



TAMPEREEN TEKNILLINEN YLIOPISTO  
TAMPERE UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

**ANTTI LAINE**

**SÄIEKOON VAIHTELUN VAIKUTUS NBTI-SUPRAJOHTEEN  
SUORITUSKYKYYN**

Diplomityö

Tarkastajat: lehtori Risto Mikkonen  
professori Lauri Kettunen

Tarkastaja ja aihe hyväksytty  
teknisten tieteiden  
tiedekuntaneuvoston kokouksessa  
4. kesäkuuta 2014

## TIIVISTELMÄ

TAMPEREEN TEKNILLINEN YLIOPISTO

Automaatiotekniikan koulutusohjelma

**LAINE, ANTTI:** Säiekoon vaihtelun vaikutus NbTi-suprajohteen suorituskykyyn

Diplomityö, 101 sivua

Maaliskuu 2015

Pääaine: Vaihtoehtoiset sähköenergiateknologiat

Tarkastaja: lehtori Risto Mikkonen, professori Lauri Kettunen

Avainsanat: Suprajohtavuus, niobititaani, muutosvyöhykkeet, filamenttien epämuodostuminen, alfa-arvo

Suprajohtimen valmistusprosessissa johtimen molempiin päihin muodostuvat niin sanotut muutosvyöhykkeet, joissa johtimen alfa-arvo sekä filamenttien muoto ja koko vaihtelevat. Tämän työn tavoitteena on selvittää, miten nämä vaihtelut vaikuttavat johtimen suorituskykyyn kuten stabiilisuuteen ja johtimessa syntyviin häviöihin. Lisäksi työssä selvitetään kokeellisten mittausten avulla, miten muutosvyöhykkeet vaikuttavat johtimen kriittiseen virtaan, kriittiseen virrantiheyteen ja  $n$ -arvoon.

Yleinen filamenttien epämuodostumista aiheuttanut tekijä on ollut ns. sausaging-ilmiö, jonka pääasiallisena aiheuttajana on ollut kuparin ja titaanin kemiallinen reagoiminen. Muutosvyöhykkeet syntyvät sen sijaan billetin puristusprosessin aikana johtuen kovuuserosta NbTi-filamenttien ja kuparin välillä. Työssä perehdytään siten myös puristusprosessiin ja pohditaan tarkemmin, mitkä tekijät prosessissa vaikuttavat muutosvyöhykkeiden muodostumiseen.

Adiabaattisen ja dynaamisen stabiilisuuskriteerin mukaisesti suprajohtimen stabiilisuus heikkenee filamenttikoon kasvaessa. Filamenttien epämuodostuminen aiheuttaa usein myös filamenttien kytkeytymistä ja johtimessa syntyvien häviöiden kasvua. Mittauksissa todettiin alfa-arvon vaikuttavan selvästi johtimen kriittisen virran määrään. Tämä johtuu filamenttien yhteenlasketun poikkipinta-alan vaihtelusta eri näytteillä. Toisaalta näytteiden kriittiseen virrantiheyteen tai  $n$ -arvoon muutosvyöhykkeillä ei mittaustulosten perusteella näytä olevan huomattavaa vaikutusta.

## ABSTRACT

TAMPERE UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

Master's Degree Programme in Automation Engineering

**LAINE, ANTTI:** Effects of filament size variation on the performance of NbTi superconductors

Master of Science Thesis, 101 pages

March 2015

Major: Alternative Electric Energy Technologies

Examiner: Lecturer Risto Mikkonen, Professor Lauri Kettunen

Keywords: Superconductivity, niobium-titanium, transition zones, filament deformation, copper to superconductor ratio

In the fabrication process of a niobium-titanium (NbTi) superconducting wire, so-called transition zones will be formed at both ends of the superconductor. In these transition zones, filament deformation occurs, which results in filament size and shape variations and copper to superconductor (Cu/Sc) ratio variation. The aim of this thesis is to determine the effect of these variations on the performance of NbTi superconductors, such as in terms of stability and losses. In addition, in the experimental part of this study, how such factors affect the critical current, critical current density and  $n$  values of the superconductor is also determined.

A common reason for filament deformation is sausaging, which is primarily caused by the formation of a copper-titanium compound on the surface of the filaments. In this case, transition zones are formed during billet extrusion mainly because of the difference in hardness between NbTi filaments and copper. Thus, the factors that affect extrusion and may cause the formation of transition zones will also be discussed in this work.

According to the adiabatic and dynamic criterion for stability, an increase in filament size decreases the stability of a superconductor. Filament deformation commonly increases interfilament coupling and losses in a conductor. The results of the experimental measurements showed that the critical current of the short samples considerably depends on the Cu/Sc ratio because of the variation in the cross-sectional area of the filaments between measured samples. On the other hand, the transition zones show no remarkable effect on the critical current density or the  $n$  value of the conductor.

## ALKUSANAT

Tämä diplomityö on tehty Tampereen teknillisen yliopiston Sähkötekniikan laitoksella vuoden 2014 ja talven 2015 aikana. Työn tilaajana oli Luvata Pori Oy.

Haluan kiittää Luvata Pori Oy:n henkilökuntaa mielenkiintoisesta diplomityön aiheesta sekä yhteistyöstä ja avunannosta erityisesti mittausohjelmaan liittyen. Lämpimät kiitokset myös lehtori Risto Mikkoselle ohjauksesta diplomityön teossa ja koko sähkömagnetiikan tiimille miellyttävästä ja kannustavasta työilmapiiristä.

Tämän diplomityön myötä päättyvät mukavat ja vaiherikkaat opiskeluvuodet TTY:n kampuksella. Haluan kiittää kaikkia opiskelukavereitani opintojen ja vapaa-ajan parissa vietetyistä ikimuistoisista hetkistä.

Lopuksi haluan kohdistaa suurimmat kiitokseni rakkaalle perheelleni eli äidille, isälle ja siskolle, jotka ovat olleet tukenani niin diplomityön teon kuin koko opintojen aikana.

Tampereella 15.2.2015

Antti Laine

# SISÄLLYS

1	Johdanto.....	12
2	Suprajohtavuus ilmiönä.....	14
2.1	BCS-teoria ja karakteristiset pituudet.....	14
2.2	Kriittiset parametrit $T_c$ ja $B_c$ , I- ja II-lajin suprajohteet .....	15
2.3	Pinning ja kriittinen virrantiheys $J_c$ .....	19
2.4	Quench.....	21
3	NbTi-suprajohtimen rakenne ja valmistus.....	22
3.1	NbTi-suprajohtimen valmistusprosessi .....	24
3.2	Alfa-arvo ja muutosvyöhykkeet.....	26
4	Säikeiden laatuun ja johtimen suorituskykyyn vaikuttavia tekijöitä .....	29
4.1	Lejeeringit, vetoprosessit ja lämpökäsittely.....	29
4.2	Filamenttien epämuodostuminen .....	30
4.2.1	Titaani-kupari-yhdisteet ja suojabarrierit	31
4.2.2	$s/d$ -suhde ja billetin pakkaustapa	31
4.2.3	Epämuodostumien vaikutus johtimen magnetoitumaan	33
4.3	Läheisyysvaikutus .....	34
4.4	Kokotekijä, RRR-arvo ja poikittainen resistiivisyys.....	35
5	Säiekoon vaikutus suprajohtimen stabiilisuuteen .....	38
5.1	Stabiilisuus suojausvirroista johtuvia vuonhyppyjä vastaan.....	41
5.2	Kuormavirran vaikutus adiabaattiseen stabiilisuuteen .....	46
5.3	Komposiittijohtimen dynaaminen stabiilisuus.....	50

5.4	Filamenttikoon vaikutus dynaamiseen stabiilisuuteen .....	53
5.5	Muutosvyöhykkeiden vaikutus komposiittijohtimen stabiilisuuteen .....	56
6	Muutosvyöhykkeiden vaikutus johtimessa syntyviin häviöihin .....	58
6.1	Joule-lämpö .....	58
6.2	AC-häviöt .....	60
6.2.1	Hystereesihäviöt .....	60
6.2.2	Induktiolaki ja komposiittijohtimen kierteistys .....	63
6.2.3	KytKentä- ja pyörrevirtahäviöt .....	65
6.3	Filamenttien epämuodostumien vaikutus häviöihin .....	68
7	Kryogeeninen stabiilisuus .....	69
7.1	Kryogeeninen stabiilisuuskriteeri .....	69
7.1.1	Kryogeeninen tasapainotila .....	71
7.1.2	MPZ-malli .....	71
8	Muutosvyöhykkeiden mittausohjelma .....	73
8.1	Mittauslaitteisto .....	73
8.2	Mitattavat näytteet ja mittaustapahtuma .....	74
8.3	Mittaustulokset .....	76
8.4	Virhelähteiden tarkastelu .....	81
8.5	Johtopäätökset mittaustuloksista .....	83
9	Komposiittibilletin puristusprosessi .....	85
9.1	Puristusprosessiin vaikuttavia tekijöitä .....	86
9.1.1	Puristusaine .....	88
9.1.2	Bilettiin kohdistuva rasitus .....	90

9.1.3	Puristeen kovettuminen	92
9.1.4	Prosessissa kehittyvä lämpö	92
9.2	Puristusprosessi muutosvyöhykkeiden näkökulmasta.....	92
10	Yhteenveto.....	95

## KÄYTETYT MERKINNÄT JA LYHENTEET

$a$	Filamentin säde, komposiittijohtimen säde, vakio
$A$	Poikkipinta-ala (alaindeksi $cd$ = komposiittijohtimen, $m$ = matriisimetallin, $sc$ = suprajohdesäikeiden, 1 = billetin, 2 = puristeen)
$B$	Magneettivuon tiheys (alleviivaus = vektorisuure, alaindeksi $c$ = kriittinen, $c1$ = alempi kriittinen, $c2$ = ylempi kriittinen, $p$ = kappaleen läpäisevä, $m$ = muuttuvan magneettivuontiheyden amplitudi)
$C$	Ominaislämpö
$d$	Suprajohdefilamentin halkaisija, vuoputkien välinen etäisyys
$D$	Komposiittijohtimen halkaisija
$D$	Diffusiviteetti (alaindeksi $m$ = magneettinen, $th$ = terminen)
$e$	Alkeisvaraus
$e_h$	Sisäenergian muutos
$E$	Sähkökentän voimakkuus (alleviivaus = vektorisuure, alaindeksi $c$ = kriittinen)
$E_{ind}$	Induktiojännite eli sähkömotorinen voima
$f$	Komposiittijohtimen täytekerroin
$f_p$	Jäähdytysaineeseen kosketuksissa oleva osuus perimetristä $P_D$
$\underline{F}$	Voima (alaindeksi $k$ = kitka-, $L$ = Lorentz-, $P$ = Pinning-)
$g$	Lämpöteho tilavuutta kohti (alaindeksi $k$ = lämmön johtuminen, $j$ = Joule-lämpö, $d$ = häiriön aiheuttama lämpö, $q$ = lämpökonvektio)
$g$	Kuormavirran stabiilisuuteen liittyvä parametri
$G$	Johtimessa kehittyvä Joule-lämpö



$G$	Puristusprosessissa metallien rajapinnalle kohdistuva kohtisuora voima
$h$	Planckin vakio, konvektiivinen lämmönsiirtokerroin
$H$	Magneettikentän voimakkuus (alleviihaus = vektorisuure, alaindeksi $c$ = kriittinen)
$i$	Kuormavirran ja kriittisen virran (tai virrantiheyksien) suhde
$I$	Virta (alaindeksi $c$ = kriittinen, $t$ = kuormavirta)
$J$	Virrantiheys (alleviihaus = vektorisuure, alaindeksi $c$ = kriittinen, $t$ = kuormavirran)
$k$	Boltzmannin vakio
$l$	Johtimen pituus
$l_e$	Johde-elektronien keskimääräinen vapaa matka
$L$	Komposiittijohtimen kierteistyspituus
$m$	Elektronin massa
$M$	Magnetoituma
$n$	Suprajohtavaa transitiota kuvaava $n$ -arvo
$n_s$	Suprajohtava elektronitiheys
$N$	Suprajohdesäikeiden eli filamenttien lukumäärä komposiittijohtimessa
$p$	Suojausvirtakerroksen paksuus
$P_D$	Komposiittijohtimen perimetri eli poikkileikkauksen ympärysmitta
$Q$	Lämpöhäviö (alaindeksi $h$ = hystereesihäviö)
$r_f$	Komposiittijohtimen filamenttialueen säde
$R$	Komposiittijohtimen säde, puristusprosessin reduktio
$R_{mz}$	MPZ-teoriassa normaalialueen suurin sallittu säde
$s$	Matriisimetallikannaksen paksuus filamenttien välissä

$T$	Lämpötila (alaindeksi $c$ = kriittinen, $0$ = operointilämpötila)
$\nu$	Lämpökonvektio suhteessa ominaislämpökapasiteettiin
$\nu_F$	Elektronien Fermi-nopeus
$w$	Komposiittijohtimen perimetrikerroksen paksuus
$2\alpha$	Puristusprosessissa suuttimen kulma
$\alpha$	Komposiittijohtimen alfa-arvo
$\alpha$	Niobititaanin kiderakenteen alfa-faasi
$\alpha_{st}$	Kryogeeninen stabiilisuuskriteeri eli Steklyn parametri
$\beta$	Niobititaanin kiderakenteen beta-faasi
$\beta$	Stabiilisuusparametri (alaindeksi $s$ = suojausvirtojen, $t$ = kuormavirran)
$\beta$	Muuttuvan magneettivuontiheyden amplitudin suhde kappaleen läpäisevään magneettivuontiheyteen $B_m/B_p$
$\gamma$	Materiaalin tiheys
$\gamma_C$	Ominaislämpökapasiteetti (alaindeksi $cd$ = komposiittijohtimen, $e$ = tehollinen)
$\Gamma$	Hystereesihäviöiksi muuttuva osuus muuttuvasta magneettikentästä saatavissa olevasta energiasta
$\theta$	Debye-lämpötila
$\kappa$	Ginzburg-Landau parametri
$\lambda$	Lämmönjohtavuus ( $cd$ = komposiittijohtimen, $s$ = suprajohdesäikeiden, $e$ = eristeen)
$\lambda_L$	Londonin tunkeutumissyvyys
$\mu$	Kitkakerroin

$\mu_0$	Tyhjiön permeabiliteetti
$\xi$	Koherenssipituus (alaindeksi 0 = Pippardin, $n$ = matriisimetallin)
$\rho$	Resistiivisyys (alaindeksi $m$ = matriisimetallin, 0 = jäännös-, $i$ = lämpötilasta riippuva, $s$ = seinämäsironnasta johtuva, $t$ = poikittainen, $et$ = kokonais-)
$\tau$	Aikavakio, diffuusioaika (alaindeksi $m$ = magneettinen, $th$ = terminen, $j$ = Joule-lämmön)
$\phi$	Magneettivuo
$\phi_0$	Vuokvantti
$\Phi_M$	Induktiosilmukan läpäisevä magneettivuo
Ac / Dc	Vaihtovirta / Tasavirta
CERN	Euroopan hiukkasfysiikan tutkimuskeskus
HTS	High temperature superconductor, korkean lämpötilan suprajohde
LTS	Low temperature superconductor, matalan lämpötilan suprajohde
LLDPE	Linear low-density polyethylene, lineaarinen matalatiheyksinen polyeteeni
MPZ	Minimum propagation zone, suprajohdemagneetin stabiilisuuden tarkasteluun kehitetty malli
MRI	Magnetic Resonance Imaging, magneettikuvaus
NbTi/Cu	Niobititaani-suprajohdin kuparimatriisilla
OK54	Luvata Oy:n 54 filamenttia sisältävä komposiittijohdin
PAP	Puristeen alkupää
PLP	Puristeen loppupää
RRR-arvo	Residual Resistivity Ratio, jäännösresistiivisyys

# 1 JOHDANTO

Suprajohtavalla filamenttirakenteisella komposiittijohtimella tarkoitetaan sähköjohdinta, jossa normaalijohtavan matriisimetallin (tyypillisesti kupari) sisällä kulkee suprajohtavasta materiaalista (kuten niobititaani) valmistettuja säikeitä eli filamentteja, joita pitkin tasainen sähkövirta pääsee kulkemaan häviöttömästi. Suprajohtava tila on luonteeltaan epästabiili, ja pienetkin häiriöt suprajohteen ns. kriittisissä suureissa voivat johtaa suprajohtavan tilan menettämiseen. Filamenttirakenteen ansiosta suprajohtimen stabiilisuutta ja suorituskykyä voidaan parantaa, mikä mahdollistaa suprajohtavuuden hyödyntämisen käytännön sovelluksissa.

Komposiittijohtimen rakenne, kuten filamenttien lukumäärä ja koko (yksittäisen säikeen halkaisija ja poikkipinta-ala), riippuu johtimen käyttötarkoituksesta. Esimerkiksi tasavirtasovelluksissa filamentit ovat yleisesti kooltaan suurempia verrattuna vaihtovirtakäyttöön suunniteltuihin johtimiin, mutta vaihtovirtajohtimissa filamentteja on toisaalta lukumäärällisesti huomattavasti enemmän. Oikealla rakenteella suprajohtimen suorituskyky ja stabiilisuus saadaan maksimoitua kyseistä käyttökohdetta varten.

Johtimen valmistusprosessissa on siis tarkoituksenmukaista, että johtimen poikkileikkauksen rakenne pysyisi mahdollisimman muuttumattomana koko johdinpituuden matkalla. Valmistusprosessissa johtimen alku- ja loppupäähän muodostuvat kuitenkin niin sanotut muutosvyöhykkeet, joissa filamenttien muoto ja poikkipinta-ala vaihtelevat. Muutosvyöhykkeiden hyödyntäminen on rajallista, ja ne poistetaan valmistusprosessissa perustuen suprajohtelangan alfa-arvoon. Alfa-arvolla tarkoitetaan matriisimetallin ja suprajohteen pinta-alojen suhdetta johtimen poikkileikkauksessa.

Tämän työn tavoitteena on selvittää muutosvyöhykkeiden vaikutus suprajohtimen toimintaan. Miten säiekoon vaihtelu vaikuttaa suprajohtimen suorituskykyyn, stabiilisuuteen ja johtimessa syntyviin häviöihin? Voidaanko muutosaluetta hyödyntää, jos alfa-arvo on riittävän alhainen? Pääpaino työssä kohdistetaan siis muutosvyöhykkeiden tarkasteluun suprajohtavuuden teorian ja sähköisten ominaisuuksien näkökulmasta. Muutosvyöhykkeiden tiedetään syntyvän langan valmistuksessa puristusprosessin aikana. Työssä pohditaan, mitkä tekijät vaikuttavat muutosvyöhykkeiden syntymiseen ja miten niiden muodostumista voidaan hallita.

Tässä diplomityössä käsitellään aluksi suprajohtavuuden taustaa, ja mihin ilmiöihin suprajohtavuuden teoria perustuu. Luvussa 3 perehdytään suprajohtavuutta hyödyntävien suprajohtinten rakenteeseen ja johtimen valmistusprosessiin. Luvussa kerrotaan

tarkemmin, mitä muutosvyöhykkeillä tarkoitetaan, ja miten ne vaikuttavat johtimen alfa-arvoon ja filamenttien muotoon.

Luvussa 4 käsitellään filamenttien laatuun ja suprajohtimen suorituskykyyn vaikuttavia tekijöitä. Aluksi käsitellään vetoprosessien ja lämpökäsittelyjen vaikutusta NbTi-lejeeringin suorituskykyyn. Filamenttien epämuodostuminen on ollut suprajohtinten kehityshistorian aikana merkittävä suorituskykyyn vaikuttava tekijä, joten luvussa käydään läpi epämuodostumiseen vaikuttavia tekijöitä, ja millainen vaikutus näillä tekijöillä on suprajohtimen eri toimintaparametreihin.

Luvussa 5 tutkitaan, miten säiekoko ja alfa-arvo vaikuttavat johtimen stabiilisuuteen adiabaattisen ja dynaamisen stabiloinnin näkökulmista, sekä miten kuormavirta ja sen synnyttämä omakenttä vaikuttavat johtimen stabiilisuuteen. Luvussa 6 perehdytään johtimessa syntyviin Joule-lämpöhäviöihin sekä muuttuvasta magneettikentästä johtuviin vaihtovirta- eli ac-häviöihin, ja pohditaan, miten muutosvyöhykkeet vaikuttavat häviöiden määrään. Luvussa 7 palataan vielä johtimen stabiilisuuden tarkasteluun kryogeenisen stabiloinnin näkökulmasta.

Työhön kuului kokeellinen osio, jossa tutkittiin muutosvyöhykkeiden vaikutusta johtimen kriittiseen virtaan, kriittiseen virrantiheyteen ja  $n$ -arvoon. Mittaukset tehtiin Luvata Pori Oy:n suprajohtelaboratoriossa. Mittausohjelmaa sekä tuloksia käsitellään luvussa 8. Koska muutosvyöhykkeiden tiedetään syntyvän puristusprosessin aikana, työn lopuksi luvussa 9 perehdytään tarkemmin puristusprosessiin, kuten mitkä tekijät puristusprosessissa voivat johtaa muutosvyöhykkeiden muodostumiseen.

## 2 SUPRAJOHTAVUUS ILMIÖNÄ

Suprajohtavuudella tarkoitetaan ilmiötä, jossa sähköä johtavan materiaalin sähkövastus häviää tietyn lämpötilan alapuolella. Tätä lämpötilaa kutsutaan kriittiseksi lämpötilaksi. Ilmiön havaitsi ensimmäisen kerran hollantilainen Heike Kamerlingh Onnes vuonna 1911 tutkiessaan puhtaiden metallien resistiivisyyttä matalissa lämpötiloissa. Onnesin oletuksena oli, että sähköisen resistiivisyyden aleneminen jatkuisi aina absoluuttiseen nollapisteeseen saakka, jolloin resistiivisyys saavuttaisi minimiarvonsa. Elohopean resistiivisyyttä mitatessaan sähkövastus kuitenkin yllättäen hävisi kokonaan 4.15 kelvinin lämpötilassa. Mittauksissa jäähdytysaineena käytettiin heliumia, jonka kiehumispiste normaalissa ilmanpaineessa on 4.2 K. Helium oli kuitenkin hieman alipaineistettu, mikä laski heliumin lämpötilan noin 4.1 kelviniin ja sattumalta mahdollisti suprajohtavuuden havaitsemisen. (Mikkonen 2010, 1-2; Golubov 1998, 3) Tämä mittaustulos toimi lähtölaukauksena suprajohtavuuden tutkimukselle.

Sähkövastuksen katoamisen eli häviöttömän sähköjohtavuuden lisäksi suprajohtavuuteen liittyy myös toinen merkittävä ominaisuus. Kun suprajohtavassa tilassa oleva materiaali altistetaan ulkoiselle magneettikentälle, magneettivuo ei pääse vapaasti tunkeutumaan suprajohteen sisään. Tämä ei vielä tee suprajohteesta poikkeuksellista, sillä tällöin kyseisen ilmiön voisi perustella äärettömällä sähköjohtavuudella. Mutta kun ulkoiselle magneettikentälle altistettu normaalitilainen suprajohte jähdytetään suprajohtavaan tilaan, suprajohteen läpäisevä magneettivuo poistuu johteesta. Mikäli kyse olisi vain äärettömästä johtavuudesta, magneettivuo johteessa pysyisi vakiona. Näin ollen suprajohte hylkii täydellisesti ulkoista magneettikenttää. Kyseistä ilmiötä kutsutaan Meissner-ilmiöksi sen löytäjien Walther Meissnerin ja Robert Ochsenfeldin mukaan. (Golubov 1998, 4; Iwasa 2009, 3-4) Täydellinen Meissner-ilmiö esiintyy kuitenkin vain ns. I-lajin suprajohteilla.

### 2.1 BCS-teoria ja karakteristiset pituudet

Mikroskooppisesti tarkasteltuna suprajohtavuuden teoria on selitettävissä ns. Cooperin pareilla ja BCS-teoriolla, joka on saanut nimensä teorian luoneiden fyysikoiden Bardeen, Cooper, Schrieffer mukaan. Teorian mukaan metallin johtavuuselektronit muodostavat elektronipareja, jotka pystyvät liikkumaan atomihilassa häviöttömästi törmäämättä kiderakenteeseen ja epäpuhtauksiin toisin kuin tavalliset elektronit.

Cooperin parit syntyvät, kun hilassa kulkeva elektroni poikkeuttaa hilan atomeja aiheuttaen hilaan paikallisen positiivisen varauksen. Toinen elektroni, jolla on

päinvastainen spin sekä päinvastainen ja yhtä suuri magneettinen momentti, kokee positiivisen varauksen attraktiivisena. Tämän seurauksena kahden elektronin kineettinen energia kasvaa, mutta potentiaalienergia pienenee, jolloin elektronien kokonaisenergia pienenee. Elektroniparien energiataso asettuu näin alhaisemmaksi, kuin alhaisin energiataso normaalitilassa aiheuttaen ns. energia-aukon. Energia-aukko vastaa suuruudeltaan sitä energiaa, joka tarvitaan elektroniparin purkamiseksi normaaleiksi elektroneiksi. (Wilson 1983, 280)

Suprajohtavuuden sähkömagneettisiin ominaisuuksiin liittyy kaksi karakteristista pituutta: Pippardin koherenssipituus  $\xi_0$  sekä Londonin tunkeutumissyvyys  $\lambda_L$ . Koherenssipituus  $\xi_0$  tarkoittaa keskimääräistä etäisyyttä, jonka sisällä elektronit muodostavat elektronipareja. Koherenssipituus voidaan määrittää yhtälöstä

$$\xi_0 = a \frac{h v_F}{2 \pi k T_c}, \quad (2.1)$$

missä  $a$  on vakio ( $a = 0,18$ ),  $h$  Planckin vakio,  $v_F$  elektronien Fermi-nopeus,  $k$  Boltzmannin vakio ja  $T_c$  suprajohteen kriittinen lämpötila. (Mikkonen 2010, 6). Tunkeutumissyvyys  $\lambda_L$  ilmaisee syvyyden, jolle magneettikenttä tunkeutuu suprajohteessa vaimentuen samalla eksponentiaalisesti.  $\lambda_L$  saadaan yhtälöstä

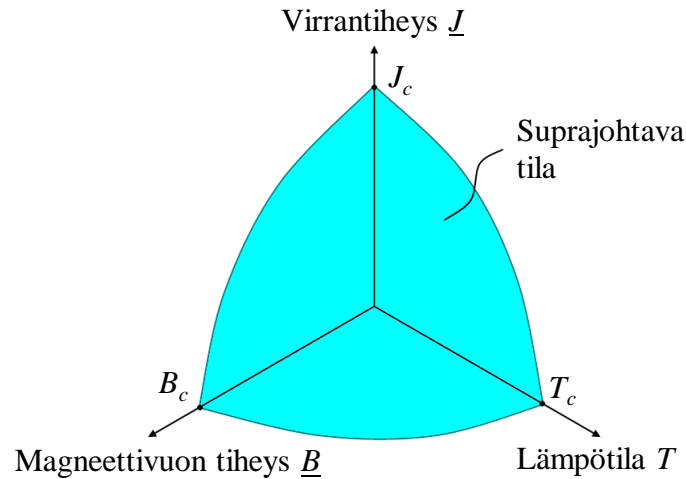
$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n_s e^2}}, \quad (2.2)$$

missä  $m$  on elektronin massa,  $\mu_0$  tyhjiön permeabiliteetti,  $n_s$  suprajohtava elektronitiheys ja  $e$  alkeisvaraus (Iwasa 2009, 5).

## 2.2 Kriittiset parametrit $T_c$ ja $B_c$ , I- ja II-lajin suprajohteet

Suprajohteet ovat materiaaleja, jotka muuttuvat suprajohtaviksi tiettyjen edellytysten eli kolmen kriittisen parametrin asettamien vaatimusten täytyessä. Kaksi näistä ovat kriittinen lämpötila  $T_c$  ja kriittinen magneettivuon tiheys  $B_c$ , jotka liittyvät edellä kerrottuihin suprajohtavan tilan erityispiirteisiin eli häviöttömään virrankulkuun ja Meissner-ilmiöön. Kolmas parametri on kriittinen virrantiheys  $J_c$ , joka kuvaa suurinta sallittua virtaa suhteessa johtimen poikkipinta-alaan.

Kriittiset parametrit riippuvat toisistaan ja muodostavat ikään kuin pinnan suprajohtavan tilan ja normaalitilan välille (kuva 2.1). Johde on suprajohtavassa tilassa, kun johteen toimintapiste on kriittisten parametrien rajaaman pinnan sisäpuolella. Mikäli siis yhtä arvoa kasvatetaan, täytyy mahdollisesti kahta muuta pienentää, jotta suprajohtava tila säilyisi.

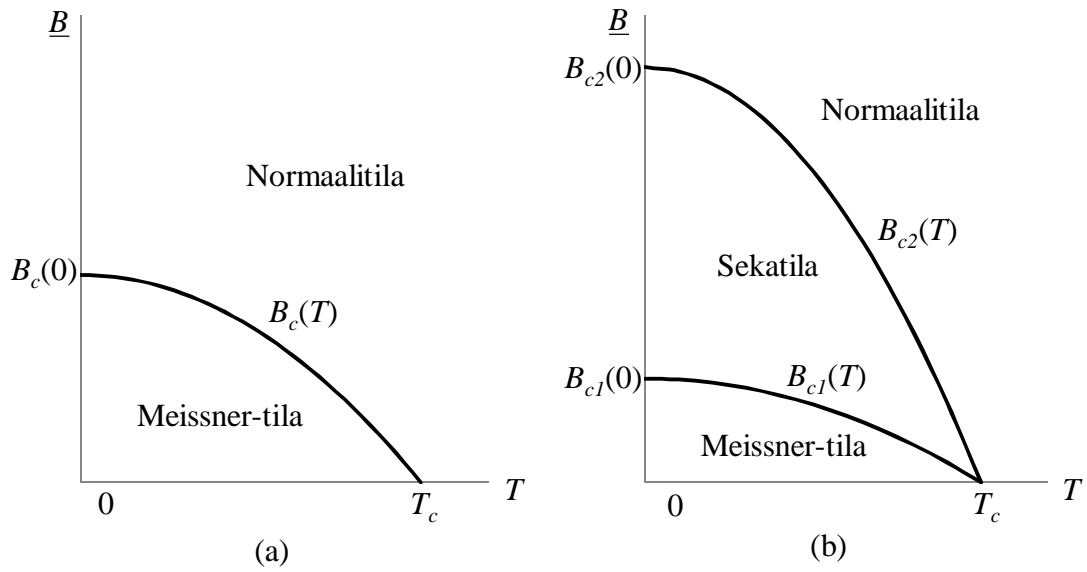


**Kuva 2.1.** Suprajohtavan tilan ja normaalitilan välinen  $J$ - $B$ - $T$  -rajapinta.

Kuten edellä todettiin, suprajohtavan tilan aikaansaamiseksi suprajohtavan materiaalin lämpötila saa olla maksimissaan kriittisen lämpötilan  $T_c$  suuruinen. Tällöin kahden muun kriittisen suureen pitää tosin olla arvoltaan nollia. Kriittinen lämpötila on kullekin materiaalille ominainen. Vastaavasti suprajohtavan tilan edellytyksenä on suprajohtavaan materiaaliin kohdistuva magneettivuontiheys  $\underline{B}$  (vektorisuure), joka ei saa ylittää kriittistä magneettivuontiheyttä  $B_c$ . Kyseinen ehto tässä muodossaan pätee kuitenkin vain ns. I-lajin suprajohteille.

Suprajohtavat materiaalit ovat jaettavissa I- ja II-lajin suprajohteisiin, joiden eroa on havainnollistettu kuvassa 2.2. I-lajin suprajohteissa (kuva 2.2 (a)) Meissner-ilmiö esiintyy täydellisenä magneettivuontiheyteen  $B_c$  saakka, jonka ylittyessä magneettivuo tunkeutuu suprajohteeseen ja suprajohtava tila menetetään. II-lajin suprajohteilla (kuva 2.2 (b)) kriittisen magneettivuontiheyden arvoja on kaksi, alempi  $B_{c1}$  ja ylempi  $B_{c2}$ . Täydellinen Meissner-ilmiö esiintyy ainoastaan  $B_{c1}$ :tä pienemmillä vuontiheyksillä (kokoluokka alle 0,1 T).  $B_{c1}$ :n ylittyessä magneettivuo alkaa tunkeutua suprajohteeseen muodostaen normaalijohtavia vuoputkia muun johteen pysyessä suprajohtavassa tilassa. Tällöin suprajohde on niin sanotussa sekatilassa. Magneettivuontiheyden kasvaessa normaalijohtavien vuoputkien määrä kasvaa, kunnes saavutetaan  $B_{c2}$ , jolloin koko johde on täynnä vuoputkia ja johde siirtyy normaalitilaan. (Matsushita 1994, 25)





**Kuva 2.2.** Kriittiset magneettivuontiheydet lämpötilan funktiona I-lajin (a) ja II-lajin (b) suprajohteille. (Matsushita 1994, 25, muokattu)

Kuvan 2.2 mukaisten kriittisten magneettivuontiheyksien  $B_c$ ,  $B_{c1}$  ja  $B_{c2}$  suhde lämpötilaan  $T$  on empiirisesti todettu noudattavan yhtälöä

$$B_c(T) = B_c(0) \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (\text{Matsushita 1994, 25}). \quad (2.3)$$

Yhtälö pätee niin sanotuilla matalan lämpötilan suprajohteilla (LTS, Low Temperature Superconductor), joilla kriittinen lämpötila on korkeimmillaan noin 20 K. 1980-luvulla löydettiin uusi materiaali, jonka kriittinen lämpötila oli noin 30 K. Tämän innoittamana uusia materiaaleja tutkittiin, jolloin löydettiin ns. korkean lämpötilan suprajohteita (HTS, High Temperature Superconductor), joilla kriittinen lämpötila on jopa yli 100 K. Perinteisiä suprajohteita alettiin näin kutsua matalan lämpötilan suprajohteiksi (LTS). (Mikkonen 2010, 12) Tässä työssä suprajohtavuutta tarkastellaan LTS-johteiden näkökulmasta, eikä työssä käsiteltävä teoria ja yhtälöt välttämättä ole suoraan sovellettavissa HTS-johteilla.

Suprajohteet määritellään I- ja II-lajin johteisiin ns. Ginzburg-Landau parametrin  $\kappa$  mukaan.  $\kappa$  määritellään aiemmin esitettyjen karakterististen pituuksien eli tunkeutumissyvyyden ja koherenssipituuden suhteena

$$\kappa = \frac{\lambda_L}{\xi_0}. \quad (2.4)$$

Ginzburgin, Landaun, Abrikosovin ja Gorkovin kehittämän II-lajin suprajohteiden teorian mukaan suprajohde luetaan II-lajiin kuuluvaksi, mikäli  $\kappa > 2^{-1/2}$  ( $\approx 0,707$ ). Suurin osa puhtaista metalleista on I-lajin suprajohteita  $\kappa$ :n ollessa alle  $2^{-1/2}$ . Huomattavasti suurempiin  $\kappa$ :n arvoihin päästään metalliseoksilla, kuten esimerkiksi  $\kappa = 49$  niobititaaniseokselle Nb-44Ti, jossa titaania on 44 massaprosenttia. (Wilson 1983, 283)

Materiaaleilla, joilla  $\kappa > 2^{-1/2}$ , magneettivuontiheyden ylittäessä  $B_{c1}$ :n vuo tunkeutuu suprajohtavaan materiaaliin muodostaen vuoputkia. Yhtä vuoputkea pitkin kulkee vuokvantti  $\phi_0 = h/2e = 2,0 \times 10^{-15}$  Weber (Wb), jossa  $h$  on Plancin vakio ja  $e$  elektronin varaus (Wilson 1983, 281). Vuoputken  $\zeta_0$  –säteinen ydin on normaalijohtavassa tilassa, jossa suprajohtava elektronitiheys  $n_s$  putoaa jyrkästi. Vastaavasti magneettivuontiheys on maksimissaan vuoputken keskellä vaimentuen eksponentiaalisesti vuoputken reunoja kohti. Ydintä ympäröi  $\lambda_L$  –säteinen suojavirtakerros, joka kumoaa magneettivuon siten, että magneetikenttä vuoputken ulkopuolella on nolla. (Lee & Larbalestier 2001, 2) Mikäli vuoputket pystyisivät liikkumaan suprajohteessa vapaasti, ne asettuisivat energiataloudellisesti edullisimpaan kolmiomaiseen muodostelmaan. Vuoputkien välinen etäisyys  $d$  voidaan määrittää kaavasta

$$d^2 = \left(\frac{4}{3}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\phi_0}{B}, \quad (2.5)$$

missä  $\phi_0$  on vuokvantti ja  $B$  magneettivuon tiheys tarkasteluhetkellä. (Wilson 1983, 281–282)

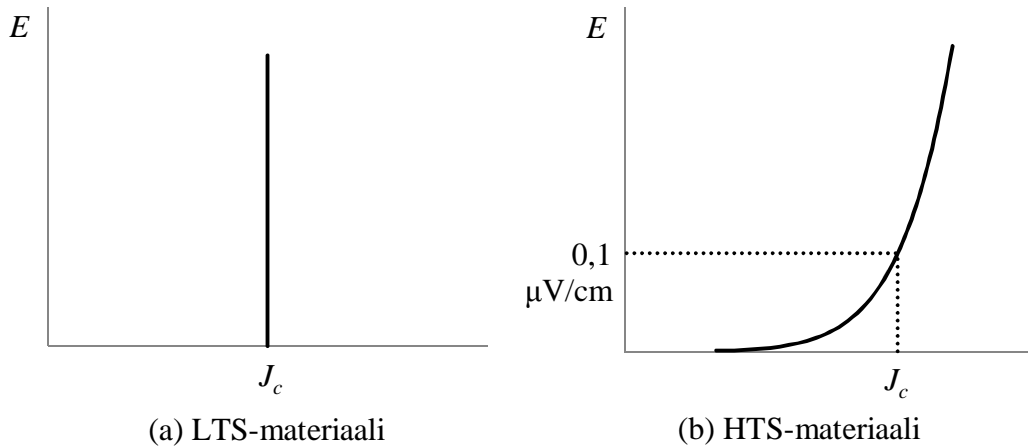
I-lajin suprajohteilla kriittinen vuontiheys  $B_c$  jää tyypillisesti alle 0,1 Teslan, mikä tarkoittaa, että kyseiset johteet eivät sovi käytettäväksi magneettisovelluksissa (Iwasa 2009, 5). Kaikki kaupallisesti ja käytännön sovelluksissa hyödynnettävät suprajohteet ovat II-lajin johteita, kuten esimerkiksi yleisimmin käytetty niobititaani, joka on tässä työssä tarkastelun kohteena. Lisäksi II-lajin johteet toimivat käytännössä aina sekatilassa. (Wilson 1983, 281)

Sekä LTS- että HTS-johteet kuuluvat II-lajin suprajohteisiin. Kriittisen lämpötilan lisäksi LTS- ja HTS-johteet poikkeavat toisistaan mm. suprajohtavasta tilasta normaali-tilaan tapahtuvan transition suhteen. Transitiota voidaan kuvata potenssilaililla

$$\underline{E}(J) = E_c \left(\frac{J}{J_c}\right)^n, \quad (2.6)$$

jossa  $E_c$  on johtimen sähkökenttä kriittisellä virrantiheydellä  $J_c$  ja eksponentti  $n$  materiaalikohtainen vakio, joka kuvaa transition jyrkkyyttä. Kriittisen virrantiheyden arvo määrittää vastaamaan jotain tiettyä sähkökentän arvoa. LTS-johtimilla sähkö-

kentän raja-arvoksi määritellään tyypillisesti  $E_c = 0,1 \mu\text{V}/\text{cm}$ , jota myös Luvata käyttää, mutta myös arvoa  $1 \mu\text{V}/\text{cm}$  käytetään. LTS-johtimilla eksponentti  $n$  saavuttaa tavallisesti arvoja välillä 40–70, kun HTS-materiaaleilla  $n$ -arvot ovat luokkaa 10–15. (Mikkonen 2010, 8) Kuvassa 2.3 esitetään  $n$ -arvon vaikutus transitiioon eli sähkökentän käyrämuotoon virrantiheyden funktiona.



**Kuva 2.3.** Transition ideaaliset  $E(J)$  –kuvaajat LTS- ja HTS-materiaaleille (Koski 2004, 25)

Suurempi  $n$ -arvo tarkoittaa jyrkempää transitiota, mikä voidaan havaita kuvasta 2.3. Suurta  $n$ -arvoa pidetään myös merkinä laadukkaasta johtimesta. Kuvasta 2.3 (b) havaitaan lisäksi, että HTS-materiaaleilla sähkökenttää ja siten lämmönkehitystä syntyy jo alikriittisillä virrantiheyksillä, ja toisaalta materiaali kestää hetkellisesti myös ylikriittisiä virtoja. Tämän takia kriittisen virrantiheyden määrittäminen on vaikeaa HTS-materiaaleille, joille kriteerinä käytetäänkin sähkökentän sijasta tiettyä normaali-alueessa syntyvää lämpömäärää (Koski 2004, 24). Tässä työssä keskitytään ainoastaan LTS-johtimiin, eikä jatkossa esitettävä teoria ja yhtälöt ole välttämättä suoraan sovellettavissa HTS-johtimiin.

### 2.3 Pinning ja kriittinen virrantiheys $J_c$

Tarkastellaan pinning-ilmiötä ja sen vaikutusta johtimen kriittiseen virrantiheyteen esimerkkitilanteessa, jossa suprajohtavasta langasta käämittyyn magneettiin syötetään kuormavirtaa virrantiheydellä  $\underline{J}$ . Käämi luo magneettikentän  $\underline{B}$ , joka on kohtisuorassa kuormavirtaan  $\underline{J}$  nähden. Magneettivuo  $\underline{B}$  tunkeutuu suprajohteeseen muodostaen vuoputkia, jolloin kuormavirta  $\underline{J}$  kulkee vuoputkien välissä. Kuormavirran ja magneettikentän yhteisvaikutuksesta vuoputkiin kohdistuu ns. Lorentz-voima

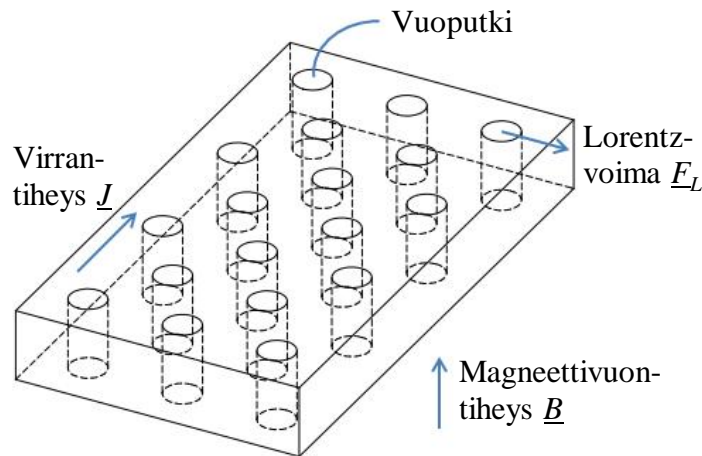
$$\underline{F}_L = \underline{J} \times \underline{B}, \quad (2.7)$$

joka pyrkii liikuttamaan vuoputkia (Lee & Larbalestier 2001, 2). Lorentz-voima on oikean käden säännön mukaisesti kohtisuorassa sekä kuormavirtaan että magneetti-

kenttään nähden. Tilannetta on havainnollistettu kuvassa 2.4. Kun vuoputket liikkuvat Lorentz-voiman saattamana nopeudella  $\underline{v}$ , syntyy sähkökenttä

$$\underline{E} = \underline{B} \times \underline{v}, \quad (2.8)$$

joka pyrkii vastustamaan johteeseen syötettyä virtaa. Sähkökenttä aiheuttaa johteeseen resistanssia, mikä näkyy johteen ei-toivottuna lämpenemisenä.



**Kuva 2.4.** Vuoputkiin kohdistuva Lorentz-voima.

Vuoputkien liikettä voidaan ehkäistä ns. pinning-keskusten avulla. Pinning-keskukset ovat suprajohtomateriaalissa olevia kidevirheitä ja epäpuhtauksia, joita johteeseen luodaan tarkoituksella, jotta johteen kriittistä virrantiheyttä  $J_c$  saadaan kasvatettua. Vuoputket tarttuvat kiinni pinning-keskuksiin, jolloin vuoputkiin vaikuttaa Lorentz-voiman lisäksi pinning-voima  $\underline{F}_p$ , joka pyrkii Lorentz-voimaan nähden vastakkaisesti pitämään vuoputket paikallaan. (Lee & Larbalestier 2001, 2) Pinning-keskuksista ja niiden tuottamisesta suprajohteeseen kerrotaan tarkemmin luvussa 4.1.

Yhtälön 2.7 mukaisesti johteeseen syötettävän virran kasvaessa myös Lorentz-voima kasvaa. Kun vuoputkiin vaikuttavat Lorentz-voima ja pinning-voima ovat yhtä suuret, johdin on kriittisessä tilassa. Mikäli virrantiheys vielä kasvaa, Lorentz-voima voittaa pinning-voiman, vuoputket pääsevät liikkumaan ja lopulta suprajohtava tila menetetään. Suprajohteen kriittinen virrantiheys  $J_c$  saadaan siis määritettyä tasapainotilanteesta

$$-\underline{F}_p = \underline{J}_c \times \underline{B}. \quad (2.9)$$

Myös muut kriittiset suureet  $T$  ja  $\underline{B}$  vaikuttavat kriittisen virran suuruuteen. Mikäli johtimeen kohdistuva magneettivuonitiheys  $\underline{B}$  kasvaa, johtimen kriittinen virrantiheys  $J_c$  laskee. Lisäksi lämpötilan  $T$  nouseminen heikentää pinning-voimaa, jolloin pienempi virrantiheys riittää liikututtamaan vuoputkia.

## 2.4 Quench

Suprajohtimeen voi häiriön seurauksena kehittyä lämpöenergiaa, jolloin johtimen lämpötila voi paikallisesti nousta kriittisen lämpötilan yläpuolelle. Tällöin johtimeen syntyy normaali-alue, joka alkaa laajentua johtimesta muodostetussa käämityksessä sekä johtimen suuntaisesti että siihen nähden kohtisuoriin suuntiin. Mikäli häiriö on tarpeeksi voimakas, voi resistiivinen normaali-alue laajentua nopeasti kattaen koko magneetin, jolloin magneettikenttään varastoitunut energia muuttuu lämmöksi. Tätä äkillistä ja epätoivottua suprajohtavasta tilasta normaalitilaan johtavaa tapahtumaketjua kutsutaan nimellä quench.

Quenchin aiheuttavat häiriöt voidaan jakaa ulkoisiin ja sisäisiin häiriötiloihin. Ulkoisia häiriöitä ovat mm. vuonhyppy (luku 5.1), käämitykseen kohdistuvat magneettiset, mekaaniset ja termiset jännitykset sekä esim. magneetin latausvaiheessa esiintyvät ac-häviöt. Vastaavasti sisäisiä häviöitä aiheuttavat mm. johteen liikkuminen sekä impregnointimateriaalin halkeamiset ja mahdolliset resistiiviset liitokset käämityksessä. (Mikkonen 2010, 32)

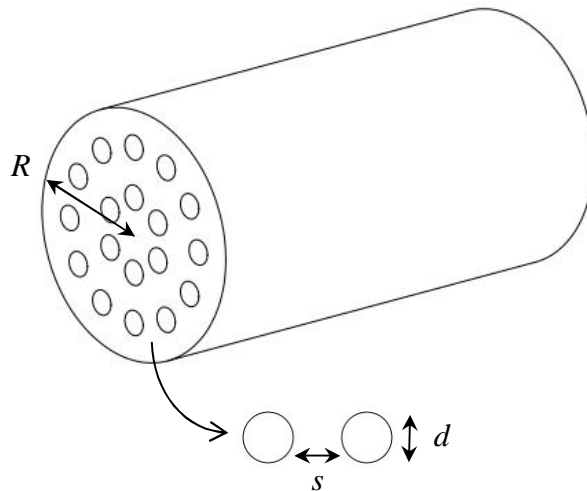
Koska quenchin aikana käämityksen magneettikenttään varastoitunut energia muuttuu lämpöenergiaksi, käämityksessä tapahtuu voimakasta lämmönkehitystä ja lämpötilan nousua, mikä voi pahimmillaan johtaa koko magneetin tuhoutumiseen. Tämän takia suprajohtemagneetit pitää suunnitella siten, että quenchin aikana kehittyvä lämpö jakautuu mahdollisimman nopeasti koko magneettiin ja jäädytysaineeseen rajoittaen lämpötilahuippuja käämityksessä. Magneetissa voidaan käyttää myös erillistä suojausta, jolloin osa magneettikenttään varastoituneesta energiasta voidaan siirtää magneetin ulkopuolelle.

Magneetin suoritusarvoja voidaan myös parantaa quenchin avulla, jolloin puhutaan ns. training-ilmiöstä. ”Treenaamalla” magneettia eli saattamalla käämitys normaalitilaan useita kertoja peräkkäin voidaan mm. purkaa häiriöitä aiheuttavia mekaanisia ja termisiä jännitystiloja käämityksestä. Training-ilmiö on yksilöllinen jokaiselle magneetille ja ilmiön voimakkuuteen vaikuttavat mm. johdinkonfiguraatio, käämigeometria ja magneetin mekaaninen tuenta. (Wilson 1983, 69)

Quench-tapahtumien ehkäisemiseksi magneettien suunnittelussa huomiota on kiinnitettävä stabiilisuuteen eli magneetin kykyyn selviytyä ja palautua häiriötilanteista. Käytännössä tämä tarkoittaa mm. matriisimetallin eli kuparin määrän kasvattamista suprajohteen lämmönjohtavuuden parantamiseksi, mikä toisaalta laskee johtimen kriittistä virrantiheyttä, kasvattaa magneetin kokoa ja nostaa sen hintaa. Todellisuudessa magneettien suunnittelussa pyritään löytämään kuhunkin sovelluskohteeseen ja käyttötarkoitukseen paras mahdollinen yhdistelmä tekijöitä, kuten magneetin stabiilisuus, suorituskyky ja hinta.

### 3 NBTI-SUPRAJOHTIMEN RAKENNE JA VALMISTUS

Matalan lämpötilan suprajohteet ovat rakenteeltaan tyypillisesti monisäikeisiä komposiittijohtimia. Johtimessa on siis ohuita suprajohdemateriaalista valmistettuja säikeitä eli filamentteja, jotka on sijoitettu matriisimetalliin. Useimmiten matriisimetallina käytetään kuparia, mutta joskus osa kuparista korvataan esimerkiksi alumiinilla. Filamentteja voi olla johtimessa muutamasta kymmenestä jopa kymmeneen tuhansiin riippuen johtimen käyttötarkoituksesta, jolloin myös filamenttien halkaisija  $d$  vaihtelee kymmenistä mikrometreistä muutamiiin mikrometreihin. Filamentit voidaan asettaa johtimen poikkileikkaukseen eri tavoin riippuen jälleen käyttötarkoituksesta ja filamenttien lukumäärästä. Kuvassa 3.1 on esitetty havainnekuva komposiittijohtimen poikkileikkauksesta, missä  $R$  on komposiittijohtimen säde,  $d$  filamenttien halkaisija ja  $s$  filamenttien välinen etäisyys eli matriisimetallikannaksen paksuus säikeiden välissä.



*Kuva 3.1. Komposiittijohtimen poikkileikkaus ja  $s/d$ -suhde.*

Suprajohdesäikeiden tehtävä komposiittijohtimessa on luonnollisesti toimia virran kulkureittinä, jolloin virta pääsee kulkemaan johtimessa häviöttömästi. Suprajohdemateriaali on johteessa ohuina filamentteina, eikä esimerkiksi yhtenä paksuna säikeenä, koska kyseisellä rakenteella suprajohdin saadaan kestävämmän suurien virrantiheyksien ja voimakkaita magneettikenttiä ilman, että suprajohtava tila menetetään. Säikeiden koko vaikuttaa johtimen stabiilisuuteen ja vaihtovirtahäviöiden määrään. Ac-häviöiden pienentämiseksi vaihtovirtakäyttöön suunnitelluissa johtimissa filamenttien halkaisijat ovat muutaman mikrometrin luokkaa, jolloin riittävän virrankuljetuskapasiteetin

saavuttamiseksi filamentteja täytyy olla tyypillisesti useita tuhansia. Tasavirtakäyttöön suunnitelluissa johtimissa ac-häviöitä syntyy lähinnä vain johtimesta käämityn magneetin latausvaiheessa, jolloin filamentit voivat olla suurempia, halkaisijaltaan muutamia kymmeniä mikrometrejä. Tällöin filamentteja voi lukumäärältään olla muutamia kymmeniä.

Matriisimetallin tehtävä on toimia filamentteja ympäröivänä tukimateriaalina ja lisätä johtimen stabiilisuutta ja mekaanista kestävyyttä. Tyypillisesti metalleilla sähkön- ja lämmönjohtavuus seuraavat toisiaan eli hyvä sähkönjohde on myös hyvä lämmönjohde ja toisinpäin. Suprajohdemateriaalit (kuten niobititaani) ovat kuitenkin yleensä huonoja lämmönjohteita niin normaali- kuin suprajohtavassa tilassa. Kupari on tunnetusti hyvä sähkön- ja lämmönjohde, jolloin kuparimatriisin avulla häiriötilanteissa kehittyvä lämpö saadaan nopeasti siirrettyä jäähdytysaineeseen. Lisäksi paikallisen normaalialueen syntyessä virta pääsee kulkemaan matriisimetallin kautta normaalialueen ohi aiheuttamatta suurempaa resistiivistä lämmönkehitystä. Quenchin tapauksessa matriisimetallin tarkoitus on suojata suprajohtemagneettia vaurioilta tasaamalla ja poistamalla kehittyvää lämpöä magneetissa, sekä johtaa osa käämitykseen varastoituneesta energiasta esimerkiksi erilliseen suojausvastukseen, jolloin virran vaimenemista voidaan nopeuttaa.

Matriisimetalli tuo mukanaan paljon etuja, mutta myös haittapuolensa. Muuttuvassa magneetikentässä matriisimetalliin indusoituu lämpöhäviöitä kehittäviä kytkeä- ja pyörrevirtoja, jolloin filamentit kytkeytyvät ja johdin alkaa käyttäytyä kuin paksu yksisäikeinen suprajohdin. Filamenttien kytkeytymistä voidaan ehkäistä kasvattamalla matriisimetallin poikittaista resistiivisyyttä sekä kierteistämällä johdin. Myös pyörrevirtojen vaimenemista voidaan nopeuttaa matriisimetallin resistiivisyyttä kasvattamalla, mutta suurempi resistiivisyys tarkoittaa myös voimakkaampaa lämmön generoitumista. Toinen haittapuoli on kuparin ja titaanin kemiallinen reagointi, joka voi aiheuttaa filamenttien epämuodostumista. Kuparin ja titaanin reagointia voidaan ehkäistä johtimen oikealla valmistusprosessilla sekä suojaesineillä.

Matriisimetallin ja suprajohteen suhde ja riippuvuus toisistaan on komposiittijohtimen suunnittelussa merkittävässä asemassa, joten sitä kuvaamaan on olemassa useita muuttujia. Filamenttien välisen matriisimetallikannaksen suhdetta filamenttien halkaisijaan kutsutaan  $s/d$ -suhteeksi (kuva 3.1), ja sillä on merkitystä, kun tavoitellaan mahdollisimman tasalaatuisia filamentteja. Tarkemmin  $s/d$ -suhdetta käsitellään luvussa 4.2.2. Matriisimetallin määrää suhteessa suprajohteeseen ilmaistaan alfa-arvolla, joka määritellään

$$\alpha = \frac{A_m}{A_{sc}}, \quad (3.1)$$

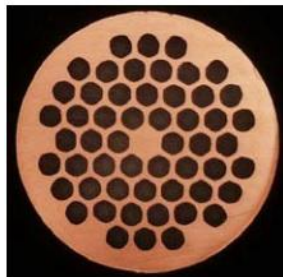
missä  $A_m$  tarkoittaa matriisimetallin pinta-alaa ja  $A_{sc}$  suprajohdesäikeiden yhteenlaskettua pinta-alaa johtimen poikkileikkauksessa. Toinen yleisesti käytössä oleva johtimen poikkileikkauksen koostumusta kuvaava termi on täytekerroin  $f$

$$f = \frac{A_{sc}}{A_{cd}}, \quad (3.2)$$

mikä kuvaa suprajohdesäikeiden poikkipinta-alan suhdetta eristämättömän komposiitti-johtimen poikkipinta-alaan  $A_{cd}$ . Alfa-arvo ja täytekerroin ovat verrannollisia keskenään, ja suhde voidaan esittää esimerkiksi muodossa

$$f = \frac{1}{1 + \alpha}. \quad (3.3)$$

Suprajohtimia käytetään tyypillisesti magneettisovelluksissa, joista selvästi yleisimpänä ovat mm. sairaaloissa käytettävät magneettikuvauslaitteet (MRI, Magnetic Resonance Imaging). MRI-laitteet sisältävät suprajohdinlangasta käämittyjä tasavirtamagneetteja, jotka toimivat niin sanotusti persistoituina. Persistoinnilla tarkoitetaan, että magneetin latauksen jälkeen sen navat oikosuljetaan, jolloin virta jää kiertämään magneetissa häviöttömästi. Muita nykypäivän ja tulevaisuuden sovelluskohteita ovat mm. hiukkaskiihdyttimissä käytettävät vaihtovirtamagneetit, suprajohtavat tehonsiirto-kaapelit, moottorit ja generaattorit sekä fuusioreaktorit.



*Kuva 3.2. OK54-suprajohtimen poikkileikkaus (Holm 2011).*

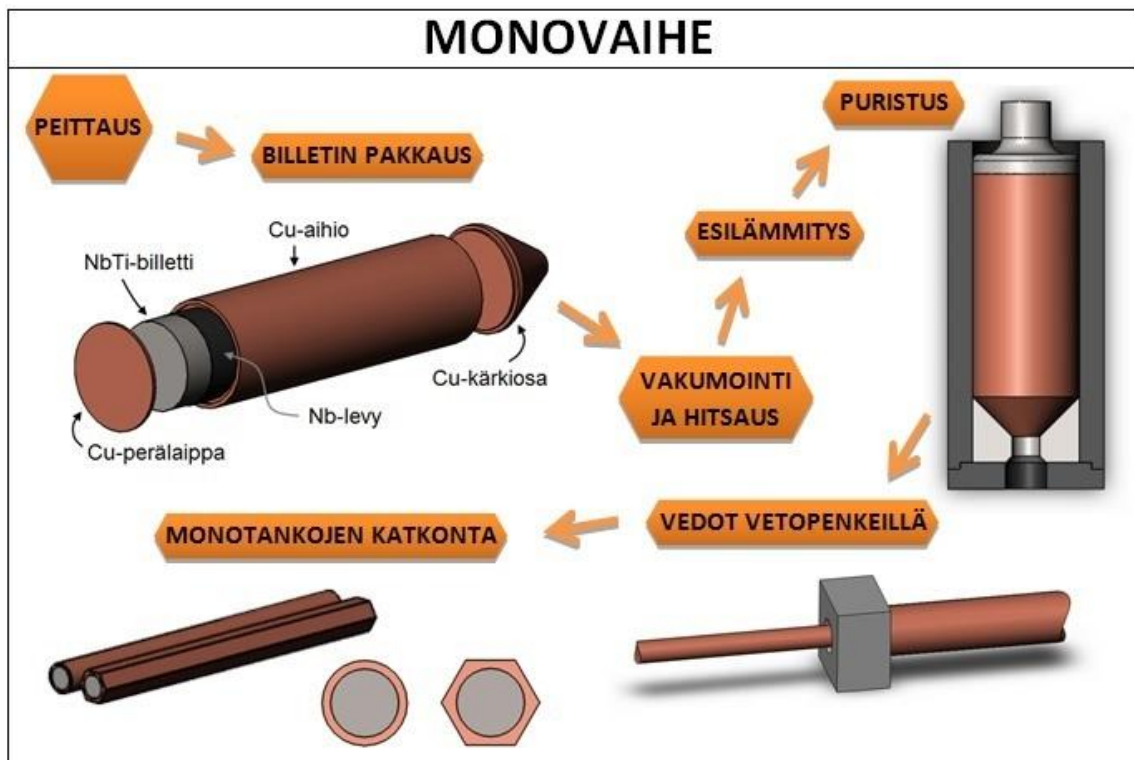
Tässä työssä tarkempaan tarkasteluun on valittu MRI-käyttöön suunniteltu tasavirtajohdin eli kuvan 3.2 OK54 -johdin. Kyseisessä langassa on nimen mukaisesti 54 filamenttia, ja sen halkaisija on 0,715 mm. Johtimen nimellinen alfa-arvo on 1,25 ja tätä vastaava täytekerroin ilman johtimen eristystä on 0,44. Tämän työn laboratorio-mittaukset on tehty kyseisestä langasta otetuilla näytteillä.

### 3.1 NbTi-suprajohtimen valmistusprosessi

Niobititaani johdinten valmistus perustuu tavanomaiseen metallurgisiin muokkaus- ja lämpökäsittelyihin. Monifilamenttisten NbTi-johdinten valmistus koostuu niin kutsutuista monovaiheesta ja multivaiheesta, joita on havainnollistettu kuvissa 3.3 ja

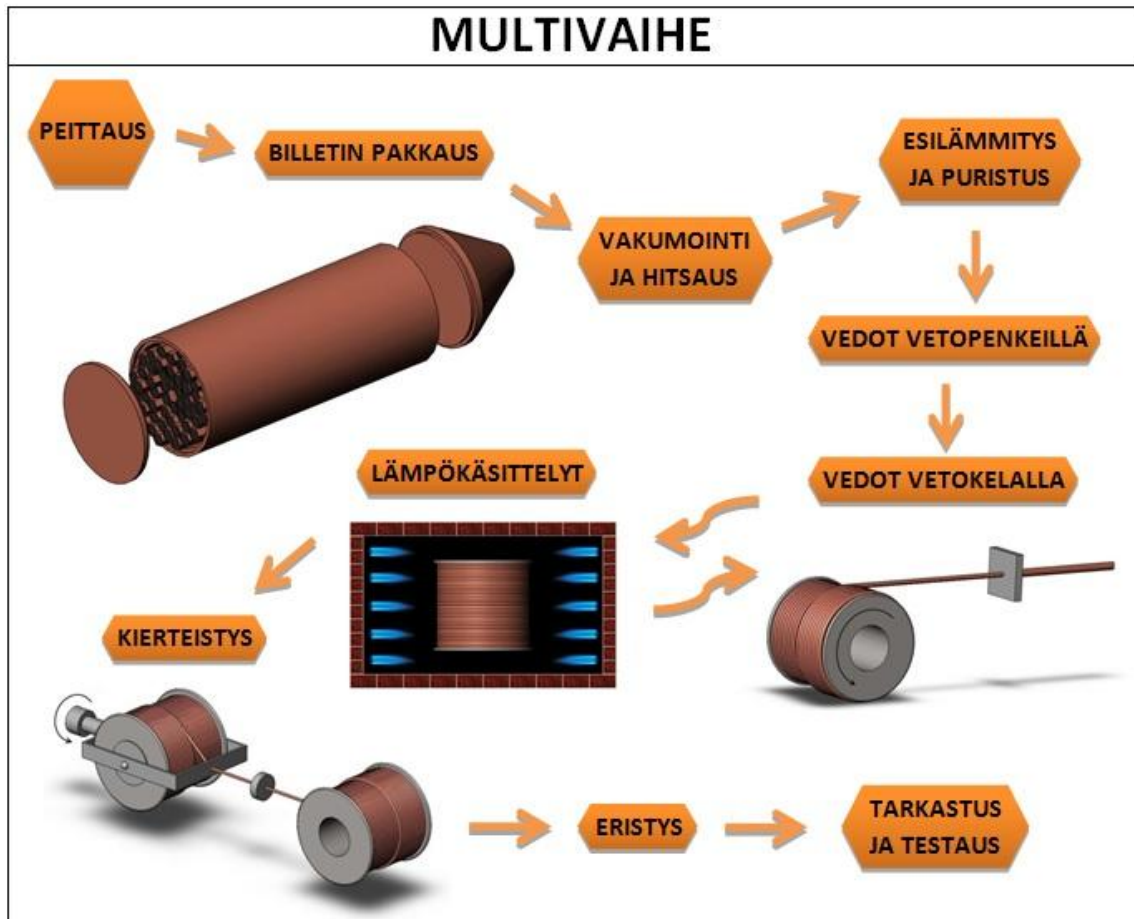


3.4. Monovaiheessa niobititaanibilletti sijoitetaan puhdistetun eli peitatus kupariaihion sisään. Ennen aihioon asettamista billetin ympärille voidaan tarvittaessa kiittää puhtaasta niobista valmistettu levy estämään titaanin ja kuparin kemiallinen reagointi (tarkemmin luvussa 4.2.1). Täytetyn aihion päät hitsataan tiiviiksi ja aihioon imetään tyhjiö (vakumointi). Tämän jälkeen NbTi/Cu-kapseli kuumapursotetaan noin 550 °C lämpötilassa noin kahdeksan metrin pituiseksi tangoksi. Pursotettu tanko ohennetaan toistuvilla kylmävetoprosesseilla halutun paksuiseksi (2,5–25 mm). Lopuksi tanko saatetaan haluttuun, joko heksagonaaliseen tai pyöreään muotoon ja katkotaan sopivaan mittaan multivaihetta varten. (Laine M. 2011, 8)



*Kuva 3.3. Monovaihe.*

Multivaiheessa monokomponentteja pakataan uudelleen kupariaihioon. Monokomponenttien sijoittelu, lukumäärä ja halkaisija vaihtelevat johtimen käyttötarkoituksen mukaan. Hitsauksen ja vakumoinnin jälkeen seuraa jälleen kuumapursotus. Pursotuksen jälkeen saatu monofilamenttinen tanko vedetään raskailla penkkiveto-laitteilla noin 32 mm halkaisijaan. Tämän jälkeen kiepille taivutettu tanko vedetään pienempiin halkaisijoihin suorittamalla lämpökäsittelyjä vetoprosessien välissä. Ennen viimeistä vetoaskelta johdin kierteistetään, jotta vaihtovirtahäviöt saadaan minimoitua. Viimeisen vedon jälkeen alle puolesta kahteen millimetriin paksu lanka eristetään (tarvittaessa) ja tarkastetaan. Valmis lanka joko lähetetään suoraan asiakkaalle tai jatkokäsittelyyn (esim. kaapeloitavaksi). (Laine M. 2011, 9)



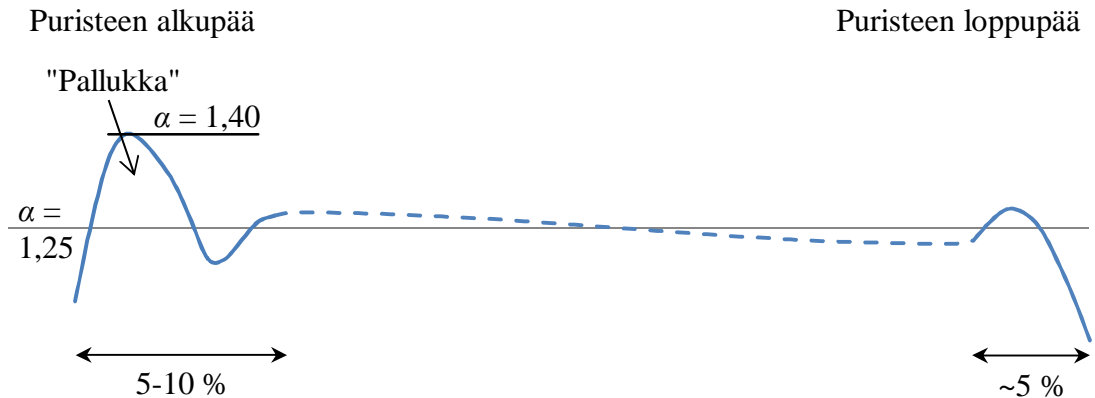
*Kuva 3.4. Multivaihe.*

Vaihtovirtasovelluksissa käytettävillä johtimilla, joilla filamenttien lukumäärä vaihtelee tuhansista kymmeneen tuhansiin, täytyy käyttää ns. tuplapakkausta. Tämä tarkoittaa, että ennen multivaihetta suoritetaan mono- ja multivaiheita yhdistelevä vaihe, jossa monifilamenttisesta aihioista valmistetaan monikomponenttien kaltaisia monisäiekomponentteja. Pakkaamalla näitä uudelleen kupariaihioon, voidaan valmistaa erittäin ohuita filamentteja sisältäviä suprajohtelankoja.

### 3.2 Alfa-arvo ja muutosvyöhykkeet

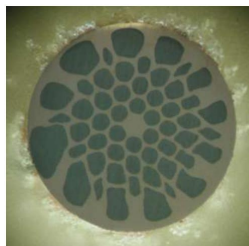
Johtimen rakenne, kuten filamenttien koko ja lukumäärä, niiden sijoittelu matriisissa ja matriisimetallin määrä suhteessa suprajohteeseen, suunnitellaan käyttötarkoituksen mukaan, koska rakenteella on merkittävä vaikutus johtimen suorituskykyyn käyttötarkoituksen mukaisissa olosuhteissa. On siis tarkoituksenmukaista, että johtimen rakenne olisi muuttumaton koko langan pituudella. Valmistusprosessissa ja tarkemmin sanottuna puristusprosessissa, jossa billetti pursotetaan tangoksi, johtimen alku- ja loppupäähän muodostuu kuitenkin niin kutsutut muutosvyöhykkeet, joissa johtimen alfa-arvo ja filamenttien koko ja muoto vaihtelevat.

Kun valmistusprosessissa lanka on vedetty halkaisijaltaan 2 mm:n paksuuteen, johtimelle suoritetaan alfa-arvon mittausta, joka tapahtuu johtimen resistiivisyyttä mittaamalla. Mittauksessa johtimelle voidaan piirtää alfa-käyrä, joka esittää alfa-arvon käyttäytymisen johtimen koko pituudella. Kuvassa 3.5 on esitetty malli alfa-käyrästä, josta alku- ja loppupään muutosvyöhykkeet voidaan selvästi erottaa. Kuvaan on myös merkitty muutosvyöhykkeiden osuus langan koko pituudesta. OK54-langan pituus loppumittaan vedettynä on noin 60-70 km.



**Kuva 3.5.** NbTi-suprajohtimen alfa-arvon käyttäytyminen johtimen alku- ja loppupään muutosvyöhykkeissä.

Alfa-arvon resistiivinen mittausta tapahtuu reaaliaikaisesti kelaamalla lankaa mittauslaitteiston läpi, mikä mahdollistaa alfa-arvon mittaamisen ilman, että lankaa tarvitsee katkoa tai sen rakennetta rikkoa. Kun halutaan tutkia tarkemmin muutosvyöhykkeiden vaikutusta johtimen poikkileikkaukseen, täytyy langasta ottaa näytepätkiä. Näytepätkien poikkileikkausten tarkastelu paljastaa, että johtimen alkupäässä alfa-arvon vaihtelu johtuu pääasiassa poikkileikkauksen uloimpien (eli lähimpänä johtimen perimetriä sijaitsevien) filamenttien epämuodostumisesta, kuten kuvasta 3.6 huomataan. Johtimen loppupäässä tilanne on päinvastainen eli sisemmät säikeet muuttuvat enemmän kuin ulommat. Kuvan 3.6 poikkileikkaus sijoittuu alfa-käyrällä ennen pallukkaa olevalle alueelle, missä alfa-arvo on selvästi nimellistä arvoa pienempi. Kuva on siis alueelta, joka leikataan pois lopullisesta johtimesta. Muoto- ja kokoerot tasaantuvat, kun alfa-käyrällä lähestytään tasaista, nimellisarvon tuntumaan sijoittuvaa aluetta.



**Kuva 3.6.** Kuva johtimen poikkileikkauksesta alkupään muutosvyöhykkeessä lopullisesta johtimesta poisleikattavalta alueelta. (Laine M. 2011, 23)

Muutosvyöhykkeiden on alfa-käyrien perusteella todettu olevan erilaisia eri johdinkonfiguraatioilla, mutta myös saman johdintyyppin eri puristeilla. Muutosvyöhykkeet eivät siis muodostu samalla tavalla eri puristuskerroilla, vaikka puristettava billetti olisi rakenteeltaan samanlainen. Muutosvyöhykkeiden muodostumiseen todennäköinen syy on ero matriisimetallin ja suprajohtemateriaalin kovuudessa. Erilaisista muutosvyöhykkeistä johtuen epämuodostumiseen voi vaikuttaa muitakin tekijöitä. Eroja voivat aiheuttaa mm. vaihtelut billettien puristuslämpötilassa ja puristus-paineessa. Muutosvyöhykkeiden tiedetään syntyvän puristusprosessin aikana, joten työn loppupuolella käsitellään tarkemmin puristusprosessia, ja mitkä tekijät siinä mahdollisesti vaikuttavat muutosvyöhykkeiden muodostumiseen.

Tämän työn päätavoitteena on selvittää muutosvyöhykkeiden vaikutus suprajohtimen suorituskykyyn, kuten stabiilisuuteen, syntyviin häviöihin, sekä johtimen kriittiseen virtaan, kriittiseen virrantiheyteen ja  $n$ -arvoon. Asiaa tutkitaan suprajohtavuuteen ja suprajohtimiin liittyvän teorian ja muun kirjallisen aineiston avulla, sekä suorittamalla laboratoriomittauksia langoista otetuilla näytteillä ja analysoimalla näytteitä ja mittaustuloksia.

## 4 SÄIKEIDEN LAATUUN JA JOHTIMEN SUORITUSKYKYYN VAIKUTTAVIA TEKIJÖITÄ

Niobititaani-metalliseosta on käytetty suprajohtavissa sovelluksissa laajasti 1960-luvulta lähtien. 1980-luvulla ja 1990-luvun alussa NbTi-suprajohtinten valmistusmenetelmien kehityksessä otettiin merkittäviä edistysaskeleita, kun johdinten suorituskykyyn ja suprajohtefilamenttien laatuun vaikuttavia tekijöitä opittiin tunnistamaan paremmin. Johdinten kriittisen virrantiheyden  $J_c$  arvoja saatiin huomattavasti nostettua kiinnittämällä huomiota mm. lämpökäsittely- ja vetoprosesseihin, sausing-ilmioon ja filamenttien sijoitteluun. (Gregory 1987, 290)

### 4.1 Lejeeringit, vetoprosessit ja lämpökäsittely

1980-luvulla NbTi-suprajohtinten tutkimusta ja kehitystyötä vauhdittivat kaksi hiukkaskiihdyttimen rakentamiseen tähdännyttä hanketta: Superconducting Super Collider (SSC) ja Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC). Tarkoituksena oli kehittää entistä parempia suprajohteita ja siten tehokkaampia magneetteja kiihdyttimiä varten. Tuohon aikaan huomattiin toistuvien lämpökäsittelyjen ja kylmävetoprosessien positiivinen vaikutus johtimen kriittisen virran suuruuteen. Lisäksi huomattiin, että käyttämällä laadukkaampaa, niin sanottua korkeahomogeenista NbTi-metalliseosta, johtimen kriittistä virtaa  $J_c$  saatiin edelleen kasvatettua, johtimen laadunvaihtelu pieneni ja metallin muokattavuus parani. (Gregory et al. 1987, 178)

Niobititaanilla, kuten muillakin toisen lajin suprajohteilla, korkeiden virrantiheyksien saavuttaminen ulkoisessa magneetikentässä edellyttää, että vuoputkien liike saadaan estettyä. Kuten aiemmin luvussa 2.3 kerrottiin, Lorentz-voiman aiheuttamaa vuoputkien liikettä voidaan estää pinning-keskusten avulla, joihin vuoputket pyrkivät tarttumaan. Pinning-keskukset luodaan vetoprosesseilla ja lämpökäsittelyillä, joilla muokataan niobititaani-metalliseoksen eli lejeeringin kiderakennetta.

Lejeeringillä tarkoitetaan vähintään kahdesta eri metallista koostuvaa metalliseosta, joka voi koostumukseltaan ja kiderakenteeltaan olla yksi- tai useampifaasinen. Suurimmassa osassa NbTi-lejeeringeistä titaanin osuus seoksesta vaihtelee 46–50 massaprosentin välillä. Tällöin metalliseoksella on sekä korkea lujuus että hyvä muokattavuus, jolloin siitä on mahdollista valmistaa korkeita virrantiheyksiä kestäviä suprajohteita. Yleisin metalliseos on Nb47Ti, jossa titaanin osuus on 47 massa-% (63 atomi-%). (Lee 1999, 1) Jotta NbTi-lejeeringistä voidaan valmistaa korkealuokkaisia suprajohteita, oikean koostumuksen lisäksi seosaineiden (eli niobin ja titaanin) täytyy olla homogeenisesti

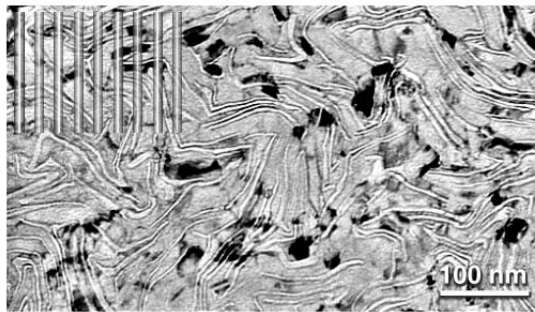
saostuneena kiderakenteeseen sekä sisältää riittävän vähän epäpuhtausatomeja. Tällöin suprajohteesta voidaan saada niin mekaanisilta kuin sähkömagneettisilta ominaisuuksiltaan tasalaatuisia koko johtimen matkalta. (Lee 1999, 3)

Niobititaanin kiderakenteella on kaksi stabiilia faasia:  $\alpha$ -Ti ja  $\beta$ -NbTi.  $\beta$ -NbTi-faasissa niobin ja titaanin atomitilavuuksien ero on vain noin 2 %. Lämpökäsittelyillä ja vetoprosesseilla osa metalliseoksesta muuttuu  $\alpha$ -Ti-faasiin:



$\alpha$ -Ti-faasissa niobin osuus atomitilavuudesta on ainoastaan 1–2 %. Tämä tarkoittaa, että suprajohteen toimintaympäristössä  $\alpha$ -Ti-faasi pysyy normaalijohtavassa tilassa toimien suprajohteen pinning-keskuksina. (Lee & Larbalestier 2001, 2)

Nanomittakaavassa vetoprosessien ja lämpökäsittelyjen jälkeen  $\alpha$ -Ti ilmenee suprajohteessa ohuina juovina kuvan 4.1 tapaan. Juovat ovat tyypillisesti 1–4 nm paksuja keskimääräisen juovien välimatkan ollessa 5–20 nm. Kuvan vasempaan yläkulmaan on vertailun vuoksi piirretty vuoputkia samassa mittakaavassa. (Lee 1999, 1)



*Kuva 4.1. Pinning-keskusten muodostuminen NbTi-johtimeen. (Lee 1999, 1)*

Vahvan pinning-voiman aikaansaamiseksi  $\alpha$ -Ti-juovien koon ja välimatkan täytyy olla samaa kokoluokkaa vuoputkien kanssa. Toisaalta pinning-keskukset eivät saa merkittävästi heikentää mm. johtimen kriittisen lämpötilan ja magneettivuontiheyden arvoja. Tavoiteltuun lopputulokseen päästään vuorottelemalla vetoprosesseja ja lämpökäsittelyjä useita kertoja, kunnes viimeisen lämpökäsittelyn jälkeen tehdään viimeinen veto johtimen lopulliseen mittaan. (Lee 1999, 3)

## 4.2 Filamenttien epämuodostuminen

Vuosikymmenten kehitystyössä on huomattu filamenttien laadun vaikutus johtimen suorituskykyyn. Filamenttien epämuodostumien on todettu johtuvan monista tekijöistä. Filamentit voivat epämuodostua poikkileikkaukseltaan ja poikkipinta-ala voi vaihdella

johtimen pituussuunnassa. Filamenttien pituussuuntaista poikkipinta-alan vaihtelua kutsutaan myös sausaging-ilmiöksi.

Sausaging-ilmiö on epätoivottavaa, koska se leventää transitiota suprajohtavan tilan ja normaalitilan välillä kriittisen virran läheisyydessä (Wilson 2008, 385). Tämä näkyy johtimen alhaisempana  $n$ -arvona. Kuten luvussa 2.2 kerrottiin,  $n$ -arvolla kuvataan transition jyrkkyyttä suprajohtavan tilan ja normaalitilan välillä. Mikäli johtimen  $n$ -arvo on liian alhainen, johtimessa voi syntyä häviöitä alikriittisillä virroilla eikä suprajohtimesta tehdyn magneetin persistointi tällöin onnistu. Seuraavissa alaluvuissa käsitellään tekijöitä, joiden on todettu aiheuttavan filamenttien epämuodostumista ja sausaging-ilmiötä.

#### 4.2.1 Titaani-kupari-yhdisteet ja suojarriert

Sausaging-ilmiön pääasiallisena aiheuttajana ovat titaani-kupari-yhdisteet, yleisimpänä  $TiCu_4$ , joita muodostuu titaanin ja kuparin reagoiessa filamenttien ja matriisimetallin rajapinnalla (Lee 1999, 5). Yhdisteitä voi muodostua puristusta edeltävän billetin lämmityksen ja itse puristusprosessin aikana sekä vetoprosessien välisissä lämpökäsittelyissä. Yhdisteiden muodostumista voidaan estää laskemalla billetin lämpötilaa, mutta tällöin billetin kokoonpanoelementtien väliset liitokset voivat jäädä huonoiksi, jolloin sekä filamentit että koko johde voivat vaurioitua. (Gregory 1987, 291) Koska  $TiCu$ -partikkelit eivät muokkaudu vetoprosesseissa, niiden koko suhteessa filamentteihin kasvaa vetoprosessien edetessä ja filamentit voivat epämuodostua tai jopa rikkoutua (Wilson 2008, 385).

Filamenttien vaurioitumisen seurauksena johtimen  $n$ -arvo sekä kriittinen virrantiheys  $J_c$  laskevat (Gregory et al. 1987, 178). Torjuntakeinona yhdisteiden muodostumiselle on suojarriertien käyttäminen. Jokainen  $NbTi$ -filamentti ympäröidään ohuella niobikerroksella, mikä estää tehokkaasti titaanin ja kuparin keskinäistä reagoimista. Suojarriertien haittapuoli on, että ne kasvattavat filamenttien poikkileikkauksen pinta-alaa. Tämä ei kuitenkaan kasvata suurinta sallittua virran arvoa, jolloin johtimen kriittinen virrantiheys pienenee. (Lee 1999, 5) Suojarriertien on myös huomattu aiheuttavan suprajohteessa kulkevien Cooper-parien vuotamista matriisimetalliin ja siten voimistavan läheisyysvaikutusta ja filamenttien kytkeytymistä (Wilson 2008, 386). Läheisyysvaikutusta käsitellään tarkemmin luvussa 4.3.

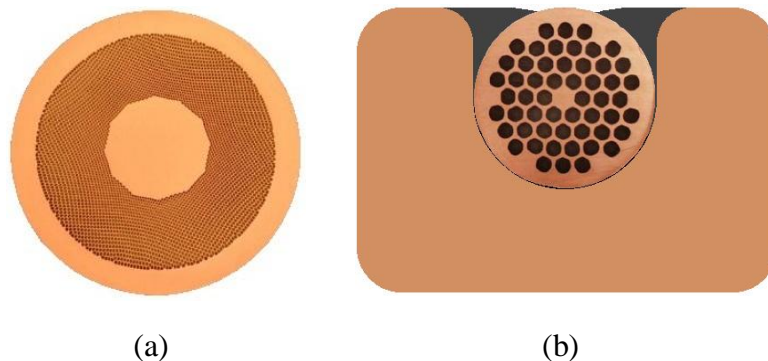
#### 4.2.2 $s/d$ -suhde ja billetin pakkaustapa

$s/d$ -suhde tarkoittaa filamenttien välisen kuparikannaksen paksuuden suhdetta filamenttien halkaisijaan (kuva 3.1).  $s/d$ -suhteen merkitys sausaging-ilmiöön pääteltiin 1980-luvulla, kun huomattiin, että sausaging-ilmiöstä pahoin kärsineissä johtimissa  $TiCu$ -yhdisteiden määrä oli vähäinen (Gregory 1987, 292). Merkittävää sausaging-ilmiötä esiintyi myös johtimilla, joiden filamentit oli päällystetty suojarrierteilla

(Gregory et al. 1987, 178). Jatkotutkimuksissa huomattiin, että pienentämällä johtimen  $s/d$ -suhdetta  $J_c$ - ja  $n$ -arvoja saatiin parannettua (Kreilick & Gregory 1987).

$s/d$ -suhteen vaikutus sausaging-ilmioon ja filamenttien epämuodostumiseen johtuu NbTi-lejeeringin ja kuparin erilaisesta kovuudesta. Vetoprosessissa filamentit ja matriisi kovettuvat eri suhteissa, jolloin filamenttien halkaisijoihin tulee pientä vaihtelua. Lisäksi lämpökäsittelyssä filamentit kovenevat, mutta kupari pehmenee, mikä edelleen voimistaa sausaging-ilmiotä. (Gregory et al. 1987, 181) Pienentämällä  $s/d$ -suhdetta lähekkäin ja tasaisesti sijoitetut filamentit tukevat mekaanisesti paremmin toisiaan estäen epämuodostumista (Kreilick et al. 1988, 1033). Myös luvussa 4.1 mainitut korkea- ja tasalaatuiset kupari ja NbTi-seos mahdollistavat paremman muokattavuuden ja tasalaatuisemman langan.

NbTi/Cu –komposiiteille optimaalinen  $s/d$ -suhde on noin 0,15. Mikäli  $s/d$ -suhde on liian alhainen (ts. kuparikannas filamenttien välissä liian ohut), johdin alkaa kärsiä läheisyysvaikutuksesta ja filamenttien kytkeytymisestä. Tämän  $s/d$ -suhteen mukainen kuparimäärä ei kuitenkaan takaa johtimen stabiilisuutta eli matriisimetallin virran- ja lämmönjohtokykyä häiriötilanteissa (Cooley et al. 2000, 12). Kuparia lisätäänkin johtimen keskelle ja perimetriin tai koko johde voidaan upottaa kuparikanavaan (kuva 4.2).



**Kuva 4.2.** (a) Komposiittijohtimen kupari- ja filamenttialueet. (b) Komposiittijohdin upotettuna kuparikanavaan. (Holm 2011, muokattu)

Oikean  $s/d$ -suhteen luoma mekaaninen tuki filamenttien kesken ei toimi filamenttialueen reunoilla. Tämä näkyy usein uloimpien filamenttien epämuodostumina ja tuplapakatuilla johtimilla heikompana suorituskykynä verrattuna normaalipakattuihin johtimiin. Tuplapakatuilla johtimilla filamentit muodostavat johtimen poikkeileikkauksessa ”nippuja”, joiden välissä on paksumpi kuparikannas. Rakenne johtuu billetin kokoamisessa käytettävistä monisäiekomponenteista. Pehmeämpi kuparikannas filamenttinippujen välillä ei tue filamentteja yhtä hyvin, jolloin nippujen uloimmat filamentit vääristyvät (Kreilick et al. 1988, 1033).



Scanlan et al. (1987) ja Kreilick et al. (1988) tutkivat normaalipakkauksen ja tuplapakkauksen vaikutusta hienofilamenttisen suprajohtimen laatuun ja suorituskykyyn. Molemmat onnistuivat valmistamaan tasalaatuisempia filamentteja sekä saavuttamaan korkeampia  $J_c$ - ja  $n$ -arvoja käyttämällä normaalipakkausta. Mikäli tuplapakkausta tarvitaan esimerkiksi suuren filamenttien lukumäärän vuoksi, on syytä käyttää mahdollisimman monta filamenttia sisältäviä monisäiekomponentteja.

TiCu-yhdisteistä,  $s/d$ -suhteesta tai lämpökäsittely- ja vetoprosesseista johtuva sausaging-ilmiö ei ole vastaus johtimen alku- ja loppupään muutosvyöhykkeiden muodostumiselle.  $s/d$ -suhteen tuomalla filamenttien keskinäisellä mekaanisella tuennalla voidaan kuitenkin nähdä yhtäläisyyttä siihen, minkä takia puristeen alkupään muutosvyöhykkeessä poikkileikkauksen uloimmat filamentit epämuodostuvat voimakkaimmin. Toisaalta se ei selitä sitä, minkä takia puristeen loppupäässä sisemmät säikeet vääristyvät.

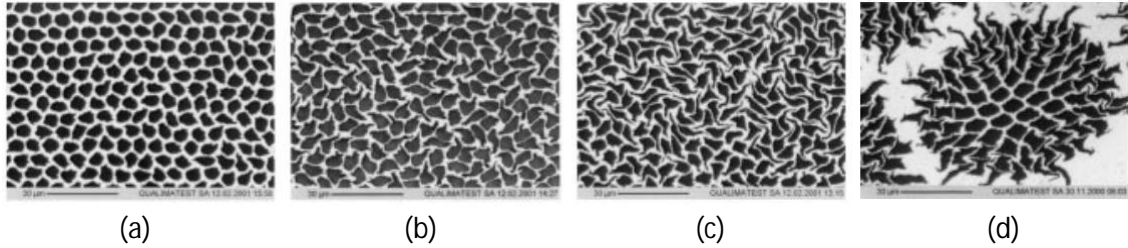
Muutosvyöhykkeiden tiedetään syntyvän billetin puristusprosessin aikana kuparin ja NbTi-lejeeringin epäyhdenmukaisen deformaation seurauksena. Vaikka muutosvyöhykkeet johtuvat eri ilmiöstä kuin edellä käsitellyt filamenttien epämuodostumiseen vaikuttavat tekijät, molemmat vaikuttavat filamenttien poikkipinta-alan vaihteluun johtimen pituussuunnassa sekä filamenttien epämuodostumiseen johtimen poikkileikkauksessa. Kun pohditaan muutosvyöhykkeiden vaikutusta johtimen suorituskykyyn, voidaan näistä tekijöistä johtuvaa filamenttien epämuodostumista käyttää tarkastelussa apuna ja vertailupohjana.

#### 4.2.3 Epämuodostumien vaikutus johtimen magnetoitumaan

Normaali- ja tuplapakkauksen sekä yleisesti filamenttien epämuodostumisen vaikutus johtimen suorituskykyyn on huomioitu CERNin LHC-hiukkaskiihdyttimen suprajohdelankojen testauksessa, jossa oli lankoja useilta eri valmistajilta. Testeissä todettiin filamenttien epämuodostumien vaikutus erityisesti johtimen magnetoitumaan (Adam et al. 2002). Epämuodostumien vaikutusta voidaan määrittää mittaamalla johtimen magnetoituma  $M$  ja laskemalla siitä kriittinen virrantiheys  $J_{c,mag}$  häviötehon  $P$  yhtälön avulla

$$P = \frac{dB}{dt} M = \frac{dB}{dt} J_{c,mag} \frac{2d}{3\pi}, \quad (4.2)$$

missä  $dB/dt$  on ulkoisen magneettivuontiheyden muutos ja  $d$  johtimen halkaisija (Wilson 2008, 382). Vertaamalla kriittisen virrantiheyden  $J_{c,mag}$  arvoa kuormavirran avulla mitattuun kriittisen virrantiheyden  $J_{c,trans}$  arvoon, huomattiin tuplapakattuun johtimeen jopa 30 % suuremmat häviöt verrattuna normaalipakattuun johtimeen (Wilson 2008, 384). Testeissä ilmeni tosin myös normaalipakattuja johtimia, joilla magnetoituma oli huomattavan suuri ja filamentit pahoin epämuodostuneet (kuva 4.3).



**Kuva 4.3.** Kolmessa kuvassa normaalipakattuja filamentteja, joissa (a) säikeet pitäneet hyvin muotonsa, (b) säikeet kohtalaisesti epämuodostuneet ja (c) pahoin epämuodostuneet. Viimeisenä (d) kuva tuplapakatuista filamenteista. (Adam et al. 2002)

Mittauksissa todettiin epämuodostumisen voimistavan myös filamenttien kytkeytymistä. Kytkeytymisen todettiin olevan erityisen voimakasta varsinkin alhaisilla kentänvoimakkuuksilla ( $< 0,5$  T). Tällöin kytkeytyminen aiheutti voimakasta kasvua myös johdinten magnetoitumaan (Le Naour et al. 2004). Muuttuvasta magneettikentästä johtuvaa filamenttien kytkeytymistä käsitellään luvuissa 6.2.2 ja 6.2.3, ja läheisyysvaikutuksesta johtuvaa kytkeytymistä seuraavaksi.

### 4.3 Läheisyysvaikutus

Filamentit voivat kytkeytyä läheisyysvaikutuksen sekä muuttuvan magneettikentän synnyttämien induktiovirtojen seurauksena. Tässä luvussa käsitellään läheisyysvaikutusta (proximity coupling), jonka teoreettinen tausta perustuu luvussa 2.1 esiteltyyn BCS-teoriaan ja Cooperin elektronipareihin.

Kuten kerrottua, Pippardin koherenssipituudella  $\xi_0$  tarkoitetaan matkaa, jonka sisällä elektronit voivat muodostaa häviöttömästi sähköä kuljettavia elektronipareja. Suprajohdefilamenteissa kulkevat elektroniparit voivat karata matriisimetalliin, mikä laskee matriisiin eli kuparin resistiivisyyttä. Tällöin myös matriisille voidaan määrittää koherenssipituus  $\xi_n$ :

$$\xi_n = \frac{\hbar v_F}{2\pi k T}, \quad (4.3)$$

missä  $\hbar = h/2\pi$ ,  $h$  on Plancin vakio,  $v_F$  elektronien Fermi-nopeus matriisissa,  $k$  Boltzmannin vakio ja  $T$  lämpötila (Golubov 1998, 21). Mikäli kuparikannaksen paksuus on samaa kokoluokkaa koherenssipituuden  $\xi_n$  kanssa, Cooperin parien vuotamisesta matriisiin seuraa kuparin resistiivisyyden pienentymistä ja filamenttien kytkeytymistä. Tämä pätee kuitenkin vain niin sanotuille puhtaille metalleille.

Metalli määritellään puhtaaksi, jos liike-elektronien keskimääräinen vapaa matka  $l_e$  on selvästi koherenssipituutta suurempi (Collings & Sumption 1992, 156). Puhtaudella tarkoitetaan epäpuhtausatomien määrää metallissa ts. puhtaassa metallissa on vähemmän epäpuhtausatomeja (pienempi jäännösresistiivisyys, luku 4.4). Käytännössä lähes kaikki suprajohteissa käytettävät kuparit täyttävät puhtaan metallin vaatimukset.

Lisäksi mitä puhtaampaa kupari on, sitä herkemmin filamentit kytkeytyvät. (Koski 2004, 48–49)

Tyypillisillä suprajohteissa käytettävillä kupareilla koherenssipituudet ovat kokoluokaltaan 0,69–1,13  $\mu\text{m}$ . Tällöin myös kuparikannaksen paksuuden on oltava vähintään samaa, noin mikrometrin luokkaa. Jos  $s/d$ -suhteena käytetään luvussa 4.2.2 mainittua arvoa 0,15, täytyy filamentin halkaisijan olla vähintään 6  $\mu\text{m}$ . (Collings & Sumption 1992, 156) Mm. magneettikuvauslaitteissa käytettävissä dc-johtimissa filamenttien halkaisijat ja kuparikannakset ovat tyypillisesti useita kymmeniä mikrometrejä. Pieniä alle 10  $\mu\text{m}$ :n filamentteja käytetään lähinnä ac-sovelluksissa.

Myös lämpötilan lasku vaikuttaa läheisyysvaikutukseen, mikä voidaan nähdä kaavasta 4.3. Yhtälössä lämpötilan lasku johtaa nimittäjän pienentymiseen, jolloin matriisin koherenssipituus  $\xi_n$  kasvaa. Tällöin filamenttien välisestä etäisyydestä, joka ennen riitti estämään läheisyysvaikutuksen, saattaa tulla koherenssipituuden suuruinen.

Läheisyysvaikutusta eli filamenttien kytkeytymistä voidaan estää kasvattamalla filamenttien välimatkaa, lisäämällä matriisimetallin resistiivisyyttä filamenttien välissä tai lisäämällä matriisimetalliin voimakkaasti magneettisia atomeja (magneettinen sironta). Filamenttien välimatkan lisääminen kasvattaisi  $s/d$ -suhdetta ja aiheuttaisi muutoksia koko johdinkonfiguraatioon. Kuparin resistiivisyyttä kasvattamalla tai magneettista sirontaa hyödyntämällä voidaan läheisyysvaikutusta estää aiheuttamatta muutoksia johdinkonfiguraatioon.

Matriisimetallin eli kuparin resistiivisyyden kasvattaminen tarkoittaa käytännössä nikkelin lisäämistä kuparin joukkoon filamenttialueella. Johtimen ulkoreunoilla ja keskiosassa käytetään edelleen puhdasta kuparia, jolloin johtimelle taataan riittävä sähkön- ja lämmönjohtokyky häiriötilanteissa. Magneettisen sironnan menetelmässä kuparin joukkoon lisätään nikkelin sijasta magneettisia atomeja, tyypillisesti mangaania. Tärkeää on, että aine ei muodosta yhdisteitä kuparin kanssa. Magneettisen sironnan menetelmä on resistiivisyyden kasvattamiseen verrattuna tehokkaampi, vaikkakin vähemmän käytetty menetelmä torjua läheisyysvaikutusta. Massaan suhteuttaen 0,9 % mangaania estää filamenttien kytkeytymisen yhtä tehokkaasti kuin 30 % nikkeliä. (Cooley et al. 2000, 12)

#### 4.4 Kokotekijä, RRR-arvo ja poikittainen resistiivisyys

Huoneenlämpötilassa metallissa kulkevien johde-elektronien keskimääräinen vapaa matka  $l_e$  ilman törmäyksiä on luokkaa  $10^{-7}$  m, jolloin johteen seinämiin törmäävien elektronien lukumäärä on merkityksetön. Lämpötilan laskiessa metallin hilavärähtely pienenee ja elektronien keskimääräinen vapaa matka kasvaa. Puhtailta metalleilla  $l_e$  voi nousta jopa millimetrien tasolle. Jos johteen halkaisija on  $l_e$ :n kanssa samaa kokoluokkaa, lähes kaikki johde-elektronit kulkevat vapaasti koko johtimen matkan ja

törmäävät vasta seinämiin. Tätä ilmiötä kutsutaan kokotekijäksi (size effect). (Seeber 1998, 1070)

Jotta kokotekijän vaikutusta voidaan paremmin ymmärtää, on syytä hieman perehtyä resistiivisyyden teoriaan. Metallien resistiivisyyttä voidaan kuvata yhtälöllä

$$\rho = \rho_0 + \rho_i(T). \quad (4.4)$$

Matthiessenin sääntönä tunnetussa yhtälössä termi  $\rho_i(T)$  tarkoittaa lämpötilasta riippuvaa, hilavärähtelyn aiheuttamaa resistiivisyyttä.  $\rho_i(T)$  on nolla lämpötilan ollessa 0 K, ja se kasvaa lämpötilan noustessa.  $\rho_0$  tarkoittaa epäpuhtauksista johtuvaa jäännösresistiivisyyttä, joka ei riipu lämpötilan muutoksista. Jäännösresistiivisyys nousee termeistä hallitsevammaksi, kun lämpötila laskee noin 20 K alapuolelle. (Seeber 1998, 1067)

Lämpötilasta riippuvan termin  $\rho_i(T)$  käyttäytyminen on erilaista niin kutsutun Debye-lämpötilan  $\theta$  eri puolilla. Termodynamiikkaan liittyvä Debye-lämpötila on kullekin aineelle ominainen, kokeellisesti määritettävä lämpötila, jonka alapuolella aineen ominaislämpökapasiteetti laskee jyrkästi lämpötilan laskiessa. Tämä johtuu aineen hilavärähtelyjen kvantittumisesta alhaisissa lämpötiloissa. (Kurki-Suonio 1994, 236) Debye-lämpötilan yläpuolella  $\rho_i(T)$  on suoraan verrannollinen lämpötilaan, mutta sen alapuolella lämpötilan viidenteen potenssiin. Kuparille Debye-lämpötila on 330 K. (Seeber, 1998, 1068)

Jäännösresistiivisyys  $\rho_0$  riippuu epäpuhtausatomien määrästä metallissa, ts. puhtaalla metallilla on pienempi  $\rho_0$ . Metallien puhtautta ja resistiivisyyttä kuvaamaan on luotu RRR-arvo eli jäännösvastussuhde (Residual Resistivity Ratio), joka tarkoittaa resistiivisyyden suhdetta huoneenlämpötilassa verrattuna matalaan lämpötilaan. (Seeber 1998, 1068) Esimerkiksi suprajohtimen matriisimetallin RRR-arvon selvittämiseksi matalan lämpötilan resistiivisyys mitataan hieman suprajohteen kriittisen lämpötilan yläpuolelta, jolloin virta vielä kulkee matriisissa. NbTi-johtimelle ( $T_c = 9,2$  K,  $B = 0$  T) RRR-arvo voidaan määrittää seuraavasti

$$RRR = \frac{\rho_{300K}}{\rho_{10K}}. \quad (\text{Mikkonen 2010, 33}) \quad (4.5)$$

Matthiessenin sääntö (yhtälö 4.4) ei ota huomioon ohutfilamenttisilla suprajohteilla ilmenevää kokotekijää. Täydennettynä yhtälö voidaan siis esittää muodossa

$$\rho = \rho_0 + \rho_i(T) + \rho_s, \quad (4.6)$$

missä termi  $\rho_s$  kuvaa seinämäsironnasta johtuvaa resistiivisyyttä. Komposiittijohtimelle  $\rho_s$  voidaan edelleen laskea seuraavasta kaavasta

$$\rho_s = \rho_b \left( 1 - \frac{l_e}{s} \right), \quad (4.7)$$

missä  $\rho_b$  on resistiivisyys ennen kokotekijän huomioimista (yhtälön 4.4 tulos),  $l_e$  johde-elektronien keskimääräinen vapaa matka ja  $s$  kahden filamentin välinen etäisyys. Kuparille liike-elektronien keskimääräisen vapaan matkan laskemiseen käytetään yleisesti seuraavaa kokeellista yhtälöä

$$l_e \rho_b = 6,6 \cdot 10^{-16} \Omega m^2. \quad (\text{Seeber 1998, 1071}) \quad (4.8)$$

Kokeellisten mittausten perusteella kokotekijä nostaa matriisimetallin resistiivisyyttä lähes lineaarisesti, kun filamenttien välinen etäisyys on tarpeeksi pieni. Kun filamenttien halkaisijan  $d$  ja kuparikannaksen paksuuden  $s$  summa  $a = s + d < 60 \mu\text{m}$ , resistiivisyyden on havaittu kasvavan lineaarisesti ollen ohuissa johtimissa suurimmillaan jopa kuusinkertainen verrattuna kuparin resistiivisyyteen johtimen keskiosassa (jossa ei ole filamentteja). Suuremmilla  $a$ :n arvoilla ei ole vaikutusta resistiivisyyden suuruuteen. (Lazar et al. 1986, 155) Esimerkiksi kuparin RRR-arvolla 100 kokotekijä alkaa vaikuttaa 10 K:n lämpötilassa, kun filamenttien etäisyys on alle  $4,4 \mu\text{m}$  (Koski 2004, 47).

Monifilamenttisilla suprajohtimilla esiintyy myös poikittaista resistiivisyyttä  $\rho_t$ , joka vaikuttaa erityisesti ac-sovelluksissa pyörrevirtojen suuruuteen, virran jakautumiseen filamenttien kesken ja normaalialueen etenemiseen. Suuruudeltaan poikittainen resistiivisyys on tyypillisesti viidestä jopa kymmeneen kertaa suurempi pitkittäiseen resistiivisyyteen verrattuna (Drobin et al. 1982, 118). Poikittaiseen resistiivisyyteen vaikuttavat kuparin resistiivisyyden lisäksi mm. johtimen täyterroin, filamenttien ja kuparin välinen liitosresistanssi sekä filamenttialuetta ympäröivän ja johtimen stabiilisuutta parantavan kuparikerroksen resistiivisyys. (Corato et al. 2011, 3369)

Lämpötilan laskiessa kriittisen lämpötilan  $T_c$  alapuolelle suprajohtimen poikittainen resistiivisyys putoaa noin 0,7-kertaiseksi verrattuna resistiivisyyden arvoon  $T_c$ :n yläpuolella. Lasku selittyy suprajohteen siirtymisellä normaalitilasta suprajohtavaan tilaan. Tämän jälkeen poikittainen resistiivisyys pienenee asteittain läheisyysvaikutuksen aiheuttamana. (Lazar et al. 1986, 155)

## 5 SÄIEKOON VAIKUTUS SUPRAJOHTIMEN STABIILISUUTEEN

Kun halutaan tehdä suorituskyvyltään hyviä eli suuria virran- ja magneettivuontiheyksiä kestäviä suprajohtimia, suunnittelun apuvälineiksi on kehitetty menetelmiä, joilla johdinten stabiilisuutta voidaan tarkastella. Suprajohtava tila on luonteeltaan epästabiili eli pienet muutokset mm. johtimen lämpötilassa, virrantiheydessä tai siihen kohdistuvassa magneettikentässä voivat johtaa suprajohtavan tilan menettämiseen. Stabilointimenetelmillä pyritään estämään näitä muutoksia aiheuttamasta suprajohtavan tilan menetystä tai quenchin tapahtuessa suojata suprajohtodemagneettia vaurioitumiselta.

Johtimen stabiilisuutta voidaan analysoida lämpötasapainoyhtälöllä

$$e_h = g_k + g_j + g_d - g_q \quad (5.1)$$

missä  $e_h$  tarkoittaa johtimen sisäenergian muutosta,  $g_k$  lämmön johtumista johdinelementissä ja  $g_j$  komposiittijohtimessa syntyvää Joule-lämpöä. Edelleen  $g_d$  kuvaa johtimessa magneettisesta tai mekaanisesta häiriöstä syntynyttä lämpöä ja  $g_q$  johtimen jäähtytystä eli konvektiivista lämpövirtaa johdinelementistä jäähdytysaineeseen. Yksikkönä lämpötasapainoyhtälön tekijöillä on  $W/m^3$ . Stabiilisuuden kannalta johtimen sisäenergian  $e_h$  pitäisi pysyä mahdollisimman muuttumattomana, jolloin jäähdytys  $g_q$  poistaa johtimessa mahdollisesti kehittyvän lämmön. Lisäksi lämmönjohtumisen  $g_k$  pitäisi pystyä tasaamaan lämpötilaerot johtimen sisällä siten, että lämpötila yksittäisissä kohdissa ei pääse nousemaan liian korkeaksi. (Iwasa 2009, 352)

Eri stabilointimenetelmillä stabiilisuutta tarkastellaan lämpötasapainoyhtälön kannalta eri tavoin. Taulukossa 5.1 on esitetty yleisimmät stabilointimenetelmät ja niiden suhde lämpötasapainoyhtälöön 5.1. Kullekin menetelmälle on merkitty pisteellä termit, joiden merkitys korostuu kyseisen menetelmän kohdalla.

**Taulukko 5.1.** Stabiilisuuden tarkastelumenetelmien suhde lämpötasapainoyhtälöön. (Iwasa 2009, 352)

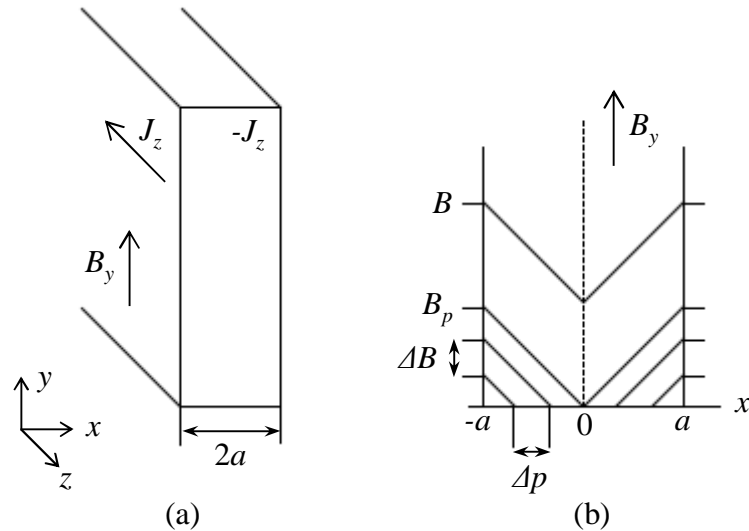
Menetelmä	$e_h$	$g_k$	$g_j$	$g_d$	$g_q$
	$\gamma C_{cd} \frac{\partial T}{\partial t}$	$\nabla(\lambda_{cd} \nabla T)$	$\rho_{cd}(T) J_{cd}^2(t)$	$g_d(t)$	$\left( \frac{f_p P_D}{A_{cd}} \right) g_q(T)$
Adiabaattinen stabiilisuus	•			•	
Dynaaminen stabiilisuus	•	•	•		•
Kryogeeninen stabiilisuus			•		•

Suprajohtimen stabiilisuutta voidaan siis tarkastella adiabaattisella, dynaamisella ja kryogeenisellä menetelmällä. Kahta ensimmäistä kutsutaan myös nimellä säiestabilointi, sillä kyseisissä menetelmissä filamentteilla on suuri merkitys stabiilisuuden tarkastelussa. Tässä luvussa tarkastellaan johtimen stabiilisuutta nimenomaan adiabaattisesta ja dynaamisesta näkökulmasta. Kryogeenisessä stabiloinnissa korostuvat matriisimetallin hyvä sähkön- ja lämmönjohtokyky. Kryogeenista stabilointia käsitellään luvussa 7.

Säiestabiloinnin perusajatuksena on estää vuonhypyn tapahtuminen suprajohtimessa. Vuonhypyllä tarkoitetaan ketjureaktiota, jonka seurauksena suprajohte siirtyy suprajohtavasta tilasta normaalitilaan. Tämän ketjureaktion ymmärtämiseksi on syytä perehtyä hieman vuonhyppyjen taustalla olevaan teoriaan eli kriittisen tilan malliin.

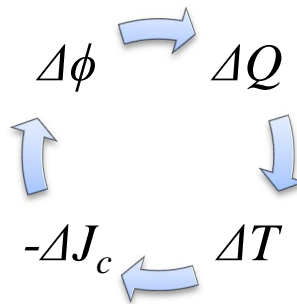
Kun kuvan 5.1 (a) mukainen suprajohtava kappale altistetaan ulkoiselle magneettikentälle, kenttä ei pääse tunkeutumaan kappaleen sisälle lukuun ottamatta kentän suuntaisia pintoja, joihin indusoituu kriittisellä virrantiheydellä  $J_c$  kulkevia suojausvirtoja. Suojausvirrat pyrkivät estämään magneettivuon muutoksen kappaleen sisällä. Suojausvirrat voidaan ajatella suprajohtetta ympäröiviksi pyörreirroiksi, jotka eivät kuitenkaan heikkene ajan suhteen, sillä suprajohteessa ei ole resistanssia (Wilson 1983, 131).

Ulkoisen magneettivuon voimistuessa magneettivuo tunkeutuu syvemmälle johteeseen, jolloin suojausvirtakerros tulee paksummaksi. Kentänvoimakkuuden kasvaessa tasolle  $B_p$ , magneettivuo läpäisee koko kappaleen, jolloin myös suojausvirrat kattavat koko kappaleen, kuten kuvassa 5.1 (b) on esitetty. Kun magneettivuo kappaleessa edelleen kasvaa, se ei vaikuta enää suojausvirtojen suuruuteen eli suojausvirrat eivät voi varastoida enempää energiaa. Kriittisen tilan mallin mukaan suprajohteessa kulkee siis virtaa joko kriittisellä virrantiheydellä  $J_c$  tai ei virtaa ollenkaan. (Wilson 1983, 132) Mikäli suprajohtimeen kohdistuu riittävän suuri ulkoinen magneettivuo  $\underline{B} \geq B_p$  (esim.  $B_p = 0,3$  T), johtimen koko poikkileikkauksessa (filamenteissa) kulkee kriittinen virrantiheys  $J_c$  huolimatta kuormavirran määrästä (Wilson 1983, 157).



**Kuva 5.1.** (a) Suojausvirrat suprajohtavan kappaleen pinnalla. (b) Magneettivuon vaimeneminen suprajohteessa. (Wilson 1983, 132)

Häiriön tai esimerkiksi ulkoisen magneettivuon voimistumisen seurauksena suprajohteeseen voi syntyä lämpöpulssi  $\Delta Q$ . Tämä nostaa johteen lämpötilaa  $\Delta T$ :n verran. Kohonnut lämpötila laskee kriittistä virrantiheyttä  $-\Delta J_c$ , jolloin myös suojausvirrat heikkenevät uuden  $J_c$ :n tasolle. Koska suojausvirrat heikkenevät, pääsee magneettivuo tunkeutumaan syvemmälle johteeseen ( $+\Delta\phi$ ) aiheuttaen jälleen vuoputkien liikettä ja uuden lämpöpulssin. Näin syntyy kuvan 5.2 mukainen ketjureaktio. (Wilson 1983, 133) Mikäli ketjureaktion alulle saanut häiriö on riittävän voimakas, seuraa ketjureaktiosta suprajohtavan tilan menettäminen eli paikallinen normaalijohtava alue. Tätä tapahtumaa kutsutaan vuonhypyksi. Riippuen häiriön voimakkuudesta sekä suprajohtimen että siitä käämityn magneetin stabiilisuudesta voi normaalialue laajentua siirtäen pahimmillaan koko magneetin normaalitilaan (quench).



**Kuva 5.2.** Vuonhypyn ketjureaktio.

Adiabaattisen stabiloinnin ideana on estää edellä kuvatun vuonhypyn tapahtuminen tekemällä niin ohuita filamentteja, että yksittäisissä säikeissä suojausvirtoihin varastoituva energia ei voi aiheuttaa vuonhypyä. Adiabaattisessa stabiloinnissa lämpötasapainoyhtälöstä 5.1 korostuvat siis johtimen sisäenergian muutosta ja



magneettisesta (tai mekaanisesta) alkuperästä syntynyttä lämpöä kuvaavat termit. Adiabaattisuus yleisesti tarkoittaa termisesti eristettyä prosessia, jossa lämpöä ei siirry tapahtuman ulkopuolelta prosessiin eikä prosessista pois.

Dynaaminen stabilointi perustuu matriisimetallin vaikutukseen hidastaa magneettivuon muutosta ja tasata lämpötilaeroja johtimessa. Dynaamisesti stabiililla johtimella sähköä hyvin johtavaan matriisimetalliin indusoituu Lenzin lain mukaan magneettivuon muutosta hidastavia pyörrevirtoja, jolloin vuonhyppyt eivät pääse aiheuttamaan hallitsematonta lämpötilan nousua (Hart 1968, 572). Lisäksi dynaamisesti stabiilissa tilanteessa matriisimetalli siirtää generoituvan lämmön nopeammin jäähdytysaineeseen kuin sitä kehittyä lisää. Lämpötasapainoyhtälön kannalta johtimen sisäenergiaan  $e_h$  vaikuttavia tekijöitä ovat lämmön johtuminen  $g_k$ , syntyvä Joule-lämpö  $g_j$  sekä johtimen jäähdytys  $g_q$ . Dynaaminen stabiilisuus on adiabaattisen stabiloinnin tavoin riippuvainen myös filamenttien koosta.

## 5.1 Stabiilisuus suojausvirroista johtuvia vuonhyppyjä vastaan

Tässä luvussa tarkastellaan suprajohteen, kuten komposiittijohtimen yksittäisen filamentin, stabilointia suojausvirroista johtuvia vuonhyppyjä vastaan perustamalla tarkastelu edellä esitettyyn kriittisen tilan malliin. Sekä adiabaattisen että dynaamisen stabiilisuuden tarkastelut tässä työssä pohjautuvat Martin N. Wilsonin (1983) sekä Takeshi Ogasawaran (1994) aihetta käsitteleviin teksteihin.

Aloitetaan tarkastelu tilanteesta, jossa ulkoisen magneettikentän muutos synnyttää suprajohteeseen niin kutsutun hystereesihäviön  $\Delta Q_s$  (luku 7.2.1 Hystereesihäviöt). Häviön seurauksena suprajohteen lämpötila nousee  $\Delta T$ :n verran, jolloin johteen kriittinen virrantiheys laskee vastaavasti  $\Delta J_c$ :n verran. Kriittisen virrantiheyden laskun seurauksena suojausvirrat ja magneettivoito tunkeutuvat syvemmälle suprajohteeseen, jolloin suojausvirtoihin varastoituva energiamäärä kasvaa. Tilanteesta voidaan muodostaa suprajohteelle lämpötasapainoyhtälö

$$\gamma C_e = \frac{\Delta Q_s}{\Delta T} = \gamma C - \frac{\Delta Q}{\Delta T}, \quad (5.2)$$

missä  $\gamma C$  on suprajohteen ominaislämpökapasiteetti tilavuusyksikköä kohti ja  $\Delta Q/\Delta T$  suojausvirtoihin varastoitunut energia (Wilson 1983, 134). Mikäli  $\Delta Q/\Delta T$  kasvaa yhtä suureksi kuin  $\gamma C$ , tehollinen ominaislämpökapasiteetti  $\gamma C_e$  menee nolllaksi, ja pienin mahdollinen häiriö saa lämpötilan johteessa kasvamaan rajatta.  $\Delta Q$ :n suuruus riippuu suprajohteen kriittisestä virrantiheydestä  $J_c$  sekä magneettivuon tunkeutumissyvyydestä eli suojausvirtakerroksen paksuudesta  $p$ , ja sille voidaan esittää yhtälö

$$\Delta Q = \frac{\mu_0 J_c^2 p^2}{3(T_c - T_0)} \Delta T. \quad (5.3)$$

Sijoittamalla tämä lämpötasapainoyhtälöön, saadaan muodostettua ehto stabiilisuudelle vuonhyppyjä vastaan eli ns. adiabaattinen stabiilisuuskriteeri

$$\frac{\mu_0 J_c^2 p^2}{\gamma C (T_c - T_0)} = \beta_s < 3. \quad (\text{Ogasawara 1994, 175}) \quad (5.4)$$

Suprajohde (esim. komposiittijohtimella yksittäinen filamentti) on siis adiabaattisesti stabiili, kun stabiilisuusparametri  $\beta_s < 3$ . Toisin sanoen tilanteessa  $\beta_s < 3$  filamentin suojausvirtoihin varastoitunut energia ei ylitä energian varastointikapasiteettia kyseisessä filamentissa, eikä vuonhyppyä tällöin tapahdu. Todellisuudessa  $\beta_s$ :n määrittäminen ei ole aivan yksinkertaista, joten tarkastellaan seuraavaksi tarkemmin, mitkä tekijät vaikuttavat  $\beta_s$ :n suuruuteen, ja mitä tämä tarkoittaa OK54-johtimen kohdalla.

Kuten edellä todettiin, ulkoisen magneettivuon tiheyden  $\underline{B}$  tunkeutuessa suprajohteen eli filamentin läpi ( $\underline{B} = B_p$ , kuva 5.1 (b)), suojausvirrat saavuttavat maksiminsa eli ne eivät voi enää kasvaa ja siten varastoida enempää energiaa, vaikka ulkoinen magneettivuontiheys kasvaisi yhä suuremmaksi. Tämä tarkoittaa, että suojausvirrat voivat varastoida sitä vähemmän energiaa, mitä ohuempi filamentti on. Stabiilisuusehdosta (yhtälö 5.4) voidaan määrittää yhtälö filamentin säteelle  $a$

$$a < \sqrt{\frac{3\gamma C (T_c - T_0)}{\mu_0 J_c^2}}, \quad (5.5)$$

kun sijoitetaan  $p = a$ . Kriittisen filamentin koon määrittäminen ei kuitenkaan ole yksiselitteistä, sillä filamenttiin kohdistuvan ulkoisen magneettivuontiheyden kasvaessa filamentin kriittinen virrantiheys  $J_c$  ja kriittinen lämpötila  $T_c$  laskevat. Muutokset ulkoisessa magneettivuon tiheydessä  $\underline{B}$  sekä filamentin  $J_c$ - ja  $T_c$ -arvoissa vaikuttavat siten myös stabiilisuusparametriin  $\beta_s$ .

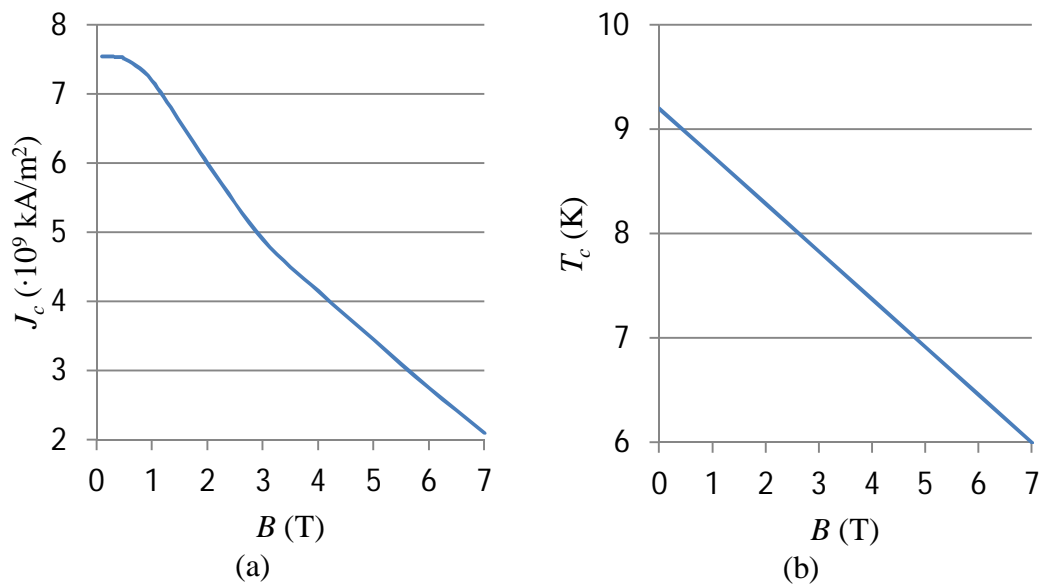
Magneettivuon tunkeutumissyvyys  $p$  eli suojausvirtakerroksen paksuus voidaan laskea yhtälöstä

$$\underline{B} = \mu_0 J_c p, \quad (5.6)$$

missä  $\underline{B}$  on filamenttiin kohdistuva magneettivuon tiheys ja  $J_c$  kyseistä magneetikentän arvoa vastaava filamentin kriittinen virrantiheys.  $\underline{B}$ :n kasvaessa nolasta tasolle  $B_p$ , vuon tunkeutumissyvyys vastaavasti kasvaa nolasta syvyydelle  $a$ . Tällöin suojausvirtoihin varastoituva energia  $\Delta Q/\Delta T$  kasvaa, vaikka  $J_c$  hieman pienenee. Kun  $\underline{B}$  kasvaa tasoa  $B_p$  suuremmaksi, suojausvirrat eivät enää kasva, mutta  $J_c$  pienenee edelleen, jolloin  $\Delta Q/\Delta T$

kääntyy laskuun. Täten  $\Delta Q/\Delta T$  on suurimmillaan ja stabiilisuusparametri  $\beta_s$  kriittisimmillään, kun  $\underline{B} = B_p$ .  $\beta_s$ :n käytöstä magneettivuon tiheyden funktiona on havainnollistettu hieman myöhemmin kuvassa 5.4.

Tarkastellaan seuraavaksi OK54-johtimen stabiilisuutta vuonhyppyjä vastaan. Tarkastelua varten täytyy tuntea johtimen  $J_c$  eri magneettivuontiheyksillä. Kuvassa 5.3 (a) on esitetty  $J_c$ :n kuvaaja, jonka arvot välillä  $B = 3..7$  T on pyörästetty mittausohjelmassa (luku 8) määritetyistä  $J_c$ -arvoista.  $J_c$ :n käyttäytyminen tätä pienemmillä  $B$ :n arvoilla perustuu arvioon, ja siten kyseisiin  $J_c$ -arvoihin pitää suhtautua sopivalla varauksella. Mikäli  $J_c$ -arvot ovat todellisuudessa tätä pienempiä, tarkoittaa se parempaa stabiiliutta ja päinvastoin. Filamentin kriittisen lämpötilan  $T_c$  oletetaan pienenevän lineaarisesti magneettivuontiheyden kasvaessa, ja sen kuvaaja on esitetty kuvassa 5.3 (b).



**Kuva 5.3.** Suprajohtimen (a) kriittisen virrantiheyden ja (b) kriittisen lämpötilan arvioitu käyttäytyminen magneettivuon tiheyden funktiona.

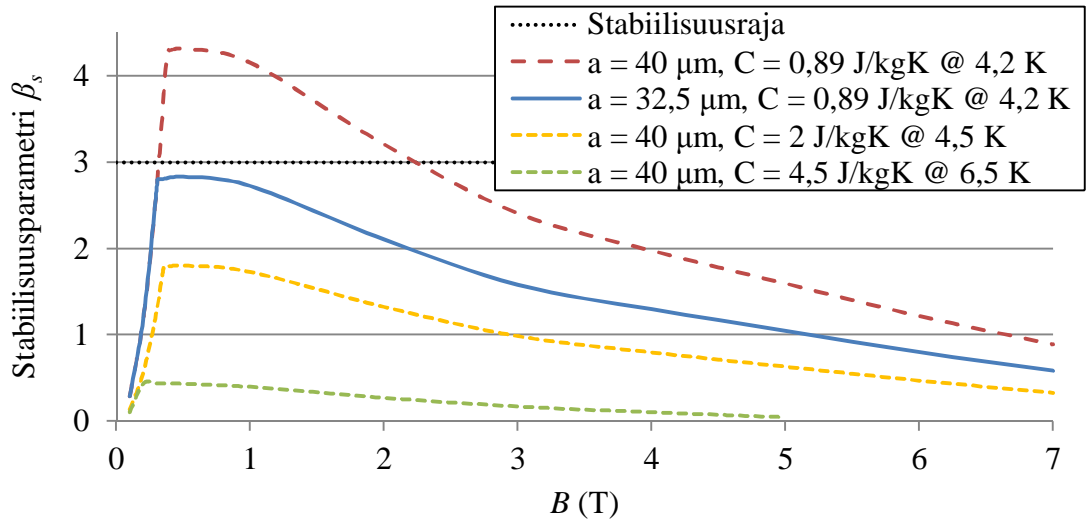
OK54-johtimella yksittäisen säikeen nimellinen halkaisija on noin 65  $\mu\text{m}$  ja säde siten 32,5  $\mu\text{m}$ . Stabiilisuustarkastelua varten tarvitaan vielä joitakin niobititaanin toiminta-arvoja, jotka on listattu taulukossa 5.2.

**Taulukko 5.2.** Niobititaanin toiminta-arvoja. (Wilson 1983, 134)

Operointilämpötila	$T_0$	4,2	K
Tiheys	$\gamma$	$6,2 \cdot 10^3$	$\text{kg/m}^3$
Ominaislämpö (@ 4,2 K)	$C$	0,89	J/kgK
Tyhjiön permeabiliteetti	$\mu_0$	$4\pi \cdot 10^{-7}$	Vs/Am

Näillä tiedoilla OK54-johtimelle (tai sen filamentteille) voidaan määrittää  $\beta_s$ :n kuvaaja magneettivuontiheyden funktiona, mikä on esitetty kuvassa 5.4 sinisellä käyrällä.

Filamentin stabiilisuus vuonhyppyjä vastaan on kriittisimmillään ( $\beta_s$  suurimmillaan), kun magneettikenttä läpäisee filamentin koko poikkipinta-alan ( $\underline{B} = B_p \approx 0,31$  T). Tätä hieman suuremmissa kentissä ( $\underline{B} \gtrsim B_p$ )  $\beta_s$  pysyy suurin piirtein samana tai – johtuen kuvan 5.3  $J_c$ :n ja  $T_c$ :n käyrämuodoista – jopa kasvaa aavistuksen, kunnes vielä suuremmissa kentissä ( $\underline{B} \gg B_p$ )  $J_c$ :n voimakkaamman pienenemisen johdosta  $\beta_s$  kääntyy laskuun. Joka tapauksessa sininen käyrä pysyy koko ajan kriittisen tason eli stabiilisuusrajan alapuolella, jolloin vuonhyppyä ei kyseisessä tapauksessa tapahdu.



**Kuva 5.4.** Stabiilisuusparametri  $\beta_s$  magneettivuon tiheyden funktiona yksittäiselle suprajohtesäikeelle. Kuvaaja on havainnollistava, ja sen todellinen muoto riippuu mm. säikeen halkaisijasta ja kriittisen virrantiheyden käyttäytymisestä eri magneettikentissä.

Kuvaan 5.4 on piirretty katkoviivoilla myös kolme muuta  $\beta_s(B)$ -käyrää. Punaisella katkoviivalla piirretty käyrä on laskettu samoilla arvoilla kuin edellinen sininen käyrä lukuun ottamatta filamentin sädettä, joka on nyt 40  $\mu\text{m}$ . Nyt magneettivuon läpäisee filamentin, kun  $B_p \approx 0,38$  T, ja stabiilisuusparametri  $\beta_s$  on suurimmillaan noin 4,3. Tämän käyrän perusteella halkaisijaltaan 80  $\mu\text{m}$ :n filamentti ei siis vaikuta adiabaattisesti stabiililta. Samalle filamentille on kuitenkin piirretty kaksi muuta kuvaajaa eli oranssilla ja vihreällä katkoviivalla piirretyt käyrät, joissa niobititaanin ominaislämpö on merkitty suuremmiksi. Näiden käyrien perusteella filamentti näyttäisi selvästi stabiililta koko käyrän matkalla.

Ominaislämpö on materiaaliominaisuus, jonka suuruus riippuu materiaalin lämpötilasta. Tämä riippuvuus on hyvin voimakasta varsinkin materiaalille ominaisen Debye-lämpötilan alapuolella (ks. s. 36), jolloin ominaislämpö on verrannollinen lämpötilan kolmanteen potenssiin. Lämpötilan noustessa neljästä yhdeksään kelvinasteeseen niobititaanin ominaislämpö voi kohota noin kymmenkertaiseksi (Jensen et al. 1980, 69). Lämpötilan nousu toisaalta pienentää voimakkaasti suprajohteen kriittistä virrantiheyttä. Yleisesti kriittisen lämpötilan ja kriittisen virran oletetaan riippuvan lineaarisesti toisistaan. Mikäli siis suprajohteen lämpötila nousee, sen ominaislämpö kasvaa ja

kriittinen virrantiheys laskee, jotka molemmat parantavat suprajohteen stabiilisuutta suojausvirroista johtuvia vuonhyppyjä vastaan.

Oranssin käyrän kohdalla oletetaan, että filamentin lämpötila on noussut 4,5:een kelvinasteeseen. Tällöin filamentin ominaislämmöksi voidaan approksimoida 2 J/kgK. Vastaavasti vihreälle käyrälle 6,5 K:n lämpötilassa ominaislämmöksi saadaan 4,5 J/kgK. Molempien käyrien laskennassa on otettu huomioon myös lämpötilan nousun seurauksena laskenut kriittinen virrantiheys.

Mitä nämä kolme käyrää (punainen, oranssi ja vihreä) sitten tarkoittavat filamentin stabiilisuuden kannalta? Punaisen käyrän perusteella voidaan olettaa, että operointilämpötilassa filamentissa käynnistyy vuonhyppy. Vuonhypyn seurauksena filamentin lämpötila ja ominaislämpö nousevat, jolloin lähestytään ensin oranssia ja sitten vihreää käyrää. Tällöin filamentin ominaislämpökapasiteetti kasvaa ja suojausvirrat heikkenevät, mistä voi seurata, että vuonhyppy pysähtyy ennen kuin lämpötila on ehtinyt saavuttaa kriittistä lämpötilaa. Vuonhyppy siis ikään kuin kuivuu kasaan ennen kuin se on ehtinyt siirtää johdetta normaalitilaan. Ilmiötä kutsutaan osittaiseksi vuonhyppyksi. (Wilson 1983, 135)

Suprajohteen stabiilisuus suojausvirroista johtuvia vuonhyppyjä vastaan on siis kriittisimmillään suhteellisen heikoissa magneettikentissä, koska kriittinen virrantiheys on tällöin suurempi kuin voimakkaissa magneettikentissä. Heikkoja vuontiheyksiä johtimeen kohdistuu tyypillisesti suprajohtemagneetin latausvaiheessa. Latausvaiheen aikana komposiittijohtimessa syntyy ac-häviöitä (luku 6.2), jotka nostavat johtimen lämpötilaa. Mikäli kyseessä on lisäksi tyhjiökylästäetty magneetti, jossa jäähditys tapahtuu ainoastaan magneetin ulkoreunoilta, voidaan olettaa, että magneetin lämpötila latausvaiheessa on hieman normaalia operointilämpötilaa korkeampi. Ja kuten kuvan 5.4 perusteella voidaan todeta, jo pieni lämpötilan nousu voi tehdä (80  $\mu\text{m}$ :n) filamentista adiabaattisesti stabiilin. Suuremmissa kentissä kyseinen filamentti on stabiili myös operointilämpötilassaan. Toisaalta riittävän ohuilla filamentteilla (kuvan 5.4 sininen käyrä) johdin on stabiili suojausvirroista johtuvia vuonhyppyjä vastaan kaikissa olosuhteissa.

Tässä luvussa eli suojausvirtojen stabiilisuuden tarkastelussa kuormavirtaa ei otettu ollenkaan huomioon. Tämä johtuu siitä, että kriittisen tilan mallin mukaan kuormavirta ei vaikuta suprajohteen stabiilisuuteen suojausvirroista johtuvia vuonhyppyjä vastaan. Sen sijaan kuormavirta vaikuttaa komposiittijohtimen adiabaattiseen stabiilisuuteen toisella tapaa, mistä voi myös seurata vuonhyppy. Tätä tarkastellaan seuraavassa luvussa 5.2.

Tässä luvussa tarkasteltiin suojausvirtojen stabiilisuutta toisaalta vain yksittäiselle filamentille. Tarkastelu pätee yhtä lailla myös monifilamenttiselle komposiittijohtimelle, mikäli filamentit eivät ole kytkeytyneet. Filamenttien kytkeytymisen

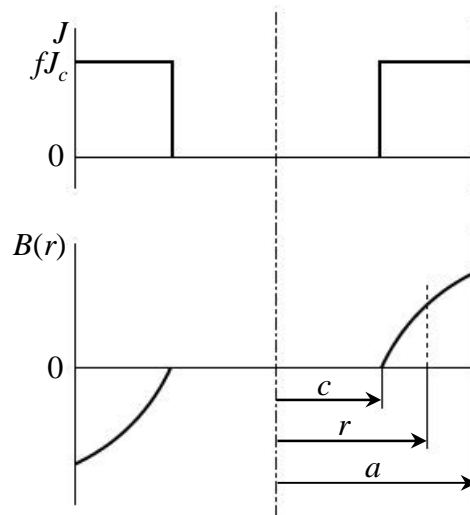
seurauksena monifilamenttinen komposiittijohdin alkaa käyttäytyä yksisäikeisen johtimen tavoin. Kuten edellä kerrottiin, yksittäisen filamentin kriittinen säde  $a$  voidaan laskea stabiilisuuskriteeristä eli yhtälöstä 5.4 sijoittamalla  $p = a$ . Mikäli tarkastelussa on kytkeytynyt monifilamenttinen komposiittijohde,  $a$  tarkoittaaakin koko komposiittijohtimen sädettä (Wilson 1983, 137). Yhtälössä 5.4 täytyy tällöin ottaa huomioon myös johtimen täyterroin  $f$  (luku 3, s. 24), jolloin stabiilisuuskriteeri saadaan muotoon

$$\frac{\mu_0 J_c^2 a^2 f^2}{\gamma C (T_c - T_0)} = \beta_s < 3. \quad (5.7)$$

Filamenttien kytkeytymisestä aiheutuvia haittoja voidaan ehkäistä kierteistämällä komposiittijohdin. Kytkeytymiseen ja sen ehkäisyyn liittyviä tekijöitä käsitellään tarkemmin luvussa 7.2.2.

## 5.2 Kuormavirran vaikutus adiabaattiseen stabiilisuuteen

Kytkeytymisen ohella komposiittijohtimen stabiilisuuteen vaikuttaa johtimessa kulkeva kuormavirta ja sen synnyttämä omakenttä, joihin johtimen kierteistyksellä ei ole vaikutusta. Kuormavirralla tarkoitetaan ulkoisen kuorman, kuten virtalähteen johtimeen syöttämää virtaa. Omakenttä pakottaa kuormavirran kulkemaan mahdollisimman lähellä johtimen pintaa, jolloin kuormavirta kulkee johtimen pinnassa virrantiheydellä  $f \cdot J_c$  tunkeutuen pinnasta vain syvyydelle, joka riittää kuljettamaan kuormavirran. Ilmiötä on havainnollistettu kuvassa 5.5. Kun kuormavirta muuttuu, omakenttä joko tunkeutuu syvemmälle johtimeen tai poistuu johtimesta aiheuttaen lämpöhäviöitä.



**Kuva 5.5.** Omakentän vaikutus kuormavirran ja magneettivuon käyttäytymiseen johtimessa (Ogasawara 1994, 183).

Tarkastellaan kuormavirran ja omakentän vaikutusta komposiittijohtimen adiabaattiseen stabiilisuuteen johtamalla kyseiselle tilanteelle oma stabiilisuuskriteeri. Kuvan 5.5 avulla magneettivuolle johtimen sisällä voidaan muodostaa yhtälö

$$\phi(r) = \frac{1}{2} \mu_0 f J_c \left( a^2 \ln \frac{r}{c} - \frac{r^2}{2} + \frac{c^2}{2} \right), \quad (5.8)$$

missä  $a$  on komposiittijohtimen poikkileikkauksen säde ja  $c$  kuormavirrasta ja magneettivuosta vapaan poikkipinta-alan säde. Magneettivuon aiheuttamaksi tehohäviöksi  $\Delta Q$  saadaan

$$\Delta Q = \frac{\mu_0 f^2 J_c^2 a^2}{T_c - T_0} \Delta T \left( -\frac{\ln \varepsilon}{2} - \frac{3}{8} + \frac{\varepsilon^2}{2} - \frac{\varepsilon^4}{8} \right), \quad (5.9)$$

missä  $\varepsilon = c / a$ , joka voidaan esittää edelleen muodossa

$$\varepsilon = (1 - i)^{1/2}, \quad (5.10)$$

kun  $i$  on kuormavirran ja kriittisen virran (tai kuormavirrantiheyden ja kriittisen virrantiheyden) suhde  $i = I_t / I_c = J_t / J_c$ . (Wilson 1983, 141) Yhtälössä 5.9 sulkeiden sisällä oleva osa saadaan nyt muotoon

$$\left( \frac{-\ln(1-i)}{4} - \frac{3}{8} + \frac{(1-i)}{2} - \frac{(1-i)^2}{8} \right) = \frac{1}{g(i)}, \quad (5.11)$$

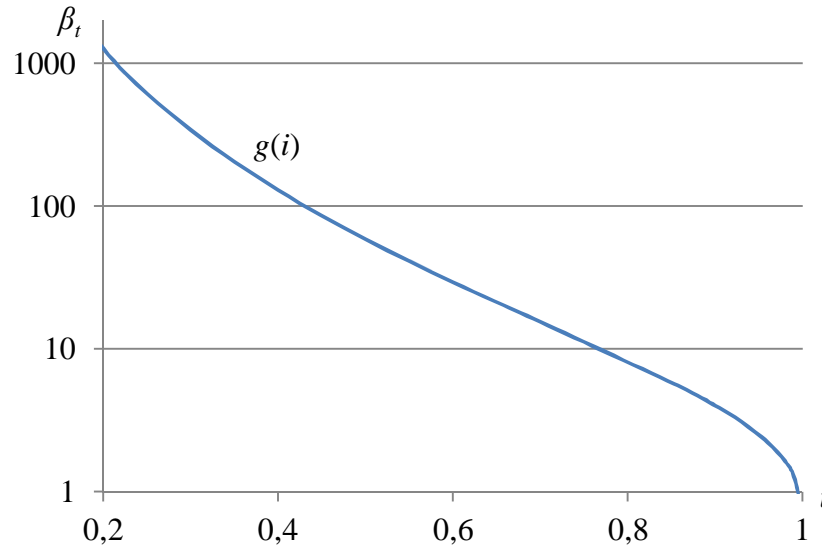
jolloin johtimelle voidaan muodostaa lämpötasapainoyhtälö

$$\Delta Q_s + \frac{\mu_0 f^2 J_c^2 a^2}{T_c - T_0} \frac{\Delta T}{g(i)} = \gamma C \Delta T. \quad (5.12)$$

Lämpötasapainoyhtälöstä saadaan muodostettua adiabaattinen stabiilisuuskriteeri komposiittijohtimelle omakentässä

$$\frac{\mu_0 J_c^2 a^2 f^2}{\gamma C (T_c - T_0)} = \beta_t < g(i). \quad (5.13)$$

Komposiittijohdin on stabiili, kun  $\beta_t < g(i)$  eli stabiilisuus riippuu  $\beta_t$ :n lisäksi  $g(i)$ :n suuruudesta. Tilanne on siis hieman erilainen kuin suojausvirroilla, joilla stabiilisuuskriteerinä on  $\beta_s < 3$ .  $g(i)$  voidaan laskea yhtälöstä 5.11, ja sen suuruutta eri  $i$ :n arvoilla on havainnollistettu kuvassa 5.6.



**Kuva 5.6.** Omakentän adiabaattista stabiilisuutta kuvaava  $g(i)$ -käyrä.

Kuvan perusteella huomataan, että  $g(i)$ :n suuruus muuttuu voimakkaasti eri  $i$ :n arvoilla. Tämä johtuu kuormavirran synnyttämästä omakentästä, jonka seurauksena kuormavirta kulkee niin lähellä johtimen pintaa kuin mahdollista sekä oletuksesta, että lämpöhäviö johtimessa jakautuu tasaisesti koko komposiittijohtimen poikkileikkauksessa (Wilson 1983, 141). Toisin sanoen pienillä  $i$ :n arvoilla kuormavirta kulkee vain uloimmissa filamenteissa kriittisellä virran-tiheydellä  $J_c$ , ja sisimmissä filamenteissa kuormavirtaa ei kulje. Suurilla  $i$ :n arvoilla lähes kaikissa filamenteissa kulkee kuormavirrantiheys  $J_t = J_c$ .

Mikäli suurilla  $i$ :n arvoilla johtimen lämpötila nousee hieman, johtimen  $J_c$  laskee ja kuormavirrantiheys voi muodostua kriittistä virrantiheyttä suuremmaksi. Suojausvirtojen kohdalla tämä tarkoittaisi suojausvirtojen heikkenemistä uuden, alhaisemman  $J_c$ :n tasolle. Kuormavirta ei sen sijaan heikkene vastaavalla tavalla johtuen ulkoisesta virtalähteestä tai suprajohtekämin induktanssista, joka pyrkii vastustamaan virran muutosta. Tällöin palautuminen normaaliin suprajohtavaan tilaan ei ole mahdollista.

$g(i)$ :n yhtälössä 5.11 ei oteta huomioon komposiittijohtimen yksilöllisiä piirteitä kuten filamenttien tai komposiittijohtimen halkaisijaa, alfa-arvoa tai filamenttien sijoittelua. Yhtälössä 5.11 (kuten myös  $\beta_i$ :n yhtälössä 5.13) toisaalta oletetaan, että komposiittijohdin koostuu homogeenisesta seoksesta niobititaania ja kuparia, jolloin  $i$ :n kasvaessa kuormavirta tunkeutuu tasaisesti syvemmälle komposiittijohtimeen. Todellisella filamenttirakenteisella johtimella virta ei pääse siirtymään yhtä vapaasti ulommista filamenteista sisempiin tai päinvastoin, jolloin kuormavirta ei jakaudu komposiittijohtimen poikkileikkauksessa ideaalisesti omakentän edellyttämällä tavalla. Käytännössä tämän on todettu parantavan johtimen stabiilisuutta. Tähän palataan myöhemmin luvussa 5.3.



Tarkastellaan OK54-johtimen stabiilisuutta käyttäen taulukossa 5.3 esitettyjä toiminta-arvoja. Oletetaan, että operointilämpötila  $T_0$  pysyy tarkastelussa vakiona, jolloin myös komposiittijohtimen ominaislämpökapasiteetti  $\gamma C$  on vakio. Tällöin  $\beta_t$ :n yhtälössä 5.13 muuttujia ovat kriittinen virrantiheys  $J_c$  ja kriittinen lämpötila  $T_c$ .

**Taulukko 5.3.** Komposiittijohtimen toiminta-arvoja.

Operointilämpötila	$T_0$	4,2 K
Johtimen halkaisija	$D$	0,715
Alfa-arvo (täytekerroin)	$\alpha$ (f)	1,25 (0,444)
Ominaislämpökapasiteetti	$\gamma C$	2700 J/m <sup>3</sup> K

Seuraavaan taulukkoon 5.4 on laskettu  $\beta_t$  kolmea eri magneettivuontiheyttä vastaavilla  $J_c$ - ja  $T_c$ -arvoilla. Taulukkoon on merkitty myös  $i$ :n arvo, jolla  $\beta_t = g(i)$ .

**Taulukko 5.4.** Komposiittijohtimen toiminta-arvoja.

Magneettivuon tiheys	$B$	T	2	4	6
Kriittinen virrantiheys	$J_c$	$\cdot 10^9$ A/m <sup>2</sup>	6	4,2	2,8
Kriittinen lämpötila	$T_c$	K	8,3	7,4	6,5
Stabiilisuusparametri	$\beta_t$		103	64	40
$\beta_s = g(i)$ , kun	$i$		0,43	0,49	0,55

Taulukon 5.4 mukaisilla 2 T:n kenttää vastaavilla  $J_c$ - ja  $T_c$ -arvoilla stabiilisuusparametri  $\beta_t$  on yhtä suuri kuin  $g(i)$ , kun  $i = 0,43$ , ja johtimessa tapahtuu tällöin vuonhyppy. Neljän teslan kenttää vastaavilla arvoilla vuonhyppy tapahtuu  $i$ :n arvolla 0,49 ja 6 T:n kentässä, kun  $i = 0,55$ . Taulukon 5.4  $J_c$ -arvot on pyöristetty mittaushjelmassa (luku 8) määritetyistä kriittisen virrantiheyden arvoista. Kirjallisuudessa käytetään tyypillisesti pienempiä  $J_c$ -arvoja, esimerkiksi 6 T:n kentässä  $J_c = 1,5 \cdot 10^9$  A/mm<sup>2</sup> (Wilson 1983, 142). Tällä virrantiheyden arvolla saadaan  $\beta_t = 11,5$  ja  $i = 0,75$ .

Suojausvirtojen stabiilisuuden tarkastelussa mainittu osittainen vuonhyppy ei tässä tilanteessa ole käytännössä mahdollinen. Oletetaan, että 2 T:n kentässä vuonhyppy alkaa, kun  $i = 0,43$  ja  $\beta_t = 103$ . Vuonhypyn seurauksena johtimen kriittinen virrantiheys puolittuu arvoon  $2,6 \cdot 10^9$  A/mm<sup>2</sup>, jolloin lämpötila nousee 6,25 kelviniin. Arvioidaan, että  $\gamma C$  kasvaa tällöin tasolle  $10^4$  J/m<sup>3</sup>K, jolloin saadaan  $\beta_t = 14$ . Koska kuormavirta pysyy tilanteessa vakiona,  $i$ :n arvoksi saadaan 0,86. Kuvan 5.7 perusteella  $i$ :n arvolla 0,86  $\beta_t \approx 5,5 < 14$ , eli vuonhypyn pysähtyminen ei ole mahdollista.

Kuormavirran adiabaattisen stabiilisuustarkastelun perusteella vuonhyppy tapahtuu komposiittijohtimessa suhteellisen alhaisilla  $i$ :n arvoilla. Tätä on mahdollista parantaa huomattavasti dynaamisella stabiloinnilla, mutta toisaalta stabiilisuustarkastelun on myös todettu antavan todellisuutta pessimistisemmän kuvan komposiittijohtimien stabiilisuudesta. Tällä viitataan samaan epäideaaliseen omakenttäilmiöön filamenttirakenteisilla komposiittijohtimilla, mistä jo edellä mainittiin, tai jopa omakenttäilmiön ”puuttumiseen”. Tähän palataan luvussa 5.3.

### 5.3 Komposiittijohtimen dynaaminen stabiilisuus

Adiabaattisessa stabiilisuustarkastelussa lämmön siirtymistä ei otettu huomioon. Oletus toimii pelkälle suprajohtemateriaalille kuten niobititaanille, jolla lämmönjohtavuus on heikko. Approksimaatio ei kuitenkaan täysin päde komposiittijohtimille, joissa heikosti lämpöä johtavan suprajohtemateriaalin lisäksi käytetään hyvin lämpöä johtavaa kuparia matriisimetallina, mikä mahdollistaa lämmön tasaamisen komposiittijohtimen sisällä sekä lämpökonvektion käämissä johdinkierrosten välillä tai suoraan johtimesta jäähdytysaineeseen.

Dynaamiseen stabiilisuuteen liittyvät oleellisesti käsitteet terminen ja magneettinen diffusiviteetti. Terminen diffusiviteetti  $D_{th}$  kuvaa, kuinka hyvin materiaali johtaa lämpöä suhteessa sen kykyyn varastoida lämpöenergiaa. Vastaavasti magneettinen diffusiviteetti  $D_m$  kuvaa, kuinka nopeasti magneettivuo tunkeutuu materiaaliin. Diffusiviteetit määritellään seuraavasti

$$D_{th} = \frac{\lambda}{\gamma C} \quad (5.14)$$

$$D_m = \frac{\rho}{\mu_0}, \quad (5.15)$$

missä  $\lambda$  on materiaalin lämmönjohtavuus ja  $\rho$  resistiivisyys. Yksikkönä molemmilla on  $m^2/s$ . Molemmille tapahtumille voidaan määrittää myös karakteristinen diffuusioaika  $\tau$ , joka kuvaa ilmiön nopeutta. Diffuusioaika määritellään seuraavasti

$$\tau = \frac{4a^2}{\pi^2 D}, \quad (5.16)$$

missä  $D$  tarkoittaa magneettista tai dynaamista diffusiviteettia. (Ogasawara 1994, 187) Suprajohtimen stabiilisuus edellyttää, että  $\tau_{th} < \tau_m$ . Tämä tarkoittaa, että lämmön tasaaminen ja jäähdytys suprajohtimessa tapahtuvat nopeammin kuin mitä johtimeen kehittyy lämpöä lisää. Niobititaanilla on heikko lämmönjohtavuus ja normaalitilassa heikko sähkönjohtavuus, mikä tarkoittaa, että niobititaanille  $D_{th} \ll D_m$  eli  $\tau_{th} \gg \tau_m$ . Vuonhyppyn tapahtuessa magneettivuo pääsee siis tunkeutumaan suprajohteeseen paljon nopeammin kuin lämpö ehtii tasaantua, jolloin tilanne vastaa käytännössä adiabaattista prosessia. Kuparille tilanne on päinvastainen eli  $D_{th} \gg D_m$ , jolloin  $\tau_{th} \ll \tau_m$ . Matriisimetalli siis hidastaa magneettivuon tunkeutumista komposiittijohtimeen ja nopeuttaa lämmön tasaantumista ja siirtymistä jäähdytysaineeseen.

Jatketaan luvun 5.2 kuormavirran ja omakentän stabiilisuuden tarkastelua dynaamisen stabiloinnin näkökulmasta, ja aloitetaan tarkastelu kohdistamalla johtimeen lämpöhäviö, joka nostaa komposiitin lämpötilaa  $\Delta T$ :llä. Tästä seuraa, että johtimen kriittinen

virrantiheys laskee  $-\Delta J_c$ :llä, jolloin virrantiheys  $f \cdot \Delta J_c / (1-f)$  siirtyy suprajohteesta resistiiviseen matriisimetalliin, jolloin johtimessa syntyy lämpöhäviöitä. Tämän niin sanotun Joule-lämmön (luku 6.1) aiheuttama lämpötilan nousu saavuttaa huippunsa diffuusioajan  $\tau_j$  kuluttua. Ottamalla tämä huomioon lämpötasapainoyhtälössä 5.12, saadaan yhtälö muotoon

$$\Delta Q_s + \frac{\mu_0 f^2 J_c^2 a^2}{T_c - T_0} \frac{\Delta T}{g(i)} = \gamma C \Delta T + \frac{P_D}{A} \tau_j h \Delta T, \quad (5.17)$$

missä  $P_D$  on johtimen perimetri eli poikkileikkauksen ympäröimä,  $A$  poikkipinta-ala ja  $h$  konvektiivinen lämmönsiirtokerroin. Tästä saadaan edelleen kuormavirran dynaamiseksi stabiilisuuskriteeriksi

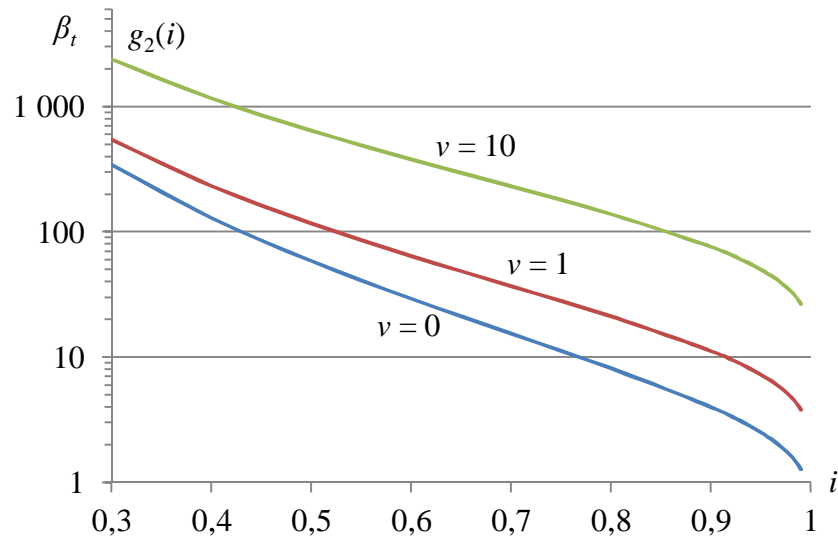
$$\beta_i = \frac{\mu_0 f^2 J_c^2 a^2}{\gamma C (T_c - T_0)} = (1 + 2\nu i) g(i) = g_2(i), \quad (5.18)$$

missä  $\nu$  kuvaa lämpökonvektiota suhteessa suprajohteen ominaislämpökapasiteettiin ja voidaan esittää muodossa

$$\nu = \frac{a \mu_0 h (1-f)}{\rho \gamma C}, \quad (5.19)$$

kun  $\rho$  on matriisimetallin resistiivisyys. (Ogasawara 1994, 194)

Dynaaminen stabilointi parantaa johtimen stabiilisuutta tekijällä  $(1 + 2\nu i)$  adiabaattiseen tilanteeseen verrattuna. Kuvassa 5.7 on esitetty  $g_2(i)$  eri  $\nu$ :n arvoilla. Alin käyrä ( $\nu = 0$ ) on sama kuin kuvan 5.6 adiabaattinen käyrää  $g(i)$ . Kaksi muuta käyrää on piirretty  $\nu$ :n arvoilla 1 ja 10, joista ylempi ( $\nu = 10$ ) vastaa tilannetta, jossa komposiittijohdin on suoraan jäädytetty nestemäisellä heliumilla. Mikäli johdin on päällystetty eriste-kerroksella ja se on osana impregnoitua eli tyhjiökyllästettyä magneettia, tilanne vastaa käytännössä adiabaattista prosessia  $\nu$ :n ollessa luokkaa 0,2 (Wilson 1983, 152).



**Kuva 5.7.** Omakentän dynaamista stabiilisuutta kuvaava  $g_2(i)$  eri  $\nu$ :n arvoilla (Wilson 1983, 151, muokattu).

Käytännössä on todettu, että monifilamenttiset komposiittijohtimet toimivat paremmin kuin teoria antaisi olettaa (Wilson 1983, 152). Ogasawara et al. tutkivat vuoden 1979 julkaisussaan omakenttäilmiötä. Mittauksissa huomattiin, että kuormavirran saavuttaessa kriittisen virrantiheyden komposiittijohdin ei siirry resistiiviseen tilaan terävästi, vaan resistanssia ilmenee jo alikriittisillä virroilla. Resistanssista johtuen osa virrasta siirtyy johtimen keskiosiin, jolloin ulkoreunoilla virrantiheys laskee kriittisen arvon alapuolelle. Tämä parantaa johtimen stabiilisuutta vuonhyppyjä vastaan, mutta toisaalta heikentää johtimen  $n$ -arvoa.

Suprajohtimia käytetään tyypillisesti magneettisovelluksissa, jolloin johtimeen kohdistuu omakentän lisäksi käämityksen luoma magneettikenttä. Kun komposiittijohtimeen kohdistetaan ajan suhteen muuttuva ulkoinen magneettikenttä, omakentästä johtuva kuormavirran epätasainen jakauma komposiitissa tasoittuu. Riittävän suuri hetkellinen ulkoisen magneettikentän muutos  $\Delta H$  voi siis kumota omakentän vaikutuksen virran jakaumaan. (Ogasawara et al. 1979, 237)

Tehdään siis oletus, että komposiittijohtimessa kulkee kuormavirta  $J_t = 0,5 \cdot J_c$ , joka on jakautunut tasaisesti kaikkien filamenttien kesken. Sijoitetaan  $J_t$  yhtälöön 5.13  $J_c$ :n paikalle. Tällöin stabiilisuuskriteeriksi taulukon 5.4 2 T:n kentässä saadaan  $\beta_t \approx 26$  (vrt. taul. 5.4:  $\beta_t = 103$ ). Koska  $i = 0,5$ , kuvan 5.6 perusteella adiabaattisessa tilanteessa  $g(i) \approx 59$ . Nyt  $\beta_t < g(i)$  eli stabiilisuusehto täyttyy. Tässä tarkastelussa termin  $g(i)$  kohdalla tosin edelleen oletetaan kuormavirran jakautuneen omakentän mukaan, vaikka alunperinkin lämpöhäviön oletettiin jakautuvan tasaisesti koko komposiitin poikki-leikkauksessa.

## 5.4 Filamenttikoon vaikutus dynaamiseen stabiilisuuteen

Kuormavirran stabiilisuustarkasteluissa luvuissa 5.2 ja 5.3 komposiittijohtimen filamenttirakenne jätettiin huomiotta, ja sen sijaan komposiitin oletettiin koostuvan homogeenisesta seoksesta suprajohtinta ja matriisimetallia. Oletus on kyseisissä tarkasteluissa sallittua, mutta dynaamisessa stabiloinnissa on kiinnitettävä huomiota myös filamenttien todelliseen kokoon.

Edellä todettiin suprajohtimen stabiilisuuden edellyttävän, että  $\tau_{th} < \tau_m$ . Tarkemmin sanottuna komposiittijohtimen dynaaminen stabiilisuus edellyttää, että terminen diffuusioaika yksittäiselle filamentille  $\tau_{th,f}$  täytyy olla pienempi kuin magneettinen diffuusioaika koko komposiittijohtimelle  $\tau_{m,cd}$  eli

$$\tau_{m,cd} > \tau_{th,f}, \quad (5.20)$$

joka yhtälön 5.16 avulla saadaan muotoon

$$\frac{a_{cd}^2}{a_f^2} > \frac{D_{m,cd}}{D_{th,f}}, \quad (5.21)$$

missä  $a_{cd}$  on komposiittijohtimen säde ja  $a_f$  filamentin säde. Koska  $D_{m,cd}$  voidaan johtaa muotoon  $D_{m,cd} = D_{m,Cu}/(1-f)$ , missä  $D_{m,Cu}$  on kuparin magneettinen diffusiviteetti ja  $f$  johtimen täytekerroin, saadaan yhtälö 5.21 edelleen muotoon

$$N = \frac{f \cdot a_{cd}^2}{a_f^2} > \frac{f \cdot D_{m,Cu}}{(1-f)D_{th,f}}, \quad (5.22)$$

missä  $N$  tarkoittaa filamenttien lukumäärää. (Wilson 1983, 154) Sijoittamalla yhtälöön tyypilliset diffusiviteettien arvot  $D_{th,f} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$  ja  $D_{m,Cu} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ , saadaan OK54-johtimelle yhtälön 5.22 tulokseksi  $54 > 12$ .

OK54-johdin täyttää yhtälön 5.22 stabiilisuusvaatimuksen, joka on johtimen dynaamisen stabiilisuuden kannalta oleellinen, mutta ei riittävä vaatimus, sillä se ei ota kantaa lämpötilajakaumaan yksittäisen filamentin sisällä (Wilson 1983, 155). Mikäli filamentti on liian paksu, sen keskiosa voi lämmetä huomattavasti matriisimetallia kuumemmaksi, mikä heikentää johtimen stabiilisuutta. Filamentille voidaan aiempien tarkastelujen tapaan muodostaa lämpötasapainoyhtälö ja ratkaista tästä yhtälö filamentin koolle. Johtaminen on tällä kertaa melko monimutkainen (eikä tämän työn kannalta oleellinen), joten siirrytään suoraan ratkaisuun

$$d < \sqrt{\frac{\pi^2 \lambda_s (T_c - T_0) (1-f)}{\rho J_c^2 f}}, \quad (5.23)$$

missä  $d$  tarkoittaa filamentin halkaisijaa ja  $\lambda_s$  suprajohteen lämmönjohtavuutta (Ogasawara 1994, 191).

Taulukossa 5.5 on vertailtu yhtälön 5.23 mukaista kriittisen filamentin koon suhdetta johtimen kriittiseen virrantiheyteen. Kuten taulukosta huomataan, valituilla lähtöarvoilla yhtälö 5.23 antaa melko tiukat vaatimukset filamentin koolle. Esimerkiksi OK54-johtimen filamentit (halkaisija n. 65  $\mu\text{m}$ ) ylittävät kyseisen yhtälön vaatimuksen. Dynaaminen stabilointi näyttää asettavan adiabaattiseen stabilointiin verrattuna tiukemmat vaatimukset filamentin koolle.

**Taulukko 5.5.** Dynaamisen stabiloinnin vaikutus filamentin kokoon.

NbTi:n lämmönjohtavuus	$\lambda_s$	W/(m·K)	0,11		
Kuparin resistiivisyys	$\rho$	$\Omega\cdot\text{m}$	$2\cdot 10^{-10}$		
Operointilämpötila	$T_0$	K	4,2		
Alfa (Täytekerroin)	$\alpha (f)$		1,25 (0,444)		
Magneettivuon tiheys	$B$	T	2	4	6
Kriittinen virrantiheys	$J_c$	$\cdot 10^9 \text{ A/m}^2$	6	4,2	2,8
Kriittinen lämpötila	$T_c$	K	8,3	7,4	6,5
Filamentin halkaisija	$d$	$\mu\text{m}$	28	35	45

Dynaaminen stabiilisuus on adiabaattisen stabiilisuuden tavoin riippuvainen filamenttien koosta, tosin eri syistä. Adiabaattinen stabiilisuus riippuu pääasiassa suprajohteen ominaislämpökapasiteetista, kun dynaamiseen stabiilisuuteen vaikuttavat lähinnä suprajohteen lämmönjohtavuus ja matriisimetallin resistiivisyys. (Ogasawara 1994, 191) Dynaaminen stabilointi ei siis ota huomioon filamentin ominaislämpökapasiteettia eikä sen kasvua lämpötilan noustessa.

Adiabaattisessa stabiloinnissa kriittinen filamentin koko määritetään suojausvirtojen perusteella. Suojausvirrat kulkevat aina kriittisellä virrantiheydellä, jolloin adiabaattisen stabiilisuuskriteerin yhtälössä 5.4 ja siitä johdetussa filamentin säteen yhtälössä 5.5  $J_c$ :llä tarkoitetaan kriittisellä virrantiheydellä virtaavia suojausvirtoja. Kuormavirran määrä ei siten vaikuta adiabaattisessa stabiloinnissa filamentin kriittiseen kokoon.

Dynaamisessa stabiloinnissa filamentin kriittisen halkaisijan yhtälössä 5.23  $J_c$ :llä tarkoitetaan sen sijaan kriittisellä virrantiheydellä virtaavaa kuormavirtaa (Ogasawara 1994, 188). Koska todellisuudessa komposiittijohtimen kriittinen virrantiheys ei ole vakio vaan se vaihtelee tietyllä marginaalilla, johtimessa syntyy lämpöhäviöitä, jotka dynaamisen stabiloinnin mukaisissa filamentteissa eivät pääse aiheuttamaan liiallista lämpenemistä (Wilson 1983, 155). Toisaalta todellisuudessa (esim. persistoidut magneetit) komposiittijohtimessa ei koskaan kulje kuormavirta kriittisellä virrantiheydellä. Tyypillinen kuormavirran määrä voi olla esim. 50-80 % kriittisen virran arvosta. Johtimen omakentän vaikutuksesta pienempikin kuormavirta voi kuitenkin jakautua johtimessa epätasaisesti, jolloin johtimen ulommissa filamentteissa kuormavirran määrä voi olla huomattavasti suurempi kuin filamentteissa keskimäärin, ja siten

lähempänä kriittisen virran arvoa. Tässä mielessä dynaamisen stabiilisuuden mukainen kriittinen filamentin koko (yhtälö 5.23) on perusteltu.

Edellä on todettu, että kuormavirran jakauma komposiitissa ei todellisuudessa ole täysin omakenttäilmiön mukainen. Päinvastoin kuormavirta voi ulkoisen magneettikentän vaikutuksesta olla jakautunut tasaisesti komposiitin poikkileikkauksessa. Tällöin dynaamisen stabiilisuuden mukainen filamentin koko voidaan laskea korvaamalla  $J_c$  yhtälössä 5.23 johtimen kuormavirrantiheydellä  $J_t$ .

Johtimen täytekerroimella  $f$  on oleellinen vaikutus kriittiseen filamentin kokoon  $d$ . Mikäli  $f$  puolitetaan eli matriisimetallin määrä suhteessa suprajohteen poikkipinta-alaan nostetaan kaksinkertaiseksi, saadaan taulukossa 5.5 kahden teslan kentässä  $d$ :n arvoksi 46,5  $\mu\text{m}$  ja 6 T:n kentässä 74,7  $\mu\text{m}$ :iin. Sallittu filamentin koko siis kasvaa, kun matriisimetallia lisätään eli alfa-arvoa kasvatetaan. Toisin sanoen alfa-arvon kasvu parantaa johtimen dynaamista stabiilisuutta. Alfa-arvon kasvattaminen on mahdollista upottamalla komposiittijohdin erilliseen kuparikanavaan (kuva 4.2 (b), s. 32).

Tarkastellaan uudestaan taulukon 5.5 tilannetta kahden ja kuuden teslan kentissä sijoittamalla yhtälössä 5.23  $J_c$ :n tilalle kuormavirrat  $J_{t,1} = 0,5 \cdot J_c$  ja  $J_{t,2} = 0,8 \cdot J_c$ . Tarkastellaan tilannetta samoilla kuormavirroilla myös kuparikanavaan upotetulle johtimelle, jolloin  $\alpha = 8$ .

**Taulukko 5.6.** Kuormavirran ja alfa-arvon vaikutus filamentin kokoon.

Magneettivuon tiheys	$B$	T	2		6	
Kriittinen virrantiheys	$J_c$	$\cdot 10^9 \text{ A/m}^2$	6		2,8	
Kuormavirrantiheys	$J_t$	$\cdot 10^9 \text{ A/m}^2$	$0,5 \cdot J_c$	$0,8 \cdot J_c$	$0,5 \cdot J_c$	$0,8 \cdot J_c$
Alfa (Täytekerroin)	$\alpha (f)$		1,25 (0,444)			
Filamentin halkaisija	$d$	$\mu\text{m}$	55	34	89	55
Alfa (Täytekerroin)	$\alpha (f)$		8 (0,111)			
Filamentin halkaisija	$d$	$\mu\text{m}$	140	87	225	141

Kriittisen virrantiheyden korvaaminen kuormavirrantiheydellä muuttaa kriittistä filamentin halkaisijaa  $d$  taulukossa esitetyllä tavalla. Ilman alfa-arvon korotusta  $d$ :n arvot pysyvät edelleen hyvin pieninä. Sen sijaan kuparikanavan kanssa filamenttikoon vähimmäisvaatimukset nousevat reilusti suuremmaksi.

Taulukon 5.6 tarkastelu antaa toisaalta hieman harhaanjohtavan kuvan kriittisestä filamentin koosta. Suprajohdemagneeteilla käämitys luo itse ulkoisen magneettikentän, jolloin johtimeen kohdistuva magneettivuontiheys riippuu johtimessa kulkevasta kuormavirrasta (sekä mm. käämin rakenteesta ja johdinkierrosten lukumäärästä). Taulukon 5.6 tilanteessa  $\alpha = 1,25$ ;  $J_t = 0,5 \cdot J_c$  todelliset kuormavirrat ovat 535 A (@ 2 T) ja 250 A (@ 6 T). Tilanne on sikäli ristiriitainen, että taulukossa 5.6 kuuden teslan kenttä luodaan alle puolet pienemmällä kuormavirralla kuin kahden teslan kenttä. Mikäli 6 T:n kenttä saadaan aikaan 250 A kuormavirralla, magneetin latauksen aikana 2

T:n kenttä saavutetaan tätä huomattavasti pienemmällä kuormavirralla, jolloin dynaamisen stabiloinnin mukainen kriittinen filamentin koko pitää määrittää johtimen todellisen toimintapisteen mukaan eli tässä tapauksessa 6 T:n kentässä. Tässä tilanteessa ja kyseisillä toiminta-arvoilla OK54-johdin täyttää yhtälön 5.23 vaatimuksen dynaamiselle stabiilisuudelle.

## 5.5 Muutosvyöhykkeiden vaikutus komposiittijohtimen stabiilisuuteen

Koska komposiittijohtimen stabiilisuustarkastelu muodostui melko pitkäksi ja monivaiheiseksi, lienee paikallaan tehdä jokaisesta vaiheesta lyhyt tiivistelmä ennen muutosvyöhykkeiden vaikutuksen arviointia. Aluksi tarkasteltiin suojausvirtojen vaikutusta yksittäisten filamenttien stabiilisuuteen. Kyseinen stabiilisuus riippuu filamenttien koosta, ja OK54-johtimen 65  $\mu\text{m}$  paksut filamentit todettiin adiabaattisesti stabiileiksi suojausvirroista johtuvia vuonhyppyjä vastaan. Mikäli filamenttien halkaisija kasvaa selvästi tätä suuremmaksi, esimerkiksi 70-80  $\mu\text{m}$ :iin, voi alhaisissa kentissä ( $\lesssim 2 \text{ T}$ ) suojausvirtoihin varastoituva energia ylittää suprajohteen ominaislämpökapasiteetin, jolloin filamentissa käynnistyy vuonhyppy. Vuohypystä johtuen filamentin lämpötila nousee, mikä kasvattaa huomattavasti filamentin ominaislämpökapasiteettia ja toisaalta heikentää suojausvirtoja, jolloin vuonhyppy voi pysähtyä ennen kuin se on ehtinyt siirtää filamenttia normaalitilaan.

Stabiilisuuskriteeri suojausvirroista johtuvia vuonhyppyjä vastaan ei ota huomioon kuormavirran määrää johtimessa. Kuormavirta voi kuitenkin vaikuttaa osittaisesta vuonhypystä palautumiseen. Lämpötilan nousun ja kriittisen virrantiheyden alenemisen seurauksena kuormavirta voi muodostua epästabiiliksi ja estää suojausvirroista alkaneen vuonhypyn pysähtymisen, vaikka suojausvirtojen osalta tilanne palautuisikin stabiiliksi.

Kuormavirran vaikutusta komposiittijohtimen stabiilisuuteen tarkasteltiin luvussa 5.2 adiabaattisesta ja luvussa 5.3 dynaamisesta näkökulmasta. Mikäli komposiittijohdinta käytetään impregnoitussa magneetissa, joka on jäädytetty ainoastaan käämityksen ulkoreunoilta, vastaa tilanne käytännössä adiabaattista prosessia. Kuormavirran stabiilisuuskriteerit (5.13) ja (5.18) on määritetty olettaen, että kuormavirta on jakautunut johtimessa sen luoman omakentän mukaisesti. Tästä syystä stabiilisuuskriteerit antavat todellisuutta pessimistisemmän kuvan kuormavirran stabiilisuudesta.

Kuormavirran stabiilisuustarkasteluissa tehtiin oletus, että komposiittijohdin koostuu homogeenisesta seoksesta matriisimetallia ja suprajohdetta filamenttirakenteen sijaan. Tämä oletus oli sallittu, sillä filamenttien koko ei tässä tarkastelussa vaikuta suoraan kuormavirran stabiilisuuteen. Sen sijaan johtimen täytekerroin tai alfa-arvo vaikuttaa, mikä voidaan todeta mm. yhtälöstä 5.14. Oletetaan, että muutosvyöhykkeissä alfa-arvo vaihtelee välillä  $\alpha = 1, 1 \dots 1, 4$ . Tällöin esimerkiksi taulukossa 5.4 2 T:n kentässä  $\beta_i$  saa arvoja välillä  $90_{\alpha=1,4} - 119_{\alpha=1,1}$ , ja vuonhyppy tapahtuu tilanteessa  $\beta_i = g(i)$ , kun  $i =$



0,41...0,44. Tämä tarkoittaa käytännössä sitä, että suuremmilla alfan arvoilla filamenttien yhteenlaskettu poikkipinta-ala on pienempi, mikä vakiokuormavirralla nostaa kuormavirrantiheyttä ja kasvattaa  $i$ :n arvoa olettaen vielä, että kriittinen virrantiheys pysyy muutosvyöhykkeistä huolimatta vakiona. Vuonhyppy tapahtuu siis suuremmalla  $i$ :n arvolla, vaikka kuormavirta pysyy vakiona. Nimellistä pienemmillä alfan arvoilla tilanne on luonnollisesti päinvastainen.

Lopuksi luvussa 5.4 tarkasteltiin komposiittijohtimen filamenttirakenteen vaikutusta dynaamiseen stabiilisuuteen. Dynaamisessa stabiloinnissa yksittäisten filamenttien koko määrittää johtimen stabiilisuutta aivan kuten suojausvirtojen stabiloinnissa luvussa 5.1, vaikkakin eri syistä. Adiabaattinen stabiilisuus riippuu filamenttien ominaislämpökapasiteetista, ja dynaaminen stabiilisuus niobititaanin lämmönjohtavuudesta sekä kuparin resistiivisyydestä. Dynaamisen stabiilisuuskriteerin mukainen filamentin koko riippuu lisäksi johtimen alfa-arvosta sekä kriittisestä virrantiheydestä tai kuormavirran määrästä suhteessa kriittiseen virrantiheyteen.

Muutosvyöhykkeissä alfa-arvon kasvamisella ja siihen liittyen filamenttien halkaisijan keskimääräisellä pienenemisellä on myönteinen vaikutus johtimen dynaamiseen stabiilisuuteen ainakin kriittisen filamentin koon näkökulmasta. Vastaavasti alfa-arvon pieneneminen tai filamenttien koon kasvaminen heikentää dynaamista stabiilisuutta. Kriittinen filamentin koko on kuitenkin määritettävä tilannekohtaisesti.

## 6 MUUTOSVYÖHYKKEIDEN VAIKUTUS JOHTIMESSA SYNTYVIIN HÄVIÖIHIN

Tyypillisesti suprajohtimessa syntyvät häviöt johtuvat muutoksista johtimen lämpötilassa tai johtimeen kohdistuvassa magneettivuossa. Toisaalta nämä muutokset voivat olla alkuperäisen häviötekijän seurausta, kuten vuonhypyn ketjureaktiomalli (luku 5.1) osoittaa. Lämpöhäviön ja paikallisen lämpötilan nousun voi aiheuttaa esimerkiksi suprajohtimen liike magneetin käämityksessä. Lämpötilan nousu tunnetusti laskee johtimen kriittistä virrantiheyttä, jolloin johtimessa kulkeva kuormavirta voi saavuttaa kriittisen tason. Tällöin osa virrasta joutuu siirtymään matriisimetalliin synnyttäen niin sanottua Joule-lämpöä.

Muuttuva magneettikenttä synnyttää johtimessa häviöitä. Näitä häviöitä kutsutaan ac-häviöiksi, koska ne ovat merkittävässä roolissa nimenomaan vaihtovirtakäytössä. Ac-häviöitä syntyy kuitenkin myös tasavirralla toimivassa magneetissa mm. magneetin latausvaiheessa. Ac-häviöt voidaan jakaa hystereesihäviöihin sekä kytKentä- ja pyörrevirtahäviöihin. Tässä luvussa perehdytään Joule-lämpöön ja ac-häviöihin, sekä pohditaan, miten muutosvyöhykkeet vaikuttavat häviöiden muodostumiseen.

### 6.1 Joule-lämpö

Joule-lämpöä syntyy, kun häiriöstä aiheutuneen paikallisen lämpötilan nousun seurauksena osa virrasta siirtyy suprajohteesta matriisimetalliin. Joule-lämmölle voidaan johtaa seuraava yhtälö

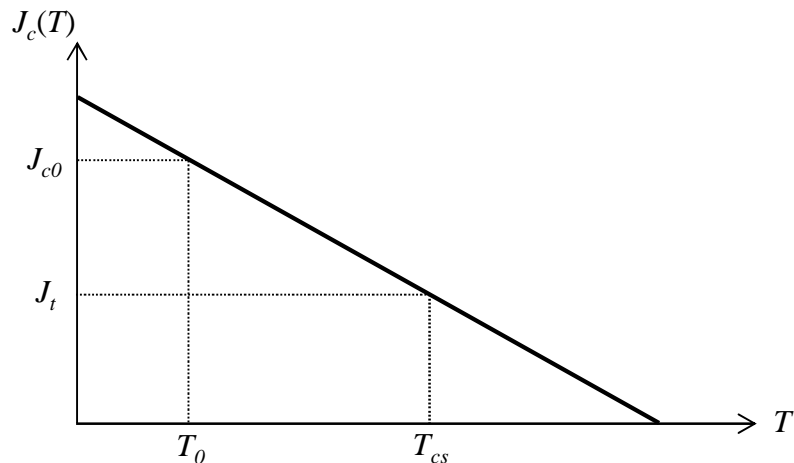
$$G = \begin{cases} 0 & T \leq T_{cs} \\ G_m \left[ 1 - \frac{J_c}{J_t} \left( 1 - \frac{T - T_0}{T_c - T_0} \right) \right] & T_{cs} < T < T_c \\ G_m & T_c \leq T \end{cases} \quad (6.1)$$

missä  $J_t$  on virrantiheys suprajohdesäikeissä ja  $T_0$  komposiittijohtimen operointilämpötila (Ogasawara 1994, 198).  $G_m$  tarkoittaa Joule-lämmönkehitystä tilanteessa, kun virta kulkee kokonaan matriisimetallissa.  $G_m$  voidaan esittää muodossa

$$G_m = \frac{f^2 \rho_m J_t^2}{1 - f} = \frac{\rho_m I_t^2}{A_m}, \quad (6.2)$$

missä  $\rho_m$  on matriisimetallin resistiivisyys ja  $A_m$  matriisimetallin pinta-ala komposiitin poikkileikkauksessa.

Yhtälöä 6.1 voidaan havainnollistaa kuvan 6.1 avulla, jossa on esitetty komposiitti-johtimen kriittinen virrantiheys lämpötilan funktiona. Johtimessa kulkee vakio kuormavirta  $I_t$  (transport), jolloin virrantiheys suprajohdesäikeissä on  $J_t$ . Johtimen normaali operointilämpötila on  $T_0$ , jolloin vastaava kriittinen virrantiheys  $J_c(T_0) = J_{c0}$ . Koska  $J_t < J_{c0}$ , virta kulkee ainoastaan komposiittijohtimen suprajohdesäikeissä, eikä Joule-lämpöä synny ( $G = 0$ ). Mikäli häiriön seurauksena johtimen lämpötila  $T$  nousee tasolle  $T = T_{cs}$  (current-sharing temperature), kriittinen virrantiheys laskee vastaavasti tasolle  $J_c(T_{cs}) = J_t$  eli kuormavirta kulkee suprajohdesäikeissä kriittisellä virrantiheydellä. Lämpötilan noustessa edelleen  $T_{cs}$ :n yläpuolelle osa virrasta  $I_t$  siirtyy matriisimetalliin kehittäen Joule-lämpöä. Lämpötilan saavuttaessa kriittisen lämpötilan  $T_c$  kriittinen virrantiheys laskee nolnaan ja suprajohde siirtyy normaalijohtavaan tilaan. Tällöin kuormavirta  $I_t$  kulkee käytännössä pelkästään matriisimetallissa johtuen sen paremmasta sähkönjohtavuudesta normaalijohtaviin suprajohdesäikeisiin verrattuna. Näin myös Joule-lämmönkehitys saavuttaa maksiminsa  $G = G_m$ . (Iwasa 2009, 357)



**Kuva 6.1.** Kriittinen virrantiheys lämpötilan funktiona. Mikäli virrantiheys komposiittijohtimessa on  $J_t$ , osa virrasta siirtyy matriisiin generoiden Joule-lämpöä, kun lämpötila  $T$  on välillä  $T_{cs} < T < T_c$ .

Joule-lämpöä siis syntyy, kun lämpötilan nousun seurauksena kriittinen virrantiheys laskee ja kuormavirta ei enää mahdu kulkemaan filamenteissa. Samaan tilanteeseen päädytään, kun komposiittijohtimen alfa-arvo kasvaa ja suprajohdesäikeiden kokonaispoikkipinta-ala pienenee. Vastaavasti yksittäisessä filamentissa kuormavirrantiheys voi säikeen poikkipinta-alan pienenemisen johdosta saavuttaa kriittisen tason, jolloin osa virrasta ”vuotaa” matriisiin. Tämä voi olla mahdollista, vaikka muutosvyöhykkeessä alfa-arvo pysyisi lähes muuttumattomana.

Mikäli omakenttäilmiön seurauksena kuormavirta on jakautunut johtimessa epätasaisesti, voi säikeiden koon vaihteluista johtuva virran vuotaminen matriisi-metalliin olla voimakkaampaa. Johtimen alkupäässä muutosvyöhykkeet vaikuttavat pääasiassa uloimpien kerrosten filamentteihin, kun sisemmät pysyvät lähes muuttumattomina. Omakentässä filamenttien koon vaihtelut tapahtuvat siis juuri siinä osassa johdinta, jossa kuormavirta kulkee.

## 6.2 AC-häviöt

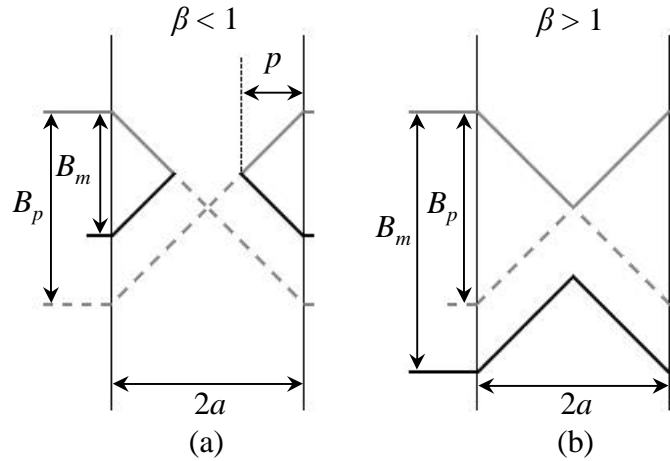
Vaihtovirtahäviöt ovat suprajosteessa vuoputkien liikkeestä aiheutuvia hystereesi-häviöitä ja resistiivisessä matriisimetallissa kytkentä- ja pyörrevirroista johtuvia Joule-lämpöhäviöitä. Häviöitä syntyy johtimeen kohdistuvan muuttuvan magneettivuon seurauksena. Seuraavissa alaluvuissa perehdytään tarkemmin ac-häviöiden muodostumiseen vaikuttaviin tekijöihin, ja miten häviöiden muodostumista voidaan ehkäistä ja vähentää. Lisäksi pohditaan filamenttien epämuodostumisen vaikutusta ac-häviöihin.

### 6.2.1 Hystereesihäviöt

Muuttuva magneettikenttä aiheuttaa suprajosteessa vuoputkien liikettä, joka synnyttää johteeseen sähkökentän ja tehohäviöitä. Ulkoisen magneettivuon laskiessa nollaan johteen sisälle jää magneettivo, jonka kumoamiseen tarvitaan riittävän voimakas vastakkaisuuntainen kenttä. Kun tarkastellaan muuttuvan magneettivuon vaikutusta suprajosteen magnetoitumaan, huomataan magnetoitumiskäyrässä niin kutsuttu hystereesisilmukka. Tästä johtuen muuttuvan ulkoisen magneettikentän aiheuttamia tehohäviöitä kutsutaan hystereesihäviöiksi.

Hystereesihäviöiden tarkka mallintaminen komposiittijohtimelle on käytännössä mahdotonta, sillä niiden suuruuteen vaikuttavat mm. komposiittijohtimen geometria ja magneettikentän suunta. Hystereesihäviöt ovat kuitenkin verrannollisia hystereesisilmukan pinta-alaan, mitä voidaan käyttää apuna häviöiden laskennassa ja minimoinnissa. (Wilson 1983, 165)

Luvussa 5.1 tarkasteltiin ulkoisen magneettikentän vaikutusta suprajosteen suojausvirtoihin ja vuonhyppyyn. Tarkastellaan samaa kuvan 5.1 kappaletta jaksollisesti muuttuvassa, kappaleeseen nähden samansuuntaisessa eli pitkittäisessä magneettikentässä, jossa vuontiheyden amplitudi on  $B_m$ . Määritellään lisäksi karakteristinen vuontiheys  $B_p$ , jolla magneettivuon tunkeutumissyvyys  $p$  ylittää kappaleen puoliväliin  $p = a$  (ts. magneettivo läpäisee kappaleen).



**Kuva 6.2.** Magneettivuon  $B_m$  muutos suprajohdeksella puolen jakson aikana.

Kuvaan 6.2 on piirretty vuontiheyden käyrämuoto suprajohdekappaleessa puolikkaan jakson aikana, kun (a)  $B_m < B_p$  ja (b)  $B_m > B_p$ . Sillä, onko  $B_m$  suurempi vai pienempi kuin  $B_p$ , on vaikutusta hystereesihäviöiden määrään. Tarkastelutilanteessa hystereesihäviöille tilavuutta kohti yhden jakson aikana voidaan muodostaa yhtälö

$$Q_h = \frac{B_m^2}{2\mu_0} \Gamma(\beta), \quad (6.3)$$

missä

$$\Gamma(\beta) = \begin{cases} \frac{\beta}{3} & \beta < 1 \\ \frac{1}{\beta} - \frac{2}{3\beta^2} & \beta \geq 1 \end{cases}, \quad (6.4)$$

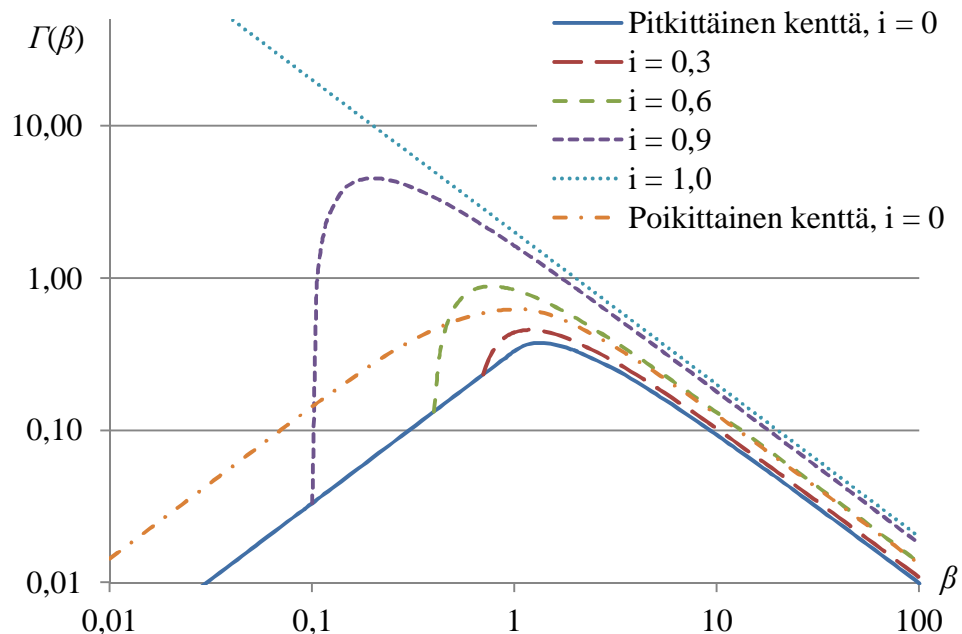
kun  $\beta = B_m / B_p$  ja edelleen  $B_p = 2\mu_0 J_c a$ . Yhtälössä 6.3 termin  $B_m^2 / 2\mu_0$  voidaan ajatella tarkoittavan muuttuvasta magneettikentästä saatavissa olevaa energiaa ja häviökerrointa  $\Gamma(\beta)$  osaksi tätä energiaa, mikä muuttuu hystereesihäviöiksi. (Wilson 1983, 163)

Yhtälöissä 6.3 ja 6.4 kuormavirtaa ei ole otettu huomioon eli kappaleessa kulkee ainoastaan suojausvirrat. Kun kappaleeseen syötetään vakio kuormavirta  $I_t$ , vuo läpäisee suprajohdeksen tilanteessa  $\beta = (1 - i)$ , kun  $i = I_t / I_c$ . Kun  $\beta < (1 - i)$ , kuormavirta ei vaikuta hystereesihäviöiden määrään, mutta suuremmilla arvoilla  $\Gamma(\beta)$  muuttuu seuraavasti

$$\Gamma(\beta) = \begin{cases} \frac{\beta}{3} & \beta < (1-i) \\ \frac{1+i^2}{\beta} - \frac{2(1-i^3)}{3\beta^3} & \beta \geq (1-i) \\ \frac{1+i^2}{\beta} & \beta \gg 1 \end{cases}, \quad (6.5)$$

missä keskimääräinen yhtälö voidaan pyöristää muotoon  $(1 + i^2)/\beta$ , kun  $\beta \gg 1$  (Wilson 1983, 172).

Kuvaan 6.3 on piirretty häviökerroin  $\Gamma(\beta)$  ilman kuormavirtaa ja sen kanssa. Kuvasta huomataan, että ilman kuormavirtaa hystereesihäviöt saavuttavat maksiminsa, kun  $\beta \approx 1$ . Tätä pienemmillä  $\beta$ :n arvoilla vuo ei pääse tunkeutumaan suprajohteen läpi, jolloin hystereesihäviöitä syntyy vain johteen pinnasta syvyydelle  $p$  ulottuvassa suojausvirtakerroksessa. Tämän seurauksena häviöt tilavuutta kohti laskevat. Häviöiden pieneneminen suurilla  $\beta$ :n arvoilla ( $\beta \gg 1$ ) johtuu siitä, että suprajohteen paksuus suhteessa vuon tunkeutumissyvyyteen  $p$  on pieni. Vaikka vuo tunkeutuu johteen läpi, johteen pieni poikkipinta-ala rajoittaa vuoputkien liikettä ja häviöt pienenevät  $\beta$ :n kasvaessa. (Wilson 1983, 164) Kun johteessa kulkee kuormavirta, hystereesihäviöt kasvavat merkittävästi, kun  $\beta \geq (1-i)$ . Häviöiden kasvu johtuu kuormavirtaa syöttävästä lähteestä, joka pyrkii pitämään kuormavirran vakiona muuttuvassa magneettikentässä. (Wilson 1983, 172)



**Kuva 6.3.** Häviökerroin  $\Gamma(\beta)$  hystereesihäviöille yhden jakson aikana pitkittäisessä ja poikittaisessa magneettikentässä eri kuormavirroilla.

Hystereesihäviöiden tarkastelussa edellä on yksinkertaisuuden vuoksi oletettu, että suprajohdekappaleeseen vaikuttaa siihen nähden samansuuntainen magneettivuo. Todelliselle suprajohdesäikeelle tai komposiittijohtimelle ei-pitkittäisessä magneettikentässä häviöiden vastaava määrittäminen ei onnistu, vaan apuna pitää käyttää magnetoitumiskäyrää. Kuvaan 6.3 on piirretty  $\Gamma(\beta)$  sylinterimäiselle suprajohdesäikeelle poikittaisessa magneettikentässä ilman kuormavirtaa (oranssi pistekatkoviiva), kun häviökerroin noudattaa magnetoitumasta approksimoitua kaavaa

$$\Gamma(\beta) = \begin{cases} 1,44\beta & \beta \ll 1 \\ \frac{4}{3\beta} - \frac{0,710}{\beta^2} & \beta > 1 \end{cases} \quad (\text{Ogasawara 1994, 216}). \quad (6.6)$$

Pitkittäinen ja poikittainen magneettikenttä vaikuttavat hystereesihäviöiden määrään eri tavalla, mikä selittyy pääosin suprajohde- suojausvirtojen käyttäytymisellä. Kun pitkittäisessä magneettikentässä suojausvirrat tuottavat kenttäkomponentteja ainoastaan johteen sisälle, poikittaisessa kentässä suojausvirrat muodostavat kenttäkomponentteja sekä johteen sis- että ulkopuolelle. Ulkoiseen magneettikenttään nähden peräkkäin tai rinnakkain (ja riittävän lähelle toisiaan) asettuneiden suprajohdesäikeiden hystereesihäviöt voivat kasvaa tai pienentyä säikeiden suojausvirtojen ulkoisten kenttäkomponenttien ”kytkeytymisen” johdosta. Komposiittijohtimessa suprajohdesäikeet muodostavat johtimen poikkileikkaukseen kuitenkin ikään kuin kaksiulotteisen matriisin, mikä käytännössä kumoaa vierekkäisten säikeiden vaikutuksen hystereesihäviöiden suuruuteen. (Wilson 1983, 170)

Edellisen tarkastelun perusteella voidaan todeta, että hystereesihäviöitä voidaan pienentää joko pienentämällä ulkoista magneettikenttää tai suprajohdesäikeiden halkaisijaa. Suprajohdet suunnitellaan tyypillisesti magneettisovelluksiin, jolloin johtimiin kohdistuu voimakas ulkoinen magneettikenttä. Käytännössä hystereesihäviöitä voidaan siis vähentää vain pienentämällä filamenttien halkaisijaa. Tästä syystä vaihtovirtakäyttöön suunnitelluissa komposiittijohtimissa on halkaisijaltaan erittäin pienet filamentit.

## 6.2.2 Induktiolaki ja komposiittijohtimen kierteistys

Kuten luvun 5.1 lopussa todettiin, filamenttien kytkeytymisen seurauksena monifilamenttinen komposiittijohdin alkaa käyttäytyä yksisäikeisen johtimen tavoin, mikä heikentää johtimen stabiilisuutta vuonhyppyjä vastaan. Kytkeytymisen aiheuttaa muuttuva ulkoinen magneettikenttä, jolloin stabiilisuuden heikentymisen lisäksi komposiittijohtimessa syntyy kytkentä- ja pyörrevirtahäviöitä. Muuttuva magneettikenttä synnyttää induktiovirtoja, jotka resistiivisessä matriisimetallissa virratessaan

kehittävät häviöitä. Näitä häviöitä ja filamenttien kytkeytymistä voidaan ehkäistä kierteistämällä komposiittijohdin.

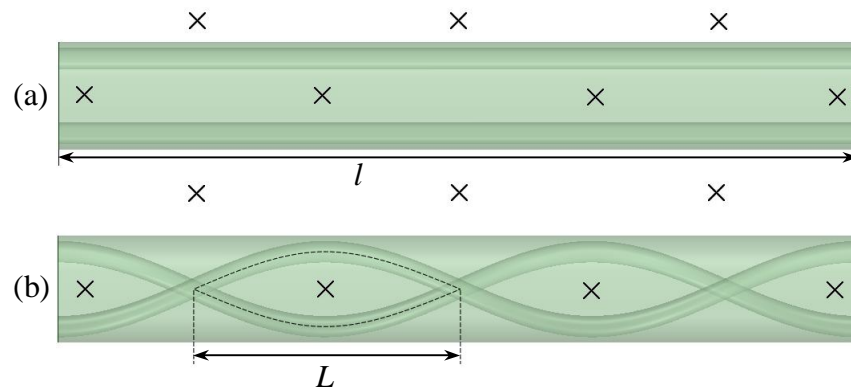
Induktiolain mukaan johdinsilmukan läpäisevän magneettivuon muuttuessa silmukkaan indusoituu jännite, joka on yhtä suuri kuin magneettivuon muutosnopeus mutta vastakkaisuuntainen. Tämä tarkoittaa, että silmukkaan indusoitunut virta pyrkii vastustamaan magneettivuon muutosta. Induktiojännite voidaan esittää muodossa

$$E_{ind} = \frac{d\Phi_M}{dt}, \quad (6.7)$$

missä magneettivuon muutokselle voidaan edelleen esittää yhtälö

$$\frac{d\Phi_M}{dt} = \frac{dB}{dt} A \cos \phi. \quad (6.8)$$

Johdinsilmukkaan indusoituva jännite on siis riippuvainen silmukan pinta-alasta  $A$ . Termi  $\cos \phi$  tarkoittaa kulmaa magneettivuon kenttäviivojen ja johdinsilmukan välillä. Mikäli silmukka on kohtisuorassa magneettivuohon nähden,  $\cos \phi = 1$ .



**Kuva 6.4.** (a) Kierteistämätön ja (b) kierteistetty komposiittijohde poikittaisessa magneettikentässä.  $\times$ -merkki kuvaa, että magneettikentän suunta on kuvan pinnasta sisäänpäin.

Tarkastellaan induktiolakia komposiittijohtimelle. Kuvassa 6.4 on esitetty kahdesta suprajohdesäikeestä koostuva komposiittijohdin poikittaisessa magneettikentässä, kun johdin on (a) kierteistämätön ja (b) kierteistetty. Kierteistämättömällä johtimella induktiosilmukka kulkee johtimen pituussuunnassa suprajohdesäikeissä ja johtimen päissä matriisimetallin läpi filamentista toiseen, jolloin filamentit kytkeytyvät. Induktiosilmukan pinta-ala riippuu siis filamenttien etäisyydestä ja johtimen pituudesta. Kierteistetyllä johtimella muuttuvan magneettivuon indusoiman sähkökentän suunta vaihtuu aina kierteistyspituuden puolivälissä, mistä johtuen induktiosilmukan pituus on tällöin puolet kierteistyspituudesta.



Kytkeytyminen purkautuu johtimelle ominaisen aikavakion  $\tau$  kuluttua. Suoralle johtimelle aikavakio voidaan laskea yhtälöstä

$$\tau = \frac{\mu_0 l^2}{\pi^2 \rho_t}, \quad (6.9)$$

missä  $l$  on johtimen pituus ja  $\rho_t$  matriisimetallin poikittainen resistiivisyys. Kierteistetyllä johtimelle aikavakio saadaan yhtälöstä

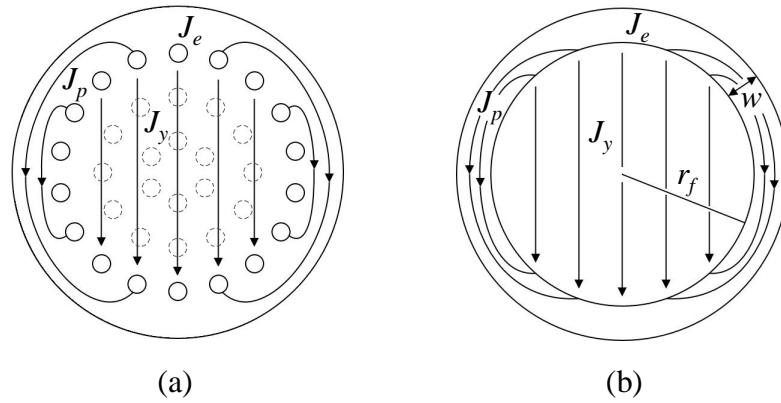
$$\tau = \frac{1}{2} \frac{\mu_0 L^2}{4\pi^2 \rho_t}, \quad (6.10)$$

missä  $L$  on johtimen kierteistyspituus. (Ogasawara 1994, 182) Esimerkiksi suoralle johtimelle, kun  $l = 1$  km ja  $\rho_t = 2 \cdot 10^{-10}$   $\Omega\text{m}$ , aikavakio  $\tau \approx 20$  vuotta, mutta kierteistämällä johdin, esim.  $L = 5$  mm, aikavakioksi saadaan noin 2 ms. Kierteistyksellä voidaan siis huomattavasti nopeuttaa kytkeytymisen purkautumista.

Sekä kierteistetyllä että suoralla johtimella induktiosilmukka seuraa johtimen pituus-suunnassa suprajohtavia filamentteja, joten muuttuvan magneettikentän luoma sähkökenttä kohdistuu silmukassa matriisimetallin läpäiseviin osiin. Sähkökenttä synnyttää virran resistiivisen matriisimetallin läpi, jolloin syntyy kytkentähäviöitä. Nämä häviöt riippuvat aikavakiosta  $\tau$ , joka edelleen riippuu suoralla johtimella tekijästä  $l^2/\rho_t$  ja kierteistetyllä johtimella tekijästä  $L^2/\rho_t$ . Koska  $L \ll l$ , kytkeytymisestä aiheutuvia häviöitä voidaan merkittävästi vähentää kierteistämällä johdin.

### 6.2.3 Kytkentä- ja pyörrevirtahäviöt

Induktiolain mukaisesti muuttuva poikittainen magneettivuoto synnyttää komposiittijohtimen uloimpiin filamentteihin induktiovirtoja. Induktiovirrat kulkevat kuvan 6.4 (b) tapaan suprajohdesäikeitä pitkin, kunnes induktiosilmukan päissä läpäisevät johtimen filamenttialueen. Tätä on havainnollistettu kuvassa 6.5 kytkentävirralla  $J_y$ . Johtimen sisemmissä filamentteissa induktiovirtoja ei sen sijaan kulje, joten ne voidaan jättää tarkastelussa huomiotta. Kytkentävirtojen  $J_y$  lisäksi komposiittijohtimen niin sanottuun perimetrikerrokseen eli ulointa filamenttikerrosta ympäröivään matriisimetalliin indusoituu pyörrevirtoja  $J_p$  kuvan 6.5 tapaan. Nämä pyörrevirrat saavat  $J_y$ :n tavoin alkunsa uloimpien filamenttien induktiovirroista ja palaavat takaisin induktiovirtoihin.  $J_p$ :n lisäksi perimetrikerroksessa syntyy tavallisia pyörrevirtoja  $J_e$ . (Wilson 1983, 177)



**Kuva 6.5.** KytKentä- ja pyörrevirrat komposiittijohtimen poikkileikkauksessa.

KytKentä- ja pyörrevirtahäviöiden määrittämiseksi integroidaan Joule-lämpö kullekin virralle  $J_y$ ,  $J_p$  ja  $J_e$ , jolloin saadaan yhtälö

$$P = \frac{2}{\mu_0} \tau \left( \frac{dB_i}{dt} \right)^2, \quad (6.11)$$

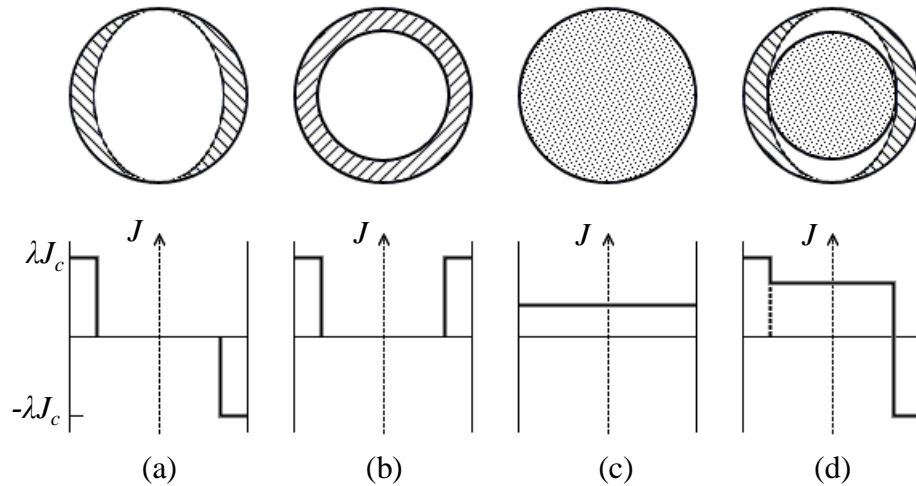
mikä on johtimessa syntyvä häviöteho tilavuutta kohti (Wilson 1983, 180). Kuinka paljon häviöitä todellisuudessa syntyy, riippuu mm. aikavakiosta  $\tau$  (yhtälö 6.10), johtimen kierteistyspituudesta  $L$ , matriisimetallin kokonaisresistiivisyydestä  $\rho_{et}$ , kuormavirran määrästä  $i$  sekä muuttuvasta magneettivuontiheydestä  $dB_i/dt$ . Resisttiivisyydelle  $\rho_{et}$  voidaan esittää yhtälö

$$\frac{1}{\rho_{et}} = \frac{1}{\rho_t} + \frac{w}{r_f \rho_m} + \frac{r_f w}{\rho_m} \left( \frac{2\pi}{L} \right)^2, \quad (6.12)$$

missä yhtälön oikean puolen ensimmäinen termi  $1/\rho_t$  kuvaa  $J_y$ :n, toinen termi  $J_p$ :n ja kolmas  $J_e$ :n osuutta kokonaisresistiivisyyteen (Ogasawara 1994, 222).  $\rho_t$  tarkoittaa matriisimetallin poikittaista resistiivisyyttä ja  $\rho_m$  matriisimetallin resistiivisyyttä johtimen perimetrikerroksessa.  $w$  ja  $r_f$  tarkoittavat kuvan 6.5 (b) mukaisesti perimetrikerroksen paksuutta ja filamenttialueen sädettä.

Johtimen geometria vaikuttaa siis myös kokonaisresistiivisyyteen ja edelleen kytKentä- ja pyörrevirtahäviöihin.  $s/d$ -suhteen suurentaminen kasvattaa poikittaista resistanssia filamenttien välillä vähentäen kytkeytymistä. Sama vaikutus saavutetaan kasvattamalla  $\rho_t$ :tä lisäämällä kuparin joukkoon esimerkiksi nikkeliä tai mangaania. Pyörrevirtahäviöihin vaikuttavat matriisimetallin resistiivisyys johtimen perimetrissä  $\rho_m$  sekä perimetrikerroksen paksuus  $w$ . Pyörrevirtojen vaimenemista voidaan nopeuttaa kasvattamalla  $\rho_m$ :n arvoa, mistä toisaalta seuraa voimakkaampaa lämmön generoitumista.

Edellä induktiovirtojen tunkeutumista komposiittijohtimen filamenttialueeseen ei otettu huomioon. Virtojen oletettiin siis kulkevan filamenttialueen ulkoreunalla  $r_f$ , mitä on esitetty kuvassa 6.5 (b). Todellisuudessa induktiovirrat tunkeutuvat filamenttialueeseen kuvan 6.6 (a) osoittamalla tavalla. Induktiovirtojen tunkeutumisesta syntyviä häviöitä voidaan verrata hystereesihäviöihin, kun filamenttialue ajatellaan yhdeksi  $r_f$ -säteiseksi filamentiksi, jossa virrantiheys on  $f \cdot J_c$ . (Wilson 1983, 181) Induktiovirtojen tunkeutumisesta johtuvat häviöt ovat kuitenkin olemattoman pieniä verrattuna kytkentä- ja pyörrevirtahäviöihin, joten ne voidaan usein jättää huomiotta (Wilson 1983, 184).



**Kuva 6.6.** Induktiovirran ja kuormavirran jakautuminen johtimen poikkileikkauksessa (Ogasawara et al. 1981, 967, muokattu).

Kun tasaisessa magneettikentässä olevaan komposiittijohtimeen syötetään kuormavirtaa, muuttuu virran jakauma komposiitin poikkileikkauksessa kuvan 6.6 (b) kaltaiseksi, eikä kierteistys tehoa filamenttien kytkeytymiseen. Jaksollisesti muuttuva ulkoinen magneettikenttä kumoo omakenttäilmiön muutaman jakson jälkeen, jolloin kuormavirta jakautuu tasaisesti komposiitin poikkileikkauksessa (kuva 6.6 (c)). Mikäli sekä kuormavirta että ulkoinen magneettivuoto muuttuvat jaksollisesti, virta jakautuu kuvan 6.6 (d) tavalla, jolloin kuormavirta on jakautunut tasaisesti johtimen keskiosiin, ja johtimen ulkoreunoilla kulkee induktiovirrat. (Ogasawara et al. 1981, 967)

Suurilla  $dB_i/dt$ :n arvoilla, komposiittijohdin käyttäytyy paksun yksisäikeisen johtimen tavoin, ja johtimessa syntyvät ac-häviöt ovat luonteeltaan pääosin hystereesihäviöitä. Pienemmillä magneettivuon muutosnopeuksilla kytkentä- ja pyörrevirtahäviöiden osuus ac-häviöistä kasvaa. Pienillä  $i$ :n arvoilla kuormavirran vaikutus ac-häviöiden määrään on vähäinen, mutta häviöt kasvavat voimakkaasti, kun kuormavirran määrä lähestyy kriittistä virtaa. (Ogasawara 1980, 222)

### 6.3 Filamenttien epämuodostumien vaikutus häviöihin

Luvun alussa häviöiden tarkastelu aloitettiin Joule-lämpöhäviöistä. Joule-lämpöä syntyy, kun osa kuormavirrasta siirtyy filamenteista resistiiviseen matriisimetalliin. Näin käy, kun lämpötilan nousun seurauksena kriittinen virrantiheys laskee ja kuormavirran määrä nousee kriittistä virtaa suuremmaksi. Vastaavalla tavalla kuormavirrantiheys yksittäisissä säikeissä voi nousta kriittistä virrantiheyttä suuremmaksi, kun filamenttien epämuodostumisesta johtuen säikeen poikkipinta-ala pienenee.

Kuormavirran jakautuminen uudelleen filamenttien kesken johtaa käytännössä niiden kytkeytymiseen. Kytkeytymistä voi edistää myös epämuodostumisen seurauksena kapeammiksi muodostuneet kuparikannakset filamenttien välissä, mikä tarkoittaa pienempää poikittaista resistanssia. Kytkeytymisen seurauksena johtimessa syntyy siten kytkevähäviöitä, mutta myös hystereesihäviöt kasvavat johtimen käyttäytyessä paksun yksisäikeisen johtimen tavoin. Filamenttien epämuodostumien vaikutus kytkeytymiseen ja lisääntyviin ac-häviöihin todettiin mm. luvussa 4.2.3 mainitussa CERNin suorajohde-lankojen testauksessa.

Filamenttien epämuodostuminen voi siis johtaa kytkeytymiseen ja vaihtovirtahäviöihin myös tasaisessa ulkoisessa magneettikentässä. Tämä tosin on todennäköistä lähinnä suurilla kuormavirroilla. Mikäli kytkeytymistä ja häviöitä syntyy, näkyy se käytännössä suprajohtavan transition levenemisenä ja alhaisempana johtimen  $n$ -arvona. Muuttuvassa magneettikentässä, kuten magneetin latauksen aikana, erikokoisiin filamentteihin voi indusoitua erisuuria induktiovirtoja, mikä voi hieman lisätä latauksen aikaisia ac-häviöitä. Latauksen aikana ac-häviöitä syntyy joka tapauksessa, joten epämuodostumien vaikutus latauksen aikaisiin häviöihin voi jäädä suhteellisen pieneksi.

## 7 KRYOGEENINEN STABIILISUUS

Adiabaattisen ja dynaamisen stabiloinnin avulla monifilamenttinen komposiittijohde voidaan suunnitella stabiiliksi vuonhyppyjä vastaan. Komposiittijohtimesta käämityssä magneetissa voi kuitenkin syntyä häviöitä esim. impregnointimateriaalin halkeamisten ja johtimen liikkeiden seurauksena. Mikäli näistä häviöistä seuraavaa lämpöenergiaa ei saada poistettua tehokkaasti johtimesta, paikallinen normaali-alue voi laajeta kattamaan koko magneetin eli aiheuttamaan quenchin. Kryogeenisen stabiloinnin menetelmillä johtimen ja magneetin suunnittelussa voidaan varautua häiriöihin, suojata magneettia rikkoutumiselta quenchin sattuessa, sekä tietyissä rajoissa saavuttaa stabiilisuus häiriöitä vastaan.

### 7.1 Kryogeeninen stabiilisuuskriteeri

Taulukossa 5.1 esitettiin eri stabilointimenetelmien suhde lämpötasapainoyhtälöön 5.1. Kuten taulukkoon on merkitty, kryogeenisen stabiloinnin kohdalla lämpötasapainoyhtälöstä korostuvat Joule-lämpöä  $g_j$  ja johtimen jäähdystä  $g_q$  kuvaavat termit. Joule-lämmön muodostumista käsiteltiin luvussa 6.1, jossa esitettiin yhtälö Joule-lämmölle  $G$  (yhtälö 6.1). Johtimen jäähdetykselle eli konvektiiviselle lämpövirralle  $Q$  johtimesta jäähdetyksineeseen (yksikkö W/m) voidaan esittää yhtälö

$$Q = \frac{f_P P_D}{A_{cd}} h(T - T_0), \quad (7.1)$$

missä  $P_D$  on johtimen perimetri eli johtimen poikkileikkauksen ympärysmitta,  $A_{cd}$  johtimen poikkipinta-ala ja  $h$  konvektiivinen lämmönsiirtokerroin.  $f_P$  tarkoittaa jäähdetyksineeseen kosketuksissa olevaa osuutta perimetristä. (Ogasawara 1994, 198) Mikäli magneetti on tyhjiökylästetty eli magneetti on kosketuksissa jäähdetyksineeseen ainoastaan käämityksen ulkoreunoilta, sisemmillä johdinkierroksilla  $f_P$  on nolla.

Kryogeeninen stabiilisuus edellyttää, että johtimen jäähdetyksen  $g_q$  pitää olla suurempi kuin kehittyvä Joule-lämpö  $g_j$ , ts.

$$g_q(T) \geq g_j(T). \quad (7.2)$$

Stabiilisuuden kannalta kriittisin tilanne saadaan, kun Joule-lämmönkehitys on suurimmillaan eli johtimen lämpötila  $T \geq T_c$ . Näin saadaan Joule-lämmön (6.2) sekä lämpökonvektion (7.1) yhtälöistä muodostettua ehto kryogeeniselle stabiilisuudelle eli niin kutsuttu Steklyn parametri

$$\alpha_{st} = \frac{\rho_m f^2 J_c^2 A_{cd}}{f_p P_D (1-f) h(T_c - T_0)} < 1. \quad (7.3)$$

Kun  $\alpha_{st} < 1$ , johdin on kryogeenisesti stabiili eli häiriön jälkeen johdin palaa suprajohtavaan tilaan riippumatta häiriön voimakkuudesta. Tätä suuremmilla  $\alpha_{st}$ :n arvoilla stabiilisuus riippuu kuormavirran määrästä ja johtimen lämpötilasta. Toisin kuin adiabattisessa ja dynaamisessa stabiloinnissa, suprajohdefilamenttien halkaisija ei vaikuta kryogeeniseen stabiilisuuteen. Näin ollen muutosvyöhykkeissä esiintyvillä filamenttien epämuodostumilla ei ole suoraa vaikutusta kryogeeniseen stabiilisuuteen. Sen sijaan johtimen alfa-arvo (tai täytekero  $f$ ) vaikuttaa suoraan Steklyn parametriin.

Mikäli pyritään täydelliseen kryogeeniseen stabiilisuuteen, matriisimetallia joudutaan kuitenkin käyttämään huomattavan paljon. Steklyn kriteerin<sup>1</sup> täyttävän johtimen alfa-arvolle voidaan esittää yhtälö

$$\alpha_{st}^2 \geq \frac{\rho_m J^2 D}{4q_0}, \quad (7.4)$$

missä  $D$  tarkoittaa johtimen halkaisijaa ja  $q_0$  suurinta sallittua lämpövirrantiheyttä johtimen pinnalla, jolloin jäähdytysaineen kiehumisen pysyy tavallisen kuplankiehumisen puolella eikä muutu jäähdytysteholtaan heikommaksi kalvokiehumiseksi. Käyttämällä yhtälössä tyypillisiä lukuarvoja ( $\rho_m = 2,5 \cdot 10^{-10} \Omega\text{m}$  (@ 4,2 K, 3 T),  $J = 2 \cdot 10^3 \text{ A/mm}^2$ ,  $D = 1 \text{ mm}$  ja  $q_0 = 2 \text{ mW/mm}^2$ ) saadaan tulokseksi  $\alpha_{st} \geq 11$ . (Mikkonen 2010, 55) Yhtälössä oletetaan, että johdin on kauttaaltaan kosketuksissa jäähdytysaineeseen. Todellisuudessa näin ei ole, joten alfa-arvon pitäisi olla vielä tätäkin suurempi. Tässä työssä tarkasteltavassa OK54-johtimessa nimellinen alfa-arvo on noin 1,25, mikä tarkoittaa, ettei johdinta ole suunniteltu kryogeenisesti stabiiliksi. Upottamalla johdin kuparikanavaan alfa-arvo voi nousta kahdeksan tienoille, jolloin stabiilisuutta saadaan huomattavasti parannettua. Tämäkään ei tee johtimesta kryogeenisesti stabiilia varsinkin, jos johdinta käytetään tyhjiökyllästetyssä magneetissa.

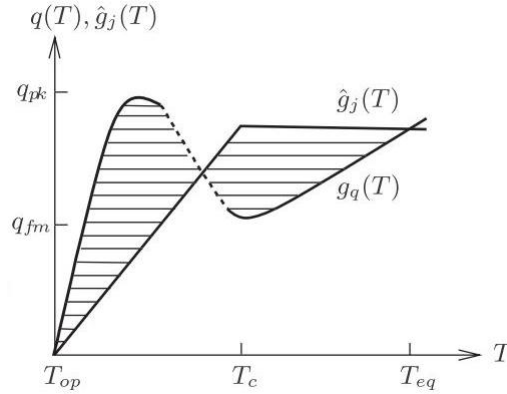
Edellä käsitelty kryogeenisen stabiilisuuden teoria ei ota huomioon lämmön johtumista johtimen pituussuunnassa. Kryogeenisestä stabiloinnista on kuitenkin kehitetty malleja, joissa tämä otetaan huomioon. Seuraavaksi esitellään lyhyesti kaksi kryogeenisestä stabiloinnista johdettua mallia eli kryogeeninen tasapainotila ja MPZ-malli.

---

<sup>1</sup> Steklyn kriteeri määrittää maksimitoimintavirran  $[I_{op}]_{cd}$  koko johtimelle tilanteessa, jossa normaalijohtavassa tilassa virran aiheuttama Joule-lämpö ei ylitä lämpövirtaa suprajohtimen pinnalta jäähdytysaineeseen. (Iwasa 2009, 365)

### 7.1.1 Kryogeeninen tasapainotila

Kryogeenisessä tasapainomallissa ("equal-area" criterion) lämmön johtuminen  $g_k$  johtimen akselin suuntaisesti otetaan huomioon, jolloin Joule-lämpöä saadaan poistettua tehokkaammin häiriökohdasta. Malli edellyttää, että Joule-lämpöä ei kehity tasaisesti joka puolella käämitystä. Tasapainomallia on havainnollistettu kuvassa 7.1.



**Kuva 7.1.** Kryogeeninen tasapainotila (Iwasa 2009, 369)

Oheisessa kuvassa on kaksi viivoitettua aluetta, joita rajaavat Joule-lämpöä ja johtimen jäähtymistä kuvaavat käyrät  $g_j$  ja  $g_q$ . Johtimessa alueella, missä lämpötila on välillä  $\sim T_c - T_{eq}$ , Joule-lämpöä kehittyy enemmän kuin sitä pystytään siirtämään jäähdytysaineeseen. Tämä "ylimääräinen" lämpö johtuu johdinta pitkin alueelle, missä lämpötila on välillä  $T_{op} \sim T_c$  ja  $g_q > g_j$ . Mikäli kuvan 7.1 viivoitetut alueet ovat yhtä suuret, Joule-lämmönkehitys ja johtimen jäähtyminen ovat tasapainossa. Tasapainomalli sallii siis paikallisesti suuremman Joule-lämmönkehityksen kuin kryogeeninen stabiilisuuskriteeri  $\alpha_{st}$ . (Iwasa 2009, 369)

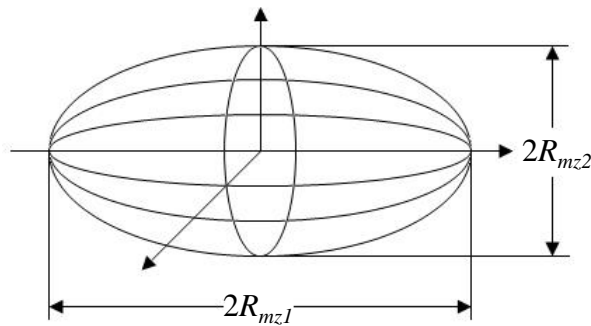
### 7.1.2 MPZ-malli

Suprajohdemagneetin käämityksessä lämpöä johtuu johtimen akselin suuntaisesti, mutta myös poikittain johdinkierrosten välillä. Kolmiulotteista käämityksen stabiilisuustarkastelua varten onkin kehitetty niin sanottu MPZ-malli. MPZ tulee sanoista minimum propagation zone, millä tarkoitetaan tilavuudeltaan suurinta sallittua resistiivistä aluetta, joka ei vielä aiheuta koko magneetin siirtymistä normaalitilaan. MPZ-teoriassa voidaan lähteä liikkeelle ajatuksesta, että häiriö on synnyttänyt suprajohtimeen pallomaisen normaalialueen, jonka suurin sallittu säde  $R_{mz}$  adiabaattisessa tilanteessa on silloin, kun alueella syntyvä Joule-lämpö on yhtä suuri kuin lämpömäärä, jonka jäähtyminen pystyy maksimissaan kumoamaan (Iwasa 1994, 230). Säteelle  $R_{mz}$  voidaan muodostaa yhtälö

$$R_{mz} = \sqrt{\frac{3\lambda_{Cu}(T_c - T_0)}{\rho_m J_m^2}} \quad (7.5)$$

eli tilavuuteen vaikuttavat matriisimetallin sähkön- ja lämmönjohtokyky (Mikkonen 2010, 39). Todellisuudessa normaali-alue etenee käämityksessä pallomaisen muodon sijaan ellipsoidin muotoisesti, mitä on havainnollistettu kuvassa 7.2. Näin ollen edellisen yhtälön  $R_{mz}$  tarkoittaa ellipsoidin johtimen suuntaista sädettä  $R_{mz1}$  ja poikittainen säde  $R_{mz2}$  voidaan approksimoida kuparin sekä eriste- ja impregnointi-materiaalien lämmönjohtavuuksien  $\lambda_e$  avulla seuraavasti

$$R_{mz2} = \sqrt{\frac{\lambda_e}{\lambda_{Cu}}} R_{mz1} \quad (\text{Mikkonen 2010, 40}). \quad (7.6)$$



**Kuva 7.2.** Ellipsoidin muotoinen normaali-alue käämityksessä.

Muutosvyöhykkeissä esiintyvä filamenttien epämuodostuminen ja alfa-arvon kasvamisesta johtuva filamenttien poikkipinta-alan pieneneminen voivat aiheuttaa virran siirtymistä matriisimetalliin ja synnyttää johtimessa Joule-lämpöä. Toisaalta suurempi alfa-arvo tarkoittaa suurempaa matriisimetallin määrää ja parannusta kryogeeniseen stabiilisuuteen, vaikka Steklyn kriteerin täyttäminen vaatiikin vielä huomattavasti enemmän matriisimetallia. Filamenttien epämuodostumisella voi olla pieni vaikutus myös esimerkiksi matriisimetallin poikittaiseen resistiivisyyteen ja siten normaali-alueen etenemiseen.

Muutosvyöhykkeiden vaikutus MPZ-malliin ja normaali-alueen etenemiseen jää todennäköisesti hyvin pieneksi, ja häviää mm. kaapeloinnista, kääminnystä sekä eriste- ja impregnointimateriaalien kerrospaksuuksista ja lämmönjohtavuuksista johtuvien virhe- ja epävarmuustekijöiden alle. Mikäli johdin upotetaan kuparikanavaan, saadaan johtimen kryogeenista stabiiliutta huomattavasti parannettua. Tällöin myös johtimen alfa-arvon muutos suhteessa kanavan ja johtimen yhteispoikkipinta-alaan jää hyvin pieneksi kryogeenisen stabiilisuuden ja MPZ-teorian näkökulmasta.



## 8 MUUTOSVYÖHYKKEIDEN MITTAUSOHJELMA

Diplomityöhön liittyi mittausohjelma, jossa tutkittiin muutosvyöhykkeiden vaikutusta johtimen kriittiseen virtaan, kriittiseen virrantiheyteen ja  $n$ -arvoon. Mittauksiin valittiin kaksi OK54-tyyppin suprajohdelankaa, joista kummastakin otettiin useita näytteitä puristeen alku- ja loppupään muutosvyöhykkeistä sekä vertailunäytteet puristeiden keskivaiheilta. Tässä luvussa esitellään aluksi mittauksissa käytettyä laitteistoa, mitattavien näytteiden konfigurointia mittausta varten sekä muita mittausprosessiin liittyviä asioita. Tämän jälkeen esitellään mittaustulokset ja pohditaan tuloksiin vaikuttavia tekijöitä. Lopuksi käsitellään mittaustuloksiin mahdollisesti vaikuttavia virhelähteitä sekä tehdään johtopäätökset mittausohjelmasta.

### 8.1 Mittauslaitteisto

Mittaukset suoritettiin Luvata Pori Oy:n suprajohdelaboratoriossa. Mittauksissa käytetyssä kryostaatissa mitattava näyte upotetaan nestemäiseen heliumiin. Helium on kryostaatissa normaalissa ilmakehän paineessa, jolloin heliumin lämpötila vastaa sen kiehumislämpötilaa normaalissa ilmanpaineessa, mikä on noin 4,2 K. Vaihtelut höyrynpaineessa voivat aiheuttaa pientä vaihtelua mittauslämpötilassa, mitä voidaan kuitenkin kompensoida lämpötilan vaihtelulle määritettyjen korjauskertoimien avulla.

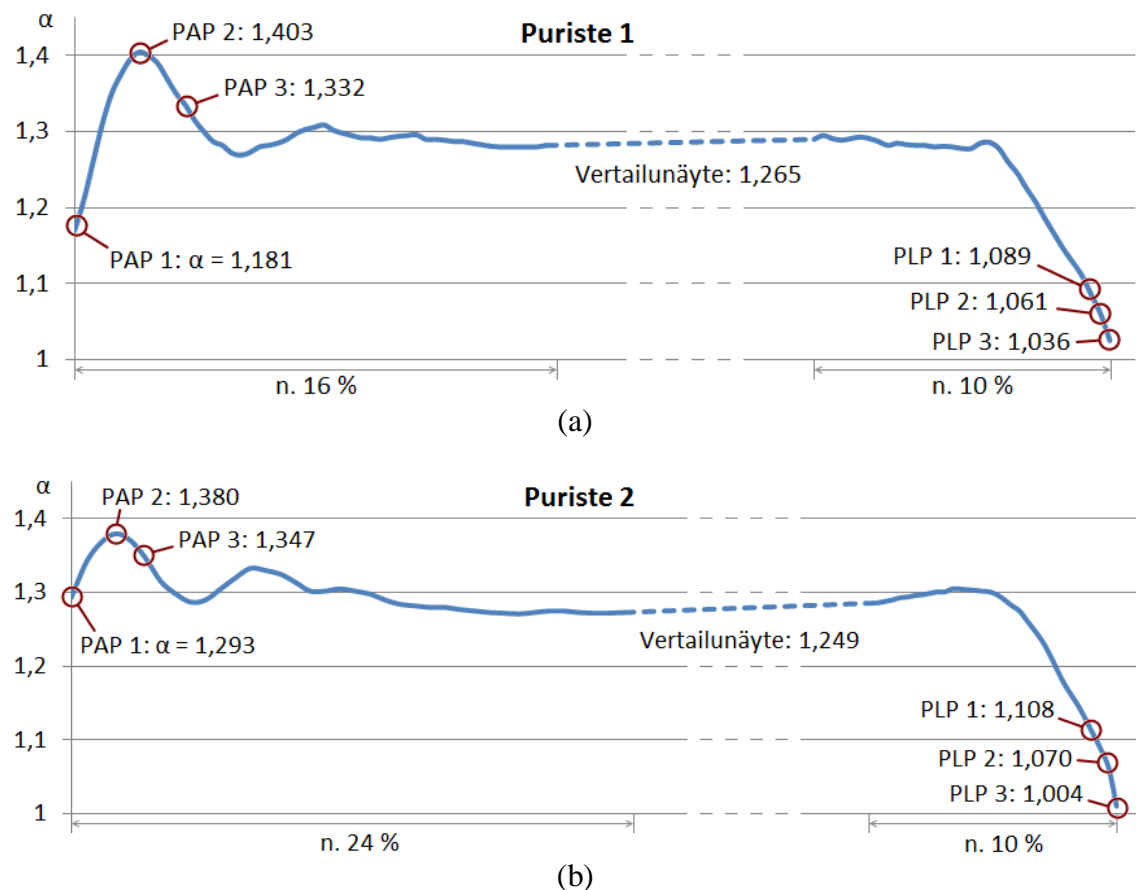
Mitattavat näytelangat kiinnitetään mittauskelalle, joka edelleen kiinnitetään näytteenpitimen alapäähän. Näytteenpidintä pitkin näytteeseen syötetään virtaa ja johdetaan mittaussignaalit näytteestä mittauslaitteistolle. Näyte lasketaan näytteenpitimen kanssa kryostaattiin ja nesteheliumiin, kunhan näytteenpitimen alapää on ensin esijäähdytetty nestemäisellä tyypellä. Esijäähdytyksellä voidaan vähentää heliumin kiehumaa eli pienentää heliumin kulutusta. Kryostaatissa kiehumisen seurauksena syntyvä heliumkaasu johdetaan poistoletkua pitkin pois kryostaatista ja kerätään talteen.

Kryostaatin sisällä on suprajohdemagneetti, jonka keskelle mitattava näyte lasketaan. Suprajohdemagneetin tuottaman magneettikentän voimakkuutta voidaan säätää, jolloin näyte voidaan mitata erisuurissa ulkoisissa magneettikentissä ts. näytteeseen kohdistuessa tietty ulkoinen magneettivuontiheys. Tässä mittausohjelmassa käytettiin magneettivuontiheyden arvoja 4, 5, 6 ja 7 T.

## 8.2 Mitattavat näytteet ja mittaustapahtuma

Näytteiden valintaa varten suprajohdelanka vedetään kahden millimetrin halkaisijaan, jolloin johtimelle suoritetaan alfa-arvon mittaus, kuten luvussa 3.2 kerrottiin. Alfa-arvon käyrän perusteella valitaan kohdat, joista näytteet otetaan. Ennen näytteiden ottoa johdin on kuitenkin vedettävä loppumittaansa ja kierteistettävä, sillä kyseisillä työvaiheilla on oleellinen merkitys johtimen suorituskykyyn.

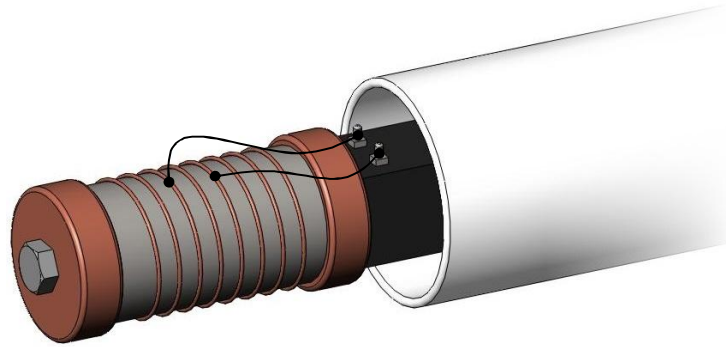
Mittausohjelman näytteet otettiin kahdesta OK54-tyypin suprajohdelangasta, joista tässä käytetään nimityksiä puriste 1 ja puriste 2. Alfakäyrät puristeiden alku- ja loppupäiden osalta sekä valitut näytteenottokohdat on esitetty kuvassa 8.1. Prosenttiluvut  $x$ -akselilla tarkoittavat johdinpituutta kyseisellä käyrän matkalla suhteessa puristeen koko vetopituuteen. Molemmista puristeista mittauksiin otettiin seitsemän näytettä, joista kolme puristeen alkupäästä eli alkupään muutosvyöhykkeestä, yksi puristeen keskivaiheilta vertailunäytteeksi ja viimeiset kolme puristeen loppupäästä eli loppupään muutosvyöhykkeestä.



**Kuva 8.1.** Alfakäyrät ja näytteenottokohdat puristeille (a) 1 ja (b) 2.

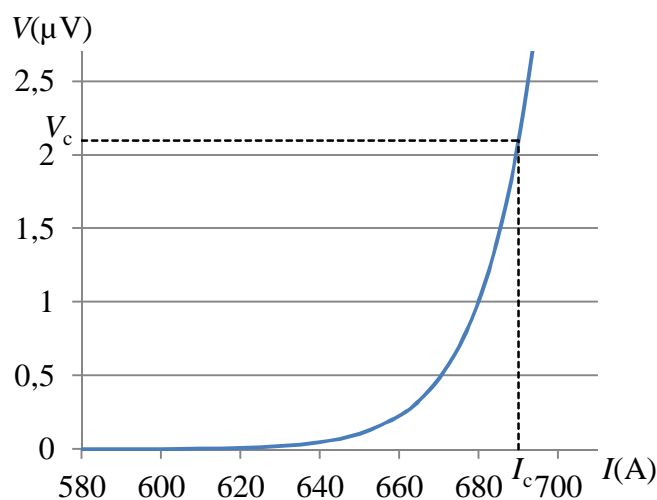
Yhden näytteen pituus on noin 70 senttimetriä. Näyte kiedotaan mittauskelan ympärille, ja näytteeseen tinataan kiinni jännitekarat, joiden avulla karojen välistä jännitettä

voidaan mitata. Kuvassa 8.2 on esitetty havainnekuva mittauskelasta ja jännitekaroista. Näytelangan pituus jännitekarojen välissä on noin 210 mm.



**Kuva 8.2.** Havainnekuva mittauskelasta kiinnitettynä näytteenpitimeen.

Näytteistä mitattiin siis jännitekarojen välistä jännitettä, kun näytteessä kulkevan kuormavirran määrää kasvatetaan, ja näytteeseen kohdistuu tasainen magneettivuo. Mittaustuloksena saatiin piirturin piirtämä  $V(I)$ -käyrä (esimerkkikuva 8.3), jossa  $x$ -akseli kuvaa näytteeseen syötettävää kuormavirtaa ja  $y$ -akseli jännitekarojen välistä jännitettä. Kuormavirran lähestyessä kriittisen virran arvoa tapahtuu transiatio suprajohtavasta tilasta normaalitilaan, ja jännite näytteessä kasvaa eksponentiaalisesti. Piirturi piirtää siis eksponentiaalisesti nousevan jännitekäyrän suhteessa kasvavaan kuormavirtaan. Kun jännite on noussut tietylle tasolle  $V_c$  (vastaava sähkökentän arvo  $E_c = 0,1 \mu\text{V}/\text{cm}$ , luku 2 s. 16), transition katsotaan tapahtuneen, ja näytteen kriittiseksi virraksi saadaan kuormavirran arvo kyseisellä hetkellä. Jännitekarojen väliin jäävän näytelangan pituuden ollessa 210 mm, jännitteen raja-arvoksi saadaan kuvan 8.3 mukainen  $V_c = 2,1 \mu\text{V}$ .



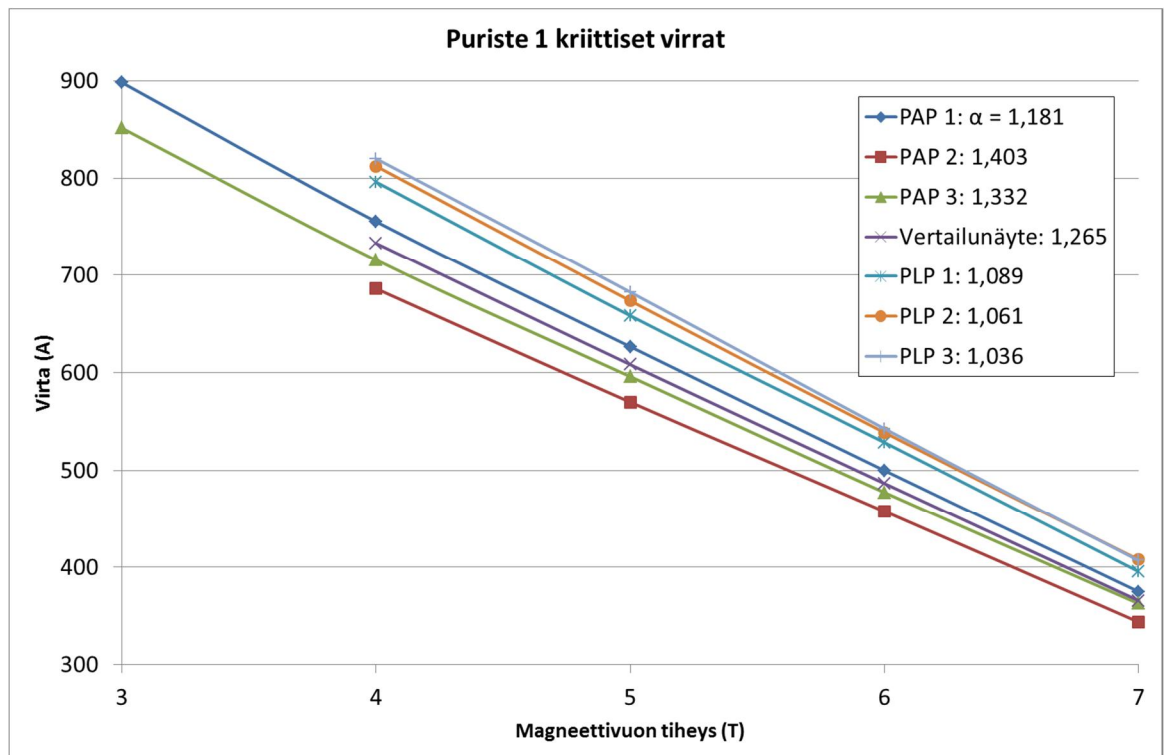
**Kuva 8.3.** Esimerkki näytteelle mitatusta  $V(I)$ -käyrästä.

Mittaus suoritettiin ensin johtimeen kohdistuvan magneettivuontiheyden ollessa 7 teslaa. Tämän jälkeen mittaus toistettiin 6, 5 ja 4 T:n kentissä. Kahdella ensiksi mitatulla näytteellä mittaus tehtiin myös kolmen teslan kentässä, mutta tästä jouduttiin luopumaan, sillä kuormavirrat nousivan niin suuriksi, ettei näytteenpitimen virransiirto-kapasiteetti enää riittänyt.

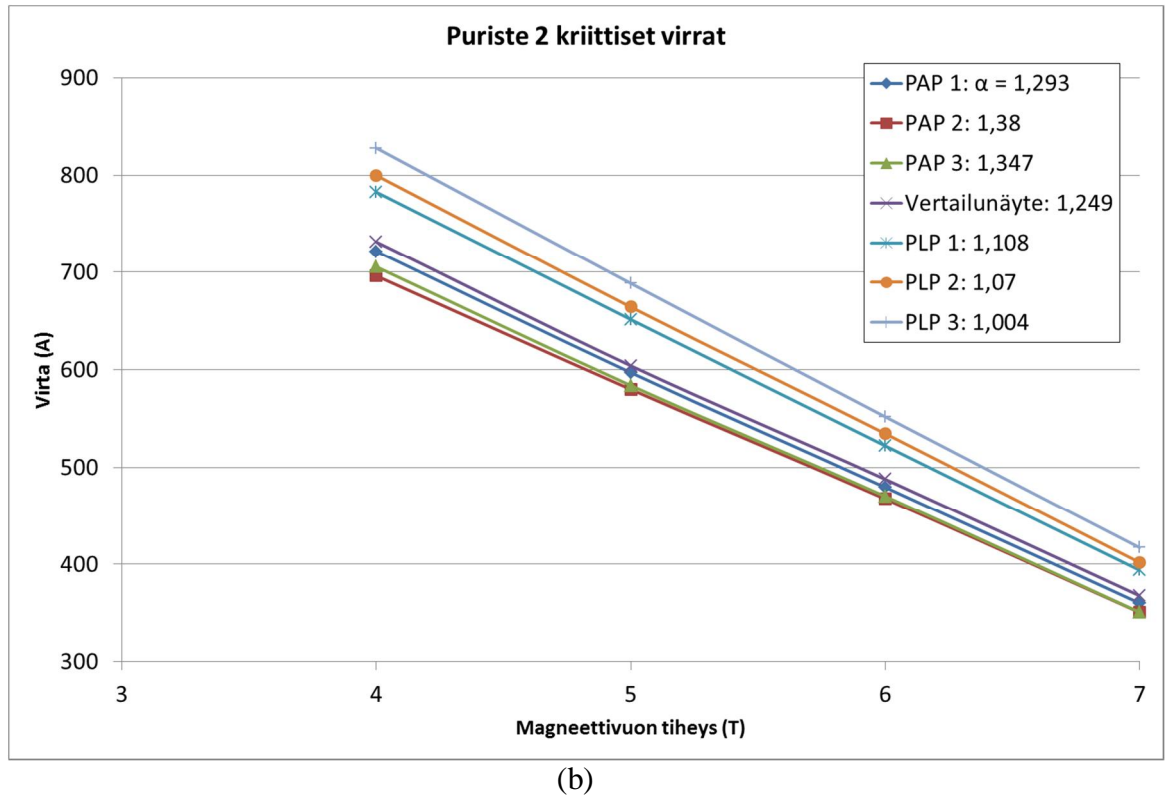
### 8.3 Mittaustulokset

Puristeiden 1 ja 2 näytteiden  $V(I)$ -käyristä määritetyt kriittiset virrat eri magneettivuontiheyden arvoilla on esitetty kuvissa 8.4 (a) ja (b). Kuvista voidaan selvästi havaita alfa-arvon vaikutus kriittisen virran suuruuteen. Suurempi alfa-arvo tarkoittaa suoraan pienempää suprajohdesäikeiden yhteenlaskettua poikkipinta-alaa, ja päinvastoin. Edelleen pienempi filamenttien poikkipinta-ala johtaa alhaisempaan kriittiseen virtaan, kunhan säikeiden virrantiheys pysyy samana.

Kriittisen virran arvot eri näytteillä eroavat siis selvästi toisistaan. Esimerkiksi neljän teslan kentässä puristeella 1 kriittisen virran arvot vaihtelevat välillä 686-820 A, jolloin vaihteluväli on 134 A. Puristeella 2 tilanne on lähes identtinen virran arvojen asettuessa välille 696-828 A vaihteluvälin ollessa 132 A. Suuremmissa magneettikentissä kriittisen virran vaihteluväli pienenee, mutta prosentuaalinen ero (vaihteluvälin suhde suurimman virran arvoon) pysyy lähes samana molemmilla puristeilla eli noin 16 %:ssa.



(a)



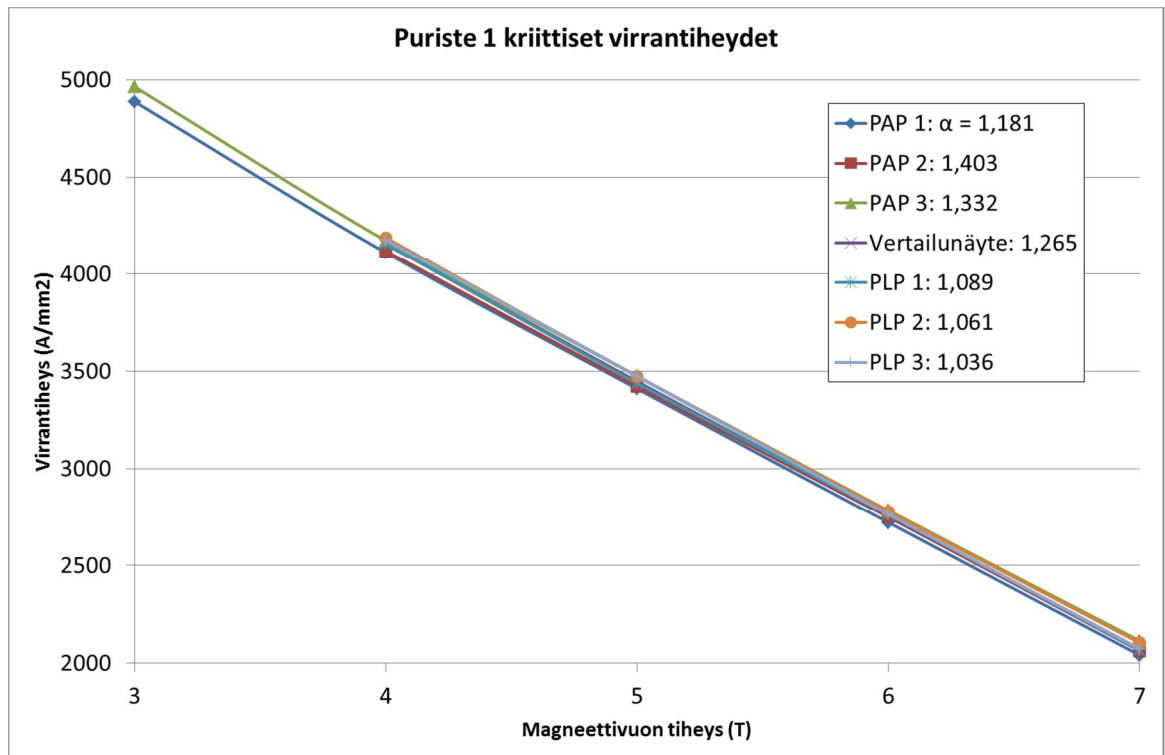
**Kuva 8.4.** Kriittiset virrat puristeiden (a) 1 ja (b) 2 näytteillä.

Puristeella 2 vaihteluväli asettuu hieman ylemmälle tasolle kuin puristeella 1. Syy tähän löytyy tarkastelemalla näytteiden alfa-arvoja. Puristeella 2 suurin ja pienin alfa ovat molemmat hieman pienempiä kuin puristeella 1, jolloin kyseisillä alfan arvoilla puristeen 1 kriittiset virrat jäävät hieman pienemmiksi. Toisaalta alfan vaihteluväli puristeella 1 on 0,367 ja puristeella 2 lähes sama 0,376, mikä selittää käytännössä yhtä suuren vaihtelun kriittisen virran arvoissa.

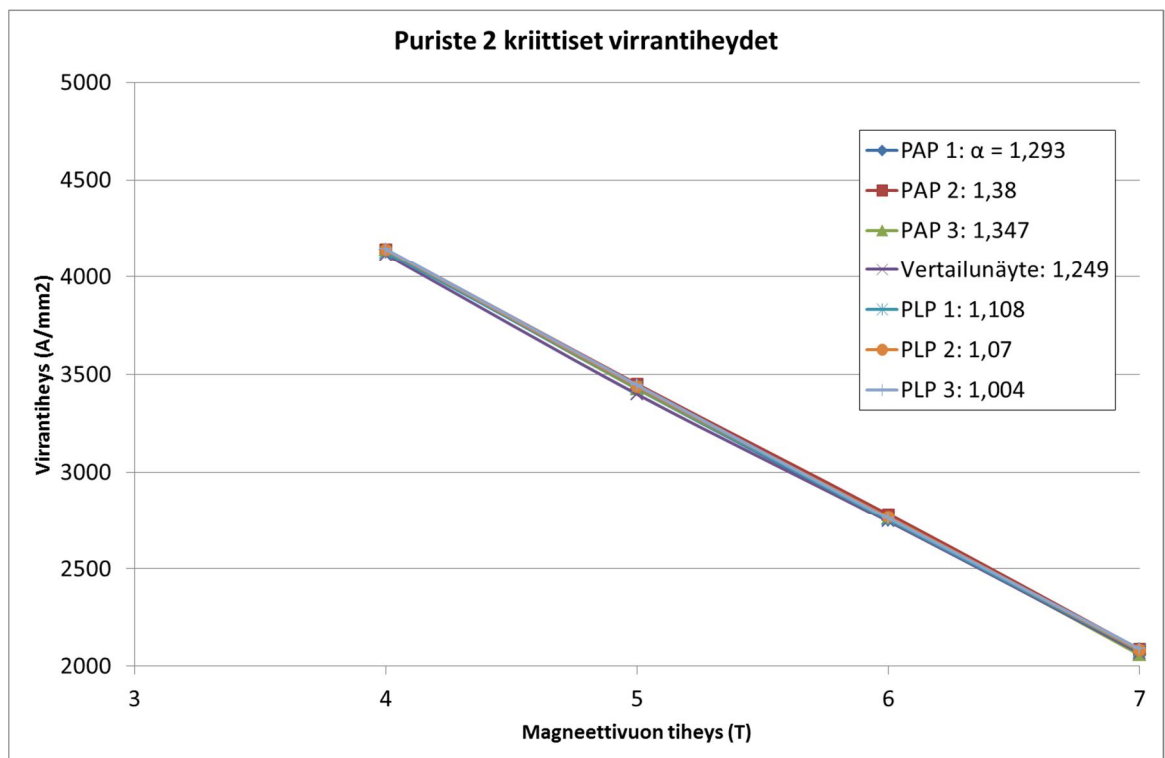
Kriittisen virran arvot molemmilla puristeilla vaikuttavat hyvin yhdenmukaisilta huolimatta puristeiden varsin erilaisista muutosvyöhykkeistä. Kuten edellä todettiin, kriittisen virran vaihtelut voidaan selittää näytteiden erisuurilla alfa-arvoilla, mikäli virrantiheydet eri näytteillä pysyvät samana. Tarkastellaan siis seuraavaksi, miten muutosvyöhykkeet vaikuttavat näytteiden kriittisen virrantiheyteen. Kriittiset virrantiheydet kullekin näytteelle voidaan laskea jakamalla kriittisen virran arvo kyseisen näytteen suprajohdesäikeiden kokonaispoikkipinta-alalla. Kyseinen pinta-ala puolestaan saadaan selville näytteen alfa-arvon ja näytelangan kokonaispoikkipinta-alan (näytelangan halkaisijan mittausta) avulla.

Näytteille lasketut kriittiset virrantiheydet on esitetty kuvissa 8.5 (a) ja (b), joiden perusteella  $J_c$ :n arvot näyttävät asettuvan hyvin lähelle toisiaan. Kriittisen virrantiheyden vaihteluväli on luokkaa 1-2 %, jolloin erot kriittisen virran arvoissa näyttäisivät selittyvän pitkälti alfa-arvon vaihtelulla. Toisaalta  $J_c$ :n ollessa esimerkiksi  $4000 \text{ A/mm}^2$ , kahden prosentin ero näytteiden kriittisen virrantiheyden arvoissa ei

välttämättä ole täysin merkityksetön. Virrantiheyden arvoja on siis syytä tutkia hieman tarkemmin.



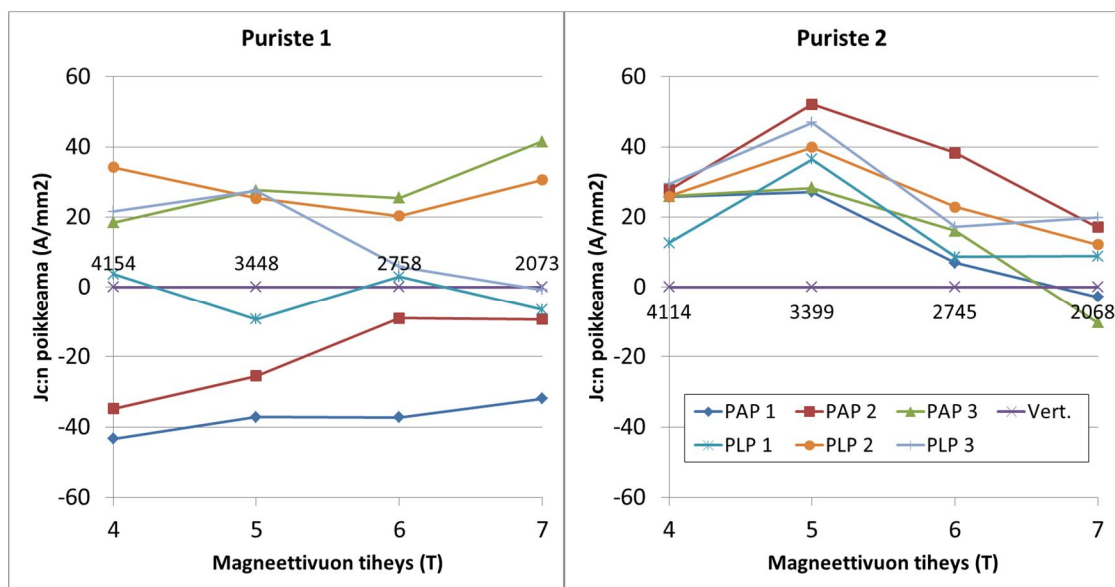
(a)



(b)

**Kuva 8.5.** Kriittiset virrantiheydet puristeiden (a) 1 ja (b) 2 näytteille.

Kuvassa 8.6 on verrattu puristeiden alku- ja loppupään näytteiden  $J_c$ -arvoja puristeiden vertailunäytteiden  $J_c$ -arvoihin. Kuvassa y-akseli tarkoittaa siis alku- ja loppupään näytteiden kriittisen virrantiheyden poikkeamaa suhteessa vertailunäytteeseen. Kuvaan on myös merkitty molempien vertailunäytteiden todelliset  $J_c$ :t, jolloin puristeiden arvoja on mahdollista vertailla myös toisiinsa nähden. Puristeella 1  $J_c$ :n vaihteluväli eri magneettivuontiheyksillä on 63:sta 78:aan ja puristeella 2 29:stä 52:een  $A/mm^2$ . Puristeella 1 pienimmät  $J_c$ :t esiintyvät kahdella alkupään näytteellä, mutta kolmas alkupään näyte sijoittuu toiseen ääripäähän yhdessä näytteen PLP 2 kanssa. Puristeella 1 pysyy toisaalta koko ajan hyvin lähellä vertailunäytettä. Puristeella 2 poikkeama on sen sijaan selvästi pienempää lukuun ottamatta itse vertailunäytettä, joka eroaa eniten muista näytteistä.



**Kuva 8.6.** Näytteiden kriittisen virrantiheyden poikkeama verrattuna vertailunäytteen arvoon. Kuvassa puristeelle 2 esitetyt näytteiden selitykset pätevät myös puristeelle 1.

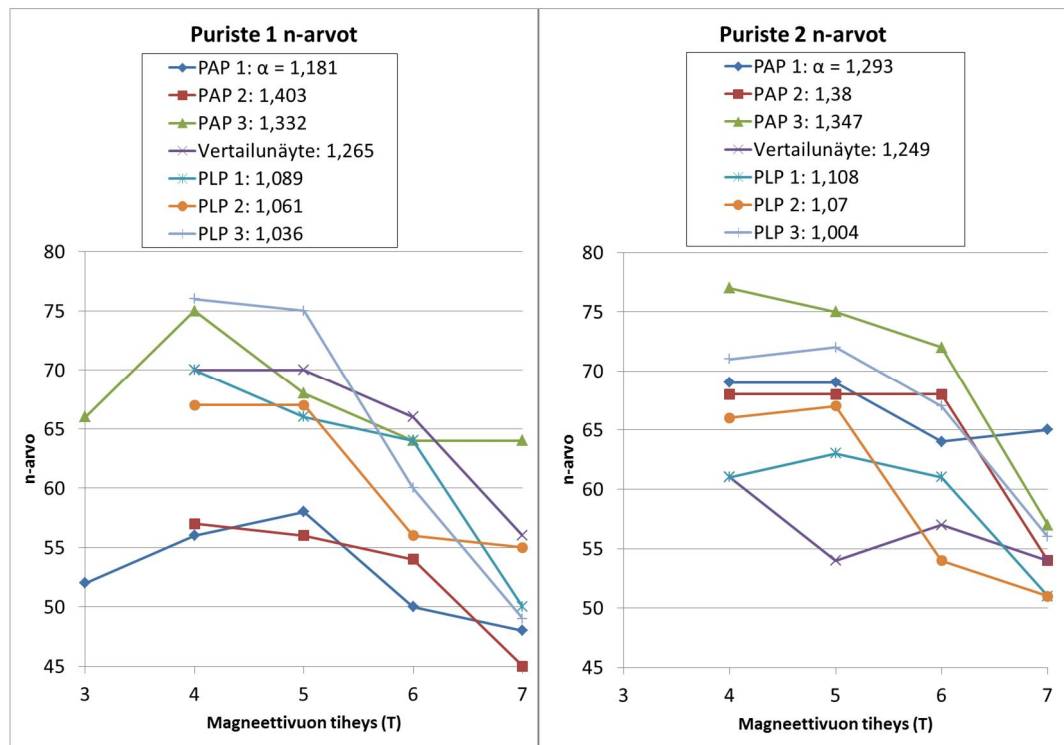
Kriittisen virrantiheyden vaihteluihin voivat vaikuttaa erilaiset mittausvirheet ja epätarkkuudet, joita käsitellään erityisesti seuraavassa luvussa 8.4. Pohditaan kuitenkin seuraavaksi kriittisen virrantiheyden vaihteluihin vaikuttavia tekijöitä. Mittaus-epätarkkuuksista johtuen kriittisen virran arvoissa voi olla jonkin verran virhettä. Mikäli kriittisen virran arvossa virhettä on esimerkiksi 2 A, se tarkoittaa noin 10  $A/mm^2$  virhettä kriittisen virrantiheyden arvossa. Myös näytelangan halkaisijan ja alfa-arvon mittaukseen voi sisältyä hieman virhettä, mutta näiden mittausten tarkkuus huomioiden mahdollinen virhe kriittisen virrantiheyden arvossa jäisi todennäköisesti muutamaankin yksikköön.

Koska etenkin puristeella 1  $J_c$ :n vaihteluväli on luokkaa 70  $A/mm^2$ , on oletettavaa, että  $J_c$ :n vaihteluihin vaikuttaa muitakin tekijöitä kuin epätarkkuudet kriittisen virran sekä langan alfa-arvon ja halkaisijan mittauksessa. Näitä tekijöitä voivat olla mm. pienet

laatuvaihtelut NbTi-lejeeringissä, sekä vaihtelut lankaan kohdistuvissa vetoprosesseissa ja lämpökäsittelyissä. Myös erisuurilla alfa-arvoilla voi olla vaikutusta langan käyttäytymiseen kyseisissä valmistusprosessin vaiheissa.

Tarkasteltaessa kuvaa 8.6 kriittisen virrantiheyden vaihtelulla ja näytteiden alfa-arvoilla ei ole havaittavissa suoraa yhteyttä. Kuten edellä todettiin, puristeen 1 kahdella ensimmäisellä alkupään näytteellä (PAP 1 ja PAP 2)  $J_c$ :t ovat pienimpiä, mutta kolmannella (PAP 3)  $J_c$ :t ovat lähempänä esimerkiksi näytteen PLP 2 arvoja. Kuitenkin PLP 2 eroaa alfa-arvoltaan huomattavasti enemmän näytteestä PAP 3 kuin esimerkiksi näyte PAP 2. Filamenttien epämuodostuminen ei kuitenkaan välttämättä näy näytteiden alfa-arvoissa. Siten säikeiden erilainen epämuodostuminen voi johtaa näytteillä erisuuruisiin  $J_c$ -arvoihin, vaikka alfa-arvo pysyisikin samana. Tämän vaikutuksen tarkempi tutkiminen vaatisi kuitenkin mm. näytteiden poikkileikkauksien tarkastelua, mitä ei tässä työssä aikataulujen puitteissa ollut mahdollista toteuttaa.

Mitatuista virta-jännite-käyristä näytteille määritettiin vielä  $n$ -arvot, jotka on esitetty kuvassa 8.7. Molemmilla puristeilla  $n$ -arvoissa nähdään huomattavaa vaihtelua niin näytteiden välillä kuin myös yksittäisellä näytteellä eri magneettikentissä. Vaihtelusta huolimatta  $n$ -arvot ovat korkeita niiden asettuessa pääosin välille 50-75.



*Kuva 8.7. n-arvot puristeiden 1 ja 2 näytteille.*

Kuvan 8.7 perusteella  $n$ -arvoista ei ole huomattavissa yhteyttä näytteen alfa-arvoon tai kriittiseen virtaan. Toisaalta filamenttien erilainen epämuodostuminen voi johtaa näytteillä erisuuruiseen  $n$ -arvoon niiden samasta alfa-arvosta huolimatta. Oletuksena  $n$ -



arvojen pitäisi pienentyä suhteellisen tasaisesti magneettivuontiheyden kasvaessa. Osalla näytteistä käyrämuoto vastaa melko hyvin oletusta, mutta toisilla  $n$ -arvot voivat jopa kasvaa tai pudota jyrkästi. Mikäli  $n$ -arvojen vaihtelu johtuu filamenttien epämuodostumista, olisi ymmärrettävää, että samalla näytteellä epämuodostumien vaikutus  $n$ -arvoon olisi yhdenmukaista eri magneettikentissä, ja edellisen oletuksen mukaisesti  $n$ -arvot pienenisivät magneettivuontiheyden kasvaessa. Yksittäisten filamenttien muodon huomioon ottaminen vaatisi kuitenkin näytteiden poikkeileikkausten tarkempaa tarkastelua.

$n$ -arvojen tarkastelussa on muistettava, että niiden määrittämiseen liittyy lähes aina enemmän tai vähemmän virhettä aiheuttavia epävarmuustekijöitä, jolloin tuloksia on syytä pitää enemmän suuntaa-antavina kuin täsmällisinä arvoina. Kuten on kerrottu, transitiota suprajohtavasta tilasta normaalitilaan kuvataan potenssilaililla (yhtälö 2.6, s. 16), jossa  $n$ -arvo tarkoittaa kuormavirran ja kriittisen virran (tai kuormavirrantiheyden ja kriittisen virrantiheyden) osamäärän potenssia. Tyypillisesti  $n$ -arvo määritetään lukemalla  $V(I)$ -käyrästä jännitteen raja-arvoa vastaava kriittinen virta, valitsemalla käyrältä toinen vertailupiste esimerkiksi kriittisen virran arvon yläpuolelta ja sijoittamalla luetut arvot potenssilakiin. Menetelmä edellyttää kuitenkin erittäin tarkkaa  $V(I)$ -käyrän lukemista ja tarkkuutta myös itse  $V(I)$ -käyrältä.  $V(I)$ -käyrään voi sisältyä jonkin verran mittausvirhettä sekä häiriöaaltoa eli ns. sahalaitaa. Tällöin myös tarkkojen arvojen lukeminen käyrästä vaikeutuu. Mikäli virran arvojen määrittämisessä syntyy pientä virhettä, voi  $n$ -arvo vaihdella suhteellisen helposti  $\pm 10$  yksikköä.

$n$ -arvojen tutkiminen lyhyistä näytteistä ei välttämättä anna todellista kuvaa muutosvyöhykkeiden vaikutuksesta koko johdinlangan  $n$ -arvoon. Näytevälillä (esim. 210 mm) muutosvyöhykkeistä johtuvat muutokset johtimen alfa-arvossa ja filamenttien muodossa voidaan olettaa käytännössä olemattomiksi, sillä johdinlangan kokonaispituuden ollessa esimerkiksi 65 km, alfa-arvon muutos arvosta 1,1 arvoon 1,4 voi tarkoittaa kahdesta kolmeen kilometrin matkaa johtimen pituussuunnassa. Näytevälin pitäisi siis olla huomattavasti suurempi, esimerkiksi kymmeniä tai satoja metrejä. Tällöin näytteestä pitäisi rakentaa testikämmi, jolloin mm. kääminnän vaikutukset mittausepä-tarkkuuksiin pitää myös ottaa huomioon.

#### 8.4 Virhelähteiden tarkastelu

Mittaustulosten tarkastelussa on otettava huomioon mahdollisten virhelähteiden vaikutus tulosten tarkkuuteen. Edellä on jo mainittu joitakin tekijöitä, joiden seurauksena tuloksiin voi syntyä epätarkkuutta. Mittausvirheitä tai -epätarkkuuksia voi syntyä mm. näytteiden konfiguroinnissa syntyvien erojen, mittausolosuhteiden vaihteluiden, mittalaitteiden epätarkkuuksien ja mittauksien analysointiin liittyvien epävarmuuksien seurauksena.

Näytteiden konfiguroinnilla tarkoitetaan tässä mm. näytelangan kiinnitystä mittauskelalle ja jännitekarojen kiinnitystä näytelankaan, missä voi syntyä pieniä eroja näytteiden välillä. Mittausolosuhteiden vaihteluja voivat olla mm. erot näytteeseen kohdistuvan magneettivuontiheyden säädössä eri mittauskerroilla, sekä edellä mainitut höyrynpaineen vaihtelusta johtuvat erot nestemäisen heliumin kiehumislämpötilassa. Magneetikentän tuottavan suprajohdemagneetin virtalähdettä voidaan toisaalta säätää hyvin tarkasti, jolloin erot magneettivuon tiheydessä eri mittauskerroilla jäävät hyvin pieniksi. Lämpötilanvaihteluista johtuvia mittauseroja on myös tarvittaessa mahdollista kompensoida ennalta määritettyjen korjauskertoimien avulla.

Näytteeseen virtaa syöttävän kuormavirtalähteen virran laatu ja tarkkuus vaikuttavat luonnollisesti osaltaan mittaustuloksiin. Virtalähteen tuottama tasavirta voi (erityisesti suurilla virran arvoilla) sisältää jonkin verran häiriöaaltoa, mikä näkyy  $V(I)$ -käyrässä sahalaitana ja käyrän epätarkkuutena. Tämän työn mittauksissa kuormavirrat pysyivät kuitenkin kohtalaisen alhaisina verrattuna virtalähteen kapasiteettiin, jolloin  $V(I)$ -käyrässä esiintyvät häiriöt johtuvat todennäköisemmin ulkoisista häiriöistä. Ulkoisia häiriöitä voi aiheuttaa mm. ympäristöstä tuleva sähkömagneettinen säteily. Näiden häiriöiden minimoimiseksi esimerkiksi matkapuhelimia ei tuotu mittalaitteiden läheisyyteen.

Tulosten tarkkuuteen vaikuttavat vielä mittalaitteiden ja antureiden tarkkuus, analogisen piirturin piirtotarkkuus ja piirtotarkkuudesta sekä mm. häiriön määrästä riippuva  $V(I)$ -käyrän lukutarkkuus. Osalla mittauskerroista  $V(I)$ -käyrät jäivät myös hieman alimittaisiksi, jolloin kuvaajaa piti hieman ekstrapoloida. Mittauksissa osoittautui, että enemmän kuparia sisältävillä näytteillä (korkea alfa-arvo)  $V(I)$ -käyrä oli helpompi saada piirrettyä riittävän pitkälle, ennen kuin jännite ”karkasi” piirturin mittausalueelta.

Varsinaista virhearviointia esimerkiksi kriittisen virran mittaustuloksista ei työhön liittyen suoritettu. Tämä olisi edellyttänyt yksittäisen näytteen mittaamista useampaan kertaan, kriittisen virran määrittämistä jokaisesta mittauskerrasta ja näistä keskiarvon ja keskipoikkeaman määrittämistä. Tämä olisi siten myös kasvattanut entisestään melko suurta mittauskertojen lukumäärää. Kriittisen virran mittaustarkkuus voidaan kuitenkin olettaa vaadittuun tasoon nähden hyväksi.

Kriittisen virrantiheyden määrittämisessä mahdolliset kriittisen virran epätarkkuudet seuraavat luonnollisesti mukana. Epätarkkuutta voi syntyä myös suprajohdesäikeiden kokonaispoikkipinta-alan määrittämisessä. Resistiivistä alfa-arvon mittausta ja laser-skannerilla tapahtuvaa langan halkaisijan mittausta tutkittiin Mika Laineen diplomityössä, jossa molemmat mittausmenetelmät todettiin tarkoiksi ja luotettaviksi langan tuotantokäyttöä ajatellen (Laine 2011, 51).

$n$ -arvojen määrittämiseen liittyviä virhelähteitä käsiteltiin jo mittaustulosten yhteydessä luvussa 8.3, jossa kuvailtiin lyhyesti, miten  $n$ -arvon laskeminen voidaan käytännössä

suorittaa.  $n$ -arvojen määrittäminen voidaan tehdä myös vaihtoehtoisella menetelmällä, jolloin kahdella eri menetelmällä laskettuja  $n$ -arvoja olisi mahdollista verrata toisiinsa. Menetelmä perustuu niin sanottuihin sovitteisiin, joiden avulla pyritään piirtämään  $V(I)$ -käyrä, joka vastaa muodoltaan mahdollisimman tarkasti mittauksessa tuotettua  $V(I)$ -käyrää. Sovitteilla on tarkoitus korvata mitatusta  $V(I)$ -käyrästä luettavien vertailupisteiden käyttö, jolloin vertailupisteiden epätarkkuudesta syntyviä virheitä voidaan ehkäistä. Menetelmän haittapuolena on sen matemaattinen monimutkaisuus ja iterointiin perustuva rakenne verrattuna yksinkertaiseen, edellä kerrottuun kahden pisteen menetelmään. Sovittemenetelmä myös käytännössä vaatisi mitattavan  $V(I)$ -käyrän digitaalista mittaamista, jolloin sovitteiden vertaaminen mitattuun käyrään onnistuisi helpommin, ja toisaalta mitattua  $V(I)$ -käyrää voidaan tarkastella paremmin mm. suodattamalla käyrästä häiriösignaalia.

## 8.5 Johtopäätökset mittaustuloksista

Mittaustuloksista voidaan selvästi havaita alfa-arvon vaikutus näytteiden kriittisen virran suuruuteen. Tämä johtuu erisuurista suprajohdesäikeiden kokonaispoikkipinta-aloista eri näytteillä. Kun otetaan huomioon näytteen kriittisen virran suhde filamenttien kokonaispoikkipinta-alaan, huomataan kriittisen virrantiheyden arvojen asettuvan hyvin lähelle toisiaan. Ero virrantiheyden arvoilla on keskimäärin 1-2 %, ja suurimmillaan poikkeama  $J_c$ :n arvoissa on noin  $80 \text{ A/mm}^2$ . Tällainen ero on osittain selitettävissä mittaukseen liittyvillä epätarkkuuksilla, mutta todennäköisesti eroihin vaikuttaa myös muita tekijöitä, kuten erot NbTi-lejeeringissä, veto- ja lämpökäsittelyissä tai säikeiden epämuodostumisissa. Näytteiden erisuurten alfa-arvojen yhteyttä virrantiheyden vaihteluun ei mittaustulosten perusteella voida todeta. Joka tapauksessa virrantiheyden vaihtelu on hyvin pientä, kun se suhteutetaan virrantiheyden todelliseen kokoluokkaan.

Näytteiden  $n$ -arvoissa esiintyy enemmän hajontaa, mikä todennäköisesti selittyy ainakin osittain  $n$ -arvojen määrittämiseen liittyvillä epätarkkuuksilla. Näytteiden alfa-arvolla ei tulosten perusteella ole nähtävissä yhteyttä  $n$ -arvoon, mutta toisaalta filamenttien epämuodostumien vaikutusta  $n$ -arvoihin ei voida poissulkea. Epämuodostumien vaikutusta  $n$ -arvoihin kuin myös kriittiseen virrantiheyteen olisi mahdollista jatkossa tutkia tarkemmin analysoimalla näytteiden poikkileikkauskuvia. Suurehkosta hajonnasta huolimatta  $n$ -arvojen voidaan mittausten perusteella todeta olevan varsin korkeita, kokoluokaltaan 50-75.

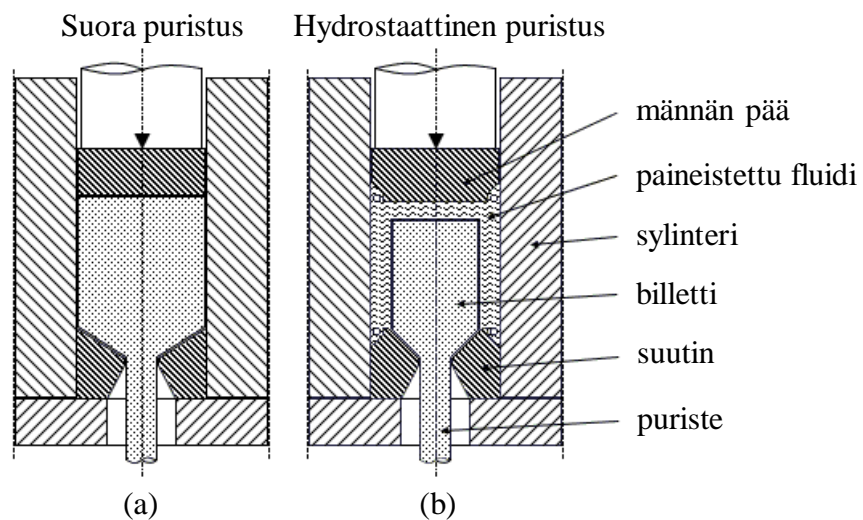
Tässä työssä mittaukset on tehty lyhyillä näytelangoilla, joilla näyteväli on 210 mm. Näytevälillä alfa-arvo ja filamenttien muoto voidaan siis käytännössä olettaa vakioiksi lukuun ottamatta kierteistykseen vaikutusta filamenttien muotoon. Muutosvyöhykkeiden vaikutukset tulevat mahdollisesti näkyviin vasta pitemmällä mittausvälillä, mitä voidaan ennakoida näytteiden kriittisen virran arvoista. Kriittisen virran vaihdellessa langan eri

kohdissa ja kuormavirran lähestyessä keskimääräistä kriittisen virran arvoa, johtimessa voi alkaa syntyä Joule-lämpöhäviöitä, mikä näkyisi mm. johtimen  $n$ -arvon laskuna.

Loppupäätelmänä mittaustulosten voidaan todeta vastanneen hyvin odotuksia varsinkin kriittisen virran mittaustulosten osalta. Alfa-arvon vaihtelu vaikuttaa selvästi kriittisen virran määrään, mutta toisaalta alfa-arvon vaihtelu tai yleisemmin muutosvyöhykkeet eivät vaikuta oleellisesti johtimen kriittiseen vIRRantiheyteen. Näytteiden  $n$ -arvojen voidaan mittaustulosten perusteella todeta olevan korkeita eli käytännössä yli 50, mikä on merkki laadukkaasta johtimesta. Niiden todennäköisesti sisältämästä kohtalaisesta epätarkkuudesta johtuen muutosvyöhykkeiden vaikutusta  $n$ -arvoihin ei kuitenkaan voida todeta. Tulevaisuudessa mittausohjelmaa olisikin mahdollista jatkaa mm. jatkamalla  $n$ -arvojen tarkastelua sekä tutkimalla näytteiden poikkileikkauksia elektroni-mikroskooppikuvien avulla.

## 9 KOMPOSIITTIBILLETIN PURISTUSPROSESSI

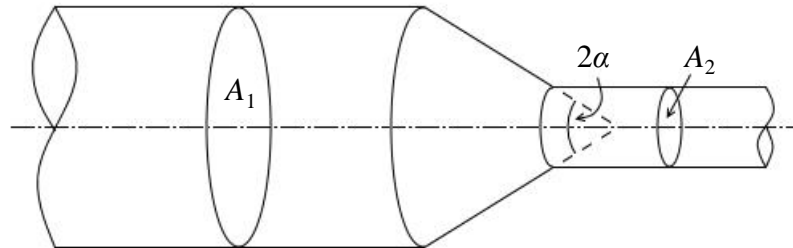
Muutosvyöhykkeiden tiedetään syntyvän billetin puristusprosessin aikana. Jotta voidaan selvittää, mitkä tekijät vaikuttavat muutosvyöhykkeiden muodostumiseen, on syytä paneutua tarkemmin itse puristusprosessiin. Puristusprosessi voidaan toteuttaa eri menetelmillä. Yleinen tapa on niin sanottu suora puristus (direct extrusion), jossa kuvan 9.1 (a) mukaisesti sylinterin sisään sijoitettu esilämmitetty billetti työnnetään suuttimen läpi. Toinen tapa on kuvassa 9.1 (b) esitetty hydrostaattinen puristus, jossa billetin ja sylinterin välissä käytetään puristuspuheen välittäjäaineena nestemäistä fluidia esim. LLDPE (lineaarinen matalatiheyksinen polyeteeni) (Rhee et al. 2004, 71). Lisäksi on olemassa mm. epäsuora puristus (indirect extrusion), jossa billettä ympäröivä sylinteri liikkuu puristuksen aikana billetin mukana suuttimen pysyessä paikoillaan. Menetelmä mahdollistaa pienemmät puristuksen aikaiset kitkahäviöt ja siten alhaisemman puristuspuheen verrattuna suoraan puristukseen. (Wick et al. 1984, 13-14)



**Kuva 9.1.** (a) Suora ja (b) hydrostaattinen puristus. (Wick et al. 1984, 13-15)

Useissa tutkimuksissa, kuten Rhee et al. (2004) ja Peng et al. (2003), komposiittibilletin puristusta on tarkasteltu käyttäen hydrostaattista puristusta. Menetelmässä sylinterin sisään työntyvä mäntä nostaa välittäjäaineen painetta, jolloin billetti alkaa puristua suuttimen läpi. Billetti on kosketuksissa toiseen metalliin vain suuttimen kohdalta, mikä vähentää prosessissa syntyviä kitkahäviöitä ja siten myös lämmönkehitystä ja tarvittavaa puristuspuhettä. (Wick et al. 1984, 13-13) Menetelmässä voidaan käyttää suurempaa reduktiota, suurempia suutinkulmia sekä saada tasaisempi metallin virtaus

suuttimen läpi johtuen hyvästä voitelusta billetin ja suuttimen välillä (Rhee et al. 2004, 70). Hydrostaattinen puristus soveltuu hyvin myös hankalasti muokattavien metalliseosten, kuten Nb<sub>3</sub>Sn-billetin puristamiseen, koska alhaisemman lämmönkehityksen ansiosta menetelmällä voidaan estää Nb<sub>3</sub>Sn-lejeeringin haurastumista prosessin aikana (Peng et al. 2003, 3434).



*Kuva 9.2. Reduktio ja suutinkulma.*

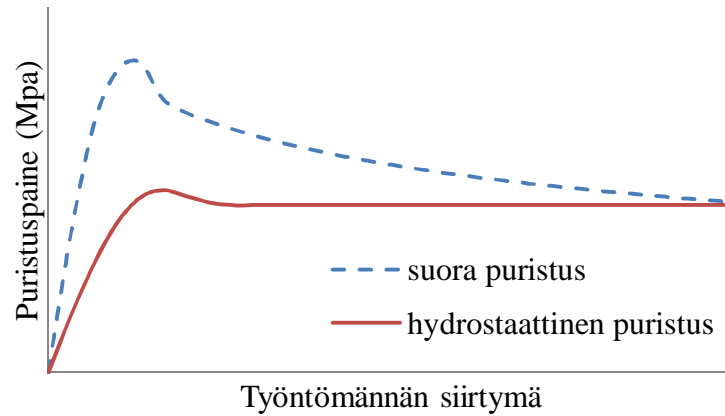
Edellä mainitulla reduktiolla  $R$  (extrusion ratio) tarkoitetaan billetin poikkipinta-alan suhdetta puristeen poikkipinta-alaan

$$R = \frac{A_1}{A_2}, \quad (9.1)$$

kun  $A_1$  ja  $A_2$  on esitetty kuvassa 9.2. Kuvaan on piirretty myös suuttimen kulma  $2\alpha$  (die angle). Muun muassa näitä arvoja muuttamalla komposiittibilletin puristusprosessia voidaan tarkastella.

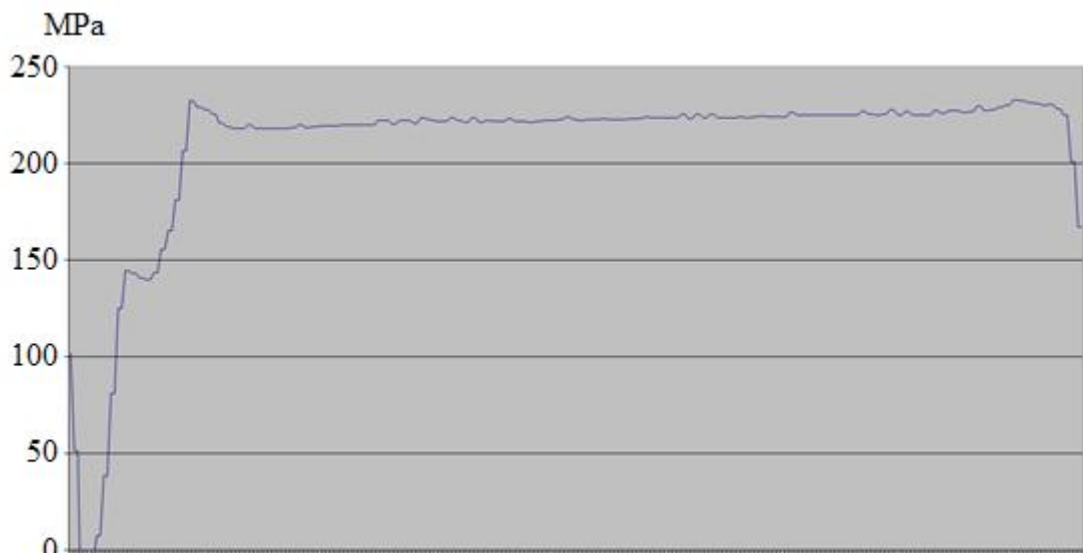
## 9.1 Puristusprosessiin vaikuttavia tekijöitä

Puristusprosessissa kenties tärkein prosessin etenemistä kuvaava suure on billettiin kohdistuva puristusaine. Puristusaineeseen vaikuttavia tekijöitä ovat mm. puristettavan materiaalin kovuus, puristusnopeus, reduktio, suutinkulma ja prosessin aikaiset kitkahäviöt (Rhee et al. 2004, 71). Tyypillisesti prosessissa puristusnopeus pyritään pitämään vakiona, jolloin puristusaineessa voi esiintyä vaihtelua prosessin edetessä. Kuvassa 9.3 on esitetty mallit tyypillisistä puristusaineen käyrämuodoista suorassa ja hydrostaattisessa puristuksessa. Molemmassa menetelmässä paineen nousua seuraa usein piikki, jolloin paine käy puristuksen aikana suurimmillaan. Piikin jälkeen suorassa puristuksessa perinteisesti paine laskee suhteellisen tasaisesti johtuen kitkahäviöiden pienenemisestä prosessin edetessä. Hydrostaattisessa puristuksessa kitkahäviöt pysyvät samalla tasolla koko prosessin ajan, jolloin myös puristusaine pysyy suunnilleen vakiona alun piikin jälkeen. (Wick et al. 13-14)

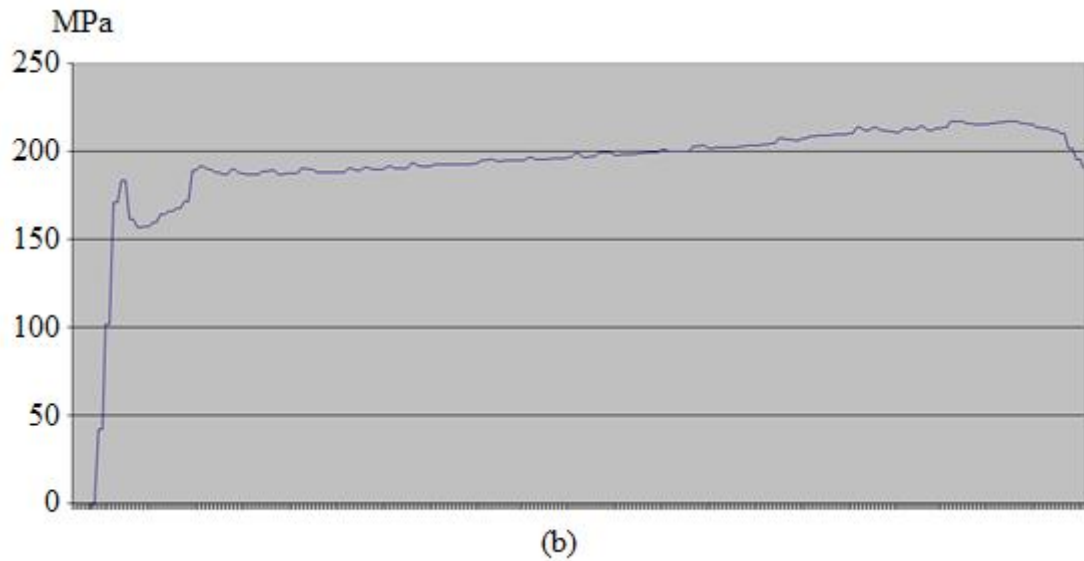


**Kuva 9.3.** Puristusaineen käyrämuoto ajan suhteen suorassa (katkoviiva) ja hydrostaattisessa puristusprosessissa. (Wick et al. 1984, 13-15)

Luvatalla suprajohdebillettien puristus tapahtuu suoralla puristusmenetelmällä. Kuvissa 9.4 (a) ja (b) on esitetty kaksi mitattua NbTi/Cu-billetin puristusaineekäyrää ajan suhteen. Toisin kuin kuvassa 9.3 esitettiin, puristusaine pysyy alun jälkeen hyvin tasaisena varsinkin (a)-kuvassa. (b)-kuvassa paine päinvastoin nousee puristuksen edetessä. Kuvien perusteella voidaan olettaa, että kitkahäviöt billetin ja sylinterin välillä on saatu minimoitua, ja puristusaineen vaihtelut johtuvat muista tekijöistä.



(a)



**Kuva 9.4.** Mitatut puristuspainekäyrät (a) ja (b) ajan suhteen kahdelle OK54-billetille.

Tutkitaan seuraavissa alaluvuissa puristusprosessiin vaikuttavia tekijöitä pohjaten tarkastelu seuraaviin komposiittibilletin puristusta käsitteleviin tutkimuksiin. Rhee et al. (2004) tutkivat alumiini/kupari-komposiittijohtimen valmistusta puristamalla Al/Cu-monobillettejä käyttäen hydrostaattista puristusprosessia. Peng et al. (2003) puolestaan simuloivat hydrostaattista puristusprosessia niobi/pronssi-monobilletille. Molemmissa töissä tutkittiin reduktion ja suutinkulman vaikutusta puristusprosessiin vaihtelemalla  $R$ :n ja  $\alpha$ :n arvoja. Tietoja käytetyistä billettien mitoista sekä valituista  $R$ :n ja  $\alpha$ :n arvoista on koottu taulukkoon 9.1.

**Taulukko 9.1.** Tietoja puristusprosessin tutkimuksissa käytetyistä arvoista.

		Peng et al. 2003				Rhee et al. 2004		
Billetin rakenne (ydin/sylinteri)		niobi/pronssi				alumiini/kupari		
Billetin halkaisija		50 mm				35 mm		
Ydinmetallin halkaisija		30 mm				32 mm		
Reduktio	$R$	2	4	6	8,5	19	49	
Suutinkulma (puolikas)	$\alpha$	10°	15°	22,5°	30°	30°	45°	60°

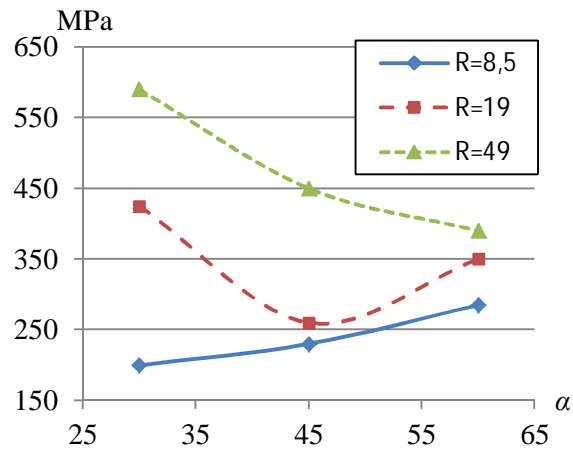
Molemmissa töissä tutkitut billettit olivat selvästi pienempiä verrattuna Luvatan suprajohdebillettiin, jonka halkaisija on noin 230 mm. Lisäksi töissä käytetyt  $R$ :n ja  $\alpha$ :n arvot asettuivat eri kokohaarukkaan. Töitä ei tässä kuitenkaan ole tarkoitus verrata keskenään, vaan lähinnä tarkastella, miten eri materiaaleista valmistetut komposiittibillettit käyttäytyvät puristusprosessissa eri  $R$ :n ja  $\alpha$ :n arvoilla.

### 9.1.1 Puristusaine

Kuvassa 9.5 on esitetty Rheen et al. mitaamat puristusaineet taulukossa 9.1 esitetyillä  $R$ :n ja  $\alpha$ :n arvoilla. Paineet on mitattu puristusainekäyrän alueelta, missä paine on alun piikin jälkeen tasaantunut. Kuten kuvasta voidaan todeta,  $R$ :n arvolla 8,5 tarvittava

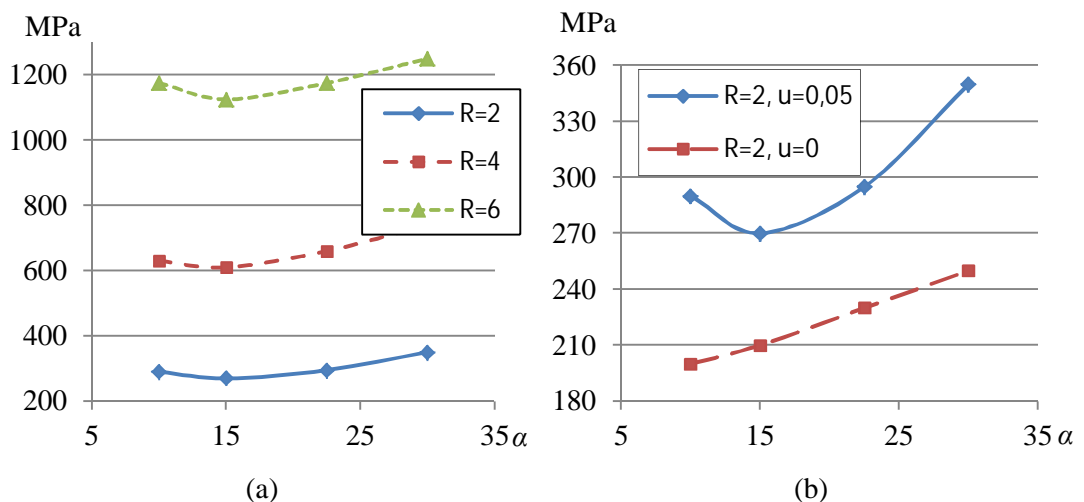


puristusaine kasvaa suutinkulman kasvaessa. Tilanne on päinvastainen  $R$ :n arvolla 49 eli puristusaine laskee suutinkulman kasvaessa. Kun  $R = 19$ , puristusaine pienenee  $\alpha$ :n kasvaessa 30 asteesta 45 asteeseen, mutta jälleen kasvaa, kun  $\alpha = 60^\circ$ .



**Kuva 9.5.** Al/Cu-monobilletin puristusaineet eri  $R$ :n ja  $\alpha$ :n arvoilla. (Rhee et al. 2004, 73)

Puristusaineen erikoinen käyttäytyminen  $R$ :n arvolla 19 selittyy suuttimessa syntyvillä kitkahäviöillä. Pienillä  $\alpha$ :n arvoilla kosketuspinta-ala suuttimen ja billetin välillä on suurempi, mistä seuraa suuremmat kitkahäviöt. Suuremmilla  $\alpha$ :n arvoilla billetin muodonmuutos tapahtuu nopeammin, jolloin puristuksessa tarvitaan enemmän ylimääräistä ns. redundantantia työtä, mikä vaatii myös suuremman puristusaineen. (Rhee et al. 2004, 72) Kuvasta 9.5 voidaan myös todeta, että reduktion kasvattaminen nostaa tarvittavaa puristusaineen määrää.



**Kuva 9.6.** (a) Nb/pronssi-monobilletin puristusaineet eri  $R$ :n ja  $\alpha$ :n arvoilla. (b) Kitkan vaikutus puristusaineeseen. (Peng et al. 2003, 3435)

Kuvassa 9.6 (a) on vastaavasti esitetty mallinnetut Nb/pronssi-monobilletin puristuspainet. Kuvasta on nähtävissä samanlainen paineen käyttäytyminen kuin kuvassa 9.5  $R$ :n arvolla 19 eli suutinkulman kasvaessa paine ensin laskee, kunnes kääntyy uudestaan nousuun. Puristuspainet nousee selvästi myös suuremmilla  $R$ :n arvoilla. Kitkan vaikutusta on havainnollistettu tarkemmin kuvassa 9.6 (b), jossa on piirretty (a)-kuvan alin käyrä ( $R = 2$ ) uudestaan suuttimen ja billetin välinen kitka huomioimalla sekä ilman kitkaa. Ilman kitkaa tarvittava puristuspainet on luonnollisesti pienempi, ja painet laskee suutinkulman pienentyessä.

### 9.1.2 Billettiin kohdistuva rasitus

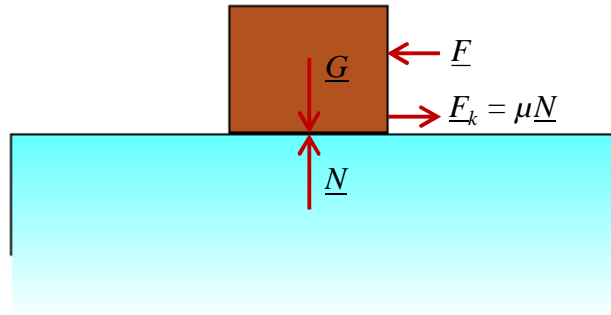
Puristuspainet työntää billettii suutinta vasten, mutta suuttimen kohdalla billettiiin kohdistuva rasitus (stress) saa billetin muuttamaan muotoaan (strain) ja puristumaan suuttimen läpi. Rasituksella (tai jännityksellä) tarkoitetaan tiettyyn pinta-alaan kohdistuvaa voimaa yksikön ollessa pascal ( $\text{Pa} = \text{N}/\text{m}^2$ ). Rasitus voi olla pintaan nähden kohtisuoraa eli normaalisuuntaista, jolloin puhutaan puristus- tai vetojännityksestä (compressive/tensile stress) riippuen siitä, onko voiman suunta pintaa kohti vai siitä pois päin. Pinnan suuntaista ts. tangentialista rasitusta kutsutaan leikkausjännitykseksi (shear stress). (Young & Freedman 2004, 415-419)

Peng et al. tutkivat elementtimenetelmällä rasituksen aksiaalista ja radiaalista (ts. billetin akselin suuntaista ja säteen suuntaista) jakautumista billettiiissä puristusprosessin aikana. Koska kyse on puristusprosessista, jossa billetin poikkipinta-ala pienennetään, on selvää, että billettiiin kohdistuva rasitus on pääosin luonteeltaan puristavaa eli puristusjännitystä. Radiaalisen rasituksen todettiin siis olevan suuttimen kohdalla eli ns. muodonmuutosvyöhykkeellä puristavaa kaikkialla billettiiissä heiketen hieman suuttimen lopussa. Aksiaalinen rasitus on myös pääasiassa puristavaa, mutta suuttimen lopussa rasitus heikkenee huomattavasti ja voi olla luonteeltaan jopa päinvastaista eli vetojännitystä. (Peng et al. 2003, 3435)

Useammasta metallista koostuvalla komposiittibillettiiillä rasituksen jakautuminen metallien rajapinnalla on erityisesti huomion kohteena. Tällä metallien välisellä rajapinnalla voidaan nähdä vaikuttavan kaksi voimaa eli ns. sidosvoima ja kitkavoima. Coulombin kitkalain mukaan kappaleiden liikettä toisiinsa nähden vastustava kitkavoima  $\underline{F}_k$  riippuu kohtisuorasta voimasta  $\underline{G}$  kappaleiden välillä ja kitkakertoimesta  $\mu$

$$\underline{F}_k = \mu \underline{N}, \quad (9.2)$$

kun  $\underline{N} = -\underline{G}$ . (Young & Freedman 2004, 173) Tilannetta on havainnollistettu kuvassa 9.7. Metallien rajapinnalla  $\underline{G}$  tarkoittaa rajapintaan kohdistuvaa kohtisuoraa painetta, jolloin kitka on riippuvainen paineen voimakkuudesta.



**Kuva 9.7.** Kitkavoima kappaleiden välillä.

Sidosvoimalla tarkoitetaan rajapinnalla vaikuttavaa, paineen voimakkuudesta riippumatonta voimaa. Sidosvoimaa esiintyy, mikäli metallit ovat rajapinnastaan sitoutuneet (tai tarrautuneet) kiinni toisiinsa (bonding). Toisaalta sidosvoimaa syntyy puristuksen aikana metallien tarrautuessa toisiinsa kiinni. (Peng et al. 2003, 3436) Esimerkiksi NbTi/Cu-monobillettissä kuparin ja niobititaanin välillä ei ole sidosta, joten deformaation alkuvaiheessa rajapinnalla vaikuttaa vain kitkavoima. Multivaiheessa monokomponenteissa kuparin ja niobititaanin voidaan olettaa olevan täysin toisiinsa sidoksissa, mutta monokomponenttien sekä kuparikomponenttien kesken sidosta ei ole.

Peng et al. totesivat aksiaalisen rasituksen olevan voimakkaampaa lähempänä billetin perimetriä kuin pronssin ja niobin rajapintaa. Toisaalta metallien rajapinnalla rasitus on heikompaa pronssissa eli ulommassa metallissa. Lisäksi mikäli metallien (niobi/pronssi) välinen kitkakerroin  $\mu$  oletetaan pienemmäksi, se johtaa voimakkaampaan vetojännitykseen suuttimen lopussa. Mikäli vaihtelut rasituksessa ovat tarpeeksi voimakkaita, voivat ne aiheuttaa muutoksia ja murtumia rakenteeseen. Tätä voidaan ehkäistä riittävän suurella kitkalla ja normaalisuuntaisella paineella. (Peng et al. 2003, 3436)

Puristusprosessissa komposiittibilletin metallit on tarkoitus saada tarttumaan toisiinsa mahdollisimman hyvin. Tämä tarkoittaa, että metallien rajapinnalle kohdistuva normaalisuuntainen paine  $G$  täytyy olla riittävän suuri. Peng et al. totesivat suuremman reduktion kasvattavan  $G$ :n arvoa. Myös pienemmät suutinkulmat voivat kasvattaa paineen määrää. Suprajohteilla metallien rajapinnalle ei kuitenkaan saa muodostua sausinging-ilmiötä aiheuttavia yhdisteitä (kuten TiCu-yhdisteet). Rhee et al. tutkivat omassa työssään kuparin ja alumiinin tarttumista ja CuAl-yhdisteiden muodostumista rajapinnalla. Pienimmillä  $R$ :n ja  $\alpha$ :n arvoilla ( $R = 8,5$ ;  $\alpha = 30^\circ$ ) sidos jäi huonoksi ja metallien väliin jäi aukkoja. Parhaimmat tartuntakerrokset rajapinnalle syntyivät  $\alpha$ :n arvoilla  $45^\circ$ , tosin tämä tarkoitti myös merkittävää CuAl-yhdisteiden muodostumista. Koska kyse ei ollut suprajohtavan vaan normaalijohtavan komposiittijohtimen valmistuksesta, yhdisteen muodostumista ei pidetty ongelmana.

### 9.1.3 Puristeen kovettuminen

Metallien kovuuserolla on vaikutusta rasituksen jakaumaan ja toisaalta rasituksella kovuuden muutoksiin. Rhee et al. tutkivat reduktion ja suutinkulman vaikutusta alumiinin kovuuteen mittaamalla puristeelle Vickers-kovuus poikkileikkauksen eri kohdissa. Vickers-kovuus määritetään laitteistolla, jossa kappaletta painetaan pyramidin muotoisella timanttikärjellä 10-15 sekunnin ajan käyttäen 1-100 kilopondin kuormaa (1 kp = 9,80665 N). Kappaleeseen syntynyt kuvio mitataan mikroskoopilla, ja kovuus saadaan jakamalla kuorma syntyneen kuvion koolla. Erisuuruisilla kuormilla mitatut kovuudet ovat vertailukelpoisia keskenään. (Gordon England)

Mittausten perusteella todettiin, että kovuus kasvaa sekä suuremmilla  $R:n$  että  $\alpha:n$  arvoilla. Kovuus kasvaa myös siirryttäessä puristeen poikkileikkauksessa keskikohdasta kohti perimetriä. Toisaalta kovuuden jakauman puristeen poikkileikkauksessa todettiin tasoittuvan suuremmilla  $R:n$  ja  $\alpha:n$  arvoilla. Rhee et al. mittasivat kovuutta ainoastaan alumiinista. Muutosvyöhykkeiden kannalta olisi kuitenkin kiinnostavaa tietää kovuuden käyttäytyminen molemmissa metalleissa.

### 9.1.4 Prosessissa kehittyvä lämpö

Ennen puristusta suprajohdebilletit esilämmitetään, jolloin metallit pehmenevät, ja puristus onnistuu alhaisemmilla puristuspainella. Metallien kovuus on riippuvainen lämpötilasta, ja lämpötilaerojen onkin oletettu olevan osatekijä erilaisten muutosvyöhykkeiden muodostumiselle eri puristuskerroilla. Vaikka billetit lämmitettäisiin samaan lämpötilaan siten, että myös lämpötilajakauma billettien sisällä on tasainen, voi esilämmityksen ja purituksen välissä kuluva aika hieman vaihdella. Tänä aikana billetit hieman jäähtyvät, jolloin todellinen puristuslämpötila eri puristuskerroilla voi vaihdella.

Lämpöä kehittyy myös puristusprosessin aikana billetin muodonmuutoksen ja kitkahäviöiden seurauksena. Reduktio eli muodonmuutoksen suuruus vaikuttaa merkittävästi prosessin aikana syntyvään lämmön määrään suutinkulman vaikutuksen ollessa huomattavasti pienempi. Mikäli kitkahäviöt ovat alhaiset, lämmönkehitys johtuu siis pääosin billetin muodonmuutoksesta. (Peng et al. 2003, 3436)

## 9.2 Puristusprosessi muutosvyöhykkeiden näkökulmasta

Kuvassa 9.4 esitettiin kaksi OK54-billetille mitattua puristuspainekäyrää. Kuten voidaan huomata, paineen nousu tapahtuu kuvissa huomattavan eri tavoilla. Paineen epäyhdenmukaisen ja epätasaisen nousun yhtenä osatekijänä tiedetään olevan puristuspaineen manuaalinen säätö eli ns. käsiasäätö. Paineikäyrien perusteella käsiasäädöllä on mahdollisesti pyritty ennakoimaan ja ehkäisemään painepiikin muodostuminen. Paineen epätasaisella nousulla voi olla vaikutusta alkupään muutosvyöhykkeiden

muodostumisessa. Tätä yhteyttä voisi olla mahdollista selvittää esimerkiksi vertaamalla puristeiden paine- ja alfabakäyriä.

Paine asettuu kuvissa eri tasoille ollen (a)-kuvassa noin 220 MPa ja (b)-kuvassa noin 190 MPa. Tämä voi johtua mm. mahdollisista eroista billettien lämpötilassa, kokoonpanossa, pursotusnopeudessa ja voitelussa. Paine myös yllättävästi nousee prosessin edetessä nousun ollessa kuvassa (a) noin 5 MPa ja kuvassa (b) noin 20 MPa. Puristus on suoritettu käyttäen suoraa puristusmenetelmää, joten puristuksen aikaiset kitkahäviöt on todennäköisesti saatu minimoitua tai ainakin pidettyä samalla tasolla koko prosessin ajan, koska suoralle menetelmälle tyypillistä paineen tasaista alenemista ei tapahdu. Kitkahäviöiden ei toisaalta pitäisi selittää paineen loivaa nousua, ellei esimerkiksi voitelu heikkene ja siten kitkahäviöt kasva puristuksen edetessä. Paineen nousun sekä paine-erojen tarkempi analysointi edellyttäisikin lisää tietoja kyseisistä puristusprosesseista.

Peng et al. (2003) ja Rhee et al. (2004) tutkivat reduktion ja suutinkulman vaikutusta puristusprosessiin. Suutinkulma ei vaikuta puristeen halkaisijaan eli kulman muuttaminen ei vaikuta suprajohdinten valmistusprosessin muihin vaiheisiin. Reduktion muuttaminen sen sijaan vaikuttaa suoraan puristeen kokoon, mikä pitää valmistusprosessin seuraavaa vaihetta ajatellen ottaa huomioon. Reduktio ja suutinkulma ovat tekijöitä, joilla voidaan vaikuttaa itse puristuksen aiheuttavan voiman eli rasituksen suuruuteen ja jakaumaan billettissä. Kuten luvussa 9.1.2 todettiin, vaihtelut aksiaalisessa ja radiaalisessa rasituksessa billetin puristuessa suuttimen läpi voivat aiheuttaa muutoksia ja jopa murtumia puristeeseen. Mikäli normaalisuuntainen paine billetin kokoonpanokomponenttien välillä on liian heikko, voivat komponentit päästä liikkumaan toisiinsa nähdessä puristuksen aikana. Lisäksi billetin perimetriin ja keskikohtaan voi kohdistua erisuuri rasitus, jolloin sisemmät ja ulommat filamentit puristuvat eri tavalla.

Puristusprosessin mallintaminen esimerkiksi elementtimenetelmällä (FEM, finite element method), kuten Peng et al. (2003) ovat työssään tehneet, voisi tuottaa hyödyllistä tietoa sekä mono- että multivaiheen puristusprosessista, ja selittää muutosvyöhykkeiden muodostumiseen vaikuttavia tekijöitä. Menetelmällä voisi tutkia mm. rasituksen jakautumista, kokoonpanokomponenttien välillä vaikuttavia voimia sekä prosessin aikaista lämmönkehitystä eri suutinkulmilla ja reduktioilla.

Billetin kärkiosa koostuu pelkästä kuparista, ja billetti muuttuu komposiittirakenteiseksi vasta kärkiosan jälkeen. Billetin rakenteessa on siis eräänlaiset epäjatkuvuuskohdat monokomponenttien alku- ja loppupäissä, joissa rasitus billetin sisällä jakautuu eri tavalla ja voi saada monokomponenttien päät epämuodostumaan. Näitä rakenteen muutoskohtia voitaisiin loiventaa muotoilemalla monokomponenttien päät esimerkiksi kartiomallisiksi, jolloin rasituksen muutos tapahtuisi mahdollisesti suotuisammin. Tätä asiaa olisi mahdollista tarkastella edellä mainitulla tietokonemallinnuksella.

Monokomponenttien päiden muotoilussa täytyy ottaa huomioon sen muut vaikutukset esim. billetin kokoonpanoon (ei saa jäädä tyhjiä aukkoja komponenttien väliin) ja alfa-arvoon komponenttien päiden kohdalla. Monovaiheessa niobititaanibilletin alkupään muotoilua kartiomalliseksi on kokeiltu, ja sen on todettu parantavan puristeen alkupään epämuodostumista.

Niobititaanin ja kuparin kovettuminen puristusprosessissa voidaan selvittää mittaamalla esimerkiksi edellä kerrottu Vickers-kovuus molemmista metalleista ennen puristusta ja sen jälkeen. Puristuksen jälkeinen kovuus on mitattava ennen ensimmäisiä vetoprosesseja, sillä veto- ja lämpökäsittelyt vaikuttavat metallien kovuuteen. Puristeen poikkileikkauksen kovuuden mittaaminen ei kuitenkaan onnistu katkomatta puristetta, mikä ei tee mittaamisesta kovin mielekästä langan valmistusta ajatellen.

## 10 YHTEENVETO

Tässä työssä tarkasteltiin muutosvyöhykkeiden eli alfa-arvon ja filamenttien koon vaihteluiden vaikutusta NbTi/Cu-suprajohtimen suorituskykyyn. Suprajohtimet ovat rakenteeltaan tyypillisesti monifilamenttisia komposiittijohtimia, jotka koostuvat ohuista suprajohdemateriaalista valmistetuista säikeistä eli filamenteista sekä normaali-johtavasta matriisimetallista. Filamenttirakenteen ansiosta johdin saadaan kestävästi suuria virrantiheyksiä ja voimakkaita magneettikenttiä ilman, että suprajohtava tila menetetään. Johtimen rakenne, kuten filamenttien koko ja lukumäärä, sekä matriisimetallin määrä suhteessa suprajohteeseen eli alfa-arvo, vaikuttavat siis johtimen suorituskykyyn sen käyttötarkoituksen mukaisissa olosuhteissa.

On siis tarkoituksenmukaista, että johtimen rakenne pysyy samanlaisena koko johdinpituudella. Valmistusprosessissa johtimen alku- ja loppupäihin muodostuvat kuitenkin niin sanotut muutosvyöhykkeet, joissa johtimen alfa-arvo sekä filamenttien muoto ja koko vaihtelevat. Tässä työssä tutkittiin kirjallisuuteen ja suprajohtavuuden teoriaan pohjautuen muutosvyöhykkeiden vaikutusta suprajohtimen suorituskykyyn, kuten stabiilisuuteen ja johtimessa syntyviin häviöihin. Lisäksi työssä tutkittiin muutosvyöhykkeiden vaikutusta johtimen kriittiseen virtaan, kriittiseen virrantiheyteen ja  $n$ -arvoon suorittamalla laboratoriomittauksia muutosvyöhykkeistä otetuilla näytteillä. Koska muutosvyöhykkeiden tiedetään syntyvän johdinlangan valmistusprosessissa puristusprosessin aikana, työssä perehdyttiin lopuksi tarkemmin kyseiseen prosessiin ja pohdittiin mitkä tekijät mahdollisesti johtavat muutosvyöhykkeiden muodostumiseen.

Filamenttien epämuodostuminen on ollut suprajohdinten kehityshistoriassa yleinen suorituskyvyn heikentymistä aiheuttanut tekijä, ja epämuodostumisen on todettu johtuvan monista eri syistä. Yleisin syy on ollut titaani-kupari-yhdisteistä johtuva sausaging-ilmiö. Titaanin ja kuparin kemiallista reagoimista voidaan estää oikealla valmistusprosessilla sekä suojarbarriereilla. Sausaging-ilmiötä on havaittu myös johtimilla, joilla TiCu-yhdisteitä on hyvin vähän tai filamentit on päällystetty suojarbarriereilla. Sausaging-ilmiöön onkin todettu vaikuttavan myös NbTi-lejeeringin ja kuparin erilaiset kovuudet ja kovuuksien erilainen käyttäytyminen vetoprosesseissa ja lämpökäsittelyissä. Tästä johtuvaa sausaging-ilmiötä voidaan ehkäistä oikealla  $s/d$ -suhteella, jolloin filamentit tukevat mekaanisesti toisiaan estäen epämuodostumista. NbTi/Cu-komposiiteille optimaalinen  $s/d$ -suhde on noin 0,15, mikä ei kuitenkaan takaa johtimen stabiilisuutta häiriötilanteissa. Kuparia lisätäänkin johtimen keskelle tai perimetriin, jolloin johtimen alfa-arvoa saadaan kasvatettua. Tarvittaessa johdin voidaan

myös upottaa kuparikanavaan. Mikäli kuparikannas filamenttien välissä on liian ohut, johdin alkaa kärsiä läheisyysvaikutuksesta ja filamenttien kytkeytymisestä.

Johtimen pakkaustavalla on myös vaikutusta filamenttien laatuun. Normaaliapakatulla johtimella filamenttien epämuodostuminen on yleensä voimakkainta filamenttialueen ulkoreunalla, mikä johtuu filamenttialuetta ympäröivän kuparin tarjoamasta heikommasta mekaanisesta tuesta. Tuplapakatuilla johtimilla sausaging-ilmiö on usein voimakkaampaa myös filamenttialueen sisällä johtuen paksummista kupari-kannaksista monisäiekomponenttien välillä. Mm. Cernin LHC-hiukkaskiihdyttimen suprajohdelankojen testauksessa filamenttien epämuodostumisen todettiin aiheuttavan varsinkin tuplapakatuilla johtimilla huomattavaa häviöiden kasvua ja suorituskyvyn henkentymistä. Testeissä tosin ilmeni myös normaalipakattuja johtimia, jotka kärsivät merkittävästä filamenttien epämuodostumista ja häviöistä.

Muutosvyöhykkeiden vaikutusta suprajohdinten stabiilisuuteen tutkittiin adiabaattisen, dynaamisen ja kryogeenisen stabiilisuuden näkökulmista. Adiabaattinen ja dynaaminen menetelmä ovat niin sanottuja säiestabilointimenetelmiä, joissa stabiilisuus riippuu filamenttien koosta eli halkaisijasta. Adiabaattisessa stabiloinnissa filamentin kokoa rajoittavat sen ominaislämpökapasiteetti ja kriittisellä virrantiheydellä virtaavat suojausvirrat. Koska kriittinen virrantiheys laskee magneettivuontiheyden kasvaessa, stabiilisuus suojausvirroista johtuvia vuonhyppyjä vastaan on kriittisimmillään alhaisissa magneettikentissä ja paranee vuontiheyden kasvaessa. Halkaisijaltaan 65  $\mu\text{m}$ :n filamentit todettiin stabiileiksi suojausvirtoja vastaan, mutta tätä paksummilla säikeillä vuonhyppy voi olla mahdollinen varsinkin magneetin latauksen aikana, kun johtimeen kohdistuu heikko magneettivuo. Lämpötilan nousun ansiosta vuonhyppy voi kuitenkin jäädä vain osittaiseksi.

Dynaaminen stabiilisuus riippuu filamenttien eli niobititaanin lämmönjohtavuudesta ja matriisimetallin eli kuparin resistiivisyydestä, sekä johtimen alfa-arvosta ja kuormavirran määrästä. Mikäli kuormavirran oletetaan jakautuvan tasaisesti kaikkien säikeiden kesken, yksittäisen filamentin stabiilisuutta voidaan arvioida koko komposiitti-johtimessa kulkevan kuormavirrantiheyden avulla. Muutosvyöhykkeissä filamenttien koon kasvu sekä alfa-arvon pieneneminen heikentävät johtimen stabiilisuutta. Milloin stabiilisuus menetetään tai se muuttuu kriittiseksi, on kuitenkin arvioitava tilannekohtaisesti riippuen mm. johtimeen kohdistuvasta magneettivuontiheydestä ja kuormavirran määrästä. Vastaavasti stabiilisuus paranee alfa-arvon noustessa ja filamenttien koon pienentyessä, mutta tämä toisaalta nostaa säikeissä kulkevaa kuormavirrantiheyttä. Dynaamista stabiilisuutta voidaan parantaa huomattavasti sijoittamalla johdin erilliseen kuparikanavaan, mutta haittapuolena on tällöin kokonaisvirrantiheyden pieneneminen.

Johtimessa kulkeva kuormavirta ja kuormavirran synnyttämä omakenttä vaikuttavat johtimen stabiilisuuteen. Omakenttäilmiön vaikutuksesta kuormavirta kulkee johtimen uloimmissa filamenteissa kriittisellä virrantiheydellä, kun sisemmissä säikeissä virtaa ei



kulje ollenkaan. Omakentässä uloimpien filamenttien koon muutokset johtavat siten kuormavirran "vuotamiseen" matriisimetalliin ja edelleen filamenttien kytkeytymiseen. Todellisuudessa virran jakauma on kuitenkin harvoin täysin omakenttäilmiön mukainen. Esimerkiksi magneetin latauksen aikainen muuttuva magneettivuo tasaa kuormavirtaa filamenttien kesken, jolloin virta on parhaimmillaan tasaisesti jakautunut johtimen poikkileikkauksessa. Tällöin johdin ei myöskään ole niin herkkä filamenttien koon muutoksille.

Johtimen kryogeeninen stabiilisuus edellyttää, että johtimen jäähdytys toimii tehokkaammin kuin mitä johtimessa kehitty lämpöä lisää. Tämä vaatii kuitenkin huomattavan paljon matriisimetallia, ja kryogeenisen stabiloinnin sijaan suprajohditimet usein suunnitellaan säiestabiloinnin pohjalta. Näin on myös tässä työssä tarkastelun kohteena olleen OK54-johtimen kohdalla, joten muutosvyöhykkeiden vaikutusta kryogeeniseen stabiilisuuteen ei siten ole merkityksellistä arvioida.

Muuttuva magneettikenttä synnyttää johtimessa häviöitä, jotka voidaan jakaa hystereesi-, kytkentä- ja pyörrevirtahäviöihin. Hystereesihäviöt johtuvat magneettivuon tunkeutumisesta suprajohdesäikeisiin, ja niiden määrää voidaan käytännössä vähentää vain pienentämällä filamenttien halkaisijaa. Kytkentä- ja pyörrevirtahäviöt ovat Joule-lämpöhäviöitä, joita syntyy filamenttien välillä ja johtimen perimetrissä kulkevien induktiovirtojen seurauksena. Filamenttien kytkeytymistä voidaan ehkäistä kierteistämällä komposiittijohdin. Filamenttien epämuodostumisesta johtuva kuormavirran "vuotaminen" matriisimetalliin ja siirtyminen toisiin säikeisiin johtaa käytännössä filamenttien kytkeytymiseen. Tällöin johtimessa syntyy kytkentähäviöitä, mutta myös hystereesihäviöitä, kun kytkeytymisen seurauksena johdin käyttäytyy paksun yksisäikeisen johtimen tavoin. Epämuodostumisesta johtuva kytkeytyminen on mahdollista myös tasaisessa ulkoisessa magneettikentässä, tosin tämä on oletettavaa lähinnä suurilla kuormavirrantiheyksillä tai omakenttäilmiön mukaisella kuormavirralla. Mikäli kytkeytymistä ja häviöitä syntyy, näkyy se käytännössä suprajohdettavan transition levenemisenä ja alhaisempana johtimen  $n$ -arvona.

Mittausohjelmassa mitattiin muutosvyöhykkeiden vaikutusta johtimen kriittiseen virtaan, kriittiseen virrantiheyteen ja  $n$ -arvoon. Mittauksissa todettiin alfa-arvon vaikuttavan selvästi johtimen kriittisen virran määrään. Tämä johtuu filamenttien yhteenlasketun poikkipinta-alan vaihtelusta eri näytteillä. Suuri alfa-arvo tarkoittaa pienempää suprajohdesäikeiden kokonaispoikkipinta-alaa ja siten pienempää kriittisen virran arvoa. Vastaavasti pienen alfa-arvon näytteillä mitattiin suurimmat kriittiset virrat. Kriittisen virran arvoista määritetyillä kriittisillä virrantiheyksillä vaihtelu oli huomattavasti pienempää, eikä muutosvyöhykkeillä ole mittaustulosten perusteella vaikutusta johtimen kriittiseen virrantiheyteen. Näytteiden  $n$ -arvoissa vaihtelua oli melko paljon, mikä todennäköisesti johtuu niiden määrittämiseen liittyvistä

epätarkkuuksista. Vaihtelusta huolimatta  $n$ -arvot ovat varsin korkeita, mikä on yleisesti merkki laadukkaasta johtimesta.

Lopuksi työssä perehdyttiin muutosvyöhykkeet aiheuttavaan puristusprosessiin. Puristuspaineen epätasainen nousu puristuksen alkuvaiheessa voi vaikuttaa alkupään muutosvyöhykkeiden muodostumiseen. Merkittävässä roolissa muutosvyöhykkeiden muodostumisessa on todennäköisesti billettiin kohdistuvan rasituksen jakautuminen ja käyttäytyminen prosessin aikana. Komposiittirakenteisessa billetissä rasituksen käyttäytyminen etenkin eri metallien rajapinnalla ja monokomponenttien päissä voi johtaa säikeiden epämuodostumiseen. Erot metallien kovuudessa ja prosessin aikaisessa kovettumisessa voivat aiheuttaa filamenttien epämuodostumista. Metallien kovuuserot ovatkin osasy s rasituksen epätasaiseen jakaumaan billetissä, kuten myös rasituksen käyttäytyminen billetin kokoonpanokomponenttien välillä. Puristusprosessin aikaisiin suureisiin, kuten rasituksen jakaumaan, tarvittavaan puristuspaineseen ja lämmön generoitumiseen voidaan vaikuttaa esimerkiksi muuttamalla suutinkulman ja reduktion arvoja. Puristusprosessin tarkempi tarkastelu esimerkiksi elementtimenetelmällä voisi tuottaa hyödyllistä tietoa muutosvyöhykkeiden muodostumiseen liittyen.

## LÄHTEET

Adam J.D. et al. 2002. Status of the LHC Superconducting Cable Mass Production. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Vol. 12, No. 1 March. 1056-1062.

Collings E.W. & Sumption M.D. 1992. Advanced strand design for precision dc-field and ramp-field magnets. *IEEE Transactions on Magnetics*. Vol. 28, No. 1 January. 156-159.

Cooley L. et al. 2000. Conductor processing of low  $T_c$  materials: the alloy Nb-Ti. Teoksessa: *Handbook of superconducting materials*. Saatavissa: [http://fs.magnet.fsu.edu/~lee/asc/pdf\\_papers/630.pdf](http://fs.magnet.fsu.edu/~lee/asc/pdf_papers/630.pdf) Viitattu: 22.1.2014.

Corato V. et al. 2011. Measurement of the Transverse Resistivity of NbTi and Internal-Tin Nb<sub>3</sub>Sn Strands. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*. Vol. 21, No. 3 June. 3369-3372.

Drobin, V.M. et al. 1982. Direct measurement of the transverse resistivity of multifilamentary superconducting composites. *Cryogenics*. Vol. 22 March. 115-119.

Golubov A.A. 1998. The evolution of superconducting theories. Teoksessa: Seeber B. (toim.) *Handbook of applied superconductivity*. Bristol: Institute of Physics Publishing. 3-36.

Gordon England. 2014. Vickers Hardness Test. <http://www.gordonengland.co.uk/hardness/vickers.htm> Viitattu: 4.12.2014

Gregory, E. 1987. Recent developments in multifilamentary Nb-Ti superconductors. *Cryogenics*. Vol. 27 June. 290-297.

Gregory, E. et al. 1987. Importance of spacing in the development of high densities in multifilamentary superconductors. *Cryogenics*. Vol. 27 April. 178-182.

Hart, H.R., Jr. 1986. Magnetic instabilities and solenoid performance: Applications of the critical state model. *Proc. 1968 Summer Study on Superconducting Devices and Accelerators, (Brookhaven National Laboratory, Upton, NY, 1969)*. 571-600. Saatavuus: <http://www.bnl.gov/magnets/staff/gupta/Summer1968/0571.pdf> Viitattu: 2.6.2014

Holm M. Luvata Pori Oy. 2011. Industrial Manufacturing of Low Temperature Superconducting (LTS) Wires. *European Summer School on Superconductivity*. Saatavuus: <http://www.prizz.fi/sites/default/files/tiedostot/linkki2ID686.pdf> Viitattu: 18.2.2014.

Iwasa Y. 2009. Case Studies in Superconducting Magnets: Design and Operational Issues. Second Edition. Springer US. 682.

Iwasa Y. 1994. Case Studies in Superconducting Magnets: Design and Operational Issues. Plenum Press, New York. 421 s.

Jensen J.E. et al. (comp. & edit.) 1980. Selected Cryogenic Data Notebook: Section 8, Specific heat of some solids. Brookhaven National Laboratory. 94.

Koski A. 2004. Matriisimetallin resistiivisyyden merkitys ja siihen vaikuttavat tekijät NbTi/Cu –suprajohtimessa. Diplomityö. Tampereen teknillinen yliopisto. Sähkötekniikan osasto. 98s. ja liite.

Kreilick T.S. et al. 1988. Influence of filament spacing and matrix material on the attainment of high quality, uncoupled NbTi fine filaments. *Cryogenics*. Vol. 24 March. 1033-1036.

Kreilick, T.S. & Gregory, E. 1987. Further improvements in current density by reduction of filament spacing in multifilamentary Nb-Ti superconductors. *Cryogenics*. Vol. 27 July. 401-403.

Kurki-Suonio K. & R. 1994. Aaltoliikkeestä dualismiin. 3. korjattu painos. Limes Ry, Helsinki. 317 s.

Laine M. 2011. NbTi-suprajohtimen muutosvyöhykkeen analysointi resistiivisyyttä mittaamalla. Diplomityö. Tampereen teknillinen yliopisto. 56s.

Lazar D.P. et al. 1986. Size and proximity effects in multifilamentary superconducting wires. *Cryogenics*. Vol. 26 March. 152-156.

Lee, P.J. 1999. Abridged Metallurgy of Ductile Alloy Superconductors. Teoksessa: Webster, J. G. (toim.) *Wiley Encyclopedia of Electrical and Electronics Engineering*. New York: John Wiley & Son. 75-87.

Lee, P.J. & Larbalestier D.C. 2001. Niobium-Titanium Superconducting Wires: Nanostructures by Extrusion and Wire Drawing. Saatavissa: <http://citeseerx.ist.psu.edu/viewdoc/download?doi=10.1.1.15.7067&rep=rep1&type=pdf> Viitattu: 17.2.2014

- Matsushita T. & Ekin J.W. 1994. Superconducting Properties. Teoksessa: Osamura K. (edit.) *Composite superconductors*. Marcel Dekker, Inc. 21-136.
- Mikkonen R. 2010. SMG-4250 Suprajohtavuus sähköverkossa. Kurssimateriaali. Tampereen teknillinen yliopisto. Sähkömagnetiikka. 100s. ja liite.
- Ogasawara T. 1994. Factors for Design of Composite Superconductors. Teoksessa: Osamura K. (edit.) *Composite superconductors*. Marcel Dekker, Inc. 173-236.
- Ogasawara T. et al. 1981. Alternating field losses in superconducting wires carrying dc transport currents. Part 2: multifilamentary composite conductors. *Cryogenics*. Vol. 21 February. 97-101.
- Ogasawara T. et al. 1980. Transient field losses in multifilamentary composite conductors carrying dc transport currents. *Cryogenics*. Vol. 20, No. 4, April. 216-222.
- Ogasawara T. et al. 1979. Alternating field losses in superconducting wires carrying dc transport currents: Part 1 single core conductors. *Cryogenics*. Vol. 19 December. 736-740.
- Peng X, Sumption M.D, Collings E.W. 2003. Finite Element Modeling of Hydrostatic Extrusion for Mono-Core Superconductor Billets. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*. Vol. 13, No. 2, June. 3434-3437.
- Rhee K.Y. et al. 2004. Fabrication of aluminum/copper clad composite using hot hydrostatic extrusion process and its material characteristics. *Materials Science and Engineering*. Vol. 384, No. 1-2, October. 70-76.
- Seeber B. Electrical resistivity. Teoksessa: Seeber B. (toim.) Handbook of applied superconductivity. Bristol: Institute of Physics Publishing. 1067-1082.
- Scanlan R.M. et al. 1987. Evaluation of various fabrication techniques for fabrication of fine filament NbTi superconductors. *IEEE Transactions on Magnetics*. Vol. 23, No. 2 March. 1719-1723.
- Wick C. et al. 1984. Tool and Manufacturing Engineers Handbook: Volume 2, Forming. Society of Manufacturing Engineers. 955.
- Wilson M.N. 2008. NbTi superconductors with low ac loss: A review. *Cryogenics*. Vol. 48, No. 7-8, July-August. 381-395.
- Wilson M.N. 1983. Superconducting Magnets. Oxford: Oxford University Press. 330s.
- Young H.D. & Freedman R. A. 2004. Sears and Zemansky's University Physics: with Modern Physics 11<sup>th</sup> Edition. Pearson Education, Inc. Addison Wesley. 1714.