

# Pienikokoisen metallinpaljastimen kehittäminen kudoksen sisäisten kohteiden paikantamiseen

Pro gradu -tutkielma, 21.12.2018

Tekijä:

PIETARI PURANEN

Ohjaaja:

MARKKU KATAJA



JYVÄSKYLÄN YLIOPISTO  
FYSIIKAN LAITOS



## Tiivistelmä

Puranen, Pietari

Pienikokoisen metallinpaljastimen kehittäminen kudoksen sisäisten kohteiden paikantamiseen

Pro gradu -tutkielma

Fysiikan laitos, Jyväskylän yliopisto, 2018, 122 sivua.

Luunmurtuman onnistunut paraneminen vaatii murtuma-alueen luiden pysymistä paikallaan ja oikeassa asennossa koko paranemisen ajan. Tämän pakottamiseksi ortopedi voi asentaa potilaan luuhun erilaisia metallisia tukirakenteita, yhden vaihtoehdoista ollessa Kischner piikeiksi tai K-piikeiksi kutsutut pitkät ja ohuet neulat. Luunmurtuman parannuttua piikit tulee poistaa, mutta paranemisen aikana näiden päälle muodostunut luu- ja sidekudos vaikeuttavat piikkien löytämistä ilman tarpeettoman kudosaaurion aiheuttamista potilaalle.

Tässä tutkielmassa kerron erityisesti näiden K-piikkien havaitsemiseen kehittämästäni, pienikokoisesta metallinpaljastimen prototyypistä, jonka toiminta perustuu anturina käytetyllä solenoidilla aikaansaadun, oskilloivan magneettikentän piikkeihin indusoimien pyörrevirtojen havaitsemiseen kyseisen solenoidin induktanssin muutoksen perusteella. Anturisolenoidia käytettiin osana elektronisen oskillaattorin värähtelijää, jolloin induktanssin muutos aiheutti vastaavan muutoksen oskillaattorin taajuudessa. Tätä taajuusmuutosta havainnoitiin Beat Frequency Oscillator-piirillä (BFO), joka vertaa anturin oskillaattorin taajuutta identtisen referenssioskillaattorin vakiona pysyvään taajuuteen, tuottaen signaalin, jonka taajuus vastaa näiden erotusta. Menetelmä mahdollistaa anturioskillaattorin pientenkin taajuusmuutosten havaitsemisen erotusoskillaattorin taajuusmuutosten ollessa tähän suoraan verrannollisia.

Tutkielmassa esitelty prototyyppi kehitettiin parantamaan aikaisemmin samaan tarkoitukseen valmistetun, mutta erilaisella havaintomenetelmään perustuvan laitteen

herkkyyttä, käytettävyyttä ja häiriönsietoa. Prototyypin merkittävimmät parannukset aiempaan nähden olivatkin oskillaattorien komponenttien, erityisesti niissä käytettyjen solenoidien suojaus ympäristön kanssa tapahtuvan kapasitiivisen kytketymisen aiheuttamalta häiriösignaalilta, sekä signaalin havainnoimiseen käytettyjen logaritmisten menetelmien mahdollistama herkkyyden parantaminen ja epälineaarisen taajuuserovasteen linearisointi. Kuitenkin nyt valmistettuun prototyyppiin jäi myös joitain parannuskohteita. Näistä erityisesti oskillaattorien taajuuksien lämpötilariipuvuuden vähentäminen, taajuusalueen tarkempi suunnittelu kohteiden ominaisuuksien perusteella vasteen voimakkuuden maksimoimiseksi sekä laitteiston koon pienentäminen elektroniikan paremmalla suunnittelulla ja digitalisoinnilla jäivät jatkokehityskohteiksi.

Avainsanat: laitekehitys, ortopedia, metallinpaljastin, pyörrevirrat, sähkömagnetismi, solenoidi

## Abstract

Puranen, Pietari

Developing a compact metal detector for locating inside-tissue targets

Master's thesis

Department of Physics, University of Jyväskylä, 2018, 122 pages.

Proper healing of a bone fracture requires immobility and correct positioning of the fractured bones. To force this, it is possible for an orthopaedist to install different types of metallic supporting structures to the patients bone. One type of these are long and thin spikes called Kirchner wires or K-wires. The wires need to be removed after the healing process but bone and connective tissue growth over the structure ends during the process hinder this, possibly giving rise to unnecessary tissue damage.

In this thesis I present a small, hand-used metal detector prototype developed especially for detecting these K-wires inside the patients body. The detector is based on measuring small changes in the inductance of a solenoid coil used as a probe—that produces an oscillating magnetic field for inducing eddy currents to metallic targets—when the distance to the target changes. The solenoid is included in the tank circuit of an electronic oscillator whose oscillation frequency changes with the solenoid inductance. This change of frequency is observed using a Beat Frequency Oscillator that compares the signal from the probe-oscillator to an identical reference producing a signal whose frequency is proportional to the difference of the original two signal frequencies. Changes in this frequency difference is directly proportional to changes in the frequency of the probe-oscillator therefore enabling detection of even the smallest variation.

The prototype presented here was developed to improve especially the sensitivity, usability and noise resistance of an earlier device made for the same purpose but with different detection mechanism. The main improvements achieved were shielding

of the oscillators —especially the solenoids —against noise caused by capacitive coupling with the environment, and use of logarithmic frequency measurement that enabled sensitivity gain and slight linearization of the highly unlinear frequency-difference output. Nevertheless the prototype still has aspects that requires further improvement. Especially reducing the temperature dependency of the oscillator frequencies, planning the used frequency range based on the target properties for stronger response and reducing the size of the device by better electronic design and digitalization, are left for the further development.

Keywords: device development, orthopaedics, metal detector, eddy currents, electromagnetism, solenoid

## Kiitospuhe

Tämän tutkielman aiheen ideoija ja projektin tilaaja yliopistolta on Leo Österback, Jyväskylän Ortotekniikka Oy:n perustaja ja toimitusjohtaja. Hänen ja ohjaajani Markun ansiosta päädyin tutkielmassani tähän aiheeseen, ja haluankin kiittää heitä aiheen tarjoamisesta minulle. Haluan kiittää Markkua myös arvokkaasta opastuksesta ja ohjauksesta sekä kirjoitusvaiheen, mutta etenkin prototyypin rakennusvaiheen aikana. Suuren kiitoksen ansaitsevat myös Tero Harjupatana ja Joni Parkkonen, joilta sain paljon apua tarvittavien työkoneiden käytössä sekä opastusta labroista löytyvistä materiaaleista ja välineistä. Haluan lisäksi kiittää yliopiston elektroniikkapajan henkilökuntaa neuvoista ja avusta, jota sain prototyypin rakennusvaiheessa komponenttien valintaan ja hankkimiseen, sekä kaikista oheistarvikkeista, johdoista ja käämilangasta, joita sain käyttööni tarvittaessa.

Ehdottomasti suurimman kiitoksen ansaitsee kuitenkin vaimoni Essi, joka kärsivällisesti kannusti minua ikuisuuden kestäneissä opinnoissani. Tämän tutkielman valmistuminen ei olisi onnistunut ilman hänen henkistä, mutta erityisesti myös taloudellista ja lapsenhoidollista tukeaan. Pienen kiitoksen osoitan myös tutkielman kirjoittamisen aikana syntyneelle pojalleni, Oivalle, joka hyvillä yöunillaan takasi jaksamiseni projektin loppuunsaattamista varten ja hymyllään toi piristystä muuten yksipuolisiin päiviini tutkielman parissa.

Jyväskylässä 5. joulukuuta 2018

Pietari Puranen

## Sisältö

<b>Tiivistelmä</b>	<b>3</b>
<b>Abstract</b>	<b>5</b>
<b>Kiitospuhe</b>	<b>7</b>
<b>1 Johdanto</b>	<b>11</b>
<b>2 Taustaa</b>	<b>13</b>
<b>3 Teoreettinen tausta</b>	<b>17</b>
3.1 Pyörrevirtojen muodostuminen . . . . .	19
3.1.1 Pyörrevirtoja kuvaava differentiaaliyhtälö . . . . .	20
3.1.2 Pyörrevirrat tietyissä erikoistapauksissa . . . . .	22
3.1.3 Magneettikentän tunkeutumissyvyys metallissa . . . . .	26
3.2 Solenoidikelan muodostama magneettikenttä . . . . .	29
3.2.1 Solenoidin geometrian vaikutus magneettikentän muotoon ja voimakkuuteen . . . . .	35
3.2.2 Ferromagneettisen sydämen vaikutus solenoidin magneetti- kenttään . . . . .	38
3.2.3 Itseisinduktanssi . . . . .	40
3.3 Pyörrevirtojen havaitseminen solenoidikelalla . . . . .	41
<b>4 Laitteisto</b>	<b>43</b>
4.1 Beat Frequency Oscillator . . . . .	44
4.1.1 Oskillaattorit . . . . .	47
4.1.2 Valittu taajuusalue . . . . .	51
4.1.3 Oskillaattorien suojaus . . . . .	52
4.1.4 Oskillaattorien komponenttivalinnat . . . . .	56
4.1.5 Erotussignaalin muodostaminen . . . . .	57



	9
4.2	Signaalinkäsittely ja havaintomenetelmät . . . . . 58
4.3	Laitteiston ulkomuoto . . . . . 60
<b>5</b>	<b>Laitteiston toiminnan analysointi mittauksilla 65</b>
5.1	Havaintoherkkyysmittaukset . . . . . 65
5.1.1	Herkkyys optimaalisessa tilanteessa . . . . . 67
5.1.2	Kohteen koon vaikutus havaintoherkkyteen . . . . . 70
5.1.3	Kohteen asennon vaikutus havaintoherkkyteen . . . . . 73
5.2	Erotustaajuuden ryömintä . . . . . 76
5.3	Kudoksen aiheuttama häiriövaste . . . . . 78
<b>6</b>	<b>Päätelmät ja kehityskohteet 81</b>
	<b>Lähteet 85</b>
	<b>Liitteet 87</b>
<b>A</b>	<b>Pyörrevirtojen muodostama magneettikenttä erikoistapauksissa 89</b>
A.1	Magneettikentän suuntaisen sylinterin pyörrevirtojen muodostama kenttä . . . . . 89
A.2	Magneettikenttää vastaan kohtisuoran sylinterin pyörrevirtojen muo- dostama kenttä . . . . . 90
<b>B</b>	<b>Virtasilmukan muodostaman magneettikentän yhtälön johtaminen 95</b>
B.1	Virtasilmukan muodostaman magneettikentän vektoripotentiali . . . 95
B.2	Virtasilmukan muodostaman magneettivuon tiheys . . . . . 98
<b>C</b>	<b>Solenoidin magneettikentän muoto 103</b>
<b>D</b>	<b>Kytkenäkaaviot ja komponenttien arvot 107</b>
<b>E</b>	<b>Prototyypin mittaustulokset 117</b>



# 1 Johdanto

Luunmurtumien paranemisessa olennaista on murtuma-alueen luiden liikkumattomuus sekä luutumisen haluttuun paikkaan ja asentoon. Tämän varmistamiseksi ortopedin on mahdollista kiinnittää murtuma-alueen luihin metallisia tukirakenteita, jotka tilanteesta riippuen voivat olla kaikkea laajoista, luuhun ruuvattavista levyistä ohuisiin piikkeihin. Murtuman parannuttua nämä tukirakenteet on usein tarve poistaa potilaasta. Kudoksen kasvaminen rakenteiden päälle ja niiden siirtyminen luutumisen aikana voivat kuitenkin vaikeuttaa poistoa, jolloin operaatiosta voi seurata tarpeetonta kudosaauriota. Röntgenkuvaus on yleinen tapa piikkien paikantamiseen, ollen kuitenkin kallis ja aikaavievä, minkä lisäksi se aiheuttaa potilaalle tarpeettoman säteilyannoksen. Röntgenkuvauksen tarve saadaan minimoitua laitteella, jolla metalliset rakenteet voidaan paikantaa potilaan ihon läpi riittävällä tarkkuudella ilman haitallista säteilyä.

Laitetta, joka paikantaa metalliesineen etäisyyden päästä tuntemattomankin väliaineen sisältä, kutsutaan metallinpaljastimeksi. Metallinpaljastinten toiminta perustuu anturina toimivan kelan muodostaman oskilloivan magneettivuon muutoksiin kohdemateriaalin läheisyydessä. Muutos voi johtua niin kohteen magneettisista kuin sähköisistä ominaisuuksista. Ferromagneettiseen kohteeseen syntyvä magnetoituma vahvistaa anturin kenttää, kun taas johtavaan kohteeseen muuttuvassa magneettikentässä indusoituvat pyörrevirrat heikentävät sitä. Itse kohteen läheisyys voidaan havaita seuraamalla näitä magneettikentän muutoksia joko suoraan erillisellä piirillä tai välillisesti havainnoimalla sen aiheuttamia muutoksia alkuperäisen magneettikentän synnyttäneen kelan induktanssissa. Metallinpaljastinten teknologia ei ole enää uutta, vaan useita käytännön sovelluksia on ollut olemassa jo vuosikymmeniä esimerkiksi miinanraivauksessa ja turvatarkastuksissa.

Yleisiä metallinpaljastimen käyttökohteita yhdistää tarve havaita metallinen kohde kohtalaisen pitkiltä etäisyyksiltä, kohteiden ollessa vähintään senttimetrien koko- luokkaa. Tämän tutkielman taustalla olevassa projektissa puolestaan tavoitteena oli

jatkokehittää pientä ja tarkkaa käsikäyttöistä lyhyen kantaman metallinpaljastinta ortopedin työvälineeksi. Ensisijaisesti laite on tarkoitettu paikantamaan ortopedin asentamat metalliset tuet niiden poistoa varten, mutta sen käyttökohteena voi olla muunkin, lähellä ihon pintaa olevan kohteen paikantaminen. Laitteelta vaadittiin kykyä paikantaa minimissään 1 mm halkaisijaltaan oleva piikki tyypilliseltä asennussyvyydeltä, riittävällä tarkkuudella sen poistamiseksi. Varsinaista tavoitesyvyyttä tai -tarkkuutta ei oltu kuitenkaan määritelty etukäteen.

Projektissa kehitettävästä laitteesta on jo olemassa kaupallinen toteutus, jonka lisäksi tätä projektia edeltäneessä, Jyväskylän yliopistolla tehdyssä tutkimuksessa on kehitetty laitteesta prototyyppi, joka parantaa huomattavasti havaintokykyä verrattuna alkuperäiseen laitteeseen [1]. Tuon prototyypin ongelmana on kuitenkin toiminnan epävarmuus ja käytön monimutkaisuus sekä signaalin häiriintyminen ympäristön muutoksista. Tässä projektissa tavoitteena oli luoda prototyypistä seuraava versio, joka käyttömukavuutensa, toimivuutensa ja häiriönsietonsa puolesta saavuttaa riittävän tason tilaajalle tuotteistusta varten luovutettavaksi. Uuden prototyypin havaintokyvyn tulee lisäksi vähintään pysyä edeltävän prototyypin tasolla, mutta paraneminen on suotavaa.

Tässä tutkielmassa kerron projektin lopputuloksena tuotetusta laitteesta avaten sen perustana olevaa fysiikan teoriaa. Luvussa 2 taustoitan projektia kertomalla tarkemmin laitteen kehityksen historiasta sekä aiemman prototyypin havaintokyvystä ja ongelmakohdista. Tämän lisäksi kerron kohteista, joiden havaitsemiseen laite suunniteltiin. Luvussa 3 esittelen laitteiston toiminnan takana olevaa fysiikan teoriaa käyden läpi pyörrevirtojen muodostumisen perusteita sekä solenoidikelan muodostaman magneettikentän ominaisuuksia. Kerron myös tässä suunnitellun metallinpaljastimen toimintaperiaatteena olevasta, pyörrevirtojen aiheuttamasta solenoidikelan induktanssin muutoksesta. Luvussa 4 esittelen yksityiskohtaisesti toteutetun laitteen ja siihen valitut tekniset ratkaisut, jonka jälkeen luvussa 5 esittelen laitteen toiminnan testaamiseksi sekä tavoitteiden saavuttamisen selvittämiseksi tehdyt mittaukset ja niiden tulokset. Viimeisenä luvussa 6 kertaan projektin tavoitteet ja vertaan niitä valmiin laitteen toimintaan, sekä listaan havaittuja kehityskohteita laitteen jatkokehitystä varten.

## 2 Taustaa

Tässä projektissa kehitetyn laitteen ensisijainen tarkoitus on paikantaa luihin asennetut, usein titaanista tai ruostumattomasta teräksestä valmistetut tukirakenteet niiden poistamista varten. Näiden rakenteiden koko ja valmistusmateriaali voivat vaihdella. Tässä projektissa tavoitekohteina käytettiin ruostumattomasta teräksestä valmistettuja, halkaisijaltaan 1–2 mm olevia, pitkiä Kirschner piikkejä, eli K-piikkejä. Kuvassa 1 on esitetty kohteiden ulkomuodon ja käyttötavan havainnollistamiseksi röntgenkuva K-piikeistä asennettuna potilaan luuhun. Piikit asennetaan luun sisään siten, että niiden kanta jää pinnan tuntumaan poistoa varten. Lopullinen syvyys, jolta laitteen tulee K-piikin kanta paikantaa, riippuu kannan päälle paranemisen aikana kasvaneesta luu- ja sidekudoksesta sekä asennuspaikan päällä olevasta lihas- ja rasvakudoksesta.

Ensisijaisen käyttökohteen lisäksi projektissa kehitetyn laitteen periaatteelle on löydettävissä muitakin käyttökohteita lääketieteestä. Vastaavaa teknologiaa on mahdollista käyttää pienten metalliesineiden paikallistamiseen ennen MRI-kuvausta tai sota-alueilla räjähteiden aiheuttamien sirpaleiden paikantamiseen ja poistoon. Näitä käyttökohteita ei nykyisessä projektissa kuitenkaan testattu, joten prototyypin mukaan valmistettua laitetta saatetaan joutua säätämään paremmin uusille käyttökohteille soveltuvaksi laitteen dimensioita tai elektroniikan hienosäätöä muuttamalla.

Tämä tutkielma on osa projektia, jonka tilasi Jyväskylän yliopistolta Jyväskylän Ortotekniikka Oy. Tilaaja oli vuosia ennen projektin alkua kehittänyt vastaavaan tarkoitukseen laitteen, jonka havaintokyky ei kuitenkaan ollut riittävä kaupallisen menestyksen saavuttamiseksi. Kyseinen laite oli toimintaperiaatteeltaan yksinkertainen: laite käynnistyi nappia painamalla ja ilmoitti valolla ja äänellä metallin läheisyydessä. Käyttäjälle välittynyt kaksiportainen on/off -vaste ei kuitenkaan mahdollistanut riittävää paikannustarkkuutta, minkä lisäksi etäisyys, jolta laite havaitsi kohteensa, ei ollut riittävä.

Ennen nykyisen projektin alkua, oli Janne Yliharju kehittänyt laitteesta uuden

prototyypin erikoistyonään kesällä 2017 [1]. Toimintaperiaatteena prototyypillä oli kahden, identtisen LCR-värähtelypiirin resonanssitaajuuksien erotuksen muuttuminen, kun kohteeseen muodostuvat pyörrevirrat muuttivat niistä toisen sisältämän, anturina käytetyn kelan magneettikenttää. Värähtelypiirejä pumpattiin vakiotaajuisella, ulkoisen signaaligeneraattorin tuottamalla signaalilla, jonka vaimeneminen värähtelypiireissä riippui piirin resonanssitaajuuteen sekä käytettyyn taajuuteen verrannollisesta impedanssista. Anturin sisältäneen piirin resonanssitaajuuden muutos mitattiinkin vertaamalla sen impedanssin muutoksesta aiheutunutta signaalin vaimenemista referenssinä toimineen toisen värähtelypiirin signaaliin.

Tämä prototyyppi paransi alkuperäisen tuotteen havaintokykyä, erityisesti vaihtamalla kaksiportaisen vasteen liukuvaan jännitevasteeseen, jolloin jännitteen huip-



**Kuva 1.** Röntgenkuva kahdesta Kirschner piikkistä lapsipotilaan kyynärnivelen alueella. Kuvan lähde: [2]

puarvosta voitiin selvittää kohteen paikka hyvinkin tarkasti. Prototyyppi mahdollisti myös signaalin vahvistamisen, jolloin sen havaintoherkkyttä pystyttiin parantamaan rajalle, jossa erilaiset häiriöt peittivät varsinaisen signaalin. Toisaalta juuri näiden häiriöiden voimakkuus ja laitteen käytön monimutkaisuus olivat prototyypin merkittävimmät ongelmat [1], joiden korjaaminen oli nykyisen projektin päätavoitteena. Lisäksi ulkoisen signaaligeneraattorin sekä jännitemittauksen integroiminen itse laitteeseen olisi jatkoon kannalta suotavaa.

Edellisen prototyypin pohjalta tässä projektissa panostettiin etenkin häiriösignaalien lähteiden paikantamiseen ja eliminoimiseen, minkä lisäksi laitteen käyttöä pyrittiin yksinkertaistamaan ja herkkyttä kasvattamaan. Tavoitteiden saavuttamiseksi laitteen havaintomenetelmää vaihdettiin yksinkertaisemmin hallittavaksi, jolla saatiin samalla signaaligeneraattorin toiminta integroitua laitteeseen. Häiriönsiedon parantamiseksi olennaisten komponenttien valintaan ja suunnitteluun perehdyttiin syvällisesti. Havaintoherkkyttä onnistuttiin parantamaan signaalinkäsittelyn lisäksi parantuneen häiriönsiedon ansiosta. Projektin puitteissa laitteesta kehitettiin viimeisin Proof-of-Concept -periaatteen prototyyppi keväällä 2018, jonka vaatima jatkokehitys ja tuotteistus voitiin antaa projektin päätteeksi tilaajan vastuulle.





### 3 Teoreettinen tausta

Tässä tutkielmassa esittelemäni laitteen toiminta perustuu magneettikenttien ja metallien sähkömagneettiseen vuorovaikutukseen. Tutkimuksen teoria pohjautuu-kin pitkälti Maxwellin yhtälöihin, jolloin se on ollut yleisesti tunnettua jo kauan. Kertaankin tutkielman lähtökohdaksi näiden yhtälöiden perusteet I. S. Grantin ja W. R. Phillipsin sähkömagnetismin oppikirjan [3] pohjalta.

Sähkö- ja magneettikenttiin liittyvien ilmiöiden teoriasta merkittävä osa saadaan johdettua Maxwellin yhtälöistä

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho_f \quad (1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J}_f + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad (4)$$

Näistä yhtälö (1) (Gaussin laki) kertoo sähkökentän muodostuvan vapaista varauksista, joiden tiheyttä kuvaa  $\rho_f$ . Yhtälö (2) (Gaussin laki magneettikentille) puolestaan kertoo, ettei magneettikenttää aiheuttavia ”varauksia” ole olemassa ja siten magneettikenttä on lähteetön. Yhtälö (3) (Faradayn laki) taas kuvaa kuinka magneettivuon tiheyden muutos indusoi sähkökentän ja yhtälö (4) (Ampèren laki) kuvaa, kuinka vapaa virtatiheys  $\vec{J}_f$  sekä siirtymävirtatiheydeksi kutsuttu  $\partial \vec{D} / \partial t$  indusoivat magneettikentän. Yhtälöissä sähkökenttää kuvaavat suureet ovat *sähkökentän voimakkuus*  $\vec{E}$  sekä siitä johdettava *sähkövuon tiheys*  $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ , jossa  $\epsilon$  on tarkasteltavan väliaineen permittiivisyys. Magneettikenttää puolestaan kuvaavat *magneettivuon tiheys*  $\vec{B}$  sekä siitä väliaineen magneetoituma  $\vec{M}$  huomioimalla johdettava *magneettikentän voimakkuus*  $\vec{H} = \vec{B} / \mu_0 - \vec{M}$ , missä  $\mu_0$  on tyhjiön permeabiliteetti. Magnetoituma riippuu väliaineen magneettisista ominaisuuksista sekä magneettivuon tiheydestä. Tarkemmin sen sisällöstä kerron luvussa 3.2.2.

Joissain tilanteissa Maxwellin yhtälöistä on havainnollisempaa käyttää ekvivalentteja,

integraalimuotoisia versioita, joista kenttien väliset yhteydet on helpompi suoraan nähdä

$$\oint \vec{D} \cdot d\vec{S} = \int_V \rho_f dV \quad (5)$$

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \quad (6)$$

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \int \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (7)$$

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int \vec{J}_f \cdot d\vec{S} + \frac{\partial}{\partial t} \int \vec{D} \cdot d\vec{S}. \quad (8)$$

Yhtälöstä (5) nähdään, että tilavuuden  $V$  ympäröimän suljetun pinnan  $\vec{S}$  läpäisevä sähkökenttä on verrannollinen tilavuuden sisältämään varaukseen. Vastaavasti yhtälö (6) kertoo, ettei vastaavaa varausta magneettikentille ole. Yhtälö (7) puolestaan kertoo kuinka pinnan  $\vec{S}$  läpäisevän magneettivuon muutos indusoi pinnan reunan  $\vec{l}$  myötäisen sähkökentän. Vastaavasti yhtälöstä (8) nähdään, että pinnan läpäisevä sähkövirta ja sähkökentän muutos indusoivat vastaavasti pinnan reunan ympäri magneettikentän.

Tässä luvussa esittelen projektissa kehitettävän laitteen toiminnan ymmärtämisen kannalta merkittävintä fysiikan teoriaa, pääosin juuri Maxwellin yhtälöistä johdettuna. Ensiksi luvussa 3.1 paneudun pyörrevirtojen muodostumiseen sekä niiden muodostamaan magneettikenttään esittelemällä sitä kuvaavan differentiaaliyhtälön. Tuon differentiaaliyhtälön ratkaisusta esittelen kirjallisuuteen pohjaten kaksi tutkielmani kannalta merkittävintä erikoistapausta: magneettikentän suuntaisen ja kenttää vastaan kohtisuorassa olevan sylinterin muodostamat kentät. Näistä johdan tutkimuksen kannalta merkittävän tuloksen kyseisten kappaleiden muodostaman magneettikentän heikkenemisestä etäisyyden sekä kappaleen koon funktiona. Lisäksi johdan yhtälön pyörrevirroista seuraavalle magneettikentän tunkeutumissyvyydelle metallissa, jolla selitän pyörrevirtojen muodostaman kentän voimakkuudessa havaittua taajuusriippuvuutta. Luvussa 3.2 perehdyn puolestaan solenoidin muodostamaan magneettikenttään sekä sen voimakkuuden ja muodon riippumiseen solenoidin geometriasta. Kerron myös ferromagneettisen sydämen vaikutuksesta solenoidin kenttään sekä solenoidin itseinduktanssin määräytymisestä. Viimeisessä luvussa 3.3 taas kerron, kuinka solenoidilla luodun magneettikentän aiheuttamat pyörrevirrat muuttavat solenoidin induktanssia ja kuinka tätä voidaan käyttää hyväksi metallinpaljastimen suunnittelussa.

### 3.1 Pyörrevirtojen muodostuminen

Pyörrevirtojen olemassaolo perustuu kahteen jälkimmäiseen Maxwellin yhtälöistä, Faradayn lakiin ja Ampèren lakiin. Tässä tutkielmassa perustelen pyörrevirtojen olemassaolon ensin periaatteen tasolla, jonka jälkeen tarkastelen niiden käyttäytymistä hieman tarkemmin johdetuilla yhtälöillä.

Tarkastelu on helpointa aloittaa ohuesta, vakiokokoisesta johderenkaasta, jonka läpi kohtisuorassa renkaan tasoa vasten kulkee magneettivuo, jonka tiheys on  $\vec{B}_i$ . Renkaan läpäisevän vuon tiheyden muutos ajan suhteen aikaansaa Faradayn lain mukaisesti sähkökentän, jonka kenttäviivat kiertävät renkaan reunojen suuntaisesti. Johteen voidaan olettaa olevan ohmista ja taajuuden riittävän matala, jotta johtavuuden  $\sigma$  taajuusriippuvuutta ei tarvitse huomioida. Tällöin Ohmin laista [3]

$$\vec{J}_f = \sigma \vec{E} \quad (9)$$

nähdään indusoituneen sähkökentän aiheuttavan renkaassa virtatiheyden  $\vec{J}_f$ .

Yhtenäisen johdekappaleen pinnan, jonka läpi kulkee oskilloiva magneettivuo rajatulta, ympyräsymmetriseltä alueelta, voidaan ajatella koostuvan useista tällaisista johdinrenkaista yhdistettynä sisäkkäin magneettikentän vaikutusalueen keskipisteen ympärille. Tällöin on selvää, että magneettikentän vaikutusalueen keskipisteen ympäri indusoituu virtatiheyttä, eli sähkövirtaa jota kutsutaan yleisesti *pyörrevirroiksi*. Ampèren lain (8) mukaan nämä pyörrevirrat muodostavat magneettikentän, joka Faradayn lain etumerkistä seuraavan, Lenzin laiksi kutsutun ominaisuuden mukaan muodostuu siten, että muodostuva magneettivuo vastustaa pyörrevirrat indusoineen magneettikentän tiheyden muutosta. Pyörrevirtojen indusoimalle vuontiheydelle käytetään tässä merkintää  $\vec{B}_e$ . Kokonaisuudessaan magneettivuon tiheys voidaan nyt laskea näiden kenttien superpositiona, jolloin kokonaisvuon tiheydelle saadaan [4]

$$\vec{B} = \vec{B}_i + \vec{B}_e. \quad (10)$$

Seuraavassa luvussa esittämäni pyörrevirtojen luonnetta kuvaavan differentiaaliyhtälön johtamisessa seuraan James R. Nagelin [4] artikkelissaan tekemää johtoa, jonka periaate on kuitenkin yleisesti tunnettu (esimerkiksi katso [5]).

### 3.1.1 Pyörrevirtoja kuvaava differentiaaliyhtälö

Pyörrevirtojen kvantitatiivisempi tarkastelu alkaa Maxwellin yhtälöiden yksinkertaistamisesta tarkasteltavan systeemin mukaisesti. Väliaineeksi, jossa syntyviä pyörrevirtoja tarkastellaan valitaan ei-ferromagneettista metallia, jolloin magnetoituman voidaan olettaa olevan lineaarisesti riippuva magneettivuon tiheydestä. Tällöin magnetoituman vaikutus pystytään sisällyttämään metallin permeabiliteettiin  $\mu$  siten, että  $\vec{H} = \mu\vec{B}$  [3]. Lisäksi metallin permittiivisyyden  $\epsilon$  voidaan olettaa vastaavan tyhjiön permittiivisyyttä  $\epsilon_0 \approx 8,85 \times 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$  käytetyillä taajuuksilla [6]. Systeemin oletetaan olevan myös sähköisesti neutraali, jolloin  $\rho_f = 0$ .

Pyörrevirtojen indusoimiseen valitaan käytettäväksi sinimuotoista magneettikenttää

$$\vec{B}_i = \vec{B}_0 e^{j\omega t}, \quad (11)$$

jonka taajuus on  $\omega$ , jolloin indusoituvan sähkökentän taajuus on myös sama

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{j\omega t}. \quad (12)$$

Ampèren laissa mukana oleva siirtymävirtatiheys voidaan tällöin kirjoittaa muodossa

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = j\omega\epsilon_0 \vec{E}. \quad (13)$$

Käytettäessä matalaa taajuutta  $\omega < 1 \times 10^7 \text{ rad/s}$ , jää siirtymävirtatiheyden kerroin  $\omega\epsilon_0$  huomattavasti pienemmäksi, kuin Ohmin laissa (9) esiintyvä johtavuus  $\sigma$ , joka on yleisesti käytetyillä metalleilla kokoluokkaa  $1 \times 10^7 \text{ S m}^{-1}$  [7]. Tämän seurauksena Ampèren laissa voidaan käyttää niinkutsuttua kvasistaattista approksimaatiota [4], eli approksimoida siirtymävirtatiheys merkityksettömäksi. Tällöin Maxwellin yhtälöt saadaan Pyörrevirta-approksimaatioksi kutsuttuun muotoon

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (14)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (15)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (16)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu\sigma\vec{E}. \quad (17)$$

Jakamalla yhtälössä (16) magneettivuon tiheys indusoivaan ja pyörrevirtojen muodostamaan vuon tiheyteen,  $\vec{B}_i$  ja  $\vec{B}_e$ , saadaan sinimuotoisesti oskilloivalle magneetti-

kentälle johdettua yhtälö

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}_i}{\partial t} - \frac{\partial \vec{B}_e}{\partial t} = -j\omega \vec{B}_i - j\omega \vec{B}_e. \quad (18)$$

Samoin yhtälössä (17) saadaan jaettua magneettivuon tiheyden roottori osakenttien roottorien summaksi. Kuitenkin koska virtatiheys, joka aikaansaa kentän  $\vec{B}_i$  on tarkasteltavan alueen ulkopuolella, voidaan olettaa, että  $\vec{\nabla} \times \vec{B}_i = 0$  [4], jolloin yhtälöstä (17) saadaan yksinkertaistettu muoto

$$\vec{\nabla} \times \vec{B}_e = \mu\sigma \vec{E}. \quad (19)$$

Ottamalla roottori molemmin puolin yhtälöstä (19) ja yhdistämällä siihen yhtälö (18) saadaan

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{B}_e = -j\omega\mu\sigma \vec{B}_i - j\omega\mu\sigma \vec{B}_e, \quad (20)$$

jonka vasen puoli saadaan vektorikentän Laplacen operaattorin ominaisuuden [8, yhtälö 20.45] nojalla muotoon

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{B}_e = \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{B}_e) - \vec{\nabla}^2 \vec{B}_e. \quad (21)$$

Tämän, ja magneettikentän lähteettömyyden (15) nojalla yhtälöstä (20) saadaan johdettua yhtälö

$$\vec{\nabla}^2 \vec{B}_e = j\omega\mu\sigma \vec{B}_i + j\omega\mu\sigma \vec{B}_e, \quad (22)$$

josta merkitsemällä kompleksinen aaltoluku  $k = \sqrt{-j\omega\mu\sigma}$  saadaan pyörrevirtojen muodostamaa magneettikenttää kuvaava differentiaaliyhtälö lopulliseen muotoonsa

$$\vec{\nabla}^2 \vec{B}_e + k^2 \vec{B}_e = -k^2 \vec{B}_i. \quad (23)$$

Tämän differentiaaliyhtälön ratkaisuna saatavasta pyörrevirtojen muodostamasta magneettivuon tiheydestä saadaan haluttaessa laskettua myös pyörrevirtojen virtatiheys yhtälöiden (19) ja (9) kautta

$$\vec{J}_f = \frac{1}{\mu} \vec{\nabla} \times \vec{B}_e. \quad (24)$$

### 3.1.2 Pyörrevirrat tietyissä erikoistapauksissa

Yhtälö (23) on tunnistettavissa epähomogeeniseksi Helmholtzin differentiaaliyhtälöksi, jolle on löydettävissä analyyttiset ratkaisut joidenkin geometrisesti yksinkertaisten systeemien kohdalla. Nagel [4] on esitellyt artikkelissaan näistä muutamana, joista erityisesti magneettikentän suuntaiseseen, pitkään sylinteriin sekä magneettikenttää vastaan kohtisuoraan sylinteriin indusoituvat pyörrevirrat ovat tämän tutkielman kannalta merkittävimmät, vastaten lähimmin laitteiston käyttökohteina toimivien K-piikkien muodostamia geometrisia systeemejä. Näiden erikoistapauksien kautta kyetään ratkaisemaan myös kulmittain kenttää vastaan olevan sylinterin aikaansaama kenttä jakamalla magneettikenttä sylinterin suuntaiseen ja sitä vastaan kohtisuoraan komponenttiin. Esittelenkin tässä luvussa nämä kaksi erikoistapausta ja johdan niistä tämän tutkimuksen kannalta merkittävät tulokset kohteen koon sekä indusoivan kentän taajuuden merkityksestä pyörrevirtojen muodostaman kentän voimakkuuteen. Molemmissa tilanteissa koordinaatistona on käytetty sylinterisymmetristä koordinaatistoa käyttäen koordinaateille merkintöjä  $(\rho, \phi, z)$ .

Tarkastellaan ensin  $z$ -akselin suuntaista,  $R$ -säteistä, pitkää sylinteriä myös  $z$ -akselin suuntaisessa homogeenisessä kentässä,  $\vec{B}_i = B_0 \hat{e}_z$ . Tähän indusoituvien pyörrevirtojen aiheuttaman magneettivuon tiheydelle Nagel sai johdettua sylinterin sisä- sekä ulkopuolella ratkaisut

$$\vec{B}_e(\rho) = B_0 \left[ \frac{J_0(k\rho)}{J_0(kR)} - 1 \right] \hat{e}_z, \quad \text{kun } (\rho \leq R) \text{ ja} \quad (25)$$

$$\vec{B}_e(\rho) = 0, \quad \text{kun } (\rho \geq R). \quad (26)$$

Näissä  $J_0$  on nollannen kertaluvun ensimmäisen lajin Besselin funktio [8, luku 27]. Ratkaisun johtamisen, pohjautuen Nagelin artikkeliin, olen esittänyt liitteessä A.1.

Tämän tutkimuksen kannalta merkittävin huomio on, että yhtälön (26) mukaan pyörrevirtojen muodostama magneettikenttä ei vaikuta sylinterin ulkopuolella. Tämä tulos on ikävä kehitettävän metallinpaljastimen kannalta, sillä siitä voidaan päätellä, että magneettikentän suuntaisen K-piikin laitteessa aikaansaama vaste tulee olemaan heikko. Täysin suoraan tulosta ei kuitenkaan voida soveltaa, sillä toisin kuin yhtälöön (26) johtaneissa systeemeissä, laitteen muodostama magneettikenttä  $\vec{B}_i$  ei ole homogeeninen, minkä lisäksi piikin pituus ei ole ääretön, vaan sen kärki tulee sijaitsemaan jollain etäisyydellä laitteen anturista. Tämän kärjen alueella muodostuu

myös pyörrevirtoja, jotka tulevat vaikuttamaan ulkoiseen kenttään, joskin kärjen pinta-ala on hyvin pieni ja siten vaikutuksen voi odottaa olevan vähäistä.

Magneettikenttää vastaan kohtisuoralle sylinterille, sylinterin ollessa jälleen  $z$ -akselin suuntainen, mutta indusoivan kentän ollessa  $\vec{B}_i = B_0\hat{e}_x$ , Nagel sai johdettua ratkaisun kokonaismagneettikentän  $\vec{B}$  vektoripotentialille  $\vec{A}$ , jolle pätee

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}. \quad (27)$$

Tälle hän sai sylinterin sisä- ja ulkopuolelle ratkaisut

$$\vec{A}(\rho, \phi) = \sin \phi D_1 J_1(k\rho) \hat{e}_z, \quad \text{kun } (\rho \leq R) \text{ ja} \quad (28)$$

$$\vec{A}(\rho, \phi) = \sin \phi \left( B_0 \rho + \frac{D_4}{\rho} \right) \hat{e}_z, \quad \text{kun } (\rho \geq R), \quad (29)$$

joissa

$$D_1 = \frac{2B_0R}{kRJ'_1(kR) + J_1(kR)} \text{ ja} \quad (30)$$

$$D_4 = \left( \frac{2J_1(kR)}{kRJ'_1(kR) + J_1(kR)} - 1 \right) B_0R^2. \quad (31)$$

Näissä  $J_1$  on ensimmäisen lajin Besselin funktio [8, luku 27] ja  $J'_1$  sen derivaatta muuttujan  $\rho$  suhteen. Olen liitteessä A.2 esittänyt ratkaisun johtamisen Nagelin artikkelia seurailen.

Magneettivuon tiheys sylinterin ympäristössä on nyt selvitettävissä vektoripotentialin määritelmän (27) kautta. Vektoripotentialien komponenttien ollessa vain  $z$ -akselin suuntaisi tämä yksinkertaistuu muotoon

$$\vec{B}(\rho, \phi) = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \vec{A}(\rho, \phi)}{\partial \phi} \hat{e}_\rho - \frac{\partial \vec{A}(\rho, \phi)}{\partial \rho} \hat{e}_\phi. \quad (32)$$

Tämän tutkimuksen kannalta merkittävämpää on muodostuva magneettikenttä sylinterin ulkopuolella, joten ratkaisussa rajoitutaan siihen. Sijoittamalla siis yhtälö (29) yhtälöön (32) saadaan ratkaisuksi sylinterin ulkopuoliselle magneettivuon tiheydelle

$$\vec{B}(\rho, \phi) = B_0(\cos \phi \hat{e}_\rho - \sin \phi \hat{e}_\phi) + \frac{D_4}{\rho^2}(\cos \phi \hat{e}_\rho + \sin \phi \hat{e}_\phi). \quad (33)$$

Tästä nähdään heti ensimmäisen termin vastaavan pyörrevirtoja indusoivaa kenttää  $\vec{B}_i$ , jolloin indusoituneelle kentälle saadaan ratkaisu

$$\vec{B}_e(\rho, \phi) = B_0 \left( \frac{2J_1(kR)}{kRJ'_1(kR) + J_1(kR)} - 1 \right) \frac{R^2}{\rho^2} (\cos \phi \hat{e}_\rho + \sin \phi \hat{e}_\phi). \quad (34)$$

Merkitsemällä

$$B_e^* = \frac{B_e}{B_0} \text{ ja} \quad (35)$$

$$\rho^* = \frac{\rho}{R}, \quad (36)$$

yhtälö (34) saadaan edelleen dimensiottomaan muotoon

$$\vec{B}_e^*(\rho, \phi) = \left( \frac{2J_1(kR)}{kRJ_1'(kR) + J_1(kR)} - 1 \right) \frac{1}{\rho^{*2}} (\cos \phi \hat{e}_\rho + \sin \phi \hat{e}_\phi). \quad (37)$$

Yhtälön (37) nähdään koostuvan kolmesta erillisestä osasta: kulman  $\phi$  määrittä-  
mästä *muototekijästä*  $\vec{S}$ , aaltoluvun  $k$  ja sylinterin säteen  $R$  tulon määrittämästä  
*skaalaustekijästä*  $M$  sekä etäisyyden  $\rho^*$  määrittämästä *vaimennustekijästä*  $D$ , siten  
että

$$M = \left( \frac{2J_1(kR)}{kRJ_1'(kR) + J_1(kR)} - 1 \right), \quad (38)$$

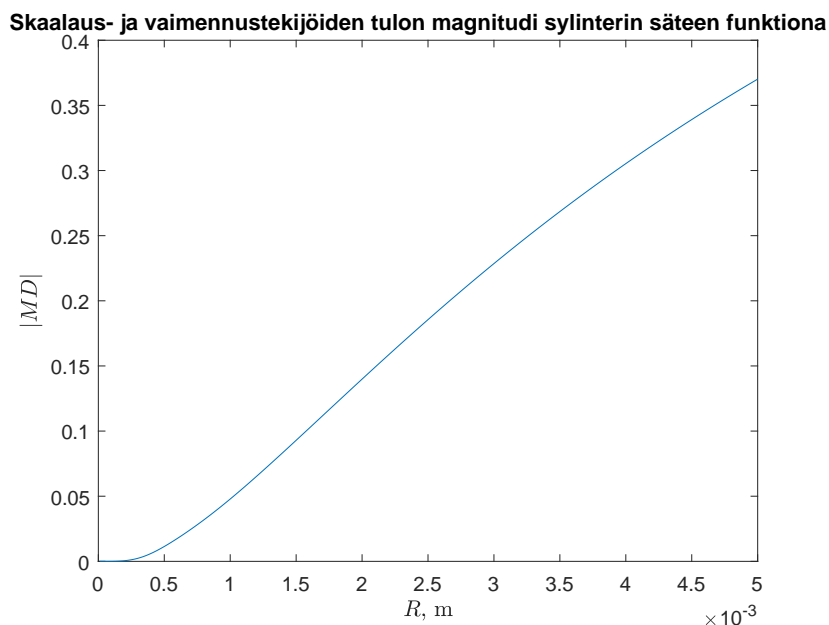
$$D = \frac{1}{\rho^{*2}} \text{ ja} \quad (39)$$

$$\vec{S} = (\cos \phi \hat{e}_\rho + \sin \phi \hat{e}_\phi). \quad (40)$$

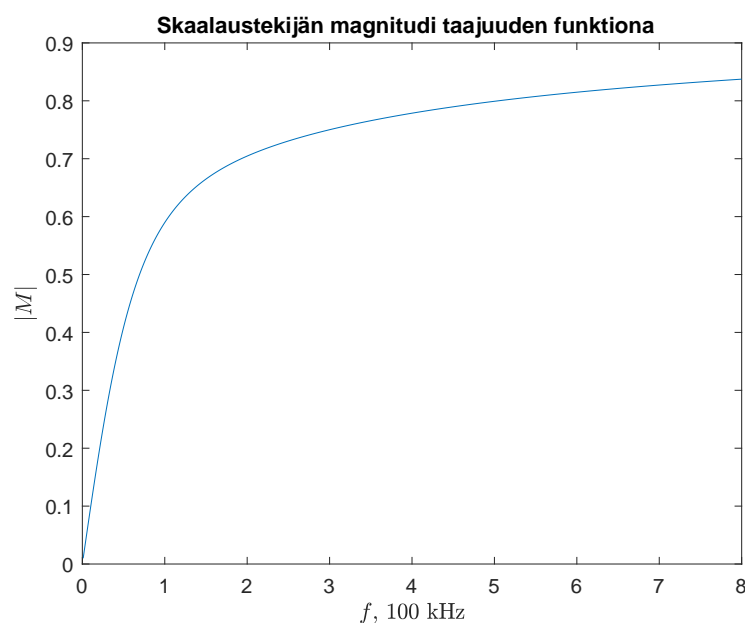
Vaimennustekijä on dimensiottoman etäisyyden määritelmän (36) nojalla suoraan  
verrannollinen sylinterin säteen neliöön, minkä lisäksi skaalaustekijä riippuu säteestä.  
Sylinterin säteellä onkin huomattava vaikutus syntyvään kenttään havainnoitaessa  
tätä vakioetäisyydellä sylinteristä. Kuvassa 2 on esitetty esimerkki skaalaus- ja vai-  
mennustekijöiden tulosta sylinterin säteen funktiona tarkasteltuna vakioetäisyydellä  
sylinterin pinnasta  $d = \rho - R$ , jolloin vaimennustekijä saadaan kirjoitettua myös  
muodossa  $D = R^2/(d + R)^2$ . Kuvasta havaitaan sylinterin säteen kasvattamisen  
kasvattavan indusoituvan kentän vuon tiheyttä voimakkaasti.

Säteen lisäksi skaalaustekijä on aaltolukuriippuvuutensa vuoksi riippuvainen myös  
käytetystä taajuudesta  $f = \omega/2\pi$ . Kuvassa 3 onkin esitetty yksi esimerkki skaalaus-  
tekijästä taajuuden funktiona. Kuvaajasta voidaan todeta taajuuden kasvattamisen  
voimistavan ulospäin saatavaa kenttää matalilla taajuuksilla nopeasti, mutta vai-  
kutuksen hidastuu taajuuden kasvaessa. Tämä käytös pystytään selittämään magneet-  
tikentän tunkeutumissyvyyden taajuuksiin riippuvuuden avulla, jonka teoriaa esittelen  
seuraavassa luvussa.





**Kuva 2.** Esimerkki poikittain magneettikentän suuntaan olevan sylinterin indusoiman magneettikentän vaimennus- ja skaalaustekijän tulosta vakiohavainnointietäisyydellä sylinterin säteen funktiona, kun  $\mu = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H m}^{-1}$ ,  $\sigma = 1 \times 10^7 \text{ S m}^{-1}$ ,  $f = 350 \text{ kHz}$  ja havainnointietäisyys  $d = \rho - R = 3 \text{ mm}$ .



**Kuva 3.** Esimerkki poikittain magneettikentän suuntaan olevan sylinterin indusoiman magneettikentän skaalaustekijän arvosta taajuuden funktiona, kun  $R = 1 \text{ mm}$ ,  $\mu = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H m}^{-1}$  ja  $\sigma = 1 \times 10^7 \text{ S m}^{-1}$ .

### 3.1.3 Magneettikentän tunkeutumissyvyys metallissa

Magneettikentän läpäisevyyden tarkastelu voidaan aloittaa yhtälöstä (23), jossa tarkastellaan magneettikentän osien sijasta kokonaismagneettikenttää  $B$ :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{B} + k^2 \vec{B} = 0. \quad (41)$$

Yksinkertaisuuden vuoksi tarkastellaan tilannetta, jossa  $z$ -akselin suuntainen magneettikenttä

$$\vec{B}(z) = B(z)e^{j\omega t}\hat{e}_z \quad (42)$$

kulkee äärettömän johdekappaleen sisällä. Tällöin yhtälö (41) saadaan yksinkertaisempaan muotoon

$$\frac{d^2 B(z)}{dz^2} + k^2 B(z) = 0, \quad (43)$$

jonka ratkaisuna saadaan

$$B(z) = C_1 e^{-kz} + C_2 e^{kz}. \quad (44)$$

Yhtälön (44) termit saadaan jaettua reaaliseseen ja imaginaariseen osaan käyttämällä kompleksiselle aaltoluvulle  $k = \sqrt{-j\omega\mu\sigma}$  imaginaariyksikön  $j$  neliöjuurelle pätevää identiteettiä

$$\sqrt{j} = \pm \frac{1}{\sqrt{2}}(1 + j). \quad (45)$$

Tällöin aaltoluku saadaan muotoon

$$k = \pm \alpha(j - 1), \quad (46)$$

jossa käytetään merkintää  $\alpha = \sqrt{\frac{1}{2}\omega\mu\sigma}$ . Sijoittamalla tämä aaltoluku yhtälöön (44), saadaan ratkaisuksi käytetyn aaltoluvun etumerkistä riippumatta

$$B(z) = \tilde{C}_1 e^{\alpha z} e^{-\alpha j z} + \tilde{C}_2 e^{-\alpha z} e^{\alpha j z}. \quad (47)$$

Reunaehtona voidaan vaatia, ettei magneettikentän voimakkuus kasva väliaineessa. Tällöin, koska ensimmäisen termin reaaliosa on kasvava ja rajoittamaton, imaginaariosan oskilloidaessa, saadaan  $\tilde{C}_1 = 0$ . Merkitsemällä lisäksi  $B_z(0) = B_0$ , saadaan magneettikentän voimakkuudelle lopulta

$$B(z) = B_0 e^{-\alpha z} e^{\alpha j z}. \quad (48)$$

Yhtälö (48) vastaa muodoltaan kompleksiluvun polaariesitystä, jolloin siitä voidaan nähdä suoraan magneettivuon tiheyden muutoksen magnitudi  $|B(z)|$  ja vaihe  $\phi_{B(z)}$  etäisyyden  $z$  funktiona

$$|B(z)| = B_0 e^{-\alpha z} \quad (49)$$

$$\phi_{B(z)} = \alpha z. \quad (50)$$

Yhtälöstä (49) nähdään magneettikentän vaimenevan metallikappaleen sisällä. Tämän vaimenemisen nopeutta voidaan kuvata tunkeutumissyvyydellä  $\delta$ , jonka pituisen matkan väliaineessa kulkeneen kentän voimakkuus on  $1/e$  alkuperäisestä. Tälle tunkeutumissyvyydelle saadaan johdettua yhtälö

$$\delta = \frac{1}{\alpha} = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} = \frac{1}{\sqrt{\pi f\mu\sigma}}, \quad (51)$$

jonka nähdään pienenevän taajuuden funktiona verrannollisena tämän neliöjuureen käänteislukuun.

Tunkeutumissyvyyden taajuusriippuvuuden tunteminen mahdollistaa skaalaustekijän  $M$  (yhtälö (38)) taajuusriippuvuuden uuden tarkastelun. Tarkasteltaessa taajuusriippuvuuden aiheuttavaa muuttujaa  $kR$ , havaitaan sen voitavan kirjoittaa myös tunkeutumissyvyyden  $\delta$  avulla muodossa

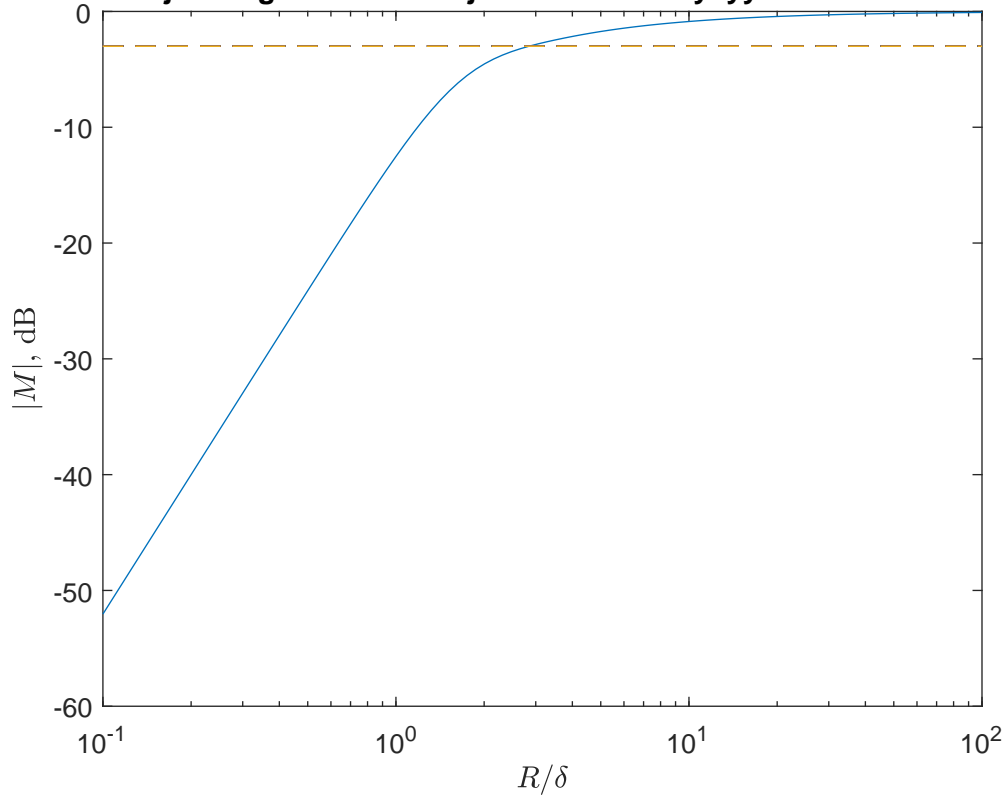
$$kR = \sqrt{-j\omega\sigma\mu R} = \sqrt{-2j} \frac{R}{\delta}, \quad (52)$$

jolloin skaalaustekijä saadaan muotoon

$$M = \left( \frac{2J_1(\sqrt{-2j}R/\delta)}{\sqrt{-2j}R/\delta J'_1(\sqrt{-2j}R/\delta) + J_1(\sqrt{-2j}R/\delta)} - 1 \right). \quad (53)$$

Tästä voidaankin päätellä, että magneettikenttää vastaan poikittaisen sylinterin pyörrevirtojen synnyttämän kentän voimakkuuden kasvu taajuuden funktiona perustuu nimenomaan taajuuden kasvaessa sylinterin säteeseen nähden pienenevään tunkeutumissyvyyteen. Tämä vaikutus nähdään kuvasta 4. Tunkeutumissyvyyden ollessa lähtökohtaisesti paljon sädettä suurempi, sen pienenemisestä seuraa yhä suuremman virtatiheyden ja siten kokonaisvirran indusoituminen sylinterin sisään. Tämän seurauksena indusoituvien pyörrevirtojen muodostama kenttä voimistuu tunkeutumissyvyyden pienetessä. Puolestaan kun tunkeutumissyvyys on paljon sylinterin sädettä pienempi, koko indusoiva kenttä ehtii vaimeta jo sylinterin pintakerroksissa,

**Skaalaustekijän magnitudi säteen ja tunkeutumissyvyyden suhteen funktiona**



**Kuva 4.** Skaalaustekijän  $M$  magnitudi sylinterin säteen ja magneettikentän tunkeutumissyvyyden suhteen  $R/\delta$  funktiona. Kuvaajaan on katkoviivalla piirretty  $-3$  dB -taso

jolloin taajuuden muutoksesta aiheutuva tunkeutumissyvyyden muutos ei vaikuta juuri kokonaisvirtaan, eikä siten sen muodostamaan kenttään. Tällä päättelyllä vastaavan ilmiön voi olettaa ilmenevän myös muunlaisiin, ohuisiin metallikappaleisiin indusoituvien pyörrevirtojen tapauksissa, mutta näiden todistamiseen ei tässä tutkielmassa ryhdytä.

Yhtälön (53) perusteella voidaan johtaa sylinterin paksuudesta riippuva taajuuden alaraja, jota korkeammilla taajuuksilla sylinteriin indusoituvia pyörrevirtoja havaitsevan laitteen tulisi toimia parhaan tuloksen saavuttamiseksi. Alarajan valinta tosin on mielivaltainen, joten tässä käytän yleisesti elektroniikassa suodatinten kynnysarvojen määrittelyyn käytettyä arvoa  $1/\sqrt{2}$  (desibeliasteikolla  $-3$  dB), johtuen kuvaajan 4 alipäästösuodattimen taajuuskäyrää muistuttavasta muodosta. Analyytisesti epäyh-

tälön

$$|M|(R/\delta) \geq 1/\sqrt{2} \quad (54)$$

ratkaiseminen on hankalaa sen sisältämistä Besselin funktioista johtuen, mutta numeerisesti ratkaisun approksimaatioksi saadaan nopeasti  $R/\delta \gtrsim 3$ . Käyttämällä yhtälöä (51) tästä saadaan johdettua taajuudelle rajoittava epäyhtälö

$$f \gtrsim \frac{9}{\pi R^2 \mu \sigma}. \quad (55)$$

Epäyhtälö (55) on erityisesti käyttökelpoinen suuruusluokka-arviointiin. Esimerkiksi arvioimalla kohteen permeabiliteettia ja johtavuutta aiemmin kuvien 2 ja 3 yhteydessä käytettyillä arvoilla  $\mu = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H m}^{-1}$  ja  $\sigma = 1 \times 10^7 \text{ S m}^{-1}$ , saadaan taajuuden arviointiin yksinkertainen kaava

$$f \gtrsim \frac{900 \text{ kHz}}{(D/\text{mm})^2} \quad (56)$$

sylinterimäiselle kohteelle, jonka halkaisija  $D$  tunnetaan millimetreissä.

## 3.2 Solenoidikelan muodostama magneettikenttä

Edellisessä luvussa esiteltyjen pyörrevirtojen muodostuminen kohteeseen vaatii aina ajan funktiona muuttuvan magneettikentän. Tämän aikaansaamiseksi yksinkertaisin tapa on käyttää sähkömagneettia, joka perustuu sähkövirran, Ampèren lain seurauksena muodostamaan magneettikenttään. Solenoidi on sylinterin ympärille käämitystä johdinlangasta valmistettu sähkömagneetti, joka muodostaa kärjestään pitkälti akselin suuntaisen magneettikentän. Kenttä heikkenee sekä kärjestä olevan aksiaalisen että radiaalisen etäisyyden funktiona, jonka seurauksena magneettikenttä saa kiihlamaisen muodon. Tällainen kenttä soveltuu hyvin pyörrevirtojen indusointiin ja havaitsemiseen tässä tutkimuksessa suunniteltavassa metallinpaljastimessa, johtaen kohteen etäisyyden funktiona muuttuvaan vasteeseen, ollen samalla yksinkertainen valmistaa. Tämän vuoksi suunnitellussa laitteessa magneettikentän muodostamiseen käytettiin solenoidiin verrattavissa olevaa kela.

Tässä luvussa esittelen solenoidin muodostaman magneettikentän yhtälöt selvittääkseni sen geometrian vaikutusta muodostuvan magneettikentän muotoon ja voimakkuuteen. Johdan lisäksi dimensiottomat, yksinkertaistetut yhtälöt, joilla havainnollistan tarkemmin eri parametrien vaikutusta kenttään. Lisäksi kerron ferromagneettisen

sydämen käytöstä solenoidin muodostaman magneettikentän voimistamiseen. Viimeisenä johdan perusteet tässä tutkimuksessa käytetylle menetelmälle pyörrevirtojen havaitsemisesta solenoidin induktanssin muutoksen perusteella.

Solenoidin magneettikenttä muodostuu sen sisältämissä johdinrenkaissa kulkevan virran muodostamien kenttien superpositiosta. Nämä johdinrenkaat puolestaan voidaan ajatella koostuvan infinitesimaalisista johdinalkioista, joiden avulla saadaan johdettua koko solenoidin kenttä. Johtimessa kulkevan virran  $I$  aikaansaama magneettikenttä määräytyy Biot'n-Savartin lain

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 I d\vec{l} \times (\vec{r} - \vec{r}')}{4\pi |\vec{r} - \vec{r}'|^3} \quad (57)$$

mukaan [3]. Yhtälö antaa paikassa  $\vec{r}'$  origosta nähden olevan, johdinalkion  $d\vec{l}$  läpi kulkevan virran muodostaman magneettivuon tiheyden paikassa  $\vec{r}$ . Laki on johdettu kokeellisista tuloksista, ja Ampèren laki, lukuunottamatta siirtymävirtatiheyden osuutta, saadaan johdettua siitä. Lain saa myös muotoiltua magneettiselle vektoripotentialille  $\vec{A}$  (yhtälö (27)), jolloin se saa muodon

$$d\vec{A} = \frac{\mu_0 I d\vec{l}}{4\pi |\vec{r} - \vec{r}'|}. \quad (58)$$

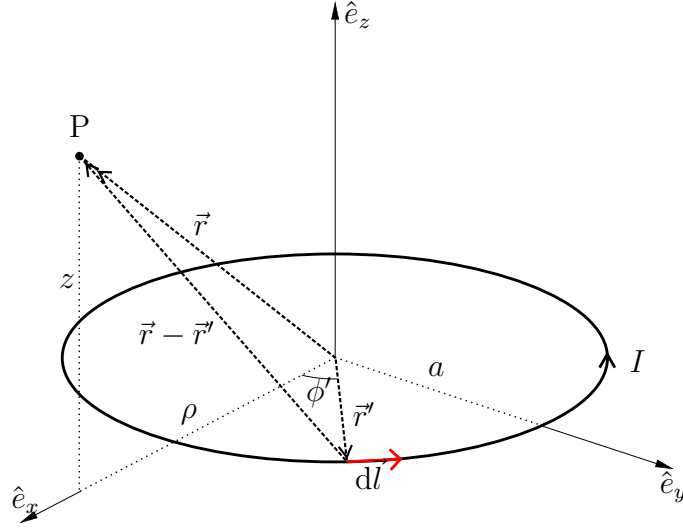
Tästä saadaan laskettua kokonaisen virtapiirin muodostama vektoripotentiali integroimalla johdinalkioiden yli

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint \frac{d\vec{l}}{|\vec{r} - \vec{r}'|}. \quad (59)$$

Yhtälöstä (58) nähdään virta-alkion synnyttämän vektoripotentialin olevan aina samansuuntainen virran kanssa. Virralla ollessa kuvan 5 mukaisessa johdirenkaassa ainoastaan sylinterikoordinaatiston  $(\rho, \phi, z)$  kulman  $\phi$  suuntainen komponentti, voidaan vektoripotentialikin tällöin esittää vain samaisen komponenttinsa avulla. Jatkossa käyttäessäni sanaa *virtasilmukka*, tarkoitan nimenomaan tällaisessa, pyöreässä johdinrenkaassa kulkevaa virtaa.

John David Jackson on kirjassaan [9] johtanut tällaisen virtasilmukan muodostaman magneettikentän vektoripotentialille yhtälön pallokoordinaateissa, joka sylinterikoordinaatistoon muutettuna on muotoa

$$A_\phi(\rho, z) = \frac{\mu_0 I a}{\pi \sqrt{(a + \rho)^2 + z^2}} \left[ \frac{(2 - k^2)K(k^2) - 2E(k^2)}{k^2} \right]. \quad (60)$$



**Kuva 5.** Virtasilmukan muodostaman magneettikentän johtamiseen käytetyn systeemin kaaviokuva.

Tässä merkinnät  $K$  ja  $E$  ovat ensimmäisen ja toisen lajin täydelliset elliptiset integraalit [8, yhtälöt 35.2 ja 35.4], joiden argumentti  $k^2$  määritetään yhtälöllä

$$k^2 = \frac{4a\rho}{(a + \rho)^2 + z^2}. \quad (61)$$

Yhden tavan johtaa yhtälö (60) olen esittänyt liitteessä B.1, pohjautuen Grant Trebbin blogipäivitykseen [10].

Vektoripotentiaalin  $\vec{A}$  määritelmän (27) nojalla, magneettivuon tiheys  $\vec{B}$  saadaan laskemalla vektoripotentiaalin roottori. Koska potentiaalissa on vain yksi komponentti,  $A_\phi$ , roottorissa ainoat nollasta eroavat termit ovat

$$B_\rho = -\frac{\partial A_\phi}{\partial z} \quad \text{ja} \quad (62)$$

$$B_z = \frac{1}{\rho} \frac{\partial(\rho A_\phi)}{\partial \rho}. \quad (63)$$

Näistä laskemalla magneettivuon tiheyden komponenteille saadaan ratkaisut [10, 11]

$$B_\rho = \frac{\mu_0 I z}{2\pi \rho \sqrt{(a + \rho)^2 + z^2}} \left[ \frac{a^2 + \rho^2 + z^2}{(a - \rho)^2 + z^2} E(k^2) - K(k^2) \right] \quad \text{ja} \quad (64)$$

$$B_z = \frac{\mu_0 I}{2\pi \sqrt{(a + \rho)^2 + z^2}} \left[ \frac{a^2 - \rho^2 - z^2}{(a - \rho)^2 + z^2} E(k^2) + K(k^2) \right], \quad (65)$$

joiden johtamisen olen esitellyt liitteessä B.2.

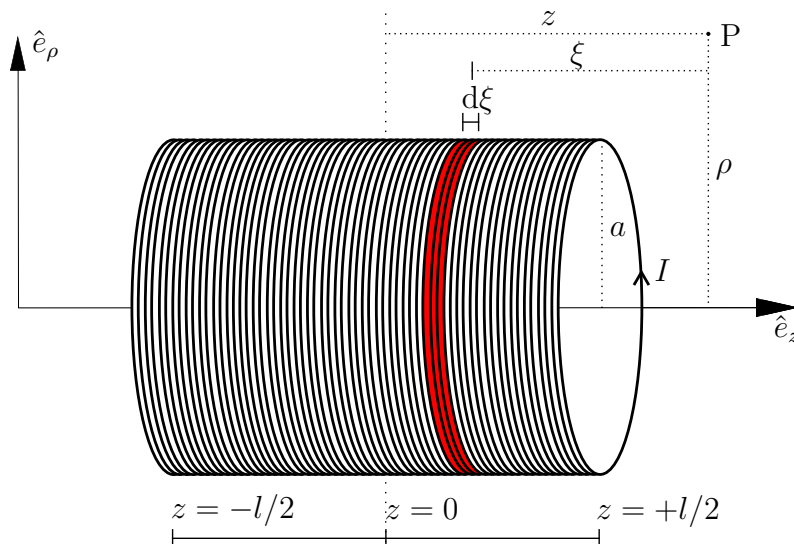
Silmukan akselilla, kun  $\rho = 0$ , yhtälöstä (65) nähdään  $z$ -akselin suuntaisen vuontiheyden yksinkertaistuvan muotoon

$$B_z = \frac{\mu_0 I a^2}{2(a^2 + z^2)^{3/2}}. \quad (66)$$

Tämä perustuu huomioon, että kumpikin elliptinen integraali konvergoi nollassa arvoon  $\pi/2$ . Yhtälöstä (64) puolestaan ei suoraan näe säteittäisen vuontiheyden  $B_\rho$  käyttäytymistä akselin lähellä. Systemin geometriasta voidaan kuitenkin päätellä, että sen on akselilla hävittävä.

Äärellisen solenoidin muodostaman magneettivuon tiheys mielivaltaisessa pisteessä P saadaan solenoidin sisältämien yksittäisten virtasilmutukoiden magneettikenttien superpositiona yhtälöistä (64) ja (65). Käytännössä tämä onnistuu integroimalla lyhyitä silmukka-alkioita, joiden pituus on  $d\xi$  solenoidin pituuden  $l$  yli. Silmukka-alkiossa kulkeva virta saadaan yhtälöstä  $dI = NI d\xi$ , missä  $N$  on kierrostiheys yksikköpituutta kohden. Kaaviokuva systeemistä on esitetty kuvassa 6.

Solenoidin magneettikentän säteittäinen ja akselin suuntainen komponentti saadaan



**Kuva 6.** Äärellisen solenoidin muodostaman magneettikentän johtamiseen käytetyn systeemin kaaviokuva.



nyt ratkaistua integraaleista

$$B_{\rho,sol} = \int_{z-l/2}^{z+l/2} \frac{\mu_0 NI \xi}{2\pi\rho\sqrt{(a+\rho)^2 + \xi^2}} \left[ \frac{a^2 + \rho^2 + \xi^2}{(a-\rho)^2 + \xi^2} E(k^2) - K(k^2) \right] d\xi \text{ ja} \quad (67)$$

$$B_{z,sol} = \int_{z-l/2}^{z+l/2} \frac{\mu_0 NI}{2\pi\sqrt{(a+\rho)^2 + \xi^2}} \left[ \frac{a^2 - \rho^2 - \xi^2}{(a-\rho)^2 + \xi^2} E(k^2) + K(k^2) \right] d\xi \quad (68)$$

Callaghan on nämä laskenut teknisessä raportissaan [12], jossa hän sai ratkaisuiksi

$$B_{\rho,sol} = \frac{\mu_0 NI}{\pi} \sqrt{\frac{a}{\rho}} \left[ \frac{2-k^2}{2k} K(k^2) - \frac{1}{k} E(k^2) \right]_{\xi=z-l/2}^{\xi=z+l/2} \text{ sekä} \quad (69)$$

$$B_{z,sol} = \frac{\mu_0 NI}{4} \left[ \frac{\xi k}{\pi\sqrt{a\rho}} K(k^2) + \frac{(a-\rho)\xi}{|(a-\rho)\xi|} \Lambda_0(\varphi, k^2) \right]_{\xi=z-l/2}^{\xi=z+l/2}. \quad (70)$$

Yhtälöissä parametri  $k$  saadaan kuten yhtälössä (61), mutta käyttäen muuttujaa  $\xi$  muuttujan  $z$  tilalla

$$k^2 = \frac{4a\rho}{(a+\rho)^2 + \xi^2}. \quad (71)$$

Yhtälössä (70)  $\Lambda_0(\varphi, k)$  on Heumanin lambda-funktio [13, yhtälö 17.4.39], jonka parametri  $\varphi$  on määritelty

$$\varphi = \tan^{-1} \left| \frac{\xi}{a-\rho} \right|. \quad (72)$$

Tästä eteenpäin tässä luvussa, merkinnöillä  $B_z$  ja  $B_\rho$  tarkoitan nimenomaan solenoidin muodostaman magneettikentän akselin ja säteen suuntaisia komponentteja.

Muuttamalla yhtälöt (69) ja (70) sekä niiden parametrit  $k$  ja  $\varphi$  yhtälöistä (71) ja (72) dimensiottomiksi, saadaan magneettikentän muoto helpommin havainnollistettavaksi.

Käyttämällä seuraavia dimensiottomia muuttujia:

$$B^* = \frac{B}{\mu_0 NI}, \quad (73)$$

$$\rho^* = \frac{\rho}{a}, \quad (74)$$

$$\xi^* = \frac{\xi}{a}, \quad (75)$$

$$z^* = \frac{z}{a} \text{ ja} \quad (76)$$

$$l^* = \frac{l}{a}, \quad (77)$$

saadaan magneettivuon tiheyden komponenteille yhtälöt

$$B_\rho^* = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{1}{\rho^*}} \left[ \frac{2 - k^{*2}}{2k^*} K(k^{*2}) - \frac{1}{k^*} E(k^{*2}) \right]_{\xi^*=z^*-l^*/2}^{\xi^*=z^*+l^*/2} \quad \text{ja} \quad (78)$$

$$B_z^* = \frac{1}{4} \left[ \frac{\xi^* k^*}{\pi \sqrt{\rho^*}} K(k^{*2}) + \frac{(1 - \rho^*) \xi^*}{|(1 - \rho^*) \xi^*|} \Lambda_0(\varphi^*, k^{*2}) \right]_{\xi^*=z^*-l^*/2}^{\xi^*=z^*+l^*/2}. \quad (79)$$

Näissä elliptisten integraalien ja Heumannin lamdafunktion parametrit ovat muotoa

$$k^{*2} = \frac{4\rho^*}{(1 + \rho^*)^2 + \xi^{*2}} \quad \text{ja} \quad (80)$$

$$\varphi^* = \tan^{-1} \left| \frac{\xi^*}{1 - \rho^*} \right|. \quad (81)$$

Yhtälöiden (78) ja (79) avulla saadaan selvitettyä magneettikenttä solenoidin ympäristössä sen muodon geometriariippuvuuden tarkastelua varten. Tämän olenkin tehnyt luvussa 3.2.1. Analyttiselle tarkastelulle yhtälöt ovat kuitenkin tarpeettoman monimutkaiset, jolloin niitä on usein tarve yksinkertaistaa. Tarkasteltaessa kenttää solenoidin akselilla ( $\rho^* = 0$ ) magneettivuon tiheyden säteittäinen komponentti  $B_\rho^*$  häviää symmetrian perusteella. Lisäksi akselin suuntaiselle vuon tiheydelle  $B_z^*$  saadaan integroitua yhtälöä (66) käyttäen yksinkertaisempi ratkaisu

$$B_z^* = \frac{1}{2} \left[ \frac{\xi^*}{\sqrt{\xi^{*2} + 1}} \right]_{\xi^*=z^*-l^*/2}^{\xi^*=z^*+l^*/2}, \quad (82)$$

joka on usein hyödyllisempi kirjoittaa solenoidin kärjestä määritettynä muodossa

$$B_z^* = \frac{1}{2} \left[ \frac{d^* + l^*}{\sqrt{(d^* + l^*)^2 + 1}} - \frac{d^*}{\sqrt{d^{*2} + 1}} \right] \quad (83)$$

merkitsemällä  $d^* = z^* - l^*/2$ .

Toinen hyödyllinen yhtälö saadaan tarkastelemalla solenoidin magneettikentän yhtälöä (82) origossa  $z^* = 0$

$$B_i^* = \frac{l^*/2}{\sqrt{(l^*/2)^2 + 1}}, \quad (84)$$

josta olettamalla lisäksi solenoidi pitkäksi ja kapeaksi ( $l^{*2}/4 \gg 1$ ), saadaan solenoidin sisäiseksi magneettikentäksi

$$B_i^* = 1. \quad (85)$$

Tästä nähdään määritelmän (73) nojalla dimensiollisen magneettivuon tiheyden  $B_i$  olevan

$$B_i = \mu_0 NI. \quad (86)$$

Yhtälön (86) mukaisen magneettivuon tiheyden voidaan melko hyvällä tarkkuudella olettaa olevan vakio pitkän ja kapean solenoidin sisällä [3]. Tällaisen solenoidin sisäinen kenttä riippuu vain sen kierrostiheydestä sekä virrasta, jolloin se toimii hyvänä referenssinä tutkittaessa geometrian vaikutusta lyhyempien solenoidien kenttään.

### 3.2.1 Solenoidin geometrian vaikutus magneettikentän muotoon ja voimakkuuteen

Tässä tutkimuksessa suunnitellun laitteen anturisolenoidien tulisi tuottaa mahdollisimman voimakas magneettikenttä mahdollisimman kaukana solenoidin kärjestä, pysyen kuitenkin kapealla alueella. Yhtälöistä (83) nähdäänkin solenoidin geometrialla olevan vaikutusta niin sen synnyttämän magneettikentän voimakkuuteen kuin voimakkuuden vaimenemiseen etäisyyden funktiona. Muuttujien runsauden vuoksi näitä vaikutuksia on kokonaisuudessaan vaikea havainnollistaa, mutta suuntaantavan kuvan saa tarkastelemalla magneettivuon tiheyttä juuri solenoidin kärjessä, kun  $d^* = 0$ , sekä selvittämällä kentän vaimenemisen tähän verrattuna etäisyyden  $d^*$  kasvaessa.

Solenoidin muodostaman magneettikentän muodon havainnollistaminen kvalitatiivisesti onnistuu tarkkojen vuontiheyden yhtälöiden, (78) ja (79), avulla. Tämän tutkimuksen kannalta kentän suunta ei ole niin merkittävä, kuin voimakkuus, joten kentän muodon havainnollistamisessa olen käyttänyt komponenteista laskettua vuontiheyden itseisarvoa

$$B^* = \sqrt{B_\rho^{*2} + B_z^{*2}}. \quad (87)$$

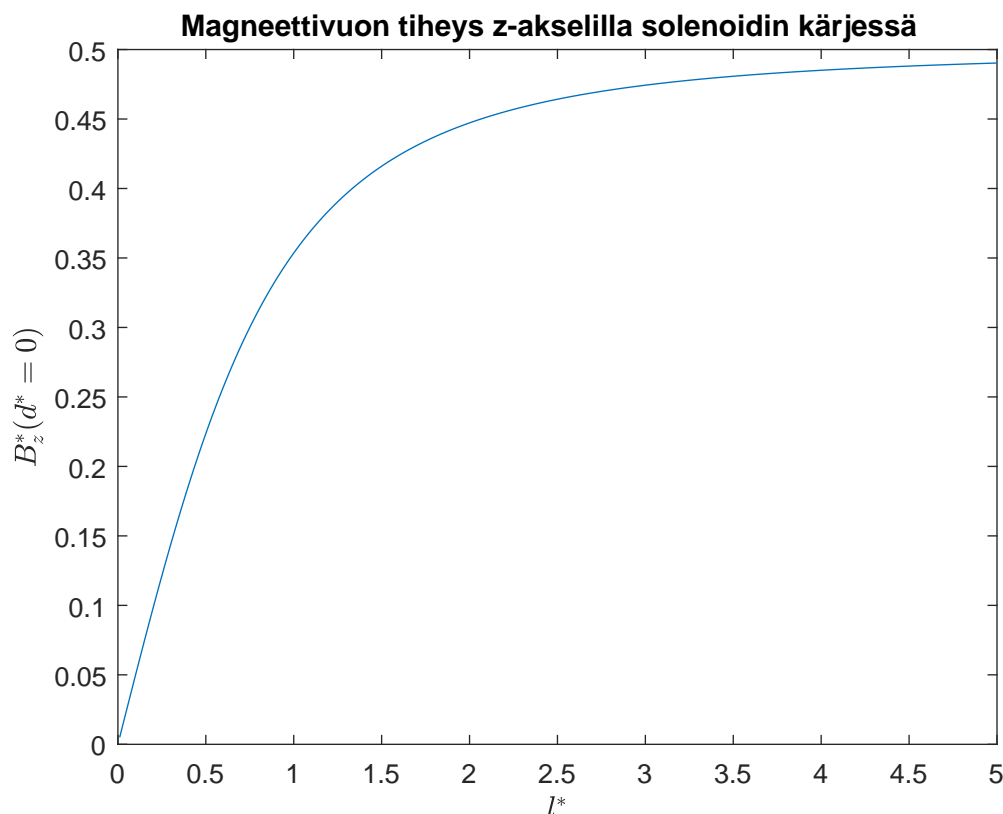
Magneettivuon tiheyden itseisarvo solenoidin ympäristössä onkin esitetty tasavarkokäyrillä liitteen C kuvissa kuudelle eri dimensiottoman pituuden  $l^*$  arvolle. Kuvista nähdään, ettei solenoidin pituuden muuttuminen juuri vaikuta sen kärkien lähellä olevan kentän muotoon. Erityisesti tämä korostuu pitkän solenoidin tapauksessa. Sen sijaan solenoidin säteen merkitys on huomattava ja siksi dimensiottomien muuttujien johtaminen nimenomaan säteen  $a$  suhteen on hyvin perusteltua.

Sekä magneettikentän kantavuus, että sen leveys näyttävät määräytyvän pääosin solenoidin säteen perusteella.

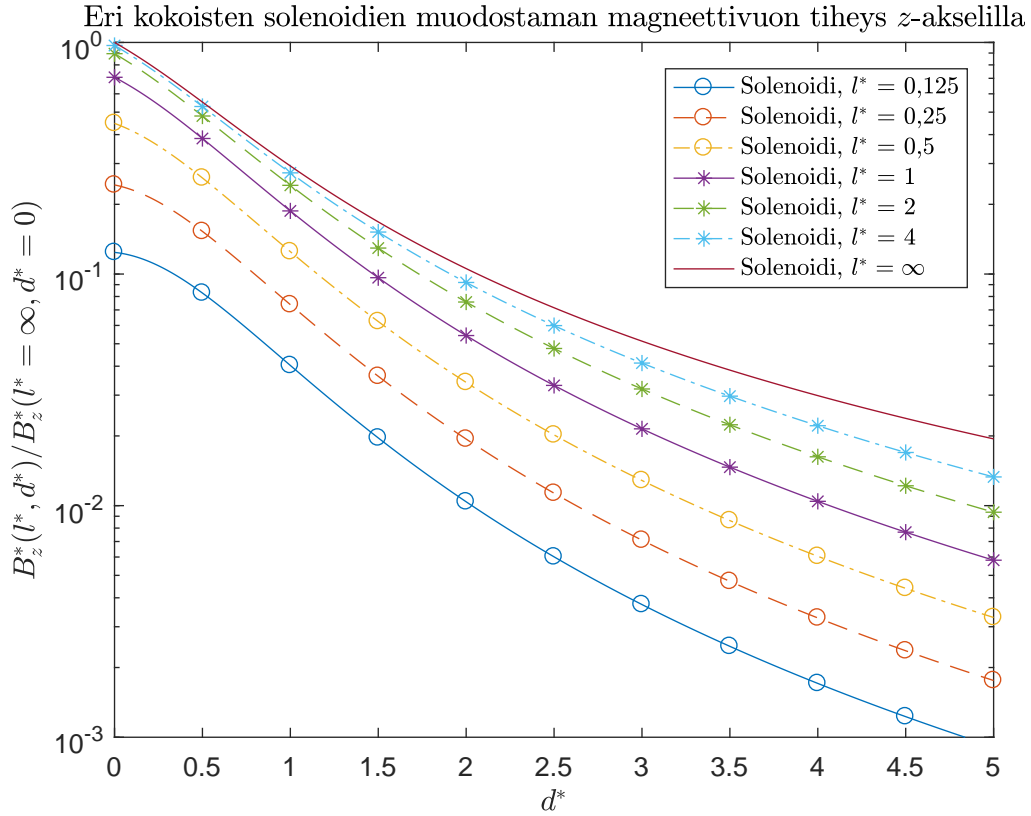
Tarkasteltaessa magneettivuon tiheyttä välittömästi solenoidin kärjessä, yhtälö (83) yksinkertaistuu muotoon

$$B_z^*(d^* = 0) = \frac{1}{2} \frac{l^*}{\sqrt{l^{*2} + 1}}. \quad (88)$$

Kuvassa 7 on esitetty tämän kuvaaja muuttujan  $l^*$  funktiona. Kuvaajan perusteella nähdään kärjen kentän heikkenevän nopeasti solenoidin lyhentyessä. Kentän painuminen noltaan origossa on kuitenkin lähinnä seurausta infinitesimaalisen paksuisen solenoidin ja sen kierrostiheyden huonosta määritelmästä. Lyhyen solenoidin tapauksessa kenttää olisikin parempi havainnollistaa yksittäisten virtasilmukoiden kenttien superpositiona integroinnin sijaan. Näillä kahdella tavalla ei tosin saada vertailukelpoisia dimensiottomia muuttujia vuontiheydelle, minkä vuoksi tarkasteluun tässä



**Kuva 7.** Solenoidin muodostaman magneettivuon tiheys z-akselilla välittömästi solenoidin kärjessä solenoidin pituuden ja säteen suhteen  $l^*$  funktiona.



**Kuva 8.** Eri kokoisten solenoidien magneettivuon tiheys  $z$ -akselilla etäisyyden  $d^*$  funktiona normitettuna vuontiheyden arvolla puoliäärettömän solenoidin kärjessä.

tutkimuksessa ei paneuduta. Tässä tutkimuksessa käytetyillä solenoideilla pituus on vähintään nelinkertainen säteeseen verrattuna, joten niiden muodostaman kentän käsitteleminen kierrostiheyden avulla määriteltynä on hyvin perusteltua.

Magneettikentän vaimenemista saadaan puolestaan havainnollistettua vertaamalla eri kokoisten solenoidien magneettivuon tiheyksiä  $z$ -akselilla. Vertaaminen onnistuu esimerkiksi normittamalla yhtälö (83) yhtälöstä (88) pitkän solenoidin kärjessä saatavalla vuontiheydellä  $B_z^*(l^* = \infty, d^* = 0)$ . Näin saadut magneettivuon tiheyden kuvaajat kuudelle rajoitetulle solenoidin pituudelle  $l^*$  sekä puoliäärettömälle solenoidille on esitetty kuvassa 8. Tästä nähdään vuontiheyden pienenevän solenoidin kärjessä, kuten myös kuvasta 7 oli havaittu. Lisäksi kuvaajasta nähdään solenoidin pituuden muutoksella olevan hieman vaikutusta magneettikentän kantavuuteen, lyhyiden solenoidien ja virtasilmukan kentän pysyen voimakkaampana lähellä lähdettä,

mutta heiketen etäisyyden kasvaessa nopeammin kuin pidempien solenoidien muodostama kenttä. Kuitenkin solenoidin geometriasta riippumatta sen magneettivuon tiheys putoaa nopeasti etäisyyden kasvaessa, jolloin pidemmästä solenoidista saatu kantavuushyöty on vähäinen. Tämä sopii hyvin yhteen aiempaan, kvalitatiiviseen huomioon kentän muodosta solenoidin päädyissä.

Tässä luvussa saatujen tulosten perusteella voidaan päätellä, että geometrisista parametreista käytännössä vain säteen kasvattamisella voidaan vaikuttaa havaintoetäisyyteen. Samalla kuitenkin solenoidin kärjen magneettivuon tiheys pienenee ja magneettikenttä jakautuu suuremmalle alalle. Optimaalisen geometrian löytäminen kuhunkin käyttötarkoitukseen vaatiikin tarkkaan määriteltyjä kentän voimakkuuden ja kantaman tavoitearvoja. Tämän projektin puitteissa näitä ei oltu määritelty, jolloin käytetyn geometrian valinta perustui lähinnä materiaaleista johtuviin rajoitteisiin ja kokeiluun.

### **3.2.2 Ferromagneettisen sydämen vaikutus solenoidin magneettikenttään**

Geometrian vaikutus solenoidin magneettikenttään on edellä esitellyn perusteella selvää, mutta sen hyödyntäminen optimaalisen tuloksen saavuttamiseksi on monimutkaista. Tässä projektissa vaaditun pitkälle kantavan, voimakkaan, mutta kapean magneettikentän aikaansaaminen pelkästään solenoidin geometriaa muuttamalla ei juuri onnistuisikaan. Magneettikentän vahvistaminen on kuitenkin mahdollista myös toisella keinolla: lisäämällä ferromagneettinen sydän solenoidin keskelle.

Pienten ilmasydämisten kelojen synnyttämä magneettikenttä on hyvin heikko verrattuna niiden läpi kulkevaan virtaan. Tähän ensisijaisena syynä on tyhjiön permeabiliteetin  $\mu_0$  pieni arvo. Kentän vahvistamisessa kierrostiheyttä  $N$  tai virtaa  $I$  kasvattamalla solenoidin koon kasvu ja häviöistä aiheutuva lämpeneminen muodostuisivat nopeasti ongelmiksi. Sen sijaan permeabiliteetin muuttaminen ferromagneettisella sydämellä mahdollistaa pienen koon säilyttämisen ja virran rajoittamisen. Tässä tutkielmassa ferromagnetismin yksityiskohtaisempaan teoriaan ei lähdetä perehtymään, sillä tutkimuksen kannalta riittää tietää kuinka solenoidin kenttä vahvistuu sydämen vaikutuksesta. Tämä yksinkertaistettu tarkastelu perustuu pitkälti Grantin ja Phillipsin oppikirjaan [3].

Sydämen aiheuttama solenoidin magneettivuon tiheyden kasvu perustuu sydämen materiaalissa tapahtuvaan magnetisaatioon  $\vec{M}$ , jonka yhteyttä magneettivuon tiheyden  $\vec{B}$  ja magneettikentän voimakkuuden  $\vec{H}$  kanssa kuvaa yhtälö

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \vec{B} - \vec{M}. \quad (89)$$

Pienillä magneettivuon tiheyksillä homogeenisessa ferromagneettisessa materiaalissa, magnetisaation  $\vec{M}$  voidaan olettaa noudattavan yksinkertaista, alunperin paramagneettisille materiaaleille johdettua yhtälöä [3]

$$\vec{M} = \chi_B \frac{\vec{B}}{\mu_0}, \quad (90)$$

jossa  $\chi_B$  on materiaalin magneettinen susceptibiliteetti. Yhdistämällä yhtälöt (89) ja (90), magneettivuon tiheys saadaan esitettyä muodossa

$$\vec{B} = \mu \vec{H}, \quad (91)$$

jossa väliaineen permeabiliteetti  $\mu$  saadaan kirjoitettua muotoon

$$\mu = \frac{\mu_0}{1 - \chi_B}. \quad (92)$$

Ferromagneettisilla materiaaleilla permeabiliteetti on huomattavan suurempi kuin tyhjiön permeabiliteetti  $\mu_0$ . Tällöin, koska Ampèren lain mukaan vapaa virtatiheys  $\vec{J}_f$  vaikuttaa nimenomaan magneettikentän voimakkuuteen  $\vec{H}$ , seuraa ferromagneettisen sydämen lisäämisestä solenoidiin sen sisäisen magneettivuon tiheyden  $B_i$  huomattava voimistuminen.

Vaikka ferromagneettista materiaalia lisätään vain solenoidin sydämeiksi, ei sen magneettikenttää voimistava vaikutus rajoitu solenoidin sisälle. Koska magneettikentille johdetun Gaussin lain (2) mukaan magneettivuon tiheydellä ei ole lähteitä, on kentän oltava jatkuva myös sydämen rajoilla. Tällöin solenoidin ulkopuoliselle kentälle sydän näyttäytyy lähinnä vain voimistuneen sisäisen magneettivuon tiheyden kautta

$$B_i = \mu_0 H_i + \mu_0 M_i = B_{i0} + \chi_B B_i. \quad (93)$$

Yhtälöstä (93) saadaan johdettua vahvistuneen sisäisen magneettikentän  $B_i$  ja ilman sydäntä havaittavan magneettikentän  $B_{i0}$  välille yhtälö

$$B_i = \frac{1}{1 - \chi_B} B_{i0} = \frac{\mu}{\mu_0} B_{i0}, \quad (94)$$

jossa on lisäksi käytetty yhtälössä (92) esiteltyä yhteyttä susceptibiliteetin ja väliaineen permeabiliteetin välillä. Suhdetta  $\mu/\mu_0$  kutsutaan myös väliaineen suhteelliseksi permabiliteetiksi  $\mu_r$ . Yhtälöstä (94) voidaan päätellä, että kaikki ilman sydäntä solenoidin ulkopuoliselle magneettikentälle johdetut yhtälöt pätevät myös sydämellä varustetulle solenoidille, mutta kentän voimakkuus kertaantuu sydänmateriaalin suhteellisella permeabiliteetilla.

### 3.2.3 Itseisinduktanssi

Edellisissä luvuissa käsitelin solenoidikelan muodostamaan magneettikenttään vaikuttavia tekijöitä. Kelan magneettivuon tiheys ei kuitenkaan ole sellaisenaan elektrooniikassa käyttökelpoinen suure, vaan kaikkien kelojen magneettikentän muodostuskykyä kuvataan kelan itseisinduktanssilla  $L$ . Tämä suure saadaan, kun tarkastellaan kelaan indusoituvaa jännitettä  $v$  sen läpäisevän virran  $i$  muutoksen seurauksena. Lähtökohdiana induktanssin johtamisessa on Faradayn laki (yhtälö (7)), joka saadaan muokattua muotoon

$$v = -\frac{d\Phi}{dt}, \quad (95)$$

kun tiedetään, että jännite saadaan integroimalla sähkökenttä polkua  $l$  pitkin ( $v = \oint \vec{E} \cdot d\vec{l}$ ) ja magneettivuo  $\Phi$  integroimalla magneettivuon tiheys sen läpäisemän pinnan  $\vec{A}$  yli ( $\Phi = \int \vec{B} \cdot d\vec{A}$ ). [3] Ketjusäännön perusteella yhtälö (95) saadaan muotoon

$$v = -\frac{d\Phi}{di} \cdot \frac{di}{dt}. \quad (96)$$

Tästä nähdään itseisinduktanssin määritelmän

$$v = -L \frac{di}{dt} \quad (97)$$

nojalla, että kelan itseisinduktanssi voidaan kirjoittaa kelassa syntyvän magneettivuon derivaattana sen läpäisevän virran suhteen

$$L = \frac{d\Phi}{di}. \quad (98)$$

Pitkän solenoidin, joka koostuu  $n$  kappaleesta pyöreitä x-y -tasossa olevia, a-säteisiä silmukoita, ja jonka sisäisen magneettikentän oletetaan olevan vakio ja vain z-akselin suuntainen, läpäiseväksi magneettivuoksi saadaan yhtälöiden (86) ja (94) nojalla yksinkertaisesti

$$\Phi = B_i n A = \frac{\mu_r \mu_0 n^2 i \pi a^2}{l}. \quad (99)$$



Tästä saadaan yhtälön (98) mukaisesti laskettua pitkän solenoidin itseisinduktanssi

$$L = \frac{\mu_r \mu_0 n^2 \pi a^2}{l}. \quad (100)$$

Yhtälöä (100) solenoidin induktanssi määrittämiseksi voidaan kuitenkin käyttää vain silloin, kun solenoidin sisäinen magneettivuo voidaan määrittää suoraan sen läpäisevästä virrasta. Esimerkiksi tilanteessa, jossa solenoidin muodostama magneettikenttä indusoi pyörrevirtoja lähellä olevaan metallikohteeseen, ei ehto enää täyty. Tällöin induktanssi saadaan määrättyä yhtälön (98) avulla. [3]

### 3.3 Pyörrevirtojen havaitseminen solenoidikelalla

Yhtälöstä (98) nähdään, että solenoidin läpäisemän vaihtovirran  $i$  pysyessä muuttumattomana solenoidin induktanssi  $L$  määräytyy sen sisäisestä magneettivuosta  $\Phi$ . Jos jokin solenoidin ulkopuolinen tekijä muodostaa magneettikentän, jonka taajuus on sama solenoidin kentän kanssa, määräytyy solenoidin sisäinen magneettivuo näiden kahden kentän superpositiona. Ulkoisen magneettikentän vaiheesta verrattuna solenoidin kenttään riippuu, kasvattaako vai pienentääkö se magneettivuota.

Kuten luvussa 3.1 todettiin, Lenzin laista johtuen metallikappaleeseen indusoituvat pyörrevirrat muodostuvat siten, että niiden muodostama magneettikenttä vastustaa indusoivan magneettikentän muutosta. Solenoidin läpäisevän hetkellisen virran  $i$  kasvaessa pyörrevirrat heikentävät muodostuvaa kenttää ja hetkellisen virran pienenessä puolestaan vahvistavat sitä. Kummassakin tilanteessa lopputuloksena on, että magneettikentän muutos solenoidin läpäisevän virran  $i$  funktiona vähenee, jolloin yllä olevan päättelyn pohjalta myös solenoidin sisäisen magneettivuon  $\Phi$  muutos virran funktiona vähenee. Tästä yhtälön (98) mukaan seuraa solenoidin induktanssin pieneneminen pyörrevirtojen läheisyydessä.

Systeemissä, jossa kohteen muoto, ominaisuudet ja ulkoiset olosuhteet on vakioitu, määrittää etäisyys pyörrevirtoja ylläpitävään metalliin induktanssin muutoksen suuruuden. Tämä johtuu sekä solenoidin magneettikentän että indusoituvien pyörrevirtojen muodostaman kentän heikkenemisestä etäisyyden funktiona. Etäisyyden kasvu heikentää siis anturille saapuvaa pyörrevirtojen muodostamaa kenttää paitsi suoraan pyörrevirtojen muodostaman kentän heikkenemisen johdosta, mutta myös itse muodostuvien pyörrevirtojen heikkenemisen johdosta.

Nimenomaan induktanssin muutokseen pyörrevirtojen läheisyydessä perustuu tässä projektissa käytetty menetelmä pyörrevirtojen havaitsemiseen. Induktanssin muutos on helposti havaittavissa käyttämällä solenoidia kelana piirissä, jonka toiminta on herkkä sen induktanssin arvolle. Tällaisia ovat esimerkiksi resonanssi- tai värähtelypiirit, joiden resonanssitaajuus määräytyy niiden sisältämien kondensaattorien kapasitansseista ja kelojen induktansseista. Muuttuvan taajuuden havaitsemiseksi puolestaan on olemassa tehokkaita menetelmiä, kuten tässä projektissa käytetty keskeismodulaatio, jossa havainnoitavaa taajuutta verrataan vakiona pysyvään referenssitaajuuteen.

Tässä luvussa olen kuvannut muuttuvan magneettikentän metallikappaleisiin indusoimien pyörrevirtojen sekä solenoidin muodostamien magneettikenttien teoriaa. Viimeiseksi yhdistin näistä saadut tiedot perustellakseni, kuinka metalliesineen havaitseminen ja sen etäisyyden muutoksen määrittäminen onnistuu virtapiirillä, jossa solenoidikelan muodostama magneettikenttä indusoi pyörrevirtoja kohteeseen. Seuraavassa luvussa kerronkin tämän teorian sovelluksena tässä projektissa suunnitellun ja valmistetun metallinpaljastimen prototyypin tarkemmista yksityiskohdista ja komponenteista. Luvussa esittelen laitteiston elektroniikan osissa, keskittyen eniten varsinaisesti havaitsemiseen käytettyihin piireihin, unohtamatta kuitenkin havaitsemista helpottavaa signaalinkäsittelyä. Viimeiseksi esittelen lopullisen prototyypin ulkomuotoa perustellen joitain siinä toteutettuja valintoja.

## 4 Laitteisto

Metallinpaljastimissa käytettyjä havaintomenetelmiä on kehitetty lukuisia erilaisiin käyttötarkoituksiin, kuten miinanraivaukseen, arkeologiseksi apuvälineeksi sekä elintarviketurvallisuuden valvontaan. Havaintohetkellä tuntemattomien, metallisten kappaleiden havaitseminen perustuu yleisesti muuttuvalla magneettikentällä kohteeseen indusoitavien pyörrevirtojen, tai ferromagneettisen metallin tapauksessa magnetisaation, havaitsemiseen. Yleisesti käytettyjä menetelmiä on kolme, joista kaksi ensimmäistä (BFO ja IB) toimivat jatkuvalla, oskilloivalla magneettikentällä (Continuous Wave) ja viimeinen pulssimuotoisella kentällä (Pulsed Inductance) [14]:

- *Beat Frequency Oscillator* (BFO) on menetelmä, jossa anturina toimiva kela on osana elektronista värähtelijää, tuottaen sinimuotoisesti muuttuvan magneettikentän. Menetelmä perustuu anturikelan induktanssin pieneen muutokseen metallikappaleeseen indusoituvien pyörrevirtojen johdosta, jonka seurauksena oskillaattorin taajuus muuttuu hieman. Muutos saadaan havaittavaksi vertaamalla anturioskillaattorin taajuutta muuttumattoman referenssioskillaattorin taajuuteen keskeismodulaation avulla.
- *Induction Balance-* (IB) tai *Very Low Frequency* -menetelmässä (VLF) lähetinkelalla tuotetaan tasaisesti muuttuva, sinimuotoinen magneettikenttä, jonka kohteessa aikaansaamat pyörrevirrat havaitaan erillisellä havaintokelalla. Havaintokela asetellaan siten, että ilman metallisen kohteen läsnäoloa siihen ei indusoitu virtaa lähettimen magneettikentästä. Tämä onnistuu esimerkiksi asettamalla kelat osittain päällekkäin siten, että vastaanottimen läpäisevästä magneettivuosta yhtä suuri osuus on lähettimen säteen sisäpuolelta kuin sen ulkopuolelta. Koska lähettimen säteen ulkopuolella vuo on vastakkais suunnainen kuin sen sisäpuolella, näistä kahdesta vastaanottimeen indusoituvat virrat kumoavat toisensa. Metallikappaleen läsnäollessa tasapaino puolestaan menetetään.
- *Pulsed Inductance* -menetelmässä (PI) anturilla lähetetään lyhyitä mutta

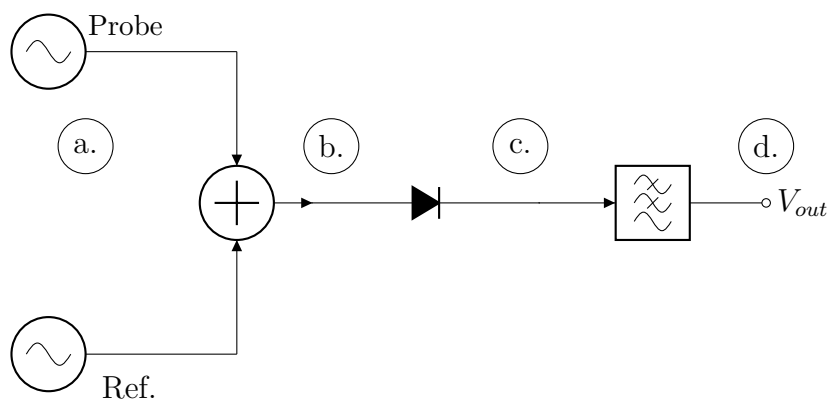
voimakkaita sähkömagneettisia pulsseja. Tämän jälkeen anturi seuraa kentän vaimenemiseen kestävästä aikaa, joka pysyy vakiona kun läheisyydessä ei ole johtavia kappaleita. Metalliseen esineeseen pulssin vaikutuksesta indusoituvat pyörrevirrat hidastavat tämän kentän vaimenemista, jolloin kohde voidaan havaita vaimenemisajan muutoksesta. [15]

Menetelmistä BFO on yksinkertaisin ja varhaisin, mutta nykyisin enää harvoin käytetty. Siihen verrattaessa IB ja PI -menetelmien hyötynä on mahdollisuus erottaa eri metalleista valmistetut kohteet. Tämän vuoksi kyseiset menetelmät ovat pääosin kaupallisten, miinanraivaukseen, arkeologiaan tai malminetsintään tarkoitettujen metallinpaljastimien taustalla. [15] BFO on kuitenkin käyttökelpoinen menetelmä, jolla voidaan saavuttaa hyvä herkkyys yksinkertaisella elektroniikalla (verrattuna PI -menetelmään), minkä lisäksi pienikokoisen metallinpaljastimen kelan suunnittelu ja toteutus ei käy menetelmää käytettäessä tarpeettoman monimutkaiseksi (verrattuna IB -menetelmään). BFO:n heikkoutena on kahden oskillaattorin taajuuksien synkronoiminen ja ryöminän, eli muun muassa lämpenemisen johdosta tapahtuvan taajuuden muuttumisen hallitseminen.

Juurikin toteutuksen yksinkertaisuuden vuoksi valitsin BFO:n tässä projektissa kehitettävän laitteiston periaatteeksi. Projektin yhteydessä valmistettuun Proof-of-Concept -prototyypin käytettiin pääosin vain analogista elektroniikkaa ja projektin aikana pidettiin jatkuvasti mielessä laitteen välittömän käyttötarkoituksen, jolloin siitä jäi pois turhat hienoudet. Lisäksi prototyypissä ei keskitytty juuri optimaalisten komponenttien valintaan, poislukien oskillaattorien värähtelijöiden komponentit, eikä piirien optimointiin muutenkaan. Tästä johtuen tutkielmassa esiteltävän prototyypin komponenttien arvot ja tyypit eivät välttämättä ole parhaat mahdolliset, vaan lopulliseen tuotteeseen niitä saatetaan joutua muuttamaan.

## 4.1 Beat Frequency Oscillator

Tutkimuksessa käytetty Beat Frequency Oscillator on kahdesta oskillaattorista, summauksesta ja suodatuksesta koostuva piiri, jonka periaate on esitetty lohkokaaviolla kuvassa 9. Piirin oskillaattoreista ensimmäinen toimii anturioskillaattorina, johon kuuluvaa solenoidikelaa käytetään metallinpaljastimen anturina. Kelan induktanssin muutos metalliin indusoituvien pyörrevirtojen johdosta muuttaa oskillaattorin vä-



**Kuva 9.** Laitteiston perustana olevan Beat Frequency Oscillatorin lohkokaavio. Kirjainten a.–d. kohdalla olevan signaalin muodot on esitetty kuvassa 10.

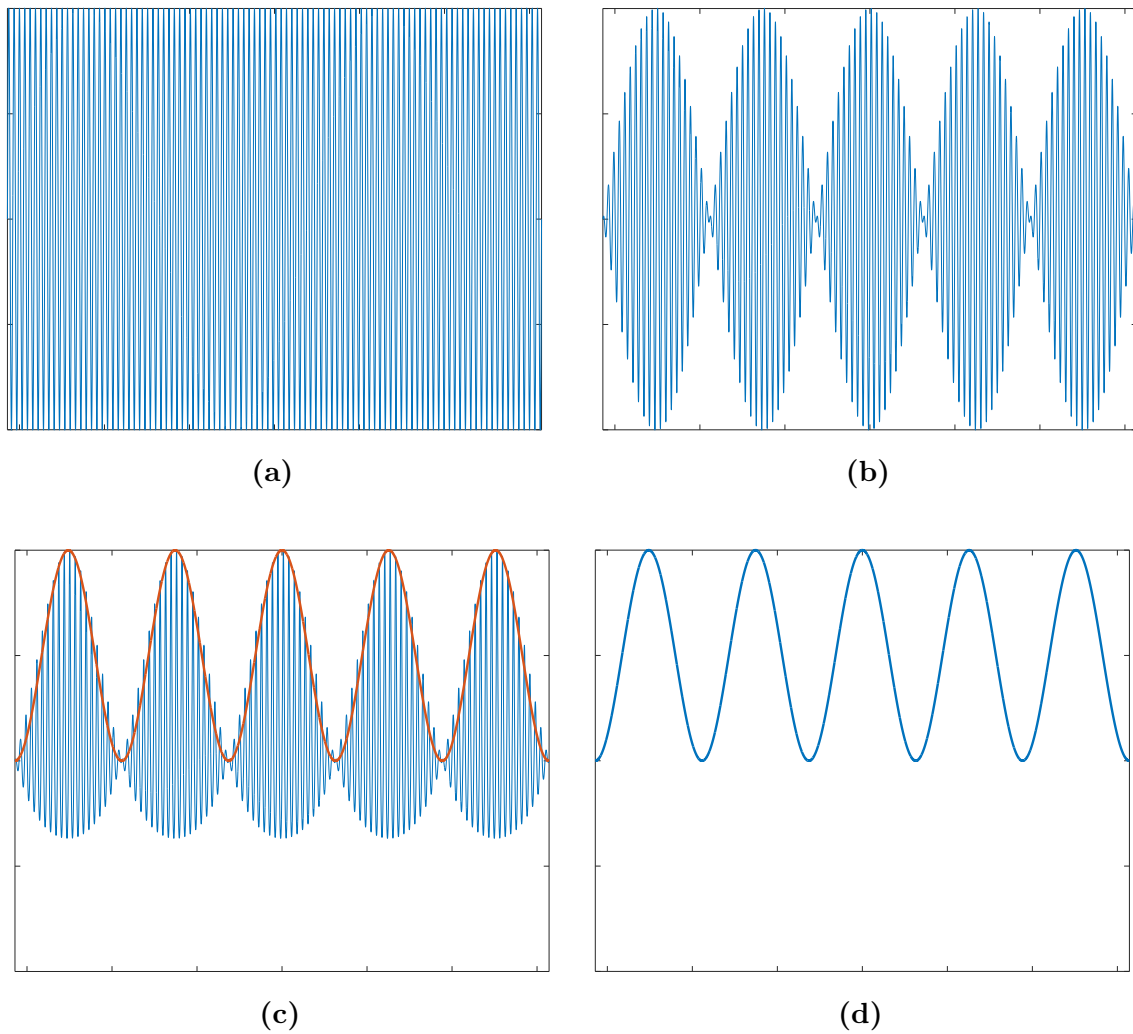
rähtelytaajuutta, mutta muutos on itse värähtelytaajuuteen verrattuna pientä ja sellaisenaan vaikea havaita. Muutoksen havaitseminen onnistuu kuitenkin vertaamalla anturioskillaattorin taajuutta muuttumattomana referenssinä toimivan toisen oskillaattorin taajuuteen.

Oskillaattorien taajuuksien vertaaminen onnistuu yhdistämällä niiden signaalit yhdeksi signaaliksi, jonka taajuus vastaa alkuperäisten signaalien taajuuksien erotusta. Tämä onnistuu hyväksikäyttämällä alkuperäisten signaalien superpositiossa havaittavaa, interferenssistä johtuvaa amplitudin huojuntaa (beat). Kahden siniaallon summalle tiedetään, että

$$\cos(\omega_1 t) + \cos(\omega_2 t) = 2 \cos\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t\right) \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t\right), \quad (101)$$

jossa signaali, jonka taajuus on alkuperäisten taajuuksien keskiarvo ( $\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$ ) moduloituu verhoikäyrällä, jonka taajuus on puolet alkuperäisten taajuuksien erotuksesta ( $\frac{\omega_1 - \omega_2}{2}$ ). Summasignaalin aaltomuoto on esitetty kuvassa 10b. Oskillaattorien taajuuksien ollessa lähes identtiset, saadaan erotustaajuus hyvin matalaksi. Erotustaajuuden muutos on kuitenkin suoraan verrannollinen anturioskillaattorin taajuuden muutokseen, jolloin sen suuruus suhteessa itse erotustaajuuteen on huomattava. Tämä mahdollistaa taajuuden muutoksen helpomman havaitsemisen.

Erotustaajuus saadaan suodatettua summasignaalista esiin ensin puolialtotasasuuntaamalla signaali, jolloin verhoikäyrästä jää jäljelle käytännössä positiivinen puoli (esitetty kuvassa 10c). Tämän signaalin taajuus on kaksinkertainen verhoikäyrään verrattuna, eli sen taajuus vastaa alkuperäisten signaalien taajuuksien erotusta. Ali-



**Kuva 10.** Suuntaa-antavat signaalimuodot BFO:n eri kohdissa. Kohdat on merkitty kirjaimin kuvassa 9: a. Yksittäisen oskillaattorin tuottama signaali; b. Kahden oskillaattorin signaalien summa, jossa näkyy amplitudin huojunta; c. Puoliaaltotasasuunnattu summasignaali; d. Alipäästösuodatettu puoliaaltotasasuunnattu summasignaali.

päästösuodattamalla tasasuunnatusta signaalista saadaan lopulta sinisignaali, joka noudattelee verhoikäyrän positiivisen puolen muotoa (kuva 10d).

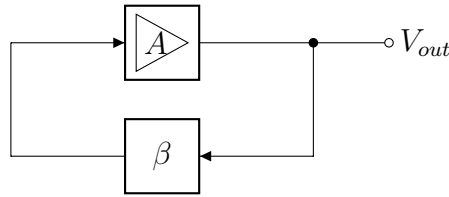
Tässä luvussa esittelen suunnittelemani BFO:n eri osiin käyttämäni piirit ja niiden toimintaperusteet. Piireistä ensimmäisenä esittelen oskillaattorit, jotka ovat laitteiston toiminnan kannalta merkittävimmissä osassa. Siksi käsittelenkin niitä huomattavasti laajemmin, kuin laitteiston muita osia. Tämän jälkeen käyn läpi summauksessa, puoliaaltotasasuuntauksessa ja alipäästösuodatuksessa käyttämäni piirit. Näiltä piireiltä odotettiin projektin prototyypissä vain, että ne toteuttavat tehtävänsä, minkä vuoksi en ole tässä tutkielmassa paneutunut niiden yksityiskohtien suunnitteluun välttämättömintä syvällisemmin. Tarkemmin valituilla komponenteilla saattaisi pystyä pienentämään esimerkiksi laitteen kokonaisvirrankulutusta.

#### 4.1.1 Oskillaattorit

Elektroniikassa oskillaattori on piiri, joka muuntaa tasajännitteisen käyttöjännitteen vaihtojännitesignaalksi epälinearisella piirillä, johon on yhdistetty vähintään kaksi muistillista komponenttia. Muistilla tarkoitetaan tässä kykyä säilyttää tietoa piirin aiemmasta tilasta esimerkiksi sähkökentän, magneettikentän tai hystereesi-ilmiön avulla. Tällaisiksi komponenteiksi luetaan esimerkiksi kondensaattorit ja kelat. [16]

Erilaisia oskillaattorityyppejä on lukuisia, joiden kaikkien yksityiskohtiin ei tämän tutkielman puitteissa ole tarvetta perehtyä. Tässä tutkielmassa riittääkin tarkastella näistä vain takaisinkytkentäoskillaattoria, jollaista prototyypissä käytettiin harmonisen signaalin aikaansaamiseksi. Tällainen oskillaattori koostuu vahvistimesta, joka on positiivisesti takaisinkytketty värähtelijän kautta, eli vahvistimen ulostulo kytketään resonanssiin välityksellä vahvistimen sisääntuloon. Takaisinkytkentäoskillaattorin lohkoakaavio on esitetty kuvassa 11.

Takaisinkytkentäoskillaattorin toimimiselle on kaksi, Barkhausenin stabiilisuuskriteerioksi tai lyhyemmin Barkhausenin kriteerioksi kutsuttua ehtoa [17]. Ehdot ovat välttämättömät, mutteivät riittäviä stabiilin oskillaation aikaansaamiseksi teoreettisessa tarkastelussa [18, 19]. Tässä tutkielmassa oskillaattorien teoriaan ei kuitenkaan perehdytä kovin syvällisesti. Lisäksi käytetty oskillaattorimalli on jo 1900-luvun alkupuolella kehitetty [20] ja hyvin toimivaksi todettu. Tällöin tämän tutkielman puitteissa riittääkin tarkastella oskillaattorin toimintaa yksinkertaistetusti, nimenomaan



**Kuva 11.** Takaisinkytkentäoskillaattorin lohkokaavio, josta nähdään oskillaattorin perustana oleva vahvistimen  $A$  positiivinen takaisinkytkentä värähtelijän  $\beta$  kautta.

Barkhausenin kriteerion pohjalta.

Kriteerion ehdoista ensimmäinen vaatii vahvistimen vahvistuksen  $A$  olevan täsmälleen yhtä suuren värähtelijässä tapahtuvan vaimennuksen  $\beta$  kanssa, jolloin koko piirin vahvistus on 1 ja värähtelyn amplitudi pysyy vakiona [17]

$$G = |A\beta| = 1. \quad (102)$$

Jos yhtälön (102) tulos olisi pienempi, värähtely vaimenisi kierros kierrokselta häviten lopulta kokonaan erottamattomaksi esimerkiksi lämpöliikkeestä johtuvasta kohinasta. Puolestaan jos tulos olisi suurempi, värähtelyn amplitudi kasvaisi kunnes vahvistimen tai käyttöjännitteen rajat pysäyttäisivät kasvun. Käytännössä tilanne, jossa  $G > 1$  kuitenkin vaaditaan, jotta värähtely saadaan käynnistymään [19]. Pienikin, esimerkiksi lämpöliikkeestä johtuva häiriö saadaan tällöin vahvistumaan kierros kierrokselta, resonanssipiirin suodattaessa siitä halutun taajuuden. Vahvistimen taajuusvasteesta ja epälineaarisuudesta johtuen  $G$  pienenee signaalin kehittyessä, kunnes Barkhausenin 1. ehto toteutuu [17].

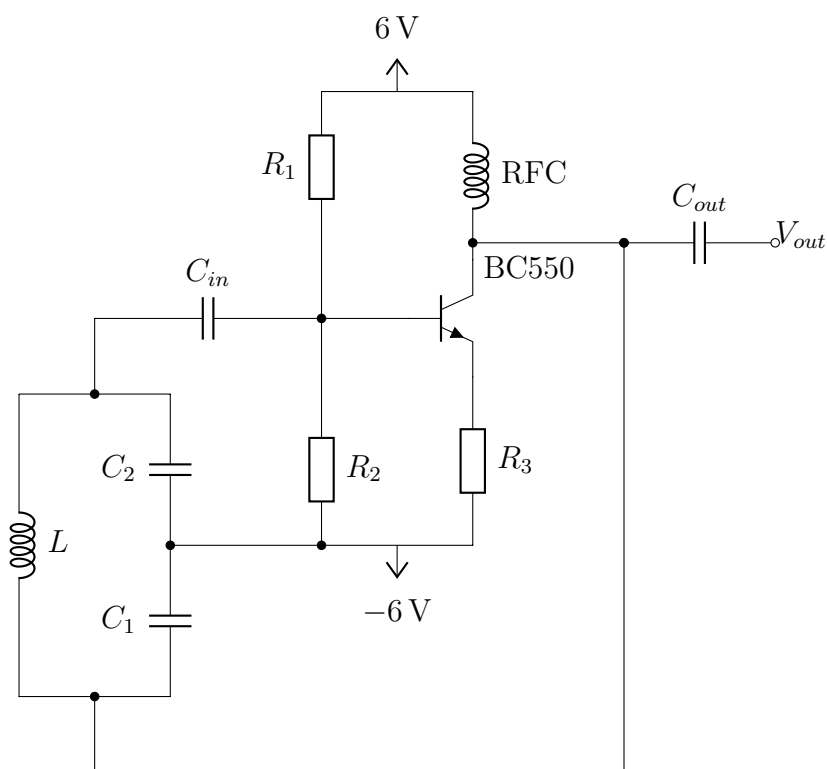
Barkhausenin kriteerion toinen ehto puolestaan vaatii, että takaisinkytkennän vaihe siirron on oltava kokonaisen jakson monikerta [17]

$$\angle A\beta = 2\pi n, \text{ jossa } n \in \{0, 1, 2, \dots\}. \quad (103)$$

Tällöin vahvistimen kannalle värähtelijän kautta syötetty signaali on vahvistuksen jälkeen samassa vaiheessa kuin alkuperäinen ulostulosignaali, jolloin takaisinkytkentää voidaan pitää positiivisena.

Tässä tutkimuksessa oskillaattorin mallina käytettiin Colpitts -oskillaattoria [20], jossa common-emitter -tyyppisen transistorivahvistimen ulostulo kollektorilta kytkettiin yhdestä kelasta ja kahdesta kondensaattorista koostuvaan resonanssipiiriin, joka





**Kuva 12.** Colpitts-oskillaattorin kytkentäkaavio

puolestaan kytkettiin ylipäästösuodattimena toimivan kondensaattorin kautta takaisin vahvistimen kannalle. Piirin kytkentäkaavio on esitetty kuvassa 12. Kytkennässä kela  $L$  ja kondensaattorit  $C_1$  ja  $C_2$  muodostavat värähtelijän vastusten  $R_1$ – $R_4$  kuulessa transistorivahvistimen biasointiin. Kondensaattori  $C_{in}$  estää tasavirran kulun vahvistimen ja värähtelijän välillä, samoin kuin kondensaattori  $C_{out}$  estää tasavirran siirtymisen transistorin biasoinnista ulostulolle. Kela RFC (Radio Frequency Choke) toimii puolestaan alipäästösuodattimena, oikosulkien jännitelähteen ja transistorin kollektorin tasavirralle, mutta toimien suurena vastuksena vaihtovirralle. Tällöin tasavirta ei aiheuta turhia häviöitä komponentissa, mutta ulostuloimpedanssi saadaan suureksi.

Common-emitter -vahvistin on invertoiva, eli sen tuottaman signaalin vaihe-ero vahvistettavaan signaaliin on  $\pi$ . Tämä seuraa siitä, että kollektorivirran  $i_c$  kasvaessa jännitehäviö kollektorilla olevan impedanssin (RFC) yli kasvaa, jolloin ulostulon jännite pienenee. Vastaavasti virran pienentyessä jännite kasvaa. Vahvistimen invertoivuus seuraa nyt kantavirran  $i_b$  ja kollektorivirran lineaarisesta suhteesta  $i_c = \beta_f i_b$ , jossa  $\beta_f$  on positiivinen kokonaisluku. Tällöin positiivisen takaisinkytkennän aikaan-

saamiseksi, eli Barkhausenin kriteerion toisen ehdon täyttämiseksi, on resonanssipiirin tuotettava vastaava puolen jakson vaiheensiirto.

Colpitts -oskillaattorissa tarvittavan vaihesiirron aikaansaa kondensaattorien  $C_1$  ja  $C_2$  yli olevat vaihesiirrot. Yksittäisen kondensaattorin yli olevan jännitteen vaihe on virtaa vaiheen  $\pi/2$  jäljessä. Koska kondensaattorien välissä on vakiojännite, tässä oskillaattorin maa, kondensaattorien läpi kulkevasta virrasta seuraa ensin  $\pi/2$  vaihesiirto jännitteessä kondensaattorin  $C_1$  ja sen perään kondensaattorin  $C_2$  yli. Yhteensä kahden kondensaattorin yli oleva vaihesiirto on siis  $\pi$ , jolloin piiri toteuttaa Barkhausenin 2. ehdon.

Värähtelijän aiheuttama vaimennus  $\beta$  saadaan selvitettyä tarkastelemalla sen impedanssia resonanssitaajuudella. Värähtelijä on käytännössä rinnankytketyistä kondensaattorista ja kelasta muodostettu resonanssipiiri, jolloin sen resonanssitaajuudeksi saadaan

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC_T}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L} \left( \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \right)}, \quad (104)$$

jossa  $C_T$  on sarjaankytkettyjen kondensaattorien  $C_1$  ja  $C_2$  kapasitanssi. Rinnankytketyn resonanssipiirin impedanssi kasvaa suureksi resonanssitaajuudella, jolloin värähtelijälle saapuvaa ja sieltä poistuvaa virtaa voidaan pitää pieninä. Tällöin kondensaattorien  $C_1$  ja  $C_2$  läpi kulkevat virrat ovat käytännössä identtiset

$$I_{C_1} = I_{C_2}, \quad (105)$$

vastaten resonanssipiirissä kiertävää virtaa. Koska värähtelijän sisääntulon jännite  $V_{in}$  on sama kuin kondensaattorin  $C_1$  yli oleva jännite  $V_{C_1}$ , ja ulostulon jännite  $V_{out}$  kondensaattorin  $C_2$  yli oleva jännite  $V_{C_2}$ , voidaan vaimennus  $\beta$  kirjoittaa muodossa

$$\beta = \frac{V_{out}}{V_{in}} = \frac{V_{C_2}}{V_{C_1}} = \frac{I_{C_2} Z_{C_2}}{I_{C_1} Z_{C_1}} = \frac{\omega C_1 j}{\omega C_2 j} = \frac{C_1}{C_2}, \quad (106)$$

eli vaimennus riippuu pelkästään värähtelijän kondensaattorien suhteesta.

### 4.1.2 Valittu taajuusalue

Oskillaattorien taajuus määräytyy pääosin värähtelijän resonanssitaajuudesta (yhtälö (104)) [17]. Kuitenkin myös vahvistimen ominaisuuksien, kuten transistorin lämpötilan ja bias-asetusten havaittiin käytännössä vaikuttavat taajuuteen. Oskillaattoria rakennettaessa biasvastukset valittiinkin siten, että oskillaattorin taajuus saatiin vastaamaan yhtälöstä (104) laskettua resonanssitaajuutta. Tällöin värähtelijässä, ja sitä kautta anturin solenoidikelassa kulkeva virta saatiin maksimoitua, jolloin kelan muodostaman magneettikentän voimakkuus maksimoitui.

BFO:ssa käytetty oskillaattorien taajuus tulee valita aina huomattavasti korkeammaksi kuin haluttu erotustaajuus. Tässä projektissa valmistetun prototyypin tapauksessa oskillaattorien taajuudeksi valittiin 350 kHz, kun erotustaajuudeksi haluttiin sadoista hertseistä muutamaa tuhatta. Valinta perustuu siihen, että pieni anturikelan induktanssin muutos aiheuttaa anturioskillaattorin taajuudessa muutoksen, joka on aina verrannollinen itse oskillaattorin taajuuteen. Yhtälöstä (104) saadaan johdettua taajuuden derivaatalle induktanssin suhteen

$$\frac{df}{dL} = -\frac{1}{2L}f, \quad (107)$$

josta nähdään oskillaattorin korkeamman taajuuden  $f$  johtavan suurempaan absoluuttiseen taajuuden muutokseen kelan induktanssin  $L$  muuttuessa. Erotussignaalisissa havaittava taajuuden muutos vastaa taas suoraan tätä anturioskillaattorin taajuuden absoluuttista muutosta, kunhan referenssioskillaattorin taajuus pysyy vakiona. Tällöin siis korkeampi oskillaattorin taajuus takaa suuremman muutoksen erotustaajuudessa anturikelan induktanssin muuttuessa.

Oskillaattorin taajuuden säätäminen onnistuu tarvittaessa sekä kelan  $L$  että kondensaattorien  $C_1$  ja  $C_2$  arvoja muuttamalla. Taajuuden kasvattaminen vaatiikin, yhtälön (104) mukaisesti, jomman kumman tai molempien pienentämistä. Kummasakin näistä vaihtoehdoista on kuitenkin haittapuolensa. Kelan tuottaman magneettikentän voimakkuus on verrannollinen sen induktanssiin (katso yhtälö (98)), jolloin induktanssin pienentäminen taajuuden kasvattamiseksi heikentää tuotettua magneettikenttää. Tämä puolestaan heikentää kentän indusoimia pyörrevirtoja, jolloin kohteen havaittavuus huononee.

Parempi vaihtoehto taajuuden kasvattamiseksi onkin pienentää kondensaattorien kapasitansseja. Kapasitanssin muutoksen vaikutukselle taajuuteen saadaan johdettua

yhtälö samoin kuin induktanssin muutokselle (107)

$$\frac{df}{dC_T} = -\frac{1}{2C_T}f, \quad (108)$$

josta nähdään kondensaattorien kapasitanssin pienentämisen paitsi kasvattavan taajuutta myös lisäävän laitteen herkkyyttä kondensaattorien arvojen muutoksille. Koska kondensaattoreiksi voidaan valita matalan toleranssin komponentit, selkein herkistymisestä seuraava ongelma on kapasitiivinen kytkeytyminen ympäristön kanssa, ja tästä seuraavat hajakapasitanssin muutokset.

Piirissä oskilloivan jännitteen korkean taajuuden vuoksi kaikkien oskillaattorin johdinten välille sekä johdinten ja ympäristön välille muodostuu hajakapasitanssia, jonka arvo muuttuu jos piirin johtimet liikkuvat toisiinsa nähden tai niiden etäisyys ympäristön kappaleisiin muuttuu. Tämän hajakapasitanssin muutos aiheuttaa laitteen vasteessa häiriösignaalia, joka helposti peittää alleen pyörrevirroista muodostuvan signaalin. Hajakapasitanssin aiheuttamilta häiriöiltä suojaamisen merkitys tässä projektissa valmistetun laitteiston toimivuuden kannalta onkin huomattavaa. Tästä johtuen esittelenkin luvussa 4.1.3 yksityiskohtaisesti tässä tutkimuksessa oskillaattorien suojaukseen käytetyt ratkaisut.

### 4.1.3 Oskillaattorien suojaus

Kuten edellisessä luvussa kerroin, oskillaattorien korkean taajuuden yhtenä varjopuolena on johtimissa oskilloivan jännitteen aiheuttama kapasitiivinen kytkeytyminen ympäristön kanssa. Syntyvän hajakapasitanssin muutokset vaikuttavat myös piirin värähtelytaajuuteen, ja pelkän käyttäjän tai potilaan käden läheisyyden havaittiin riittävän muuttamaan taajuutta enemmän kuin metalliesineiden anturin induktanssille aiheuttama muutos. Tämän vuoksi oskillaattorien osat sekä niiden sisäiset johtimet suojattiin, eli ne ympäröitiin maadoitetulla metallisuojaalla, joka muodostaa muuttumattomalla etäisyydellä olevan tasapotentialin hajakapasitanssin muodostumista varten. Suoja siis estää kapasitiivisen kytkeytymisen sen ulkopuolisten osien ja piirin välillä.

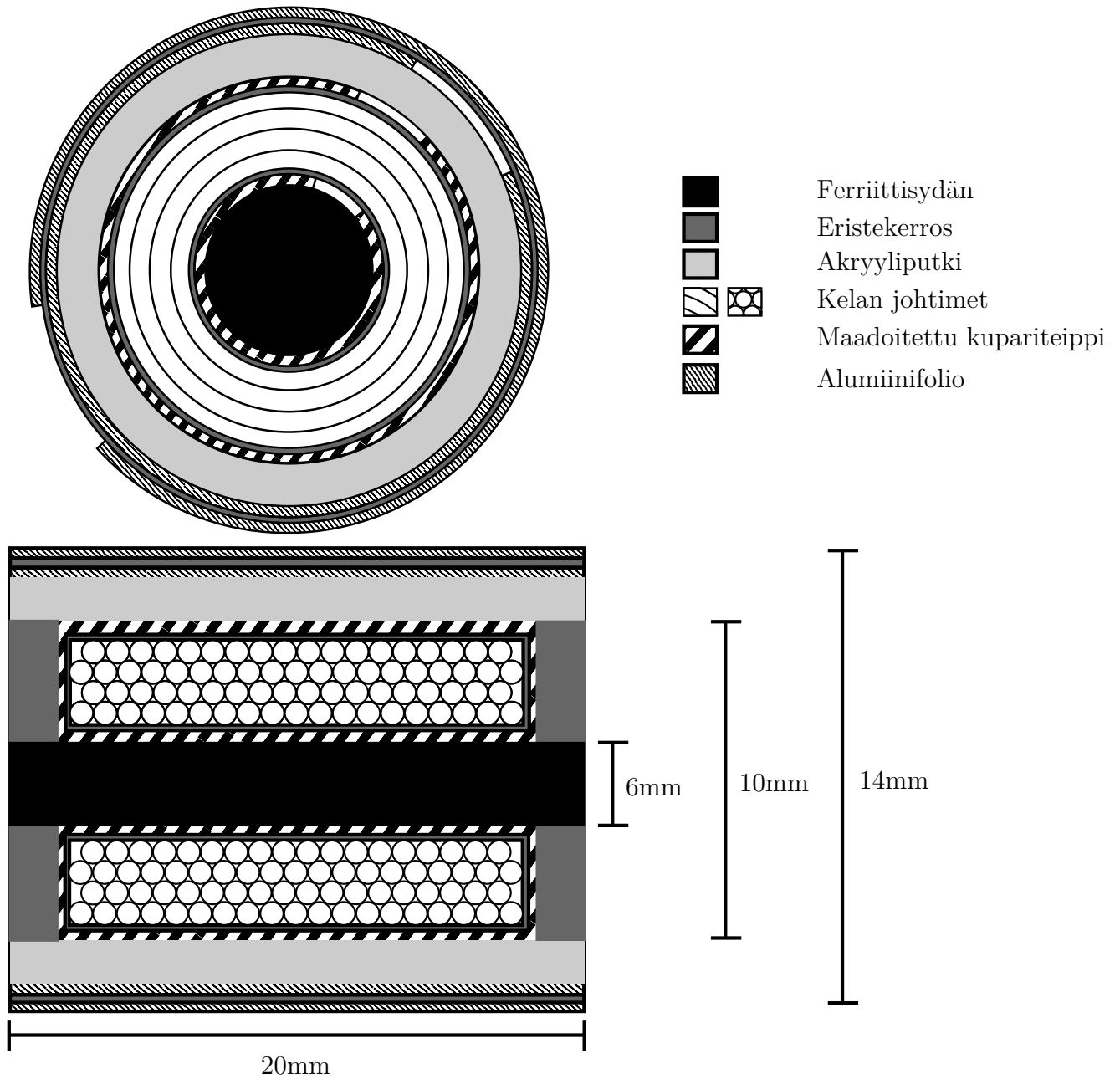
Suurin osa oskillaattorien komponenteista, olennaisimpina kondensaattorit ja transistorit, pystyttiin suojaamaan käyttämällä ne sisältävän piirilevyn ympärillä alumiinista valmistettua koteloa, joka kytkettiin laitteistoston maana käytettyyn suojamaahan. Piirilevy saatiin kiinnitettyä koteloon niin tiiviisti, ettei komponenttien

etäisyys koteloon muuttunut normaalikäytössä. Kotelo ei kuitenkaan sovellu värähtelijöiden kelojen suojaamiseen, sillä se estäisi muodostuvista pyörrevirroista johtuen myös magneettikentän läpäisyn. Kelat tulikin johtaa kauas kotelosta ja niiden suojaus toteuttaa muusta piiristä erillisenä. Kelat muuhun piiriin yhdistävät johtimet suojattiin koaksiaalikaapeleilla, joiden suojaus maadoitettiin niinkään suojamaahan.

Oskillaattorien värähtelijöissä käytettyjen solenoidikelojen suojaus puolestaan vaati suojan rakentamisen osaksi itse kelaa. Perusrakenteeltaan kelat olivat ferriittisydämiä solenoideja, joiden kierrosten lukumääräksi muodostui 144 kierrosta neljäsä kerroksessa. Nämä valmistettiin käyttäen sylinterimäisiä ferriittitankoja, joiden pituus oli 20 mm ja halkaisija 6 mm. Käytetyn kuparisen käämilangan halkaisija puolestaan oli 0,4 mm. Ferriittitangon molempiin päihin kiinnitettiin lisäksi 1–2 mm paksu päätytulppa estämään johdinten purkautumisen ja rajaamaan koko kelan ulkohalkaisijan 10 millimetriin, jotta kela mahtuisi sille tarkoitettuun akryyliputkeen. Keloille valittujen mittojen perusteena ei ollutkaan muodostuvan magneettikentän muodon ja voimakkuuden optimointi, vaan lähinnä käytössä olleiden materiaalien asettamat rajoitukset.

Kelojen maadoitettu suojaus toteutettiin sijoittamalla kupariteippiä johdinten ympärille, alkaen johdinten ja sydämen välistä, kiertäen etu- ja takapäädyistä solenoidin pinnalle ja yhdistäen päädyt pinnalla. Jotta kapasitiivinen kytketyminen ympäristöön saatiin todella estettyä, suojan tuli ympäröidä solenoidin johtimet myös sen etu-, taka- ja sisäpinnoilla. Lisäksi kupariteippisuoja ei kierretty kokonaan solenoidin akselin ympäri, vaan ohut sektori jätettiin suojaamatta, jotta solenoidin magneettikentän indusoimalle virralle ei muodostuisi väylää johtua suojan kautta akselin ympäri. Tämä virta olisi heikentänyt magneettikenttää liikaa estäen oskillaattorin toimimisen. Tehtyjen kelojen poikkileikkaukset sekä akselin suuntaisesti että sitä vastaan kohtisuoraan on esitetty kuvassa 13.

Kehitetyllä valmistusmenetelmällä saatiin aikaiseksi keloja, joiden induktanssi oli noin 460  $\mu\text{H}$ . Menetelmä ei tuottanut kuitenkaan täysin identtisiä solenoideja, vaan arvoissa on jonkin verran hajontaa. Tämän projektin puitteissa valmistusmäärät olivat kuitenkin liian vähäiset kunnolliseen tilastolliseen tarkasteluun, joten valmistusmenetelmän tuottaman solenoidin induktanssin odotusarvoa ei lähdetty selvittämään. Tärkeimmät muuttujat, joista induktanssin vaihtelu voi johtua olivat suojaus, jota ei käsin toteutettuna saatu täysin toistettavaksi, sekä ferriittisydämen ominaisuuksien



**Kuva 13.** Prototyypin oskillaattoreissa käytettyjen solenoidikelojen kaaviokuva.

mahdollinen vaihtelu. Myös käämilangan kierrosten painottumisen vaihtelu kerrosten välillä, kierrosmäärän arvioinnin virheet tai päätytulppien välisen välin pituuden muutokset saattoivat aiheuttaen pientä vaihtelua induktansseissa kierrosmäärän muuttumisen seurauksena.

Solenoidien magneettikentän kantavuutta havaittiin lisäksi pystyttävän parantamaan ja kenttää kaventamaan alumiinifoliosta solenoidin ympärille valmistetulla vaipalla. Vaippa laminoitiin eristävällä teipillä ennen sen käärimistä solenoidin ympärille, jolloin solenoidin akselin suuntaisen magneettikentän vaipan ympäri indusoimaa virtaa ei päässyt muodostumaan. Sen sijaan magneettikentän radiaalinen komponentti indusoi vaippaan pinnan suuntaisia pyörrevirtoja, joiden vaikutuksesta kyseinen komponentti heikkenee huomattavasti. Tämän vaikutusta magneettikentän muotoon ei tutkielman puitteissa selvitetty teoreettisesti, teorian muodostuessa tarpeettoman monimutkaiseksi. Havaittu kantaman paraneminen selittyy kuitenkin vaippaan muodostuvien pyörrevirtojen aiheuttamalla solenoidin kentän kääntymisellä akselin suuntaiseksi jo solenoidin etupuolella, näin kaventaen ja tiivistäen kenttää. Tällä luonnollisesti on myös vaikutus kelan induktanssiin, joskin pienehkö sellainen. Tästä aiheutuvan häiriön välttämiseksi vaipan liikuttamista käytön aikana tuleekin välttää. Vaipan sijainnin vaikutusta induktanssiin käytettiin kuitenkin prototyypissä myös hyväksi esimerkiksi anturi- ja referenssioskillaattorin taajuuden säätämiseen valmistusvaiheessa syntyneiden erojen kompensoimiseksi.

Alumiinivaipan lisäyksen myötä voi herätä kysymys, pystyisikö kelan rakennetta yksinkertaistamaan ja johtimen ympärillä olevan kupariteipin korvaamaan pelkästään ympärillä olevalla maadoitetulla vaipalla. Tutkimuksen aikana kokeilin tätä vaihtoehtoa, mutta tuloksena aikaansaadussa solenoidissa suojauksen ensisijainen tarkoitus ei toteutunut, eli hajakapasitanssista johtuva häiriö ei poistunut. Sen sijaan solenoidien induktanssi tuli herkäksi sivuttaissuuntaiselle paineelle, eli vaippana olevan kupariteipin painaminen lähemmäs johdinlankoja muutti hajakapasitanssia ja sitä kautta vastetta. Kelojen yksinkertaistaminen suojausta vähentämällä ei siis tämän tutkimuksen havaintojen pohjalta ole mahdollista uhraamatta suojauksesta saatua hajakapasitanssin vaikutuksen poistumista. Suojaus, joka kiertää solenoidin johtimet kokonaan, poistaa hajakapasitanssista aiheutuvan häiriön kokonaisuudessaan ja siten lisää huomattavasti laitteen käytettävyyttä.

#### 4.1.4 Oskillaattorien komponenttivalinnat

BFO:n toiminnan kannalta on tärkeää, että yksittäisen oskillaattorin taajuus ei muutu laitteiston käynnin aikana muuten, kuin pyörrevirtojen aiheuttaman induktanssin muutoksen johdosta. Tämän toteuttamiseksi oskillaattorien muidenkin komponenttien kuin kelan valinnalla on merkitystä. Erityisen merkittäviä ovat kelan rinnalla värähtelijässä olevien kondensaattorien kapasitanssin matala toleranssi ja hyvä lämpötilan muutosten kesto.

Tässä projektissa valmistetun prototyypin oskillaattoreihin valittiinkin toleranssin- ja vakautensa vuoksi hopea-kiille -tyypin kondensaattoreita (eng. Silver-MICA). Tarkasti halutun kapasitanssin omaavia komponentteja ei saatu hankittua, jolloin kumpikin kondensaattoreista  $C_1$  ja  $C_2$  koostettiin useamman pienemmän kondensaattorin rinnankytkentänä. Kondensaattorin  $C_1$  rinnalle kytkettiin lisäksi pieni säätökondensaattori oskillaattorien taajuuden hienosäätöä varten. Kaikki oskillaattoreihin valitut komponentit on esitetty liitteen D taulukossa D.1.

Värähtelijän kelojen ja kondensaattorien lisäksi myös vahvistimen biasoinnilla havaittiin olevan vaikutusta oskillaattorin taajuuteen. Kaikki taajuuteen vaikuttavat parametrit eivät pysyneet muuttumattomina laitteen käynnistyksen jälkeen, esimerkiksi transistorien lämpötilat kasvoivat niissä tapahtuvien tehohäviöiden seurauksena aiheuttaen oskillaattorien taajuuksien ryömintää ajan kuluessa. Tämän ongelman vähentämiseksi oskillaattorien vahvistinten suunnittelussa poistettiin yleisesti common-emitter -vahvistimissa käytetty, emitterivastuksen rinnalle kytkettävä kondensaattori, minkä seurauksena transistorin lämpenemisen ja sitä kautta ryömin-  
nän havaittiin vähenevän. Lisäksi emitterivastusta kasvattamalla saatiin transistorin läpi kulkevaa virtaa pienennettyä, jolloin ryömintä väheni sekä oskillaattorin taajuuden stabiilisuus parani. Kummallakin toimenpiteellä myös kasvatettiin vahvistimen sisääntuloimpedanssia, jolloin vahvistimen vaikutus oskillaattorin taajuuteen väheni. Tässä pidettiin kuitenkin huoli, ettei emitterivastusta valittu liian suureksi, jolloin siinä tapahtuvat häviöt olisivat estäneet oskilloinnin.

Tehdyistä toimenpiteistä huolimatta yksittäisen oskillaattorin taajuutta ei saatu täysin stabiloitua, vaan ryömintää havaittiin edelleen. Viimeisenä keinona ryömin-  
nän hallitsemiseksi molemmat oskillaattoreista suunniteltiin identtisiksi, jolloin niiden kummankin parametrien muutosten vaikutukset olivat samansuuntaisia ja suunnil-

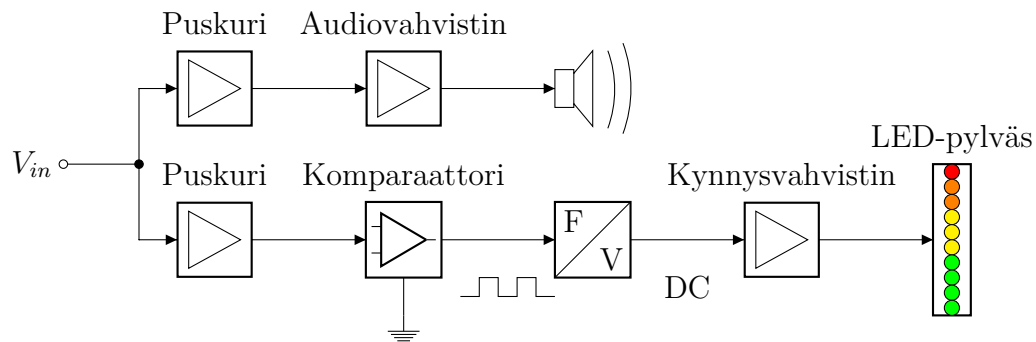


leen yhtä nopeita. Erotustaajuudessa nämä samaan suuntaan tapahtuvat muutokset kumosivat toisensa suurelta osin, eikä ryömintä ollut lopullisessa signaalissa enää niin merkittävää. Kaikkea ryömintää ei laitteesta kuitenkaan tämän tutkimuksen puitteissa saatu poistettua, jolloin oskillaattorien stabiloiminen niiden tarkemmalla suunnittelulla jää laitteen jatkokehityksen kannalta merkittäväksi tehtäväksi.

#### 4.1.5 Erotussignaalin muodostaminen

Anturi- ja referenssioskillaattorien signaalien summaus toteutettiin common-emitter-transistorivahvistimella, jonka kannalle syötettiin anturioskillaattorin signaali ja emitterille referenssioskillaattorin signaali. Molempien signaalien tasoa vaimennettiin sisääntulovastuksilla, jotta transistorin toiminta pysyisi jatkuvasti aktiivisella alueella. Kannalle syötettyä anturisignaalia jouduttiin vaimentamaan enemmän käyttämällä suurempaa vastusta, johtuen transistorin kantavirralla aiheuttamasta vahvistuksesta. Tämän jälkeen saatu summasignaali vietiin kohinaa poistavan, passiivisen alipäästösuotimen kautta operaatiovahvistimella toteutettuun puoliaaltotasasuuntaimeen, jolla myös vahvistettiin signaalia. Näiden kahden piirin kytkentäkaaviot on esitetty liitteessä D kuvassa D.2 ja niiden komponenttien arvot taulukossa D.2

Puoliaaltotasasuunnattu signaali suodatettiin Sallen-Key -topologian, 5. asteen Butterworth -alipäästösuodattimella, jonka kynnystaajuudeksi asetettiin 15 kHz. Tämän jälkeen signaalia vielä puskuroitiin ja vahvistettiin ei-invertoivalla operaatiovahvistinpiirillä. Aktiivisen 5. asteen suodattimen valinnalla varmistettiin, ettei halutun signaalin amplitudi lähde laskemaan erotustaajuuden kasvaessa. Suodattimen ja sen jälkeisen vahvistimen kytkentäkaavio on liitteessä D kuvassa D.3 ja käytetyt komponenttien arvot taulukossa D.3. Näin saatu lopullinen erotussignaali BFO:lta on melko puhdas siniaalto, jonka taajuus vastaa anturi- ja referenssioskillaattorien taajuuksien erotusta. Tämän signaalin pienimpien taajuusmuutosten havaitsemiseksi suunnitellulla signaalinkäsittelyketjulla, jonka rakenteesta ja elektronikasta kerron luvussa 4.2, pystyttiin vielä parantamaan koko laitteen havaintoherkkyyttä.



Kuva 14. Signaalinkäsittelyyn ja -havainnointiin käytetyn piirin lohkokkaavio.

## 4.2 Signaalinkäsittely ja havaintomenetelmät

Suodatetun erotussignaalin taajuustiedon välittäminen laitteen käyttäjälle toteutettiin prototyypissä, kuten lopullisessakin laitteessa tullaan toteuttamaan, käyttämättä oskiloskooppia tai muuta käytännön kannalta tarpeettoman monimutkaista, ulkoista keinoa taajuuden mittaamiseen. Tällöin taajuus tulee muuntaa signaalinkäsittelyllä muotoon, josta käyttäjä kykenee havaitsemaan sen muutoksia laitetta käyttäessään. Samalla signaalinkäsittely mahdollistaa laitteen havaintoherkkyyden parantamisen rajalle, jossa signaali häviää erinäisiin häiriöihin, kuten aiemmin käsiteltyyn ryömintään. Lisäksi signaalinkäsittelyllä saadaan myös linearisoitua magneettikentän nopeasta heikkenemisestä etäisyyden funktiona johtuvaa laitteiston vahvasti epälineaarista vastetta.

Tässä projektissa valmistetussa prototyypissä signaalin havainnoimiseen kehitettiin kaksi vaihtoehtoista, epälineaarista menetelmää. Epälinearisuuden tarkoituksena on loiventaa taajuuserossa havaittavaa, voimakasta vaimenemista kohteen etäisyyden kasvaessa, eli linearisoida käyttäjälle välittyvää vastetta verrattuna käsittelemättömään taajuusmuutokseen. Ensimmäisessä menetelmässä erotussignaalia havainnoidaan äänisignaalina, linearisoitumisen perustuessa äänen taajuuden ja ihmisen havaitseman äänenkorkeuden välillä olevaan logaritmiseen yhteyteen. Toisessa menetelmässä puolestaan erotussignaali muutettiin tasajännitteeksi, jota havainnoitiin desibeliasteikon mukaan syttyvän LED-pylvään avulla. Koko signaalinkäsittelyyn ja havainnointiin käytetyn piirin lohkokkaavio on kuvassa 14

Ensimmäisessä menetelmässä hyödynnetään ihmisen kuuloaistin taajuuden havaitsemisen logaritmisuutta syöttämällä suodatettu erotussignaali esivahvistimen kautta

kuulokeliitöntään. Ihmisen kyky erottaa taajuuden muutoksia on verrannollinen itse taajuuteen, jolloin metallikohteen ollessa kaukana anturista ja erotustaajuuden ollessa matala, pienetkin muutokset taajuudessa on kuultavissa. Kohteen lähestyessä ja taajuuden kasvaessa kuulon herkkyys taajuusmuutoksille laskee, mutta vastaavasti vahvistuvasta magneettikentästä johtuen taajuusmuutoksen nopeus kasvaa.

Tälle menetelmälle käytetyn piirin kytkentäkaavio on liitteen D kuvassa D.4 ja komponenttien arvot taulukossa D.4. Piirissä puskuroitu signaali vahvistettiin yhdellä yksinkertaisella transistorivahvistimella kuulokkeille sopivaksi. Äänen voimakkuuden säätö toteutettiin kuulokkeiden kanssa sarjaan kytketyllä logaritmisella potentiometrillä. Ratkaisu oli nopea ja yksinkertainen, tuottaen siedettävän häiriötöntä ääntä, vastaten siten prototyypin tarpeita. Tämän vuoksi ei piiriä suunniteltu tämän projektin puitteissa paremmin. Tuotteistetussa laitteessa tällainen piiri tulee kuitenkin korvata paremmin suunnitellulla.

Toisessa menetelmässä erotussignaali muutettiin tasajännitteeksi, jota havainnoitiin desibeliasteikon mukaan syttyvän LED-pylvään avulla. Tasajännitteeksi muuttamista varten erotussignaali muutettiin ensin kanttiaalloksi liitteen D kuvan D.5 mukaisella komparaattorikytkennällä, jonka komponenttien arvot ovat taulukossa D.5. Kanttiasignaali vaadittiin taajuus-jännitemuutokseen käytetylle LM331 -integroidulle piirille [21], jolle käytetty kytkentäkaavio on esitetty liitteen D kuvassa D.6. Käytetyssä muunnoksessa 10 kHz taajuusalue asetettiin vastaamaan positiivisen käyttöjännitteen ja maan välistä 6 V jännitettä. Ennen LED-pylväälle syöttämistä tasajännite kynnystettiin ja vahvistettiin liitteen D kuvan D.7 mukaisella operaatiovahvistinkytkennällä, jolla LED-pylväälle syötettävän signaalin nollapistettä ja vahvistusta pystyttiin säätämään tarvittavan herkkyyden aikaansaamiseksi. Tämän piirin komponenttien arvot on annettu samassa liitteessä taulukossa D.6.

Itse LED-pylvään kytkentäkaavio on puolestaan esitetty liitteen D kuvassa D.8 ja komponenttien arvot taulukossa D.7. Pylväs rakennettiin 20 valosta, joista jokainen syttyi vuorotellen, kun edeltäneeltä vahvistimelta saapunut jännitesignaali ylitti tietyn kynnyksen. Tämä toteutettiin hallitsemalla kutakin valoa komparaattorilla, joiden vertailujännitteet tuotettiin jännitteenjakoketjulla positiivisen ja negatiivisen käyttöjännitteen välillä. Jännitteenjakoketjun alku- ja loppupäässä olevilla trimmeripotentimetreillä säädettiin ensimmäisen ja viimeisen komparaattorin vertailujännitteitä vastaamaan edeltäneeltä vahvistimelta saadun jännitteen

minimi- ja maksimiarvoja, jotka erosivat hieman käyttöjännitteestä. Valitsemalla jännitteenjakoketjun vastukset oikein, saadaan vertailujännitteen arvo kasvamaan logaritmisesti siten, että valopylvään valot vastaavat saapuneen jännitesignaalin ja sen suurimman mahdollisen arvon suhdetta desibeliasteikolla. Valopylvään kunkin valon väri ja sitä vastaava suhdeluku on esitetty liitteen kuvassa D.9.

Signaalin havainnointiin käytetyt menetelmät valikoitiin nopean toteutuksensa perusteella, mutta logaritmisuutensa ansiosta ne myös paransivat koko laitteiston havaintoherkkyyttä verrattuna pelkän taajuuslukeman mittaamiseen. Tätä vaikutusta olen havainnollistanut mittauksin, jotka esittelen luvussa 5.1. Toteutetut menetelmät ovat kuitenkin vain kaksi mahdollista havaintomenetelmää tuoteistettua laitetta ajatellen. Lopulliseksi havainnoimismenetelmäksi on digitalisoimalla laite mahdollista saada minkäläinen menetelmä tahansa, jonka valinnassa tulisi huomioida myös käyttäjäryhmän tarpeet.

### 4.3 Laitteiston ulkomuoto

Tässä projektissa valmistettu prototyyppi rakennettiin kahdesta osasta, johtuen verolevylle tehtyjen piirien vaatimasta tilasta. Laite koostui kädessä pidettävästä anturiosasta, joka yhdistettiin kaapelilla erilliseen signaalinkäsittelyn ja hallintalaitteen sisältäneeseen ohjausyksikköön. Pienempää elektroniikkaa ja parempaa suunnittelua käyttämällä koko laite saataneen mahdutettua kädessä pidettävän anturiosan sisälle, joskin prototyyppissä tätä ei lähdetty tavoittelemaan, vaan tehtävä jätettiin jatkokehitykselle ja tuotteistukselle.

Anturiosa, jonka valokuva on esitetty kuvassa 15, sisälsi oskillaattorien, summauksen ja puoliaaltotasasuuntauksen vaatimat piirit sekä Butterworth -suodattimen ensimmäisen, passiivisen asteen. Oskillaattorien korkeasta taajuudesta johtuva kapasitiivinen häiriö saatiin minimoitua suojaamalla kokonaisuus maadoitetulla alumiinikotelolla, anturi- ja referenssikeloja lukuunottamatta. Tämän lisäksi osan ulkopuolelle johdettiin vain erotustaaajuista, matala-amplitudista signaalia suodatuksen ensimmäisestä asteesta johtuen. Signaali johdettiin anturiosalta eteenpäin samalla, suojatulla kaapelilla, jolla myös käyttöjännite johdettiin anturiosalle.

Oskillaattorien kelat johdettiin koaksiaalikaapeleilla kotelon ulkopuolelle kiinnitetyn akryylyputken vastakkaisiin päihin, riittävän etäälle alumiinikotelosta pyörrevirtojen

välttämiseksi sekä toisistaan oskillaattorien taajuuslukittumisen estämiseksi. Sopivaksi etäisyydeksi kotelon ja kelojen välillä havaittiin kokeilemalla noin 20 cm. Kelojen sijoittelulla symmetrisesti kotelon eri puolille samalle akselille, havaittiin olevan merkitystä myös laitteen asentoherkkyyden korjaamisessa. Tämän perusteella asentoherkkyyden pääteltiin johtuvan ainakin osittain ympäristön staattisista magneettikentistä. Nämä aiheuttavat ferriittisydämessä magnetoitumaa, joka heikentää hieman sydämen kykyä vahvistaa solenoidin magneettikenttää. Symmetrisesti asetelluilla anturi- ja referenssikelalla tämä muutos on yhtä suuri kummassakin kelassa, jolloin sen vaikutus oskillaattorien taajuudessa häviää taajuuksien erotuksessa.

Laitetta testattaessa todellista käyttötarkoitusta vastaavassa tilanteessa, jossa anturia liu'utetaan ihoa pitkin, havaittiin voimakasta häiriötä anturikelan päästessä kosketukseen ihon kanssa. Tämä vältettiin liimaamalla anturin eteen putken päähän hyvin ohut, noin 1 mm paksu, pyöristetty muovitulppa, joka myös helpotti anturin liu'uttamista vähentäen teräviä kulmia. Tulppa heikensi laitteen havaintoetäisyyttä paksuutensa verran, mutta saavutettu hyöty oli tähän verrattuna huomattava. Tuotteistetussa laitteessa anturin putki tai kelat voidaan suunnitella irrottamaan anturikelaa ihosta, jolloin erillisen osan liimailua ei tarvita.

Ohjausyksikköön sisällytettiin loput laitteiston vaatimat piirit: Butterworth -suodattimeen kuuluvat kaksi jälkimmäistä, aktiivista vaihetta ja vahvistus, signaalin havainnoimis-



**Kuva 15.** Anturiosa, joka koostuu anturi- ja referenssisolenoidit sisältävästä akryyliputkesta (anturilla valkoinen merkki) sekä elektroniikan sisältävästä alumiinisesta kotelosta.



**Kuva 16.** Ohjausyksikön ensimmäinen sivu, sisältäen käyttöjännitteen ja maadoituksen sisääntulot sekä virtakytkimen.



**Kuva 17.** Ohjausyksikön toinen sivu, sisältäen LED-pylvään ja kynnysvahvistimen säätöön käytetyt potentiometrit.

menetelmien vaatimat piirit sekä käyttöjännitteen tasaukseen käytetty piiri. Osan piirilevy koteloitiin muovikotelolla, jonka ulkopuolelle jätettiin laitteiston hallintaa ja signaalin havainnointia varten virtakytkin, anturilta tulevan kaapelin kiinnitys, kuulokeliitintä ja äänenvoimakkuuden säätöön käytetty potentiometri, sekä LED-valopylvään valot ja tasajännitteeksi muunnetun signaalin kynnystykseen ja vahvistukseen käytetyt potentiometrit. Näiden lisäksi käyttöjännite tuotiin laitteelle kahdella hakkurivirtalähteellä sekä kaapelilla, jolla laite kytkettiin pistorasian suojaamaan. Prototyypin ohjausyksikön kolmesta komponentteja sisältävästä sivusta otetut valokuvat on esitetty kuvissa 16, 17 ja 18.

Laitteiston DC-käyttöjännite  $\pm 6\text{ V}$  saatiin tasattua käyttämällä säädettäviä jänniteregulaattoreita LM317 ja LM337. Lisäksi oskilloivien piirin osien aiheuttamien häiriöiden välittymisen estämiseksi käyttöjännitteen johtimia pitkin, näiden väleissä käytettiin jännitteenvaihteluita tasaavia kondensaattoreita. Jänniteregulaattorien käyttöjännitteenä käytettiin  $\pm 9\text{ V}$ , joka saatiin kytkemällä hakkurivirtalähteet sar-



**Kuva 18.** Ohjausyksikön kolmas sivu, sisältäen äänisignaalin ulostulon, äänen-voimakkuuden säätöön käytetyn potentiometrin ja anturiosan johdon liitoksen.

jaan ja maadoittamalla näiden väli turvamaan. Ratkaisu ei ollut optimaalinen laitteesta poistuvista kolmesta johdosta johtuen, eikä sitä ole järkevää käyttää tuotteistusvaiheessa. Tämän projektin tarkoitukseen, eli todistamaan havaintomenetelmän toimivuus, ratkaisu kuitenkin oli riittävä. Lopullisessa tuotteessa käyttöjännite olisi järkevintä tuottaa omalla laitteeseen rakennettavalla muuntajalla ja tasasuuntauksella.

Tässä luvussa olen kuvannut valmistettuun prototyyppiin valitun toimintaperiaatteen sekä sen rakenteessa ja komponenteissa tehdyt valinnat. Laitteiston toimintakyvyn kannalta olennaisimmat osa-alueet, kuten oskillaattorien stabiloinnin, oskillaattoreissa käytettyjen solenoidikelojen rakenteen sekä signaalin havaittavuutta parantavien, epälineaaristen havainnoimismenetelmien kuvaukseen olen tekstissäni paneutunut syvällisimmin. Luvussa 1 häiriönsiedolle sekä havaintokyvyn säilymiselle asetettujen vaatimusten täytyminen riippui onnistumisesta näiden osa-alueiden suunnittelussa. Vaatimusten täyttymisen varmistamiseksi valmistetulla prototyypillä toteutettiin useita mittauksia havaintoherkkyyden ja erilaisten häiriölähteiden kartoittamiseksi. Koejärjestelyistä, mittausten tuloksista sekä niistä vedettävistä johtopäätöksistä kerron tarkemmin luvussa 5.





## 5 Laitteiston toiminnan analysointi mittauksilla

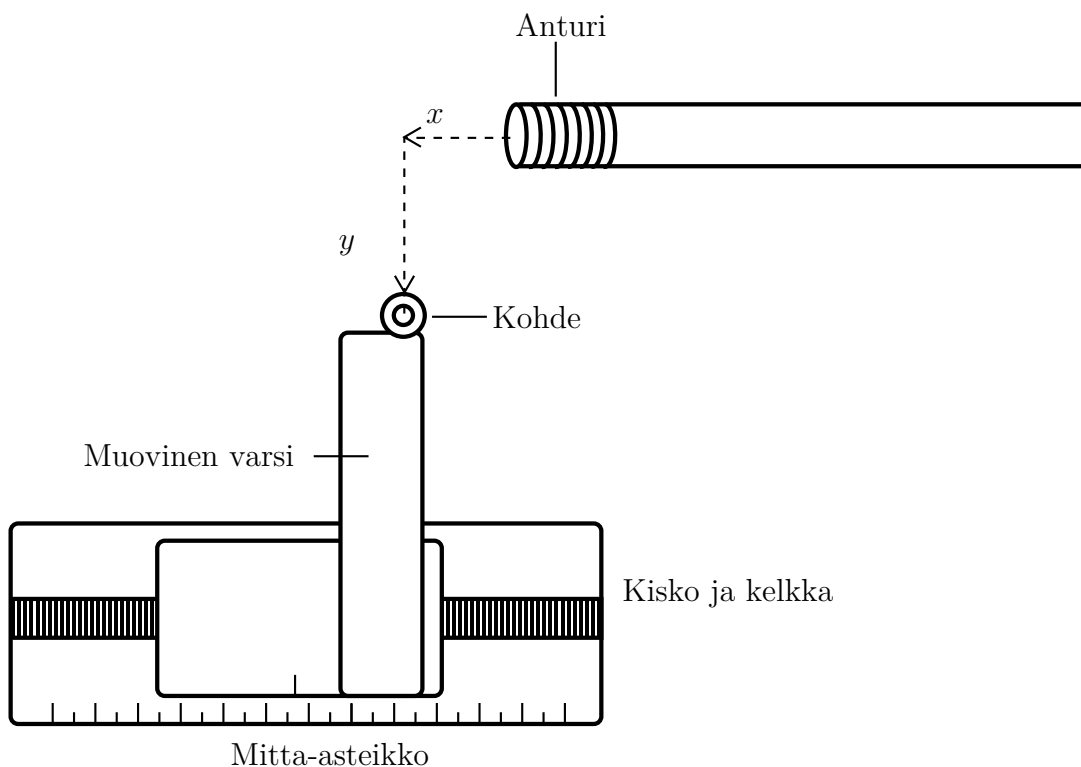
Tutkimuksen tavoitteiden täyttymisen selvittämiseksi projektin tuloksena aikaan-saadun prototyypin toimintakykyä kartoitettiin mittauksin. Mittauksilla selvitettiin niin laitteen havaintoherkkyyttä kuin jäljellä olevien häiriölähteiden vaikutusta. Laitteiston havaintoherkkyyttä selvitettiin mittaamalla kohteiden etäisyyden muutoksen vaikutusta vasteeseen koejärjestelyllä, jossa kohteiden kokoa ja orientaatiota anturiin nähden muunneltiin. Tässä käytetyn koejärjestelyn ja mittauksista saadut tulokset esittelen luvussa 5.1. Lisäksi eri häiriölähteiden aiheuttamista häiriöistä oskillaattorien taajuuden ryöminnän sekä kohteen sisältävän väliaineen muodostaman vasteen vaikutusta selvitettiin mittauksin. Näissä oskillaattorien stabiloinnin onnistumista selvitettiin mittaamalla laitteen lopullisen vasteen ryömintänopeus ajan funktiona välittömästi laitteen käynnistymisen jälkeen. Tästä saadut mittaustulokset esittelen luvussa 5.2. Luvussa 5.3 puolestaan kerron kvalitatiivisista havainnoista, jotka saatiin testattaessa laitteen havaintokykyä fysiologisen suolaliuoksen sisällä olevien kohteiden havaitsemisessa sekä kokeiltaessa laitteen kykyä havaita kohde kämmenen läpi.

### 5.1 Havaintoherkkyysmittaukset

Laitteiston havaintokykyä selvitettiin mittaamalla sen vastetta kohteena olleiden eri paksuisten K-piikkien sijainnin ja asennon funktiona käyttäen kuvan 19 mukaista mittaajärjestelyä. Tässä laitteiston anturi on kiinnitetty tukevasti alustaan ja kohdetta liikutetaan siihen nähden valitulla akselilla, joille käytetään merkintöjä  $x$  ja  $y$  kuvassa 19 esitetyllä tavalla. Näistä etäisyydellä  $x$  tarkoitetaan anturin akselin suuntaista etäisyyttä anturin kärjen ja kohteen pinnan välillä. Etäisyys  $y$  puolestaan tarkoittaa kohteen akselin sivuttaissuuntaista etäisyyttä anturin akseliin nähden. Kohteen liikuttamiseen käytettiin niin ikään tukevasti alustaan kiinnitetyllä kiskolla liikkuvaa kelkkaa, jonka mitta-asteikolta kohteen etäisyys valitulla akselilla on selvitetävissä 1 mm tarkkuudella. Kiskon ja kelkan ollessa metallisia, tuli kohde

kiinnittää kelkkaan muovisen varren välityksellä, jotta vältettäisiin tarkoitukseton, kelkkaan indusoituvien pyörrevirtojen aiheuttama vaste. Vasteen taajuus mitattiin käyttäen hyväksi oskilloskoopin taajuusmittausominaisuutta, jonka resoluutio käytetyllä taajuusalueella oli 1 Hz. Laitteen vasteen mahdollinen huojunta oli tätä vähäisempää, jolloin sitä ei taajuusmittauksella kyetty havaitsemaan.

Kohteina käytetyt K-piikit olivat ruostumattomasta teräksestä valmistettuja, 1 ja 2 mm halkaisijaltaan olevia piikkejä. Näiden aiheuttamaa vastetta mitattiin sekä piikin akselin ollessa anturin akselin kanssa samansuuntainen, eli  $x$ -akselin suuntainen (jatkossa *samansuuntainen orientaatio*) että piikin akselin ollessa anturin akselia vastaan kohtisuorassa,  $z$ -akselin suuntaisesti (jatkossa *kohtisuora orientaatio*). Vaste mitattiin lisäksi sekä  $x$ -akselin suuntaisella liikkeellä, kohteen ollessa anturin



**Kuva 19.** Laitteiston herkkyyden mittaamiseen käytetyn mittausasetelman kaaviokuva. Kohde kiinnitettiin liikuteltavaan kelkkaan, jolla pystyttiin säätämään etäisyyttä anturista yhden akselin suuntaan. Kohteen etäisyyttä anturista merkitään  $x$ :llä ja etäisyyttä anturin akselilta  $y$ :llä

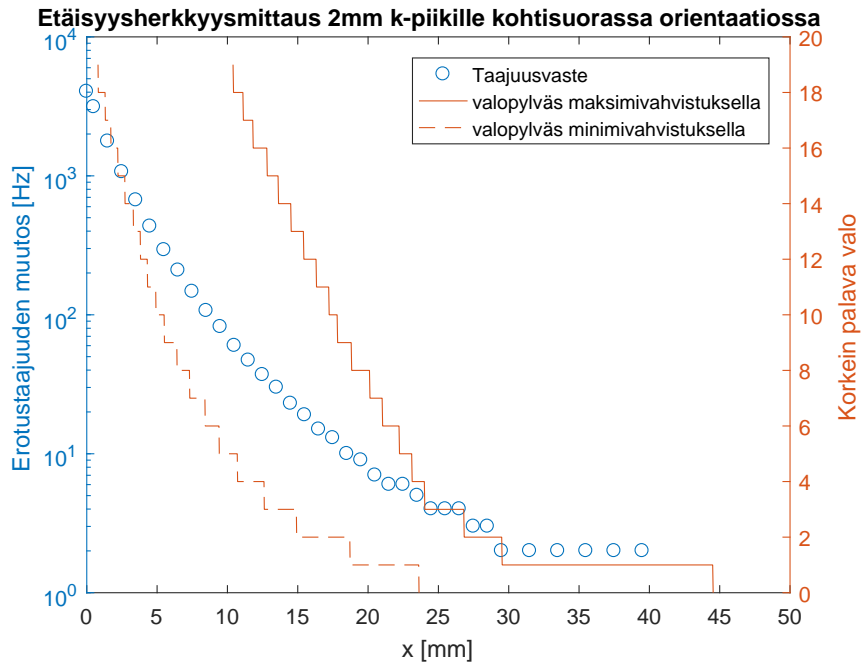
keskiakselilla ( $y = 0$ ) (jatkossa *etäisyysherkkyysmittaus*) että  $y$ -akselin suuntaisella liikkeellä, kohteen ollessa vakioetäisyydellä  $x$  anturin kärjestä (jatkossa *poikittaisherakkyysmittaus*). Kokonaisuudessaan mittauksissa käytetään siis kahdeksaa erilaista mittaussasetelmaa.

Luvussa 5.1.1 esittelen mittaustulokset suurimmalle käytetylle kohteelle, eli 2 mm K-piikille sen ollessa optimaalisessa asennossa anturiin nähden, eli kohtisuoraan orientoituneena. Esittelen tästä saadut tulokset sekä etäisyys- että poikittaisherakkyysmittauksesta havainnollistaen myös LED-valopylvään toimintaa etäisyysherakkyysmittauksen yhteydessä. Muista mittaussasetelmista saadut suorat mittaustulokset olen selkeyden vuoksi jättänyt tässä luvussa esittämättä, mutta ne ovat kaikki nähtävissä liitteessä E. Luvussa 5.1.2 vertaan eri kokoisten, kohtisuoraan orientoituneiden kohteiden etäisyys- ja poikittaisherakkyysmittauksen tuloksia kohteen koon vaikutuksen selventämiseksi. Luvussa 5.1.3 puolestaan vertaan 2 mm kohteelle saatuja tuloksia orientaation muuttuessa. Jälleen esitän tulokset sekä etäisyys- että poikittaisherakkyysmittauksesta.

### 5.1.1 Herkkyys optimaalisessa tilanteessa

K-piikkien havaitsemisen helppous ja vasteen voimakkuus riippuu sekä kohteen paksuudesta että sen orientaatiosta anturiin nähden. Luvussa 3.1.2 esitettyjen tulosten perusteella voidaan päätellä kohteen kohtisuoran orientaation tuottavan voimakkaimman mahdollisen vasteen, minkä lisäksi kohteen kokoa kasvattamalla vastetta saadaan edelleen voimakkaammaksi. Vasteen voimakkuus parantaa sen tulkittavuutta mahdollisten häiriöiden vaikutuksen jäädessä huomattavasti pienemmiksi. Tästä johtuen esittelenkin mittaustuloksista ensimmäisenä tutkimuksen mittauksissa voimakkaimman vasteen aikaansaaneen, kohtisuoraan orientoituneen 2 mm K-piikin tapauksen. Käytän tämän tuloksia vertailukohtana muiden mittausten tuloksiin kohteen koon ja orientaation vaikutuksen havainnollistamiseksi. Lisäksi havainnollistan tuloksilla LED-pylvään kykyä havaintoetäisyyden parantamiseen.

Kuvissa 20 ja 21 on esitetty 2 mm K-piikille kohtisuorassa orientaatiossa saadut mittaustulokset sekä etäisyys- että poikittaisherakkyysmittauksesta. Molemmissa esityksissä on käytetty erotustaajuuden absoluuttisen arvon sijaan sen muutosta lähtötaajuuteen verrattuna. Lähtötaajuudella tarkoitetaan tässä erotustaajuutta,

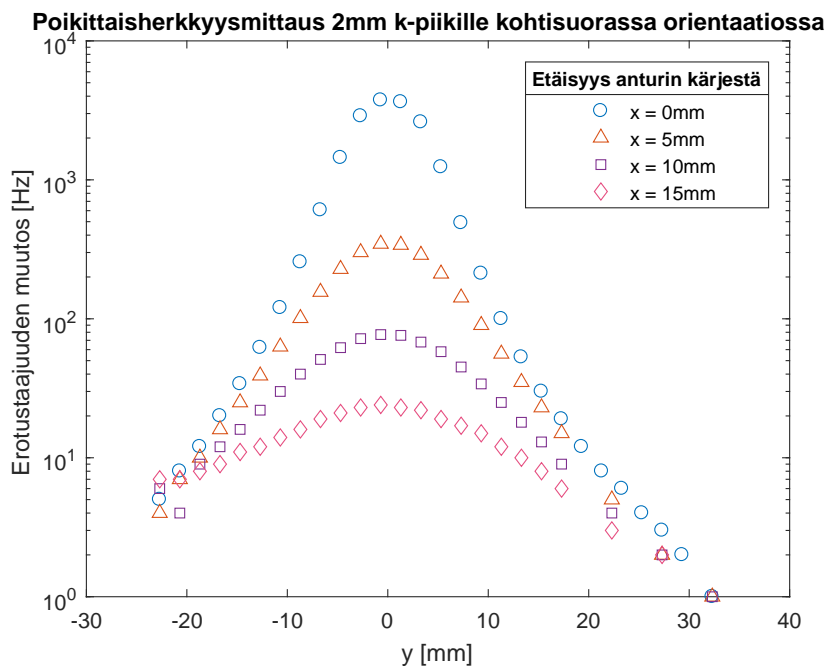


**Kuva 20.** 2 mm, kohtisuoraan orientoituneen K-piikin erotustaajuuden muutos ja LED-valopylvään vaste etäisyysherkkyysmittauksessa.

joka laitteesta saadaan kohteen ollessa kaukana anturista. Toisin sanoen erotustaajuuden nolapiste on määritelty uudelleen jokaisen mittauksen alussa, jotta tuloksista saataisiin vertailukelpoisia keskenään, ajan kuluessa tapahtuvasta lähtötaajuuden muutoksesta riippumatta.

Etäisyysherkkyysmittauksesta, kuvasta 20, nähdään erotustaajuuden muutoksen painottuvan odotetusti lähelle anturia. Parhaimmillaan, kohteen koskiessa anturia, saavutettava taajuusmuutos on jopa 4 kHz luokkaa. 10 Hz taajuusmuutos, joka on vielä helposti kuulopohjaisella havaintomenetelmällä havaittavissa alle 500 Hz lähtötaajuuteen verrattuna, saavutetaan noin 20 mm etäisyydellä anturista. Tätä kauempana anturista havaitseminen kuulopohjaisella havainnoimismenetelmällä vaikeutuu, ellei lähtötaajuutta saada laskettua säilyttäen sen stabiilisuus.

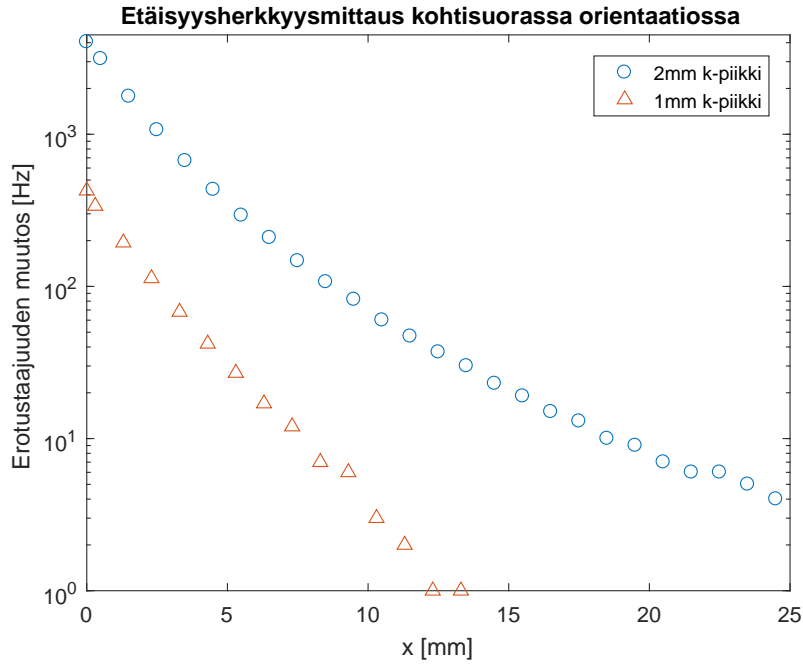
Kuvassa viivoin merkityillä kuvaajilla tarkoitetaan LED-valopylväältä saatavaa vastetta näyttäen kullakin etäisyydellä palavan korkeimman valon järjestysluvun. Valopylvään vasteet on esitetty kahdella kynnysvahvistimen vahvistuksella, minimivahvistuksen tarkoittaessa pienintä vahvistusta, jolla viimeinenkin valo syttyy mittauksen aikana. Kuvaajista nähdään, että valopylväällä on saavutettavissa vah-



**Kuva 21.** 2 mm, kohtisuoraan orientoituneen K-piikin erotustaajuuden muutos poikittaisherkeysmittauksessa.

vistusta käyttäen huomattavasti parempia havaintoetäisyyksiä, parhaimmillaan yli 30 mm. Toki matalilla taajuuksilla eli matalimpien valojen kohdalla taajuuden huojunta näkyy myös valopylvään vasteessa, jolloin havaintoetäisyyden parantaminen vaatii edelleen lähtötaajuuden stabiloimista. Pienemmillä vahvistuksilla havaintoetäisyys lyhenee hieman, mahdollistaen silti kohteen havaitsemisen noin 20 mm etäisyydeltä. Pienempi vahvistus parantaa kuitenkin vasteen stabiilisuutta häiriöiden jäädessä liian heikoiksi valopylväällä havaittavaksi.

Poikittaisherkeysmittauksesta, kuvasta 21, puolestaan nähdään taajuuseron kasvavan tasaisesti lähestyttäessä anturin keskiakselia. Tällä perusteella voidaan sanoa laitteen kykenevän paikantamaan kohtisuoraan orientoituneen kohteen hyvinkin tarkasti vasteen maksimin perusteella. Toisaalta etäisyyden  $x$  kasvaessa, maksimin ympäristössä tapahtuvat muutokset taajuuserossa pienenevät ja vaste loivenee, mikä rajoittaa paikannustarkkuutta kaukana anturista.



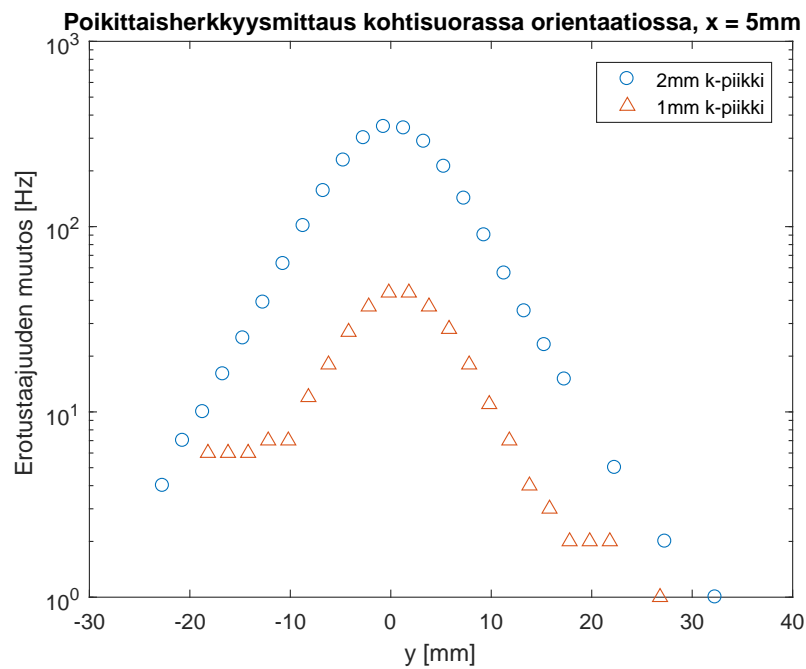
**Kuva 22.** Vertaileva kuvaaja 1 ja 2 mm K-piikkien taajuuserovasteista kohtisuoralla orientaatiolla etäisyysherkkyysmittauksessa.

### 5.1.2 Kohteen koon vaikutus havaintoherkkyyteen

Kuten luvussa 3.1.2 esitellystä teoriasta opittiin, havainnoitavan kohteen koko vaikuttaa huomattavasti siihen indusoituviin pyörrevirtoihin ja sitä kautta näiden muodostaman kentän voimakkuuteen. Tässä tutkimuksessa toteutetuissa mittauksissa käytettiin kohteissa kahden kokoisia K-piikkejä, jalkaisijoiltaan 1 ja 2 mm. Kuvissa 22 ja 23 olen esittänyt näillä kahdella kohteella kohtisuorassa orientaatiossa saadut erotustaajuudet. Kuvassa 22 vertaan erotustaajuuksia etäisyysherkkyysmittauksessa ja kuvassa 23 puolestaan poikittaisherkkyyssmittauksessa.

Kohteen säteen puolittumisen nähdään etäisyysherkkyysmittauksen perusteella pienentävän havaittavaa taajuuserovastetta noin kymmenesosaan anturin lähellä, mutta etäisyyden kasvaessa ero myös kasvaa. Vaikutus on selitettävissä suurimmaksi osaksi kohteen muodostaman magneettivuon tiheyden  $\vec{B}_e^*$  (yhtälö (37)) skaalaustekijän  $M$  (yhtälö (38)) ja vaimennustekijän  $D$  (yhtälö (39)) arvojen muutoksista säteen funktiona.

Etäisyydellä  $x$  tarkoitetaan kohteen etupinnan ja anturin kärjen välistä etäisyyttä,



**Kuva 23.** Vertaileva kuvaaja 1 ja 2 mm K-piikkien taajuuserovasteista kohtisuoralla orientaatiolla poikittaisherkkyysmittauksessa, kun etäisyys anturin kärjestä  $x = 5\text{ mm}$ . 1 mm piikin vasteessa havaittava systemaattinen virhe johtuu mittauksissa tapahtuneesta virheestä, jonka seurauksena kohteen liikuttamiseen käytetyn kelkan metalliosat päätyivät liian lähelle anturia.

eikä kohteen akselin ja anturin kärjen välistä etäisyyttä. Tämän lisäksi anturin kärjessä käytettiin ohutta tulppaa, kuten luvussa 4.3 kerrottiin. Olkoon tulpan paksuus  $x_0$ . Tällöin vaimennustekijän yhtälössä etäisyydeksi kohteen akselilta anturisolenoidin kärkeen saadaan  $\rho^* = (x + x_0)/R + 1$ , jonka perusteella vaimennustekijän yhtälöstä saadaan

$$D = \frac{1}{(x/R + x_0/R + 1)^2}. \quad (109)$$

Tekijä riippuu paitsi kohteen säteestä, myös sen etäisyydestä ja kärjen tulpan paksuudesta. Etäisyysriippuvuus selittänee mittauksissa havaitun taajuuserojen suhteen pienenemisen etäisyyden kasvaessa, sillä kun  $R_1 > R_2$ , tekijä  $x/R_1$  kasvaa hitaammin kuin  $x/R_2$ , jonka seurauksena  $D(R_1)$  pienenee hitaammin, kuin  $D(R_2)$ . Skaalaustekijä  $M$  puolestaan ei riipu etäisyydestä  $x$ .

Tarkasteltaessa vaimennustekijän muutosta anturin kärjessä  $x = 0$ , kohteen säteen muuttuessa millimetristä puoleen ja tulpan paksuuden ollessa 1 mm, saadaan vaimennustekijän suhteelliseksi muutokseksi 4/9. Tämä ei kuitenkaan riitä havaitun vasteiden suhteen muutoksen selittämiseen, jättäen noin tekijän 1/4 verran selittämättä. Osittain syy liian pieneen tulokseen voi olla paksuuden  $x_0$  määritelmässä, todellisuudessa käytetyn kelan ollessa pelkkää solenoidia monimutkaisempi, jolloin tätä etäisyyttä ei välttämättä voida määrittää pelkästään kärjen tulpan paksuudesta. Kokonaisuudessaan kohteiden vaimennustekijöiden ero ei kuitenkaan tule selittämään havaittua taajuuserovasteiden suhdetta, jolloin selityksessä tulee huomioida myös skaalaustekijän  $M$  vaikutus.

Skaalaustekijän  $M$  muutokseen vaikuttaa kohteen säteen lisäksi kohteen materiaalille ominainen magneettikentän tunkeutumissyvyys  $\delta$ . Yhtälöstä (51) nähdään niin kohteen materiaalin sähkönjohtavuudella  $\sigma$  ja permeabiliteetilla  $\mu$  kuin käytetyn magneettikentän taajuudella  $f$  olevan vaikutusta tunkeutumissyvyyteen. Kaikkia näitä tekijöitä ei toteutettujen mittausten tapauksessa tunnettu, mutta skaalaustekijän kuvaaja säteen ja tunkeutumissyvyyden suhteen funktiona esitettiin luvussa 3.1.3 kuvassa 4. Kuvaajan perusteella voidaan päätellä jäljellä olevan, mittausten havaintojen välisen 1/4 (noin  $-12$  dB) suhteen selittyvän ainoastaan suurella tunkeutumissyvyydellä kohteiden säteisiin verrattuna. Edelleen tästä voidaan päätellä projektin prototyypissä käytetyn taajuuden olleen liian matala käytettyjen kohteiden tehokkaaseen havaitsemiseen. Tämä voidaan todeta myös tarvittavan taajuuden suuruusluokkaa arvioivasta yhtälöstä (56). Tästä voidaan päätellä 2 mm kohteel-



le riittävän taajuuden olevan noin 225 kHz, mutta 1 mm kohteelle vaadittavan yli 900 kHz taajuutta, joka on miltei kolminkertainen nykyisessä prototyypissä käytettyyn. Laitteen jatkokehityksessä tulee huomioida paremmin kohteiden materiaalin ominaisuudet ja tavoitekohteiden koko optimaalisen taajuusalueen valitsemiseksi.

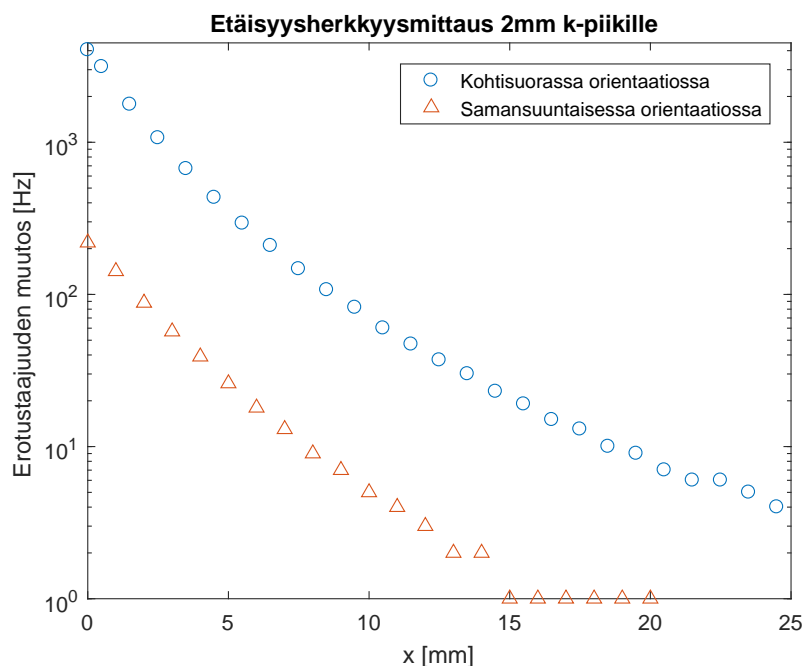
Poikittaisherkkyyssmittauksen tuloksista, kuvassa 23, puolestaan nähdään vasteen muodon pysyvän kohteen koon muuttuessa hyvin pitkälti samanlaisena. Vasteessa on ainoastaan nähtävissä etäisyisherkkyyssmittauksessakin havaittu heikkeneminen säteen puolittuessa, joskin etäisyydellä  $y$  ei näyttäisi olevan vaikutusta vasteiden suhteeseen.

Poikittaisherkkyyssmittauksissa 1 mm kohteelle tapahtuneesta kohteen kiinnitystavan virheestä johtuen negatiivisilla  $y$ :n arvoilla nähdään vasteen heikkenemisen pysähtyvän etäisyyden keskiakselista edelleen kasvaessa. Tämän lisäksi mittaustulosten huippu näyttää siirtyneen hieman positiivisen etäisyyden  $y$  arvojen suuntaan. Näiden havaintojen aiheuttajana on mittauksessa tapahtunut systemaattinen virhe. Kohteen kiinnittämiseen käytetty muovivarsi oli kiinnitetty väärään paikkaan kelkassa aiheuttaen kelkan päätyminen liian lähelle anturia. Kelkkaan tilanteessa indusoituneet pyörrevirrat aiheuttivat havaitunlaisen häiriön.

### 5.1.3 Kohteen asennon vaikutus havaintoherkkyyteen

Kohteen koon lisäksi myös sen asennolla anturiin nähden on huomattava vaikutus aikaansaatuun vasteeseen. Luvussa 3.1.2 esittelin niin magneettikentän suuntaiseen kuin sitä vastaan kohtisuoraan, äärettömän pitkään sylinteriin homogeenisessä magneettikentässä indusoituvien pyörrevirtojen muodostamien magneettikenttien yhtälöt. Näistä pääteltiin, etteivät magneettikentän suuntaiseen, äärettömän pitkään sylinteriin indusoituvat pyörrevirrat vaikuta sylinterin ulkopuoliseen magneettikenttään.

Tässä tutkimuksessa toteutetuista mittaasetelmistä kohtisuorassa orientaatioissa oleva K-piikki vastaa pitkälti äärettömän pitkää sylinteriä poikittain ulkoiseen magneettikenttään nähden, samansuuntaisen orientaation vastatessa lähestulkoon magneettikentän suuntaista sylinteriä. Kuitenkin samansuuntaisessa orientaatioissa tehdyissä mittauksissa K-piikki ei ole ääretön, vaan sillä on kärki tietyllä etäisyydellä  $x$  anturista. Tähän kärkeen muodostuu pyörrevirtoja, jotka vaikuttavat myös piikin ulkopuolella olevaan kenttään siten, että muutos voidaan havaita anturilla. Lisäksi

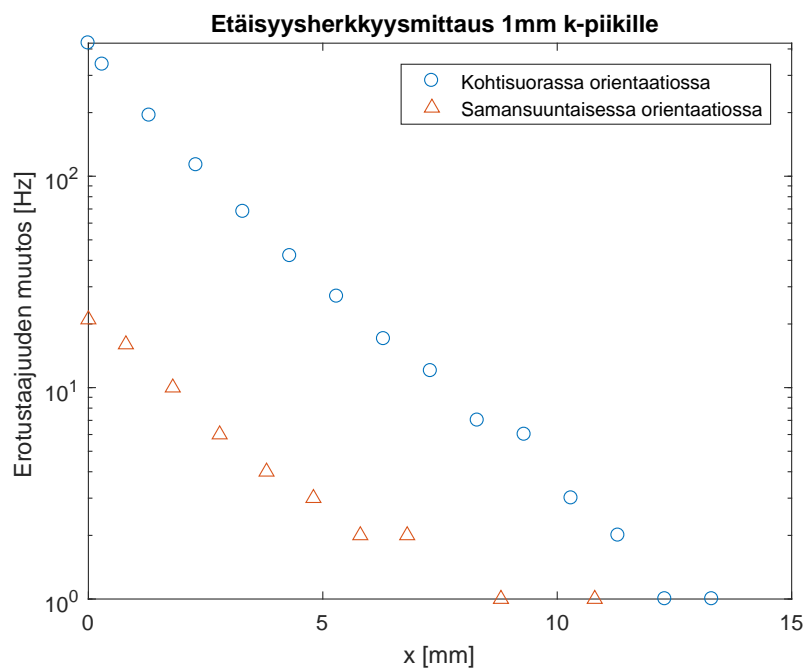


**Kuva 24.** Vertaileva kuvaaja 2 mm K-piikkin taajuuserovasteista kohtisuoralla ja samansuuntaisella orientaatiolla etäisyysherkkyysmittauksessa.

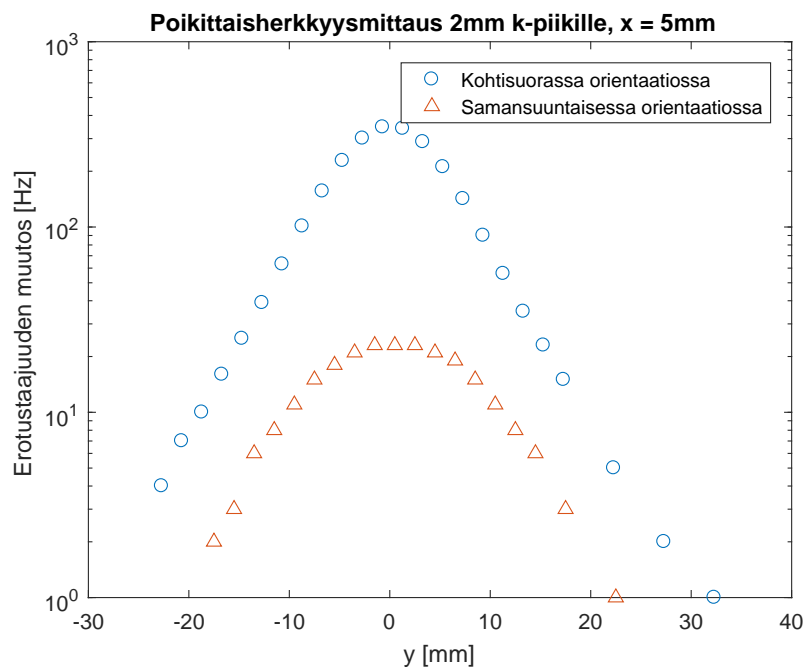
anturisolenoidin tuottamaa magneettikenttää ei etäisyyden funktiona tapahtuvan voimakkaan vaimenemisen johdosta voi mitenkään pitää anturin akselin suuntaan homogeenisena. Tällöin samansuuntaisesti orientoituneeseen K-piikkiin indusoituvien pyörrevirtojen muodostaman magneettikentän ei voi olettaa häviävän kohteen ulkopuolella. Näiden pyörrevirtojen teoreettista tarkastelua ei kuitenkaan tämän tutkielman puitteissa toteutettu.

Kuvissa 24 ja 26 olen esittänyt 2 mm K-piikin mitatut taajuuserovasteet kohtisuoralla ja samansuuntaisella orientaatiolla. Kuvan 24 tulokset on saatu etäisyysherkkyysmittauksella, kun taas kuvassa 26 on esitetty tulokset poikittaisherkkyysmittauksesta. Näiden lisäksi kuvassa 25 olen esittänyt 1 mm K-piikille etäisyysherkkyysmittausten tuloksista saadun vastaavan vertaavan kuvaajan.

Etäisyysherkkyysmittauksen tuloksista voidaan nähdä orientaation vaihtamisen kohtisuorasta samansuuntaiseen heikentävän saatavaa taajuuserovastetta 2 mm K-piikille noin suhteessa  $1/20$ . Lähes vastaava suhdeluku saadaan myös vertaamalla 1 mm K-piikille saatuja tuloksia. Tätä suhdelukua ei tässä pystytä perustelemaan ilman piikin kärkeen syntyvien pyörrevirtojen teoriaa. Tuloksista huomataan kui-



**Kuva 25.** Vertaileva kuvaaja 1 mm K-piikkin taajuuserovasteista kohtisuoralla ja samansuuntaisella orientaatiolla etäisyysherkkyysmittauksessa.



**Kuva 26.** Vertaileva kuvaaja 2 mm K-piikkin taajuuserovasteista kohtisuoralla ja samansuuntaisella orientaatiolla poikittaisherkkyysmittauksessa, kun etäisyys anturin kärjestä  $x = 5$  mm.

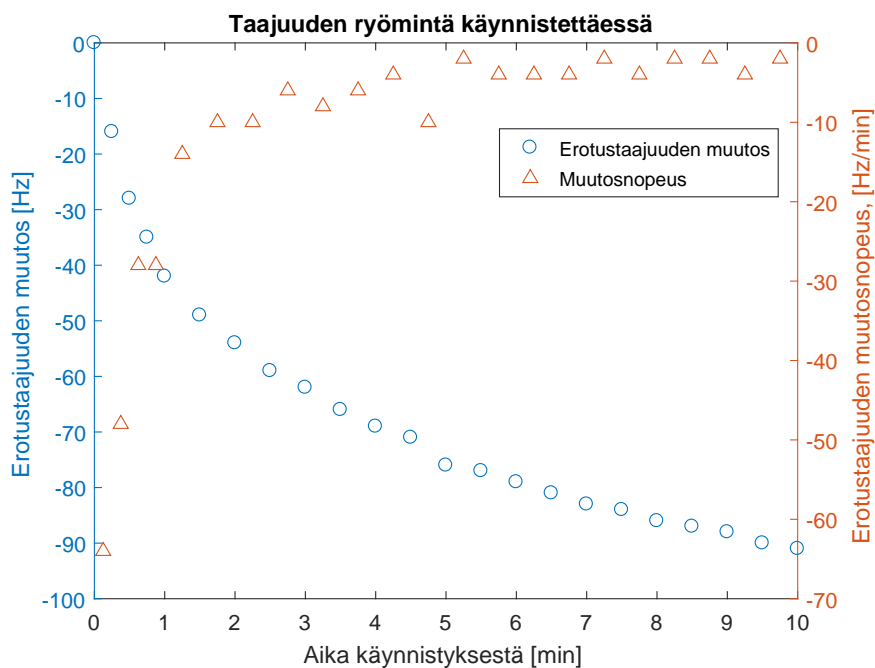
tenkin epäedullisen orientaation vaikuttavan odotetusti huomattavan heikentävästi kohteen havaittavuuteen.

Poikittaisherkkyyksmittauksen tuloksista voidaan puolestaan nähdä aiemmin todetun vasteen vaimenemisen lisäksi myös vasteen muodon muuttuvan orientaation vaihtuessa. Samansuuntaisessa orientaatiossa saatu vaste näyttää noudattavan muodoltaan kohtisuorasta orientaatiosta saatua vastetta kaukana anturin akselista. Esimerkin mittauksissa 2 mm K-piikille samansuuntaisen orientaation antama taajuusero on noin  $1/5$  kohtisuoran orientaation vastaavasta. Lähestyttäessä keskiakselia vaste kuitenkin tasoittuu, eikä samansuuntaisessa orientaatiossa saavuteta vasteessa samanlaista terävää huippua kuin kohtisuorassa orientaatiossa.

Etäisyys keskiakselista, jolla tasoittuminen havaitaan, vastaa likipitäen anturin sädetä. Tästä voidaan päätellä anturin keskiakselin ympärillä olevan noin anturisolenoidin säteen  $a$  kokoisen alueen, jossa solenoidin luomaa magneettikentää voidaan arvioida homogeenisena säteittäisen liikkeen suhteen. Samansuuntaisessa orientaatiossa olevan kohteen ollessa tämän säteen sisällä, ei kärkeen kohdistuva magneettivuon tiheys juuri muutu kohteen liikkua akselin suhteen. Tällöin myöskään kohteeseen syntyvissä pyörrevirroissa, ja sitä kautta vasteessa ei havaita muutoksia. Puolestaan kohtisuorassa orientaatiossa olevan kohteen liikkua kohti akselia se osuus kohteesta, joka on säteen  $a$  sisäpuolella kasvaa jatkuvasti, saavuttaen maksiminsa kun  $y = 0$ . Tämän seurauksen kohtisuoralla orientaatiolla saavutetaan havaitun kaltainen vasteen huippu, kun taas samansuuntaisella orientaatiolla huippu tasoittuu.

## 5.2 Erotustaaajuuden ryömintä

Mittausten tarkkuutta, ja etenkin pienten erotustaaajuuden muutosten havaitsemista vaikeutti erotustaaajuuden ryömintä ajan kuluessa. Tätä ei saatu kokonaan poistettua projektissa valmistetusta prototyypistä luvussa 4.1.4 kuvatuista toimenpiteistä huolimatta. Pienikin taajuuden ryömintä vaikeuttaa havaintoja etenkin valopylvästä suurimmalla vahvistuksella käytettäessä. Tämä johtuu käytetystä desibeliasteikosta, jolloin ensimmäisten valojen syttymisen välinen taajuuden muutos on noin hertsin luokkaa. Ryöminän syiden selvittämiseksi mitattiin häiritsemättömän laitteiston taajuuseroa kymmenen minuutin ajan laitteen käynnistämisen jälkeen, jolloin ryömintä oli voimakkaimmillaan. Tämän mittauksen tulokset on esitetty kuvassa 27.



**Kuva 27.** Laitteiston käynnistämisen yhteydessä mitattu erotustaajuuden ryömintä ja sen muutosnopeus ajan suhteen. Nollapisteenä on erotustaajuuden arvo laitteen käynnistyessä.

Mittauksen alussa ryömintä on huomattavan voimakasta, mutta ajan kuluessa tasaantuu muutamaan hertsiin minuutissa. Vaikuttaisikin, että ryöminnän aiheuttava prosessi hakeutuu jonkinlaiseen tasapainoon, jolloin ensimmäinen epäily syystä on jonkin tai joidenkin komponenttien lämpötilan muuttumisen aiheuttama oskillaattorien taajuuden muutos. Jäähdyttämällä yksittäisiä komponentteja kylmäspraylla, havaittiin erityisesti oskillaattoreissa käytettyjen transistorien ja toisaalta anturi- ja referenssikelojen lämpötilan vaikuttavan oskillaattorien taajuuteen.

Lämpötilasta aiheutuvan ryöminnän ratkaisemiseksi, prototyypin oskillaattorit pyrittiin rakentamaan mahdollisimman identtisiksi, jolloin erotustaajuudessa havaittavan ryöminnän tulisi hävitä yksittäisten oskillaattorien ryöminnän ollessa yhtä suurta ja samansuuntaista. Kuten mittauksen tuloksista nähdään, toimenpide ei kuitenkaan ollut täysin riittävä kaiken ryöminnän kumoamiseksi. Laitetta käytettäessä ryöminnän vaikutusta pyrittiinkin lisäksi minimoimaan antamalla laitteen komponenttien lämpötilan tasautua ennen mittausten aloittamista. Yli kymmenen minuutin lämmitysaika

voi kuitenkin olla kohtuuton ajatellen käyttötarkoitusta, jossa laitetta saatetaan tarvita vain lyhyen ajan K-piikin pään löytämiseksi potilaasta. Jatkokehityksessä oskillaattorien komponenttivalintoihin tulee perehtyä tarkemmin oskillaattorien saamiseksi edelleen lähemmäs identtisiksi. Lisäksi erityisesti transistorien lämpötilan tasaaminen lämpönielulla voi olla kokeilemisen arvoista ongelman vähentämiseksi.

### 5.3 Kudoksen aiheuttama häiriövaste

Laitteen kapasitiivisen häiriön poistavan suojauksen toimivuutta ja laitteen kykyä havaita kohteita potilaan kudoksen sisältä testattiin kvalitatiivisesti käyttäen kahta koejärjestelyä. Ensimmäisessä järjestelyssä käytettiin muoviseen säiliöön valmistettua, gelatiinilla hyydytettyä fysiologista suolaliuosta, jonka sisään työnnettiin K-piikkejä vaihtelevissa asennoissa eri etäisyyksille säiliön pinnasta laitteella etsittäväksi. Toisessa koejärjestelyssä kokeiltiin laitteen kykyä paikantaa K-piikki kämmenen läpi. Koejärjestelyillä pyrittiin simuloimaan laitteen toimintaa todellisessa käyttötarkoituksessaan, sekä kartoittamaan tällaisessa tilanteessa mahdollisesti havaittavia häiriöitä.

Kummankin koejärjestelyn tapauksessa huomattiin anturisolenoidiin valmistetun suojauksen poistavan kudoksen aiheuttaman kapasitiivisen häiriön laitteen havaintokyvyn puitteissa kokonaan. Käytetty suojausmenetelmä oli kokeilluista menetelmistä ainoa, jolla tähän tulokseen päädyttiin, joten sitä voidaankin pitää, monimutkaisuudesta huolimatta, välttämättömänä laitteen riittävän hyvälle toiminnalle.

Fysiologiseen suola-gelatiiniliuokseen havaittiin indusoituvan anturin kentän vaikutuksesta vähäisiä, laitteen vasteessa näkyviä pyörrevirtoja. Näistä aiheutunut häiriövaste ei vaihdellut voimakkaasta kapasitiivisen häiriön tapaan, vaan muutos anturin ja liuksen välisessä etäisyydessä muutti häiriösignaalia vain vähän. Tällöin häiriön huomioiminen onnistui säätämällä tasajännitteeseen perustuvan havainnoimismenetelmän kynnysvahvistimen kynnystys uudelleen laitteen ollessa kiinni liuksen sisältäneen säiliön pinnassa.

Vaikutukseltaan suurin häiriösignaalin lähde koejärjestelyissä oli kuitenkin väliaineen ja anturin lämpötilaerosta johtuva anturikelan lämpötilan muutoksen aiheuttama induktanssin muutos. Häiriö havaittiin sekä jääkaappikylmää suola-gelatiiniliuosta että huoneenlämpötilaa hieman lämpimämpää kättä käytettäessä väliaineena. Anturin

lämpötilan muutoksen havaittiin aiheuttavan erotustaajuudessa nopeaa ryömintää, jonka vaikutuksesta kohteen paikantaminen vaikeutui selvästi. Suola-gelatiiniliuoksella ongelma oli merkittävämpi suuremmasta lämpötilaerosta johtuen, mutta laitteen käyttötarkoituksen mukaisessa käytössä näin kylmää kohdetta ei ole tarkoitus tulla vastaan.

Lämpötilan muutos anturin (lämpötila noin 20 °C) koskiessa pintaan (lämpötila noin 35 °C) ei ole riittävä aiheuttamaan merkittävää muutosta anturisolenoidilla käytetyn kuparilangan johtavuudessa. Havaitun induktanssin muutokseen mahdollisesti parempi selitys onkin solenoidilla käytetyn ferriittisydämen permeabiliteetin muuttuminen lämpötilan funktiona. Tätä ei kuitenkaan tämän tutkielman puitteissa selvitetty. Jatkotutkimuksessa tuleekin selvittää, olisiko solenoidien sydämen materiaalia mahdollista vaihtaa lämpötilan suhteen stabiilimpaan. Toinen keino häiriön hallitsemiseksi olisi mitata anturisolenoidin lämpötilaa mittauksen aikana ja korjata vastetta tämän tiedon perusteella reaaliaikaisesti. Tämän vaihtoehdon toteuttaminen edellyttää laitteiston digitalisoimisen sekä tarkat mittaukset laitteella korjausten kalibroimiseksi.





## 6 Päätelmät ja kehityskohteet

Tässä tutkielmassa olen esitellyt ortopediseen käyttöön tarkoitetusta, käsikäyttöisestä metallinpaljastimesta suunnittelemani ja valmistamani Proof-of-Concept-prototyypin. Laitteen rakenteen ja elektroniikan olen kuvannut perusteellisesti painottaen osa-alueita, joiden merkitys lopputuloksen kannalta on huomattavin. Prototyypin toimintaedellytyksistä olen käsitellyt teoreettisesti erityisesti laitteen anturina käytetyn solenoidikelan geometrian vaikutusta muodostetun magneettikentän muotoon ja voimakkuuteen, sekä pyörrevirtojen indusoitumista kohteeseen ja niiden havaitsemista anturin kelan induktanssin muutoksen perusteella. Olen myös esitellyt laitteen toimintakyvyn varmistamiseksi toteutettujen mittausten tulokset, joista olen päättellyt teoriaan pohjaten laitteen merkittävimmät jatkekehityskohteet.

Tutkielman tavoitteena oli kehittää aikaisemmin valmistettua prototyyppiä [1] erityisesti käytettävyyden ja häiriönsiedon osalta, vähintään säilyttäen aikaisemman prototyypin havaintoherkkyyden. Käytettävyydessä merkittävimpiä kehityskohtia olivat käytön vaatimien säätöjen yksinkertaistaminen sekä laitteen riippuvuuden vähentäminen ulkoisesta signaaligeneraattorista ja mittareista. Aikaisemman prototyypin häiriöisyyden mahdollisia syitä puolestaan olivat korkealla taajuudella toimivien värähtelypiirien suojaamattomuus sekä tarve kahden värähtelypiirin resonanssitaajuuksien ja niitä pumppaavan sinisignaalin taajuuden tarkalle yhteensovittamiselle.

Yksinkertaisimpana tapana tavoitteiden saavuttamiseksi päädyin vaihtamaan laitteiston havaintomenetelmää helpommin hallittavaan beat frequency oscillator -piiriin perustuvaksi. Tällöin ulkoisen signaaligeneraattorin tarve saatiin eliminoitua ja kolmen piirin värähtelytaajuuksien yhteensovittamisen sijaan tarvittiin vain kahden oskillaattorin taajuuksien synkronointia. Valmistamalla oskillaattorit identtisiksi ja riittävän vakaiksi, ei niiden taajuutta ollut tarvetta päästä enää säätämään käytön aikana herkkyden maksimoimiseksi.

Häiriönsiedon kannalta merkittävin parannus valmistetussa prototyypissä on laitteiston korkeataajuisien osien, erityisesti anturina käytetyn kelan suojaaminen kapasitii-

viselta kytkeytymiseltä ympäristön kanssa. Kapasitiivinen kytkeytymistä aiheutti kaikki polarisoituva tai sähköä johtava materiaali korkeataajuisista signaalia kuljettavien johdinten tai komponenttien läheisyydessä. Materiaalin etäisyyden muutos johtimiin nähden puolestaan aiheutti häiriövasteen joka oli usein huomattavasti pyörrevirtojen muodostamaa vastetta voimakkaampi. Kapasitiivinen kytkeytyminen saatiin eliminoitua koteloimalla häiriöalttiit virtapiirit maadoitetulla metallikotelolla ja johtimet koaksiaalikaapelilla, sekä valmistamalla anturi- ja referenssisolenoidit sisältämään erityisen maadoitetun suojauksen, joka ei merkittävästi heikentänyt solenoidin muodostavaa magneettikenttää. Lisäksi ulkoisesta, staattisesta magneettikentästä johtuva laitteen asentoherkkyys saatiin kumottua anturi- ja referenssisolenoidien asettelulla.

Häiriölähteiden vähenemisen seurauksena prototyypin havaintoherkkyttä pystyttiin kasvattamaan signaalinkäsittelyn ja epälineaaristen havainnoimismenetelmien avulla. Erityisesti taajuus-tasajännite -muunnokseen perustuvaa havainnoimismenetelmää käytettäessä signaalin vahvistuksella ja desibeliasteikolla toimivalla LED-valopylväällä saavutettu suurin havaintoetäisyys pystyttiin noin kaksinkertaistamaan aikaisempaan prototyyppiin verrattuna. Kohtisuorassa orientaatiossa olevan 2 mm K-piikille aiemmin saavutettu hieman yli 10 mm havaintoetäisyys [1] saatiin nostettua runsaaseen kahteenkymmeneen millimetriin (katso kuva 20). Lisäksi häiriöisyyden vähentymisen, sekä anturin ympärille käärityn alumiinifoliovaipan magneettikentän kiilaa kaventavan vaikutuksen johdosta kohteen paikannettavuus vasteen huipparvon perusteella parani hieman. Myös epäedullisessa orientaatiossa olevan tai pienikokoisemman kohteen havaitsemiskyky parani aikaisempaan prototyyppiin verrattuna, joskin näissä tapauksissa myös uuden prototyypin vaste on heikko vaatien jatkokehitykseltä suurempaa vahvistusta ja edelleen stabiilimpaa toimintaa.

Laitteen lopullisen käytettävyyden kannalta erityisen tärkeää on käytön yksinkertaisuus. Tässä tutkielmassa esitetyn prototyypin suunnittelussa tämä pyrittiin tiedostamaan kaikissa vaiheissa, jolloin lopullisessa laitteessa käyttäjän säädettäväksi jäi vain kolme potentiometriä. Näistä yhdellä säädettiin kuuloon perustuvan havainnoimismenetelmän äänenvoimakkuutta ja jäljelle jäävillä kahdella hallittiin tasajännitteeseen perustuvan havainnoimismenetelmän kynnysvahvistinta, toisella kynnystystä ja toisella vahvistusta. Aiempaan prototyyppiin verrattuna säädettävien vahvistinten määrä puolitettiin, minkä lisäksi itse havaintopiirin säätöihin ei

tarvinnut enää koskea maksimaalisen herkkyyden saavuttamiseksi. Nyt toteutuksessa prototyypissä ei kuitenkaan vielä lähdetty toteuttamaan säätövahvistuksen vahvistimen muuttamista kytkimellä toimivaksi, jolloin vahvistuksella olisi vain muutama ennalta asetettu vaihtoehto. Tämä vaatisi optimaalisten vahvistuksen arvojen ja vaihtoehtojen määrän selvittämistä tutkimalla laitteen käyttöä sen lopullisessa käyttökohteessa.

Vähentyneiden häiriölähteiden ja parantuneen herkkyyden seurauksena prototyypin toimintaa kartoittavissa mittauksissa löydettiin kuitenkin joitain uusia ongelmakohtia, joiden vaikutus on aiemmin jäänyt häiriöiden peittoon. Yksi tällainen havaittiin verrattaessa eri kokoisten, kohtisuorassa orientaatiossa olevien kohteiden vasteiden suhdetta teoriaan luvussa 5.1.2. Pienemmän kohteen heikompi vaste selittyy magneettikenttää vastaan kohtisuorassa olevan sylinteriin indusoituvien pyörrevirtojen muodostaman magneettikentän teorialla, jonka muuttujina ovat niin sylinterin säteen ja tarkkailuetaisyyden kuin säteen ja magneettikentän tunkeutumissyvyyden välinen suhde. Mittauksin havaitusta vasteen heikkenemisestä vain murto-osa saatiin kuitenkin selitettyä säteen muutoksesta tarkkailuetaisyyteen nähden. Tästä voidaan päätellä tunkeutumissyvyyden olevan tarpeettoman suuri, ainakin ohuemman kohteen säteeseen nähden, jolloin laitteessa käytetty 350 kHz taajuus vaikuttaisi olevan turhan matala tällaisten kohteiden tehokkaaseen havaitsemiseen. Luvussa 3.1.3 johdetusta kaavasta (56) saadun suuruusluokka-arvion perusteella 1 mm halkaisijaltaan olevien kohteiden havaitsemiseen tarvittaisiin vähintään 900 kHz taajuutta. Jos käytettyjen kohteiden johtavuus tai permeabiliteetti poikkeaa kaavaa varten käytetyistä arvioista, vaadittava taajuus saattaa olla jopa tätä korkeampi. Jatkokehityksessä laitteella käytetyn taajuuden valinnassa tulisi huomioda paremmin luvussa 3.1.3 yhtälössä (55) esitelty rajoite optimaalisen tuloksen saavuttamiseksi. Taajuuden nostaminen saattaa tosin aiheuttaa uusia ongelmia, jotka tulee huomioda suunnittelussa. Rajoitteen huomioiminen vaatii käytettyjen kohteiden materiaalin sähköisten ja magneettisten ominaisuuksien tuntemista, jotka eivät olleet tässä tutkimuksessa tiedossa, eikä niitä projektin puitteissa lähdetty selvittämään.

Toinen laitteessa havaittu ongelmakohta on käytettyjen oskillaattorien taajuuden ryömintä ajan funktiona. Tämän vaikutus erotustaajuuteen pyrittiin poistamaan jo tässä tutkimuksessa suunnittelemalla oskillaattorit identtisiksi, joskaan tässä ei täysin onnistuttu. Ryömintää havaittiin mittauksissa etenkin juuri laitteen käynnistyksen

jälkeen, jonka jälkeen se vaimeni ajan kuluessa. Tästä voidaan päätellä ryöminän todennäköisimpänä syynä olevan joidenkin oskillaattorien komponenttien, erityisesti transistorien ja kelojen lämpenemisestä johtuva ominaisuuksien muuttuminen.

Erityinen ongelma tästä seuraa, kun huoneenlämpöinen anturi asetetaan kiinni potilaan lämpimämpään ihoon. Tästä aiheutuvaksi havaittu kiihtyvä ryömintä haittaa pidemmän päälle laitteen käyttöä. Ongelman todennäköinen syy on kelan ferriittisydämen permeabiliteetin muuttuminen lämpötilan funktiona, sillä lämpötilaero on pieni kuparilangan johtavuuden muuttamiseen. Ratkaisuvaihtoehtoina ferriittisydämen materiaalia voi vaihtaa, tai anturia eristää potilaasta siirtyvältä lämmöltä. Eristekerrokset tosin heikentävät anturin havaintokykyä siirtäessään kelaa kauemmas kohteesta. Vaihtoehtoisesti ongelmaa voidaan pyrkiä korjaamaan lämpötilan mittauksella ja signaaliin käsittelyssä tehtävillä korjauksilla, jolloin laitteen elektroniikan digitalisointi tulee välttämättömäksi. Tämän ongelman syyn etsiminen ja toimivan ratkaisun kehittäminen on jatkokehitykselle merkittävä tehtävä.

Tässä tutkielmassa esittelemäni prototyyppi todistaa käytettyjen menetelmien käytökelpoisuuden niin kohteen havaitsemisessa kuin vasteen havainnoimisessa täyttäen suurelta osin prototyypiltä vaaditut tavoitteet. Prototyyppi on tarkoitukseensa käyttökelpoinen laite, mutta lopulliseksi tuotteeksi siitä ei vielä ole. Ensisijaisina jatkokehityskohde ovat yllä esittelemieni ongelmien korjaamiset: käytettävä taajuuden suunnittelu kohteiden ominaisuuksien perusteella sekä erityisesti anturilla käytetyn solenoidin induktanssin lämpötilariippuvuuden lähteen selvittäminen ja poistaminen. Elektroniikan tarkempi suunnittelu etenkin oskillaattoreissa sekä niiden transistorien lämpötilan tasaaminen ryöminän vähentämiseksi on myös laitteen toimintavarmuuden ja vakauden kannalta tärkeää. Toinen prototyypin kehityskohde on sen koon pienentäminen nykyisestä kahden yksikön mallista mahdollisesti vain yhteen, käsi-käyttöiseen laitteeseen. Tämä onnistunee paremmalla elektroniikan suunnittelulla sekä signaalinkäsittelyn digitalisoinnilla, jolla saataneen yksinkertaistettua ja automatisoitua laitteen säätöjä sekä toteutettua mahdollinen automaattinen signaalin korjaaminen lämpötilaryöminän välttämiseksi.

## Lähteet

- [1] J. T. Yliharju. *Loppuraportti: Pyörrevirtasensorin kehittäminen*. Erikoistyön loppuraportti, Jyväskylän yliopisto. 2017.
- [2] T. Hurme. ”Kasvuikäisten raajamurtumat”. *Duodecim* 131 (5 2015), s. 457–463.
- [3] I. S. Grant ja W. R. Phillips. *Electromagnetism*. 2. painos. John Wiley & Sons, 1990.
- [4] J. R. Nagel. ”Induced Eddy Currents in Simple Conductive Geometries”. *IEEE Antennas & Propagation Magazine* 60 (1 2018), s. 81–88.
- [5] C. C. Biddle. ”Theory of Eddy Currents for Nondestructive Testing”. Pro gradu -tutkielma. University of South Florida, 1976.
- [6] J.-M. Lourtioz et al. *Photonic Crystals: Towards Nanoscale Photonic Devices*. 2. painos. Springer Science & Business, 2008.
- [7] D. R. Lide ja ed. *CRC Handbook of Chemistry and Physics, Internet Version 2005*. taulukko: Electrical Resistivity of Pure Metals. Boca Raton, FL: CRC Press, 2005. URL: <http://www.hbcpnetbase.com>.
- [8] M. R. Spiegel, S. Lipschutz ja J. Liu. *Shaum's outlines - Mathematical Handbook of Formulas and Tables*. 3. painos. Mc Graw Hill, 2009.
- [9] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. 1. painos. John Wiley & Sons, 1962.
- [10] G. Trebbin. *Off Axis Magnetic Field of a Circular Current Loop*. 11. huhtikuuta 2012. URL: <https://www.grant-trebbin.com/2012/04/off-axis-magnetic-field-of-circular.html> (viitattu 13.09.2018).
- [11] J. C. Simpson et al. *Simple Analytic Expressions for the Magnetic Field of a Circular Current Loop*. Tekninen raportti NASA/TM-2013-217919. NASA Kennedy Space Center, helmikuu 2001.
- [12] E. E. Callaghan ja S. H. Maslen. *The Magnetic Field of a Finite Solenoid*. Tekninen raportti NASA TN D-465. Cleveland, Ohio: NASA, Lewis Research Center, lokakuu 1960.

- [13] M. Abramowitz ja I. A. Stegun. *Handbook of Mathematical Functions With Formulas, Graphs and Mathematical Tables*. 10. painos. United States Department of Commerce, National Bureau of Standards, 1972.
- [14] M. S. Sharawi ja M. I. Sharawi. ”Design and Implementation of a Low Cost VLF Metal Detector With Metal-Type Discrimination Capabilities”. Teoksessa: *2007 IEEE International Conference on Signal Processing and Communications*. 2007, s. 480–483.
- [15] C. Bruschini. ”A Multidisciplinary Analysis of Frequency Domain Metal Detectors for Humanitarian Demining”. Väitöskirja. Vrije Universiteit Brussel, 2002.
- [16] E. Lindberg, K. Murali ja A. Tamasevicius. ”The Colpitts Oscillator Family”. Teoksessa: *Nonlinear Dynamics of Electronic Systems*. International Symposium: Topical Problems of Nonlinear Wave Physics, Nishny Novgorod, heinäkuu 2008, s. 47–48.
- [17] G. Gonzalez. *Foundations of Oscillator Circuit Design*. 1. painos. Artech House, 2006.
- [18] E. Lindberg. ”The Barkhausen Criterion (Observation ?)”. Teoksessa: *18th IEEE Workshop on Nonlinear Dynamics of Electronic Systems (NDES2010)*. 2010, s. 15–18.
- [19] V. Singh. ”Discussion on Barkhausen and Nyquist stability criteria”. *Analog Integrated Circuits and Signal Processing* 62 (3 2010), s. 327–332.
- [20] E. H. Colpitts. *Oscillation Generator*. Yhdysvaltain patentti. 1927.
- [21] *LMx31x Precision Voltage-to-Frequency Converters*. komponentin tekniset tiedot. Texas Instruments. Kesäkuu 1999.
- [22] I. S. Gradshteyn ja I. M. Ryzhik. *Tables of Integrals, Series, and Products*. Academic Press, 1965.

## Liitteet





## A Pyörrevirtojen muodostama magneettikenttä eri-koistapauksissa

### A.1 Magneettikentän suuntaisen sylinterin pyörrevirtojen muodostama kenttä

Pyörrevirtojen muodostumista kuvaava differentiaaliyhtälö saatiin johdettua työn teorisuudessa luvussa 3.1.1 muotoon

$$\vec{\nabla}^2 \vec{B}_e + k^2 \vec{B}_e = -k^2 \vec{B}_i. \quad 23$$

Magneettikentän suuntaisen,  $R$ -säteisen, pitkän sylinterin tapauksessa,  $z$ -akselin suuntaisessa homogeenisessa kentässä ( $\vec{B}_i = B_0 \hat{e}_z$ ), yhtälön 23 nojalla voidaan olettaa indusoituvan kentän olevan myös vain  $z$ -akselin suuntainen ( $\vec{B}_e = B_e \hat{e}_z$ ). Symmetriasta, ja tiedosta, että sylinteri on pitkä, voidaan lisäksi päätellä magneettivuon tiheyden muutoksen olevan vain säteen suuntaista. Tällöin differentiaaliyhtälö 23 yksinkertaistuu muotoon

$$\rho^2 \frac{\partial^2 B_e}{\partial \rho^2} + \rho \frac{\partial B_e}{\partial \rho} + k^2 \rho^2 B_e = -k^2 \rho^2 B_0. \quad (\text{A.1})$$

Sylinterin ulkopuolella ( $\rho \geq R$ ), jossa johtavuuden  $\sigma$  oletetaan olevan häviävä, myös kerroin  $k$  on nolla. Yhtälö (A.1) yksinkertaistuu tässä tapauksessa edelleen toisen asteen lineaarisen differentiaaliyhtälön muotoon

$$\rho^2 \frac{\partial^2 B_e}{\partial \rho^2} + \rho \frac{\partial B_e}{\partial \rho} = 0, \quad (\text{A.2})$$

jonka ratkaisuksi saadaan helposti

$$B_e = D_1 \ln \rho + D_2. \quad (\text{A.3})$$

Reunaehtona voidaan pitää, että indusoituvan kentän tulee hävitä äärettömän kaukana sylinteristä. Tämän seurauksena voidaan päätellä  $D_2 = D_1 = 0$ .

Sylinterin sisäpuolella  $k$  ei häviä, jolloin tulee ratkaista yhtälö (A.1). Yhtälö on epähomogeeninen toisen asteen lineaarinen differentiaaliyhtälö, jolloin sen ratkaisu saadaan vastaavan homogeenisen differentiaaliyhtälön yleisen ratkaisun ja yhden epähomogeenisen yhtälön ratkaisun superpositiona. Yhtälöstä nähdään, että  $B_e = B_0$  on yksi ratkaisu. Homogeeninen yhtälö

$$\rho^2 \frac{\partial^2 B_e}{\partial \rho^2} + \rho \frac{\partial B_e}{\partial \rho} + k^2 \rho^2 B_e = 0 \quad (\text{A.4})$$

puolestaan on Besselin differentiaaliyhtälö [8, luku 27], jonka yleisenä ratkaisuna saadaan

$$B_e = C_1 J_0(k\rho) + C_2 Y_0(k\rho), \quad (\text{A.5})$$

jossa  $J_0$  on ensimmäisen ja  $Y_0$  toisen lajin Besselin funktio nollatta kertalukua. Tällöin epähomogeenisen differentiaaliyhtälön (A.1) saadaan

$$B_e = C_1 J_0(k\rho) + C_2 Y_0(k\rho) - B_0 \quad (\text{A.6})$$

Tälle ensimmäisenä reunaehtona vaaditaan kentän jatkuvuus kun  $\rho = 0$ , josta seuraa, että  $C_2 = 0$ , johtuen toisen lajin Besselin funktion divergoitumisesta. Lisäksi vaatimuksella, että kenttä on jatkuva sylinterin rajapinnalla, eli  $B_e(\rho = R) = 0$ , saadaan määritettyä

$$C_1 = \frac{B_0}{J_0(kR)}. \quad (\text{A.7})$$

Tällöin pyörrevirtojen aiheuttamalle magneettivuon tiheydelle sylinterin sisä- ja ulkopuolella saadaan kirjoitettua ratkaisut

$$\vec{B}_e(\rho) = B_0 \left[ \frac{J_0(k\rho)}{J_0(kR)} - 1 \right] \hat{e}_z, \quad \text{kun } (\rho \leq R) \text{ ja} \quad 25$$

$$\vec{B}_e(\rho) = 0, \quad \text{kun } (\rho \geq R). \quad 26$$

## A.2 Magneettikenttää vastaan kohtisuoran sylinterin pyörrevirtojen muodostama kenttä

Magneettikenttää vastaan kohtisuoralle sylinterille Nagel sai johdettua ratkaisun kokonaismagneettikentän  $\vec{B}$  vektoripotentialille  $\vec{A}$ . Vektoripotentialille pyörrevirtoja hallinnoivaksi differentiaaliyhtälöksi saadaan johdettua lähes samoin, kuin magneettivuon tiheydelle [4]

$$\nabla^2 \vec{A} + k^2 \vec{A} = 0. \quad (\text{A.8})$$

Valitsemalla koordinaatisto siten, että  $R$ -säteinen sylinteri on jälleen  $z$ -akselin suuntainen, mutta magneettikenttä  $x$ -akselin suuntainen siten, että  $\vec{B}_i = B_0 \hat{e}_x$ , nähdään vektoripotentialin

$$\vec{A}_i = B_0 \rho \sin \phi \hat{e}_z \quad (\text{A.9})$$

toteuttavan vektoripotentialin määritelmän 27. Lisäksi nähdään, että tällöin kokonaisvektoripotentialilla  $\vec{A}$  on vain  $z$ -akselin suuntainen komponentti  $\vec{A} = A(\rho, \phi) \hat{e}_z$ , joka ei symmetrian vuoksi riipu muuttujasta  $z$ . Tällöin yhtälö (A.8) yksinkertaistuu muotoon

$$\rho^2 \frac{\partial^2 A}{\partial \rho^2} + \rho \frac{\partial A}{\partial \rho} + k^2 \rho^2 A = -\frac{\partial^2 A}{\partial \phi^2}, \quad (\text{A.10})$$

jonka ratkaisut sylinterin sisä- ja ulkopuolella saadaan muuttujien separoinnilla.

Oletetaan vektoripotentialin  $A(\rho, \phi)$  koostuvan radiaalisesta funktiosta  $P(\rho)$  ja kulmasta riippuvasta funktiosta  $\Phi(\phi)$  siten, että

$$A = P(\rho)\Phi(\phi). \quad (\text{A.11})$$

Tällöin yhtälöstä (A.10) saadaan

$$\rho^2 \frac{P''(\rho)}{P(\rho)} + \rho \frac{P'(\rho)}{P(\rho)} + (k^2 \rho^2) = -\frac{\Phi''(\phi)}{\Phi(\phi)}, \quad (\text{A.12})$$

jossa merkintä  $f'$  tarkoittaa funktion ensimmäistä ja  $f''$  sen toista derivaattaa muuttujansa suhteen. Koska yhtälön vasen puoli riippuu vain radiaalisesta etäisyydestä  $\rho$  ja oikea puoli vain kulmasta  $\phi$ , tulee näiden molempien vastata samaa vakiota, olkoon  $\lambda^2$ . Tällöin kahden muuttujan differentiaaliyhtälö saadaan jaettua kahdeksi yhden muuttujan differentiaaliyhtälöksi

$$\rho^2 P''(\rho) + \rho P'(\rho) + (k^2 \rho^2 - \lambda^2) P(\rho) = 0 \text{ ja} \quad (\text{A.13})$$

$$\Phi''(\phi) + \lambda^2 \Phi(\phi) = 0. \quad (\text{A.14})$$

Sylinterin sisäpuolella, jossa  $k$  ei häviä, yhtälö (A.13) on jälleen Besselin differentiaaliyhtälö [8, luku 27], jonka ratkaisuna saadaan

$$P(\rho) = D_1 J_\lambda(k\rho) + D_2 Y_\lambda(k\rho). \quad (\text{A.15})$$

Puolestaan sylinterin ulkopuolella, jossa  $k$  häviää johtavuuden  $\sigma$  häviävyyden seurauksena, yhtälö (A.13) yksinkertaistuu tavalliseksi toisen asteen lineaariseksi differentiaaliyhtälöksi

$$\rho^2 P''(\rho) + \rho P'(\rho) - \lambda^2 P(\rho) = 0, \quad (\text{A.16})$$

jonka ratkaisuksi saadaan

$$P(\rho) = \tilde{D}_3 \cosh(\lambda \ln \rho) + j\tilde{D}_4 \sinh(\lambda \ln \rho). \quad (\text{A.17})$$

Käyttämällä hyperbolisten sinin ja kosinin määritelmiä [8, yhtälöt 14.1 ja 14.2]

$$\sinh(x) = \frac{1}{2}(e^x - e^{-x}) \text{ ja} \quad (\text{A.18})$$

$$\cosh(x) = \frac{1}{2}(e^x + e^{-x}), \quad (\text{A.19})$$

ja kirjoittamalla

$$D_3 = \frac{1}{2}\tilde{D}_3 + \frac{1}{2}j\tilde{D}_4 \text{ ja} \quad (\text{A.20})$$

$$D_4 = \frac{1}{2}\tilde{D}_3 - \frac{1}{2}j\tilde{D}_4, \quad (\text{A.21})$$

saadaan ratkaisu (A.17) muotoon

$$P(\rho) = D_3\rho^\lambda + D_4\rho^{-\lambda}. \quad (\text{A.22})$$

Yhtälö (A.14) taas on tavallinen toisen asteen lineaarinen differentiaaliyhtälö, joka ei riipu väliaineen johtavuudesta, eikä siten eroa sylinterin sisä- tai ulkopuolella. Tämän ratkaisuksi saadaan

$$\Phi(\phi) = C_1 \cos(\lambda\phi) + C_2 \sin(\lambda\phi). \quad (\text{A.23})$$

Lopullinen ratkaisu differentiaaliyhtälölle (A.10) saadaan yhdistämällä yhtälöt (A.15) ja (A.23) sylinterin sisäpuolelle sekä (A.22) ja (A.23) sylinterin ulkopuolelle, jolloin tulokseksi saadaan

$$A(\rho, \phi) = (C_1 \cos(\lambda\phi) + C_2 \sin(\lambda\phi)) (D_1 J_\lambda(k\rho) + D_2 Y_\lambda(k\rho)), \quad \text{kun } (\rho \leq R) \text{ ja} \quad (\text{A.24})$$

$$A(\rho, \phi) = (C_1 \cos(\lambda\phi) + C_2 \sin(\lambda\phi)) (D_3 \rho^\lambda + D_4 \rho^{-\lambda}), \quad \text{kun } (\rho \geq R). \quad (\text{A.25})$$

Ensimmäisenä reunaehtona vaaditaan ratkaisun pysyvän rajattuna sylinterin keskipisteessä  $\rho = 0$ , josta toisen lajin Besselin funktion hajaantumisen vuoksi seuraa, että  $D_2 = 0$ . Toisena reunaehtona vaaditaan vektoripotentialin palautuvan yhtälön (A.9) muotoon äärettömyydessä, toisin sanoen

$$\lim_{\rho \rightarrow \infty} (C_1 \cos(\lambda\phi) + C_2 \sin(\lambda\phi)) (D_3 \rho^\lambda + D_4 \rho^{-\lambda}) = B_0 \rho \sin \phi. \quad (\text{A.26})$$

Tästä nähdään, että  $\lambda = 1$  ja  $C_1 = 0$ . Nyt vakio  $C_2$  voidaan yhdistää muiden jäljellä olevien vakioiden kanssa siten, että  $\tilde{D}_1 = C_2 D_1$ ,  $\tilde{D}_3 = D_3 C_2$  ja  $\tilde{D}_4 = D_4 C_2$ . Tällöin yhtälöstä (A.26) nähdään myös, että  $\tilde{D}_3 = B_0$ . Yksinkertaistamalla vielä merkintöjä käyttämällä  $\tilde{D}_1 = D_1$  ja  $\tilde{D}_4 = D_4$ , ratkaisu saadaan muotoon

$$A(\rho, \phi) = \sin(\phi) D_1 J_1(k\rho), \quad \text{kun } (\rho \leq R) \text{ ja} \quad (\text{A.27})$$

$$A(\rho, \phi) = \sin(\phi) (B_0 \rho + D_4 \rho^{-1}), \quad \text{kun } (\rho \geq R). \quad (\text{A.28})$$

Nämä vastaavat yhtälöitä 28 ja 29, kun huomioidaan, että  $\vec{A} = A(\rho, \phi) \hat{e}_z$ .

Jäljellä olevien vakioiden selvittämiseksi tarvitaan vielä kaksi reunaehtoa. Kolmantena reunaehtona vaaditaan ratkaisun jatkuvuus sylinterin reunoilla  $\rho = R$ , josta saadaan ehto

$$D_1 J_1(kR) = B_0 R + D_4 \frac{1}{R}. \quad (\text{A.29})$$

Neljäntenä reunaehtona puolestaan vaaditaan, että magneettikentän voimakkuuden  $\vec{H}$  tangenciaalinen komponentti sylinterin pinnalla on jatkuva. Heikosti magneettisessa väliaineessa tämä jatkuvuus voidaan yleistää myös magneettivuon tiheyden  $\vec{B}$  tangenciaaliselle komponentille, sillä tällöin kenttien välillä on vain kertoimen  $\mu_0$  ero. Tämä voidaan kirjoittaa muodossa

$$\lim_{\rho \rightarrow R_-} (\hat{e}_\rho \times \vec{\nabla} \times \vec{A}(\rho, \phi)) = \lim_{\rho \rightarrow R_+} (\hat{e}_\rho \times \vec{\nabla} \times \vec{A}(\rho, \phi)). \quad (\text{A.30})$$

Koska vektoripotentiaalilla on vain  $z$ -akselin suuntainen komponentti, saadaan sen roottorista

$$\vec{\nabla} \times \vec{A}(\rho, \phi) = \frac{1}{\rho} \frac{\partial A(\rho, \phi)}{\partial \phi} \hat{e}_\rho - \frac{\partial A(\rho, \phi)}{\partial \rho} \hat{e}_\phi, \quad (\text{A.31})$$

josta saadaan sijoittamalla siihen yhtälöt (A.27) ja (A.28)

$$\vec{\nabla} \times \vec{A} = \frac{1}{\rho} \cos(\phi) D_1 J_1(k\rho) \hat{e}_\rho - \sin(\phi) D_1 J_1'(k\rho) \hat{e}_\phi, \quad \text{kun } (\rho \leq R) \text{ ja} \quad (\text{A.32})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{A} = \frac{1}{\rho} \cos(\phi) (B_0 \rho + D_4 \rho^{-1}) \hat{e}_\rho - \sin(\phi) (B_0 - D_4 \rho^{-2}) \hat{e}_\phi, \quad \text{kun } (\rho \geq R). \quad (\text{A.33})$$

Sijoitettaessa yhtälöt (A.32) ja (A.33) yhtälöön (A.30), tästä saadaan johdettua

$$D_1 k R^2 J_1'(kR) + D_4 = B_0 R^2. \quad (\text{A.34})$$

Yhdessä yhtälöistä (A.29) ja (A.34) saadaan tällöin ratkaistua vakiot  $D_1$  ja  $D_4$

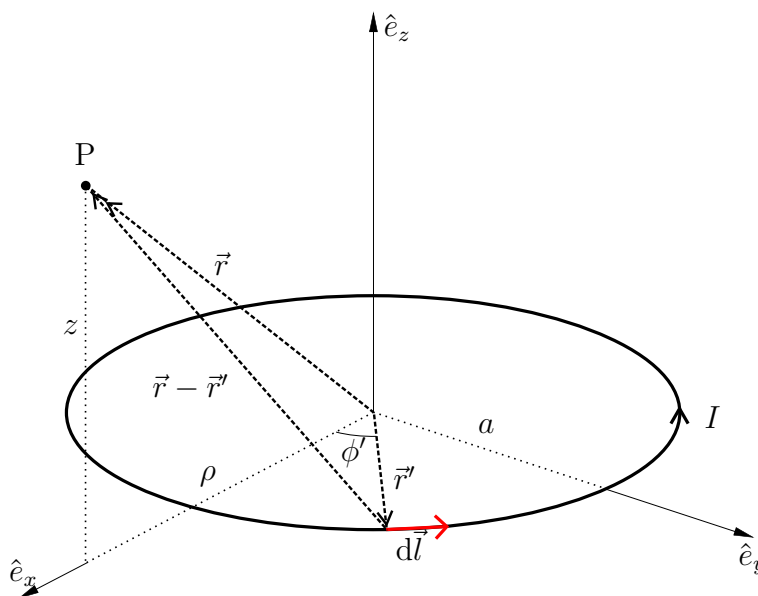
$$D_1 = \frac{2B_0R}{kRJ_1(kR) + J_1(kR)} \quad \text{ja} \quad 30$$

$$D_4 = \left( \frac{2J_1(kR)}{kRJ_1(kR) + J_1(kR)} - 1 \right) B_0R^2. \quad 31$$

## B Virtasilmukan muodostaman magneettikentän yhtälön johtaminen

### B.1 Virtasilmukan muodostaman magneettikentän vektoripotentiali

Tarkastellaan kuvan B.1 mukaista järjestelmää, jossa  $x$ - $y$  -tasossa olevassa, origokeskeisessä,  $a$  säteisessä johdinrenkaassa kulkee virta  $I$  vastapäivään. Origosta vektorin  $\vec{r}$  päässä olevaan pisteeseen P indusoituvan magneettikentän vektoripotentiali saa-



**Kuva B.1.** Johdinrenkaan muodostaman magneettikentän johtamiseen käytetyn systeemin kaaviokuva

daan tällöin Biot'n-Savartin laista, yhtälöstä 59

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint \frac{d\vec{l}}{|\vec{r} - \vec{r}'|}, \quad (59)$$

jossa integroidaan vektorin  $\vec{r}'$  päässä origosta olevien infinitesimaalisten virtaalkioiden  $I d\vec{l}$  indusoimaa vektoripotentialia koko johdinrenkaan yli.

Järjestelmän symmetriasta  $z$  -akselin ympäri olevan rotaation suhteen seuraa, että riittää tarkastella vain pisteitä P  $x$ - $z$  -tason puolitasossa, kun  $x \geq 0$ . Tällöin vektorit  $\vec{r}$  ja  $\vec{r}'$  voidaan kirjoittaa muodoissa

$$\vec{r} = r\hat{e}_x + z\hat{e}_z \text{ ja} \quad (B.1)$$

$$\vec{r}' = a \cos \phi' \hat{e}_x + a \sin \phi' \hat{e}_y, \quad (B.2)$$

jolloin niiden väliselle etäisyydelle saadaan

$$\begin{aligned} |\vec{r} - \vec{r}'| &= \sqrt{(r - a \cos \phi')^2 + (a \sin \phi')^2 + z^2} \\ &= \sqrt{r^2 + a^2 - 2ra \cos \phi' + z^2}. \end{aligned} \quad (B.3)$$

Johdinalkio  $d\vec{l}$  saadaan lisäksi kirjoitettua komponenttiensa vektorisummana muodossa

$$d\vec{l} = a d\phi' \hat{e}'_\phi = a(-\sin \phi' \hat{e}'_x + \cos \phi' \hat{e}'_y) d\phi'. \quad (B.4)$$

Tällöin magneettikentän vektoripotentialia saadaan myös muotoiltua komponenttiensa vektorisummana

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{a(-\sin \phi' \hat{e}'_x + \cos \phi' \hat{e}'_y)}{\sqrt{r^2 + a^2 - 2ra \cos \phi' + z^2}} d\phi' = A_x(\vec{r})\hat{e}_x + A_y(\vec{r})\hat{e}'_y. \quad (B.5)$$

Sinifunktion parittomuuden perusteella nähdään, että vektoripotentialin  $x$  -akselin suuntainen komponentti kumoutuu. Tämä johtuu siitä, että jokaiselle virta-alkiolle löytyy renkaan vastakkaiselta puolelta toinen alkio, jonka etäisyys pisteeseen P on sama, mutta virran  $x$  -komponentti on vastakkaiseen suuntaan, jolloin niiden indusoi- ma vektoripotentialin komponentti kumoutuu. Jäljelle jäävä vektoripotentialin komponentti on muotoa

$$A_y(\vec{r}) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{a \cos \phi'}{\sqrt{r^2 + a^2 - 2ra \cos \phi' + z^2}} d\phi'. \quad (B.6)$$



Muuttujanvaih dolla  $\phi' = \pi - 2\theta$  saadaan yhtälö (B.6) muotoon

$$A_y(\vec{r}) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_{\pi/2}^{-\pi/2} \frac{-2a(2\sin^2\theta - 1)}{\sqrt{r^2 + a^2 - 2ra(2\sin^2\theta - 1) + z^2}} d\theta \quad (\text{B.7})$$

$$= \frac{\mu_0 I a}{2\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{2\sin^2\theta - 1}{\sqrt{r^2 + a^2 + 2ra - 4ra\sin^2\theta + z^2}} d\theta \quad (\text{B.8})$$

$$= \frac{\mu_0 I a}{2\pi\sqrt{(r+a)^2 + z^2}} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{2\sin^2\theta - 1}{\sqrt{1 - \frac{4ra}{(r+a)^2 + z^2} \sin^2\theta}} d\theta. \quad (\text{B.9})$$

Huomioimalla yhtälön (B.9) integrandin parillisuus ja käyttämällä yhtälön 61 merkintää

$$k^2 = \frac{4ar}{(a+r)^2 + z^2}, \quad 61$$

saadaan vektoripotentiaalin yhtälö muotoon

$$A_y(\vec{r}) = \frac{\mu_0 I a}{\pi\sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \int_0^{\pi/2} \frac{2\sin^2\theta - 1}{\sqrt{1 - k^2\sin^2\theta}} d\theta. \quad (\text{B.10})$$

Ulkomuodon yksinkertaistamiseksi käytetään merkintää  $\lambda$  integrandia edeltävälle osalle. Yhtälön (B.10) integrandia voidaan muotoilla edelleen tunnistettavampaan muotoon

$$A_y(\vec{r}) = \lambda \int_0^{\pi/2} \frac{2\sin^2\theta - 1}{\sqrt{1 - k^2\sin^2\theta}} d\theta \quad (\text{B.11})$$

$$= \lambda \int_0^{\pi/2} \frac{2\sin^2\theta}{\sqrt{1 - k^2\sin^2\theta}} - \frac{1}{\sqrt{1 - k^2\sin^2\theta}} d\theta \quad (\text{B.12})$$

$$= \lambda \int_0^{\pi/2} \frac{2}{k^2} \frac{k^2\sin^2\theta + 1 - 1}{\sqrt{1 - k^2\sin^2\theta}} - \frac{1}{\sqrt{1 - k^2\sin^2\theta}} d\theta \quad (\text{B.13})$$

$$= \lambda \int_0^{\pi/2} -\frac{2}{k^2} \frac{1 - k^2\sin^2\theta}{\sqrt{1 - k^2\sin^2\theta}} + \left(\frac{2}{k^2} - 1\right) \frac{1}{\sqrt{1 - k^2\sin^2\theta}} d\theta \quad (\text{B.14})$$

$$= \lambda \int_0^{\pi/2} -\frac{2}{k^2} \sqrt{1 - k^2\sin^2\theta} + \left(\frac{2}{k^2} - 1\right) \frac{1}{\sqrt{1 - k^2\sin^2\theta}} d\theta. \quad (\text{B.15})$$

Integraalin nähdään jakautuvan kahteen termiin, jotka molemmat ovat täydellisiä elliptisiä integraaleja. Näiden määritelmät ovat [8]

$$K(k^2) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{1 - k^2\sin^2\theta}} \text{ ja} \quad (\text{B.16})$$

$$E(k^2) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k^2\sin^2\theta} d\theta, \quad (\text{B.17})$$

joissa  $K$  on ensimmäisen ja  $E$  toisen lajin täydellinen elliptinen integraali. Näiden avulla yhtälö (B.15) saadaan muotoon

$$A_y(\vec{r}) = \lambda \left[ \frac{(2 - k^2)K(k^2) - 2E(k^2)}{k^2} \right]. \quad (\text{B.18})$$

Sylinterikoordinaatiston yksikkövektorille  $\vec{e}_\phi$  taas pätee käytetyssä systeemissä

$$\vec{e}_\phi = -\sin\phi\hat{e}_x + \cos\phi\hat{e}_y, \quad (\text{B.19})$$

mistä kulmalla  $\phi = 0$  sen nähdään vastaavan  $y$ -akselin suuntaista yksikkövektoria. Tämän perusteella yhtälöä (B.18) voidaan yhtä hyvin pitää kulman  $\phi$  suuntaisena vektoripotentialin komponenttina

$$A_\phi(\vec{r}) = \lambda \left[ \frac{(2 - k^2)K(k^2) - 2E(k^2)}{k^2} \right]. \quad (\text{B.20})$$

Vaikka yhtälö (B.20) onkin johdettu pisteille, joille  $\phi = 0$ , voidaan tulos yleistää systeemin symmetriasta johtuen myös mielivaltaiselle kulmalle  $\phi$ . Tällöin saadaan työn teoriaosassa esitetty, kaikkialla voimassa oleva yhtälö

$$A_\phi(r, z) = \frac{\mu_0 I a}{\pi \sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \left[ \frac{(2 - k^2)K(k^2) - 2E(k^2)}{k^2} \right]. \quad 60$$

## B.2 Virtasilmukan muodostaman magneettivuon tiheys

Virtasilmukan muodostaman magneettivuon tiheyden  $\vec{B}$  johtaminen onnistuu vektoripotentialikentän  $\vec{A}$  pohjalta käyttäen vektoripotentialin määritelmää

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}. \quad 27$$

Kun vektoripotentialilla on ainoastaan sylinterikoordinaattien kulman  $\phi$  suuntainen komponentti  $A_\phi$ , jää magneettivuon tiheyden komponenteista jäljelle

$$B_r = -\frac{\partial A_\phi}{\partial z} \text{ ja} \quad 62$$

$$B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial(rA_\phi)}{\partial r}. \quad 63$$

Ratkaisen näistä ensimmäisenä säteen suuntaisen komponentin  $B_r$ . Sijoittamalla vektoripotentiali yhtälöstä 60 yhtälöön 62, saadaan vuontiheyden komponentille

$$B_r = -\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\mu_0 I a}{\pi \sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \left[ \frac{(2 - k^2)K(k^2) - 2E(k^2)}{k^2} \right] \right). \quad (\text{B.21})$$

Ratkaisun helpottamiseksi olen jakanut yhtälön erikseen derivoitaviin osiin, joita merkitsen  $C_1$  ja  $C_2$  siten, että

$$B_r = -\frac{\mu_0 I a}{\pi} (C_1 + C_2), \quad (\text{B.22})$$

jossa

$$C_1 = \left[ \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{\sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \right] \left[ \frac{(2-k^2)K(k^2) - 2E(k^2)}{k^2} \right] \text{ ja} \quad (\text{B.23})$$

$$C_2 = \frac{1}{\sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \frac{\partial k}{\partial z} \left[ \frac{\partial}{\partial k} \left( \left( \frac{2}{k^2} - 1 \right) K(k^2) \right) - \frac{\partial}{\partial k} \left( \frac{2}{k^2} E(k^2) \right) \right]. \quad (\text{B.24})$$

Näistä yhtälö (B.23) on suoraan derivoitavissa, jolloin sen ratkaisuksi saadaan

$$C_1 = \frac{-z}{((a+r)^2 + z^2)^{3/2}} \left[ \frac{(2-k^2)K(k^2) - 2E(k^2)}{k^2} \right]. \quad (\text{B.25})$$

Yhtälön (B.24) derivoiminen olen puolestaan jälleen jakanut kahteen osaan käyttäen merkintöjä  $C_3$  ja  $C_4$  siten, että

$$C_2 = \frac{1}{\sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \frac{\partial k}{\partial z} [C_3 - C_4] \quad (\text{B.26})$$

ja jossa

$$C_3 = \frac{\partial}{\partial k} \left( \left( \frac{2}{k^2} - 1 \right) K(k^2) \right) \text{ ja} \quad (\text{B.27})$$

$$C_4 = \frac{\partial}{\partial k} \left( \frac{2}{k^2} E(k^2) \right). \quad (\text{B.28})$$

Muuttujan  $k$  derivaataksi saadaan laskettua yhtälön 61 avulla

$$\frac{\partial k}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} (4ar)^{1/2} \left( (a+r)^2 + z^2 \right)^{-1/2} \quad (\text{B.29})$$

$$= -\frac{zk^3}{4ar}. \quad (\text{B.30})$$

Yhtälö (B.27) saadaan jaettua tulon derivoimissäännöllä edelleen kahteen osaan

$$C_3 = \left( \frac{\partial}{\partial k} \left( \frac{2}{k^2} - 1 \right) \right) K(k^2) + \left( \frac{2}{k^2} - 1 \right) \frac{\partial K(k^2)}{\partial k} \quad (\text{B.31})$$

Ensimmäisen lajin täydellisen elliptisen integraalin derivaatta on [22, yhtälö 8.123.2]

$$\frac{\partial K(k^2)}{\partial k} = \frac{E(k^2)}{k(1-k^2)} - \frac{K(k^2)}{k}. \quad (\text{B.32})$$

Tällöin parametrille  $C_3$  saadaan ratkaisu

$$C_3 = -\frac{2}{k^3} \left[ \left( 1 - \frac{k^2}{2} \right) K(k^2) - \frac{2-k^2}{2(1-k^2)} E(k^2) \right]. \quad (\text{B.33})$$

Parametri  $C_4$  yhtälöstä (B.28) saadaan myös ratkaistua tulon derivoimissääntöä käyttäen

$$C_4 = \left[ \left( \frac{\partial}{\partial k} \frac{2}{k^2} \right) E(k^2) + \frac{2}{k^2} \frac{\partial}{\partial k} E(k^2) \right]. \quad (\text{B.34})$$

Toisen lajin täydellisen elliptisen integraalin derivaatta on [22, yhtälö 8.123.4]

$$\frac{\partial E(k^2)}{\partial k} = \frac{E(k^2) - K(k^2)}{k}, \quad (\text{B.35})$$

jolloin parametrille  $C_4$  saadaan yhtälö

$$C_4 = -\frac{2}{k^3} [E(k^2) + K(k^2)]. \quad (\text{B.36})$$

Sijoittamalla parametrit  $C_3$  ja  $C_4$  yhtälöistä (B.33) ja (B.36) sekä parametrin  $k$  derivaatta yhtälöstä (B.30) yhtälöön (B.26), saadaan parametrille  $C_2$  ratkaisu

$$C_2 = \frac{z}{2ar\sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \left[ \left( 2 - \frac{k^2}{2} \right) K(k^2) - \left( \frac{4 - 3k^2}{2(1 - k^2)} \right) E(k^2) \right]. \quad (\text{B.37})$$

Sijoittamalla yhtälöt (B.25) ja (B.37) yhtälöön (B.22) ja käyttäen määritelmää 61 muuttujalle  $k$ , saadaan magneettivuon tiheyden säteittäinen komponentti algebrallisen muokkauksen jälkeen yhtälön 64 mukaiseen muotoon

$$B_r = \frac{\mu_0 I z}{2\pi r \sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \left[ \frac{a^2 + r^2 + z^2}{(a-r)^2 + z^2} E(k^2) - K(k^2) \right]. \quad 64$$

Ratkaistaan seuraavaksi magneettikentän akselin suuntainen komponentti  $B_z$  yhtälöstä 63. Sijoittamalla tähän vektoripotentiaali yhtälöstä 60, saadaan magneettivuon tiheyden komponentille yhtälö

$$B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\mu_0 I a r}{\pi \sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \left[ \frac{(2 - k^2)K(k^2) - 2E(k^2)}{k^2} \right] \right), \quad (\text{B.38})$$

joka ratkaisemisen helpottamiseksi jaetaan jälleen osiin  $C_5$  ja  $C_6$  siten, että

$$B_z = \frac{\mu_0 I a}{\pi r} (C_5 + C_6), \quad (\text{B.39})$$

jossa

$$C_5 = \left[ \frac{\partial}{\partial r} \frac{r}{\sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \right] \left[ \left( \frac{2}{k^2} - 1 \right) K(k^2) - \frac{2}{k^2} E(k^2) \right] \text{ ja} \quad (\text{B.40})$$

$$C_6 = \frac{r}{\sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \frac{\partial k}{\partial r} \left[ \frac{\partial}{\partial k} \left( \left( \frac{2}{k^2} - 1 \right) K(k^2) \right) - \frac{\partial}{\partial k} \left( \frac{2}{k^2} E(k^2) \right) \right]. \quad (\text{B.41})$$

Näistä yhtälö (B.40) saadaan ratkaistua suoraan derivoimalla

$$C_5 = \frac{a^2 + ar + z^2}{((a+r)^2 + z^2)^{3/2}} \left[ \left( \frac{2}{k^2} - 1 \right) K(k^2) - \frac{2}{k^2} E(k^2) \right]. \quad (\text{B.42})$$

Yhtälöstä (B.41) puolestaan nähdään sen muokkautuvan muotoon

$$C_6 = \frac{r}{\sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \frac{\partial k}{\partial r} [C_3 - C_4], \quad (\text{B.43})$$

josta  $C_3$  ja  $C_4$  ratkaisut saatiin jo säteittäisen komponentin yhteydessä yhtälöissä (B.33) ja (B.36). Parametrin  $k$  derivaatta on siis yhtälössä (B.43) ainoana vielä ratkaisematta. Tämä saadaan suoraan derivoimalla ja hieman algebrallisesti muokkaamalla muotoon

$$\frac{\partial k}{\partial r} = \frac{k^3(a^2 - r^2 + z^2)}{8ar^2}. \quad (\text{B.44})$$

Tällöin parametrille  $C_6$  saadaan ratkaisu

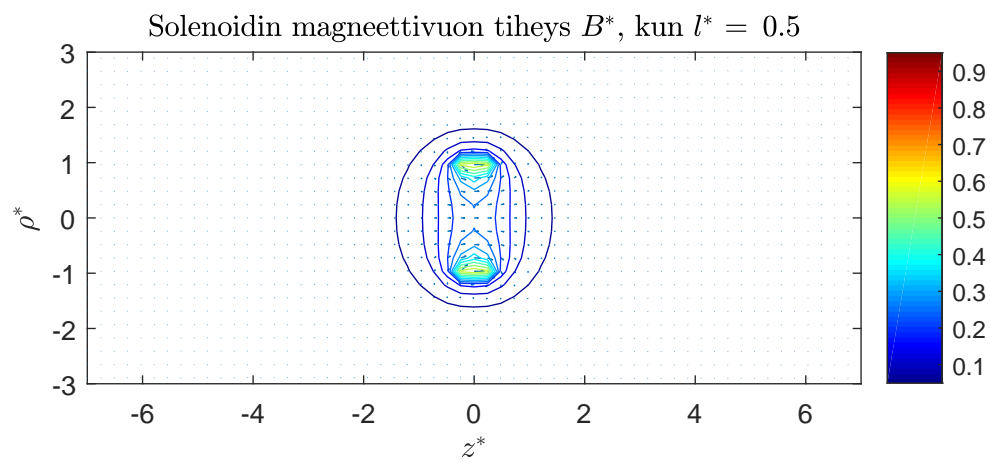
$$C_6 = -\frac{a^2 - r^2 + z^2}{4ar\sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \left[ \left( 2 - \frac{k^2}{2} \right) K(k^2) - \left( \frac{4 - 3k^2}{2(1 - k^2)} \right) E(k^2) \right]. \quad (\text{B.45})$$

Sijoittamalla yhtälöt (B.42) ja (B.45) yhtälöön (B.39) ja käyttäen määritelmää 61 muuttujalle  $k$ , saadaan magneettivuon tiheyden akselin suuntainen komponentti algebrallisen muokkauksen jälkeen yhtälön 65 mukaiseen muotoon

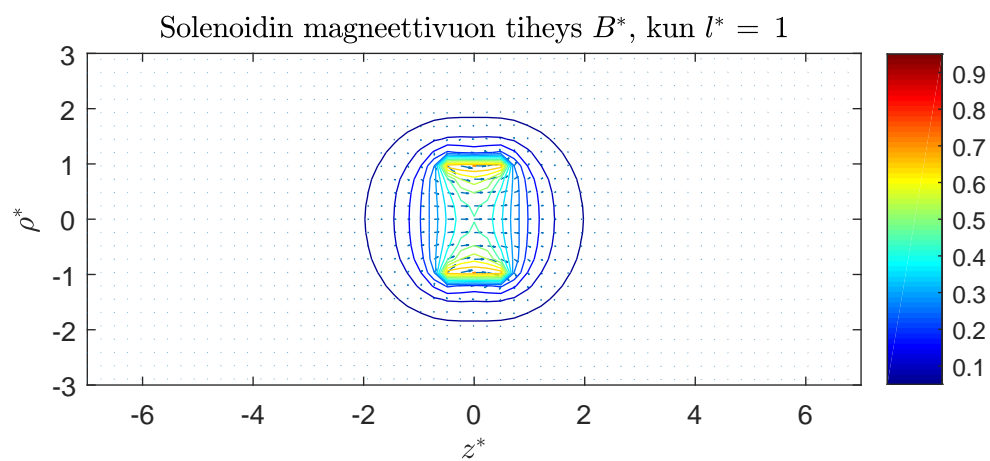
$$B_z = \frac{\mu_0 I}{2\pi\sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \left[ \frac{a^2 - r^2 - z^2}{(a-r)^2 + z^2} E(k^2) + K(k^2) \right]. \quad 65$$



## C Solenoidin magneettikentän muoto

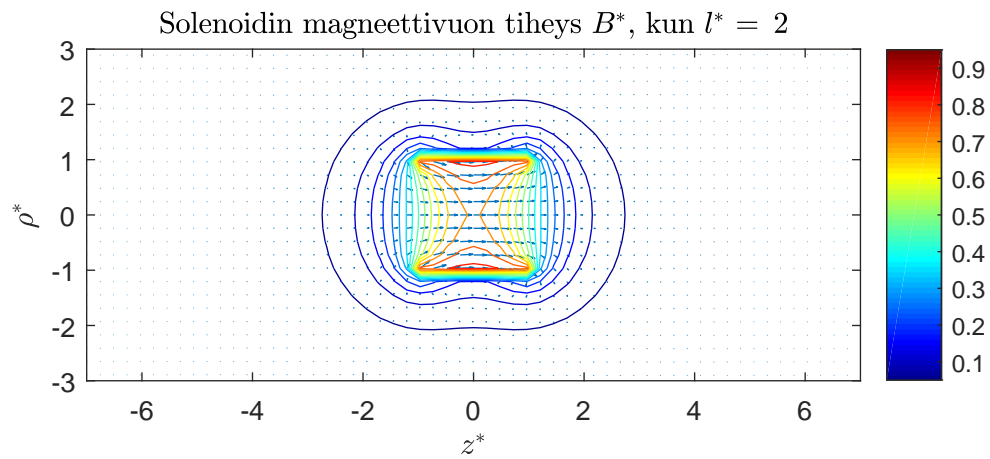


(a)

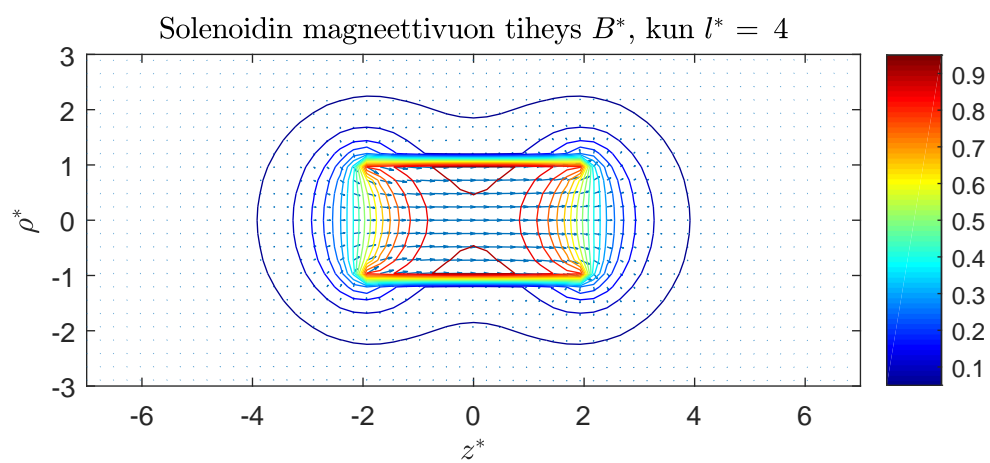


(b)

**Kuva C.1.** Tasa-arvokäyrä solenoidin ympärillä olevasta magneettivuon tiheydestä dimensiottoman pituuden arvoilla.  $l^* = 0.5$  ja  $l^* = 1$



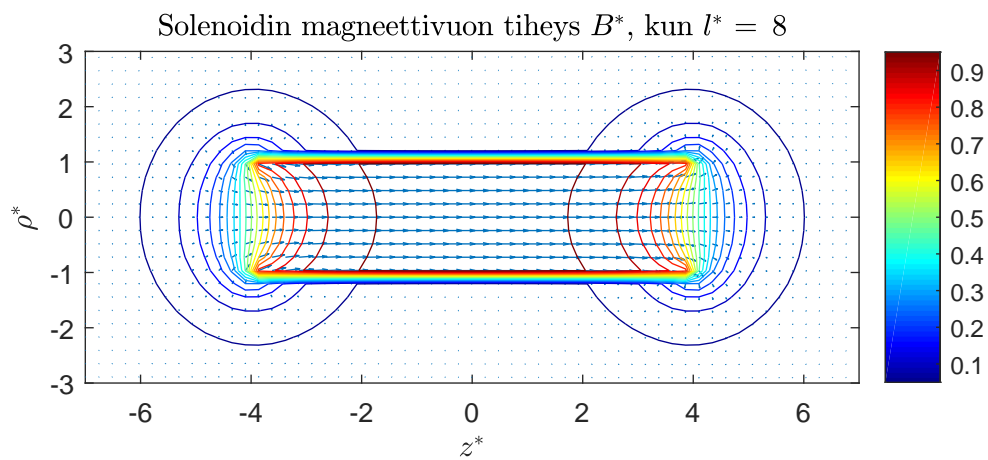
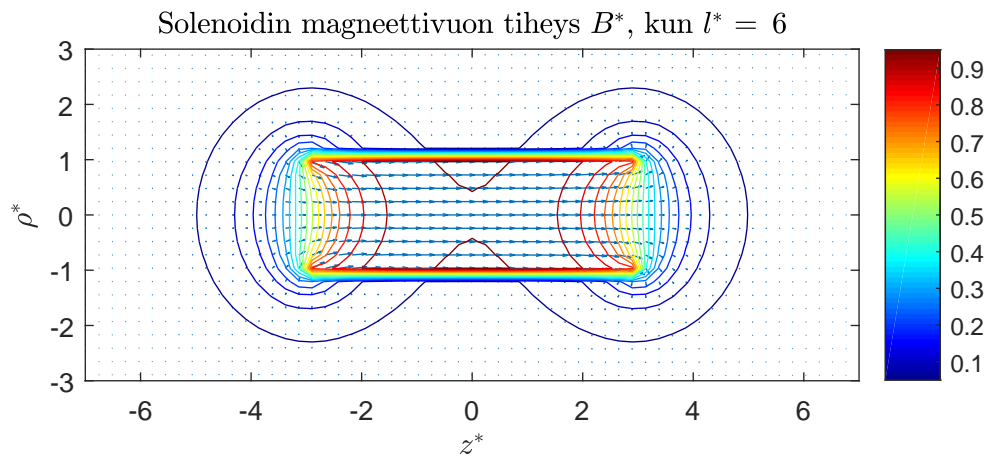
(a)



(b)

**Kuva C.2.** Tasa-arvokäyrä solenoidin ympärillä olevasta magneettivuon tiheydestä dimensiottoman pituuden arvoilla  $l^* = 2$  ja  $l^* = 4$

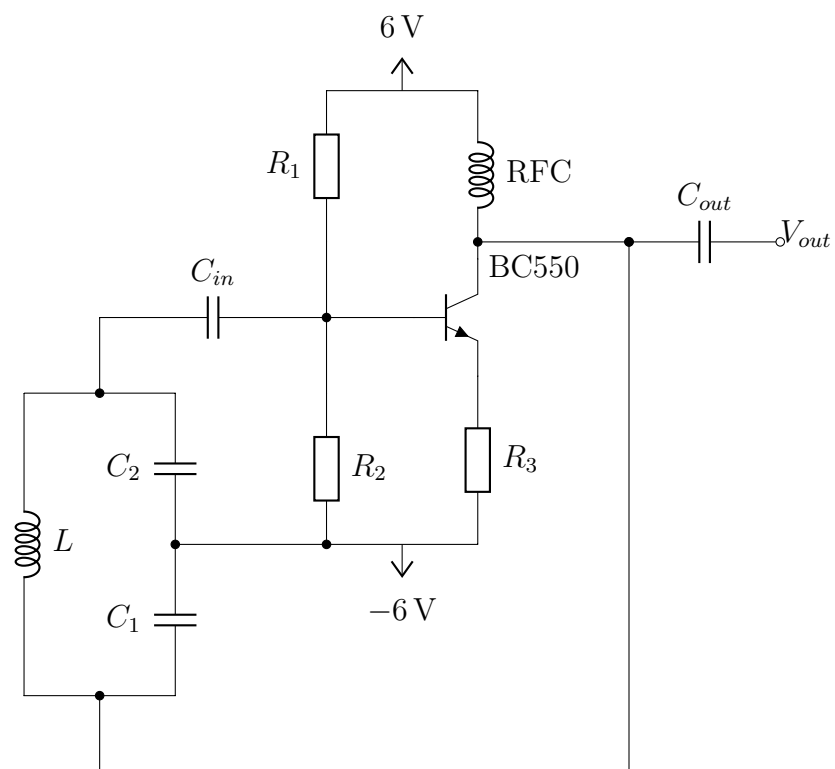




**Kuva C.3.** Tasa-arvokäyrä solenoidin ympärillä olevasta magneettivuon tiheydestä dimensiottoman pituuden arvoilla  $l^* = 6$  ja  $l^* = 8$



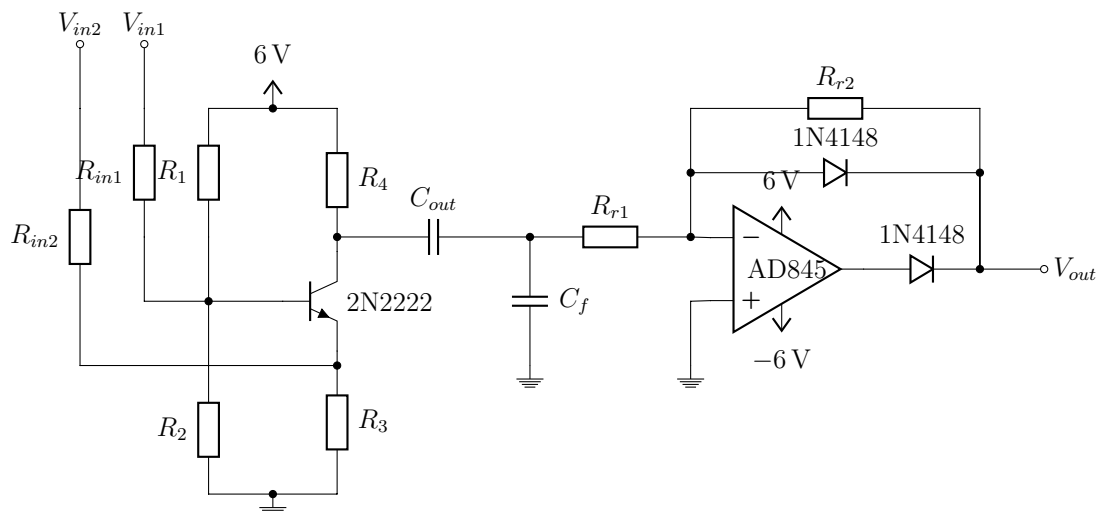
## D Kytentäkaaviot ja komponenttien arvot



Kuva D.1. Colpitt-oskillaattorin kytkentäkaavio

Komponentti	Nimi	Tyyppi	Arvo
Kelat	$L$	Erikseen valmistettu	n. 460 $\mu\text{H}$
	RFC	22R226C (Radio Frequency Choke)	22 mH
Kondensaattorit	$C_1$	Hopea-kiille + Kalvotrimmeri	560 pF $\pm$ 1% + 5 – 57 pF
	$C_2$	Hopea-kiille	1000 pF $\pm$ 1% + 680 pF $\pm$ 1%
	$C_{in}$	Metalloitu polyesterikalvo	0,22 $\mu\text{F}$
	$C_{out}$	Metalloitu polyesterikalvo	0,22 $\mu\text{F}$
Transistori	BC550	nnp	—
Vastukset	$R_1$	Metallikalvo	2,7 k $\Omega$ $\pm$ 1% + 1,2 k $\Omega$ $\pm$ 1%
	$R_2$	Metallikalvo	2,7 k $\Omega$ $\pm$ 1%
	$R_3$	Metallikalvo	560 $\Omega$ $\pm$ 1%

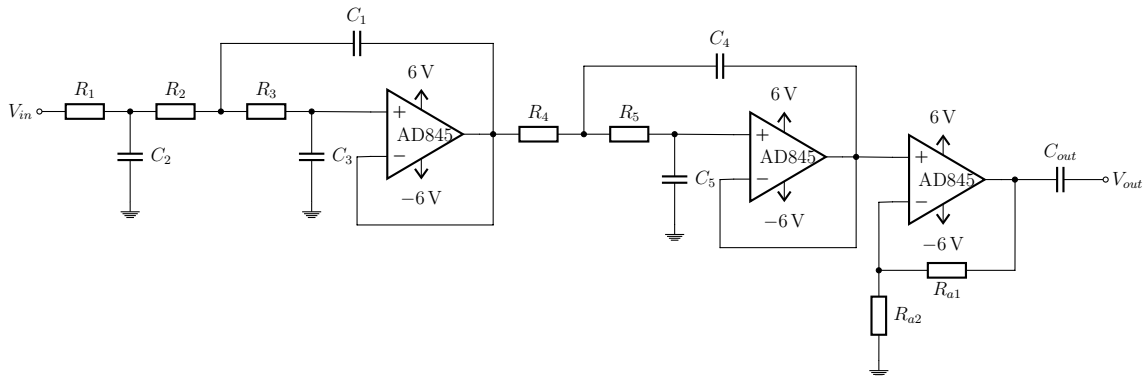
**Taulukko D.1.** Työn oskillaattoreissa käytettyjen komponenttien arvot ja tyypit. Komponentit on nimetty samoin kuin kuvassa D.1.



**Kuva D.2.** Oskillaattoreiden summaukseen käytetty transistoripiiri sekä aktiivinen puoliaaltotasasuuntaus.

Komponentti	Nimi	Tyyppi	Arvo
Diodit	1N4148	—	—
Kondensaattorit	$C_{out}$	Metalloitu polyesterikalvo	0,22 $\mu\text{F}$
	$C_f$	Metalloitu polyesterikalvo	0,02 $\mu\text{F}$
Operaatiovahvistin	AD845KN	—	—
Transistori	2N2222	nnp	—
Vastukset	$R_{in1}$	Metallikalvo	33 k $\Omega$ $\pm$ 1%
	$R_{in2}$	Metallikalvo	8,2 k $\Omega$ $\pm$ 1%
	$R_1$	Metallikalvo	1,5 k $\Omega$ $\pm$ 1%
	$R_2$	Metallikalvo	1,2 k $\Omega$ $\pm$ 1%
	$R_3$	Metallikalvo	220 $\Omega$ $\pm$ 1%
	$R_4$	Metallikalvo	560 $\Omega$ $\pm$ 1%
	$R_{r1}$	Metallikalvo	560 $\Omega$ $\pm$ 1%
	$R_{r2}$	Metallikalvo	33 k $\Omega$ $\pm$ 1%

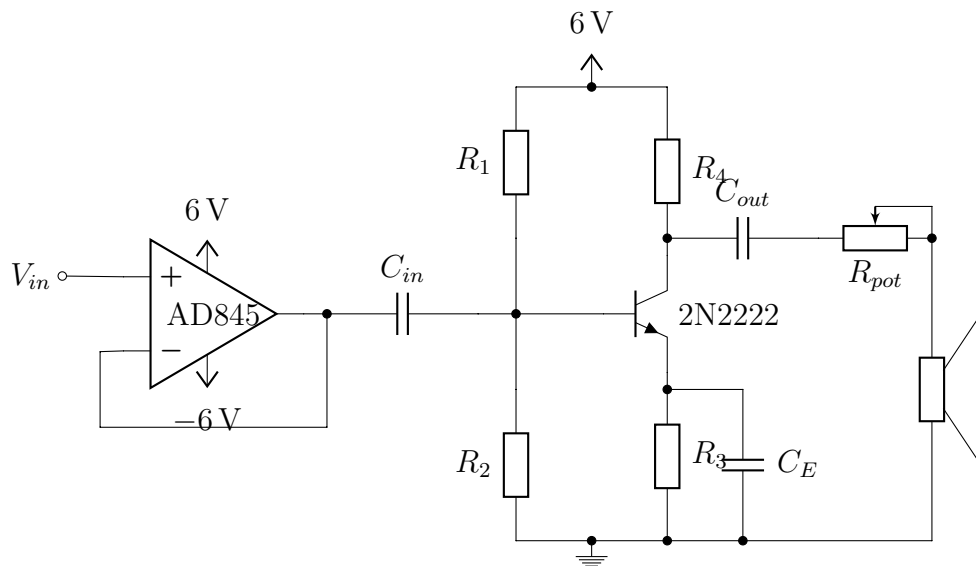
**Taulukko D.2.** Summaus- ja puoliaaltotasasuuntauspiirissä käytettyjen komponenttien arvot ja tyypit. Komponentit on nimetty samoin kuin kuvassa D.2.



**Kuva D.3.** Työssä käytetty 5. asteen Sallen-Key -topologian aktiivinen Butterworth suodatin ja vahvistin.

Komponentti	Nimi	Tyyppi	Arvo
Kondensaattorit	$C_1$	Keraaminen	$1,22 \text{ nF} \pm 10\%$
	$C_2$	Keraaminen	$1 \text{ nF} \pm 10\%$
	$C_3$	Keraaminen	$300 \text{ pF} \pm 10\%$
	$C_4$	Keraaminen	$2,2 \text{ nF} \pm 10\%$
	$C_5$	Keraaminen	$220 \text{ pF} \pm 10\%$
	$C_{out}$	Metalloitu polyesterikalvo	
Operaatiovahvistimet	AD845KN	—	—
Vastukset	$R_{1-5}$	Metallikalvo	$15 \text{ k}\Omega \pm 1\%$
	$R_{a1}$	Metallikalvo	$12 \text{ k}\Omega \pm 1\%$
	$R_{a2}$	Metallikalvo	$470 \text{ }\Omega \pm 1\%$

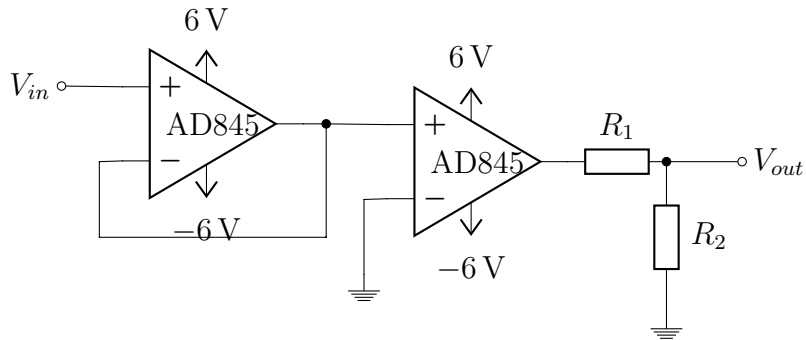
**Taulukko D.3.** 5. asteen Butterworth-suodattimessa ja vahvistimessa käytetyt komponenttien arvot ja tyypit. Komponentit on nimetty samoin kuin kuvassa D.3.



**Kuva D.4.** Audiosignaalin vahvistin ja sitä edeltävä puskuri.

Komponentti	Nimi	Tyyppi	Arvo
Kondensaattorit	$C_{in}$	Alumiini-elektrolyytti	1 $\mu$ F
	$C_{out}$	Alumiini-elektrolyytti	4,7 $\mu$ F
	$C_E$	Alumiini-elektrolyytti	1 $\mu$ F
Transistori	2N2222	—	—
Operaatiovahvin	AD845KN	—	—
Vastukset	$R_1$	Metallikalvo	1,5 k $\Omega$ $\pm$ 1%
	$R_2$	Metallikalvo	1,2 k $\Omega$ $\pm$ 1%
	$R_3$	Metallikalvo	220 $\Omega$ $\pm$ 1%
	$R_4$	Metallikalvo	8,2 $\Omega$ $\pm$ 1%
	$R_{pot}$	Potentiometri	10 k $\Omega$

**Taulukko D.4.** Audiovahvistimessa ja puskurissa käytetyt komponentit. Komponentit on nimetty samoin kuin kuvassa D.4.

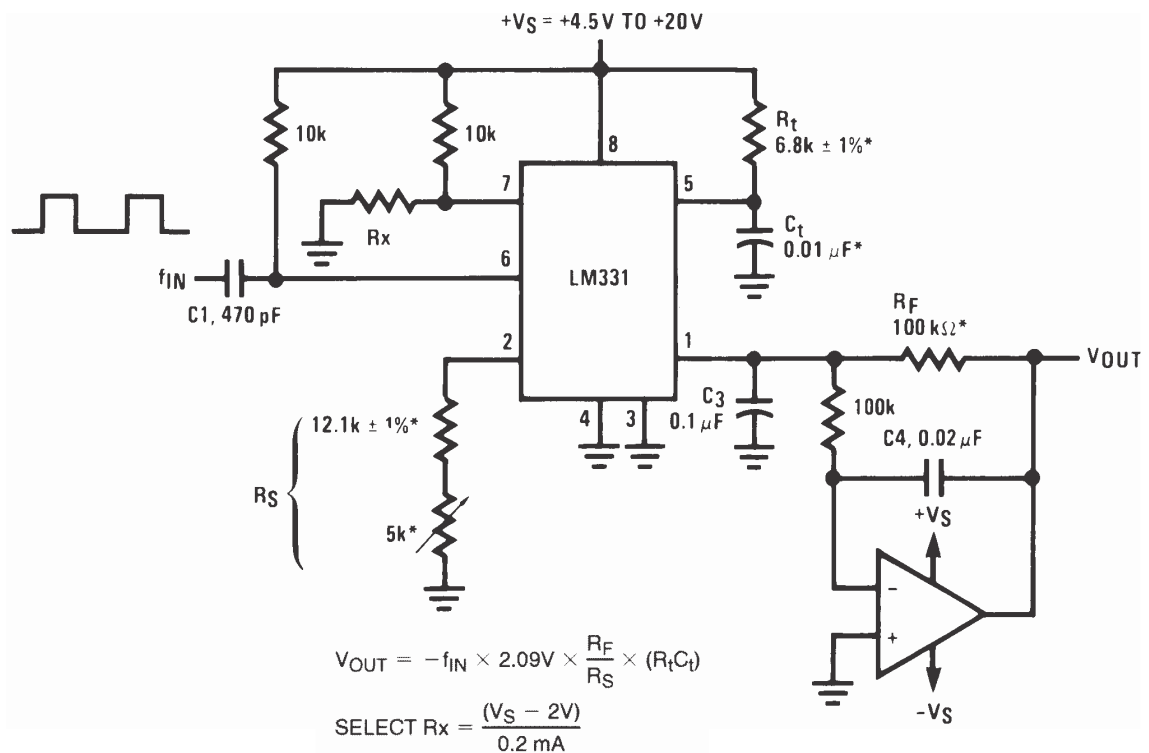


**Kuva D.5.** Signaalin kanttiaalloksi muuttamiseen käytetty komparaattori ja sitä edeltävä puskuri. Kanttesignaalin taso pudotettiin jännitteenjaolla puoleen käyttöjännitteistä.

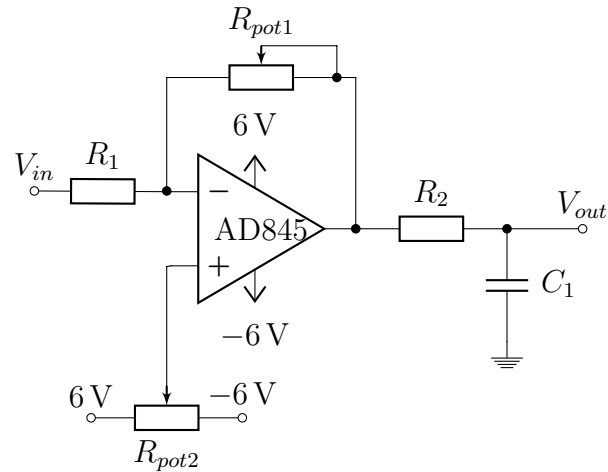
Komponentti	Nimi	Tyyppi	Arvo
Operaatiovahvimet	AD845KN	—	—
Vastukset	$R_1$ ja $R_2$	Metallikalvo	$820 \Omega \pm 1\%$

**Taulukko D.5.** Komparaattorissa, puskurissa ja jännitteenjaossa käytetyt komponentit. Komponentit on nimetty samoin kuin kuvassa D.5.





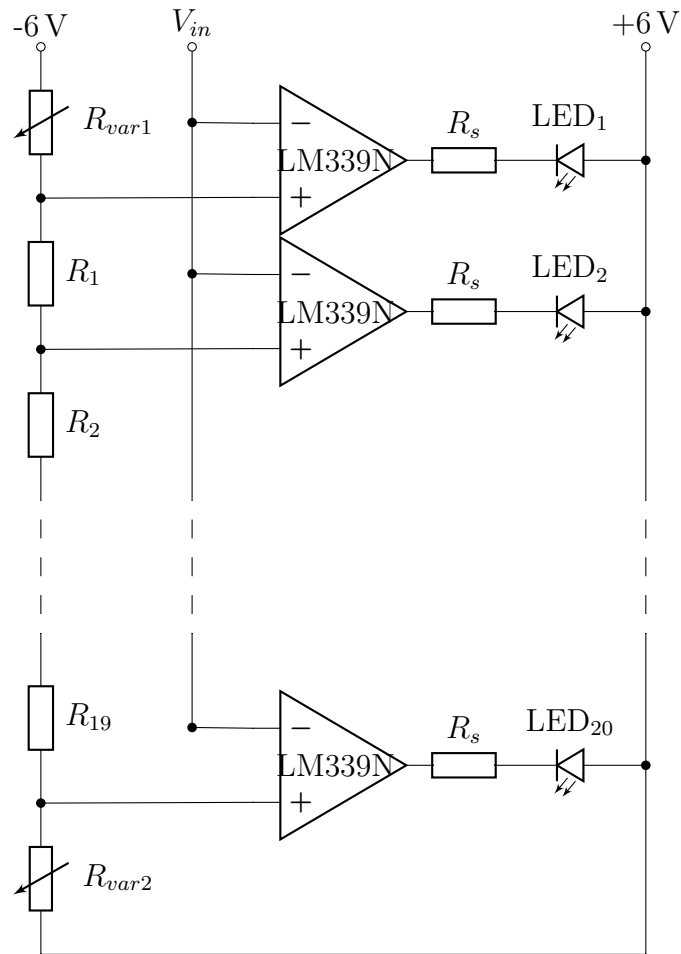
**Kuva D.6.** LM331 taajuus-jännite -muuntajalle käytetty kytkentäkaavio. Piiri muuntaa 10 kHz taajuusalueen positiivisen käyttöjännitteen ja maan väliselle 6 V jännitealueelle. [21]



Kuva D.7. Kynnystetyn vahvistimen kytkentäkaavio.

Komponentti	Nimi	Tyyppi	Arvo
Kondensaattori	$C_1$	Metalloitu polyesterikalvo	$4,7 \mu\text{F} \pm 20\%$
Operaatiovahvin	AD845KN	—	—
Vastukset	$R_1$	Metallikalvo	$1 \text{ k}\Omega \pm 1\%$
	$R_2$	Metallikalvo	$1 \text{ k}\Omega \pm 1\%$
	$R_{pot1}$	Potentiometri	$100 \text{ k}\Omega \pm 1\%$
	$R_{pot2}$	Potentiometri	$100 \text{ k}\Omega \pm 1\%$

**Taulukko D.6.** Kynnystetyssä vahvistimessa käytetyt komponentit. Komponentit on nimetty samoin kuin kuvassa D.7.



**Kuva D.8.** Tasajännitesignaalin havainnoimiseen käytetyn LED-valopylvään kytkentäkaavio.

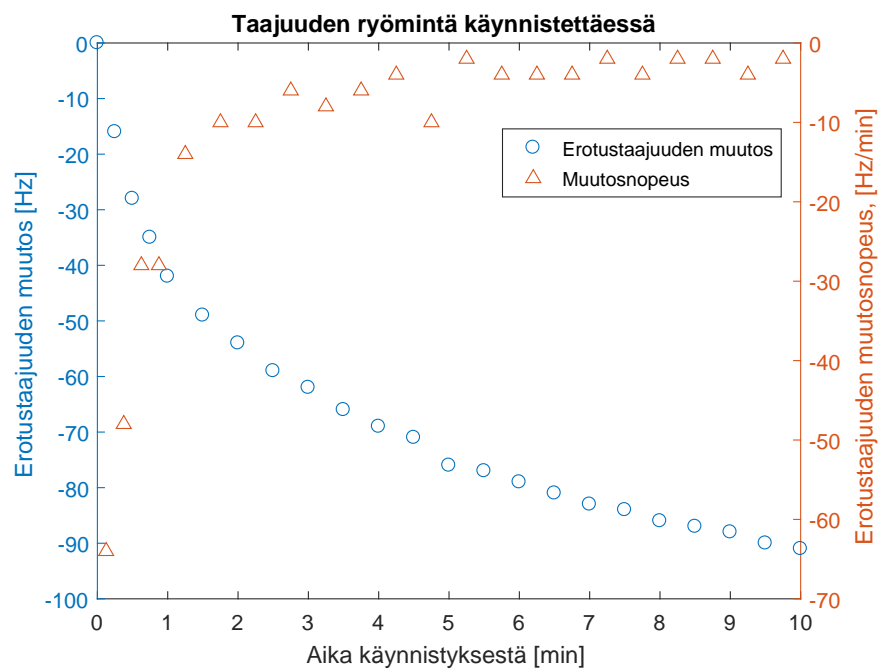


**Kuva D.9.** LED-valopylvään valoissa käytetyt värit ja kutakin valoa vastaava jännitteen arvo.

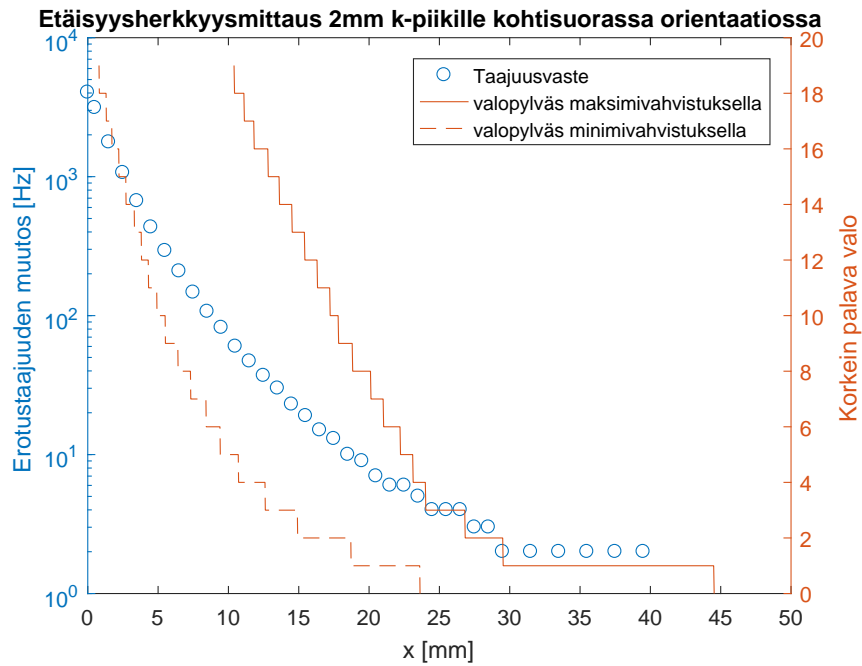
Komponentti	Nimi	Tyyppi	Arvo
Komparaattorit	LM339N	—	—
LED:it	LED <sub>1–8</sub>	Vihreä	—
	LED <sub>9–14</sub>	Keltainen	—
	LED <sub>15–18</sub>	Oranssi	—
	LED <sub>19–20</sub>	Punainen	—
Vastukset	$R_{var1}$ ja $R_{var2}$	Trimmeripotentiometri	500 $\Omega$
	$R_s$	Metallikalvo	3,3 k $\Omega$ $\pm$ 1%
	$R_1$	Metallikalvo	150 $\Omega$ $\pm$ 1%
	$R_2$	Metallikalvo	180 $\Omega$ $\pm$ 1%
	$R_3$	Metallikalvo	220 $\Omega$ $\pm$ 1%
	$R_4$	Metallikalvo	330 $\Omega$ $\pm$ 1%
	$R_5$	Metallikalvo	390 $\Omega$ $\pm$ 1%
	$R_6$	Metallikalvo	470 $\Omega$ $\pm$ 1%
	$R_7$	Metallikalvo	680 $\Omega$ $\pm$ 1%
	$R_8$	Metallikalvo	820 $\Omega$ $\pm$ 1%
	$R_9$	Metallikalvo	1 k $\Omega$ $\pm$ 1%
	$R_{10}$	Metallikalvo	1,2 k $\Omega$ $\pm$ 1%
	$R_{11}$	Metallikalvo	1,5 k $\Omega$ $\pm$ 1%
	$R_{12}$	Metallikalvo	1,8 k $\Omega$ $\pm$ 1%
	$R_{13}$	Metallikalvo	2,2 k $\Omega$ $\pm$ 1%
	$R_{14}$	Metallikalvo	3,3 k $\Omega$ $\pm$ 1%
	$R_{15}$	Metallikalvo	3,9 k $\Omega$ $\pm$ 1%
	$R_{16}$	Metallikalvo	4,7 k $\Omega$ $\pm$ 1%
	$R_{17}$	Metallikalvo	6,8 k $\Omega$ $\pm$ 1%
$R_{18}$	Metallikalvo	8,2 k $\Omega$ $\pm$ 1%	
$R_{19}$	Metallikalvo	10 k $\Omega$ $\pm$ 1%	

**Taulukko D.7.** LED-valopylväässä käytetyt komponentit. Komponentit on nimetty samoin kuin kuvassa D.8.

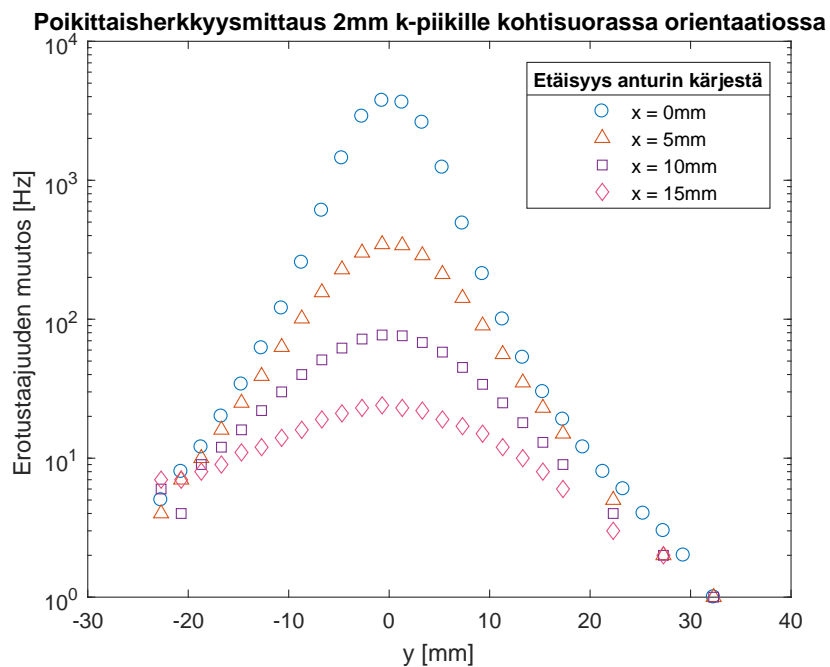
## E Prototyypin mittaustulokset



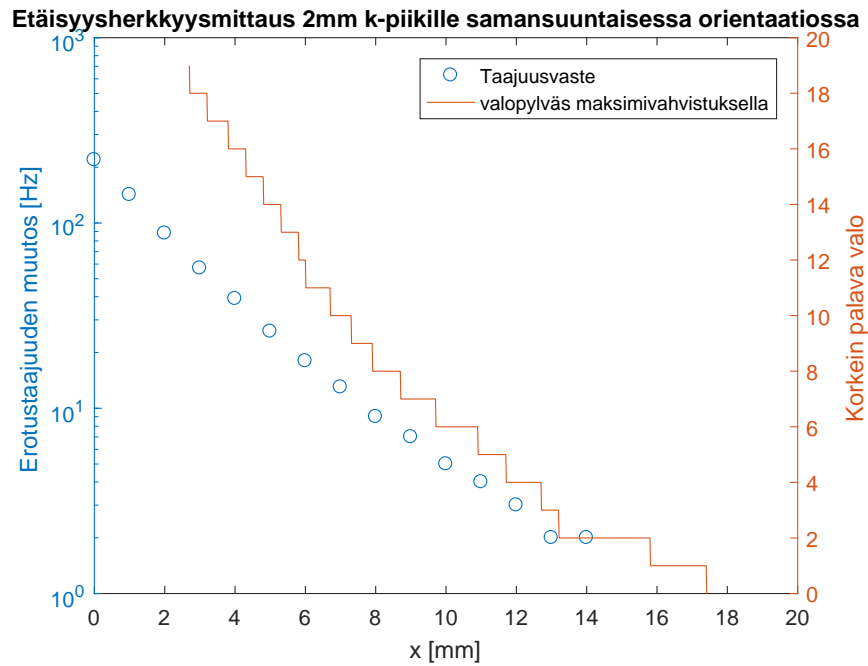
**Kuva E.1.** Laitteiston käynnistämisen yhteydessä mitattu erotustaajuuden ryömintä ja sen muutosnopeus ajan suhteen. Nollapisteenä on erotustaajuuden arvo laitteen käynnistyessä.



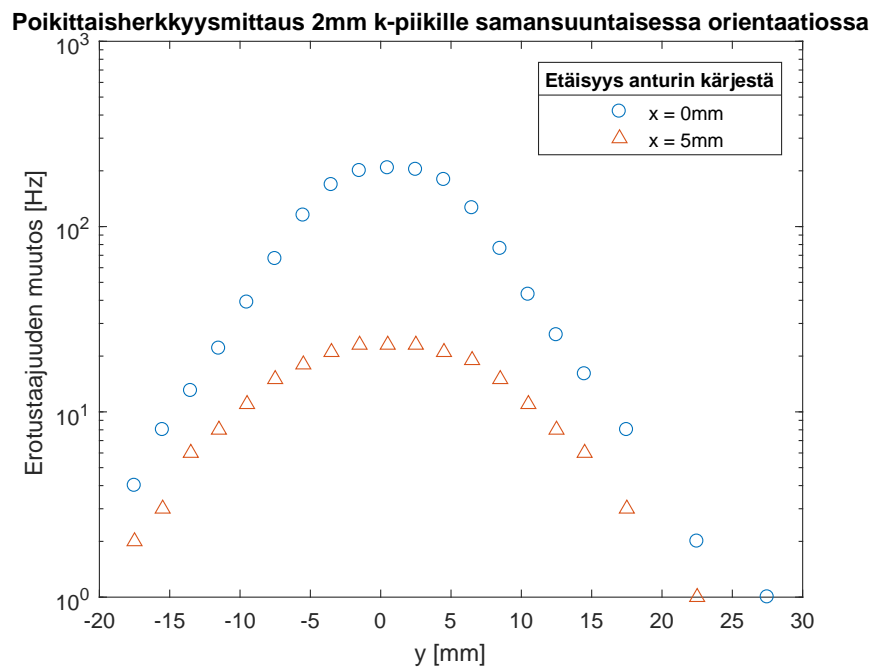
**Kuva E.2.** 2 mm, kohtisuoraan orientoituneen K-piikin erotustaajuuden muutos ja LED-valopylvään vaste etäisyysherkkyysmittauksessa.



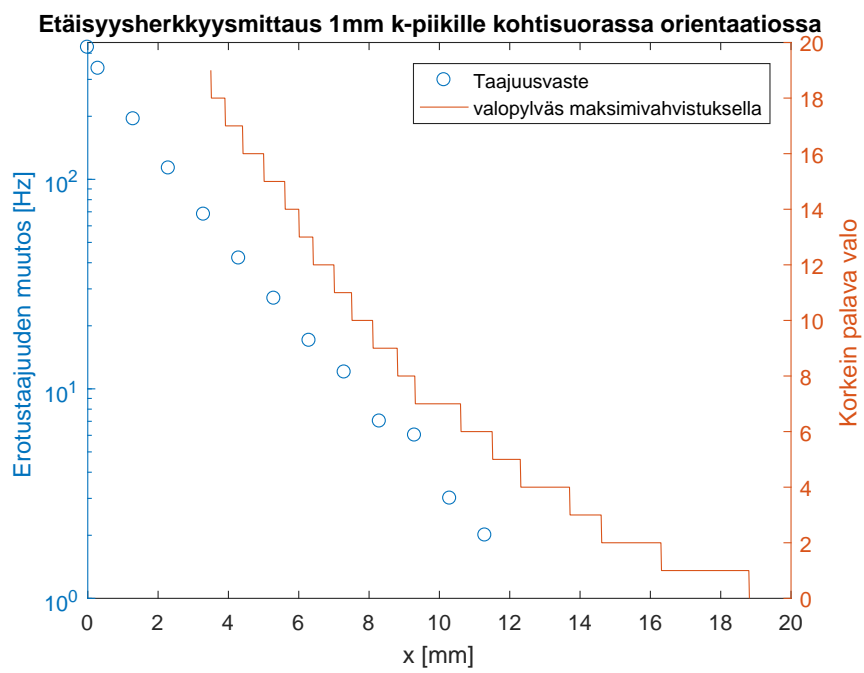
**Kuva E.3.** 2 mm, kohtisuoraan orientoituneen K-piikin erotustaajuuden muutos poikittaisherkkyysmittauksessa.



**Kuva E.4.** 2 mm, samansuuntaisesti orientoituneen K-piikin erotustaajuuden muutos ja LED-valopylvään vaste etäisyysherkkyyssmittauksessa.

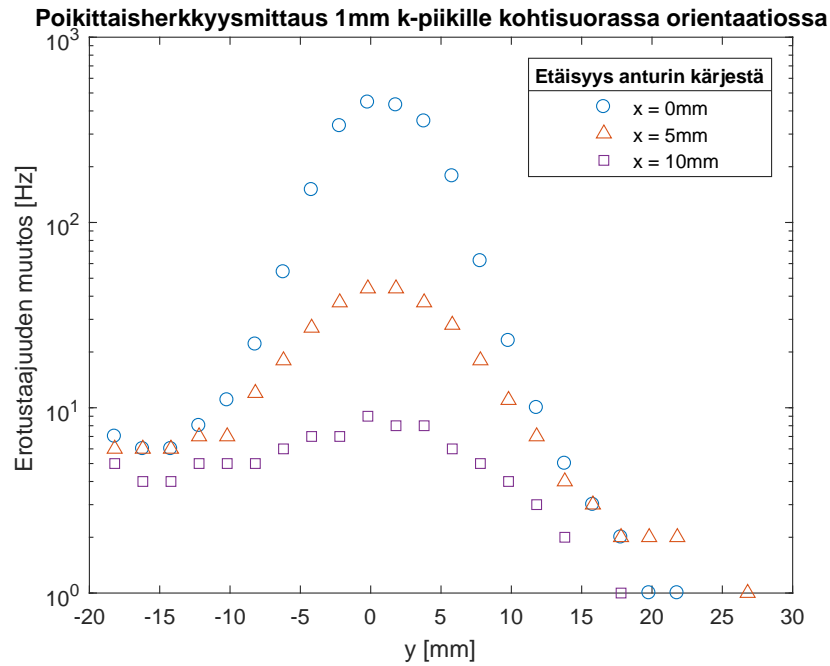


**Kuva E.5.** 2 mm, samansuuntaisesti orientoituneen K-piikin erotustaajuuden muutos poikittaisherkkyyssmittauksessa.

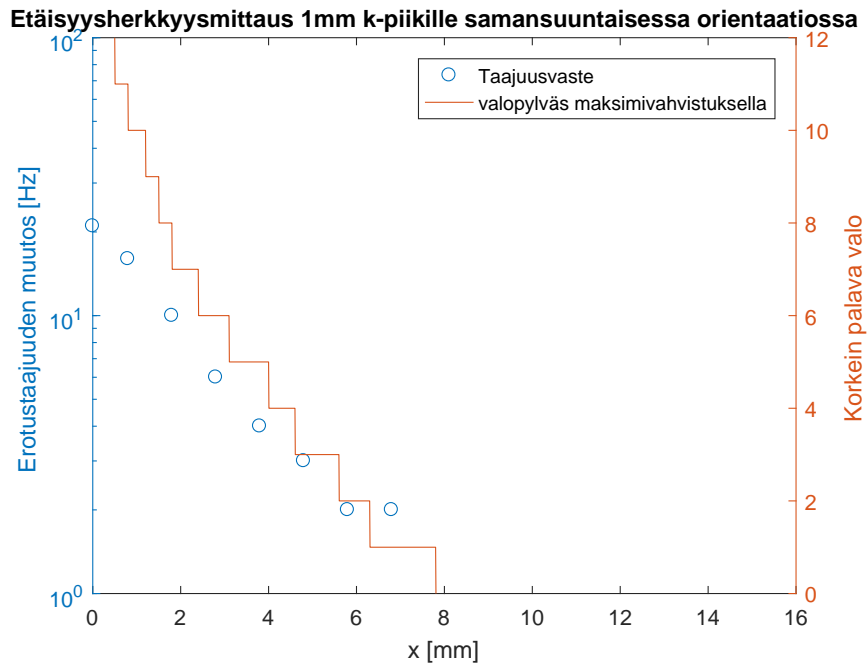


**Kuva E.6.** 1 mm, kohtisuoraan orientoituneen K-piikin erotustaajuuden muutos ja LED-valopylvään vaste etäisysherkkyyssmittauksessa.

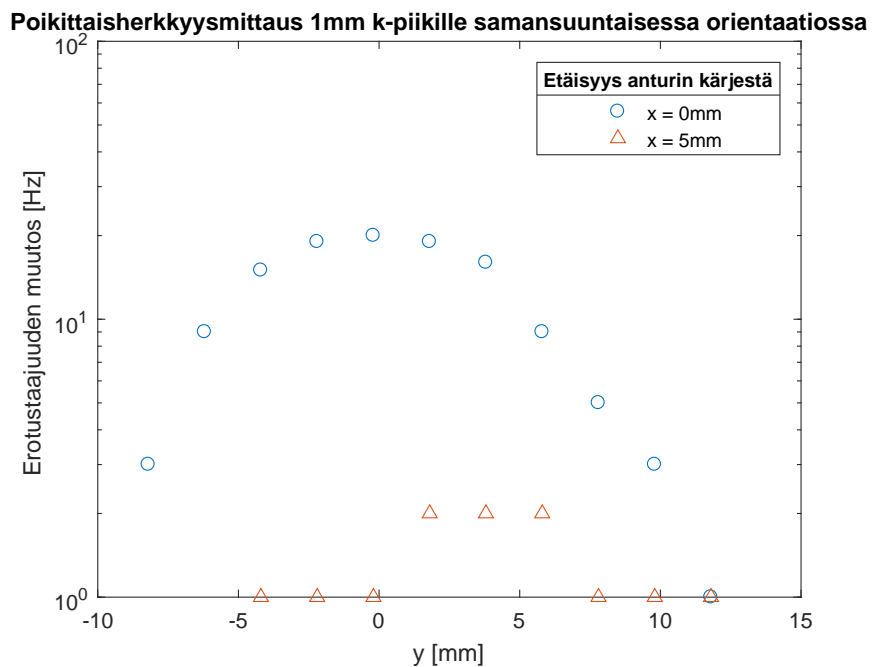




**Kuva E.7.** 1 mm, kohtisuoraan orientoituneen K-piikin erotustaajuuden muutos poikittaisherkkyyssmittauksessa. Kohteen kiinnitystavan virheestä johtuen negatiivisilla  $y$ :n arvoilla nähdään vasteen kääntymistä nousuun etäisyyden akselista edelleen kasvaessa. Lisäksi vasteen huipun sijainti on siirtynyt hieman positiivisen  $y$ :n suuntaan, mikä näkyy erityisesti suuremmilla arvoilla  $x$  vasteen ollessa heikompi. Kohteen kiinnittämiseen käytetty muovivarsi oli kiinnitetty väärään paikkaan kelkassa aiheuttaen kelkan päätymisen liian lähelle anturia. Kelkkaan tilanteessa indusoituneet pyörrevirrat aiheuttivat havaitunlaisen häiriön.



**Kuva E.8.** 1 mm, samansuuntaisesti orientoituneen K-piikin erotustaajuuden muutos ja LED-valopylvään vaste etäisyysherkkyyssmittauksessa.



**Kuva E.9.** 1 mm, samansuuntaisesti orientoituneen K-piikin erotustaajuuden muutos poikittaisherkkyyssmittauksessa.