft ontwikkeld in opdracht van Océ te Venlo. Met hulp van Océ medewerkers, heb ik de bijbehorende elektronica gebouwd en zijn er twee voor mijn onderzoek gebruikte magnetotransistoren geïjkt. De elektronica geeft als output drie spanningen die elk representatief zijn voor één component van de magnetische inductie. Deze spanningen registreer ik met behulp van een transiënten rekorder, de D6000. De D6000 is gekoppeld aan een Personal Computer, die de opgenomen signalen verder kan bewerken. Met behulp van een wiskundig programma (Matlab) wordt de magnetische inductie berekend door de opgenomen spanningen met de ijkfactoren te vermenigvuldigen.

Er is een opstelling gebouwd waarin de magneet t.o.v. de sensor langs een nauwkeurig bepaalde baan kan worden verplaatst. M.b.v. deze opstelling kan de magnetische inductie nabij het oppervlak van de magneet in kaart worden gebracht. Met behulp van de meetresultaten is geprobeerd om de verschillen te verklaren tussen de magneten die op verschillende manieren zijn vervaardigd. Tenslotte zijn de meetresultaten vergeleken met de magnetische inductie zoals die met de theorie voor een radiaal gemagnetiseerde meerpolige magneet is berekend.

Er zijn konklusies getrokken t.a.v. de gebruikte korrelgrote, het gebruikte permanent magnetische materiaal, de remanente magnetische inductie, en de gelijkmatigheid van de polen van de magneten welke vervaardigd zijn van verschillend bereide korrels.

3. Analytische veldberekeningen.

3.1. Basisvergelijkingen.

Tegenwoordig zijn de computers zo "krachtig" geworden, dat o.a. magneetvelden met behulp van eindige elementen methoden zeer snel berekend kunnen worden. Analytische veldberekeningen zorgen echter voor een betere begripsvorming van de magneetvelden binnen magnetische systemen. We willen hier magneetvelden van veelpolige ringmagneten beschrijven, daartoe volgt eerst een algemene theorie van dit magnetostatische probleem. De beschrijving van deze theorie is tot stand gekomen met behulp van verschillende artikelen [3.1-4] die handelen over analytische veldberekening. Baran [3.1 en 3.2] rekt aan veelpolige lateraal gemagnetiseerde cilindermagneten, maar verwaarloost magnetische ruimteladingen resp. ladingen op de poolmantels bij radiale resp. homogene magnetisering. Daarom zijn de gesloten uitdrukkingen van het magnetisch veld, zoals Baran ze heeft berekend, niet overgenomen. Marinescu [3.3] rekt aan sinusvormig gemagnetiseerde vierhoekige magneten, die in één vlak periodiek zijn gerangschikt Metzger [3.4] berekent de drie orthogonale componenten van het veld van een homogeen gemagnetiseerde rechthoekige magneet. Met behulp van de rechthoekige magneten [3.3 en 3.4] kan de geometrie van een veelpolige ringmagneet benaderd worden.

In een magneetsysteem geldt volgens Maxwell de divergentievrijheid van de magnetische inductie:

$$\operatorname{div} \underline{B} = 0. \quad \{3.1\}$$

Bij afwezigheid van geleidingsstromen geldt de rotatievrijheid van een statisch magneetveld:

$$\operatorname{rot} \underline{H} = 0. \quad \{3.2\}$$

De divergentievrije magnetische inductie \underline{B} kan door een rotatieveld van een vektorpotentialiaal \underline{A} worden voorgesteld:

$$\underline{B} = \operatorname{rot} \underline{A}, \quad \{3.3\}$$

want $\operatorname{div} \operatorname{rot} \underline{A} = 0$ [3.5]. Een rotatievrij magneetveld \underline{H} kan door een gradiëntveld van een scalaire potentialiaal Φ worden voorgesteld:

$$\underline{H} = -\operatorname{grad} \Phi, \quad \{3.4\}$$

want $\operatorname{rot} \operatorname{grad} \Phi = 0$ [3.5].

In de magneten binnen een magneetsysteem gelden ook de vergelijkingen

$$\underline{B} = \mu_0 \cdot (\underline{H} + \underline{M}) \quad \{3.5\}$$

of

$$\underline{B} = \mu_0 \cdot \underline{H} + \underline{J}_m, \quad \{3.6\}$$

met magnetisatie \underline{M} en magnetische polarisatie $\underline{J}_m = \mu_0 \cdot \underline{M}$.

Met behulp van deze basisvergelijkingen kunnen twee vervangingsmodellen van een magneet worden afgeleid: het kringstroommodel en het ladingsmodel.

3.2. Kringstroom en ladingsmodel.

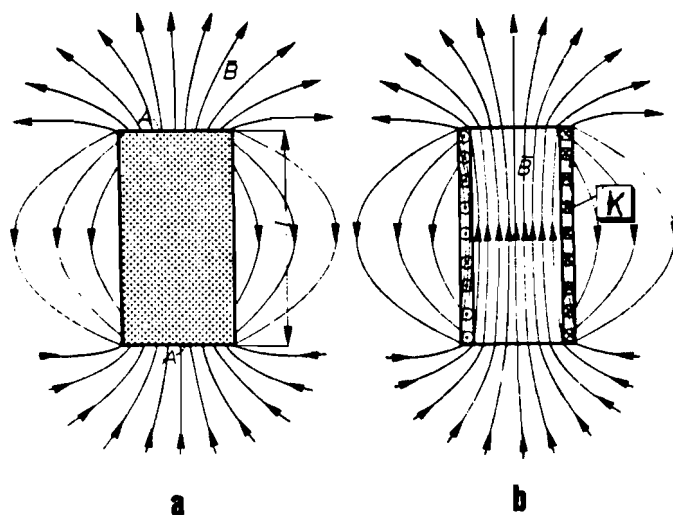
Het kringstroommodel ziet stromen, met een stroomdichtheid \underline{J} (A/m^2) die met de magnetisering \underline{M} samenhangt, als bron van het magneetveld. Uit {3.2} en {3.5} volgt

$$\text{rot } \underline{B} = \mu_0 \cdot \text{rot } \underline{M} = \mu_0 \cdot \underline{J}. \quad \{3.7\}$$

Als de magneet homogeen is gemagnetiseerd (fig.3.1), zodat $\underline{M} = \underline{M}_0 = \text{constant}$, liggen de wervels van \underline{M}_0 op de mantel van de magneet en geldt voor de resulterende lijnstroomdichtheid

$$\underline{K} = -\underline{n} \times \underline{M}_0 = \underline{M}_0 \times \underline{n} \quad (A/m). \quad \{3.8\}$$

Magnetten bestaan volgens dit model uit kleine spoeltjes (kringstromen), waarvan de stromen binnen de homogeen gemagnetiseerde magneet elkaar compenseren. Zo lijkt het alsof er zich alleen een stroombeleg \underline{K} op de mantel bevindt. In de magneet geldt $\underline{H} = \underline{B}/\mu_0 - \underline{M}_0$



Figuur 3.1: Ter verduidelijking van het kringstroommodel.

- a) \underline{B} -veld buiten een staafmagneet
- b) \underline{B} -veld van een spoel met dezelfde afmetingen als de magneet

Het ladingsmodel ziet de (fictieve) magnetische ladingen, analoog met de elektrostatische ladingen, als bron van het magneetveld. Men kan {3.1} en {3.5} schrijven als

$$\operatorname{div} \underline{B} = \mu_0 \cdot \operatorname{div} \underline{H} + \mu_0 \cdot \operatorname{div} \underline{M} = 0 \quad \{3.9\}$$

$$\operatorname{div} \underline{H} = - \operatorname{div} \underline{M}. \quad \{3.10\}$$

Verder introduceren we een polarisatieladingsdichtheid

$$\rho_m = - \mu_0 \cdot \operatorname{div} \underline{M} \quad \{3.11\}$$

en bij grensvlakken een magnetische oppervlakteladingsdichtheid

$$\sigma_m = \mu_0 \cdot \left(M_n^{(1)} - M_n^{(2)} \right) \quad \{3.12\}$$

$M_n^{(1)}$ en $M_n^{(2)}$ zijn de normaalkomponenten van de magnetisatie in de gebieden (1) en (2), op de grens tussen beide gebieden.

Uit {3.10} en {3.11} volgt:

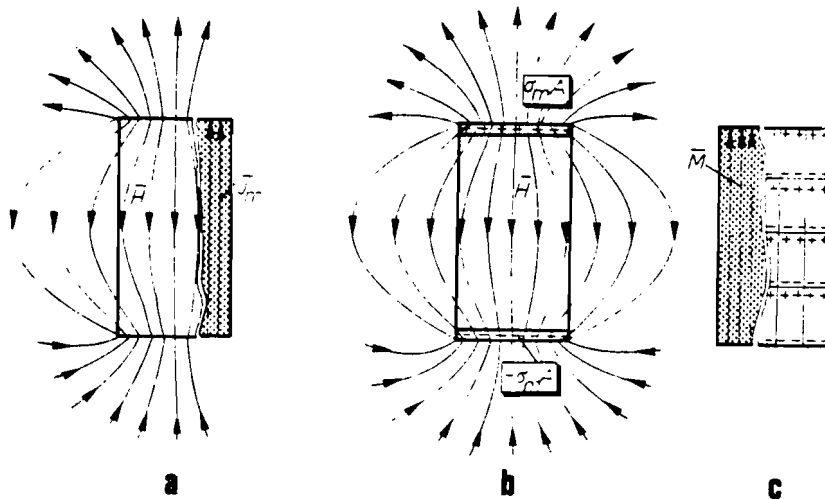
$$\operatorname{div} \underline{H} = \frac{\rho_m}{\mu_0}. \quad \{3.13\}$$

Dit is volledig analoog met het elektrostatische veld \underline{E} :

$$\text{rot } \underline{E} = 0, \quad \{3.14\}$$

$$\text{div } \underline{E} = \frac{\rho_e}{\epsilon_0}. \quad \{3.15\}$$

In dit model bestaat de homogeen gemagnetiseerde magneet (fig.3.2) uit gelijkmatig verdeelde dipolen, die elkaar zodanig compenseren dat er alleen aan de uiteinden van de magneet een oppervlaktelading ($\sigma_m \cdot A$) overblijft (fig. 3.2c).



Figuur 3.2: Ter verduidelijking van het ladingsmodel.

- a) \underline{H} -veld van een staafmagneet
- b) \underline{H} -veld van twee tegengesteld gepolariseerde vlakke platen met dezelfde afmetingen als de magneet
- c) dipolen

Er kan eenvoudig met deze modellen worden gerekend, met als enige voorwaarde dat de magneet homogeen gemagnetiseerd is. De veelpolige ringmagneet waarin we geïnteresseerd zijn, is een zogenaamde zeldzame-aarde-magneet; $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$. Het voordeel van dit permanent magnetisch materiaal is dat de magnetisatie bijna onafhankelijk is van het instelpunt op de ontmagnetiseringskurve. Dit wil zeggen dat de magnetisatie \underline{M} nagenoeg konstant is, dus onafhankelijk van het magneetveld \underline{H} .

$$\underline{M} = (\mu_r - 1) \cdot \underline{H} + \underline{M}_0 \cong \underline{M}_0 \quad (\mu_r \cong 1,05) \quad \{3.16\}$$

Dus onafhankelijk van de afmetingen van de magneet en het magneetveld geldt de magnetisatie als materiaalkonstante, zodat de magneet vervangen kan worden door een spoel met lijnstroomdichtheid $K = M_0$ of door twee vlakke platen van tegengestelde polariteit met een oppervlakte ladingsdichtheid $\sigma_m = \mu_0 M_0$.

Het is duidelijk dat het ladingsmodel in het algemeen de voorkeur heeft, want met deze theorie kan gebruik worden gemaakt van bekende oplossingsmethoden uit het elektrostatisch analogon.

3.3. Oplossingsmethoden voor de veldberekening.

Er zijn verschillende oplossingsmethoden voor de veldberekening van homogeen gemagnetiseerde permanentmagneten, waaronder de directe integratie (methode van de Coulomb-integraal) en de oplossing van het randwaarde probleem.

3.3.1. Randwaarde probleem.

Als het lukt om het magneetsysteem in geschikte gebieden te delen, zodat alleen op de grensvlakken $\text{div } \underline{M}$ of $\text{rot } \underline{M}$ ongelijk nul is, geldt binnen de gebieden een bekende partiële differentiaalvergelijking, namelijk de vergelijking van Laplace.

Kringstroommodel:

Is $\text{rot } \underline{M} = 0$, dan gaat vergelijking {3.7} over in

$$\text{rot } \underline{B} = 0, \quad \{3.17\}$$

met vergelijking {3.3} wordt dit

$$\text{rot rot } \underline{A} = \text{grad div } \underline{A} - \Delta \underline{A} = 0 \quad \{3.18\}$$

en omdat $\text{div } \underline{A} = 0$ geldt de Laplace differentiaalvergelijking

$$\Delta \underline{A} = 0. \quad \{3.19\}$$

Ook kan de nu rotatievrije \underline{B} door een scalaire potentiaal Φ worden voorgesteld:

$$\underline{B} = -\mu_0 \text{grad } \Phi. \quad \{3.20\}$$

Doordat \underline{B} divergentievrij is (zie vergelijking {3.1}), geldt de Laplace differentiaalvergelijking:

$$\text{div grad } \Phi = \Delta\Phi = 0. \quad \{3.21\}$$

Op de grensvlakken (randen) van de gebieden moet \underline{B} aan de volgende randvoorwaarden voldoen:

$$\underline{n} \cdot \underline{B}^{(1)} = \underline{n} \cdot \underline{B}^{(2)} \quad \{3.22\}$$

$$\underline{n} \times (\underline{B} - \mu_0 \underline{M})^{(1)} = \underline{n} \times (\underline{B} - \mu_0 \underline{M})^{(2)} \quad \{3.23\}$$

\underline{n} is de steeds naar buiten gerichte normaalvektor op de grensvlakken van gebied (1).

Ladingsmodel:

Als $\text{div } \underline{M} = 0$, dan gaat vergelijking {3.10} over in

$$\text{div } \underline{H} = 0 \quad \{3.24\}$$

en met vergelijking {3.4} wordt dan de Laplace differentiaalvergelijking

$$\text{div grad } \Phi = \Delta\Phi = 0 \quad \{3.21\}$$

verkregen. Op de grensvlakken (randen) van de gebieden moet \underline{H} aan de randvoorwaarden {3.22} en {3.23} voldoen, die op de volgende manier worden opgeschreven:

$$\underline{n} \cdot (\underline{H} + \underline{M})^{(1)} = \underline{n} \cdot (\underline{H} + \underline{M})^{(2)} \quad \{3.25\}$$

$$\underline{n} \times \underline{H}^{(1)} = \underline{n} \times \underline{H}^{(2)} \quad \{3.26\}$$

3.3.2. Direkte integratie.

Stroommodel:

Vergelijking {3.3} kan met {3.7} ook worden geschreven als (zie [3.4])

$$\underline{A} = \frac{1}{4\pi} \iiint_V \frac{\text{rot } \underline{B}}{r} dV = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint_V \frac{\text{rot } \underline{M}}{r} dV, \quad *) \quad \{3.27\}$$

hierin is r de afstand tussen het volume-element dV van de permanente magneet en het punt P waar de potentiaal moet worden bepaald.

Als $\text{rot } \underline{M} = 0$ in de homogeen gemagnetiseerde permanente magneet, dan is alleen op de mantel $\underline{M} \neq 0$ (rand van het gebied). De permanente magneet kan dan vervangen worden door een spoel met lijnstroomdichtheid \underline{K} , waarvoor geldt

$$\underline{K} = \underline{M}_0 \times \underline{n} \quad (\text{A/m}). \quad \{3.8\}$$

De vektorpotentiaal \underline{A} wordt dan bepaald door de integraal (zie [3.4])

$$\underline{A} = - \frac{\mu_0}{4\pi} \iint_S \frac{\underline{n} \times \underline{M}_0}{r} dS = \frac{\mu_0}{4\pi} \iint_S \frac{\underline{M}_0}{r} dS, \quad \{3.28\}$$

hierin is A de rand van gebied V en \underline{n} de steeds naar buiten gerichte normaalvektor op A . De vektorpotentiaal \underline{A} uit dit kringstroommodel kan worden berekend, evenals \underline{B} m.b.v. {3.3}.

Ladingsmodel:

Vergelijking {3.4} kan met {3.10} worden geschreven als (zie [3.4])

$$\Phi = \frac{-1}{4\pi} \iiint_V \frac{\text{div } \underline{H}}{r} dV = \frac{1}{4\pi} \iiint_V \frac{\text{div } \underline{M}}{r} dV. \quad \{3.29\}$$

*) Hieruit kan ook worden afgeleid dat

$$\underline{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint_V \frac{\text{rot } \underline{M} \times \underline{r}^0}{r^2} dV, \quad \text{waarin } \underline{r}^0 \text{ de eenheidsvektor is, gericht van het}$$

stroomelement naar het waarnemingspunt (vgl. wet van Biot en Savart).

Bij een homogeen gemagnetiseerde permanente magneet kan men de verandering van magnetisatie in de veldrichting op de beide poolvlakken concentreren; $\text{div } \underline{M} = 0$ in de magneet. Bij de bespreking van het ladingsmodel (§ 3.2) is een magnetische oppervlakteladingsdichtheid σ_m geïntroduceerd als het verschil van de normaalkomponenten van de magnetisatie \underline{M} van twee, aan elkaar grenzende gebieden. Dus voor een homogeen gemagnetiseerde permanente magneet, met magnetisatie M_0 , grenzend aan lucht, geldt:

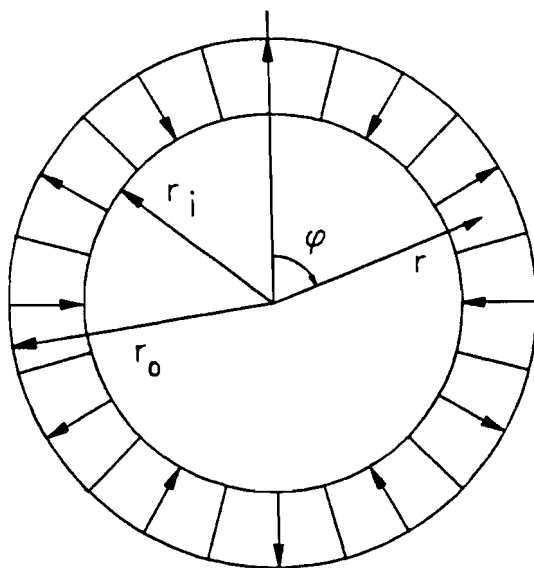
$$\Phi = \frac{M_0}{4\pi} \left(\iint_{S_Z} \frac{1}{r_Z} dS - \iint_{S_N} \frac{1}{r_N} dS \right), \quad \{3.30\}$$

hierin zijn S_N en S_Z , respectievelijk het oppervlak van de noord- en zuidpool van de permanente magneet, en zijn r_N en r_Z , respectievelijk de afstand tussen oppervlakteëlement dS_N en dS_Z van de permanente magneet en het punt P waar de potentiaal moet worden bepaald. De permanente magneet wordt voorgesteld door twee vlakke platen met een oppervlakteladingsdichtheid $\sigma_m = \mu_0 M_0$, resp. $\sigma_m = -\mu_0 M_0$.

De scalaire potentiaal Φ en de vektorpotentiaal \underline{A} kunnen worden uitgerekend, als de magnetisatie M_0 van de permanente magneet bekend is. De remanente magnetische inductie B_r van permanent magnetisch materiaal wordt meestal door de fabrikant gegeven. B_r is gedefinieerd als de magnetische inductie als er geen "ontmagnetiserend" veld is ($H = 0$). Uit de vergelijkingen {3.5} en {3.16} volgt dan $B_r = \mu_0 M_0$. Bij een geschikte configuratie van de permanente magneten kan het magneetveld \underline{H} worden berekend.

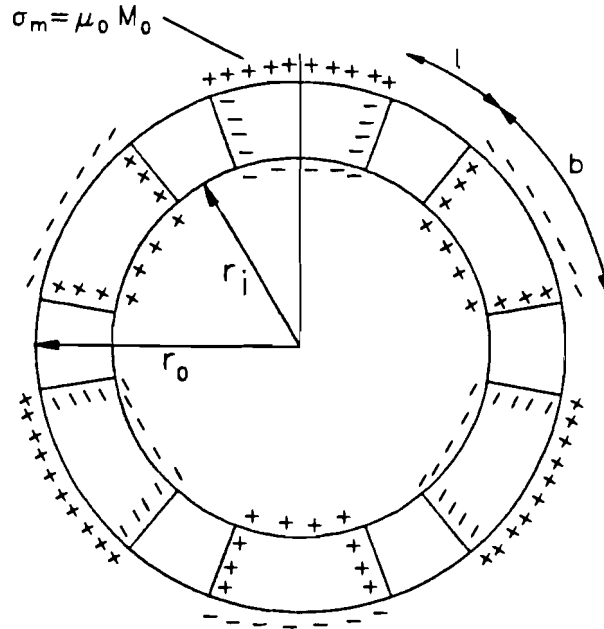
3.4. De veelpolige ringmagneet.

Om het rekenprobleem te vereenvoudigen, worden enkele veronderstellingen ten aanzien van de ringmagneet gedaan. De ringmagneet heeft p poolparen en is radiaal gemagnetiseerd. Het magneetveld wordt bepaald voor een oneindig lange ringmagneet. Hiermee is het probleem tot een twee-dimensionale veldberekening teruggebracht. De geometrie is in figuur 3.3 aangegeven.



Figuur 3.3: De radiaal gemagnetiseerde ringmagneet.

Eerst wordt de oplossing van de magnetische inductie volgens Baran [3.1] besproken. Baran stelt dat de dikte ($r_o - r_i$) van de ringmagneet veel groter is dan de poolsteek ($=\pi r/p$). Ook is er een luchtspleet l tussen de polen (fig. 3.4). Elke pool van de ringmagneet is homogeen gemagnetiseerd. Baran maakt gebruik van het ladingsmodel, waarbij hij de ladingen op de poolscheidingsvlakken verwaarloost en gebruik maakt van de benadering dat \underline{M} loodrecht op het oppervlak staat, zodat $\sigma_m = \mu_0 M_0$.



Figuur 3.4: Ladingsmodel van een veelpolige ringmagneet, met een luchtspleet tussen de polen.

Baran beweert dat de fout, die door deze verwaarlozing wordt gemaakt, kleiner is dan 10% voor $p \geq 10 \cdot \sin\left(\frac{\pi l/2}{1+b}\right) - 1$. De magnetische inductie \underline{B} wordt berekend met de integratiemethode.

$$B_r(r, \varphi) = \sum_{k=0}^{\infty} c_k \cdot \cos\{(2k+1)p\varphi\} \quad \{3.31\}$$

en

$$B_{\varphi}(r, \varphi) = \sum_{k=0}^{\infty} c_k \cdot \sin\{(2k+1)p\varphi\} \quad \{3.32\}$$

$$\text{met } c_k = \frac{2\mu_0 M_0 (-1)^k \cdot \left(r_o^{(2k+1)p+1} - r_i^{(2k+1)p+1} \right)}{\pi(2k+1) \cdot r^{(2k+1)p+1}} \cos\left\{ (2k+1) \frac{\pi l}{1+b} \right\} \quad \{3.33\}$$

Ik wil het magnetisch veld graag berekenen zonder verwaarlozingen, daarom volgt nu een oplossing van het randwaardeprobleem. De magnetisatie \underline{M} is radiaal, dus $\underline{M} = M_0 \underline{e}_r$ in elke noordpool en $\underline{M} = -M_0 \underline{e}_r$ in elke zuidpool. Om te bepalen welk vervangingsmodel van de magneet het meest geschikt is,

worden eerst de divergentie en rotatie van \underline{M} berekend:

$$\operatorname{div} \underline{M} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rM_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial M_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial M_z}{\partial z} = \frac{M_0}{r} \neq 0, \quad \{3.34\}$$

$$\operatorname{rot} \underline{M} = \left(\frac{1}{r} \frac{\partial M_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial M_\varphi}{\partial z} \right) \underline{e}_r + \left(\frac{\partial M_r}{\partial z} - \frac{\partial M_z}{\partial r} \right) \underline{e}_\varphi + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r}(rM_\varphi) - \frac{\partial M_r}{\partial \varphi} \right) \underline{e}_z = 0 \quad \{3.35\}$$

We kunnen het beste met het kringstroommodel rekenen (§ 3.3.1), omdat in elke pool geldt; $\operatorname{rot} \underline{M} = 0$.

Eerst wordt de Laplace-differentiaalvergelijking (in cylindercoördinaten) van de scalaire potentiaal Φ , te weten

$$\Delta \Phi(r, \varphi) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi(r, \varphi)}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi(r, \varphi)}{\partial \varphi^2} = 0 \quad \{3.36\}$$

opgelost. De potentiaal Φ kan door scheiding van variabelen worden opgesplitst;

$$\Phi(r, \varphi) = R(r) \cdot F(\varphi). \quad \{3.37\}$$

De algemene oplossing van de Laplace differentiaalvergelijking, voor periodieke veldconfiguraties zonder homopolaire velden, is dan:

$$\Phi(r, \varphi) = \sum_{m=1}^{\infty} (a_m r^m + b_m r^{-m}) \cdot (c_m \cos(m\varphi) + d_m \sin(m\varphi)) \quad \{3.38\}$$

De stroomdichtheid J , op een dunne poolscheiding, kan worden ontwikkeld in een Fourier-reeks (zie Appendix A):

$$J(r, \varphi) = \frac{4pM_0}{\pi r} \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{\sin\{(2k+1)p\varphi_a\}}{(2k+1)p\varphi_a} \sin\{(2k+1)p\varphi\}. \quad \{3.39\}$$

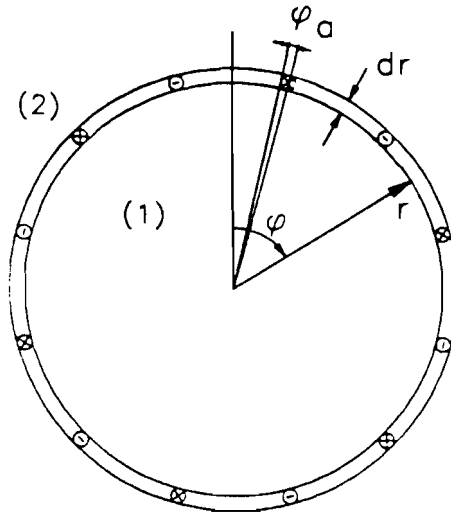
Als nu verondersteld wordt, dat de poolscheiding oneindig dun is ($\varphi_a \rightarrow 0$), geldt voor de stroomdichtheid:

$$J(r, \varphi) = \frac{4pM_0}{\pi r} \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \sin\{(2k+1)p\varphi\}. \quad \{3.40\}$$

De stroomdichtheid bevat alleen sinustermen, dus de potentiaal Φ kan geschreven worden als

$$\Phi(r, \varphi) = \sum_{m=1}^{\infty} (a_m r^m + b_m r^{-m}) \cdot \cos(m\varphi) \quad \{3.41\}$$

De ringmagneet wordt nu beschouwd als een oneindig aantal ringen met infinitesimale dikte dr . In het kringstroommodel wordt dit een oneindig aantal grenzen met een lijnstroomdichtheid $K = J \cdot dr$ tussen gebied (1) en (2) (zie figuur 3.5)



Figuur 3.5: Grenslaag met lijnstroomdichtheid $J \cdot dr$.

De potentiaal $\Phi^{(1)}$ in het binnengebied (1) wordt nu

$$\Phi^{(1)}(r, \varphi) = \sum_{m=1}^{\infty} a_m r^m \cdot \cos(m\varphi), \quad \{3.42\}$$

want als de straal r naar nul gaat, mag de potentiaal Φ niet naar oneindig gaan. De potentiaal $\Phi^{(2)}$ in het buitengebied (2) wordt nu

$$\Phi^{(2)}(r, \varphi) = \sum_{m=1}^{\infty} b_m r^{-m} \cdot \cos(m\varphi), \quad \{3.43\}$$

want als de straal r naar oneindig gaat, moet de potentiaal Φ naar nul gaan. De magnetische inductie \underline{B} wordt bepaald door vergelijking {3.20}

$$\underline{B} = -\mu_0 \text{grad } \Phi. \quad \{3.20\}$$

De radiale- (B_r) en de tangentiële-component (B_φ) van \underline{B} kan voor beide gebieden worden bepaald:

$$B_r^{(1)} = -\mu_0 \cdot \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial r} = -\sum_{m=1}^{\infty} \mu_0 m a_m r^{m-1} \cdot \cos(m\varphi), \quad \{3.44\}$$

$$B_r^{(2)} = -\mu_0 \cdot \frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial r} = \sum_{m=1}^{\infty} \mu_0 m b_m r^{-m-1} \cdot \cos(m\varphi), \quad \{3.45\}$$

$$B_\varphi^{(1)} = -\frac{\mu_0}{r} \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \varphi} = \sum_{m=1}^{\infty} \mu_0 m a_m r^{m-1} \cdot \sin(m\varphi), \quad \{3.46\}$$

$$B_\varphi^{(2)} = -\frac{\mu_0}{r} \frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial \varphi} = \sum_{m=1}^{\infty} \mu_0 m b_m r^{-m-1} \cdot \sin(m\varphi). \quad \{3.47\}$$

Op elke grens gelden de volgende randvoorwaarden:

$$B_r^{(1)} = B_r^{(2)} \quad \{3.48\}$$

en

$$B_\varphi^{(2)} - B_\varphi^{(1)} = \mu_0 \cdot J \cdot dr. \quad \{3.49\}$$

Uit voorwaarde {3.48} volgt:

$$-\mu_0 m a_m r^{m-1} \cdot \cos(m\varphi) = \mu_0 m b_m r^{-m-1} \cdot \cos(m\varphi) \quad \Rightarrow$$

$$-a_m r^{m-1} = b_m r^{-m-1}. \quad \{3.50\}$$

Uit voorwaarde {3.49} volgt:

$$\mu_0 m b_m r^{-m-1} \cdot \sin(m\varphi) - \mu_0 m a_m r^{m-1} \cdot \sin(m\varphi) = \frac{4p\mu_0 M_0}{\pi r} (-1)^k \sin\{(2k+1)p\varphi\} dr,$$

de harmonischen moeten aan elkaar gelijk zijn dus $m = (2k+1)p$;

$$(2k+1) \left(b_k r^{-(2k+1)p-1} - a_k r^{(2k+1)p-1} \right) = \frac{4M_0}{\pi r} (-1)^k dr. \quad \{3.51\}$$

Met vergelijking {3.50} en $m = (2k+1)p$ wordt dit:

$$(2k+1)2 \left[b'_k r^{-(2k+1)p-1} \right] = \frac{4M_0}{\pi r} (-1)^k dr. \quad \{3.52\}$$

Voor de coëfficiënten b'_k geldt dus:

$$b'_k = \frac{2M_0 (-1)^k \cdot r^{(2k+1)p}}{\pi(2k+1)} dr. \quad \{3.53\}$$

Als nu de bijdragen van alle grenslagen worden gesommeerd, worden de coëfficiënten b_k verkregen:

$$b_k = \int_{r_i}^{r_o} b'_k dr = \int_{r_i}^{r_o} \frac{2M_0 (-1)^k \cdot r^{(2k+1)p}}{\pi(2k+1)} dr = \frac{2M_0 (-1)^k \cdot r^{(2k+1)p+1}}{\pi(2k+1)((2k+1)p+1)} \Bigg|_{r_i}^{r_o} =$$

$$b_k = \frac{2M_0 (-1)^k \cdot \left[r_o^{(2k+1)p+1} - r_i^{(2k+1)p+1} \right]}{\pi(2k+1)((2k+1)p+1)} \quad \{3.54\}$$

De algemene vergelijking voor de magnetische inductie $\underline{B} = B_r \underline{e}_r + B_\varphi \underline{e}_\varphi$ in een punt $P(r, \varphi)$ buiten de veelpolige radiaal gemagnetiseerde ringmagneet ($r > r_o$) is dus ($\{3.54\}$ ingevuld in $\{3.45\}$ en $\{3.47\}$):

$$B_r(r, \varphi) = \sum_{k=0}^{\infty} c_k \cdot \cos\{(2k+1)p\varphi\} \quad \{3.55\}$$

en

$$B_\varphi(r, \varphi) = \sum_{k=0}^{\infty} c_k \cdot \sin\{(2k+1)p\varphi\} \quad \{3.56\}$$

$$\text{met } c_k = \frac{2\mu_0 M_0 p (-1)^k \cdot \left[r_o^{(2k+1)p+1} - r_i^{(2k+1)p+1} \right]}{\pi((2k+1)p+1) \cdot r^{(2k+1)p+1}} \quad \{3.57\}$$

Als deze coëfficiënten c_k worden vergeleken met de oplossingen van Baran $\{3.33\}$ voor een ringmagneet zonder luchtspleet tussen de polen ($l=0$), is er maar één klein verschil: in plaats van de faktor $\frac{p}{(2k+1)p+1}$ heeft Baran $\frac{1}{(2k+1)}$. Voor grote p is de oplossing van Baran dus een goede benadering, als de veelpolige cilinder radiaal is gemagnetiseerd.

De 14-polige ringmagneet die volgens de Kinetron-methode wordt geproduceerd, is niet zuiver radiaal gemagnetiseerd. De magnetische deeltjes, waaruit de ringmagneet is opgebouwd, richten zich naar het magnetisch veld in de magnetiseermal (zie § 2.2.). De magnetisatie \underline{M} is dus een functie van de straal r en de hoek φ . Als het veld in de magnetiseermal wordt berekend, kan $\underline{M}(r, \varphi)$ worden beschreven en in een Fourier-reeks worden ontwikkeld. Dan kan per component $\text{rot } \underline{M}$ worden bepaald en kan \underline{B} bepaald worden door de differentiaalvergelijking

$$\Delta \underline{A} = - \mu_0 \text{rot } \underline{M} \quad \{3.58\}$$

op te lossen. Ik vermoed dat deze differentiaalvergelijking zodanig complex is dat geen gesloten oplossing voor het veld van de 14-polige ringmagneet met magnetisatie $\underline{M}(r, \varphi)$ berekend kan worden.

Een numeriek veldberekeningspakket zou uitkomst kunnen bieden. De vakgroep heeft het veldberekeningspakket PE2D van Vector Fields aangeschaft. Men kan echter bij dit pakket nog geen door een functie beschreven magnetisatie invoeren, en de resultaten worden bovendien niet in cilinder coördinaten, maar in cartesische coördinaten weergegeven. Hierdoor is PE2D voor de veldrepresentatie van de 14-polige ringmagneet met radiale magnetisatie minder geschikt.

4. Meetmethoden.

4.1. Inleiding.

We willen de kwaliteit bepalen van ringvormige veelpolige permanente magneten met kleine afmetingen (diameter hoogstens 4 mm, aantal polen minimaal 14). De kwaliteitseisen die aan zulke magneten worden gesteld zijn afhankelijk van de specifieke toepassing. Als de ringmagneet dienst doet als rotor van een miniatuur-stappenmotor worden hoge eisen gesteld aan de gelijkmatigheid van de polen, d.w.z. dat de poolsterkten en de poolsteken met goede benadering van alle polen identiek moeten zijn. Wanneer de ringmagneet wordt toegepast in een microgenerator is gelijkmatigheid van de polen van aanzienlijk minder groot belang.

De door Kinetron geproduceerde 14-polige ringmagneet, wordt toegepast in een micro-generator [4.1]. Aan het eind van het fabricageproces van de magneet wordt de kwaliteit ervan gecontroleerd door hem met een bepaald toerental te laten roteren binnen de stator van een microgenerator, waarbij de topwaarden van de geïnduceerde statorspanning tussen bepaalde grenzen moet liggen. Deze meting geeft nauwelijks informatie over het magnetiseringspatroon van de magneet als eventueel kwaliteitskenmerk. Kinetron is echter uitsluitend geïnteresseerd in het antwoord op de vraag of de magneet in een microgenerator voldoende energie zal omzetten, en hiervoor is beslist niet nodig dat alle polen ongeveer even sterk zijn en alle poolsteken bij benadering aan elkaar gelijk zijn. In feite moeten in de microgenerator de topwaarden van de geïnduceerde spanning en die van het kleeftkoppel tussen bepaalde grenzen liggen. Hieraan kan zelfs worden voldaan als het magnetiseringspatroon van de rotor aanzienlijke onregelmatigheden vertoont, mits de som van de afzonderlijke poolsterkten voldoende groot is. Bij gebruik van het materiaal $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ kan gemakkelijk aan deze eis worden voldaan. De kwaliteitscontrole van de microgenerator is eigenlijk een gecombineerde meting van kleeftkoppel en magnetische flux; e.e.a. wordt beschreven in § 4.2. Bij gebruik van de veelpolige ringmagneten in micro-stappenmotoren draagt steeds een fractie van het totale aantal polen bij aan de koppelvorming (bijvoorbeeld 20%). Onregelmatigheden in het magnetiseringspatroon van de magneet komen

daardoor versterkt tot uitdrukking in het arbeidskoppel en in het houdkoppel van de stappenmotor. Met name wanneer de onregelmatigheid een cyclisch karakter zou hebben.

Vragen we naar de kwaliteit van de magneet, zonder a priori rekening te houden met zijn eventuele toepassing, dan zouden we eisen moeten stellen aan de amplitude en de periode van het magnetiseringspatroon. Om de magneet t.a.v. zulke kwaliteitscriteria te toetsen is het gewenst om de magnetische inductie langs de buitenkant van de magneet te kunnen meten. Dit betekent dat een magnetosensor moet worden gezocht, waarmee dichtbij het cilindrisch oppervlak van de ringmagneet de magnetische inductie kan worden gemeten. We willen graag een universele meetopstelling en daar we in staat zijn om magneten te maken met een poolsteek van 150 μm , voldoet alleen een magnetosensor met een sensitief oppervlak waarvan de grootste afmeting aanzienlijk kleiner is, d.w.z. maximaal 50 μm . Voorzover mij bekend heeft de kleinste verkrijgbare Hall-sensor een sensitief oppervlak van $0,2 \text{ (mm)}^2$; dit is dus ongeveer 80 keer te groot. Het is wel degelijk mogelijk om Hall-sensor te fabriceren met een klein sensitief oppervlak; over een kwart micron geïmplanteerde GaAs Hall-sensor is al gerapporteerd [4.2]. Om een of ander reden is deze niet commercieel verkrijgbaar.

We hebben mogelijkheden onderzocht om zelf een sensor te construeren. Naar aanleiding van een uitgave van Micro-Select over micromechanica [4.3] is het idee geboren om een flexibel opgehangen balkje in silicium te etsen. Als zo'n balkje in trilling wordt gebracht, zal onder invloed van een konstant magneetveld een wisselspanning tussen de uiteinden van de balk ontstaan (zie Appendix C). Tot een praktische uitvoering is het niet gekomen, want tijdens een literatuuronderzoek heb ik een bestaande sensor met een voldoende hoge meetresolutie gevonden, namelijk een 3-D magnetotransistor die aan de Technische Universiteit Delft is ontwikkeld en die in § 4.3. wordt beschreven.

4.2. Kwaliteitskontrolle voor de microgenerator.

De ringmagneet is gelijmd om een holle as, waarin een veer is bevestigd. Dit geheel wordt in een houder gehangen en wordt dan in een klauwpoolstator met 14 tanden geplaatst. De veer wordt gespannen als aan de houder wordt

gedraaid. Als de kracht van de gespannen veer groter wordt dan het houdkoppel tussen magneet en stator, ontspant de veer en draait de magneet met grote snelheid rond ($\omega \cong 1000$ rad/s). Er wordt een spanning in de statorspoel (met N windingen) geïnduceerd. Deze spanning wordt bepaald door de vergelijking

$$u(t) = N \cdot \frac{d\phi_c(p\varphi)}{dt}. \quad \{4.1\}$$

De magnetische flux ϕ_c wordt bepaald door

$$\phi_c(p\varphi) = \int_S B_g(p\varphi) dS, \quad \{4.2\}$$

hierin is B_g een magnetische inductiecomponent van de magneet, die loodrecht op de klauwpolen van de stator staat, en is S het oppervlak van de klauwpolen.

Als de magneet met hoeksnelheid $\omega = \frac{d\varphi}{dt}$ wordt rondgedraaid, wordt de geïnduceerde spanning:

$$u(t) = Np\omega \cdot \phi_c(p\varphi) \quad \{4.3\}$$

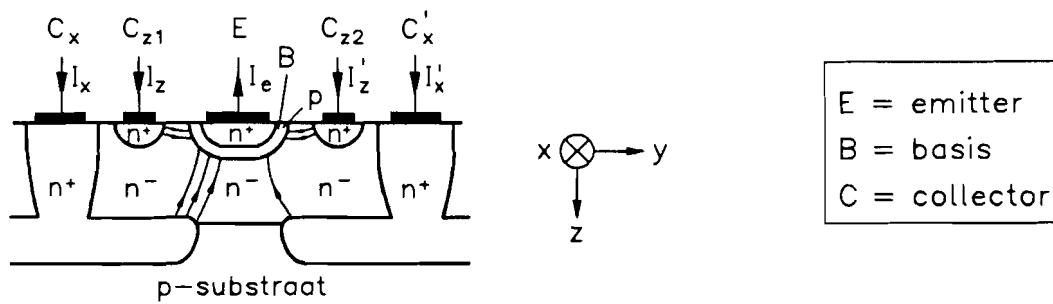
De hoeksnelheid ω is niet konstant; de veer ontspant eerst, gaat door de evenwichtsstand en gaat weer opspannen, komt een ogenblik tot stilstand (ω wisselt van teken) en ontspant dan weer etcetera, totdat uiteindelijk de veer blijvend tot stilstand komt; de beweging van de magneet is aan die van de veer gekoppeld.

Het verloop van de beweging verschilt elke combinatie van veer en magneet aanzienlijk, als gevolg van de ruime toleranties die bij de fabricage van veren en magneten ontstaan. Het verloop van de geïnduceerde wisselspanning, en met name de hoogste gemeten amplitude daarvan, geeft informatie over de generatorcapaciteit, maar geen informatie over uitsluitend de rotormagneet. Meer informatie verkrijgt men door de geïnduceerde spanning te integreren. De spanning wordt daartoe opgenomen met de D6000, dit is een digitale transiënten recorder met rekenfaciliteiten. De opgenomen spanningsvorm kan worden geïntegreerd, door de optie "INTG" op de D6000 te gebruiken. De integraal van de spanning is gelijk aan de magnetische flux en de topwaarde van de magnetische flux $\hat{\phi}$ is onafhankelijk van de rotorbeweging. Dit maximum van de totale magnetische flux kan een kwaliteitsmaat zijn voor de magneet, maar het geeft geen informatie over de afzonderlijke polen.

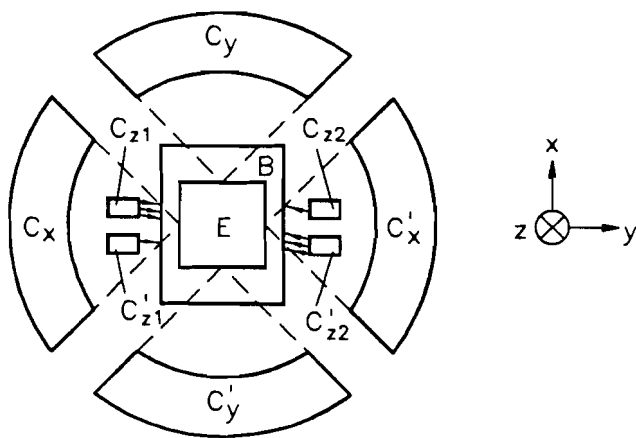
4.3. 3-D Magnetotransistor.

Tijdens mijn speurtocht naar een sensor die de magnetische inductie B meet op een sensitief oppervlak van maximaal $50 \times 50 (\mu\text{m})^2$, heb ik drie artikelen [4.4, 4.5, 4.6] over een zeer interessante 3-D magnetotransistor gevonden. Deze 3-D magnetotransistor is ontwikkeld in het Laboratorium voor Elektrotechnische Instrumentatie van de faculteit Elektrotechniek aan de Technische Universiteit Delft. Onder leiding van prof. dr. ir. S. Middelhoek zijn er verschillende proefschriften over deze magnetotransistor geschreven, onder andere door S. Kordic [4.7] en V. Zieren [4.8].

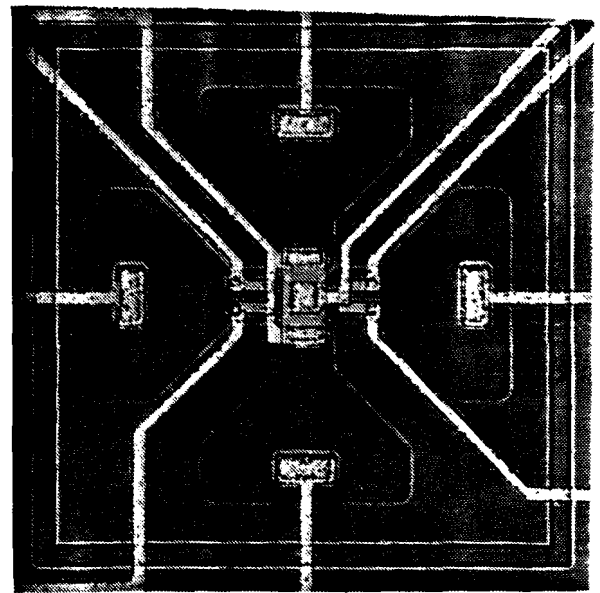
De 3-D magnetotransistor is een npn-transistor met één emitter, één basis en drie collectorparen. In elk van de drie orthogonale richtingen wordt een stroom van, door de emitter geïnjecteerde, ladingsdragers via de basis getransporteerd naar de drie collectorparen. Bij afwezigheid van een uitwendig magneetveld zal de stroom gelijkelijk worden verdeeld over de twee collectoren van elk paar. Indien de sensor wordt blootgesteld aan een willekeurig magneetveld, zullen de bewegende ladingsdragers (in dit geval elektronen) door de Lorentzkracht worden afgebogen, zodat van elk collectorpaar de ene collector iets meer, de ander iets minder stroom ontvangt. Binnen het meetbereik van de sensor ($B < 1\text{T}$) is het collectorstroomverschil proportioneel met de magnetische inductie: $I_c - I'_c = \Delta I_c = S \cdot B$. In figuur 4.1 zijn een schematische doorsnede, een schematisch bovenaanzicht en een fotografisch bovenaanzicht van de 3-D magnetotransistor getekend.



a) De x-collectorstroomverdeling als gevolg van de x-component van \underline{B}



b) De z-collectorstroomverdeling als gevolg van de z-component van \underline{B}



c) Bovenaanzicht van de 3-D Magnetotransistor

Figuur 4.1: Doorsnede en bovenaanzicht van de 3-D magnetotransistor.

Om de drie orthogonale componenten van \underline{B} van elkaar te onderscheiden, zijn de collectoren zó geplaatst dat het stroomverschil van één paar alleen afhangt van één van de drie componenten van de magnetische inductie \underline{B} . Daarom zijn de x- en y-collectoren tot onder de emitter geplaatst, zodat de ladingsdragers in verticale richting stromen. De z-collectoren zijn in hetzelfde vlak als de emitter geplaatst, zodat de ladingsdragers in horizontale richting stromen. Er zijn echter ook ladingsdragers die naar de z-collectoren stromen met een verticale snelheidscomponent; daarom heeft de

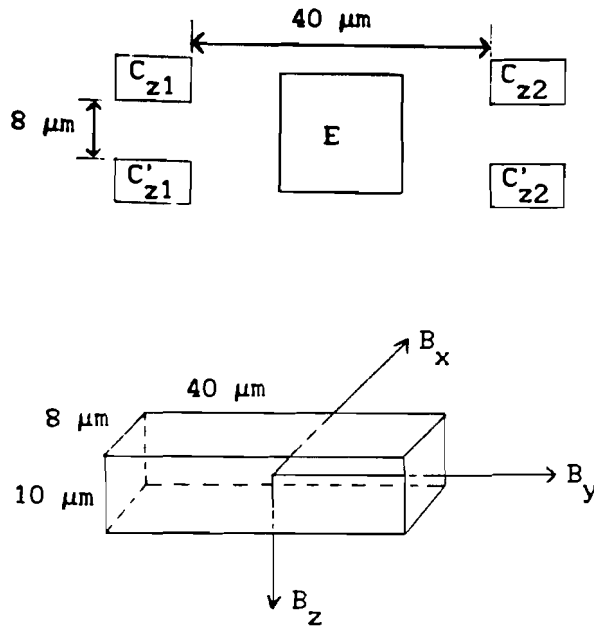
magneetveld-component in de y-richting (B_y) ook invloed op de verschilstroom van de z-collectoren. De gevoeligheidsmatrix S is dientengevolge niet een zuivere diagonaalmatrix, maar heeft ook een kruisterm S_{zy} :

$$\begin{pmatrix} \Delta I_x \\ \Delta I_y \\ \Delta I_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & S_{yy} & 0 \\ 0 & S_{zy} & S_{zz} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix} \quad \{4.6\}$$

De gevoeligheid van de sensor voor de z-component van de magnetische inductie B (S_{zz}) is vergroot door toepassing van twee z-collectorparen. De collectoren C_{z1} en C'_{z2} worden evenals C'_{z1} en C_{z2} met elkaar verbonden, zodat $I_z = I_{z1} + I'_{z2}$ en $I'_z = I'_{z1} + I_{z2}$. Door de toevoeging van een extra z-collectorpaar wordt tevens de kruisterm S_{zy} verkleind.

Als er geen magneetveld wordt aangelegd, zouden de collectorstromen van één collectorpaar aan elkaar gelijk moeten zijn. Er is echter in feite wel een verschil. Deze offsetstroom wordt veroorzaakt door de fouten in de transistortopologie, ontstaan bij het uitrichten van het masker, met name is de emitter niet precies in het midden van een collectorpaar geplaatst. De offsetstroom kan vele malen groter zijn dan de verschilstroom die door een aangelegd magneetveld wordt veroorzaakt. Hiermee moet rekening worden gehouden bij het ontwerpen van de elektronische schakeling waarin de 3-D magnetotransistor is opgenomen. De offsetstroom moet gecompenseerd worden voordat de verschilstroom wordt versterkt.

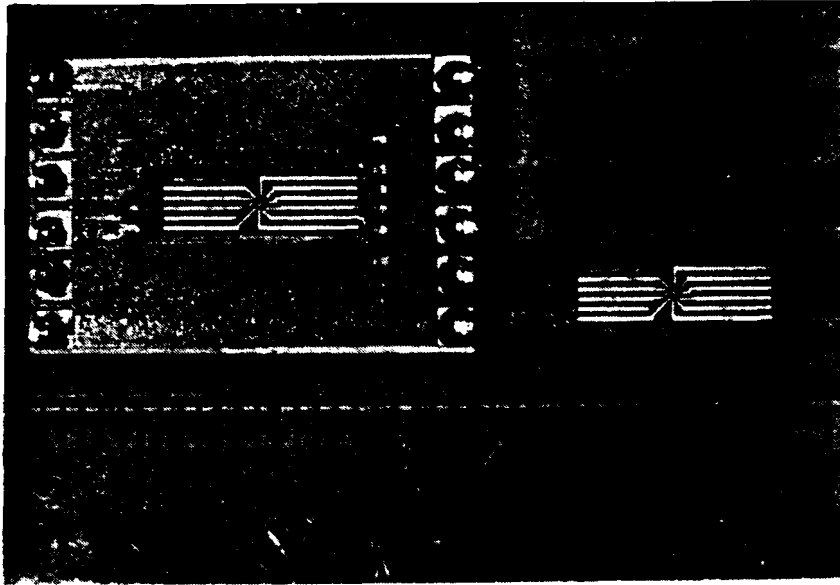
De sensor meet de magnetische inductie B binnen een sensitief volume van $8 \times 40 \times 10 (\mu\text{m})^3$ (zie fig. 4.2). Het magneetveld kan dus gemeten worden met een hogere resolutie dan oorspronkelijk gevraagd was, namelijk $50 \times 50 (\mu\text{m})^2$. Bovendien wordt niet uitsluitend de veldcomponent loodrecht op het vlak van de sensor gemeten, zoals bij toepassing van een Hall plaatje, maar worden tevens de beide andere componenten van het magneetveld gemeten.



Figuur 4.2: Het meetoppervlak en -volume van de 3-D magnetotransistor.

Dankzij de hulp van ir. P. Munter, die werkzaam is in het Laboratorium voor Elektrotechnische Instrumentatie te Delft, is het gelukt om deze 3-D magnetotransistor in huis te halen. Wij kregen de beschikking over twee laboratoriumexemplaren. De bonddraden (dunne aansluitdraden op een chip) van deze exemplaren zijn echter niet beschermd en zitten dichtbij het meetgebied, zodat de afstand tussen magneet en meetoppervlak minimaal ± 2 mm bedraagt. Voor metingen aan de 14-polige ringmagneet, met een poolsteek van $750 \mu\text{m}$, is deze afstand veel te groot en is dit laboratoriumexemplaar niet bruikbaar.

De 3-D magnetotransistor is ontwikkeld in opdracht van Océ te Venlo, met het oog op veldmetingen aan meerpolige magneetrollen, op een zeer korte afstand (ca. $100 \mu\text{m}$). Naast de "laboratorium-transistor" is daarom een nieuwe chip gemaakt met aan weerszijden van de transistor lange aansluitpaden (zie foto; fig. 4.3). Bij de transistor van Océ zijn de bonddraden voor ons doel voldoende ver verwijderd van het meetgebied. Bij deze sensor is het in principe mogelijk om aan het oppervlak van een veelpolige permanente miniatuurmagneet te meten.



Figuur 4.3: 3-D magnetotransistor, vervaardigd voor Océ.

Ik heb aan Océ in Venlo een bezoek gebracht, en heb daar gesproken met ing. Th. Siebers die verantwoordelijk is voor de metingen met de 3-D magnetotransistor, en met dhr. P. Pijpers, die de elektronica voor de sensor heeft ontworpen. Naar aanleiding van dit gesprek zijn beide Océ-medewerkers naar de TUE gekomen en is er met een Océ-sensor een voorlopige meting gedaan aan een 14-polige ringmagneet. Deze meting verliep naar wens, totdat de magneet met het meetgebied van de sensor in contact kwam en de sensor ruïneerde.

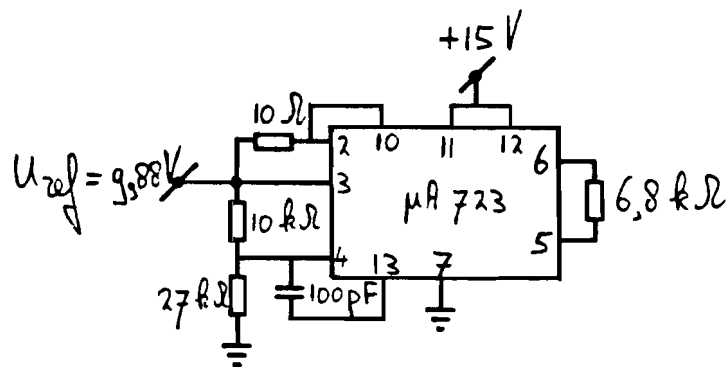
Na deze toch wel veelbelovende meting is de afspraak gemaakt dat ik zelf een elektronische schakeling voor de 3-D magnetotransistor zou maken. In combinatie met deze schakeling hebben we bij Océ twee sensoren geijkt, die ik vervolgens voor mijn afstudeerwerk op de TUE heb meegekregen.

4.3.1. Sensor-elektronica.

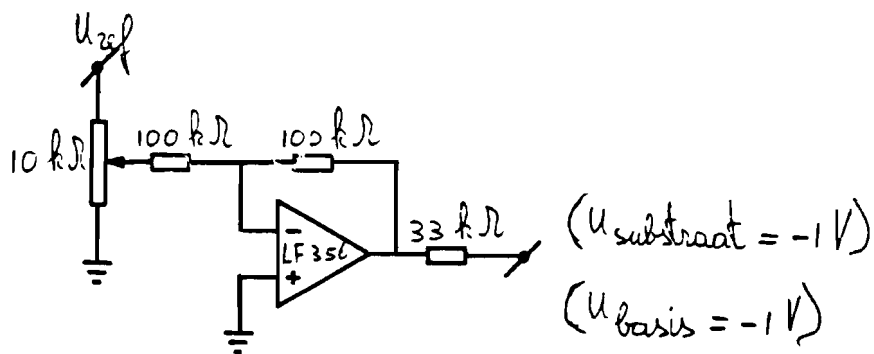
De elektronica is aan de hand van een bij Océ ontworpen schema gebouwd. Een gestabiliseerde voeding (Dual Power Supply E018-0,6D van Delta Elektronica) verzorgt de spanningen -15 V, 0 V en 15 V voor de elektronica.

Een korte beschrijving van de elektronica:

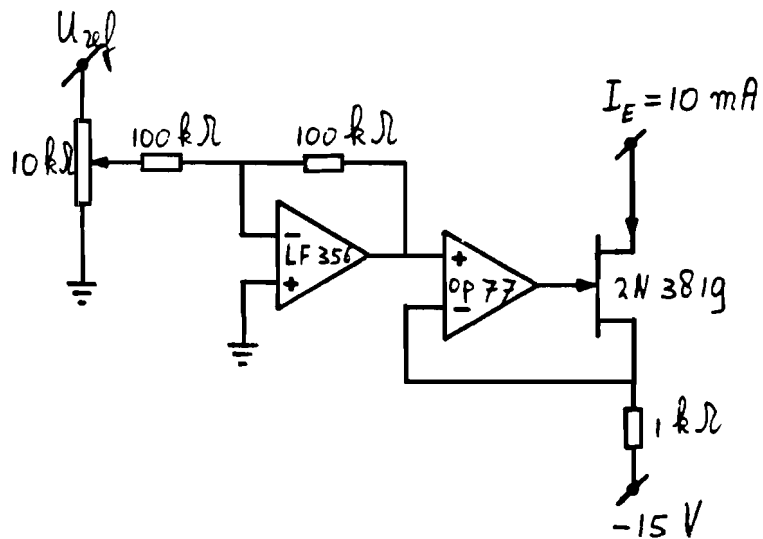
Een spanningsregelaar ($\mu A 723$) is gebruikt om een stabiele referentiespanning (fig. 4.4.a) te maken. Van deze referentiespanning worden de substraat- en basisspanning voor de 3-D magnetotransistor afgeleid (fig. 4.4.b). Ook is er een stroombron gemaakt waarmee de emitterstroom I_e van de 3-D magnetotransistor zeer nauwkeurig wordt ingesteld (fig. 4.4.c).



a) Referentiespanningsbron



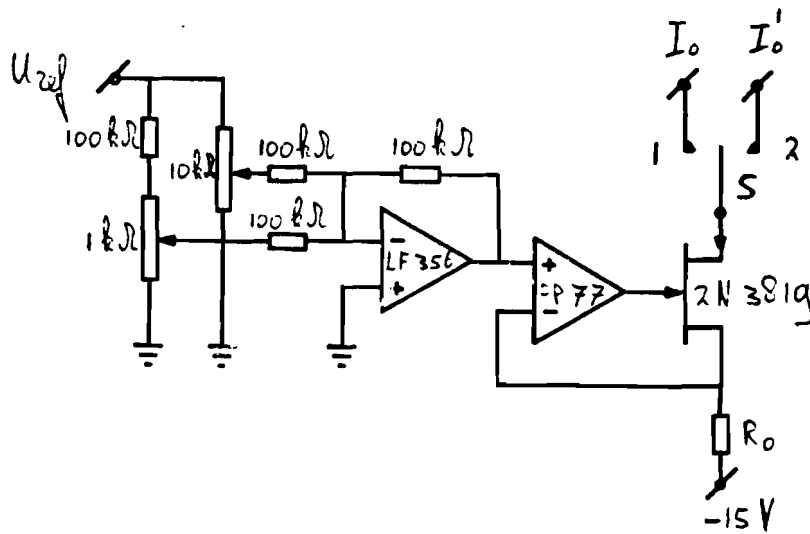
b) Instelling van substraat- en basisspanning



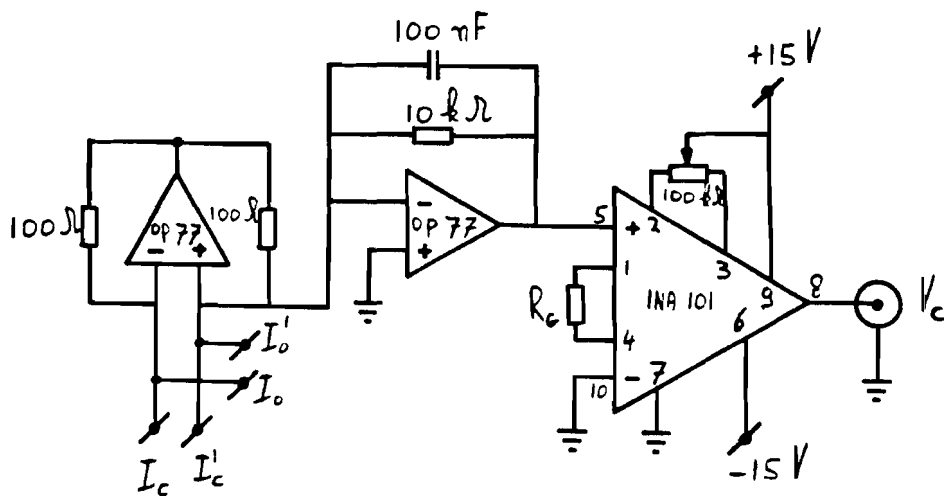
c) I_E -stroombron

Figuur 4.4: Deel van de schakeling, waarin de sensor is opgenomen.

In principe bestaat de rest van de elektronica uit 3 gelijke delen, één voor elk kanaal x, y en z (zie fig. 4.5). De twee collectorstromen worden met behulp van een operationele versterker (opamp) van elkaar afgetrokken. De verschilstroom, welke evenredig is met één component van het aangelegde magneetveld, wordt vervolgens versterkt met behulp van een opamp ($\times 10^4$) en een instrumentatieversterker ($\times (1 + 40 \cdot 10^3 / R_G)$) in cascade. De totale versterking is dus $10^4 \cdot (1 + 40 \cdot 10^3 / R_G)$. De uitgangsspanning van de instrumentatieversterker is dus een maat voor het aangelegde magneetveld. Als er geen magneetveld is, vloeit er toch een verschilstroom. Deze offsetstroom wordt gecompenseerd door een stroom toe te voegen aan de kleinste van de collectorstromen, zodat het verschil nul wordt. Deze extra stroom wordt geleverd door een stroombron, en wordt grof ingesteld met een 10 k Ω -potmeter en daarna met een 1 k Ω -potmeter in serie met een 100 k Ω weerstand fijn afgeregeld. Met schakelaar S wordt de collector met de kleinste ruststroom gekozen. De weerstand R_0 bepaalt het bereik van de stroombron. De offsetstroom heeft bij elk kanaal van elke sensor een andere grootte, daarom moet de weerstand R_0 gemakkelijk uitgewisselbaar zijn.



a) Offsetstroombron



b) Verschilstroomversterker

Figuur 4.5: De verwerkingselektronica van 1 kanaal van de 3-D magnetotransistor.

4.3.2. IJkprocedure.

In samenwerking met Dr. Ir. J. Beekwilder van Océ zijn er twee sensoren (nr. 4 en nr. 7) geijkt. De zelfgebouwde elektronica wordt op een sensor aangesloten, en de uitgangsspanningen V_x , V_y en V_z worden van voltmeters afgelezen. Eerst moet de sensor-specifieke weerstand R_0 (fig. 4.5) voor elk kanaal worden bepaald. In verband met de stroomverdeling in de transistor

is belangrijk dat alle drie de kanalen aangesloten zijn op de elektronica.

Zonder de instrumentatieversterkersweerstand R_G is de versterking 10^4 , en zonder R_o wordt er geen offset gecompenseerd, dus als er geen magneetveld wordt aangelegd, representeert de uitgangsspanning een maat voor de versterkte offsetstroom. De spanningsval over R_o is, als de instelpotmeters in het midden staan, ongeveer 10 V. Per kanaal wordt R_o als volgt bepaald:

$$R_o \cong \frac{10}{I_o} = \frac{10}{V_o / 10^4} = \frac{100}{V_o} \text{ k}\Omega \quad \{4.7\}$$

Afhankelijk van het teken van de offsetspanning (V_o) wordt de stand van de schakelaar S op 1 of 2 gekozen. Nu kan met de instelpotmeters de offset op nul worden ingesteld.

Tabel 4.1: De weerstanden R_o en schakelaarstanden S behorend bij de geijkte sensoren.						
	R_{ox} [k Ω]	R_{oy} [k Ω]	R_{oz} [k Ω]	S_x	S_y	S_z
sensor 4	2200	8,2	320	1	2	2
sensor 7	470	15	320	2	2	1

Er kan een homogeen veld ingesteld worden tussen een Helmholtz-spoelenpaar. De sensor wordt opgehangen tussen die spoelen en kan gedraaid worden rond de x-, y- of z-as. Er wordt een veld van 0,1 Tesla ingesteld, en de weerstand R_G wordt per kanaal zó gekozen dat de spanning ongeveer 1 V is. De waarden zijn als volgt: $R_{Gx} = 1 \text{ k}\Omega$, $R_{Gy} = 2,7 \text{ k}\Omega$ en $R_{Gz} = 1 \text{ k}\Omega$.

Nu kunnen de elementen (ijkfactoren) van de gevoeligheidsmatrix S worden bepaald. Eerst wordt de sensor om de x-as gedraaid en onder verschillende hoeken wordt nu een bekend veld aangelegd en worden de bijbehorende waarden van V_x , V_y en V_z genoteerd. Hierna worden dezelfde metingen gedaan, waarbij de sensor om de y- en de z-as wordt gedraaid. De meetwaarden worden in een programma ingevoerd, dat de ijkfactoren berekent. Dit ijkprogramma is bij Océ geschreven, ik heb mij daar niet in verdiept en ga ervan uit dat de berekende ijkfactoren korrekt zijn. Door de onnauwkeurigheid van de hoekinstelling van de sensor in het veld en de drift in de elektronica, zullen de meetwaarden ook een afwijking hebben. Het ijkprogramma berekent de ijkfactoren met een onnauwkeurighedsband.

-Sensor 4:

$$\begin{pmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 8.5 \pm 0.2 & 0 \pm 0.06 & 0 \pm 0.2 \\ 0 \pm 1 & 8.5 \pm 0.3 & 0 \pm 1 \\ 0 \pm 0.2 & 0 \pm 0.2 & -13.5 \pm 0.1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix}$$

-Sensor 7:

$$\begin{pmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 8.0 \pm 0.1 & 0 \pm 0.1 & 0.1 \pm 0.05 \\ 0 \pm 0.05 & 9.27 \pm 0.06 & 0.4 \pm 0.1 \\ 0 \pm 0.3 & 0 \pm 0.1 & -14.3 \pm 0.1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix}$$

De sensitiviteitsmatrix S van beide sensoren zijn nagenoeg diagonaal; de kruisterm S_{zy} (zie {4.6}) is schijnbaar verdwenen. Dit duidt op zeer goed geplaatste z-collectoren.

De grotere afwijkingen van de ijkfactoren van sensor 4 zijn een gevolg van het feit dat de drift van het nulniveau (offset) niet verrekend is in de meetwaarden.

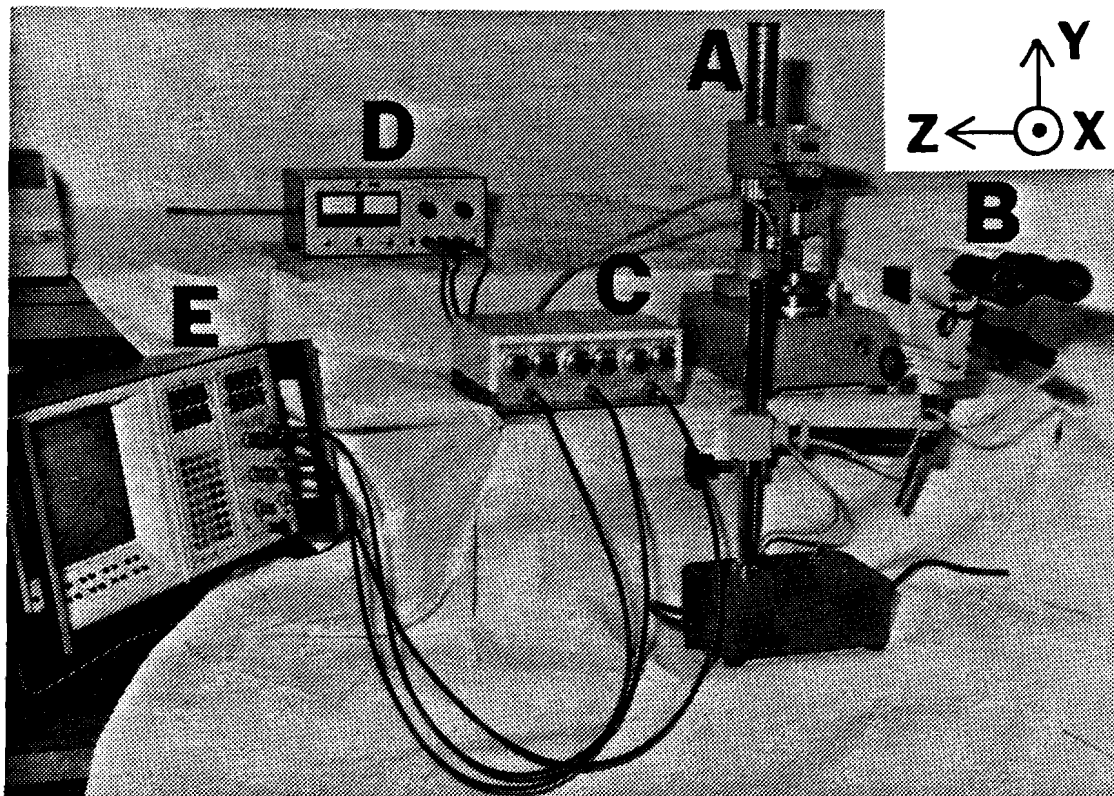
Dhr. J. Beekwilder vertelde tijdens een telefoongesprek, dat hij de ijknaauwkeurigheid had berekend. Hij stelde dat de onnauwkeurigheid in de ijkfactoren een onnauwkeurigheid van 10% in de waarde van de magnetische inductie veroorzaakt.

5. Metingen.

5.1. Meetopstelling.

We willen de magnetische inductie B meten dichtbij het cilindrisch oppervlak van veelpolige permanent miniatuurmagneten, als functie van de radiale, tangentiële en axiale posities (r, φ, z) [5.1]. Bij zo'n meting is het van essentieel belang dat de sensor nauwkeurig ten opzichte van de ringmagneet kan worden gepositioneerd. Tijdens de meetprocedure staat de sensor stil en draait de ringmagneet; bij elke meetcyclus wordt de afstand tussen sensor en cilindrisch oppervlak van de ringmagneet zo goed mogelijk op een voor die cyclus ingestelde konstante waarde gehouden. Het sensitieve volume $8 \cdot 10 \cdot 40 \text{ } (\mu\text{m})^3$ van de sensor komt overeen met $x \cdot z \cdot y$ (§ 4.3). De axiale veldcomponent (B_{ax}) wordt gemeten in de y-richting van de sensor, zodat de minst belangrijke component met de laagste resolutie wordt gemeten. De tangentiële veldcomponent (B_{φ}) wordt in de x-richting en de radiale veldcomponent (B_r) wordt in de z-richting van de sensor gemeten.

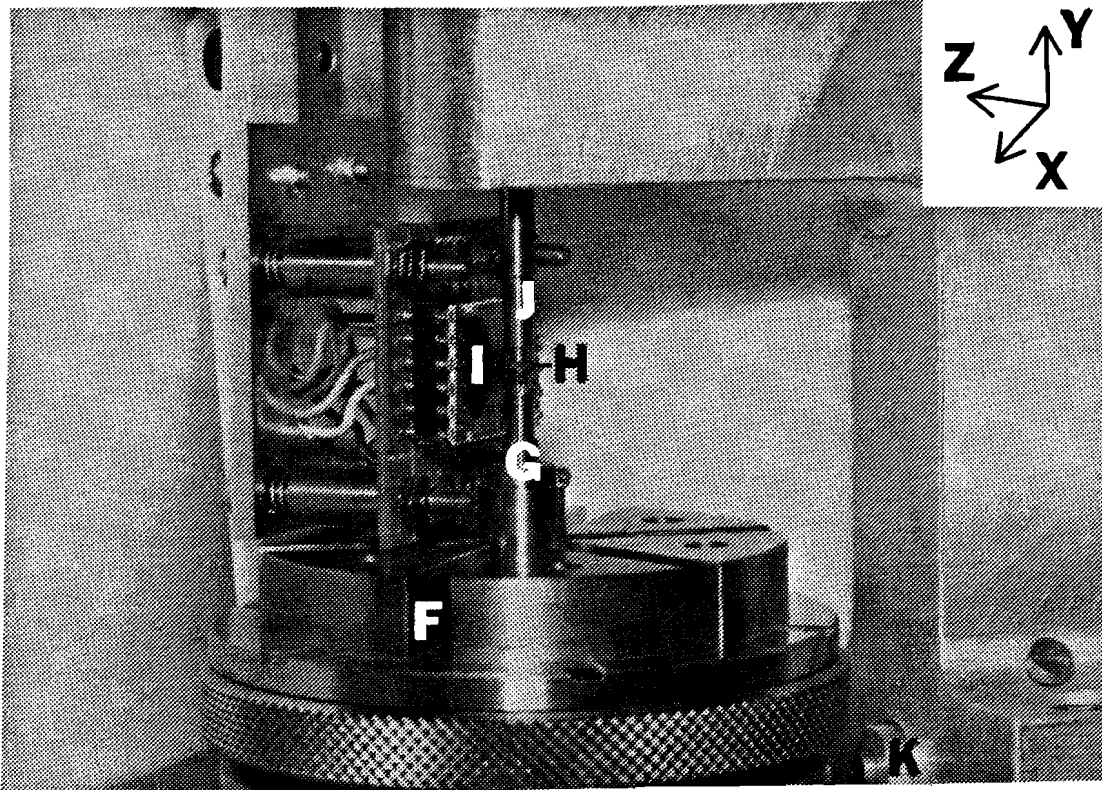
De meetopstelling is gebouwd door de heer J. van Doorn, technisch medewerker van de vakgroep. De sensor is in een meetjuk bevestigd (zie fig. 5.1; A) aan een kruistafel (x- en z-richting, $10 \mu\text{m}$ per schaaldeel) die in zijn geheel in de y-richting verplaatst kan worden. Nabij het meetjuk bevindt zich een draaitafel waarmee tijdens een omwenteling alle punten van een schijfvormig deel van het cilindrische oppervlak van de magneet op hun beurt binnen het bereik van de sensor kunnen worden gebracht. De draaitafel roteert met een hoeksnelheid van precies één omwenteling per minuut, aangedreven door een synchronomotor met 250 tpm via een tandwielvertraging van 250:1.



- A: Meetjuk, verzorgt de lineaire verplaatsing van de sensor en de rotatie van de magneet (potence de mesure, CSEM).
- B: Stereomikroscoop met kruisverdeling.
- C: Sensor-elektronica.
- D: Gestabiliseerde spanningsbron.
- E: Digitale transiënten recorder (DATA Precision, D6000).

Figuur 5.1: Een foto van de meetopstelling.

De sensor is aan de kruistafel bevestigd en kan dus in de drie orthogonale richtingen worden verplaatst. In de klauw van de draaitafel is een as bevestigd (zie fig. 5.2), waarop de ringmagneet geplaatst kan worden. Om de speling in de excentriciteit van de draaitafel te verminderen, wordt een as (fig. 5.2; J) boven de ringmagneet geplaatst. Deze contra-as kan in de y-richting met behulp van schroefdraad worden verplaatst, zodat de ringmagneet kan worden uitgewisseld.



- F: Met 1 omwenteling per minuut aangedreven draaitafel.
- G: Ringmagneethouder (as).
- H: 14-polige ringmagneet.
- I: Magnetosensor, bevestigd aan een kruistafel (x,z).
- J: Contra-as.
- K: Omwentelingsdetektor (1 puls/omwenteling).

Figuur 5.2: Detail-foto van de draaitafel met ringmagneet en de sensor.

Er wordt een stereomikroscoop (fig. 5.1; B), met een kruisverdeling in het oculair ($100 \mu\text{m}$ per schaaldeel), gebruikt om de positie van de sensor ten opzichte van de ringmagneet in te stellen. De sensor is aangesloten op de elektronica (fig. 5.1; C), die gevoed wordt door een gestabiliseerde spanningsbron (fig. 5.1; D). Het verloop als functie van de tijd van de uitgangsspanningen (V_x , V_y en V_z) van de elektronische schakeling wordt opgenomen met de D6000 (fig. 5.1; E); dit is een transiënten-recorder met een 12-bits A/D-converter en met rekenfaciliteiten waaronder Fast Fourier Transformatie (FFT) [5.2]. Aan het eind van elke omwenteling genereert de draaitafel een puls, door middel van een naderings-detector. Deze

synchronisatiepuls wordt door de D6000 geregistreerd, en dient als nulpunt voor de tijdsschaal van de sensorspanningen.

De D6000 is gekoppeld aan een Personal Computer, een Tulip AT compact. Met behulp van speciaal ontwikkelde programmatuur [5.3] worden de gemeten signalen in de P.C. ingelezen. De opgenomen spanningen (V_x , V_y en V_z) worden binnen een wiskundig rekenpakket (MATLAB) vermenigvuldigd met de inverse van de geijkte gevoeligheidsmatrix S , met de magnetische inductie-componenten B_φ , B_{ax} en B_r als resultaat.

$$\begin{pmatrix} B_\varphi \\ B_{ax} \\ B_r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & S_{yy} & 0 \\ 0 & S_{zy} & S_{zz} \end{pmatrix}^{-1} \cdot \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{pmatrix} \quad \{5.1\}$$

In Appendix B is de verwerking van de gemeten spanningen gedetailleerd beschreven.

Positionering van de sensor:

We gaan er vanuit dat de as van de magneethouder in een eerder stadium zodanig is uitgericht dat deze parallel met de y-as is; we gaan er tevens vanuit dat het vlak van de sensor parallel aan het xy-vlak is. De stereokijker wordt nu allereerst loodrecht op het vlak van de sensor gericht. We zien de bovenkant van de as (zonder ringmagneet) en het sensitieve gebied van de sensor. Het sensitieve gebied wordt uitgericht op de middellijn van de as, zodat de sensor loodrecht op een radius van de ringmagneet komt te staan.

De ringmagneet wordt zo goed mogelijk gecentreerd op de as geplaatst, en de stereokijker wordt onder een hoek van ongeveer vijfenvestig graden op het vlak van de sensor gericht. Het sensitieve gebied wordt uitgericht op het axiale midden van de ringmagneet, door de sensor in y-richting te verplaatsen.

De stereokijker wordt nu onder een hoek van enkele graden op het vlak van de sensor gericht, zodat (langs de bonddraadbescherming) tussen sensor en ringmagneet kan worden gekeken. Met behulp van de kruisverdeling in het

oculair van de kijker, kan de afstand in de z-richting worden bepaald.

De sensor wordt beschermd door een dunne folie (Melinex 12 μm), om te voorkomen dat de sensor beschadigd wordt (§ 4.3). De met de folie bedekte sensor wordt in de z-richting tegen de ringmagneet gedrukt. De stand van de nonius wordt afgelezen en de sensor wordt daarna op de gewenste afstand van de ringmagneet geplaatst. Deze afstand tussen sensor en ringmagneet wordt door de stereokijker met de kruisverdeling voortdurend gecontroleerd.

Meetprocedure.

Ongeveer twee uur voor de meting wordt de apparatuur ingeschakeld, zodat de sensor en zijn elektronische schakeling zich thermisch kunnen instellen. De sensor is daarbij zo ver mogelijk van de ringmagneet verwijderd, d.w.z. buiten de magnetische invloed van de magneet. De uitgangsspanningen (V_x , V_y en V_z) van de elektronische schakeling worden met de offset-potmeters (§ 4.3.1) op nul ingesteld. Daarna wordt de sensor op 50 μm van het cilindrische oppervlak van de ringmagneet gepositioneerd en wordt de ringmagneet in precies één minuut rondgedraaid.

Er wordt van uitgegaan dat de hoeksnelheid van de draaitafel nauwkeurig konstant is, en dat dus de tijd een maat is voor de hoekpositie. Dit is geverifieerd met behulp van de naderingsdetector en 8 metalen strippen op willekeurige plaatsen aan de omtrek van de draaitafel, zodat 8 pulsen per omwenteling worden gegenereerd. Deze pulsen zijn gedurende een groot aantal omwentelingen geregistreerd met de D6000, waarna steekproefsgewijs de kortste afstanden tussen overeenkomstige pulsen zijn gemeten. Deze afstanden blijken konstant te zijn, en gelijk aan één omwentelingsperiode, waarbij de onderlinge verschillen ofwel nul ofwel gelijk aan één sampleperiode zijn. De sampleperiode bedroeg bij deze verificatie 10 ms, waaruit geconcludeerd is dat de omwentelingsperiode $59,95 \pm 0,01$ s bedraagt. De onregelmatigheid van de omwentelingsnelheid van de draaitafel is blijkbaar te gering om op deze wijze gemeten te kunnen worden. We concluderen dat de fout die wordt gemaakt, door de tijd als maat voor de hoekpositie te nemen, verwaarloosbaar is.

Tijdens het draaien van de magneet langs de sensor, registreert de D6000 de

drie sensorspanningen V_x , V_y en V_z in drie buffers. In elke buffer worden, met een sampleperiode van 120 ms, 512 samples opgenomen. Met behulp van de synchronisatiepulsen die de naderingsdetector (naast de draaitafel) elke omwenteling afgeeft, worden de samples behorend bij één omwenteling gemarkeerd. Een PC copieert en verwerkt de opgenomen signalen van de D6000, en produceert de B-curves van de omtrek van de magneet (Appendix B).

Het verschil in lengte tussen magneten van de eerste en van de tweede serie heeft in het axiale midden van de magneet bijna geen invloed op de magnetische inductie, zoals gemeten met de magnetosensor, maar de top van de magnetische flux $\hat{\phi}$, zoals gemeten in de klauwpoolstator, is wel bij benadering evenredig met de lengte. Met een micrometer is de lengte l van alle magneten gemeten. Als kwaliteitsmaat voor de magneet wordt nu $\hat{\phi}/l$ gekozen.

5.3. Magnetische veldmetingen.

Alle in dit verslag beschreven metingen zijn gedaan met sensor 7. Uit het resultaat van een als testmeting bedoelde inductiemeting in het axiale middenvlak van een 14-polige ringmagneet, op $50 \mu\text{m}$ afstand in radiale richting van de cilindrische buitenwand, blijkt dat de amplitude \hat{B}_φ ongeveer de helft bedraagt van \hat{B}_r (bijlage 1). Bovendien zijn zowel \hat{B}_φ als \hat{B}_r niet voor alle polen even groot. Dit wordt ten dele veroorzaakt door een positioneerfout: de as van de ringmagneet slingert, zodat de afstand tussen sensor en buitenwand van de magneet niet steeds $50 \mu\text{m}$ bedraagt. Met behulp van de stereokijker heb ik geschat dat de afstand varieert tussen 50 en $100 \mu\text{m}$, rond een gemiddelde van $75 \mu\text{m}$.

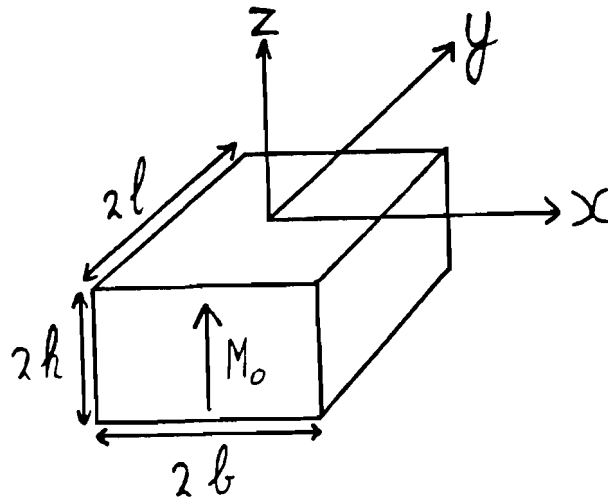
Het uit de metingen (b)lijkende feit dat $\hat{B}_\varphi \cong \frac{1}{2} \hat{B}_r$ verdient bijzondere aandacht. De vergelijkingen voor \underline{B} , zoals ze in hoofdstuk 3 zijn afgeleid ({3.55}, {3.56} en {3.57}), zijn in de P.C. ingevoerd als MATLAB-functies (zie Appendix E). Met de computer zijn B_r en B_φ , voor een radiale afstand van $75 \mu\text{m}$ ($r=1,775 \text{ mm}$) en met $B_{\text{remanent}} = 1 \text{ Tesla}$, berekend (bijlage 2). Nu blijkt $\hat{B}_\varphi > \hat{B}_r$ te zijn, hetgeen veroorzaakt wordt doordat de hogere harmonischen $((2k+1)p)$ een positieve bijdrage leveren aan B_φ en een alternerend negatieve (oneven k) en positieve (even k) bijdrage leveren aan B_r . Met behulp van MATLAB is de FFT (Fast Fourier Transform) van de theoretische B_r getekend (bijlage 3). We zien dat de hogere harmonischen met de Fouriercomponenten c_k vanaf $k=4$ verwaarloosbaar zijn. Ik duid de harmonischen aan met de letter $\nu=(2k+1)p$; de relevante harmonischen zijn $\nu=7, 21, 35, 49$ en 63 .

De gebruikte theoretische vergelijkingen gelden voor een oneindig lange, in radiale richting gemagnetiseerde ringmagneet. De 14-polige ringmagneet daarentegen is erg kort; de lengte is ongeveer gelijk aan een poolsteek ($750 \mu\text{m}$), dus eindeffecten zullen zeker een belangrijke rol spelen.

Een FFT van de gemeten B_r (bijlage 10) laat zien dat de 21^{e} harmonische verwaarloosbaar is, waaruit ik konkludeer dat het magnetiseringspatroon van de magneet meer op een éézijdige sinusvormige magnetisering lijkt, dan op een radiale magnetisering. Voor een oneindig lange magneet geldt dan in theorie dat $\hat{B}_\varphi = \hat{B}_r$; onderzocht moet worden hoe dat verandert voor een korte magneet.

Eindeffecten.

De eindeffecten van een korte magneet kunnen met behulp van veldvergelijkingen, die door Metzger [3.4] zijn afgeleid, worden afgeschat. Metzger heeft, via directe integratie, alle drie componenten van het veld van een rechthoekige homogeen gemagnetiseerde permanente magneet berekend.



Figuur 5.3: De rechthoekige magneet.

De gesloten uitdrukkingen voor de drie componenten van de magnetische inductie zijn:

$$\begin{aligned}
 B_x &= \frac{\mu_0 M_0}{4\pi} \sum_{\alpha=1,-1} \sum_{\beta=1,-1} \sum_{\gamma=0,-2} \text{sign}\{\alpha\beta(\gamma+1)\} \cdot \text{arcsinh} \left(\frac{y-\beta l}{\sqrt{(x-\alpha b)^2 + (z-\gamma h)^2}} \right) \\
 B_y &= \frac{\mu_0 M_0}{4\pi} \sum_{\alpha=1,-1} \sum_{\beta=1,-1} \sum_{\gamma=0,-2} \text{sign}\{\alpha\beta(\gamma+1)\} \cdot \text{arcsinh} \left(\frac{x-\alpha b}{\sqrt{(y-\beta l)^2 + (z-\gamma h)^2}} \right) \\
 B_z &= \frac{\mu_0 M_0}{4\pi} \sum_{\alpha=1,-1} \sum_{\beta=1,-1} \sum_{\gamma=0,-2} \text{sign}\{\alpha\beta(\gamma+1)\} \cdot \text{arctan} \left(\frac{(x-\alpha b) \cdot (y-\beta l) / (z-\gamma h)}{\sqrt{(x-\alpha b)^2 + (y-\beta l)^2 + (z-\gamma h)^2}} \right) \quad \{5.2\}
 \end{aligned}$$

Met deze rechthoekige magneten kan een magneetsysteem worden opgebouwd, waarvan het magnetisch veld kan worden berekend door te sommeren over alle magneten. In verband met tijdsgebrek, heb ik alleen het veld berekend van één blokje met de afmetingen van één pool van de 14-polige magneet. De berekening is met de P.C. uitgevoerd m.b.v. bovenstaande vergelijkingen in MATLAB (zie Appendix E). De afmetingen van het blokje zijn: $2l=800 \mu\text{m}$, $2b=750 \mu\text{m}$, en $2h=450 \mu\text{m}$; het blokje is homogeen gemagnetiseerd in de

z-richting. De magnetische inductie is berekend in de middendoorsnede, op 75 μm afstand van het bovenvlak in fig. 5.3. ($-750 \mu\text{m} < x < 750 \mu\text{m}$, $y=0$, $z=75 \mu\text{m}$). Tevens is er aan een blokje met lengte $2l=2 \text{ mm}$ een berekening uitgevoerd. De resultaten van deze berekeningen zijn opgetekend in bijlage 4. We zien dat inderdaad bij een korte magneet \hat{B}_φ (overeenkomend met \hat{B}_x) kleiner is dan \hat{B}_r (overeenkomend met \hat{B}_z). Als de magneet langer wordt, neemt \hat{B}_φ toe en neemt \hat{B}_r af. Blijkbaar neemt \hat{B}_r toe bij afnemende lengte van de magneet tot de waarde $\hat{B}_r = B_{\text{remanent}}$ voor een oneindig korte magneet.

Onzekerheden van de meting.

Met de eindeffecten kan worden verklaard dat $\hat{B}_\varphi < \hat{B}_r$; de meting geeft daarentegen als resultaat dat $\hat{B}_\varphi \cong \frac{1}{2} \hat{B}_r$. Ik vermoed daarom dat de amplitude van B_φ hier niet korrekt wordt gemeten. Eenzelfde meting heb ik gedaan met sensor 4, maar dit geeft vergelijkbare resultaten. De rest van de metingen is met sensor 7 gedaan, omdat de ijkfactoren van deze sensor met grotere nauwkeurigheid bepaald zijn (zie § 4.3.2).

Om na te gaan of de gevoeligheid (S_{xx}) van het x-kanaal van de sensor eventueel is veranderd na de ijking, werd een permanent magnetisch blok bij de sensor gebracht in alle drie richtingen, op eenzelfde afstand van het sensitieve gebied. De magnetische inductie die dan wordt gemeten is voor alle kanalen gelijk; blijkbaar zijn de ijkfactoren nog dezelfde als tijdens de ijking.

Om de theorie t.a.v. de eindeffecten te controleren is een meting gedaan aan een 60-polige ringmagneet ($r_o = 9,75 \text{ mm}$, $r_i = 8,85 \text{ mm}$, lengte = 3,2 mm), bestaande uit een schijf waarop 60 homogeen gemagnetiseerde blokjes ($0,9 \times 0,9 \times 3,2 \text{ (mm)}^3$) geplakt zijn. Er is gemeten op een afstand van 200 μm . Elke 20 ms is door de D6000 een sample genomen. Er is slechts aan 1/6 deel van de omtrek gemeten, zodat de magnetische inductie van 10 polen zichtbaar wordt gemaakt (bijlage 5). We zien dat ook hier $\hat{B}_\varphi < \hat{B}_r$, hoewel de lengte van de magneet nu meer dan drie poolsteken bedraagt. Hierna heb ik de sensor een kwartslag gedraaid, zodat B_φ met het y-kanaal wordt gemeten en B_{ax} met het x-kanaal (bijlage 6). De metingen met het y-kanaal geven plausibeler resultaten dan die met het x-kanaal, omdat

de eerste veel beter aansluiten bij de theorie; dit wordt hierna toegelicht.

De theoretische uitdrukkingen voor de magnetische inductie, zoals afgeleid door Baran, zijn in de P.C. ingevoerd als MATLAB-functies (zie Appendix E). Met de computer zijn B_r en B_φ , voor een radiale afstand van $200 \mu\text{m}$ ($r=9,95 \text{ mm}$) en met $B_{\text{remanent}} = 1,1 \text{ Tesla}$, berekend (bijlage 7). We zien dat de meting van B_φ via het y-kanaal goed met de theorie overeenkomt. Jammergenoeg kan B_φ van de 14-polige ringmagneet niet via het y-kanaal gemeten worden, omdat zo'n kleine magneet, door de bescherming van de bonddraden, niet dicht genoeg bij het sensoroppervlak kan worden gebracht (de afstand is dan minimaal $0,8 \text{ mm}$).

Er is dus een probleem met de sensor!

-Waarom wordt de magnetische inductie over het y-kanaal waarschijnlijk goed en over het x-kanaal vrijwel zeker fout gemeten? Bij homogene velden (tijdens de ijking en later tijdens de contrôle met de staafmagneet) is er geen onderscheid gebleken in de kanalen, dus misschien geeft een inhomogeen veld problemen. Dit is echter onwaarschijnlijk, omdat juist de resolutie van het y-kanaal het slechtste is (zie § 4.3). Een andere mogelijkheid is dat bij een inhomogeen veld de invloed van de z-collectoren op de gevoeligheid van het x-kanaal anders is dan bij een homogeen veld; de z-collectoren zijn immers zodanig geplaatst dat zij wel de x-collectoren zouden kunnen storen en niet de y-collectoren.

-Bij Océ heeft Dr. ir. J. Beekwilder metingen gedaan aan een radiale sinusvormig gemagnetiseerde 12-polige magneetrol (lengte=50 cm, diameter=6 cm), op een afstand van 3 mm. Bij zo'n lange magneet zouden \hat{B}_r en \hat{B}_φ gelijk aan elkaar moeten zijn, maar er wordt gemeten dat $\hat{B}_\varphi \cong 0,5 \cdot \hat{B}_r$. Met andere sensoren wordt gemeten dat $\hat{B}_\varphi \cong 0,65 \cdot \hat{B}_r$, en er is zelfs een sensor waarmee $\hat{B}_\varphi \cong \hat{B}_r$ wordt gemeten. De sensoren verschillen dus onderling in grote mate. Bij metingen aan de temperatuurafhankelijkheid van een sensor is geconstateerd dat de gevoeligheid van het x-kanaal $4\%/^\circ\text{C}$ verandert, terwijl de gevoeligheid van het z-kanaal maar $0,4\%/^\circ\text{C}$ verandert. Het is dus belangrijk dat er gemeten wordt in een ruimte waarin de temperatuur konstant wordt gehouden. Er zou een opstelling gebouwd moeten worden, waarin de sensor kort voor iedere meting opnieuw geijkt kan worden. Dit om er zeker van te zijn dat

ijking en meting onder dezelfde omstandigheden plaatsvinden. Bij Océ wordt momenteel gemeten aan een nieuw type 3D-Magnetotransistor met vier z-collectorparen. De voorlopige metingen zijn, voorzover op dit moment bekend, veelbelovend.

Er wordt dus nog gewerkt aan diverse problemen rond de sensor, maar ik heb mijn metingen nu eenmaal moeten doen met de huidige onzekerheden. Bij vergelijking van de metingen aan de 60-polige magneet (bijlage 5 & 6), blijkt het enige verschil te zijn dat \hat{B}_φ over het y-kanaal gemeten een faktor 1,5 groter is dan wanneer wordt gemeten over het x-kanaal. Ik veronderstel op mijns inziens redelijke gronden dat de meetresultaten van de 14-polige magneet correct zijn, als de ijkfaktor van het x-kanaal (S_{xx}) wordt gedeeld door 1,5. De gevoeligheidsmatrix S van sensor 7 wordt dan:

$$\begin{pmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 5,33 & 0 & 0 \\ 0 & 9,27 & 0 \\ 0 & 0 & -14,3 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix} \quad \{5.3\}$$

De magnetische inductie \underline{B} van de 14-polige magneet is met behulp van deze gevoeligheidsmatrix berekend uit de gemeten spanningen.

Om de verschillende magneten met elkaar te kunnen vergelijken is van alle magneten een gemiddelde waarde van \hat{B}_r bepaald, door \hat{B}_r van alle N- of Z-polen bij elkaar op te tellen en door 7 te delen. Ik ga ervan uit dat dit gemiddelde representatief is voor de grootte van \hat{B}_r op een afstand van 75 μm . De vergelijking voor $\hat{B}_r(r)$ kan worden afgeleid uit de vergelijkingen {3.55} en {3.57}:

$$\hat{B}_r(r) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{14\mu_0 M_0 (-1)^k \cdot \left[1,7^{(2k+1)7+1} - 1,25^{(2k+1)7+1} \right]}{\pi((2k+1)7+1) \cdot r^{(2k+1)7+1}} \quad \{5.4\}$$

Met $\hat{B}_r(1,775)=100\%$ volgt uit vergelijking {5.4} dat $\hat{B}_r(1,75)\cong 109\%$ en $\hat{B}_r(1,8)\cong 92\%$. Nu kan een band worden aangegeven, waarbinnen \hat{B}_r kan variëren als gevolg van de eerder besproken slingering van de magneetas. Als \hat{B}_r van een bepaalde pool zich buiten deze band bevindt, mag redelijkerwijs worden gesteld dat die pool zwakker of sterker is dan de overige. Als kwaliteitsmaat kies ik de plaats van het midden van de band, d.w.z. $\hat{B}_{r,\text{gem}}$.

Van de 60-polige magneet en een 14-polige magneet (iq5) is $\hat{B}_r(r)$ gemeten. Het midden van een pool van de ringmagneet wordt voor het midden van de sensor gedraaid, en daarna wordt de sensor, m.b.v. de kruistafel, tot tegen de ringmagneet geplaatst. De spanning van het z-kanaal van de sensor wordt gemeten, waarna de sensor 10 μm in r-richting wordt verplaatst en er opnieuw wordt gemeten. Vergelijking (5.4) is in de P.C. ingevoerd als MATLAB-functie, zodat \hat{B}_r kan worden berekend; bij de berekening is uitgegaan van $B_{\text{remanent}} = 1$ Tesla. In bijlage 8 zijn de gemeten en de berekende waarden $B_r(r)$ van de 60-polige magneet afgebeeld; tot $\hat{B}_r = 40$ mT zijn beide praktisch aan elkaar gelijk. Bij de 14-polige magneet kloppen de meetwaarden niet zo mooi met de theorie (zie bijlage 9). Het lijkt alsof er bijna geen hogere harmonischen in B_r voorkomen (dus alleen $k=0$ in vergl. (5.4)), want de gemeten \hat{B}_r wordt in tegenstelling tot de berekende \hat{B}_r , dichtbij het magneetoppervlak, niet kleiner dan de $\left(\frac{K}{r^{p+1}}\right)$ -curve.

Om informatie omtrent de hogere harmonischen in B_r te verkrijgen heb ik, m.b.v. de optie FFT (Fast Fourier Transform) op de D6000 [5.2], de Fouriercomponenten van B_r bepaald. Hiertoe heb ik met de D6000 de uitgangsspanning V_z , gedurende vijf omwentelingen van de magneet, met een sampletijd van 300 ms opgenomen; de FFT van de D6000 is betrouwbaar als er vijf of meer perioden zijn opgenomen.

De FFT van de magneet ap2 (B_r in bijlage 1) staat in bijlage 10. We zien dat B_r voornamelijk door de 7^e-harmonische wordt bepaald en dat de gemeten 21^e-harmonische veel kleiner is dan de theoretische waarde. Blijkbaar lijkt het magnetisatiepatroon van de 14-polige magneet meer op sinusvormige magnetisatie dan op blokvormige (radiale) magnetisatie. Verder valt op dat naast de 7^e-harmonische ook andere harmonischen (vooral de 5^e-, 6^e-, 8^e- en 9^e-harmonische) in B_r aanwezig zijn. Als we ervan uitgaan dat de hoeksnelheid van de magneet konstant is, zodat de positie van de magneet lineair afhankelijk is van de tijd, worden deze harmonischen veroorzaakt door onregelmatigheden in het magnetisatiepatroon en met name door verschillen in de sterkte van de polen. Doordat de afstand tussen sensor en magneet niet konstant is, zullen de gemeten waarden van de poolsterkten niet precies met de werkelijkheid overeenkomen. Deze extra harmonischen zullen dus in werkelijkheid minder sterk aanwezig zijn dan de metingen suggereren.

Van de verschillende 14-polige magneten zijn de radiale, tangentiële en axiale componenten van de magnetische inductie en de FFT van de radiale component (B_r) gemeten. De meting van de magnetische inductie neemt nogal wat tijd in beslag, zodat niet alle geproduceerde magneten zijn gemeten. De gemiddelde amplitude van de radiale component van de magnetische inductie ($\hat{B}_{r,gem}$), van de gemeten magneten, staat eveneens in tabel 5.1. We kunnen de remanentie van de magnetische inductie (B_{rem}) van de magneten berekenen uit $\hat{B}_{r,gem}$. De berekende \hat{B}_r op een radiale afstand van $75 \mu m$ van de magneet, met een remanentie van 1 Tesla, heeft een waarde van 0,3 Tesla (bijlage 2). Deze waarde geldt echter voor een oneindig lange magneet, en we weten dat \hat{B}_r voor een korte magneet door eindeffecten toeneemt. Ik weet niet zeker hoe groot die eindeffecten zijn, maar schat dat \hat{B}_r van deze korte magneten ongeveer 10% groter is dan van een lange magneet. Voor B_{rem} van de gemeten magneten geldt dan:

$$B_{rem} = \frac{\hat{B}_{r,gem}}{0,33} \times 1 \text{ Tesla.} \quad \{5.5\}$$

De berekende remanentie van de magnetische inductie (B_{rem}) is in tabel 5.1 opgenomen. Voor een kunststof-gebonden magneet, is de gevonden B_{rem} opvallend groot: ongeveer 70%-80% van de waarde van het uitgangsmateriaal Sm_2Co_{17} , met $B_{rem} = 1-1,15$ Tesla (zie Appendix D).

Voor alle geproduceerde magneten is de top van de geïnduceerde spanning (\hat{U}_{ind}) en van de totale flux ($\hat{\phi}$) bepaald (zie § 4.2), door de magneten rond te draaien in de klauwpoolstator van de micro-generator. De lengte l van de magneten, \hat{U}_{ind} , $\hat{\phi}$, en de eerder gekozen kwaliteitsmaat $\hat{\phi}/l$ staan in tabel 5.1. We zien dat \hat{U}_{ind} nauwelijks correleert met $\hat{\phi}$. Dit klopt overigens met de verwachting (zie § 4.2). In de paragraaf "konklusies" zal ik commentaar geven op de geconstateerde verschillen tussen de magneten.

Er is aan een 14-polige magneet gerekend m.b.v. een eindig elementen pakket: PE2D van Vector Fields. Dit is gedaan door Ir. J. van der Veen, die de geometrie van een halve pool met de bijbehorende randvoorwaarden in PE2D heeft ingevoerd. De veldlijnen staan in bijlage 11, B_r en B_ϕ op een afstand van $75 \mu\text{m}$ staan in de bijlagen 12 & 13.

Tabel 5.1: Meetwaarden van de verschillende magneten.

rotorcode	l [mm]	\hat{U}_{ind} [V]	$\hat{\phi}$ [mVs]	$\hat{\phi}/l$ [mVs/mm]	$\hat{B}_{r, gem}$ [T]	B_{rem} [T]
ap2	0,72	4	0,6	0,83	0,30	0,91
ap4	0,71	4,7	0,64	0,90	0,29	0,88
aq1	0,72	1,6	0,53	0,74	0,25	0,75
aq2	0,76	2,1	0,45	0,59	×	×
aq3	0,68	3,5	0,6	0,88	0,25	0,75
aq4	0,72	2	0,5	0,69	0,21	0,64
aq5	0,66	1,7	0,45	0,68	×	×
bq1	0,86	4,2	0,66	0,77	×	×
bq2 ×	0,84	5	0,66	0,79	0,26	0,79
bq3	0,82	3,3	0,61	0,74	×	×
bq4	0,86	5,4	0,66	0,77	0,25	0,75
cp2	0,74	1,1	0,4	0,54	0,26	0,79
cp3	0,70	1,2	0,43	0,61	×	×
cp4	0,72	3,5	0,58	0,81	0,24	0,73
cq1	0,72	3,5	0,58	0,81	0,24	0,73
cq2	0,72	3	0,58	0,81	0,25	0,79
cq3	0,77	2	0,5	0,65	×	×
cq4	0,73	1,8	0,5	0,69	×	×
dp1	0,71	0,2	0,25	0,35	×	×
dp2	0,69	0,5	0,33	0,48	0,14	0,43
dp3	0,79	0,5	0,3	0,38	×	×
dp4	0,73	0,3	0,25	0,34	0,15	0,45
dp5	0,78	0,8	0,35	0,45	×	×
ep1	0,84	3,6	0,6	0,71	0,24	0,73
ep2	0,86	3,5	0,6	0,70	0,23	0,70
ep3	0,86	0,3	0,4	0,47	×	×
eq1	0,86	2,1	0,53	0,62	0,18	0,55
eq2	0,89	2,8	0,58	0,65	×	×
eq3	0,87	2,6	0,53	0,61	×	×
eq4	0,89	2,2	0,53	0,60	×	×
eq5	0,89	2,1	0,54	0,61	×	×
fp1	1,03	0,5	0,3	0,29	0,11	0,34
fp2	1,02	0,5	0,35	0,34	×	×
fp3	1,05	0,3	0,3	0,29	×	×

rotorcode	l [mm]	\hat{U}_{ind} [V]	$\hat{\phi}$ [mVs]	$\hat{\phi}/l$ [mVs/mm]	$\hat{B}_{r, gem}$ [T]	B_{rem} [T]
gp1	0,88	5	0,65	0,74	×	×
gp2	0,85	6	0,7	0,82	×	×
gp3	0,87	5,5	0,65	0,75	×	×
gp4	0,88	7	0,73	0,83	0,28	0,85
gq1	0,79	4,5	0,64	0,81	×	×
gq2	0,86	6	0,66	0,77	×	×
gq3	0,86	6	0,66	0,77	×	×
gq4	0,87	7	0,7	0,80	0,26	0,79
gq5	0,88	4,5	0,65	0,74	×	×
hp1	0,85	5	0,65	0,76	0,24	0,73
hp2	0,86	4,7	0,64	0,74	×	×
hp3	0,84	6	0,67	0,80	×	×
hq1	0,85	5	0,64	0,75	0,23	0,70
hq2	0,84	4,8	0,65	0,77	×	×
hq3	0,84	2,5	0,5	0,60	×	×
hq4	0,86	5,5	0,68	0,79	×	×
hq5	0,83	4	0,65	0,78	×	×
ip1	0,73	3,7	0,63	0,86	0,25	0,75
ip2	0,76	3,7	0,63	0,83	×	×
ip3	0,73	4,9	0,63	0,86	0,24	0,73
ip5	0,72	3,5	0,59	0,82	×	×
iq1	0,76	4,2	0,62	0,82	×	×
iq2	0,72	1,5	0,45	0,63	×	×
iq3	0,69	2,9	0,55	0,80	×	×
iq4	0,71	1,1	0,43	0,61	×	×
iq5	0,78	5,5	0,65	0,83	0,27	0,82
jp1	0,69	0,2	0,25	0,36	0,10	0,30
jp2	0,78	1	0,43	0,55	×	×
jp4	0,70	0,2	0,25	0,36	×	×
jq1	0,67	0,2	0,25	0,37	×	×
jq2	0,66	0,3	0,26	0,39	×	×
jq3	0,77	0,2	0,25	0,32	×	×
jq4	0,73	0,2	0,27	0,37	×	×
jq5	0,74	0,2	0,25	0,34	0,09	0,27

6. Aanbevelingen.

De betrouwbaarheid van de 3D-magnetotransistor als magnetosensor van inhomogene velden laat nog te wensen over, zodat er nog een nader onderzoek omtrent deze transistor zou moeten plaatsvinden. Bij Océ te Venlo wordt ook gezocht naar verbeteringen van deze transistor, dus een samenwerking is zeker zinvol. Het is nodig om de temperatuur van de sensor konstant te houden, omdat deze zeer temperatuurgevoelig is. De elektronische schakeling zal waarschijnlijk ook verbeterd kunnen worden, met name t.a.v. de drift van de uitgangsspanningen.

In de meetopstelling zullen spoelen, die een ijkveld leveren aangebracht moeten worden, zodat voorafgaande aan elke meting de ijkfactoren van de sensor kunnen worden gecontroleerd. Het is zeer belangrijk dat er een systeem wordt gemaakt, waarin de magneet, beter dan nu het geval is, met een konstante snelheid en op konstante afstand langs de sensor draait.

Literatuurlijst.

- [2.1] Goemans, P.A.F.M. and P.M.J. Knapen
A micro-generator for use in electric timepieces.
Proc. of the Int. Conf. on Electrical Machines, 8-10 September 1986,
München, Vol.3, pp. 1164-1167.
- [2.2] Nederlandse octrooiaanvraag nr. 87-01394 door Kinetron b.v.:
Meerpolige rotor.
- [3.1] Baran, W.
Fangmagnetsysteme aus periodisch angeordneten Bariumferrit-
Dauermagneten ohne Eisenpolschuhe; Magnetfelder, Anziehungskräfte
und Konstruktionsvorschriften.
Tech. Mitt. Krupp, Forsch.-Ber., Band 22 (1964) Nr.4, pp. 101-124.
- [3.2] Baran, W. und G. Hellbardt
Zur Berechnung von Dauermagnetkupplungen.
Tech. Mitt. Krupp, Forsch.-Ber., Band 20 (1962) Nr.1, pp. 18-28.
- [3.3] Marinescu, M.
Analytische Berechnung magnetischer Konfigurationen mit starr
magnetisierten Permanentmagneten und begrenzt permeablem Eisen.
Archiv für Elektrotechnik 61 (1979), pp. 259-277.
- [3.4] Metzger, K.
Dreidimensionale Feldberechnung starr magnetisierter
Permanentmagnete mit einer Anwendung in eisenlosen elektrischen
Maschinen.
Archiv für Elektrotechnik 59 (1977), pp. 229-242.
- [3.5] Graaf, J. de
Analyse E3.
Afdeling der Wiskunde en Informatica, Technische Hogeschool
Eindhoven, 1982.
Dictaatnr. 2.311

- [4.1] Goemans, P.A.F.M.
Een micro-generator voor toepassing in horloges.
Rapport EMV 83-29, Technische Universiteit Eindhoven, 1983.
- [4.2] Kanayama, T. et al.
A-quarter-micron Hall sensor fabricated with maskless ion
implantation.
4th Int. Conf. on Solid-State Sensors and Actuators, Tokyo, Japan,
1987, Dig. Techn. Papers, pp. 532-535.
- [4.3] Micro-Select.
Micromechanica.
Uitgave nr. 16, september 1989.
- [4.4] Kordic, S.
Integrated Silicon Magnetic-Field Sensors.
Sensors and Actuators, Vol.10 (1986), pp. 347-378.
- [4.5] Kordic, S. and P.J.A. Munter
Three-Dimensional Magnetic-Field Sensors.
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.35, No.6, June 1988,
pp. 771-779.
- [4.6] Kordic, S., P.J.A. Munter and P.J. French
Simultaneous Measurements of 3-D magnetic fields in close proximity
to the sample with a single silicon sensor.
4th Int. Conf. on Solid-State Sensors and Actuators, Tokyo, Japan,
1987, Dig. Techn. Papers, pp. 527-531.
- [4.7] Kordic, S.
Offset reduction and three-dimensional field sensing with
magnetotransistors.
Proefschrift, Technische Universiteit Delft, 1987.

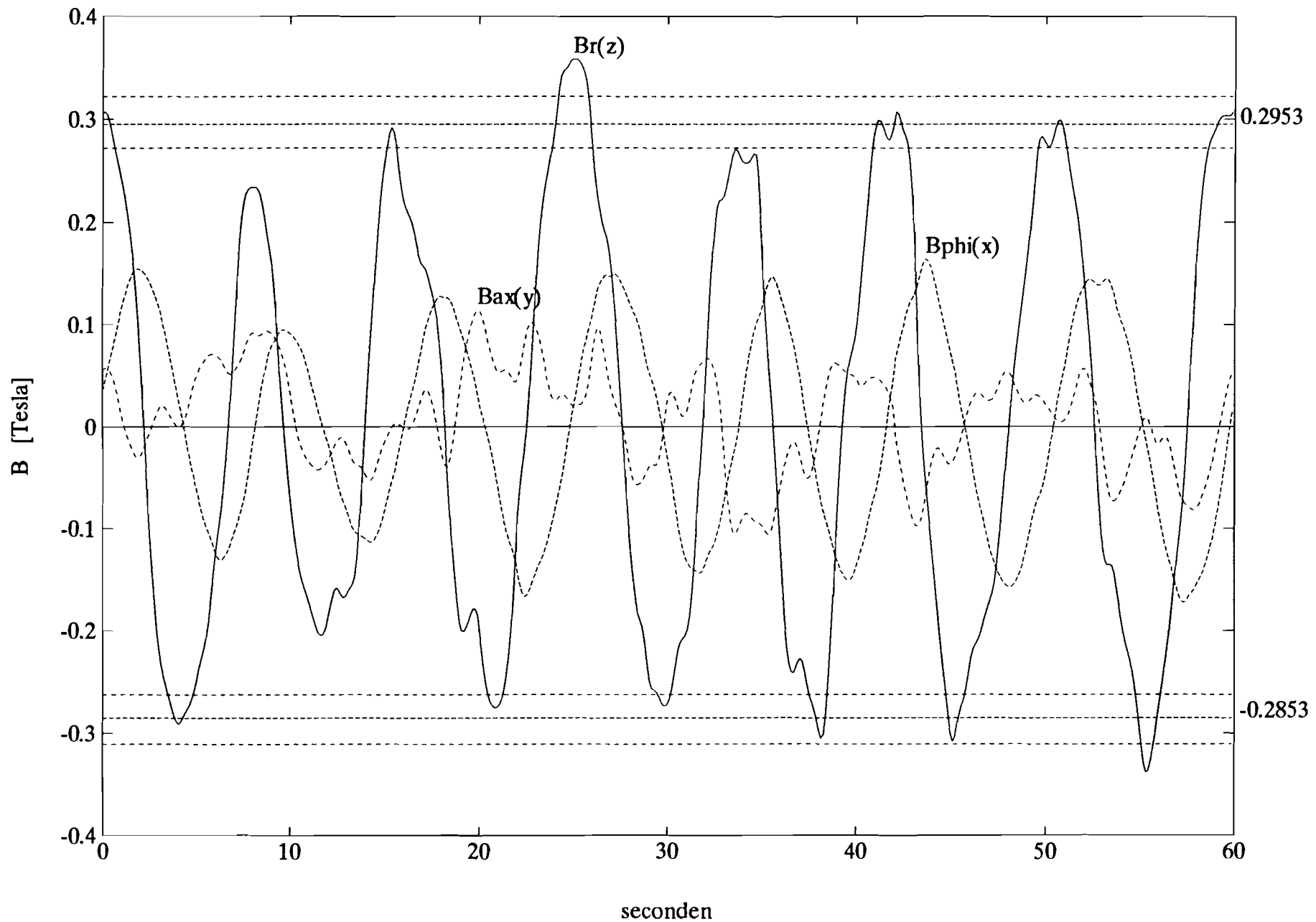
- [4.8] Zieren, V.
Integrated silicon multicollector magnetotransistors.
Proefschrift, Technische Universiteit Delft, 1983.
- [5.1] Goemans, P.A.F.M., E.M.H. Kamerbeek and B.J. Meyer
Magnetic measurements on multipole rotors of electrical
micromachines in quartz watches.
3. Europäischer Kongress für Chronometrie, Stuttgart, Deutschland,
Okt 1990.
- [5.2] Vleeshouwers, J.
Het meten van Fourier Koëfficiënten met de DATA 6000.
Stageverslag EMV 84-06, Technische Universiteit Eindhoven, 1984.
- [5.3] Wissing, R.F.
Het ontwikkelen van programmatuur ten behoeve van het besturen van
de DATA 6000 Waveform Analyzer.
Stageverslag EMV 87-10, Technische Universiteit Eindhoven, 1987.
- [C.1] Petersen, K.E.
Silicon as a mechanical material.
Proc. of the IEEE, Vol. 70, No. 5, May 1982.
- [C.2] Schmidt, M.A. and R.T. Howe
Silicon resonant microsensors.
Ceramic Engineering and Science Proc., Vol. 8, No. 9-10,
September-October 1987.
- [C.3] Buser, R.A.
Theoretical and experimental investigations on silicon single
crystal resonant structures.
Philosophical Dissertation, University of Neuchâtel, 1989.
- [C.4] Blom, F.R.
Resonant silicon beam force sensor.
Proefschrift, Technische Universiteit Delft, 1989.

[C.5] Vlerken van, J.J.L.M.

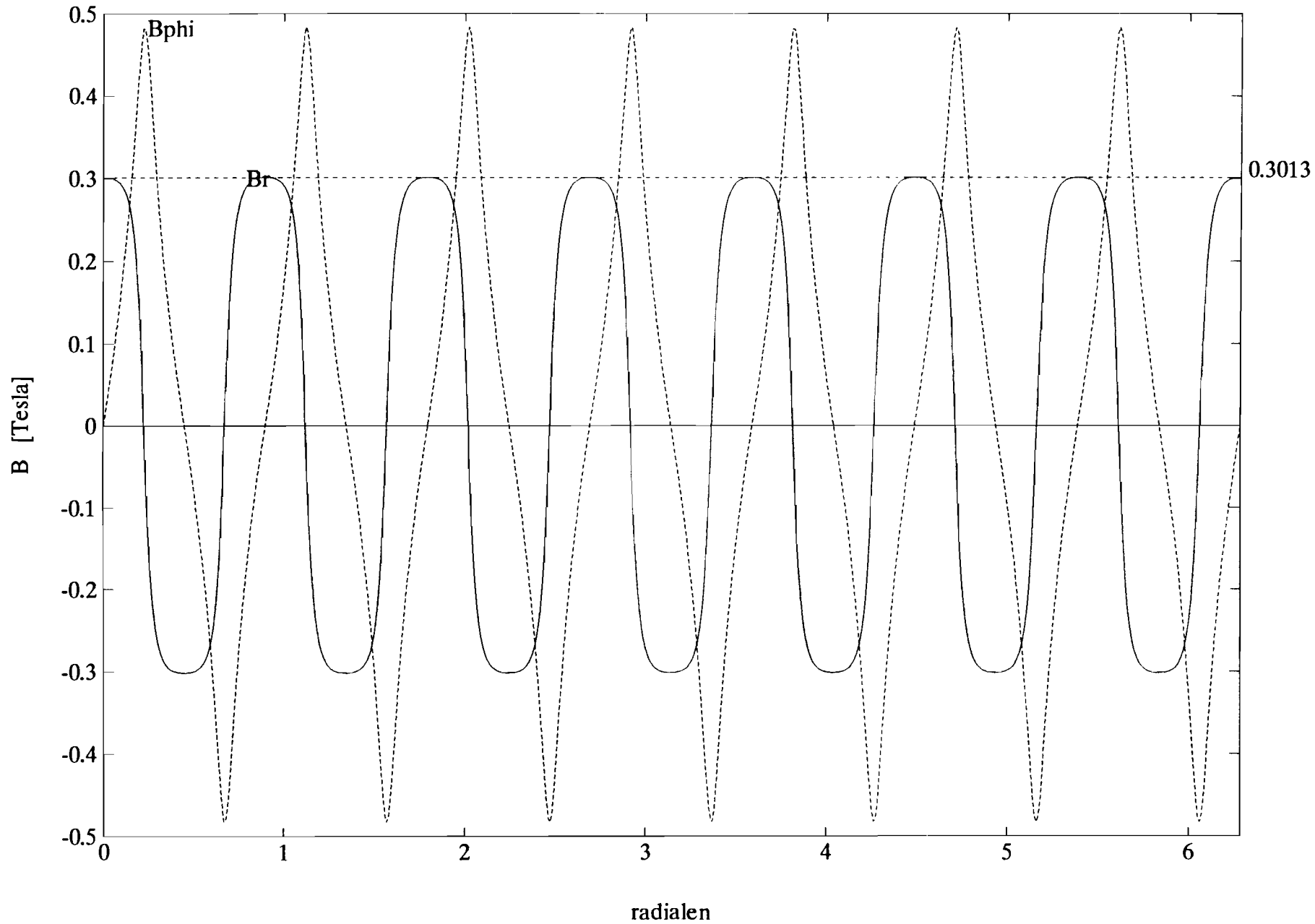
Finite-mode bond-graph model of a resonant silicon-beam force sensor.

Report of the Graduate School Twente, University of Twente, 1990.

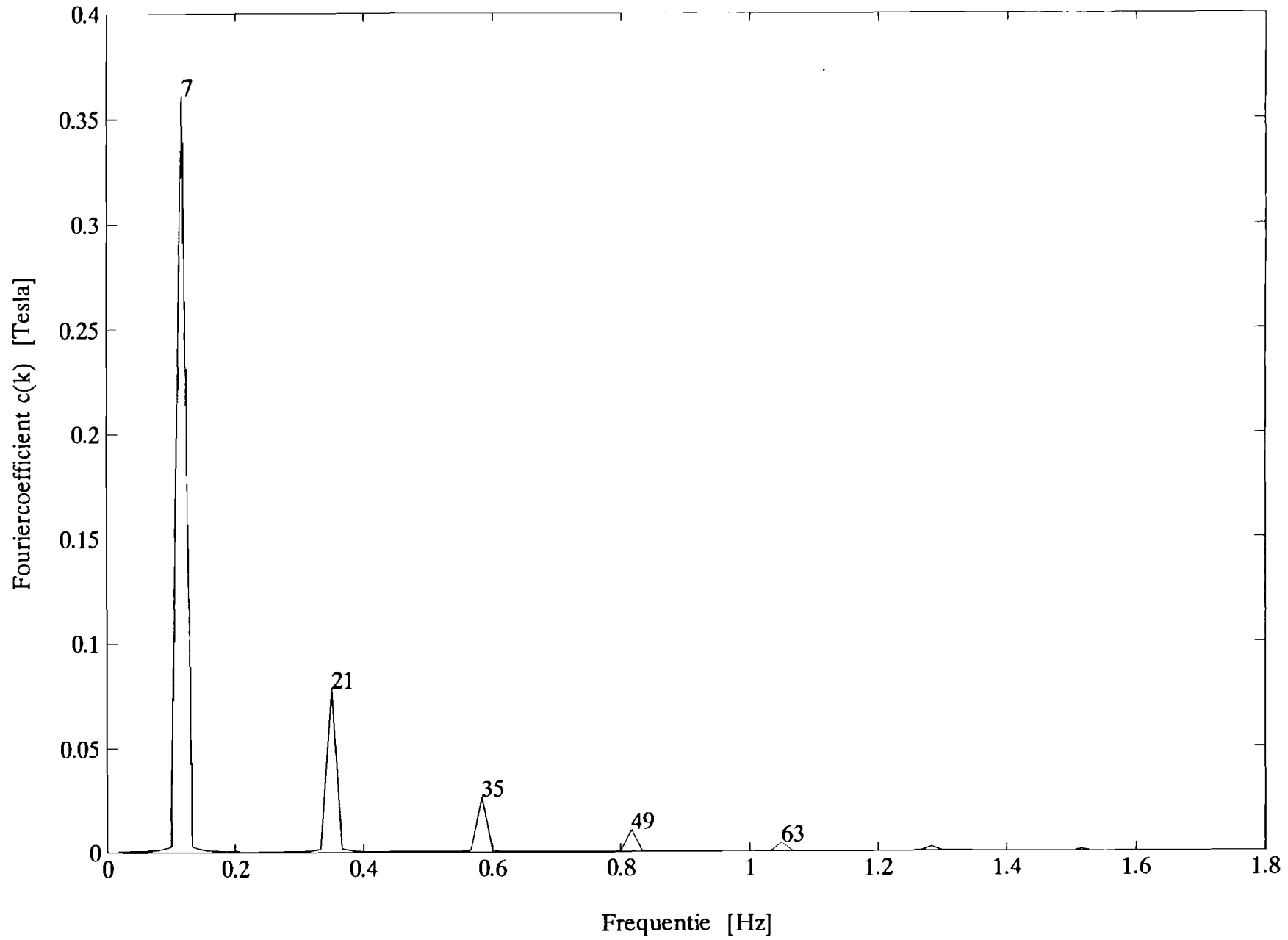
Bijlage 1: Magnetische inductie, gemeten aan ringmagneet ap2



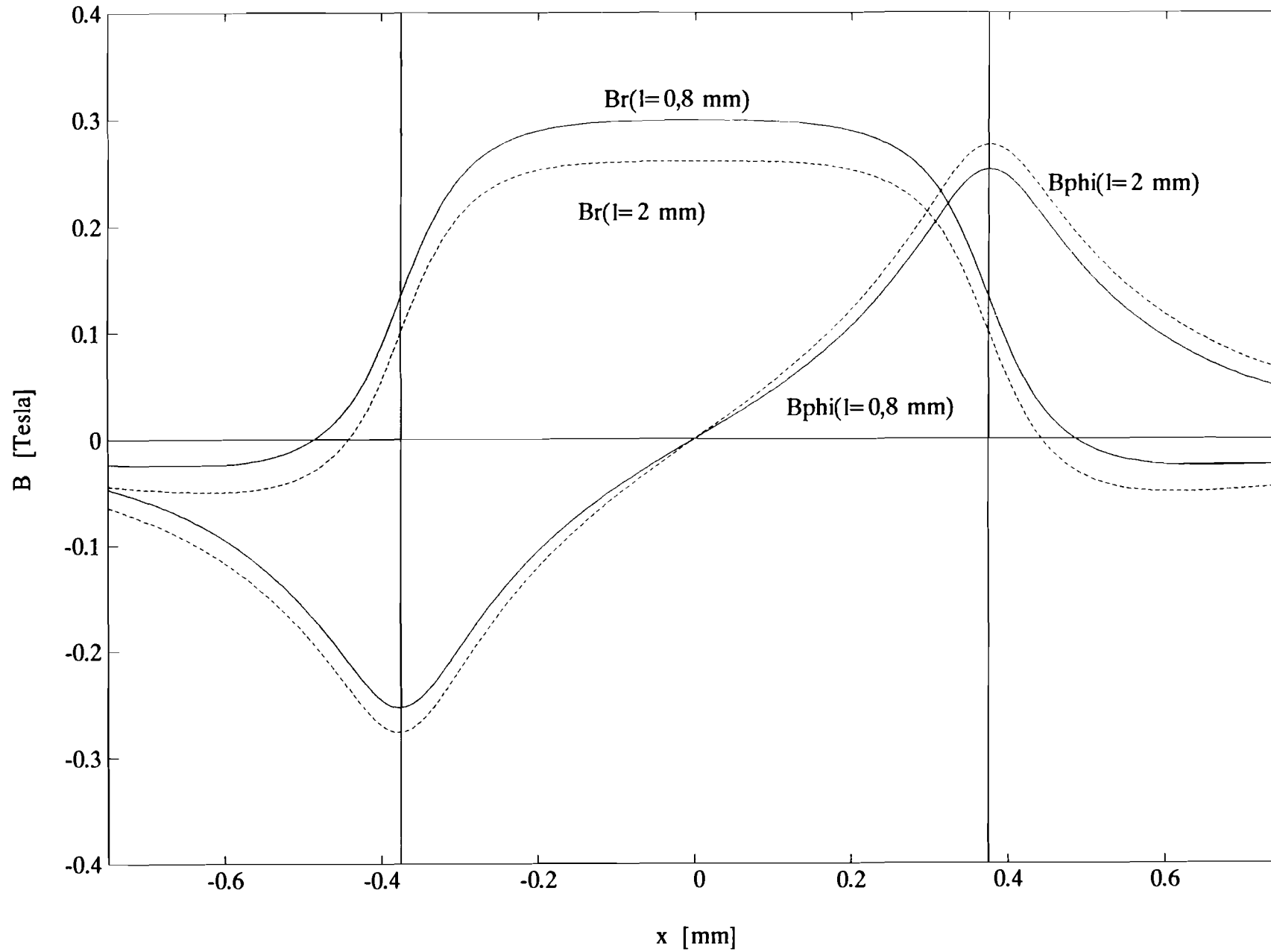
Bijlage 2: B_r en B_{ϕ} berekend met somBr14 en somBph14, voor $r=1.775$ en $B(\text{remanent})=1$ Tesla



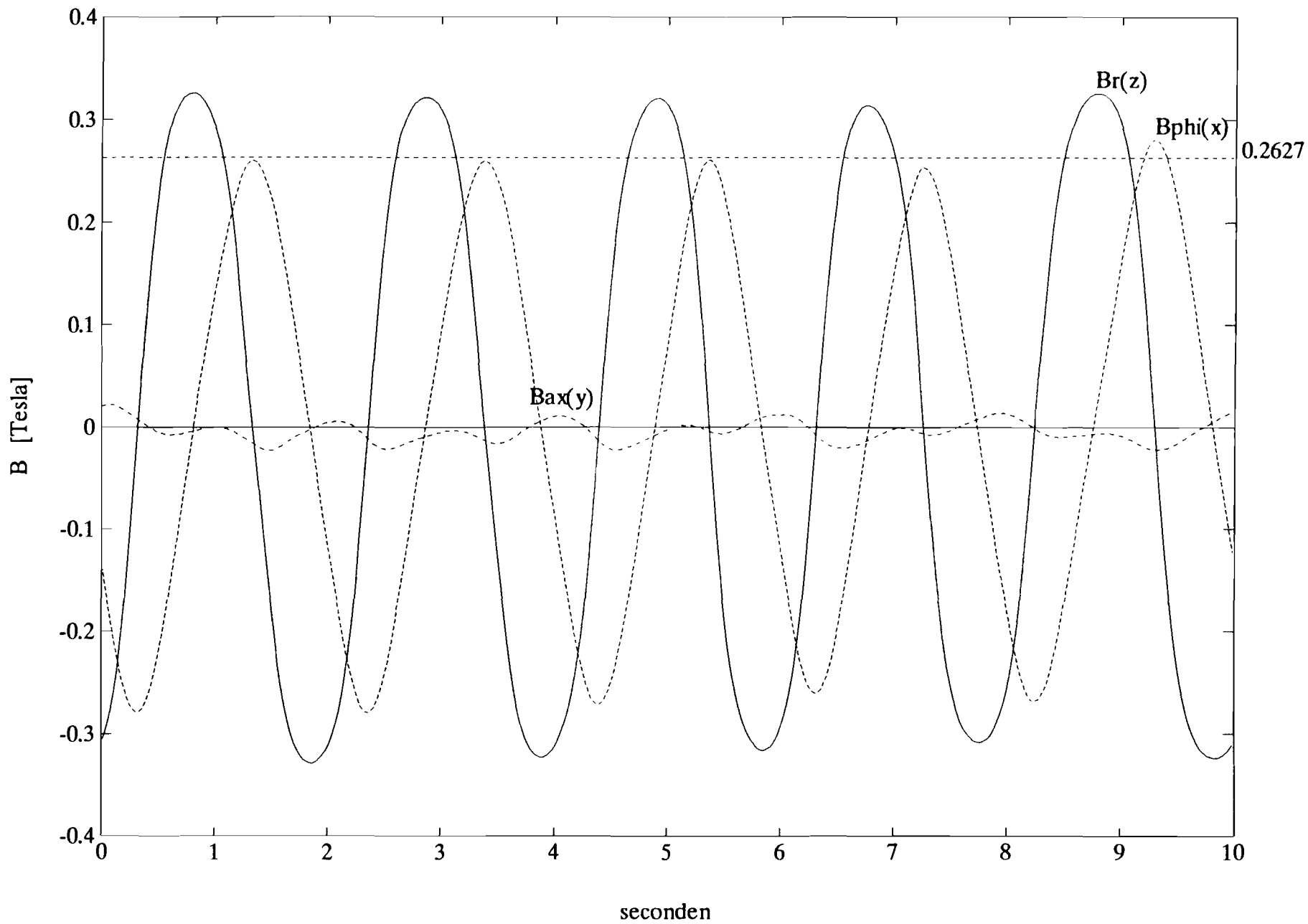
Bijlage 3: Fourier-componenten van theoretische Br



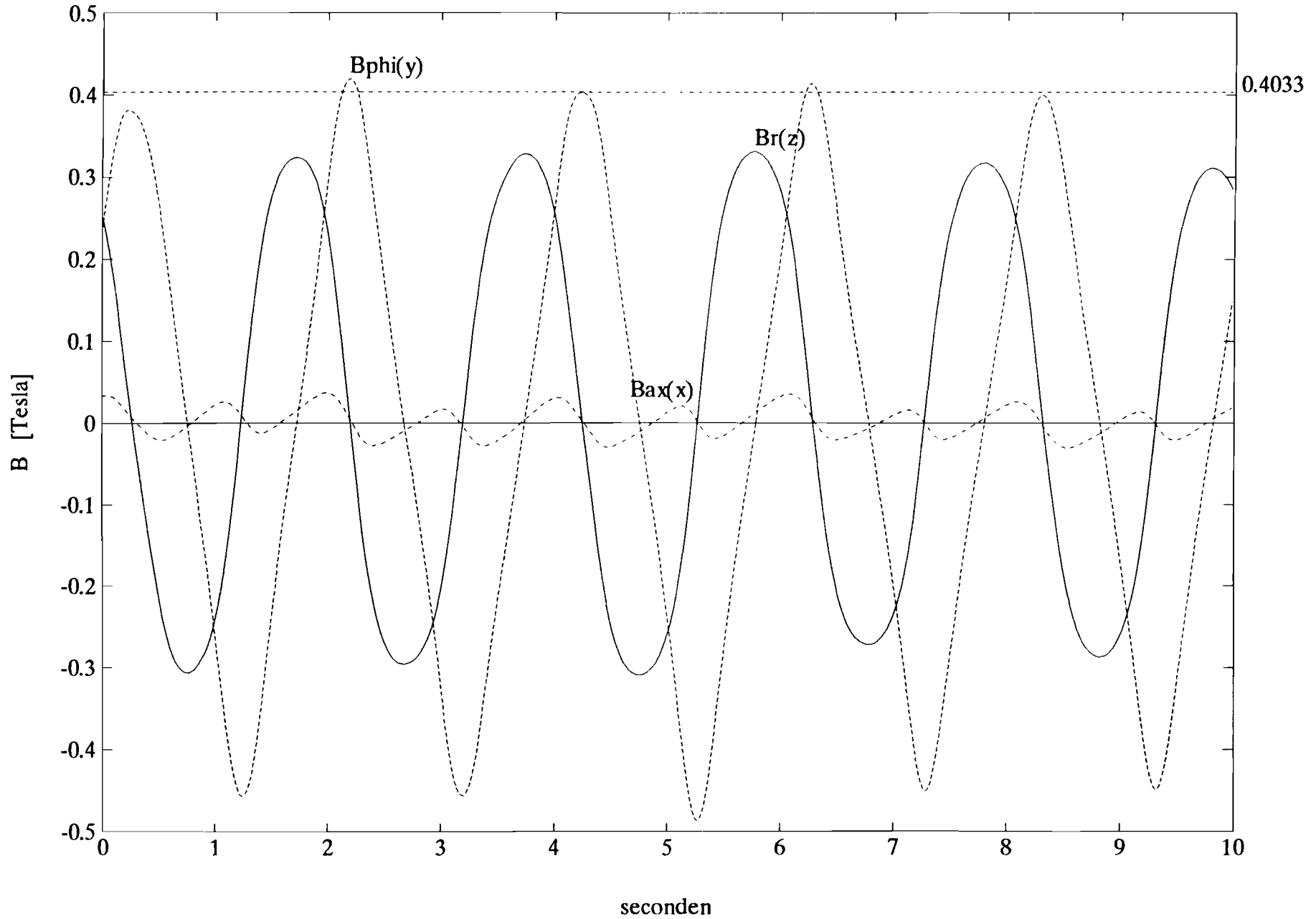
Bijlage 4: Magnetische inductie berekend voor een rechthoekige p.m.



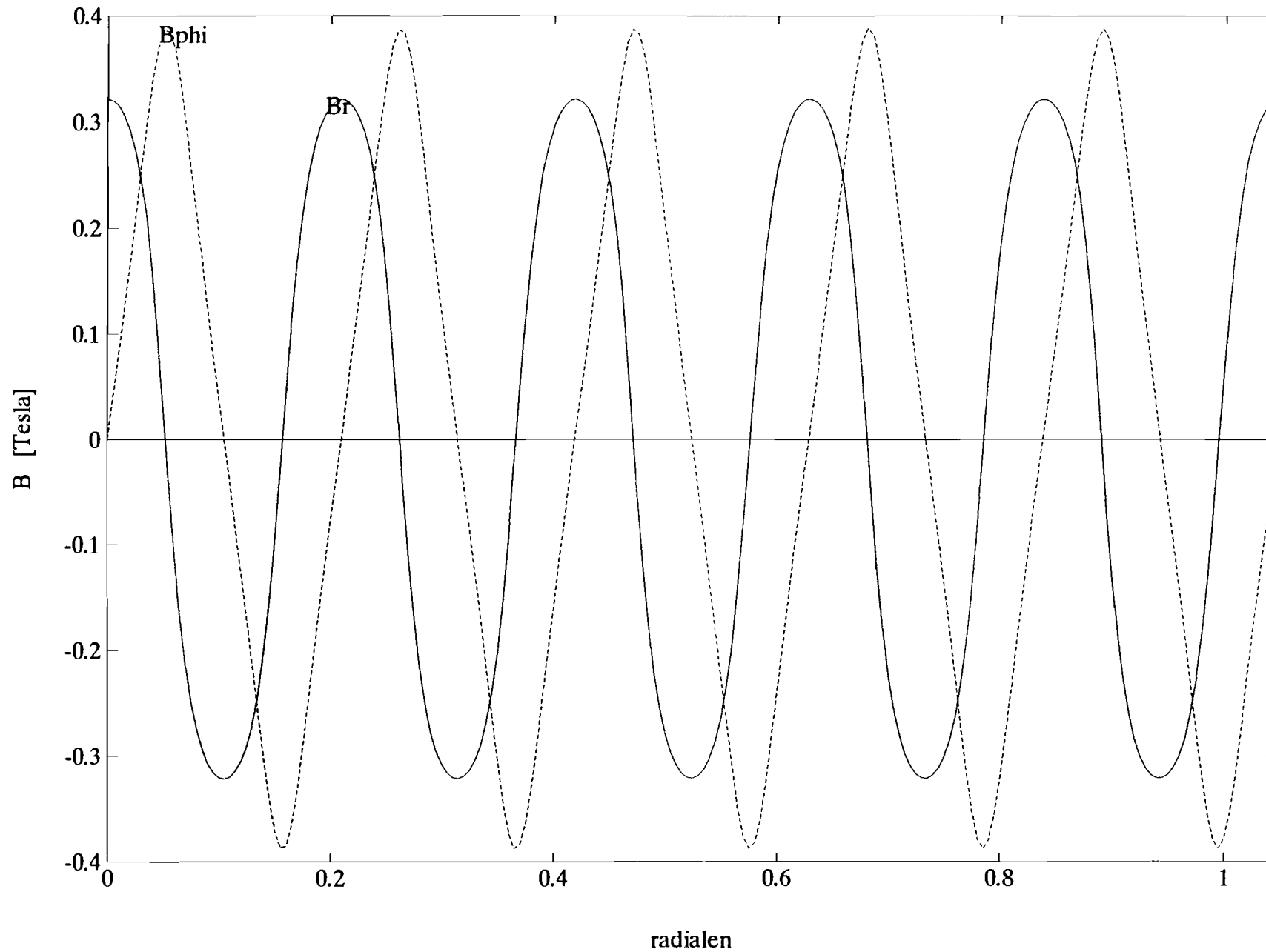
Bijlage 5: Magnetische inductie gemeten aan de 60-polige ringmagneet, d=200 mu



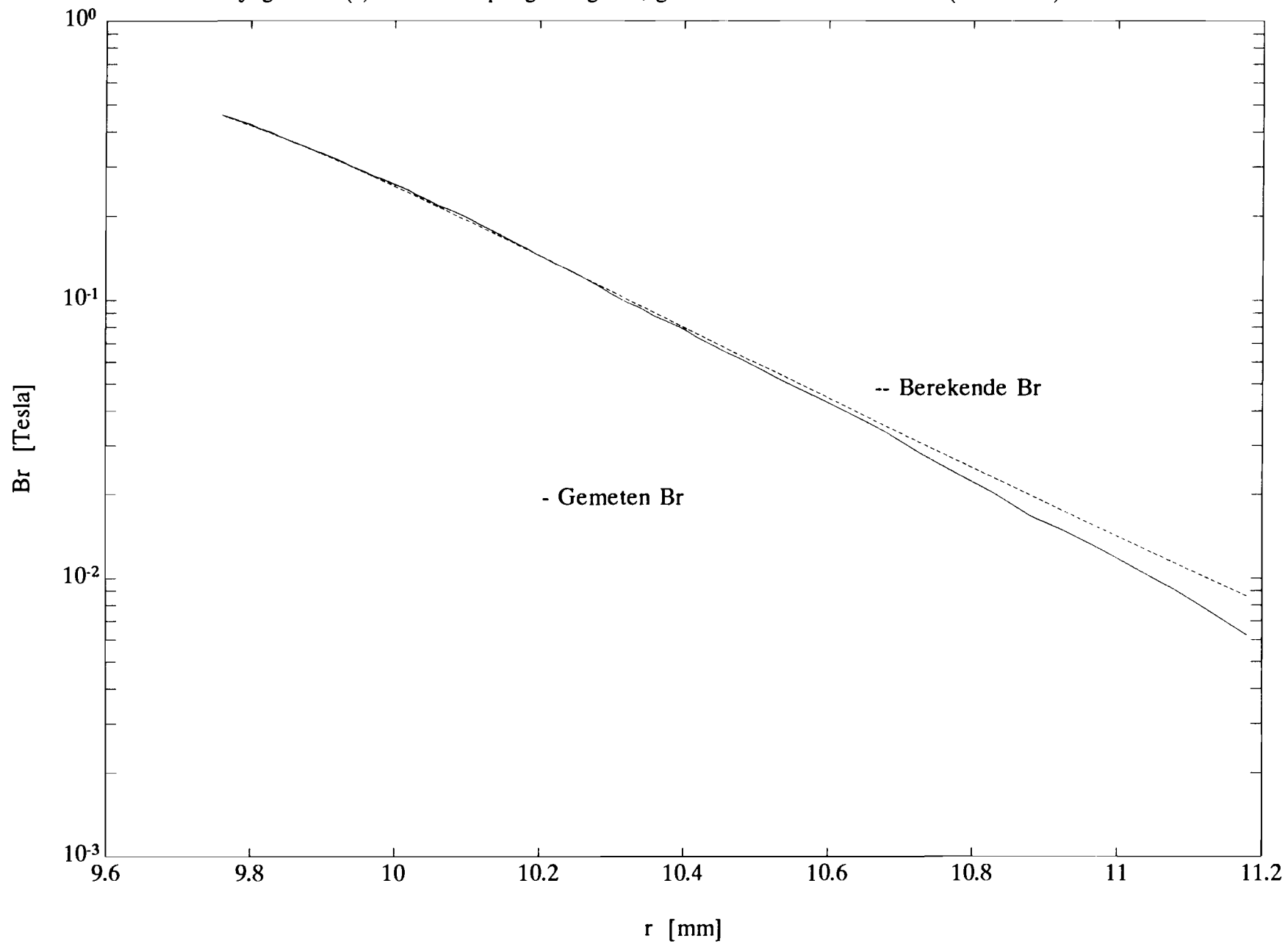
Bijlage 6: Magnetische inductie gemeten aan de 60-polige ringmagneet; Bphi via het y-kanaal, d= 200 mu



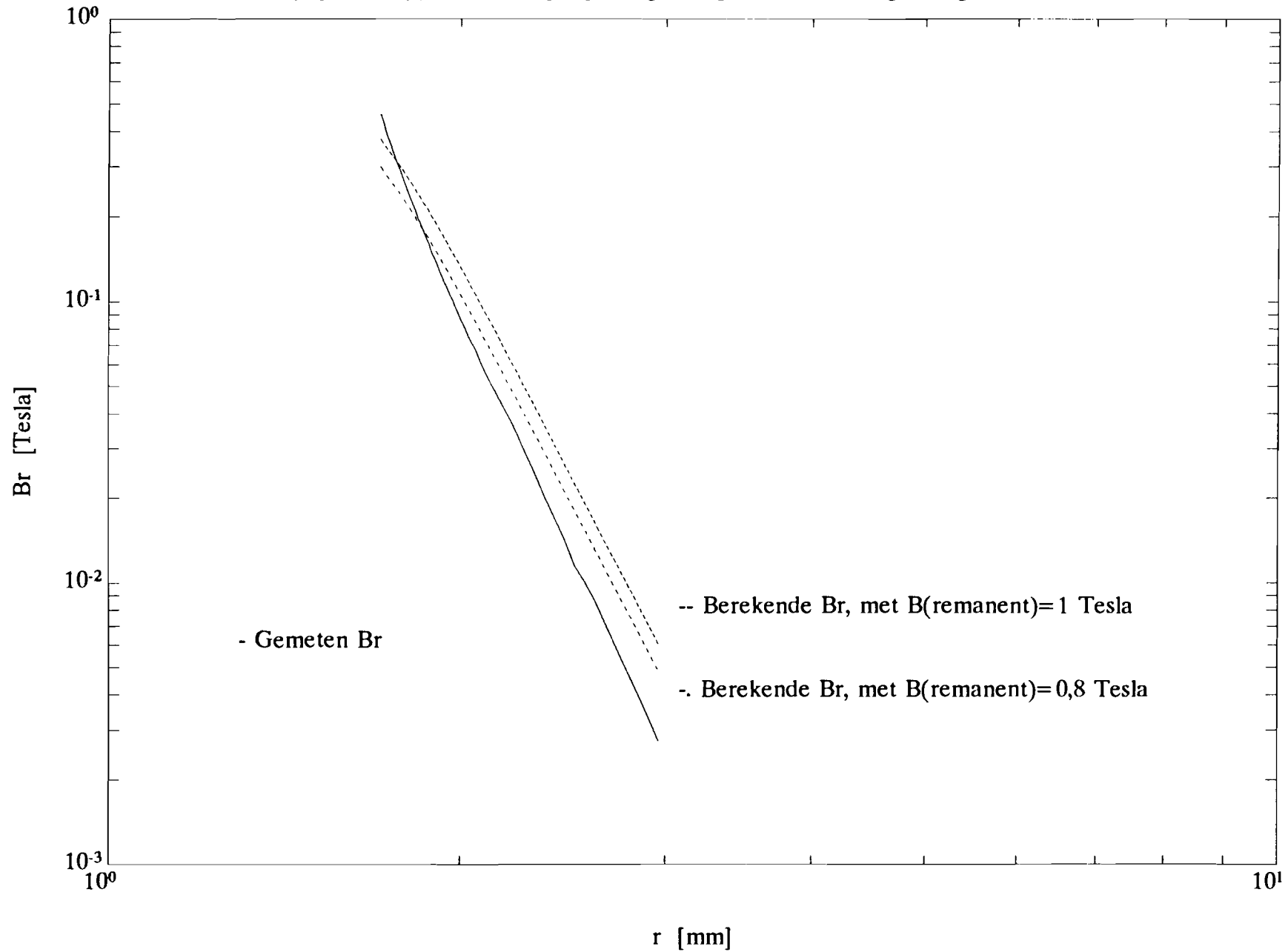
Bijlage 7: B_r en B_{ϕ} berekend met somBr60 en somBph60, voor $r=9.95$ en $B(\text{remanent})=1,1$ Tesla



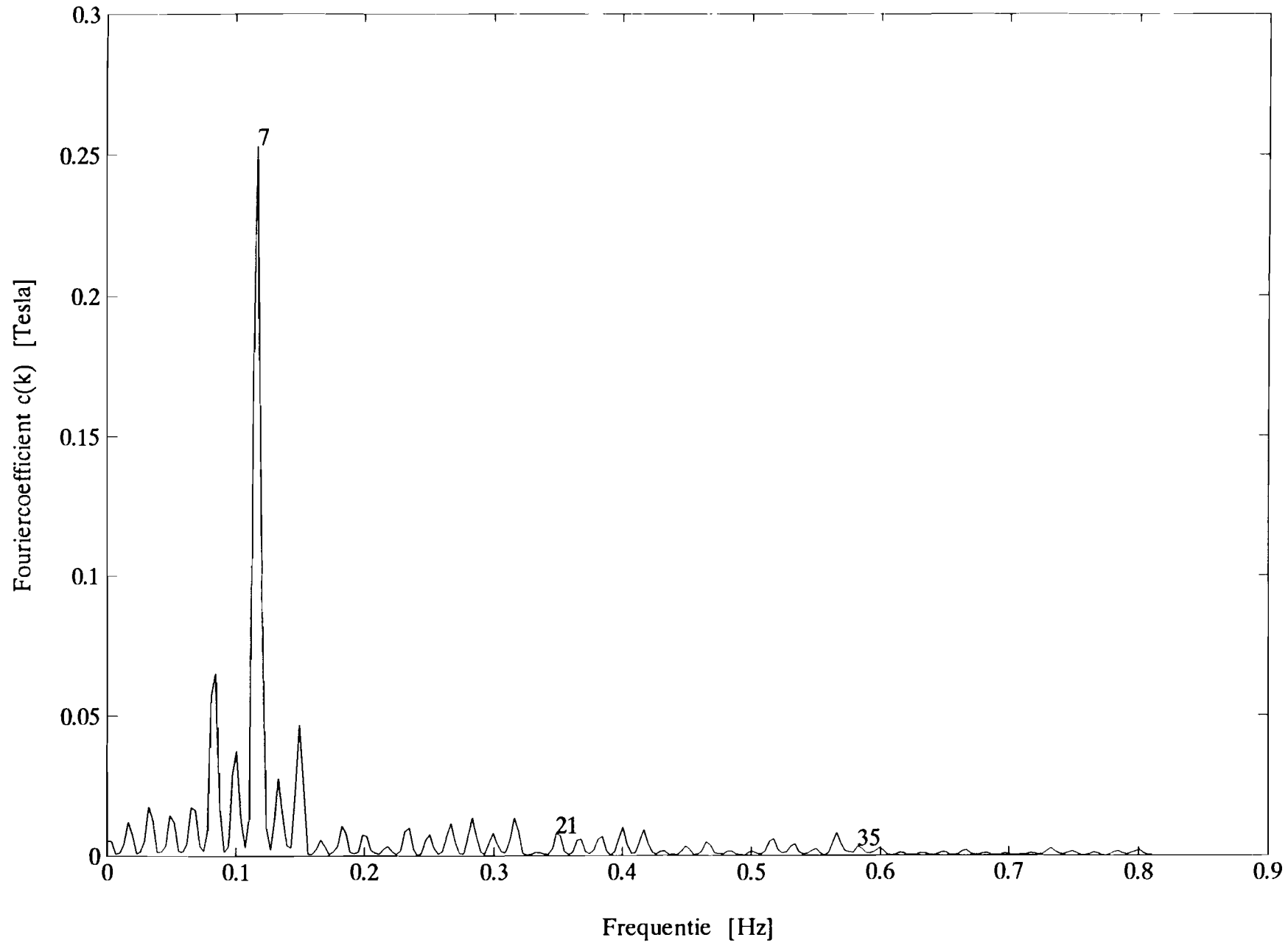
Bijlage 8: $B_r(r)$ van de 60-polige magneet, gemeten en berekend met $B(\text{remanent})=1$ Tesla



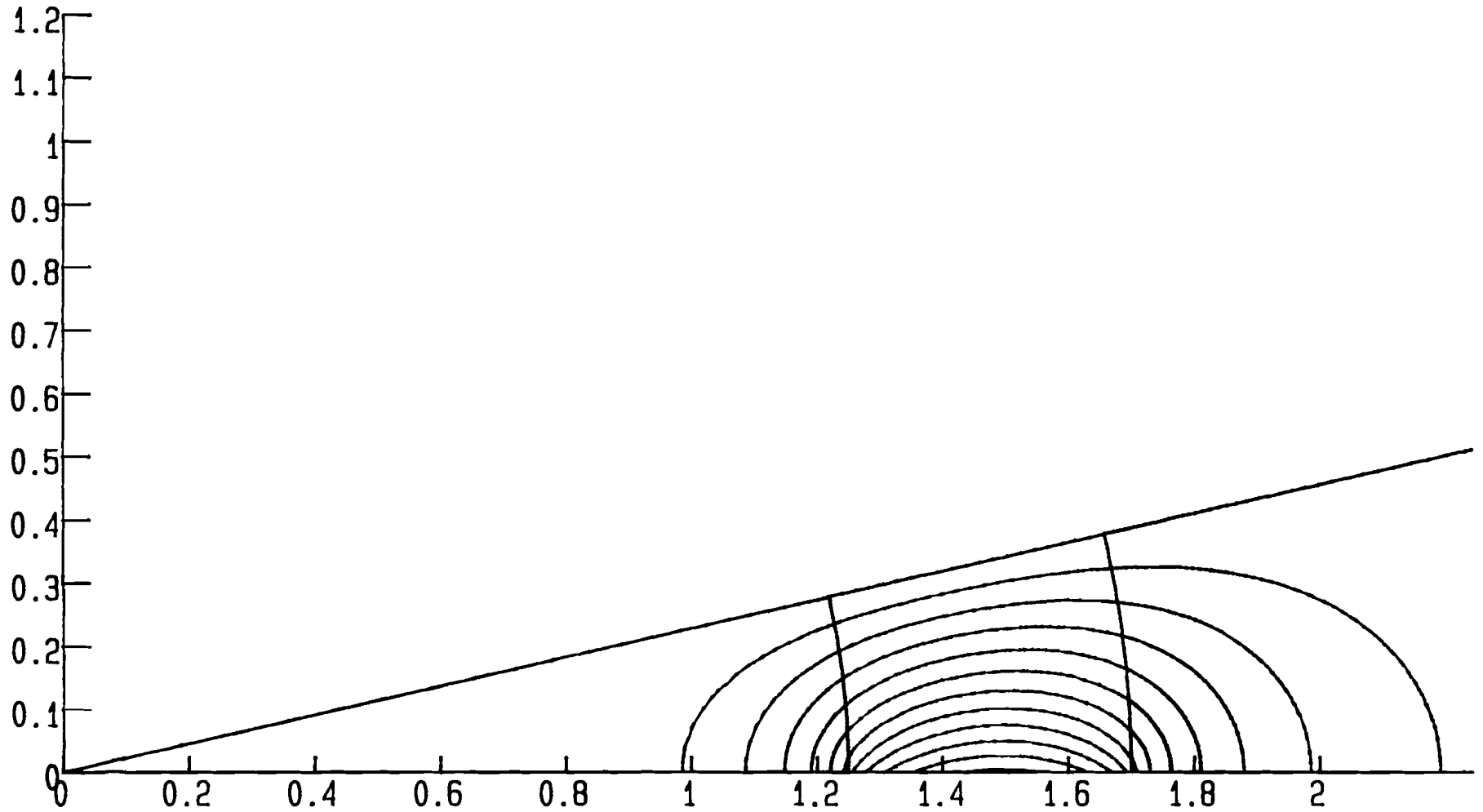
Bijlage 9: $B_r(r)$ van de 14-polige magneet, gemeten aan magneet ig5 en berekend



Bijlage 10: Fourier-componenten van Br, gemeten aan ringmagneet ap2



Bijlage 11: De veldlijnen van een halve pool van de 14-polige magneet bepaald met PE2D

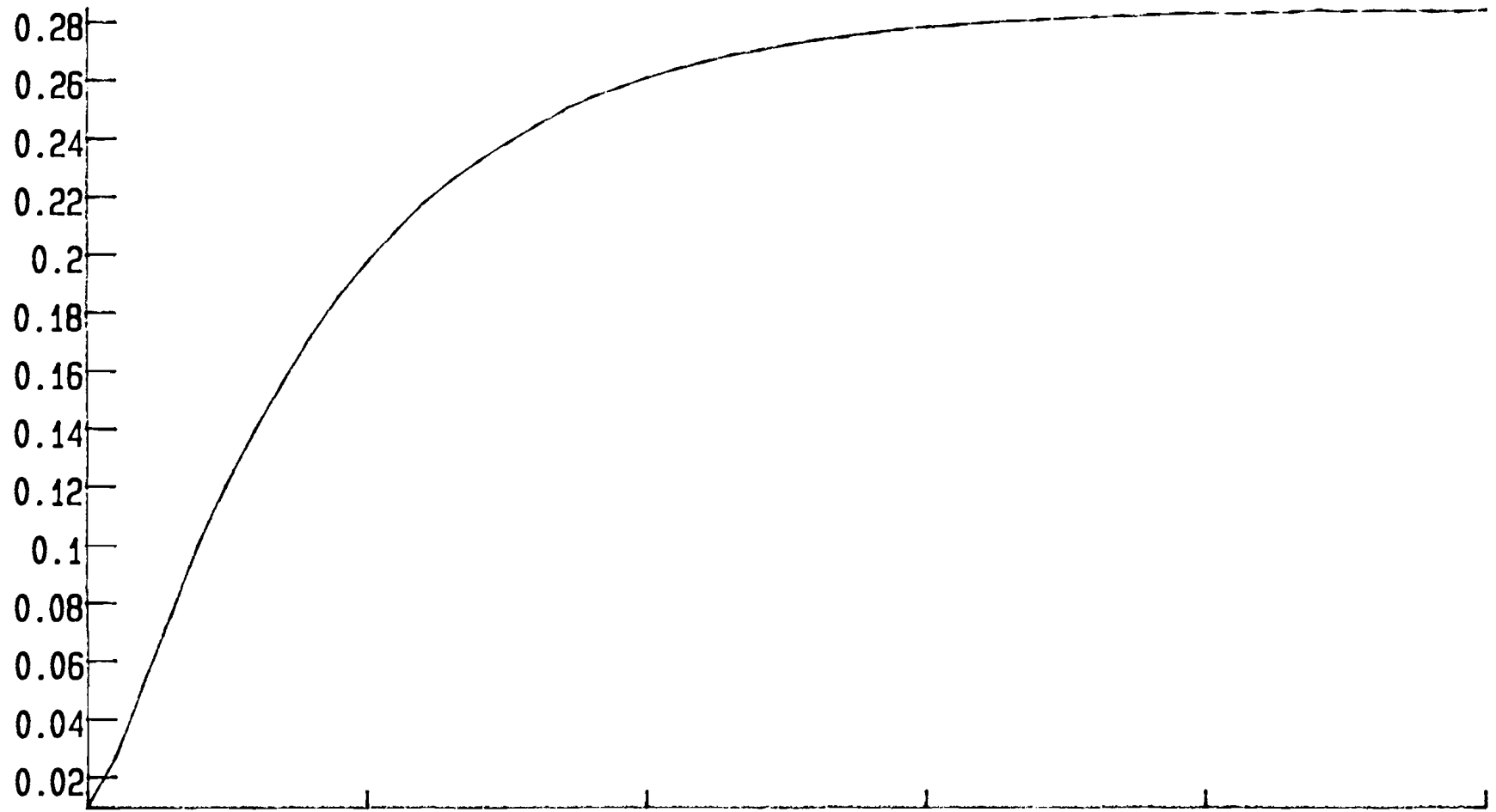


ELEM=LINE SYMM=XY SOLN=AT FIEL=MAGN
Static Solution Mesh 5606 Elements

13 Regions

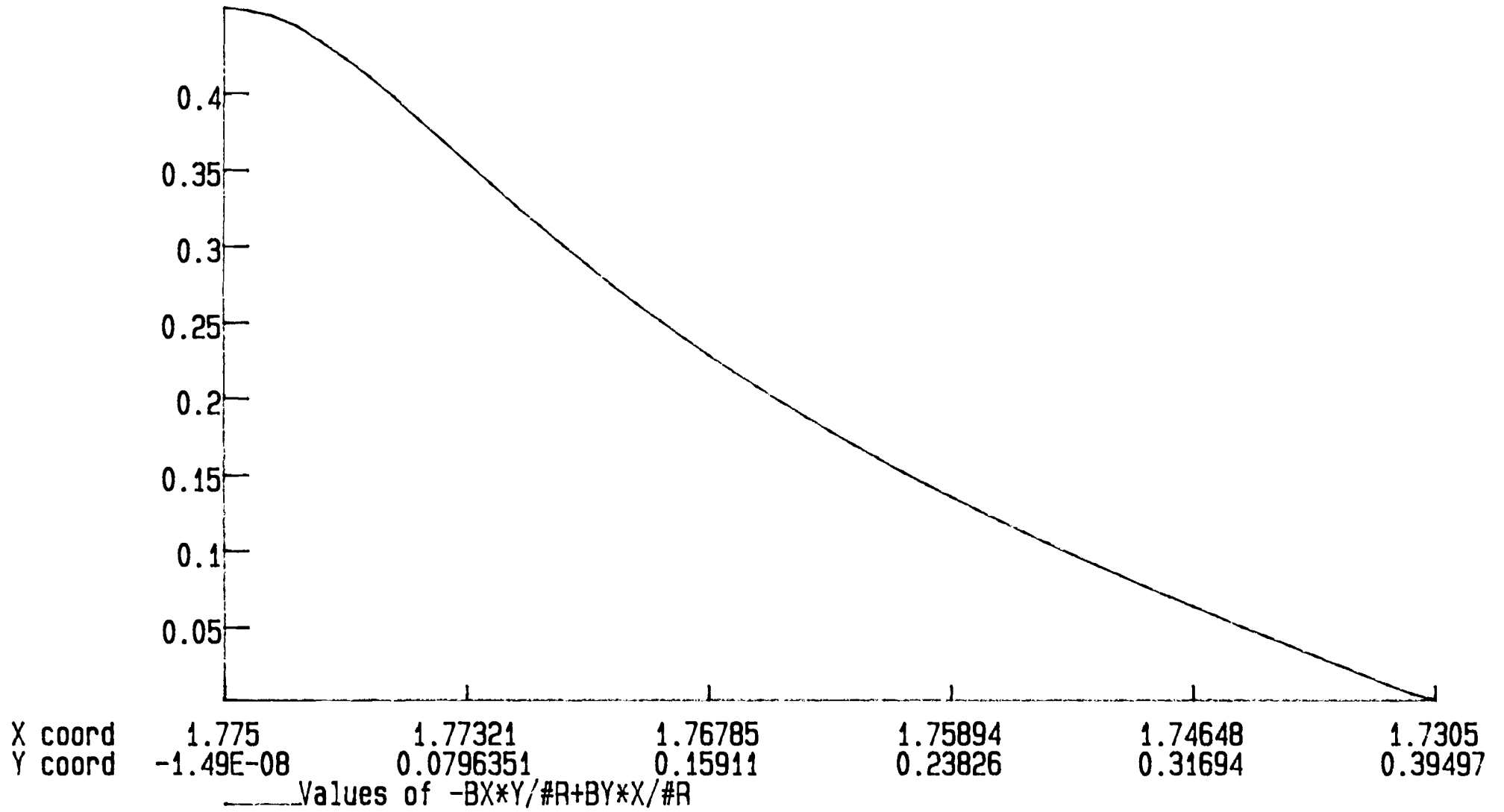
VF/PE2D.8

Bijlage 12: De radiale component van de magnetische inductie bepaald op 75 μm afstand

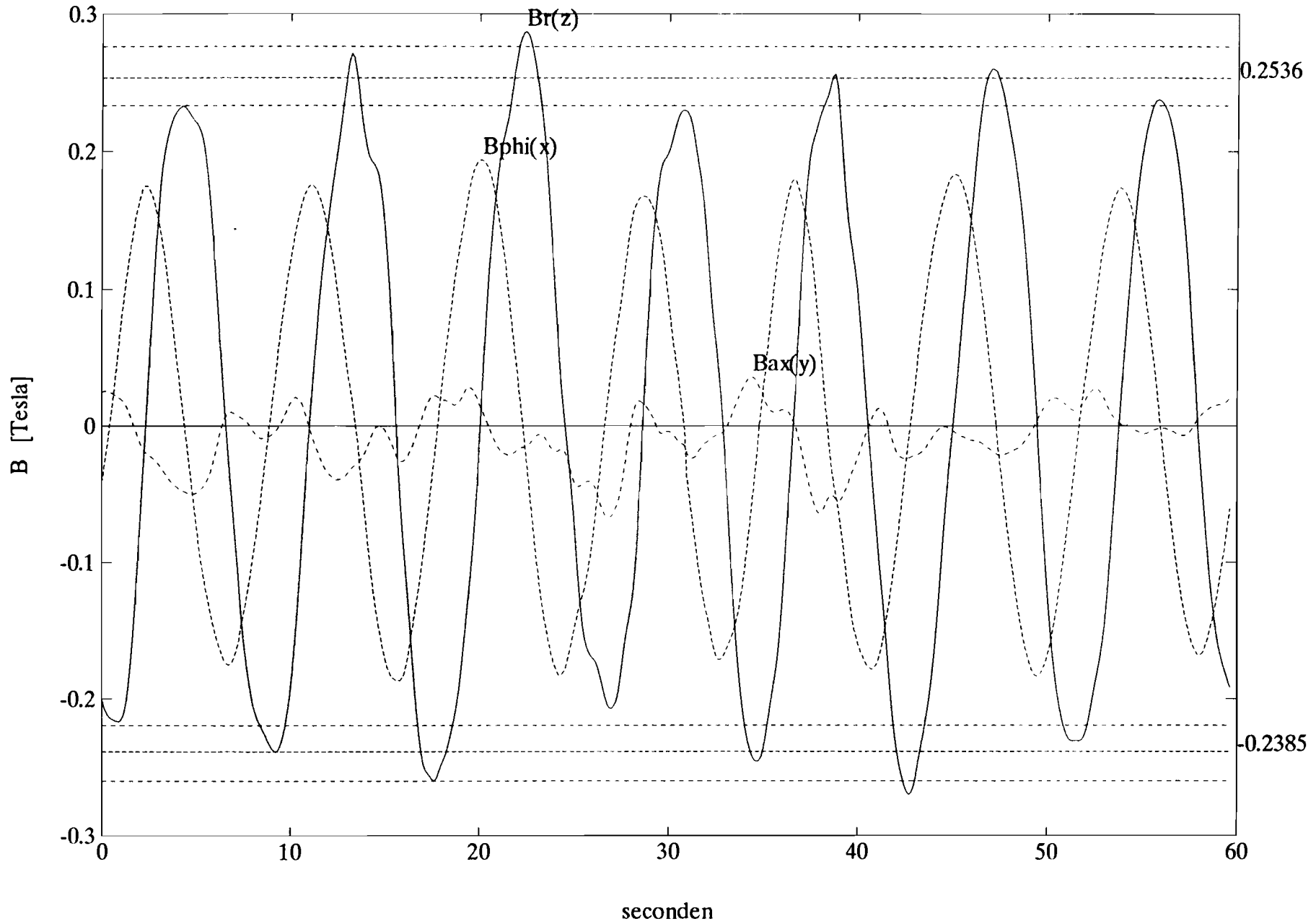


X coord	1.775	1.77321	1.76785	1.75894	1.74648	1.7305
Y coord	-1.49E-08	0.0796351	0.15911	0.23826	0.31694	0.39497
	_____Values of $-(BX*X/\#R+BY*Y/\#R)$					

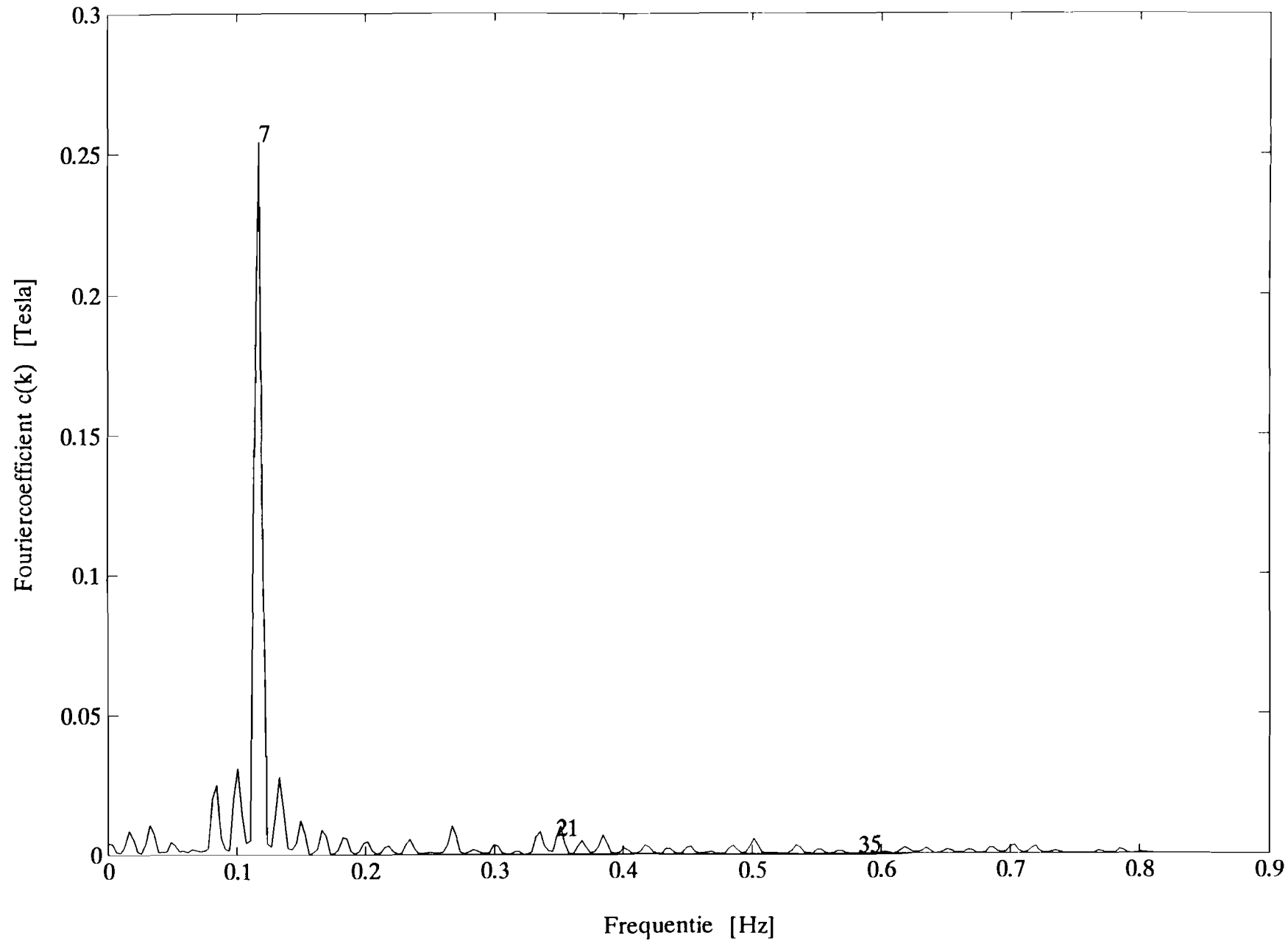
Bijlage 13: De tangentiële component van de magnetische inductie bepaald op 75 μm afstand



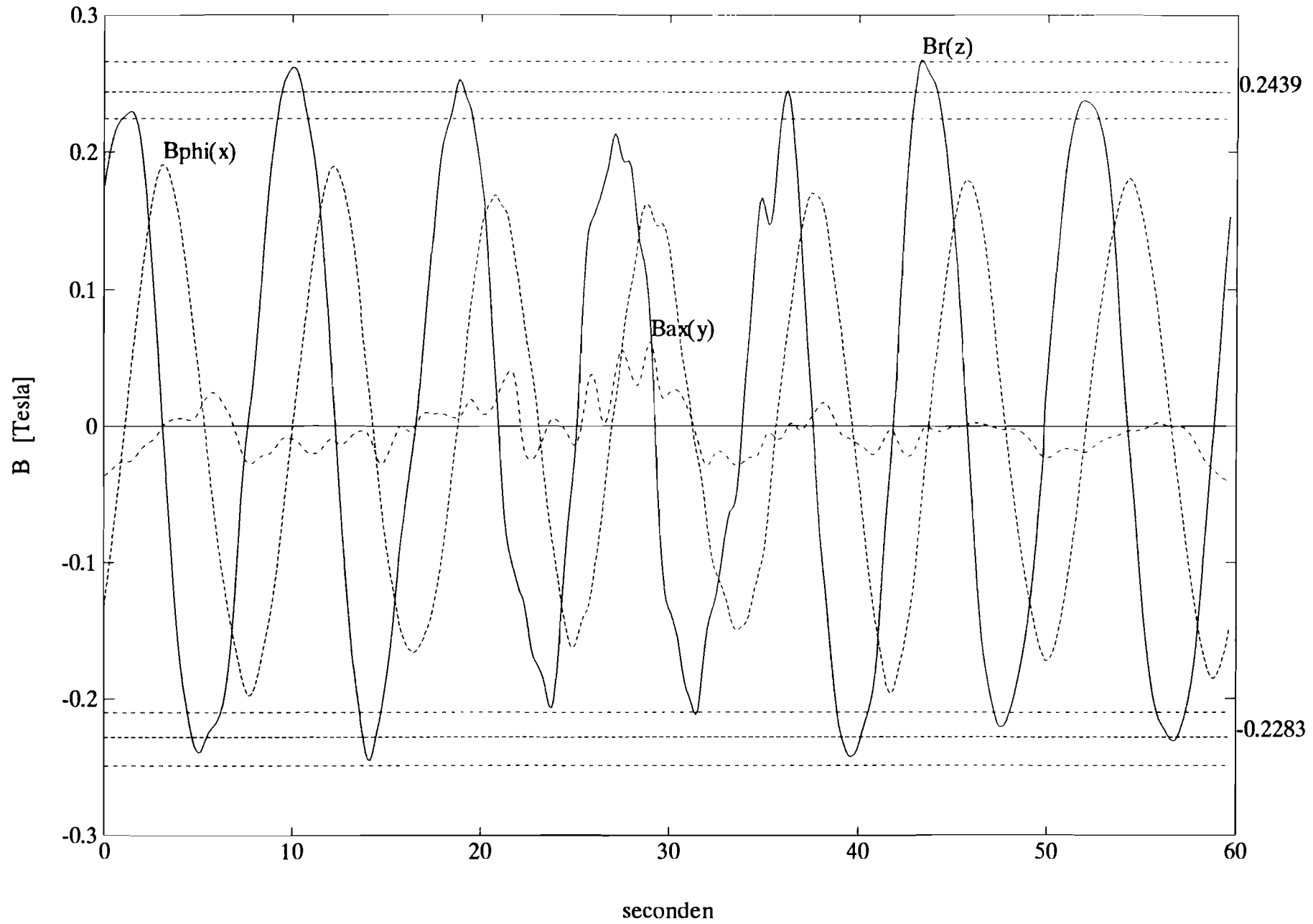
Bijlage 14: Magnetische inductie gemeten aan ringmagneet aq3



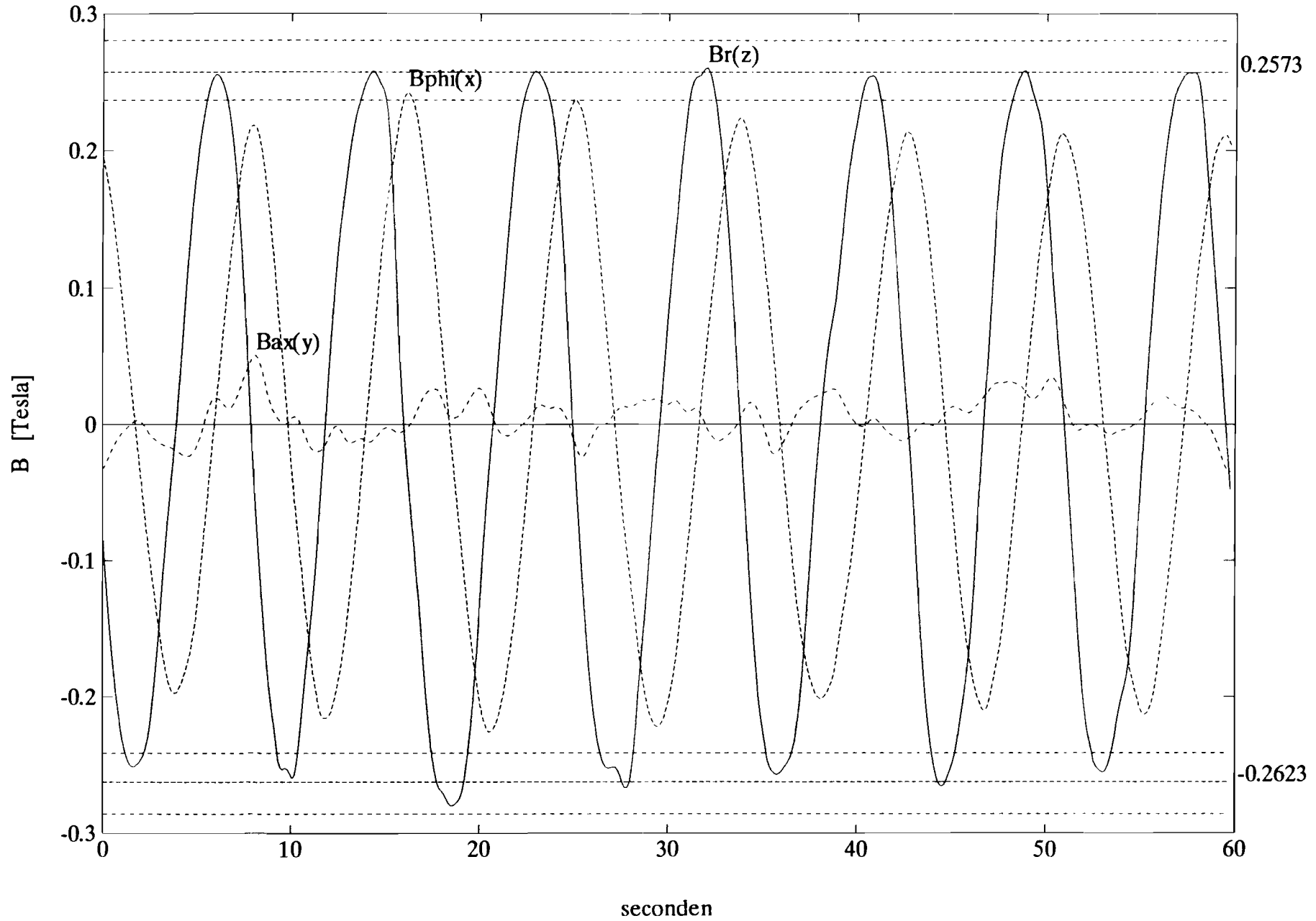
Bijlage 15: Fourier-componenten van Br, gemeten aan ringmagneet aq3



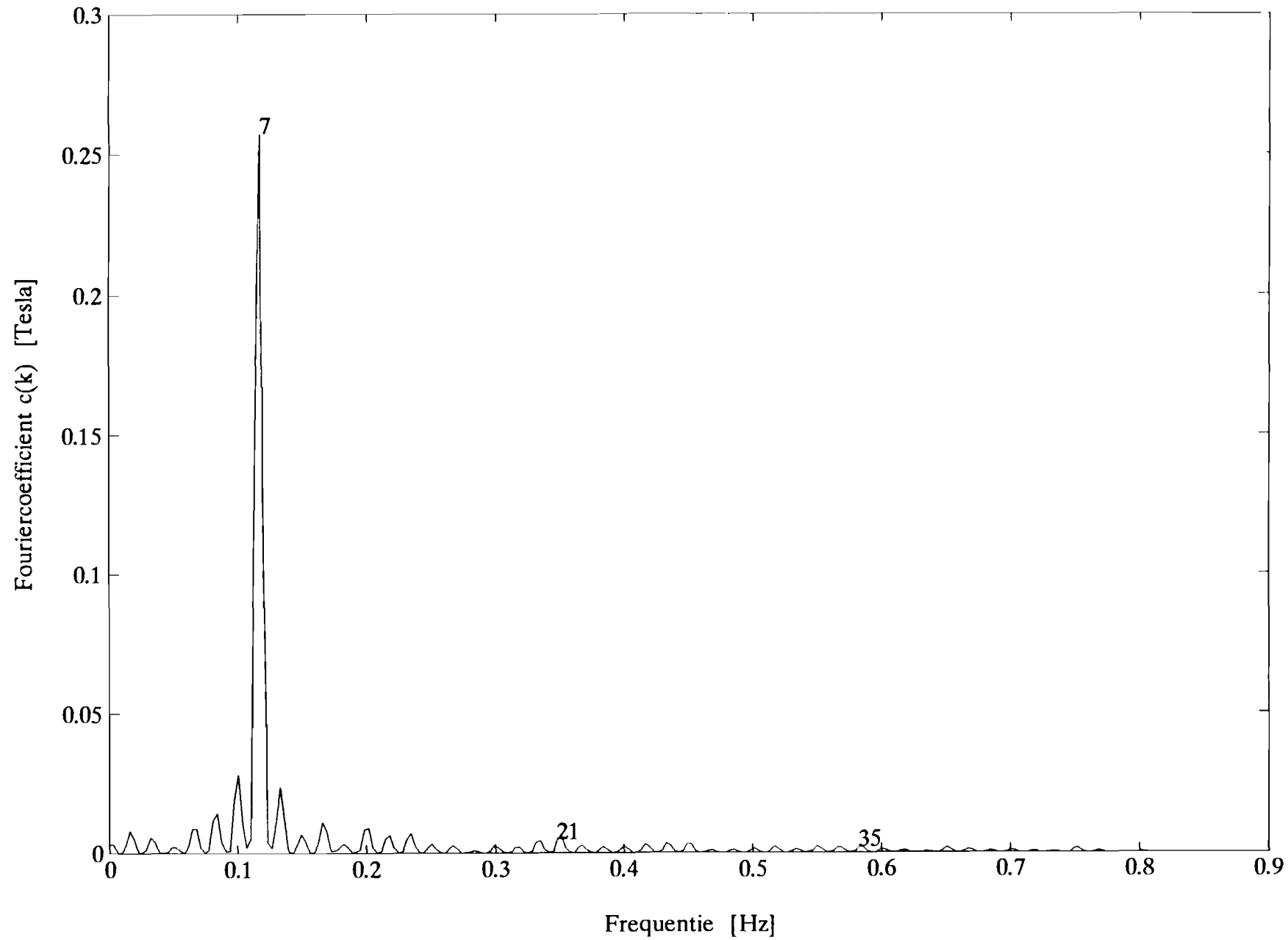
Bijlage 16: Magnetische inductie gemeten aan ringmagneet cq1



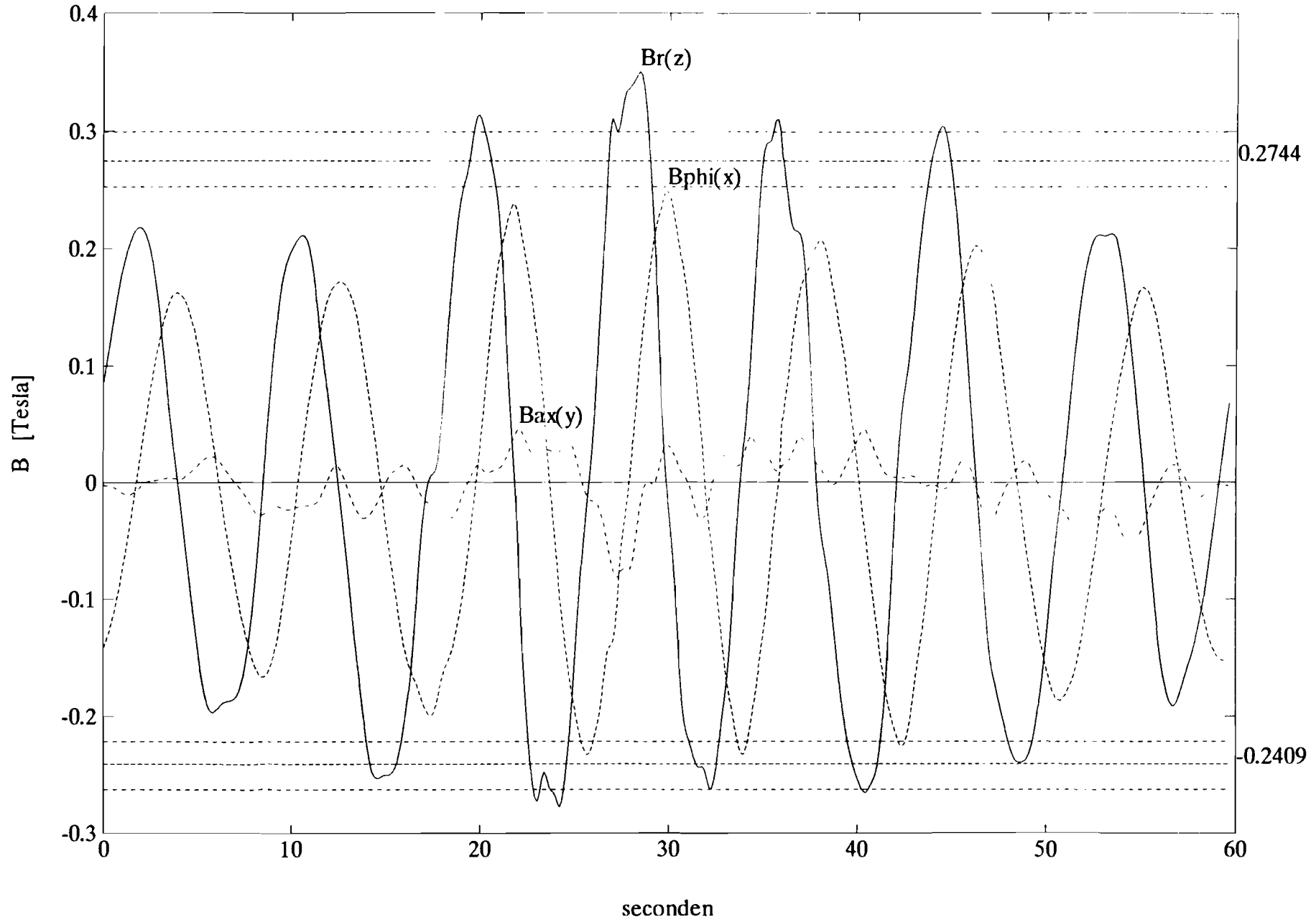
Bijlage 17: Magnetische inductie gemeten aan ringmagneet gq4



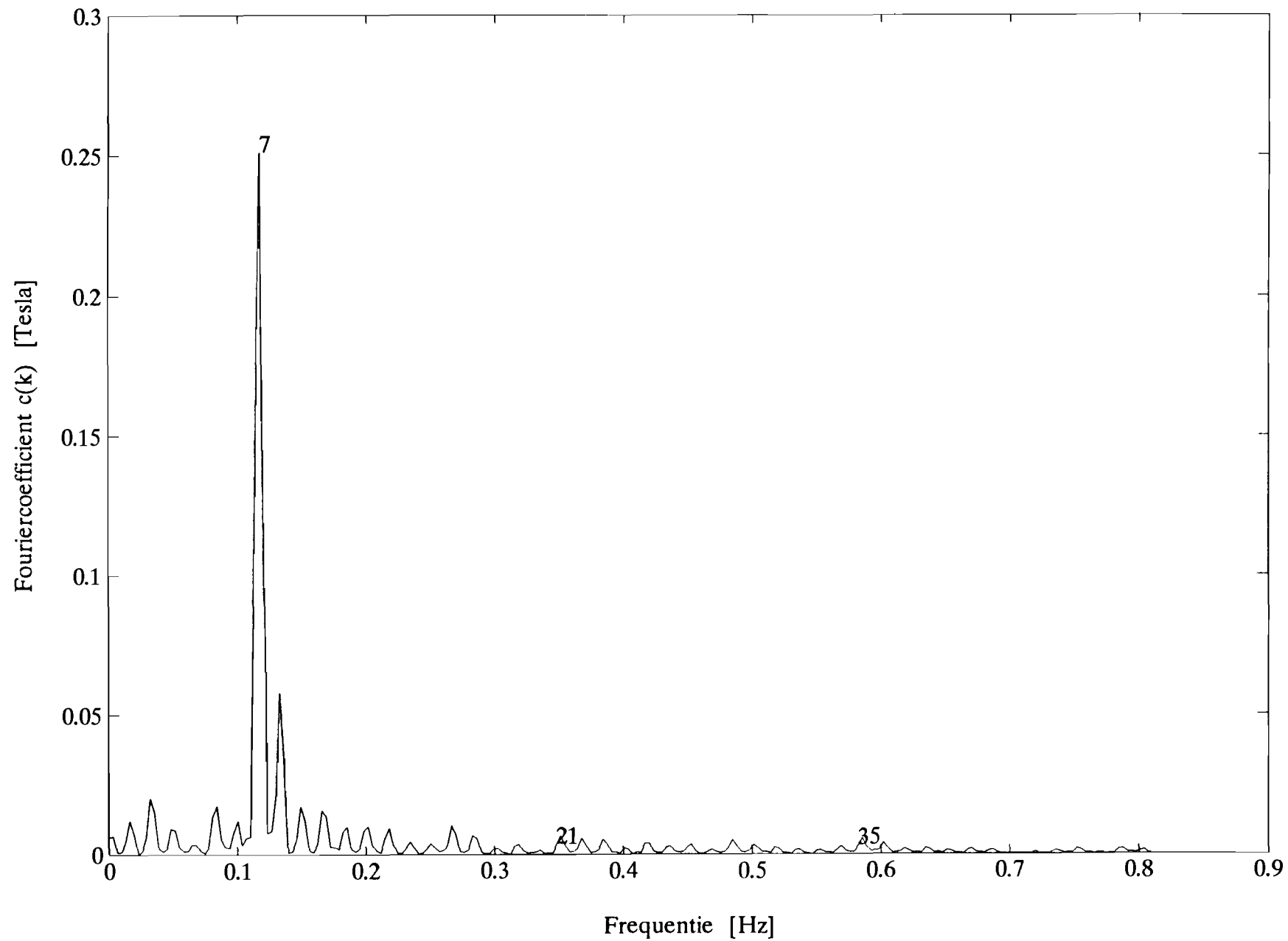
Bijlage 18: Fourier-componenten van Br, gemeten aan ringmagneet gq4



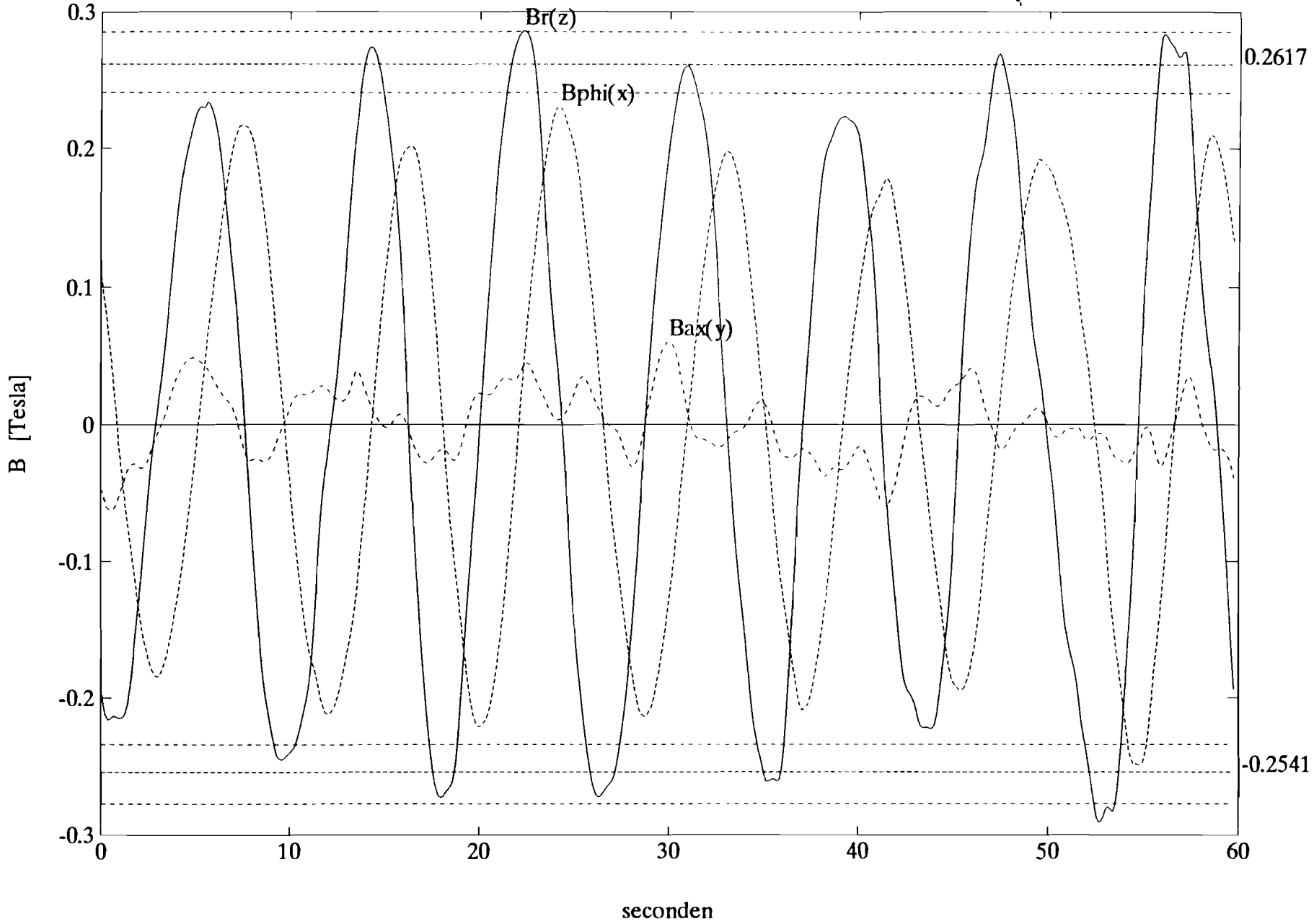
Bijlage 19: Magnetische inductie gemeten aan ringmagneet iq5



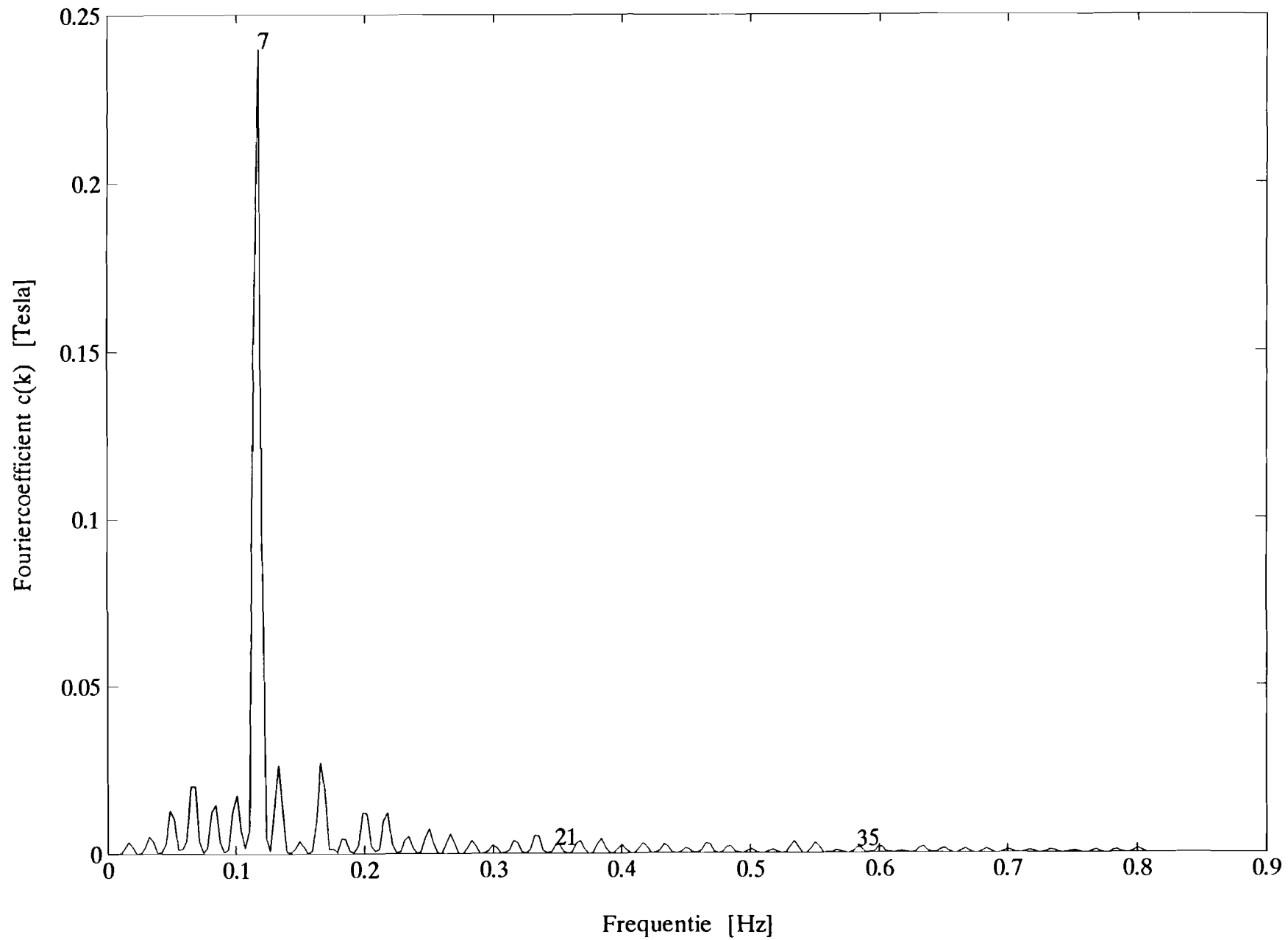
Bijlage 20: Fourier-componenten van Br, gemeten aan ringmagneet iq5



Bijlage 21: Magnetische inductie gemeten aan ringmagneet ~~84~~ 82



Bijlage 22: Fourier-componenten van Br, gemeten aan ringmagneet bq2



Appendix A: Fourierontwikkeling.

Hoofdstelling van Fourier:

Een functie $f(\varphi)$ die continu en periodiek herhaalbaar is, met frequentie p , kan worden benaderd als een reeks van sinus- en cosinustermen:

$$f(\varphi) = \frac{1}{2}a_0 + \sum_{m=1}^{\infty} a_m \cos(m p \varphi) + b_m \sin(m p \varphi), \quad \{A1\}$$

met de coëfficiënten

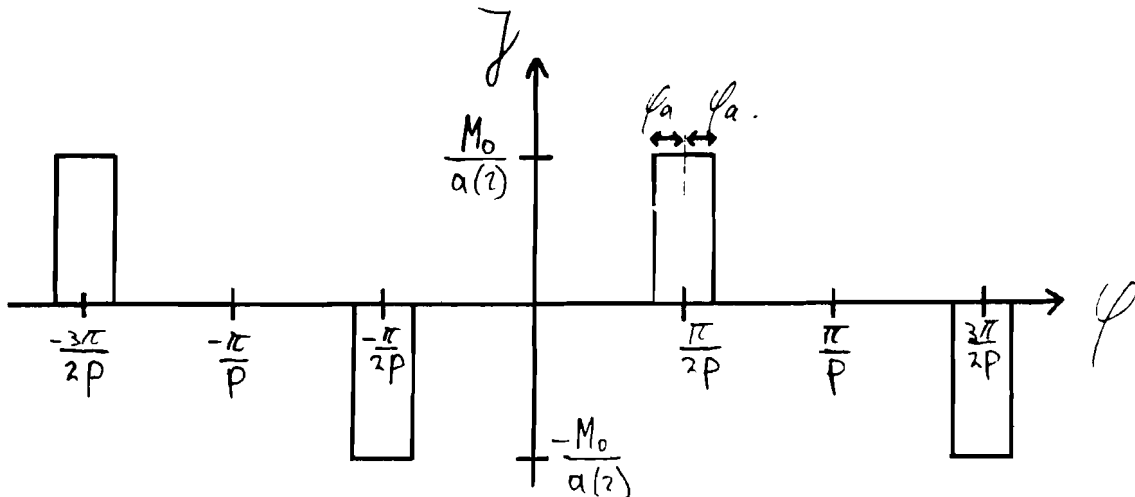
$$a_m = \frac{p}{\pi} \int_0^{2\pi/p} \cos(m p \varphi) \cdot f(\varphi) d\varphi \quad \{A2\}$$

en

$$b_m = \frac{p}{\pi} \int_0^{2\pi/p} \sin(m p \varphi) \cdot f(\varphi) d\varphi \quad \{A3\}$$

De stroomdichtheid $J(r, \varphi)$.

De stroomdichtheid $J(r, \varphi)$, op een dunne poolscheiding, van de veelpolige radiaal gemagnetiseerde ringmagneet is getekend in figuur A1.



halve poolscheiding $a(r) = r \cdot \varphi_a$

Figuur A1: De stroomdichtheid J als functie van de hoek φ .

$$J(r, \varphi) = \frac{1}{2}a_0 + \sum_{m=1}^{\infty} a_m \cos(m\varphi) + b_m \sin(m\varphi).$$

$J(r, \varphi)$ is een oneven funktie, dus $a_m = 0$.

$$\begin{aligned} b_m &= \frac{p}{\pi} \int_0^{2\pi/p} \sin(m\varphi) \cdot J(r, \varphi) \, d\varphi = \frac{2pM_0}{\pi r \varphi_a} \int_{\frac{\pi}{2p} - \varphi_a}^{\frac{\pi}{2p} + \varphi_a} \sin(m\varphi) \, d\varphi = \\ &= \frac{-2pM_0}{\pi r \varphi_a m p} \cos(m\varphi) \Big|_{\frac{\pi}{2p} - \varphi_a}^{\frac{\pi}{2p} + \varphi_a} = \frac{-2pM_0}{\pi r m p \varphi_a} \left(\cos\left(\frac{m\pi}{2} + m\varphi_a\right) - \cos\left(\frac{m\pi}{2} - m\varphi_a\right) \right) = \\ &= \frac{-2pM_0}{\pi r m p \varphi_a} \left(-2\sin\left(\frac{m\pi}{2}\right) \cdot \sin(m\varphi_a) \right) = \frac{4pM_0}{\pi r m p \varphi_a} \sin\left(\frac{m\pi}{2}\right) \cdot \sin(m\varphi_a) = \\ b_m &= \begin{cases} 0 & \text{als } m = \text{even} \\ \frac{4pM_0}{\pi r m p \varphi_a} (-1)^{\frac{m-1}{2}} \sin(m\varphi_a) & \text{als } m = \text{oneven,} \end{cases} \end{aligned}$$

dus m vervangen door $2k+1$.

$$J(r, \varphi) = \frac{4pM_0}{\pi r} \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{\sin\{(2k+1)p\varphi_a\}}{(2k+1)p\varphi_a} \sin\{(2k+1)p\varphi\}. \quad \{A4\}$$

Appendix B: Verwerking van de signalen van de D6000.

De uitgangsspanningen van de sensor-elektronica V_x , V_y en V_z worden met de respectievelijke buffers 1, 2 en 3 van de D6000 opgenomen. De synchronisatiepuls van de omwentelingsdetector wordt met buffer 4 opgenomen. De D6000 neemt elke 120 ms een sample van de spanningen op in elke buffer. In elke buffer worden 512 samples opgenomen. Als een buffer vol is, worden de samples volgens het FIFO (First In First Out) principe doorgeschoven.

De ringmagneet draait in 1 minuut rond, dus er worden 500 (=60 s / 120 ms) samples genomen per omwenteling. Er worden in feite in de buffers 512 samples geregistreerd behorend bij meer als één omwenteling. In buffer 4 komen op een bepaald moment twee synchronisatiepulsen te staan; deze pulsen markeren precies één omwenteling. Als deze toestand bereikt is wordt de meting gestopt. De buffers kunnen nu door de PC worden uitgelezen.

Er is een programma in de programmeertaal "gwbasic" geschreven, waarmee met de D6000 kan worden gecommuniceerd [5.2]; dit programma heeft de naam "cprog2.bas". Er is voorts een batch-file aangemaakt met de naam "d6000", die het eerder genoemde programma opstart. Na het opstarten wordt het volgende hoofdmenu zichtbaar:

1. Het gebruik van de D6000 als geheugenscoop
2. Het geven van directe opdrachten aan de D6000
3. Het zenden van een opgeslagen instelling naar de D6000
4. Het maken van een afdruk met behulp van de plotter
5. Het opslaan van data afkomstig van de D6000
6. Het opslaan van de instelling van de D6000
7. Het afdrukken van opgeslagen data
8. Einde programma

Als optie 5 wordt gekozen, moeten vervolgens namen van files worden opgegeven waarin de data uit elke buffer kunnen worden opgeslagen (kiezen uit: A1, A2, A3 of A4). Dit moet voor elke buffer afzonderlijk gedaan worden. Ik heb de filenamen als volgt opgebouwd:

```
Buf.A1 ⇒ <filenaam> = <nr.sensor> <vx> <code van gemeten ringmagneet>
Buf.A2 ⇒ <filenaam> = <nr.sensor> <vy> <code van gemeten ringmagneet>
Buf.A3 ⇒ <filenaam> = <nr.sensor> <vz> <code van gemeten ringmagneet>
Buf.A4 ⇒ <filenaam> = <nr.sensor> <sy> <code van gemeten ringmagneet>
```

De data in deze files zijn spanningen, die met behulp van de gevoeligheidsmatrix S naar componenten van de magnetische inductie moeten worden omgezet. Dit kan eenvoudig en snel met een wiskundig rekenpakket: MATLAB (uitgegeven door: The MathWorks, Inc.). De data-files (<filenaam>.dat) moeten eerst worden geconverteerd naar matlab-files (<filenaam>.mat). Er is een omzettingsprogramma in "Turbo pascal" geschreven: D6000mat. Het converteren wordt gedaan als volgt:

```
D6000mat <data-filenaam> <matlabfilenaam> <vektornaam>
```

Als binnen MATLAB de matlabfile wordt geladen, staan de opgenomen spanningen van één buffer in één vektor.

In MATLAB bestaat de mogelijkheid om de "online"-commando's in een programma in "Turbo-pascal" te schrijven (<programmanaam>.m). Het voordeel hiervan is, dat dit programma in MATLAB gestart wordt na elke meting aan een magneet waarna de conversie van spanningen naar magnetische inductie onmiddellijk wordt uitgevoerd. Ik heb dit programma met de naam meet.m als volgt geschreven:

```
!d6000mat 7vx14p.dat 7vx14p vx
!d6000mat 7vy14p.dat 7vy14p vy
!d6000mat 7vz14p.dat 7vz14p vz
!d6000mat 7sy14p.dat 7sy14p sy
```

} {conversie van data-files naar
matlab-files}

```

load 7vx14p;
load 7vy14p;
load 7vz14p;
load 7sy14p;
} {het laden van de matlab-files}

af=find(sy>1);      {af=indices van sy, waar sy>1; synchronisatiepulsen}
a=af(1);           {a=opgaande flank v/d eerste sy-puls; begin omwenteling}
bf=find(af>400);   {bf=indices van tweede sy-puls}
b=af(bf(1))-1;     {b=opgaande flank v/d tweede sy-puls -1; eind omwent.}

vx=vx(a:b);       {vx=x-kanaal spanning gedurende 1 omwenteling}
vy=vy(a:b);       {vy=y-kanaal spanning gedurende 1 omwenteling}
vz=vz(a:b);       {vz=z-kanaal spanning gedurende 1 omwenteling}
V=[vx';vy';vz'];  {elke rij v/d matrix V is een spanning van 1-kanaal}

S=[8.0  0  0
   0  9.27  0
   0  0  -14.3]; } {S is de sensitiviteitsmatrix van sensor nr.7}
Si=inv(S);        {Si is de inverse matrix van S}
Bphi=Si(1,:)*V;   {Bphi is de eerste rij van Si maal matrix V}
Bax=Si(2,:)*V;   {Bax is de tweede rij van Si maal matrix V}
Br=Si(3,:)*V;    {Br is de derde rij van Si maal matrix V}

t=0:stepX:(b-a)*stepX; {t is de tijdas, stepX is de sampletijd v/d D6000}
z=zeros(1:b-a+1);     {z is de nullijn in de plot}

plot(t,Bphi,'-',t,Bax,'-.',t,Br,'--',t,z,'-') {De componenten van B uitgezet tegen de tijd}

title('3D-Magnetisch veld meting aan 12-polige magneet.')
ylabel('B-veld [Tesla]')
xlabel('Tijd-as [sec]')
gtext('Bphi')
gtext('Bax')
gtext('Br')
} {tekst in grafiek}
meta b14p {grafiek wordt opgeslagen in b14p.met}

save b14p Bphi Bax Br t z {de vektoren worden in b14p.mat bewaard}

```

Meetprocedure.

Nadat de meting aan de ringmagneet met code 14p is gedaan, worden de buffers uitgelezen door de PC (wat ingetypt moet worden is schuingedrukt):

```
-D6000    {Het hoofdmenu wordt zichtbaar}
-5        {Het opslaan van data afkomstig van de D6000}
-7vx14p   {filenaam} } herhalen voor vy & A2, vz & A3 en sy & A4.
-A1       {buffernaam} }
-8        {Einde programma}
```

Hierna wordt MATLAB opgestart:

```
-MATLAB  {opstarten van MATLAB}
-meet    {conversie van V naar B en het aanmaken v/d grafiek (B versus t)}
-met de cursor de teksten Bphi, Bax en Br in de grafiek plaatsen
-quit
```


Appendix C: Trillende silicium-balk als magnetosensor.

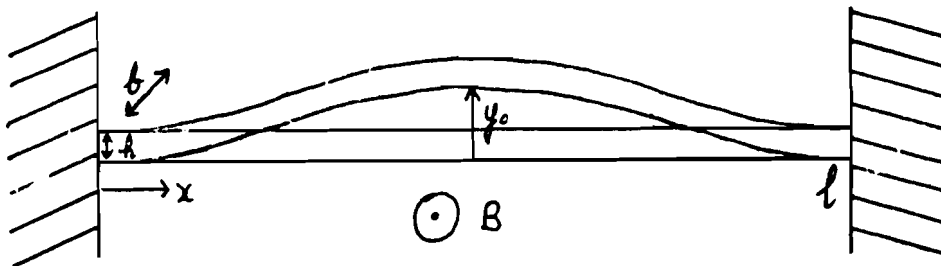
We willen de magnetische inductie (B) van zeer kleine gebiedjes 50×50 (μm)² meten. Gewoonlijk wordt de magnetische inductie met behulp van een Hallsensor gemeten. De kleinste Hallsensor (die ons bekend is) heeft een afmeting van $0,2$ (mm)², dus is er gezocht naar een andere mogelijkheid.

Als we een trillend balkje in een magneetveld brengen, met het veld loodrecht op de trillingsrichting, dan wordt op de trillende elektronen een Lorentzkracht uitgeoefend, die wisselt met de frequentie van de trilling. Onder invloed van deze Lorentzkracht verplaatsen de elektronen zich naar een uiteinde van de balk, hierdoor ontstaat er een elektrisch veld (E). De kracht die het gevolg is van dit elektrische veld is tegengesteld gericht aan de Lorentzkracht. In de evenwichtssituatie zijn deze krachten gelijk.

$$\begin{aligned}n q E &= n q v B \\E &= V / l = v B \\V_b &= v B l, \end{aligned} \tag{C1}$$

met n =aantal elektronen, q =lading van een elektron, en v =snelheid van de elektronen. Het potentiaalverschil dat tussen de uiteinden van de balk bestaat, als gevolg van het elektrische veld, zullen we de bronspanning V_b noemen. Deze bronspanning zal een wisselspanning zijn met de frequentie van de trilling.

We zouden een balkje kunnen etsen in silicium, op dezelfde chip zou dan ook de verwerkingselektronica geëtsd kunnen worden. Het balkje kan in trilling worden gebracht met behulp van b.v. een quartzkristal. Als het balkje met z'n eerste eigenfrequentie in trilling wordt gebracht, wordt de grondharmonische vorm (zie figuur C1) verkregen, met maximale amplitude y_0 .



Figuur C1: Silicium balkje met maximale uitwijking.

De amplitude y van zo'n aan beide uiteinden ingeklemde balk wordt voor de berekening van de eigenfrequentie wel benaderd als:

$$y(x) = 0,5 y_0 (1 - \cos(2\pi x/l)). \quad \{C2\}$$

Dit is de amplitude bij maximale uitwijking. Als functie van de tijd is de amplitude dus:

$$y(t) = y(x) \cos(\omega t). \quad \{C3\}$$

Over de lengte (l) van het balkje is de gemiddelde amplitude:

$$y(x)_{\text{gem}} = 0,5 y_0. \quad \{C4\}$$

De gemiddelde snelheidsamplitude is dan:

$$v_{\text{gem}} = 0,5 y_0 \omega. \quad \{C5\}$$

De bronspanningsamplitude volgt dan door substitutie van {C5} in {C1}:

$$V_b = 0,5 y_0 \omega B l. \quad \{C6\}$$

De eerste eigenfrequentie van een balk is:

$$f_1 = \frac{22,4}{2\pi l^2} \sqrt{\frac{E I}{\rho A}}. \quad \{C7\}$$

Hierin is E de elasticiteitsmodulus, $I = b h^3 / 12$ het traagheidsmoment, ρ de massadichtheid en $A = b h$ het oppervlak van de dwarsdoorsnede. Voor silicium geldt: $E = 10,7 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$ en $\rho = 2,33 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$.

$$f_1 = \frac{22,4}{2\pi l^2} \sqrt{\frac{10,7 \cdot 10^{10} b h^3}{2,33 \cdot 10^3 12 b h}} = 6974 \frac{h}{l^2} \text{ MHz} \quad (h \text{ en } l \text{ in } \mu\text{m}) \quad \{C8\}$$

De bronspanningsamplitude is dus:

$$V_b = 6974 \pi y_0 \frac{h}{l} B \text{ Volt}. \quad \{C9\}$$

De gevoeligheid van de sensor is dan:

$$c_b = \frac{V_b}{B} = 6974 \pi \frac{h}{l} y_0 \text{ Volt/Tesla} \quad \{C10\}$$

De bronspanning is dus rechtevenredig met de maximale amplitude y_0 . Het is mij niet bekend hoe y_0 kan worden berekend, ik zal dus een "verstandige" waarde moeten kiezen om een indicatie van de bronspanning te krijgen.

Als we uitgaan van een balkje met een lengte $l = 100 \mu\text{m}$ en een hoogte $h = 5 \mu\text{m}$ (de breedte kan vrij worden gekozen), is de eerste eigenfrequentie $f_1 = 3,49 \text{ MHz}$. Als ik $y_0 = 1 \mu\text{m}$ kies (deze waarde is zeker niet te groot), dan geldt voor de gevoeligheid $c_b = 1,1 \text{ mV/T}$.

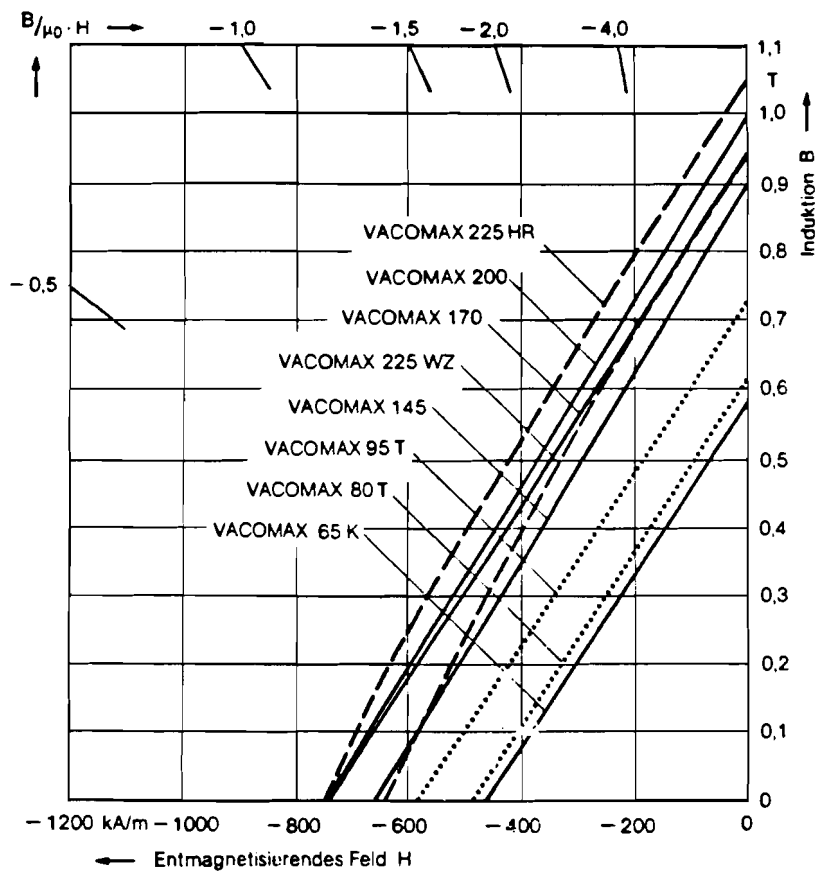
We meten magnetische inducties van ca. $0,1 \text{ T}$, dus zullen we spanningen van ca. $100 \mu\text{V}$ moeten verwerken. Dit geeft elektrotechnisch gezien weinig problemen. Zolang we echter geen kennis hebben over de dynamische eigenschappen van een silicium balkje, blijft de dimensionering van het balkje giswerk.

Tijdens het verkennen van de mogelijkheden omtrent de trillende silicium balk hebben we met Dr. M. Elwenspoek gesproken, die werkt in de vakgroep Transduktietechniek en Materiaalkunde van de faculteit Elektrotechniek aan de Universiteit Twente. Er is duidelijk geworden dat een eigentrilling van $3,5 \text{ MHz}$ te groot is. Er moet naar een andere configuratie van de silicium balk worden gezocht, waarbij de trillingsfrequentie ongeveer 50 kHz is.

Doordat er een andere sensor is gevonden, heb ik mij niet meer bezig gehouden met de trillende silicium balk. Voor de geïnteresseerde lezer heb ik enige interessante literatuur omtrent trillende siliciumstructuren in de literatuurlijst opgenomen [C.1 - C.5].

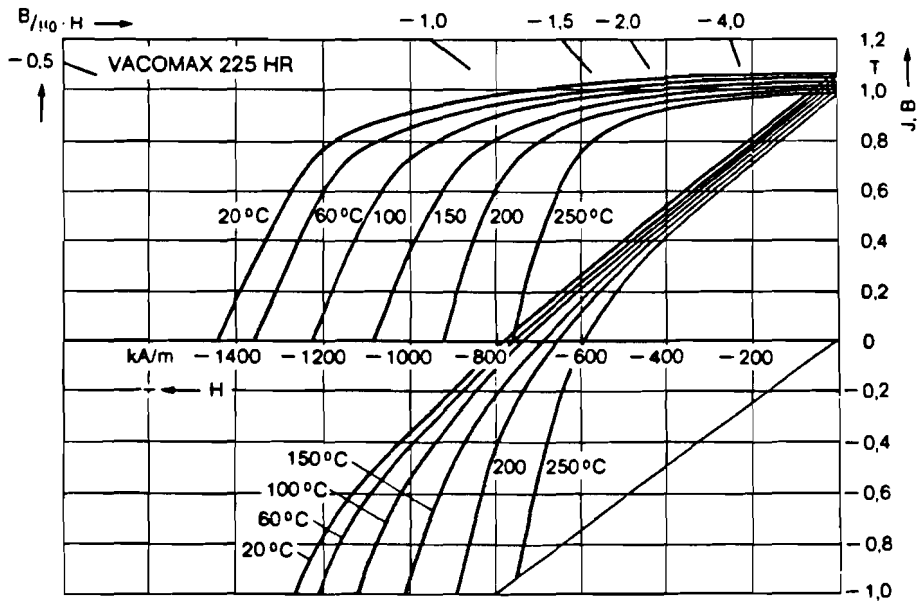
Appendix D: Gegevens van verschillende permanente magnetische materialen.

De permanente magnetische materialen die Kinetron gebruikt en die ook als basis dienen voor de verschillend gefabriceerde korrels (zie § 5.2), worden door Vacuumschmelze (VAC) geproduceerd. De handelsnaam van het NdFeBo dat door ons wordt gebruikt is VACODYM 370 HR, en die van het door ons gebruikte $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ is VACOMAX 225 HR. De gegevens zoals ze door de fabrikant worden verstrekt staan in tabel D1. De figuren D1 t/m D7 zijn verschillende karakteristieke kurven van de gebruikte materialen.



Figuur D1: Typische Ontmagnetiseringskurven van VACOMAX, bij kamertemperatuur.

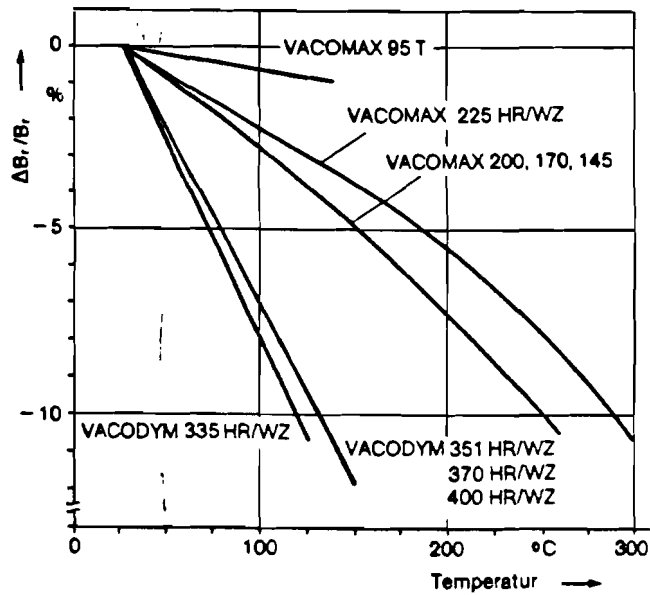
Tabel D1: De karakteristieke eigenschappen van VACODYM 370 HR en VACOMAX 225 HR, bij kamertemperatuur.				
			VACODYM 370 HR	VACOMAX 225 HR
Remanent veld	B_r	[Tesla]	1,15-1,25	1,00-1,15
Coërciviteit	B_c^H	[kA/m]	850-1000	600-900
	typ.	[kA/m]	1450	1200
	J_c^H min.	[kA/m]	1350	800
Energiedichtheid	$(BH)_{max}$	[kJ/m ³]	240-310	190-240
Magnetiserings- veldsterkte (min.)	H_{mag}	[kA/m]	2500	3500
Rev. Temperatuurs- coëfficiënt	$T_k(B_r)$	[%/K]		
Temperatuursinterval	20-100°C		-0,10	-0,030
	20-150°C		-0,12	-0,035
Max. Temperatuur	T_{max}	[°C]	150	300
Curie-Temperatuur	T_c	[°C]	ca. 310	ca. 800
Dichtheid (typ.)		[g/cm ³]	7,4	8,4
Soortelijke weerstand ρ		[Ω mm ² /m]	1,4-1,6	0,75-0,85
Warmtedichtheid		[J/(kg·K)]	ca. 440	ca. 390
Warmtegeleiding		[W/(m·K)]	ca. 9	ca. 12
Thermische uitzet- tingscoëfficiënt	\parallel_c	[10 ⁻⁶ /K]	5	10
	\perp_c		-1	12
Elasticiteitsmodulus		[10 ⁵ N/mm ²]	1,5	1,5
Buigvastheid		[N/mm ²]	ca. 270	90-150
Drukvastheid		[N/mm ²]	ca. 1050	ca. 850
Vickershardheid	HV		ca. 570	ca. 640
Breuktaaiheid	K_{IC}	[N/mm ^{3/2}]	70-90	40-50



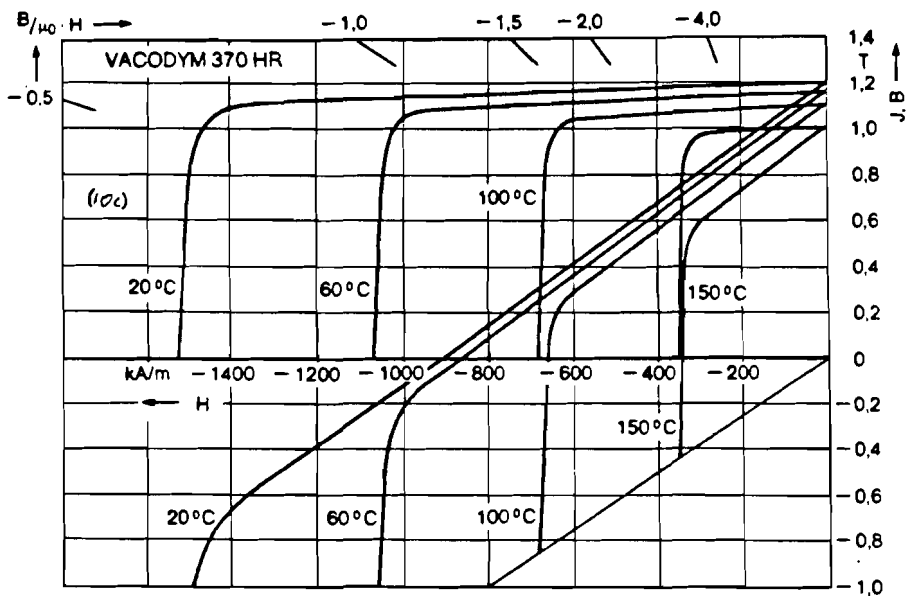
Figuur D2: Typische ontmagnetiseringskurven $B(H)$ en $J_m(H)$ van VACOMAX 225 HR, bij verschillende temperaturen.



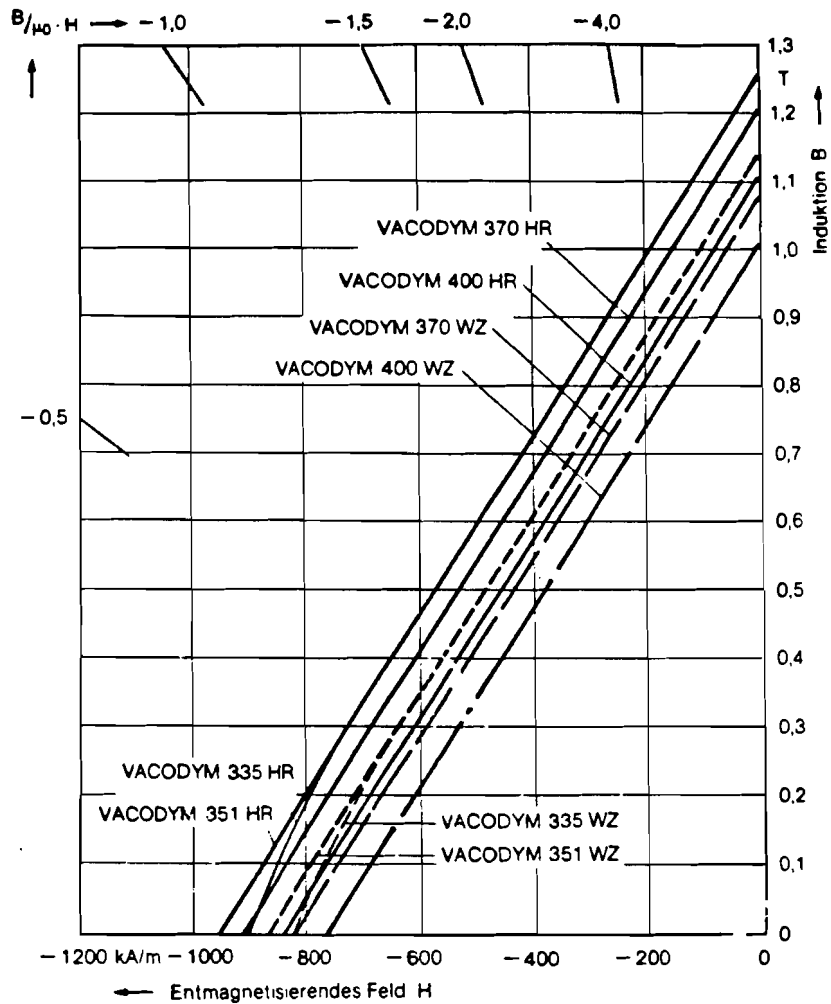
Figuur D3: Typische irreversibele verliezen van VACOMAX 225 HR voor verschillende werkpunten, afhankelijk van de temperatuur.



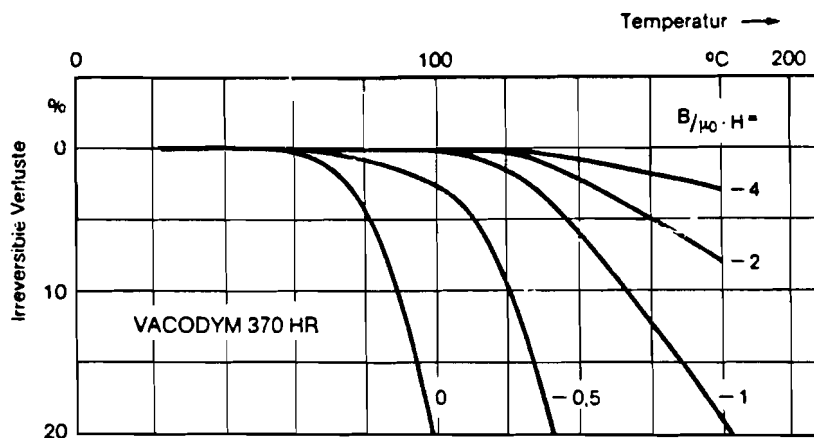
Figuur D4: Typische reversibele veranderingen van de remanentie voor VACODYM en VACOMAX, afhankelijk van de temperatuur.



Figuur D5: Typische ontmagnetiseringskurven $B(H)$ en $J_m(H)$ van VACODYM 370 HR, bij verschillende temperaturen.



Figuur D6: Typische Ontmagnetiseringskurven van VACODYM, bij kamertemperatuur.



Figuur D7: Typische irreversibele verliezen van VACODYM 370 HR voor verschillende werkpunten, afhankelijk van de temperatuur.

In Engeland zijn onder leiding van prof. I.R. Harris op "the School of Metallurgy and Materials" aan de universiteit van Birmingham permanent magnetische korrels gefabriceerd, waarvan alleen de volgende gegevens bekend zijn:

De Samarium-Cobalt $\text{Sm}(\text{Co}_{0.65}\text{Fe}_{0.23}\text{Cu}_{0.10}\text{Zr}_{0.02})_{7.1}$ korrels, die vanuit Engeland zijn opgestuurd, hebben de volgende bewerkingen ondergaan:

- Sintering; $T=1190^{\circ}\text{C}$, 1 hr (Ar gas)
- Solution treat; $T=1160^{\circ}\text{C}$, 1 hr (Ar gas)
- Ageing; 820°C , 3 hrs
 - 700°C , 1/2 hr
 - 600°C , 1 hr
 - 500°C , 2 hrs
 - 400°C , 10 hrs \Rightarrow aircooling
- Hydro-decrepitation process; 2 bars, 200°C , 3 hrs
- Dehydrogenated; 300°C , 1 hr, dynamic vacuum

Appendix E: Veldvergelijkingen in MATLAB.

In MATLAB kan een funktie worden gedefinieerd, die in Turbo-pascal wordt geschreven en als file van de vorm <naam van de funktie>.m wordt bewaard. Als dan in MATLAB de funktienaam met bijbehorende parameters wordt aangeroepen, wordt de funktie uitgevoerd. De vergelijkingen van de magnetische inductie van permanente magneten, zoals berekend in hoofdstuk 3, zijn in MATLAB als functies ingevoerd. De magnetisatie van de permanente magneten wordt in de vergelijkingen ingevoerd als: $J_m = \mu_0 M_0$ [Tesla].

60-polige ringmagneet:

De magnetische inductie in een punt $P(r, \varphi)$ buiten een 60-polige ringmagneet ($r_o = 9,75$ mm, $r_i = 8,85$ mm) is berekend met de vergelijkingen van Baran (zie {3.31}, {3.32} en {3.33}), waarbij op de buitenrand een luchtspleet tussen de polen (poolsteek $b=0,9$ mm) van 0,1 mm in de berekening is meegenomen. In MATLAB wordt het volgende ingetypt:

```
phi=0:0.005:pi/3;
Br=somBr60(phi,9.95,1);
Bphi=somBph60(phi,9.95,1);
```

{ B wordt berekend over 1/6 van een omwenteling,
op een afstand van 200 μ m. $B_{\text{remanent}} = 1$ Tesla. }

Hierbij wordt gebruik gemaakt van de volgende functies:

SOMBR60.M:

```
function y=somBr60(phi,r,Jm)
    y=0;
    for k=0:4,
        y=y+Brbar(k,phi,r,9.75,30,0.9,0.1,Jm)-
                                                Brbar(k,phi,r,8.85,30,0.9,0,Jm);
    end
```

BRBAR.M:

```
function y=Brbar(k,phi,r,rm,p,b,l,Jm)
    y=(2*Jm*((-1)^k)*(rm^((2*k+1)*p+1)))/(pi*(2*k+1)*r^((2*k+1)*p+1))*
        cos((2*k+1)*pi/2*1/(b+1))*cos((2*k+1)*p*phi);
```

SOMBPH60. M:

```
function y=somBph60(phi,r,Jm)
    y=0;
    for k=0:4,
        y=y+Bphibar(k,phi,r,9.75,30,0.9,0.1,Jm)-
            Bphibar(k,phi,r,8.85,30,0.9,0,Jm);
    end
```

BPHIBAR. M:

```
function y=Bphibar(k,phi,r,rm,p,b,l,Jm)
    y=(2*Jm*((-1)^k)*(rm^((2*k+1)*p+1)))/(pi*(2*k+1)*r^((2*k+1)*p+1))*
        cos((2*k+1)*pi/2*l/(b+1))*sin((2*k+1)*p*phi);
```

14-polige ringmagneet:

De magnetische inductie in een punt $P(r,\varphi)$ buiten een 14-polige ringmagneet ($r_o = 1,7$ mm, $r_i = 1,25$ mm) is berekend met de veldvergelijkingen van een radiaal gemagnetiseerde ringmagneet (zie {3.55}, {3.56} en {3.57}). In MATLAB wordt het volgende ingetypt:

```
phi=0:0.01:2*pi;
Br=somBr14(phi,1.775,1);
Bphi=somBph14(phi,1.775,1);
```

{ B wordt berekend over één omwenteling,
op een afstand van 75 μ m. $B_{\text{remanent}} = 1$ Tesla. }

Hierbij wordt gebruik gemaakt van de volgende functies:

SOMBR14. M:

```
function y=somBr14(phi,r,Jm)
    y=0;
    for k=0:10,
        y=y+Br(k,phi,r,1.7,1.25,7,Jm);
    end
```

BR. M:

```
function y=Br(k,phi,r,ro,ri,p,Jm)
    y=(2*p*Jm*((-1)^k)*((ro^((2*k+1)*p+1))-(ri^((2*k+1)*p+1))))/
        (pi*((2*k+1)*p+1)*r^((2*k+1)*p+1))*cos((2*k+1)*p*phi);
```

SOMBPH14. M:

```
function y=somBph14(phi,r,Jm)
    y=0;
    for k=0:10,
        y=y+Bphi(k,phi,r,1.7,1.25,7,Jm);
    end
```

BPHI. M:

```
function y=Bphi(k,phi,r,ro,ri,p,Jm)
    y=(2*p*Jm*((-1)^k)*((ro^((2*k+1)*p+1))-(ri^((2*k+1)*p+1))))/
        (pi*((2*k+1)*p+1)*r^((2*k+1)*p+1))*sin((2*k+1)*p*phi);
```

rechthoekige magneet:

De magnetische inductie in een punt $P(x,y,z)$ buiten een rechthoekige homogeen gemagnetiseerde magneet ($2b = 750 \mu\text{m}$, $2h = 450 \mu\text{m}$), met de afmetingen van één pool van de 14-polige ringmagneet, is berekend met de veldvergelijkingen van Metzger (zie {5.2}). Dit is gedaan voor twee magneten met lengten $2l=0,8 \text{ mm}$ en $2l=2 \text{ mm}$. In MATLAB wordt het volgende ingetypt:

```
x=-0.75:0.005:0.75;
Bx08=Bxmetz(x,0,0.075,0.375,0.4,0.225,1);
Bz08=Bzmetz(x,0,0.075,0.375,0.4,0.225,1);
Bx2=Bxmetz(x,0,0.075,0.375,1,0.225,1);
Bz2=Bzmetz(x,0,0.075,0.375,1,0.225,1);
```

{ B wordt berekend voor een
magneet met lengte $2l=0,8 \text{ mm}$.
{ B wordt berekend voor een magneet
met lengte $2l=2 \text{ mm}$.

Hierbij wordt gebruik gemaakt van de volgende functies:

BXMETZ. M:

```
function y=Bxmetz(x, ij, z, b, l, h, Jm)
    y=0;
    for al=[-1,1]
        for be=[-1,1]
            for ga=[0,-2]
                y=y+Jm/(4*pi)*sign(al*be*(ga+1)).*asinh((ij-be*1)./
                    sqrt((x-al*b).^2+(z-ga*h)^2));
            end
        end
    end
end
```

BZMETZ. M:

```
function y=Bzmetz(x, ij, z, b, l, h, Jm)
    y=0;
    for al=[-1,1]
        for be=[-1,1]
            for ga=[0,-2]
                y=y+Jm/(4*pi)*sign(al*be*(ga+1)).*atan((x-al*b). *
                    (ij-be*1)./(z-ga*h)./sqrt((x-al*b).^2+(ij-be*1)^2+
                    (z-ga*h)^2));
            end
        end
    end
end
```