



universität
wien

MASTERARBEIT

Titel der Masterarbeit

„Modulation des kritischen Stroms in
nanostrukturierten Kupratsupraleitern“

Verfasserin

Lisa Theresa Haag (BSc)

angestrebter akademischer Grad

Master of Science (MSc)

Wien, 2013

Studienkennzahl lt. Studienblatt:

A 066 876

Studienrichtung lt. Studienblatt:

066 Masterstudium 876 Physik UG2002

Betreuer:

Ao. Univ.-Prof. Dr. Wolfgang Lang

Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung der Wechselwirkung von nanostrukturierten $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO)-Filmen mit Magnetfeldern. Die Arbeit beinhaltet insbesondere die Untersuchung des Effekts auf den supraleitenden Übergang durch die Bestrahlung mit leichten Ionen, des Effekts der Defekte auf die Abhängigkeit des kritischen Stroms vom Magnetfeld und des Effekts, der durch das geordnete Defektgitter verursacht wird.

In Anwesenheit eines Magnetfelds B können Typ-II-Supraleiter wie YBCO resistives Verhalten zeigen, selbst wenn sie sich im supraleitenden Zustand befinden. Der Widerstand ist eine Folge der Bewegung der Flussschläuche unter der Einwirkung der Lorentz-Kraft. Wenn Defekte in der Probe sind, können die Vortices von diesen Defekten eingefangen werden. Die Haftung der Vortices an Defekten führt zu einer reduzierten Mobilität der Vortices, was wiederum zu einem höheren kritischen Strom $I_c(B)$ führt. Durch Bestrahlung mit leichten Ionen können sehr effektive künstliche Defekte erzeugt werden. Bei der Methode der Masked Ion Beam direct Structuring (MIBS) wird die Probe durch eine perforierte Maske zur Erzeugung eines Defektmusters bestrahlt. Wenn das Vortextgitter mit dem Defektgitter übereinstimmt, findet man ausgeprägte Maxima im kritischen Strom bei den sogenannten Resonanzfeldern.

Die YBCO-Filme wurden mit der Pulsed Laser Deposition Methode auf MgO Substraten deponiert und sind 200 nm dick. Für die MIBS wurden He^+ mit einer Energie von 75 keV gewählt um ein quadratisches Defektgitter in den YBCO-Filmen zu erzeugen. Der Durchmesser der Defekte ist 170 nm und der Gitterparameter a des Defektgitters beträgt 300 nm bzw. $1\text{ }\mu\text{m}$. Die Resultate werden mit einer Referenzprobe, die sich auf demselben Substrat wie der Film mit $a = 1\text{ }\mu\text{m}$ befindet, verglichen.

Die Bestrahlung mit leichten Ionen verursacht sowohl eine niedrigere kritische Temperatur der Filme als auch einen breiteren supraleitenden Übergang. Wegen der größeren bestrahlten Fläche sind diese Effekte stärker ausgeprägt bei dem Film mit der höheren Dichte an Defekten. Es stellt sich heraus, dass eine Erhöhung des kritischen Stroms um 50% erreicht werden kann, wenn die Dichte der Defekte um lediglich 10% erhöht wird. Obwohl die Dichte der künstlichen Defekte im Film mit $a = 1\text{ }\mu\text{m}$ viel geringer ist als die Dichte der intrinsischen Defekte, tritt in einem schmalen Temperaturbereich unterhalb der kritischen Temperatur ein kleines breites Maximum um das erste Resonanzfeld auf, während bei dem Film mit $a = 300\text{ nm}$ ausgeprägte Peaks bis zum dritten Resonanzfeld in einem breiten Temperaturbereich beobachtet werden können. Vor der Messung wurde entweder das maximale Magnetfeld oder das Magnetfeld $B = 0$ eingestellt und anschließend wurde die Probe im entsprechenden Magnetfeld abgekühlt. Diese Messungen zeigen starke Hystereseeffekte. Das Muster des kritischen Stroms ist ungefähr um ein Resonanzfeld zu höheren Magnetfelder verschoben, wenn das Magnetfeld schrittweise verringert wird und umgekehrt. Wenn die Probe jedoch vor jedem Messpunkt über die kritische Temperatur geheizt wird und anschließend im entsprechenden Magnetfeld abgekühlt wird, verschwindet die Hysterese und die Peaks treten exakt bei den theoretisch erwarteten Resonanzfeldern auf.

Abstract

The aim of this thesis is the investigation of the interaction of nanostructured $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) films with a magnetic field. In particular, the thesis deals with the effect of the irradiation with light ions on the superconducting transition, the effect of defects on the dependence of the critical current on the magnetic field and the effect of the ordered defect lattice.

In the presence of a magnetic field B type-II-superconductors like YBCO can show resistive behavior even when they are in the superconducting state. The resistance follows from the motion of the vortices under the Lorentz force. If there are defects in the sample, the vortices can be trapped by these defects. The pinning of vortices at defects results in a reduced mobility of the flux lines, which in turn results in a higher critical current $I_c(B)$. Very effective artificial defects can be created with light ion irradiation. With the masked ion beam direct structuring (MIBS) method the sample is irradiated through a perforated mask to create a pattern of defects. If the vortex lattice matches the defect lattice, pronounced peaks were found in the critical current $I_c(B)$ at so-called matching fields .

The YBCO films were deposited on MgO substrates with pulsed laser deposition and they have a thickness of 200 nm. For the MIBS He^+ ions with a energy of 75 keV were chosen to produce a square lattice of defects in the YBCO films. The diameter of the defects is 170 nm and the lattice parameter a of the defect lattices is 300 nm and 1 μm , respectively. The results are compared to a reference sample, which is on the same substrate as the film with $a = 1 \mu\text{m}$.

The irradiation with He^+ ions causes a reduction of the critical temperature of the films as well as a broadening of the superconducting transition. Due to the larger irradiated area, these effects are more pronounced for the film with a higher density of defects. It turns out that an increase of the critical currents of about 50% can be achieved by enhancing the density of defects by solely 10%. Although in the film with $a = 1 \mu\text{m}$ the density of the artificial defects is much smaller than the density of the intrinsic defects, in a narrow temperature range below the critical temperature a small and broad maximum at the first matching field can be observed, whereas in the film with $a = 300 \text{ nm}$ pronounced peaks up to the third matching field were observed in the critical current in a wide temperature range. Before the measurement the magnetic field was either set to zero or to the maximum field and subsequently the samples were cooled in the field. These measurements show strong hysteretic effects. The critical current pattern is shifted by about one matching field to higher fields, when the magnetic field is decreased and vice versa. However, when the sample is heated above the critical temperature and then cooled in the particular magnetic field before each measuring point, the hysteresis vanishes and the peaks appear exactly at the theoretically predicted matching fields.

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Grundlagen	1
1.1	Historischer Überblick	1
1.1.1	Konventionelle Supraleitung	1
1.1.2	Hochtemperatursupraleitung	4
1.2	Der Kupratsupraleiter $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	5
2	Typ-II-Supraleiter	9
2.1	Flussschläuche	9
2.1.1	Wechselwirkungen von Flussschläuchen	11
2.1.2	Kritischer Zustand	15
2.2	Künstliche Defekte	16
2.2.1	Ionenbestrahlung	18
2.2.2	Strukturierte Defekte	22
2.3	Resonanzeffekte	22
3	Proben	27
3.1	Herstellung des Films	27
3.1.1	Pulsed Laser Deposition	27
3.1.2	Strukturierung und Kontaktpads	28
3.2	Masked Ion Beam direct Structuring	29
3.3	Vorausgegangene Messungen	30
4	Durchführung und Messaufbau	35
4.1	Durchführung	35
4.2	Messapparatur	37
4.3	Messprogramm	38
5	Ergebnisse	43
5.1	Untersuchung des supraleitenden Übergangs	43
5.2	Kritischer Strom von S14 und R14	45
5.3	Kritischer Strom von S15	46
5.4	Rasterelektronenmikroskop	51
6	Diskussion	55
6.1	Einfluss der Ionenbestrahlung auf den supraleitenden Übergang	55
6.2	Einfluss der Defekte	56
6.3	Einfluss des geordneten Defektgitters	59
6.3.1	Resonanzen bei S14	59
6.3.2	Resonanzen bei S15	61

Literaturverzeichnis	69
Danksagung	75
Curriculum Vitae	77

Abbildungsverzeichnis

1.1	supraleitender Übergang von Quecksilber	1
1.2	Phasendiagramm	4
1.3	Kristallstruktur YBCO	6
2.1	Cooperpaardichte, Magnetfeld und Stromdichte in der Nähe eines Flussschlauchs	10
2.2	Abrikosov-Gitter	12
2.3	Antidotbesetzung	14
2.4	I-V-Kennlinien von 2 Proben mit unterschiedlicher Unordnung	18
2.5	I-V-Kennlinie in Abhängigkeit vom Außenfeld	19
2.6	Widerstand vs. Temperatur für unterschiedliche Fluenzen	21
2.7	Freie Energie einer Flusslinie	24
2.8	Multiquanta-Vortex	25
3.1	Geometrie des Films	28
3.2	Masked Ion Beam direct Structuring	29
3.3	Masken für MIBS	30
3.4	Messungen vor der Bestrahlung (Universität Linz)	31
3.5	Magnetowiderstand von S15	32
3.6	Temperaturabhängigkeit der Resonanzeffekte	34
4.1	Flussdiagramm des Basis-Messprogramms	39
4.2	Oberfläche des Messprogramms	40
5.1	Vergleich der Widerstandskurven von Probe S15 und S14	44
5.2	Vergleich der Widerstandskurven von Probe S14 und R14	44
5.3	Vergleich der kritischen Ströme von S14 und R14	45
5.4	Kritischer Strom bei 36K (zero-field cooled, maximales Feld: 30, 50, 100 und 300mT)	47
5.5	Kritischer Strom bei 34K (field cooled, maximales Feld: 30, 50 und 100mT)	49
5.6	Kritischer Strom bei 36K (maximales Feld: 100mT und -500mT) . . .	51
5.7	Resonanzeffekte von S15 bei 34,3K	52
5.8	SEM S14	54
6.1	Vergleich der kritischen Ströme von S14 und R14 mit Ausgleichskurve	57
6.2	Abnahme des kritischen Stroms von S15 bei 34,3K nach dem verall- gemeinerten Modell für den kritischen Zustand	58
6.3	Kritischer Strom von S14 bei 85,4 K mit Resonanz	60
6.4	Entwicklung des 1. Peaks von S14	62

6.5	Resonanzeffekte von S15 bei 34,3K	64
6.6	Fourier-Transformation des kritischen Stroms bei 36K von S15	66

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Historischer Überblick

1.1.1 Konventionelle Supraleitung

Für die Entdeckung der Supraleitung spielte die Verflüssigung von Helium, die erstmals dem niederländischen Physiker Heike Kamerlingh-Onnes Anfang des 20. Jahrhunderts gelang, eine entscheidende Rolle. Durch das flüssige Helium, dessen Siedepunkt bei 4,2 K liegt, wurden Experimente bei sehr tiefen Temperaturen nahe dem absoluten Nullpunkt möglich. Kamerlingh-Onnes untersuchte unter anderem den spezifischen Widerstand von Metallen und entdeckte 1911, dass beim Unterschreiten einer gewissen Temperatur, der Sprung- oder auch kritischen Temperatur T_c genannt, der Widerstand von Quecksilber sprunghaft auf Null abfällt [1]. Abb. 1.1 zeigt die Messergebnisse von Kamerlingh-Onnes. Dieses rätselhafte Phänomen nannte er „Supraleitung“.

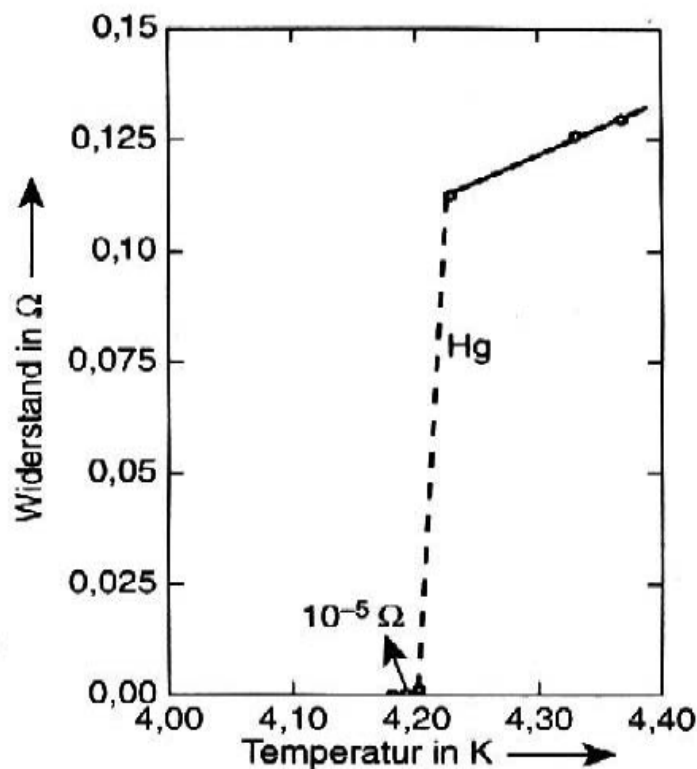


Abb. 1.1: Abfallen des Widerstands von Quecksilber (aus [2])

Ein weiterer Effekt von Supraleitern wurde 1933 von Walther Meissner und Robert Ochsenfeld entdeckt: Befindet sich ein Material im supraleitenden Zustand, verdrängt es ein magnetisches Feld komplett aus seinem Inneren. Ein Supraleiter verhält sich also wie ein idealer Diamagnet. Dieser Effekt wird nach seinen Entdeckern Meißner–Ochsenfeld–Effekt genannt. Um ein Material als Supraleiter zu identifizieren muss sowohl die ideale Leitfähigkeit als auch der perfekte Diamagnetismus unterhalb der Sprungtemperatur nachgewiesen werden. Mit dem Meißner–Ochsenfeld–Effekt wird klar, dass der supraleitende Zustand eine neue thermodynamische Phase ist.

Zur Beschreibung der Supraleitung gibt es einige Modelle. Die erste phänomenologische Beschreibung der Supraleitung lieferten 1935 Fritz und Heinz London. Die erste London–Gleichung beschreibt den verlustfreien Stromtransport. Das elektrische Feld

$$\vec{E} = \frac{\partial}{\partial t} (\Lambda \vec{J}_s) \quad (1.1)$$

ist proportional zur zeitlichen Ableitung der Stromdichte $\vec{J}_s$ im Gegensatz zum Ohmschen Gesetz, bei dem die Stromdichte direkt proportional zum elektrischen Feld ist. Die Größe $\Lambda = \frac{m_s}{n_s q_s^2}$ ist der London–Koeffizient, wobei der Index s angibt, dass es sich um die Masse m_s , die Teilchendichte n_s und die Ladung q_s der supraleitenden Teilchen handelt. Die zweite London–Gleichung verknüpft das lokale Magnetfeld

$$\vec{h} = -\text{rot} (\Lambda \vec{J}_s) \quad (1.2)$$

im Supraleiter mit der Stromdichte und beschreibt somit den Meißner–Ochsenfeld–Effekt. Hier ist das lokale magnetische Feld $\vec{h}$ klein geschrieben um nicht mit dem gemittelten makroskopischen Magnetfeld $\vec{H}$ verwechselt zu werden.

Tatsächlich kann das Magnetfeld am Rand des Supraleiters nicht komplett verdrängt werden. Mithilfe der zweiten London–Gleichung und der Maxwell–Gleichung $\text{rot} \vec{h} = -\mu_0 \vec{J}_s$ - unter Vernachlässigung des Verschiebungsstroms - kann gezeigt werden, dass das magnetische Feld exponentiell vom Inneren abgeschirmt wird. Die charakteristische Länge ist die Londonsche Eindringtiefe $\lambda = \sqrt{\Lambda/\mu_0}$. Die Phänomene der Supraleitung – die perfekte Leitfähigkeit und der perfekte Diamagnetismus – werden durch die London–Gleichungen beschrieben, allerdings gelten sie nur bei konstanter Dichte der supraleitenden Elektronen.

Eine Erweiterung der Londonschen Theorie schlugen Vitaly L. Ginzburg und Lev D. Landau 1950 vor. Diese Theorie behandelt auch räumlich variierende Dichten der supraleitenden Elektronen und nutzt die Tatsache, dass sich der supraleitende Zustand durch eine makroskopische Wellenfunktion mit wohldefinierter Phase beschreiben lässt. Ginzburg und Landau gingen davon aus, dass es sich beim Übergang vom normalleitenden in den supraleitenden Bereich ohne äußeres Magnetfeld um einen Phasenübergang 2. Ordnung handelt. Landau hatte bereits für solche Phasenübergänge eine Theorie entwickelt. Die Dichte der freien Enthalpie der supraleitenden Phase g_s wird in Potenzen des Ordnungsparameters $\Psi(\mathbf{r})$ in einer Taylorreihe entwickelt. Der Ordnungsparameter erhält durch das Betragsquadrat eine physikalische Bedeutung; $|\Psi(\mathbf{r})|^2$ kann als Dichte der supraleitenden Teilchen interpretiert werden.

Wie schon bei der Londonschen Theorie lässt sich auch aus der Ginzburg–Landau–Theorie eine charakteristische Länge ableiten. Die Ginzburg–Landau–Kohärenzlänge $\xi = \sqrt{-\hbar^2/2m\alpha}$ gibt die charakteristische Längenskala an, über die sich der Ordnungsparameter Ψ ändern kann. Das Verhältnis der beiden charakteristischen Längen

$$\kappa = \frac{\lambda_L}{\xi} \quad (1.3)$$

wird Ginzburg–Landau–Parameter genannt. Sowohl die Kohärenzlänge

$$\xi = \frac{\xi_0}{\sqrt{1 - \frac{T}{T_c}}} \quad (1.4)$$

als auch die Londonsche Eindringtiefe

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \frac{T}{T_c}}} \quad (1.5)$$

hängt von der Temperatur T ab. Streng genommen gelten diese Temperaturabhängigkeiten jedoch nur nahe T_c , da sie aus der Ginzburg–Landau–Theorie abgeleitet wurden. Der Ginzburg–Landau–Parameter jedoch ist temperaturunabhängig, denn die Temperaturabhängigkeit von ξ und λ hebt sich auf.

Je nachdem, ob der Ginzburg–Landau–Parameter größer oder kleiner $1/\sqrt{2}$ ist, können zwei Typen von Supraleitern unterschieden werden. Für den Fall $\kappa < 1/\sqrt{2}$ ergibt sich eine positive Oberflächenenergie. Das heißt, es ist energetisch günstiger das magnetische Feld aus dem Inneren des Supraleiter zu verdrängen. Für den Fall $\kappa > 1/\sqrt{2}$ hingegen ergibt sich eine negative Oberflächenenergie. In diesem Fall ist es für den Supraleiter energetisch günstiger das magnetische Feld in Form von sogenannten Flussschläuchen eindringen zu lassen, da somit die Oberfläche maximiert wird.

Supraleiter, die das magnetische Feld komplett aus ihrem Inneren verdrängen, werden Typ–I–Supraleiter genannt. Ab einem kritischen Feld B_c kann das magnetische Feld nicht mehr aus dem Supraleiter gehalten werden und die Supraleitung bricht zusammen. In Abhängigkeit der Temperatur und des magnetischen Felds ergibt sich ein Phasendiagramm. Typ–II–Supraleiter besitzen zwei charakteristische Magnetfelder H_{c1} und H_{c2} . Das Phasendiagramm eines Typ–II–Supraleiters ist in Abb. 1.2 dargestellt. Bis zum ersten kritischen Feld verhält sich der Typ–II–Supraleiter wie ein Typ–I–Supraleiter und verdrängt das Magnetfeld aus seinem Inneren. Der Supraleiter befindet sich in der Meißner–Phase. In der Shubnikov–Phase ($H_{c1} < H < H_{c2}$) kann das Magnetfeld in Form von Flussschläuchen, die auch Vortices genannt werden, eindringen. Die Begriffe Flussschlauch und Vortex werden hier synonym verwendet. Wie bei Typ–I–Supraleitern gibt es auch ein kritisches Feld, ab dem die Supraleitung zusammenbricht: das zweite kritische Feld H_{c2} . Das obere kritische Feld kann bei Typ–II–Supraleitern sehr hoch sein, weshalb diese Art von Supraleitung sehr interessant ist für technische Anwendungen.

Anfänglich wurde die Ginzburg–Landau–Theorie wenig beachtet. Die allgemeine Gültigkeit der Theorie wurde erst anerkannt, als Gor’kov zeigen konnte, dass sich

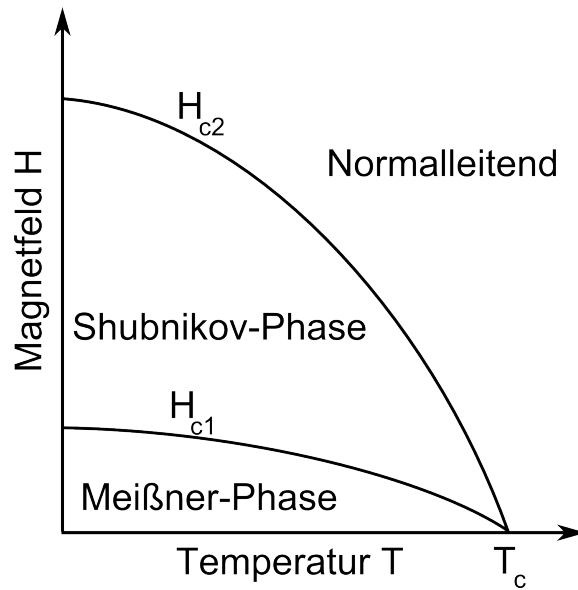


Abb. 1.2: Phasendiagramm eines Typ-II-Supraleiters

die Ginzburg–Landau–Theorie im Grenzfall nahe T_c rigoros aus der BCS–Theorie ableiten lässt. Die erste mikroskopische Theorie - die BCS–Theorie - wurde von John Bardeen, Leon N. Cooper und John R. Schrieffer 1957 vorgeschlagen. Sie wird BCS–Theorie wegen den Anfangsbuchstaben von Bardeen, Cooper und Schrieffer genannt. Die bisherigen Theorien sind rein phänomenologisch und beruhen nur auf der Tatsache, dass sich der supraleitende Zustand durch eine makroskopische Wellenfunktion darstellen lässt.

Erst die BCS–Theorie befasst sich mit den mikroskopischen Prozessen, die zur Ausbildung der makroskopischen, kohärenten Wellenfunktion führen. Cooper postulierte, dass jede noch so kleine attraktive Wechselwirkung der Leitungselektronen zu einer Paarbildung der Elektronen führen wird. Diese Paare aus einem Elektron mit $(\vec{k}, \uparrow)$ und einem Elektron mit $(-\vec{k}, \downarrow)$ werden Cooper–Paare genannt. Durch die Paarbildung tritt eine Instabilität des Fermi–Gases der Leitungselektronen auf. Es entsteht eine Energielücke, auch Gap genannt. In konventionellen Supraleitern wird die attraktive Wechselwirkung durch den Austausch virtueller Phononen vermittelt. Welcher Mechanismus in unkonventionellen, wie beispielsweise den Hochtemperatursupraleitern, auf die im nächsten Abschnitt eingegangen werden soll, zur Cooper–Paarbildung führt, ist bis heute nicht eindeutig geklärt.

1.1.2 Hochtemperatursupraleitung

Der Begriff Hochtemperatursupraleiter ist ein wenig irreführend, da der Eindruck entstehen könnte, dass damit Supraleitung bei hohen Temperaturen beispielsweise bei Raumtemperatur gemeint sein könnte. Tatsächlich ist schon eine kritische Temperatur beim Siedepunkt von Stickstoff bei 77 K verglichen mit Supraleitung bei Temperaturen um den Siedepunkt von Helium bei 4,2 K, bei dem erstmals Supraleitung entdeckt wurde, sehr hoch.

Nach der Entdeckung der Supraleitung begann die Suche nach Supraleitern mit höheren Sprungtemperaturen, da Temperaturen unterhalb des Siedepunkts von Stickstoff technisch sehr aufwendig und teuer sind. Die Hoffnung dieses Ziel zu erreichen war jedoch gering auch aufgrund theoretischer Vorhersagen für eine maximale Sprungtemperatur von ungefähr 30 K.

Viele Jahre lang lag der Rekord bei lediglich 23,2 K in Nb_3Ge [3]. Umso erstaunlicher war die Entdeckung einer Sprungtemperatur von über 30 K in Systemen aus La–Ba–Cu–O [4] von J. G. Bednorz und K. A. Müller im Jahr 1986. Bereits im darauf folgenden Jahr erhielten die beiden Wissenschaftler dafür den Nobelpreis, was auch die Bedeutung der Entdeckung eines Supraleiters mit einer kritischen Temperatur oberhalb von 30 K verdeutlicht. Ebenfalls 1987 wurde Supraleitung oberhalb vom Siedepunkt von Stickstoff nachgewiesen. Dies gelang der Gruppe von C. W. Chu in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ mit einer kritischen Temperatur von 93 K [5].

Heutzutage ist der Rekordhalter ein System aus Hg–Ba–Ca–Cu–O mit $T_c = 133$ K bei Atmosphärendruck [6]. Bei höheren Drücken konnte sogar ein T_c von 153 K gemessen werden [7]. Auffällig ist, dass diesen Systeme mit hohen Sprungtemperaturen die Kupferoxid–Ebenen gemein sind. Es wird vermutet, dass die Kupferoxid–Ebenen die Träger der Supraleitung in diesen Materialien sind. Sie werden deswegen auch Kupratsupraleiter genannt.

Selbst 25 Jahre nach der Entdeckung der Hochtemperatursupraleiter konnte nicht geklärt werden, was die Ursache für die Supraleitung mit derart hohen Sprungtemperaturen ist. Es wird davon ausgegangen, dass es auch eine Cooper–Paarbildung gibt, diese jedoch nicht über Elektron–Phonon–Wechselwirkung zustande kommt. Allerdings besteht bis heute kein Konsens darüber, was die Paarung verursacht. Es gibt einige Hinweise dafür, dass statt der Singulett–Paarung wie bei den konventionellen Supraleitern die d–Wellen–Paarung eine große Rolle bei der Bildung von Cooperpaaren spielt. Obwohl die genauen Mechanismen noch nicht geklärt sind, können die meisten Eigenschaften sehr gut mit Hilfe der Ginzburg–Landau Theorie beschrieben werden. Im nächsten Abschnitt sollen einige Eigenschaften der Kupratsupraleiter näher behandelt werden.

1.2 Der Kupratsupraleiter $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Die vorliegende Arbeit untersucht den kritischen Strom verschieden strukturierter, dünner Filme aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. In diesem Abschnitt soll deshalb speziell auf den Aufbau und die Eigenschaften von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ eingegangen werden. Der Kupratsupraleiter $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ist wohl der heutzutage am meisten untersuchte Hochtemperatursupraleiter. In der Literatur wird meist nicht die komplette Verbindung $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ genannt, sondern lediglich die Anfangsbuchstaben der Elemente, also YBCO, oder auch Y–123 mit der stöchiometrischen Zusammensetzung. Wie die meisten Kupratsupraleiter besitzt YBCO eine schichtartige, extrem anisotrope Kristallstruktur. Die Struktur der meisten Kupratsupraleiter erinnert an die kubische

Perowskit-Struktur mit der Zusammensetzung ABO_3 . Dabei befindet sich das A-Atom im Zentrum der kubischen Einheitszelle, die O-Atome sitzen in den Ecken und die B-Atome befinden sich im Zentrum der Seitenflächen.

Die Kristallstruktur von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ besteht aus drei dieser Bausteine: BaCuO_3 , YCuO_2 und BaCuO_2 . Wie schon an der Zusammensetzung zu erkennen ist, besitzen die Bausteine nicht die komplette Perowskit-Struktur, sondern sie besitzen Defekte. Die drei Bausteine sind entlang der c-Achse gestapelt. Hier zeichnet sich bereits die Anisotropie von YBCO ab. Die Einheitszelle von YBCO ist entlang der kristallographischen c-Achse in etwa dreimal so lang als in die anderen beiden Richtungen. Die Einheitszelle ist in Abb. 1.3 schematisch dargestellt. Die Einheitszelle von YBCO

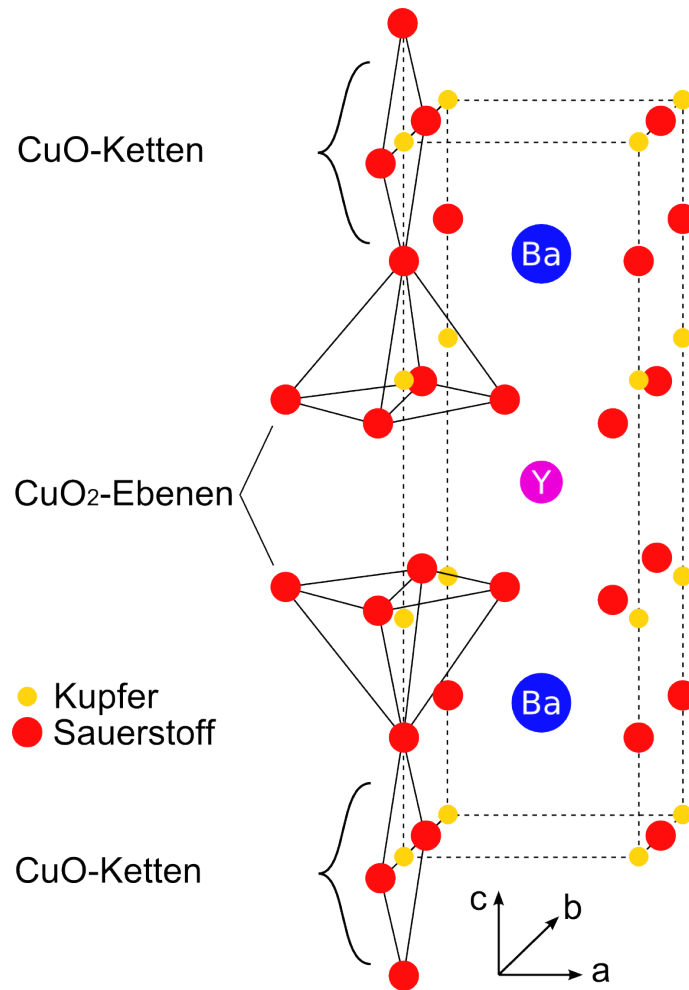


Abb. 1.3: Einheitszelle des Kupratsupraleiters $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (aus [8])

enthält zwei CuO_2 -Ebenen, die durch das Y-Atom von einander getrennt sind. Das Y-Atom hat wenig Einfluss auf die Supraleitung, es dient lediglich als Distanzhalter zwischen den beiden CuO_2 -Ebenen. Benachbart dazu befinden sich je nach Sauerstoffgehalt mehr oder weniger stark ausgeprägte Sauerstoffketten, die als Ladungsträgerreservoirs fungieren und die CuO_2 -Ebenen analog zu Halbleitern mit Löchern dotieren.

In Abhängigkeit des Sauerstoffgehalts - ausgedrückt durch δ - ist $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

ein Supraleiter oder ein antiferromagnetischer Isolator. Sauerstoffreduziertes YBCO, d.h. $\delta=1$, ist ein Isolator. In dieser Zusammensetzung sind nicht genügend Sauerstoffatome vorhanden, sodass sich die CuO-Ketten nicht ausbilden können. Sind jedoch genügend Sauerstoffatome vorhanden, können sich die CuO-Ketten in b -Richtung ausbilden. Da die a - und b -Achsen nicht mehr äquivalent sind, findet ein Übergang von der tetragonalen in die orthorhombische Phase mit den Gitterparametern $a=0,382 \text{ nm}$, $b=0,389 \text{ nm}$ und $c=1,17 \text{ nm}$ statt.

Die extrem starke Anisotropie von YBCO zeigt sich auch in den kritischen Größen:

- oberes kritisches Feld: $H_{c2,c} = 120 \text{ T}$ und $H_{c2,ab} = 250 \text{ T}$
- Londonsche Eindringtiefe: $\lambda_c = 800 \text{ nm}$ und $\lambda_{ab} = 120 \text{ nm}$
- Kohärenzlänge: $\xi_c = 0,4 \text{ nm}$ und $\xi_{ab} = 2 \text{ nm}$

Wobei der Index 'c' entlang der c-Achse und der Index 'ab' parallel zur ab-Ebenen bedeuten. Vergleicht man die Kohärenzlänge mit den Gitterkonstanten erkennt man, dass die Supraleitung hauptsächlich auf die CuO_2 -Ebenen beschränkt sein muss. Kupratsupraleiter bestehen also aus Stapeln zweidimensionaler, supraleitenden Schichten, die über Josephson-Ströme schwach miteinander gekoppelt sind. Diese Art von Supraleiter werden mit dem 'Lawrence-Doniach Modell' [9] gut beschrieben.

Im Gegensatz zu den klassischen Supraleitern haben die meisten Hochtemperatursupraleiter viel kleinere Kohärenzvolumen $\xi_c \xi_{ab}^2$. Somit verringert sich die Anzahl der Cooperpaare im Kohärenzvolumen drastisch von 10^6 bis 10^7 in klassischen Supraleitern auf etwa 10 Cooperpaare im Kohärenzvolumen in Hochtemperatursupraleitern. Zusammen mit den hohen Sprungtemperaturen führt dies zu einem stärkeren Einfluss von thermischen Fluktuationen.

2 Typ-II-Supraleiter

In diesem Kapitel soll nun auf die Eigenschaften von Typ-II-Supraleiter eingegangen werden. Wie bereits erwähnt, besitzen Typ-II-Supraleiter zusätzlich zur Meißner-Phase, in der das Magnetfeld komplett aus dem Supraleiter verdrängt wird, die Shubnikov-Phase. In der Shubnikov-Phase kann das Magnetfeld in Form von Flussschläuchen in den Supraleiter eindringen. Das Eindringen der Flussschläuche ermöglicht das Bestehen der Supraleitung bis zu hohen Magnetfeldern, was Typ-II-Supraleiter sehr interessant für technische Anwendungen macht.

2.1 Flussschläuche

Wie bereits mit der Ginzburg-Landau-Theorie klar wurde, ist Supraleitung ein quantenmechanisches Phänomen auf makroskopischer Ebene. Es ist zu erwarten, dass es eine Quantenbedingung gibt analog zur Quantenbedingung für den Drehimpuls bei stationären Atomzuständen.

Der minimale magnetische Fluss, den ein Flussschlauch tragen kann, ist das elementare Flussquant $\Phi_0 = h/(2|e|)$. Wie schon aus der BCS-Theorie ersichtlich, zeigt dies, dass die supraleitenden Ladungsträger – die Cooper-Paare – die doppelte Elementarladung $q = 2e$ tragen.

Um das Verhalten der Flussschläuche beschreiben zu können, gibt es verschiedene Modelle. Im London-Modell wird der Flussschlauch als Zylinder aus normalleitender Phase mit Radius ξ angenommen, der sich eingebettet in der supraleitenden Phase befindet. In dieser Näherung können die London-Gleichungen verwendet werden, allerdings ist die Näherung nur gut bei Magnetfeldern, die nur wenig oberhalb von B_{c1} liegen, da die Flussschläuche hier weit von einander entfernt sind und ihre Wechselwirkung vernachlässigt werden kann. Das Clem-Modell stellt eine Erweiterung des London-Modells dar, indem es den Vortexkern realistischer beschreibt. Für eine genaue und quantitative Beschreibung muss jedoch auf die Ginzburg-Landau-Theorie zurückgegriffen werden.

Im London-Modell lässt sich qualitativ ein Ausdruck für die Energie eines einzelnen Flussschlauchs finden. Die Energie

$$E \approx \left(\frac{\Phi}{4\pi\lambda} \right)^2 \ln \left(\frac{\lambda}{\xi} \right) \quad (2.1)$$

ist proportional zum Quadrat des Flusses Φ [10]. Es ist also energetisch am günstigsten, wenn jeder Vortex genau ein Flussquant enthält. Man kann sich diese Tatsache

klar machen, indem man sich daran erinnert, dass Typ-II-Supraleiter ($\kappa > 1/\sqrt{2}$) eine negative Grenzflächenenergie haben. Wenn also jeder Vortex nur ein Flussquant enthält, wird die Grenzfläche zwischen der supraleitenden und der normalleitenden Phase maximiert und die Energie ist minimal. Die Cooper-Paardichte $n(r)$, das Magnetfeld $B(r)$ und die Stromdichte $j(r)$ entlang eines ebenen Schnitts durch einen Flussschlauch sind in Abb. 2.1 gezeigt. Im Vortexkern verschwindet die Cooper-

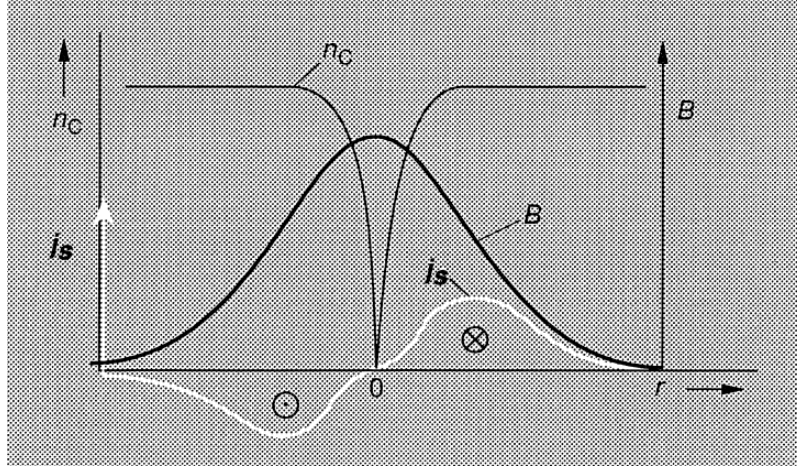


Abb. 2.1: Cooperpaardichte $n_C(r)$, des Magnetfeld $B(r)$ und die Stromdichte $j(r)$ entlang eines ebenen Schnitts durch das Zentrum eines Flussschlauchs (nach [2])

Paardichte und nach außen steigt sie monoton über die Länge ξ an, bis sie den konstanten Wert n_s erreicht hat. Das Magnetfeld ist im Kern des Flussschlauchs maximal und fällt nach außen über die Londonsche Eindringtiefe auf 0 ab. Die magnetische Variation wird durch den supraleitenden Ringstrom kompensiert. Die Suprastromdichte erreicht den extremal Wert j_c am Rand des Flussschlauchs und ist im Inneren und in großer Entfernung zum Flussschlauch 0.

Die Flussschläuche sind parallel zum äußeren Magnetfeld orientiert. Bei Erhöhung des äußeren Magnetfeldes dringen Flussschläuche am Rand des Supraleiters in diesen ein und wandern nach Innen. Das mittlere Magnetfeld

$$B = n\Phi_0 \quad (2.2)$$

ist durch die Anzahl n der Flussschläuche im Supraleiter gegeben.

Es stellt sich nun die Frage, welchen Effekte die Flussschläuche auf die Supraleitung haben. Ein Effekt wurde bereits genannt. Durch das Eindringen des Magnetfeldes in Form von Schläuchen bricht die Supraleitung erst bei viel höheren Magnetfeldern zusammen als es bei Typ-I-Supraleitern der Fall ist. In einem stromdurchflossenen Supraleiter 2. Art, der sich in einem Magnetfeld befindet, bewegen sich die Vortices unter dem Einfluss der Lorentzkraft. Es entsteht ein Temperaturgradient im Supraleiter, da sich normalleitende Bereiche bewegen. Beim Übergang von supraleitenden in normalleitende Bereiche erhöht sich die Entropie. Am anderen Rand des Vortex, wo normalleitendes in supraleitendes Material übergeht, sinkt die Entropie wieder. Es entsteht ein Wärmefluss, der zu Dissipation führt und einen Spannungsabfall

verursacht. Folglich hat der Supraleiter durch die Bewegung von Vortices einen Widerstand. Bereits 1966 konnte Giaever zeigen, dass die Bewegung der Flussschläuche direkt mit dem Spannungsabfall zusammenhängt [11].

2.1.1 Wechselwirkungen von Flussschläuchen

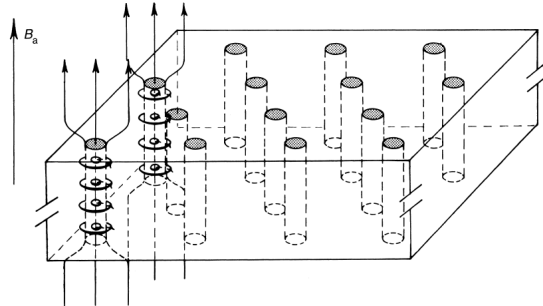
Bisher wurden die Vortices im Supraleiter als isolierte Flussschläuche betrachtet. Tatsächlich wechselwirken die Flussschläuche miteinander. Außerdem darf nicht außer Acht gelassen werden, dass es quasi unmöglich ist eine perfekte, reine Probe herzustellen. Jede reale Probe wird eine Vielzahl an Defekte aufweisen. Im Fall der Typ-II-Supraleitung ist dies jedoch nicht von Nachteil. Vielmehr kann die Wechselwirkung von Flussschläuchen mit Defekten große Vorteile für technische Anwendungen mit sich bringen und es ergeben sich interessante Effekte daraus.

Wechselwirkung von Flussschläuchen miteinander

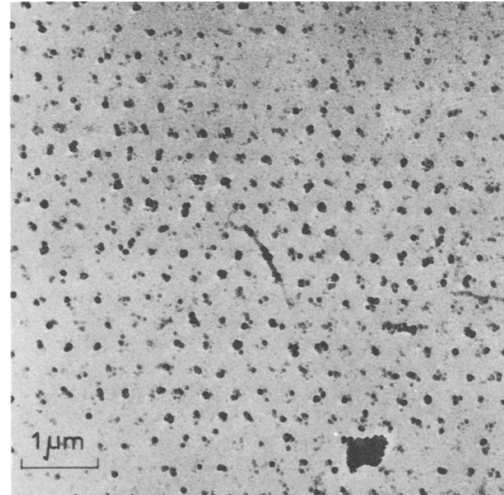
Bei Flussschläuchen unterscheidet man zwischen Vortices und Antivortices, da das Magnetfeld in entgegengesetzte Richtungen zeigen kann und somit die Abschirmströme mit unterschiedlichem Drehsinn fließen. Analog zu Teilchen und Antiteilchen annihilieren sich Vortex und Antivortex. Zwei entgegengesetzt orientierte Flussschläuche ziehen sich also an.

Um sich die Wechselwirkung zweier parallel orientierter Flussschläuche klar zu machen, sollte man sich ins Gedächtnis rufen, dass die Energie Gl. (2.1) eines einzelnen Flussschlauchs proportional zum Quadrat des getragenen Flusses Φ ist. Das hat zur Folge, dass die Energie $E = 4E_{\Phi_0}$ eines Flussschlauchs, der 2 Flussquanten trägt, das Vierfache der Energie E_{Φ_0} eines einzelnen Flussschlauchs, der nur ein Flussquant trägt, ist. Wohingegen zwei Flussschläuche mit jeweils einem Flussquant lediglich die doppelte Energie $E = 2E_{\Phi_0}$ haben. Somit ist die Wechselwirkung von parallel orientierten Flussschläuchen repulsiv.

Aufgrund der Wechselwirkung ist eine regelmäßige Anordnung der Flussschläuche energetisch am günstigsten. Mit der Ginzburg-Landau-Theorie konnte Abrikosov zeigen, dass die günstigste Konfiguration der Flussschläuche in einem idealen homogenen Supraleiter ein Dreiecksgitter ist [10]. Nach dem Entdecker wird das Vortex-Gitter oft als Abrikosov-Gitter bezeichnet. Das Vortexgitter ist schematisch in Abb. 2.2a dargestellt, Abb. 2.2b zeigt eine elektronenmikroskopische Aufnahme einer Indium dotierten Blei-Probe, die mit Eisenkolloiden dekoriert wurde. Durch die Dekoration mit Eisenkolloiden wird der eingefrorene Fluss sichtbar gemacht. Die Flussschläuche bilden also ein Gitter, das bis zum oberen kritischen Feld existieren kann. Aufgrund thermischer Fluktuationen sitzen die Flussschläuche nicht fest auf den Gitterplätzen, sondern sie schwanken um die Ruhelage. Werden die Schwankungen um die Ruhelage aber vergleichbar mit dem Abstand der Flussschläuche zueinander, so können die Flussschläuche die Gleichgewichtspunkte verlassen. Das Vortexgitter "schmilzt" und es liegt eine Vortexflüssigkeit vor. Die Vortexmaterie



(a) Schematische Darstellung des Abrikosov-Gitters - Bei zwei Flussschläuchen sind zusätzlich die Ringströme angedeutet. (aus [2])



(b) Aufnahme des Abrikosov-Gitters in einer Blei-Probe, die mit 6,3 Atom-% In dotiert wurde, bei 1,2 K - Das äußere Magnetfeld ist orthogonal zur Oberfläche ausgerichtet. (aus [12])

Abb. 2.2: Abrikosov-Gitter schematisch (a) und fotografisch aufgezeichnet (b)

in Abhängigkeit der Temperatur, des Magnetfelds und des Transportstroms wurde vielseitig in Experimenten [13] und mit Simulationen [14; 15; 16] untersucht.

Flussschlauchverankerung

Wie bei vielen physikalischen Phänomenen spielen auch bei den Flussschläuchen Defekte eine entscheidende Rolle. Die Anordnung der Flussschläuche in einem hexagonalen Gitter konnte tatsächlich nur bei sehr reinen Proben beobachtet werden, ansonsten war das Flussschlauchgitter stark gestört. Es stellt sich heraus, dass die Flusswirbel aus energetischen Gründen Stellen bevorzugen, in denen der supraleitende Zustand unterdrückt ist. Die Defekte in einem Material wirken also als Haftstellen, da sie normalleitende Bereiche oder Bereiche mit schlechteren supraleitenden Eigenschaften darstellen. Verläuft ein Flussschlauch durch die normalleitende Phase, so ist die effektive Länge des Flussschlauchs in der supraleitenden Phase verkürzt. Der Energieaufwand für die Abschirmströme ist somit geringer und der Flussschlauch haftet an dem Defekt. Daraus ergibt sich, dass die Wechselwirkung eines Flussschlauchs mit einem Defekt attraktiv ist. In anderen Worten ausgedrückt, ist ein Defekt aus energetischer Sicht des Flussschlauchs eine Potentialmulde.

Diese Haftzentren können Gitterdefekte wie Leerstellen und Fremdatome oder Versetzungen sein [17]. Ebenso können Bereiche mit niedrigerer Übergangstemperatur als Haftzentren dienen. Auch Korngrenzen haben eine attraktive Wirkung auf Vortices [18].

Für eine effektive Verankerung des Vortex an ein Haftzentrum sollte der Radius R des Haftzentrums in der Größenordnung der Kohärenzlänge ξ sein [19; 20], da sich der Ordnungsparameter nicht sprunghaft, sondern nur über die Distanz der Kohärenzlänge ändern kann. Bei Haftzentren mit $R > \xi$ kommt zur niedrigeren Kondensationsenergie noch eine Änderung der Energie des supraleitenden Stroms hinzu. Dies ist der Hauptgrund für die Verankerung eines Flussschlauchs an ein Haftzentrum. Solche Haftzentren mit $R > \xi$ können sogar mehr als einen Vortex einfangen [21]. Die Existenz von Multiquanta-Vortices wurde bereits 1972 von Mkrtychyan vorhergesagt [22]. Ab einer bestimmten Anzahl n an gefangenen Vortices in einem Haftzentrum, ist dieses gesättigt. Die Sättigungszahl n_s hängt von der Größe des Haftzentrums ab. Mkrtychan und Schmidt konnten durch Berechnung der freien Energie in der London-Näherung zeigen, dass die Wechselwirkung zwischen einem Vortex und einem unbesetzten Haftzentrum attraktiv ist. Sobald jedoch ein Vortex vom Haftzentrum gefangen ist, entsteht eine Oberflächenbarriere und das Wechselwirkungspotential ändert sich. Die Energiebarriere steigt mit steigender Anzahl an gefangenen Vortices im Haftzentrum. Für $n > n_s$ wird die Wechselwirkung abstoßend und es kann kein weiterer Vortex gefangen werden. Die Sättigungszahl

$$n_s \simeq \frac{r}{2\xi(T)} \quad (2.3)$$

hängt vom Radius des Haftzentrums und über die Kohärenzlänge auch von der Temperatur ab. Bei tieferen Temperaturen können mehr Vortices eingefangen werden, da hier die Kohärenzlänge kleiner ist. Die freie Energie eines Vortex bei verschiedenen Besetzungszahlen n ist in Abb. 2.3 als Funktion des Abstands r zum Haftzentrum aufgetragen.

Im Allgemeinen sind die Defekte in einem Material unregelmäßig verteilt. In Anwesenheit der Defekte werden die Flussschläuche nicht länger ein regelmäßiges Abrikosovgitter bilden, da das Vortexgitter sehr fragil ist und leicht durch Haftzentren gestört wird. Wie auch das atomare Kristallgitter kann das Vortexgitter Defekte wie Leerstellen, Vortices auf Zwischengitterplätzen oder Versetzungen aufweisen.

Zur Beschreibung der Vortexmaterie gibt es verschiedenen Methoden wie die Elektrodynamik, die Ginzburg-Landau-Theorie oder die Berechnung der freien Energie. Die Vortexdynamik wird relativ gut beschrieben, wenn der Vortex als festes Gebilde angenommen wird, das aufgrund der Quantisierungsbedingung als Ganzes auf äußere Einwirkungen reagiert. In diesem Fall kann die Vortexdynamik durch eine Bewegungsgleichung ähnlich wie bei Teilchen beschrieben werden. In dieser Näherung ist ein Vortex ein Quasiteilchen mit der Bewegungsgleichung:

$$m\ddot{\mathbf{r}} = \mathbf{F}_{v-v} + \mathbf{F}_{v-p} + \mathbf{F}_L + \mathbf{F}_M - \eta\dot{\mathbf{r}} + \mathbf{F}_{Th} . \quad (2.4)$$

Hierbei ist m die effektive Masse eines Vortex pro Einheitslänge, $\mathbf{r}$ die Position des Vortex und η der Viskositätskoeffizient bei der Bewegung durch den Supraleiter. Die Kraft auf den Vortex setzt sich zusammen aus $\mathbf{F}_{v-v}$ der Wechselwirkung mit den benachbarten Vortices, der Haftkraft $\mathbf{F}_{v-p}$, der Lorentz-Kraft $\mathbf{F}_L$, der Magnus-Kraft $\mathbf{F}_M$, der Reibungskraft und dem zufälligen thermischen Rauschen. Die Dämpfung der Vortexbewegung entsteht durch die Relaxation des Ordnungsparameters beim

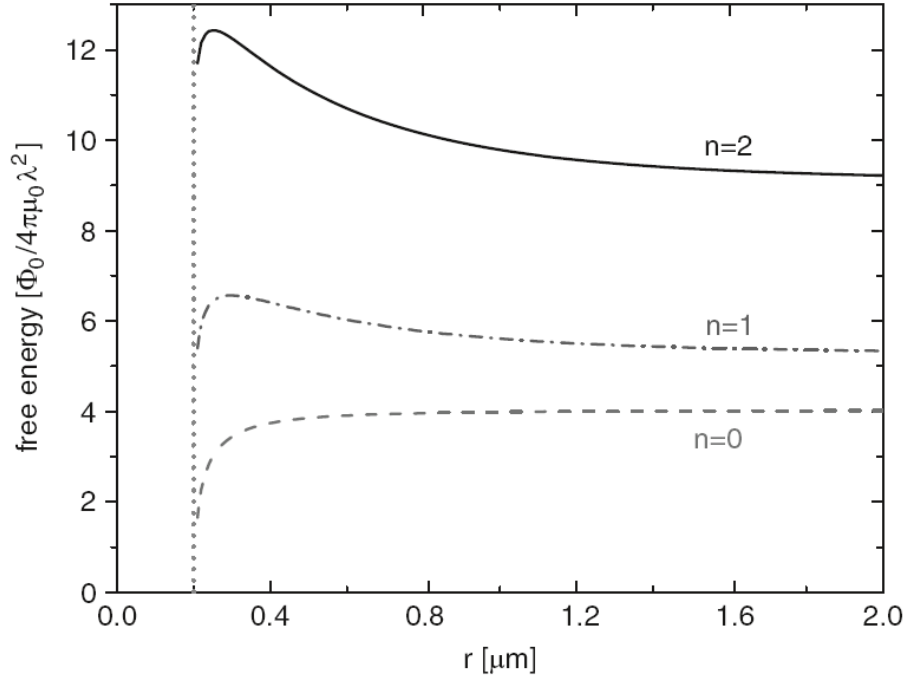


Abb. 2.3: Freie Energie eines Vortex als Funktion des Abstands r zum Haftzentrum für verschieden Besetzungszahlen n in der London-Näherung mit $\lambda = 600$ nm, $\kappa = 50$ und $r_0 = 200$ nm [23, 2. Kapitel].

Vorbeifließen eines Flussschlauchs. Des Weiteren ist bei der Vortexbewegung ein elektrisches Feld nötig, das die Elektronen auf der Kreisbahn hält und somit die Bewegung der Vortices dämpft. Die Lorentz-Kraft ist durch

$$F_L = \vec{J} \times \hat{\Phi}_0 \quad (2.5)$$

gegeben, wobei $\vec{J}$ die Transportstromdichte ist. Der Vektor $\hat{\Phi}_0$ hat die Länge Φ_0 und zeigt in Richtung des Magnetfeldes des Flussschlauchs. Naive würde man annehmen, dass die Lorentzkraft auf einen Vortex analog zur Lorentzkraft auf elektrische Teilchen, die sich in einem Magnetfeld bewegen, magnetischen Ursprung hat. Davon wurde anfangs bei Einführung der Lorentzkraft als treibende Kraft auch ausgegangen. Wäre dies jedoch der Fall, müsste die Lorentzkraft in die entgegengesetzte Richtung zeigen. Ein Flussschlauch der in den Supraleiter eingedrungen ist, würde dann nicht ins Innere des Supraleiters wandern, sondern er würde von den Abschirmströmen wieder aus dem Supraleiter gedrückt werden. Durch Berechnung der Energie und der Kraft aus den London-Gleichungen konnte Chen et al. [24] zeigen, dass die treibende Kraft sowohl einen magnetischen als auch einen kinetischen Anteil hat. Der kinetische Anteil kommt durch die Wechselwirkung des Transportstroms mit dem Abschirmstrom, der von der Geschwindigkeit der Elektronen abhängt.

Die Lösung der Bewegungsgleichung Gl. (2.4) enthält Informationen über die Phase und den Phasenübergang des Vortextgitters sowie über die Vortextmobilität und -dynamik. Allerdings wird in dieser Näherung die Möglichkeit, dass Vortices und Antivortices annihilieren, und die Verformung von Vortices nicht berücksichtigt.

2.1.2 Kritischer Zustand

In der Meißner-Phase wird der magnetische Fluss durch die Abschirmströme, die nur innerhalb der Eindringtiefe fließen, aus dem Supraleiter gehalten. Beim Überschreiten des kritischen Felds B_{c1} kann magnetischer Fluss in den Supraleiter eindringen. Die Stromdichte um jeden Flussschlauch ist gerade die kritische Stromdichte, weswegen dieser Zustand auch kritischer Zustand genannt wird.

Das erste Modell zur Beschreibung des kritischen Zustands wurde von Bean vorgeschlagen. Im Bean-Modell ist die kritische Stromdichte

$$J_c(B, T) = J_c(T) \quad (2.6)$$

unabhängig vom Magnetfeld B [25]. Sie hängt nur von der Temperatur T ab. Diese Annahme kann jedoch nur bei kleinen Magnetfeldern gerechtfertigt sein, da die Stromdichte gegen 0 gehen muss, wenn sich das Magnetfeld dem kritische Feld B_{c2} nähert.

Anderson [26] und Kim et al. [27] erweiterten das Bean-Modell, so dass die kritische Stromdichte

$$J_c(B, T) = \frac{J_c(T)}{1 + \frac{B}{B_0}} \quad (2.7)$$

vom Magnetfeld B und von einer Größe B_0 abhängt, die die Dimension eines Feldes hat. Bei einigen konventionellen Supraleitern stimmt dieses Modell gut mit den Experimenten überein, falls die Proben massive Zylinder sind.

Ein weitere Feldabhängigkeit wurde von Fietz et al. vorgeschlagen. Sie stellten fest, dass die experimentellen Daten aus Transportmessungen in Nb-25%Zr Drähten nur für Magnetfelder bis 1,5T gut durch das Anderson-Kim-Modell (Gl. (2.7)) wiedergegeben werden. Aus mehreren Testfunktionen stellte sich eine exponentielle Feldabhängigkeit [28]

$$J_c(B, T) = J_c(T) \exp \left\{ -\frac{B}{B_0} \right\} \quad (2.8)$$

als exzellenter Fit heraus. Der Parameter B_0 hat die Einheit eines Feldes. Die experimentellen Daten stimmen mit der empirischen Formel bis zu Magnetfeldern von 4T gut überein.

Bis jetzt wurden die Haftmechanismen, die im kritischen Zustand sehr wichtig sind, nicht beachtet. Irie und Yamafuji bezogen in ihr Modell Haftmechanismen mit ein und schlugen für die Feldabhängigkeit der kritischen Stromdichte [29]

$$J_c(B, T) = \frac{K(T)}{B^n} \quad (2.9)$$

ein Potenzgesetz vor, wobei K ein Materialparameter ist und n direkt mit der Haftstärke zusammenhängt.

Es zeigt sich, dass jedes der Modelle in verschiedenen Systemen seine Berechtigung hat. Deswegen ist es naheliegend nach einem verallgemeinerten Ausdruck zu suchen,

der alle vier Modelle als Spezialfälle enthält. Solch ein verallgemeinerter Ausdruck für die kritische Stromdichte wurde von der Gruppe um Xu entwickelt [30]:

$$J_c(B, T) = \frac{J_c(T)}{\left(1 + \frac{B}{B_0}\right)^\beta} . \quad (2.10)$$

Hierbei ist β eine dimensionslose Konstante, die mikrostrukturelle Materialparameter enthält. Auch die makroskopische Stromdichte J_c hängt direkt mit der Mikrostruktur des Materials zusammen. Jedoch ist die Bedeutung von B_0 noch nicht eindeutig geklärt, obwohl einiges darauf hindeutet, dass der Parameter B_0 in Verbindung mit den kritischen Feldern (B_{c1} , B_c und B_{c2}) gebracht werden kann. Tatsächlich wiesen Kim et al. [31] darauf hin, dass bei Nb_3Sn und NbZr Supraleitern das thermodynamische kritische Feld B_c in etwa gleich dem Parameter B_0 ist.

Es ist leicht ersichtlich, dass der Ausdruck (2.10) tatsächlich eine Verallgemeinerung des Bean-Modells, des Anderson-Kim-Modells und des Potenzgesetz-Modells ist. Man erkennt sofort, dass Gl. (2.10) das Anderson-Kim-Modell (Gl. (2.7)) enthält, falls $\beta = 1$ ist. Für den Fall, dass $\beta = 0$ ist, wird der verallgemeinerte Ausdruck zum Bean-Modell (Gl. (2.6)). Und im Extremfall $B/B_0 \gg 1$ zeigt Gl. (2.10) die Feldabhängigkeit eines Potenzgesetzes wie in Gl. (2.9). In diesem Fall ist $\beta = n$ und $K(T) = J_c(T)B_0^n$. Nun fehlt noch der Zusammenhang zur empirisch gefundenen exponentiellen Feldabhängigkeit. Diese Feldabhängigkeit ist auch in Gl. (2.10) enthalten und zwar als Grenzwert $B/B_0 \rightarrow 0$, wobei $\beta \gg 1$ und $B_c = B_0/\beta$ gilt (siehe [30]).

2.2 Künstliche Defekte

Die Bewegung der Flussschläuche im Supraleiter führt zu Dissipation und Flussrauschen. Bei Hochtemperatursupraleitern sind diese Effekte wegen der hohen Anisotropie, der kleinen Kohärenzlänge und der hohen Übergangstemperatur besonders ausgeprägt, was die Anwendung von Bauteilen aus Hochtemperatursupraleitern – die ansonsten dafür vielversprechend sind – erheblich einschränkt.

Mit Hilfe von künstlichen Defekten kann die Bewegung von Flussschläuchen erschwert werden, da die Defekte die Flussschläuche einfangen. Bei nicht zu hohen treibenden Kräften oder zu hoher thermischer Energie bleiben die Flussschläuche sogar an den Defekten haften. Dabei sollte die Dichte an künstlichen Defekten zumindest in der Größenordnung der intrinsischen Defekte liegen, also mit einem mittleren Abstand im Bereich von hunderten Nanometern. Hochtemperatursupraleiter haben eine komplexe und empfindliche kristallographische Struktur (Vgl. Abschnitt 1.2), die die Nanostrukturierung erschwert. Aus diesem Grund sind die in der Halbleitertechnologie bewährten Methoden zur Strukturierung bei Hochtemperatursupraleitern nur sehr begrenzt anwendbar. Doch heutzutage konnten andere Wege gefunden werden künstliche Defekte in HTSL zu erzeugen. Das Einbringen von magnetischen [32] oder nicht-magnetischen [33] Einschlüssen (Dots) ermöglicht es Defekte auf Nanoebene zu erzeugen, die als künstliche Haftzentren für Vortices wirken. Die Wechselwirkungen

mit den magnetischen Streufeldern und/oder den geometrischen Verzerrungen führt zur Verankerung der Flussschläuche an Dots. Auch das Gegenstück zum Dot – ein Loch (antidot) – wirkt als Haftzentrum für Flussschläuche [34]. Selbst wenn das Loch nicht komplett durch das Material geht, sondern nur ein Sackloch (blind hole) ist, haften die Flussschläuche daran [35]. Antidots und blind holes haben sich als effektive Verankerungszentren herausgestellt [36], wobei die Verankerung an blind holes geringer als an Antidots ist [35]. Eine weitere, sehr effektive Möglichkeit kontrolliert einen Defekt zu erzeugen ist die Bestrahlung mit Ionen oder Protonen [37]. Mittlerweile ist es möglich sehr präzise Mikrolöcher in Kupratsupraleitern zu erzeugen.

Es stellt sich nun die Frage, wie sich die künstlichen Defekte auf die physikalischen Eigenschaften auswirken. Zunächst wollen wir uns mit der kritischen Stromdichte beschäftigen. Die kritische Stromdichte j_c ist die Stromdichte, ab der der supraleitende Zustand zusammenbricht und ab der die Probe einen Widerstand hat. Die theoretische Obergrenze für die kritische Stromdichte ist gegeben durch die Paarbrechungs-Stromdichte, die von den intrinsischen Parametern Kohärenzlänge ξ und Eindringtiefe λ bestimmt wird. In Anwesenheit eines Magnetfelds allerdings hängt die gemessene Stromdichte j_c von der Haftkraft F_p ab. In sehr reinen Proben, bei denen die Haftkraft quasi nicht vorhanden ist, ist die kritische Stromdichte sehr niedrig, da aus der Bewegung der Flussschläuche resistives Verhalten folgt. Wird die Bewegung jedoch durch Defekte eingeschränkt, kann die kritische Stromdichte einiges höher sein [18; 38] und sich dem theoretischen Maximalwert annähern. Die Strom-Spannungs-Charakteristiken zweier Proben aus einer Nb₅₀Ta₅₀-Legierung sind in Abb. 2.4 zu sehen [39]. Die untersuchten Proben haben unterschiedliche innere Unordnung. Der kritische Strom I_c einer Probe ist definiert als der Strom, ab dem eine elektrische Spannung auftritt. Das Spannungskriterium liegt meist bei 100nV. Deutlich zu erkennen ist, dass Probe 2, die stärker durch Defekte gestört ist, einen höheren kritischen Strom I_{c2} besitzt als die weniger gestörte Probe 1. Außerdem ist durch die gestrichelte Linie angedeutet, wie die Strom-Spannungs-Charakteristik einer defektfreien, homogenen Probe des gleichen Materials ohne Defekte aussehen würde. Zu beachten ist, dass alle 3 Kurven ab dem kritischen Strom dieselbe Steigung also auch denselben differentiellen Widerstand haben. Dieser tritt jedoch in Abhängigkeit der inneren Unordnung bei verschiedenen Belastungsströmen auf.

Mit steigendem Magnetfeld steigt die Anzahl der Flussschläuche in der Probe. Wenn sich also mehr Flussschläuche in der Probe befinden, reicht ein geringerer Belastungsstrom aus, um Flussschläuche zu bewegen [39]. Das liegt daran, dass bei steigender Flussschlauchdichte nicht alle Flussschläuche gleich stark gebunden sein werden. Hinzu kommt, dass die Haftkraft eines Haftzentrums mit steigendem Außenfeld sinkt. Die Abb. 2.5 zeigt Strom-Spannungs-Charakteristiken einer Pb_{0.83}In_{0.17}-Legierung bei verschiedenen Magnetfeldern $B = 50, 100$ und 200 mT. In höheren Magnetfeldern wird bei niedrigeren Belastungsströmen eine Spannung beobachtet. Der kritische Strom sinkt also mit steigendem Magnetfeld.

Ein stärkere Verankerung an Defekten führt darüber hinaus zu einem niedrigeren Magnetowiderstand und zu einer erhöhten magnetischen Antwort der Probe. Dies lässt sich in Magnetisierungsschleifen $M(H)$ und der phasengleichen und der phasenverschobenen Komponente der komplexen Suszeptibilität $\chi(H) = \chi' + i\chi''$ be-

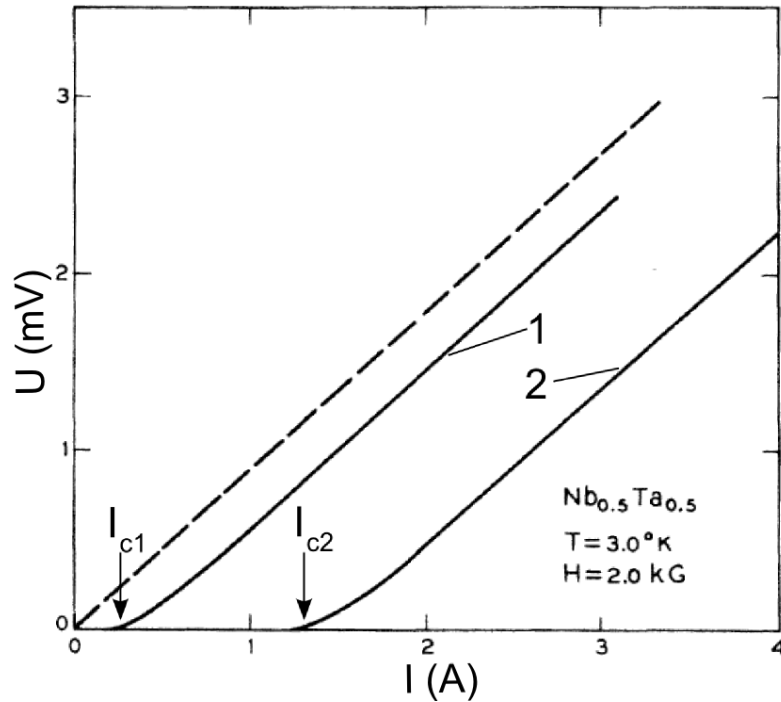


Abb. 2.4: Strom-Spannungs-Charakteristiken zweier Nb₅₀Ta₅₀-Legierung mit unterschiedlicher Anzahl an Defekten bei $T=3$ K und in einem Außenfeld $B_a = 0,2$ T. Die gestrichelte Linie deutet an, wie die Strom-Spannungs-Charakteristik einer defektfreien Probe aus demselben Material aussehen würde. Die Pfeile markieren die kritischen Ströme I_{c1} und I_{c2} der Proben 1 und 2 an(nach [39]).

obachten. Die phasengleiche Komponente ist ein Zeichen für die gespeicherte Energie $E_m = \chi' B_a^2 / 2\mu_0$ und die phasenverschobene Komponente ist ein Zeichen für die Dissipationsenergie $E_q = 2\pi\chi''$.

2.2.1 Ionenbestrahlung

In diesem Abschnitt soll auf die Erzeugung von Defekten durch Bestrahlung eingegangen werden, da die im Rahmen der Arbeit untersuchten Proben durch Bestrahlung erzeugte Defekte besitzen. Besonderer Augenmerk wird dabei auf die Bestrahlung mit leichten Ionen, im besonderen die Verwendung von He⁺-Ionen gelegt. Die Bestrahlung mit Ionen, Neutronen, Protonen und Elektronen bietet eine einzigartige Möglichkeit in Hochtemperatursupraleitern unterschiedliche Defekte zu erzeugen. Damit können die elektrischen und supraleitenden Eigenschaften gezielt verändert werden. Die Art der erzeugten Defekte kann durch die Wahl der zur Bestrahlung verwendeten Teilchen, deren Energie und der Fluenz beeinflusst werden. Die Anzahl an erzeugten Defekten nimmt mit steigender Bestrahlungsdosis zu. Wenn zur Bestrahlung schwere Ionen mit einer Energie in der Größenordnung von GeV verwendet werden, entstehen sogenannte „kolumnare“ Defekte, wohingegen die Bestrahlung mit leichteren Teilchen eine Anhäufung von Punktdefekten schafft. Zur Erzeugung von

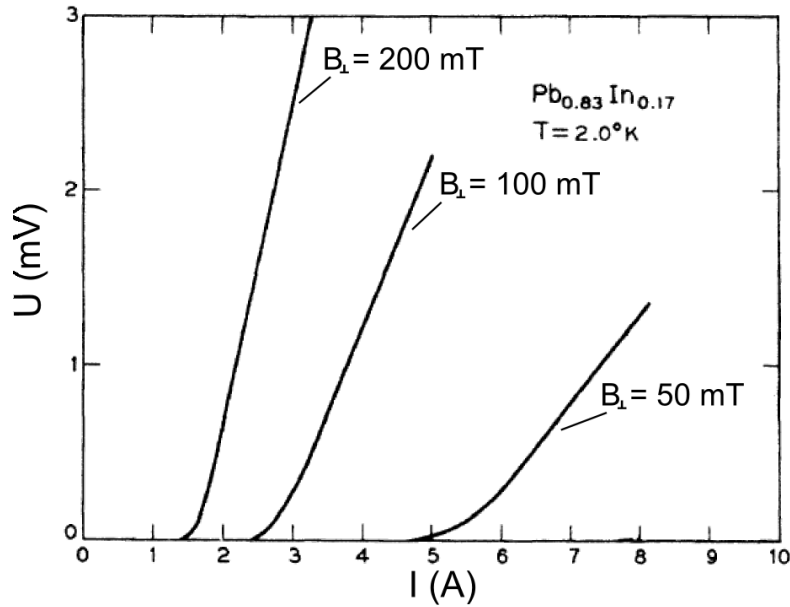


Abb. 2.5: Strom–Spannungs–Charakteristiken einer $Pb_{0.83}In_{0.17}$ –Legierung bei unterschiedlichen äußeren Magnetfeldern $B = 50, 100$ und 200 mT bei $T = 2,0$ K (nach [39]).

künstlichen Defekten wurden in der Vergangenheit Supraleiter meist mit schweren Ionen oder Elektronen [37] bestrahlt. Die Bestrahlung mit leichten Ionen sah wenig vielversprechend aus. Proben, die beispielsweise mit Ne^+ [40]- oder Ar^+ [41] bestrahlt wurden, zeigten nach der Bestrahlung einen breiteren supraleitenden Übergang. Aufgrund der geringen Masse der Elektronen werden diese überwiegend transmittiert. Die Ausbeute an erzeugten Defekten ist nicht besonders zufriedenstellend. Dies ändert sich jedoch, wenn zur Bestrahlung statt Elektronen leichte Ionen mit gemäßigter Energie verwendet werden. Die Bestrahlung mit He^+ -Ionen hat sich als hervorragende Möglichkeit erwiesen, gezielt Haftzentren in YBCO zu erzeugen, da bereits bei üblichen Fluenzen im Bereich um $10^{15} cm^{-2}$ eine zufriedenstellende Ausbeute an Defekten erzeugt wird. Außerdem ist der supraleitende Übergang auch noch nach der Bestrahlung scharf [17; 42]. Allerdings ist die Bestrahlung mit leichten Ionen nur bei dünnen Filmen anwendbar, denn die Energie der Ionen liegt nur im Bereich von etwa 0.05 MeV bis zu mehreren MeV. Bei dickeren Proben würden die Ionen nicht das Material durchdringen, sondern in die Matrix eingebettet werden. Eine Erhöhung der Energie der Teilchen würde nichts bringen, denn mit steigender Energie sinkt der Wirkungsquerschnitt und es werden kaum Defekte geschaffen.

Weitere wichtige Aspekte bei der Bestrahlung sind der Einfallswinkel der Teilchen, die Zusammensetzung des Targetmaterials und die Dicke des Targets. Dies führt entweder zur Rückstreuung der Teilchen, zur Einbettung ins Targetmaterial oder die Teilchen durchdringen das Target komplett. Bei regelmäßigen Kristallen kann es passieren, dass die Teilchen bei bestimmten Einfallswinkeln über Kanäle in der Kristallstruktur transmittiert werden ohne dabei viel „Schaden“ im Target anzurichten. Dieser Effekt wird im Englischen „channeling“ genannt. Obwohl dünne Filme aus YBCO nicht an die kristallographische Reinheit von Einkristallen heran-

kommen, spielt der Einfallswinkel doch eine Rolle bei der Erzeugung von Defekten durch Bestrahlung [23, 3. Kapitel].

Bei der Bestrahlung mit Ionen können durch die Wechselwirkung mit dem Target Atome gesputtert und Sekundärelektronen erzeugt werden. Diese Tatsache ist sehr hilfreich, denn sie ermöglicht es parallel zur Bestrahlung die Strukturierung zu beobachten. Die Bestrahlung kann außerdem dazu führen, dass Atome im Target aus ihrer Position verschoben werden. Die Kristallstruktur kann somit gezielt an einzelnen Stellen verändert werden. In diesen Bereichen sind die supraleitenden Eigenschaften verschlechtert und die Punktdefekte fungieren als Haftzentren für die Flussschläuche. Bei genügend hoher Energie kann es dazu kommen, dass auf die verschobenen Atome soviel Energie übertragen wird, dass diese selbst mit dem Target wechselwirken und weitere Atome verschieben, Atome sputtern oder Sekundärelektronen erzeugen. Diesen Effekt nennt man Kaskadeneffekt.

Mit Computersimulationen können die Effekte der Bestrahlung inklusive Kaskadeneffekte und channeling berechnet werden. Die Simulation einer Bestrahlung mit 75 keV He-Ionen ergab, dass in YBCO hauptsächlich Sauerstoff-Atome aus ihrer Position verschoben werden [43]. Dies liegt zum einen daran, dass die meisten Atome in YBCO Sauerstoffatome sind. Hinzu kommt, dass die Sauerstoffatome die leichtesten Atome in der Verbindung sind. Außerdem sind die Sauerstoffatome in den CuO-Ketten am schwächsten gebunden [17]. Der Einfluss der Bestrahlung auf die schwereren Atome ist viel geringer. Ferner konnte gezeigt werden, dass die Bestrahlung mit He^+ -Ionen eine hohe laterale Auflösung hat, was sehr wichtig ist für eine Strukturierung im Nanometerbereich.

Ein nicht zu vernachlässigender Aspekt ist die Frage nach der Langzeitstabilität der künstlichen Defekte. Denn für spätere technische Anwendung ist es erforderlich, dass die Defekte auch bei Raumtemperatur und nach längerer Zeit nach der Bestrahlung noch vorhanden sind. Erfreulicherweise heilen nur die Niederenergie-Defekte bei Raumtemperatur aus. Das Ausheilen der Defekte resultiert aus der Diffusion der Atome im Material. Die Defekte, die durch Bestrahlung mit He^+ -Ionen erzeugt wurden, heilen erst bei 300°C aus [44]. Nach der Bestrahlung nimmt der Widerstand zwar innerhalb von wenigen Tagen um etwa 20% ab, danach befinden sich die Defekte jedoch im thermischen Gleichgewicht und selbst nach mehreren Monaten konnte keine Änderung des Widerstand, gemessen werden.

Auswirkung auf elektrische Eigenschaften

Nach der Bestrahlung mit verschiedenen leichten Ionen wurde ein deutlich breiterer supraleitender Übergang gemessen [45]. Weitere Effekte durch die Bestrahlung sind die Reduktion der kritischen Temperatur und die Erhöhung des Widerstands im normalleitenden Bereich. Diese Effekte nehmen mit der Fluenz zu. Bei zu hohen Bestrahlungsdosen kann die Supraleitung sogar komplett unterdrückt werden. Wenn mit He-Ionen bestrahlt wird, bleibt der scharfe Übergang nach der Bestrahlung erhalten, nur die kritische Temperatur ist reduziert und die Probe hat einen höheren Widerstand im normalleitenden Zustand [17; 42]. Diese Beobachtung deckt

sich mit den Ergebnissen aus Computersimulationen [23, 3. Kapitel]. Erst bei hohen Bestrahlungsdosen wird der Übergang auch bei Bestrahlung mit He-Ionen breiter. Im normalleitenden Bereich wirken die erzeugten Defekte als Streuzentren für die Elektronen. Die Folge ist eine Erhöhung des Widerstands. Die Temperaturabhängigkeit des Widerstand eines 100nm dicken YBCO-Films nach Bestrahlung mit 75keV He⁺-Ionen mit unterschiedlichen Fluenzen ist in Abb. 2.6 zu sehen. Die lineare Ab-

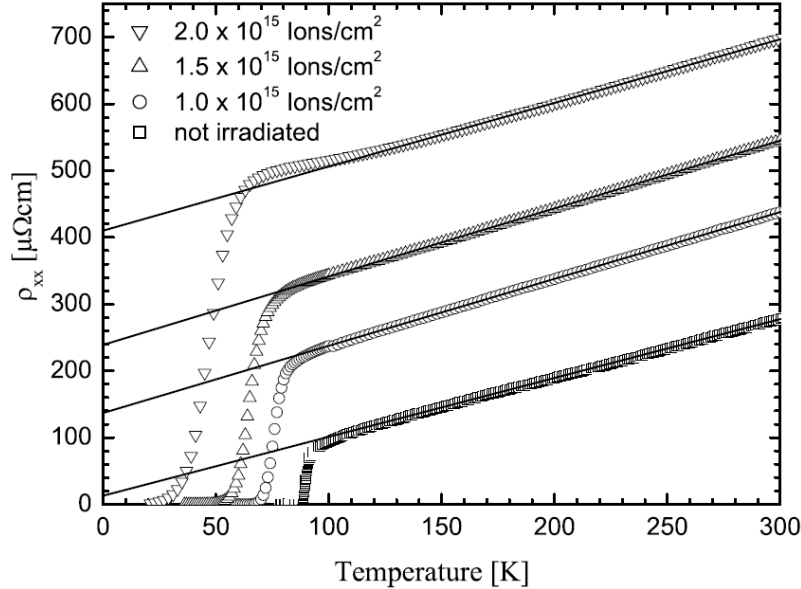


Abb. 2.6: Widerstand von YBCO vor und nach einer Bestrahlung mit 75keV He⁺-Ionen mit unterschiedlichen Fluenz aufgetragen gegen die Temperatur (aus [42])

hängigkeit des Widerstands von der Temperatur ist auch nach der Bestrahlung zu beobachten, unabhängig von der Bestrahlungsdosis. Dies ist ein Zeichen dafür, dass die Anzahl der mobilen Ladungsträger durch die Bestrahlung nicht beeinflusst wird, nur die Anzahl der Defekte steigt mit steigender Fluenz.

Die Bestrahlung mit He⁺-Ionen bei gemäßigter Energie bietet eine perfekte Möglichkeit gezielt künstliche Defekte in Hochtemperatursupraleitern zu erzeugen: die erzeugten Defekte sind auf atomarer Skala, wodurch eine effektive Verankerung gewährleistet ist und die supraleitenden Eigenschaften des umliegenden Materials erhalten bleiben. Darüber hinaus reicht bei dünnen Filmen eine gemäßigte Energie aus, damit die He-Ionen das Material vollständig durchdringen und nicht implantiert werden. Dadurch kann eine hohe Ausbeute an erzeugten Defekten erreicht werden. Ferner bleiben die Defekte bei Raumtemperatur über einen langen Zeitraum erhalten und es erweist sich als Vorteil, dass die Oberfläche der Probe durch die Bestrahlung unverändert bleibt. Viele Strukturierungsverfahren wie etwa das Ätzen verändern die Oberfläche der Probe. Oft ist es jedoch wünschenswert weitere epitaktische Schichten oder eine Schutzschicht nach der Strukturierung aufzubringen. Dies ist nach der Bestrahlung ohne Weiteres möglich.

2.2.2 Strukturierte Defekte

Nachdem erkannt wurde, dass zufällig verteilte, künstliche Haftzentren den kritischen Strom erhöhen und das Flussrauschen verringern können, kam man schnell auf die Idee, dass diese Effekte verstärkt werden können, indem die Defekte in einer regelmäßigen Form strukturiert werden. Wegen der effektiven Einschränkung auf zwei Dimensionen werden meist dünne Filme verwendet.

Durch geschickte Strukturierung können die Vortices auf bestimmten Pfaden geführt werden. Diese Vortexführung verringert das $1/f$ -Rauschen [46]. Für eine effektive Vortexführung sollte der Abstand von Haftzentren entlang der Führungslinie in der Größenordnung der intrinsischen Parameter Kohärenzlänge und Eindringtiefe sein. Ein weiterer Effekt ist in Analogie zum Diodeneffekt beim pn-Übergang der Ratschen-Effekt. Dabei ist die Symmetrie des Verankerungspotentials so stark gebrochen, dass der Vortexfluss in eine Richtung erst bei sehr hohen treibenden Kräften möglich wird, in entgegengesetzter Richtung können die Vortices jedoch leicht fließen [47; 48]. Nicht nur aus technischer Sicht, sondern auch aus wissenschaftlicher Sicht ist die Wechselwirkung von Vortices mit strukturierten Defekten von Bedeutung. Das System aus Vortices und Defekten stellt ein gutes Modell für Systeme wechselwirkender Teilchen mit Haftzentren dar. Ein Beispiel dafür ist die Stauung von kolloidalen Teilchen [48; 13]. Ein Vorteil dabei ist, dass über die Magnetfeldstärke die Anzahl der Flussschläuche in der Probe und über den Transportstrom eine äußere treibende Kraft eingestellt werden kann. Mit steigender Anzahl an Flussschläuchen steigt auch die Wechselwirkung der Flussschläuche miteinander.

Aufgrund der Tatsache, dass sich Flussschläuche in Abwesenheit von Defekten in einem regelmäßigem Dreiecksgitter anordnen, ist es naheliegend Defekte mit einer regelmäßigen, periodischen Struktur zu erzeugen. Das Defektgitter ist meistens dreieckig [19; 49] oder quadratisch [50]. Doch auch Proben mit rechteckigem [32] und sogannantem Kagomé [14] Defektgitter wurden hergestellt und untersucht. Die Verteilung der Vortices bei verschiedenen Magnetfeldern wurde mittels Molekulardynamiknäherungen simuliert [51] und mittels Lorzentzmikroskopie [52] sichtbar gemacht.

Bei Erhöhung des Magnetfelds dringen die Flussschläuche am Rand der Probe in den Supraleiter ein. Die Flussschläuche können jedoch nicht ungehindert in den Supraleiter eindringen. Bereits fließenden Abschirmströme bilden einen Oberflächenbarriere, die die Flussschläuche beim Eindringen überwinden müssen. Dies ist die Bean-Livingston-Barriere [53]. Derselbe Effekt tritt in umgekehrter Weise auf, wenn das Magnetfeld erniedrigt wird. Wieder behindern die fließenden Abschirmströme die Flussschläuche am Verlassen des Supraleiters.

2.3 Resonanzeffekte

Bei Magnetfeldänderungen entsteht ein Gradient in der Vortexdichte. Wenn das Magnetfeld erhöht bzw. erniedrigt wird, ist die Vortexdichte am Rand der Probe höher als im Inneren bzw. umgekehrt. Aufgrund des Gradienten wandern die Vortices ins

Innere bzw. nach außen. Wenn die Probe allerdings Defekte enthält, werden die Vortices von den Haftzentren eingefangen. Bei einem regelmäßigen Defektgitter werden zunächst die Defekte am Rand mit einem Vortex besetzt und dann die, die weiter innen liegen. Die Besetzungsfront der Defekte wandert mit den Vortices ins Innere bis alle Defekte besetzt sind. Wenn das Magnetfeld verringert wird, verlassen die Vortices die Probe in umgekehrter Reihenfolge. Zunächst können die Vortices am Rand nicht mehr gehalten werden und sie wandern aus der Probe, dann folgen die Vortices weiter im Inneren. Der Vortexdichtegradient, der beim Erhöhen bzw. bei Verringerung des Magnetfelds entsteht, konnte auch in Simulationen des lokalen Magnetfelds $B(x, y, H(t))$ beobachtet werden [54].

Wenn jeder künstliche Defekt einen Vortex eingefangen hat, bilden die Vortices selbst ein regelmäßiges Gitter, das mit dem Defektgitter übereinstimmt. Die elastische Wechselwirkungsenergie erhöht die Stabilität des Vortextgitters. Das Resonanzfeld

$$B_{\Phi} = \frac{\Phi_0}{A} \quad (2.11)$$

ist das Feld, bei dem jeder Defekt des Defektgitters mit einem Vortex besetzt ist. Es ist durch das magnetische Flussquant Φ_0 und die Fläche A der primitiven Einheitszelle des Defektgitters gegeben. Mit anderen Worten ausgedrückt, ist das Resonanzfeld das Magnetfeld, bei dem die Vortexdichte n pro Einheitszelle des Defektgitters eins ist. Die Resonanzen sind nur dann deutlich zu erkennen, wenn die Periodizität des Defektgitters in der Größenordnung oder kleiner ist als der mittlere Abstand zwischen den intrinsischen Defekten. Ansonsten würden die intrinsischen Defekte die Verankerung dominieren. Bei YBCO liegt der mittlere Abstand der intrinsischen Defekte zueinander ungefähr bei 300 - 500 nm.

Was passiert nun, wenn das Magnetfeld über das Resonanzfeld B_{Φ} erhöht wird und somit zusätzliche Vortices in die Probe eindringen? Da alle Defekte mit einem Vortex besetzt sind, gibt es zwei Möglichkeiten, wo sich der überschüssige Vortex ansiedeln kann. Die eine Möglichkeit ist, dass sich die zusätzlichen Vortices auf Zwischengitterplätzen befinden, die andere ist die Bildung von Multiquanten-Zuständen in den Defekten. Der Multiquanten-Zustand ist der Zustand, wenn ein Defekt mehr als ein Flussquant gefangen hat. Diese Vortices, die mehr als ein Flussquant tragen, werden auch Multiquanten-Vortices genannt.

Die freie Energie F_0 eines Vortex, der mit einem Defekt wechselwirkt, hängt von der Anzahl n_v an gefangenen Vortices ab [22]. Dies ist in Abb. 2.7 zu sehen. Solange ein Defekt unbesetzt ($n_v = 0$) ist, übt er eine anziehende Kraft auf die Vortices aus (Abb. 2.7a). Sobald jedoch die Defekte mit einem Vortex ($n_v = 1$) besetzt sind, ändert sich die freie Energie (Abb. 2.7b). Es bildet sich eine Energiebarriere, die die Vortices bei x_h in den Defekten (h) gefangen hält. Für die überschüssigen Vortices ist die Position zwischen den Defekten energetisch am günstigsten, da hier das Abstoßungspotential minimal ist [55]. Die überschüssigen Vortices sind auf den Zwischengitterplätzen (i) quasigebunden. Falls die Verankerung an Defekten aber zu stark ist, können keine Zwischengitter-Vortices entstehen. Ein wichtiger Aspekt bei der Bildung von Multiquanten-Vortices in Defekten ist, wie viele Vortices ein Defekt fangen kann. Wenn die Sättigungszahl erreicht ist ($n_v = n_s$), verschwindet das Mi-

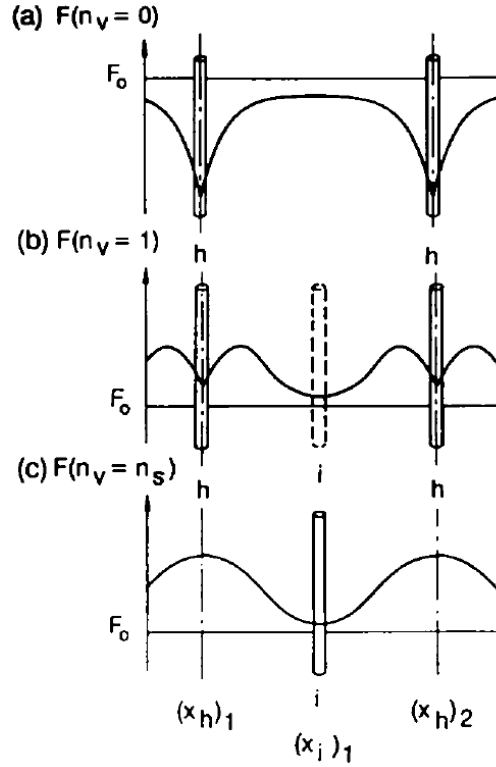


Abb. 2.7: Freie Energie $F(x)$ einer Flusslinie, die mit einem Defekt wechselwirkt - Die freie Energie hängt von der Anzahl der Flussschläuche pro Defekt n_v ab (aus [50]); (a) bei $n_v < 1$ sind die Vortices an die Defekte gebunden, (b) bei $n_v = 1$ sind die Vortices an Defekte gebunden und auf Zwischengitterplätzen quasigebunden und (c) bei $n_v = n_s$ sind die Vortices leicht auf Zwischengitterplätzen gebunden (nach [22]).

nimum der freien Energie im Defekt (Abb. 2.7c). Es können keine weiteren Vortices mehr gefangen werden und der Defekt wirkt abstoßend auf weitere Vortices.

Die Existenz von Multiquanten-Vortices konnte mit Hilfe hochauflösender Magnetoptik, die das lokale magnetische Feld aufnimmt, gezeigt werden [49]. Eine 3D-Rekonstruktion des gefangenen Flusses in einem hexagonalen Antidot-Gitter ist in Abb. 2.8 zu sehen. Das Bild wurde bei 8K und in 0T externem Feld aufgenommen. Vor der Aufnahme wurde das Magnetfeld auf 1T erhöht und dann wieder auf 0T zurückgefahren, so dass der remanente Zustand des Vortexsystems untersucht werden kann. Die Höhe der Peaks ist auf die Anzahl an gefangenen Flussquanten skaliert worden. Deutlich zu sehen ist, dass sich Multiquanten-Zustände ausgebildet haben und dass die Vortices ein quadratisches Gitter bilden. Das Vortextgitter stimmt im Übrigen mit dem Defektgitter überein. Die Defekte haben bis zu 280 Vortices gefangen, wohingegen das lokale Feld zwischen den Defekten auf 0 abfällt. Daraus lässt sich folgern, dass bei Verringerung des Magnetfelds zuerst die Zwischengitter-Vortices die Probe verlassen. Das liegt daran, dass die Mobilität der Vortices auf Zwischengitterplätzen höher ist als die der gefangenen Vortices [55].

Die Sättigungszahl n_s hängt vom Radius R des Defekts und von der Kohärenzlänge

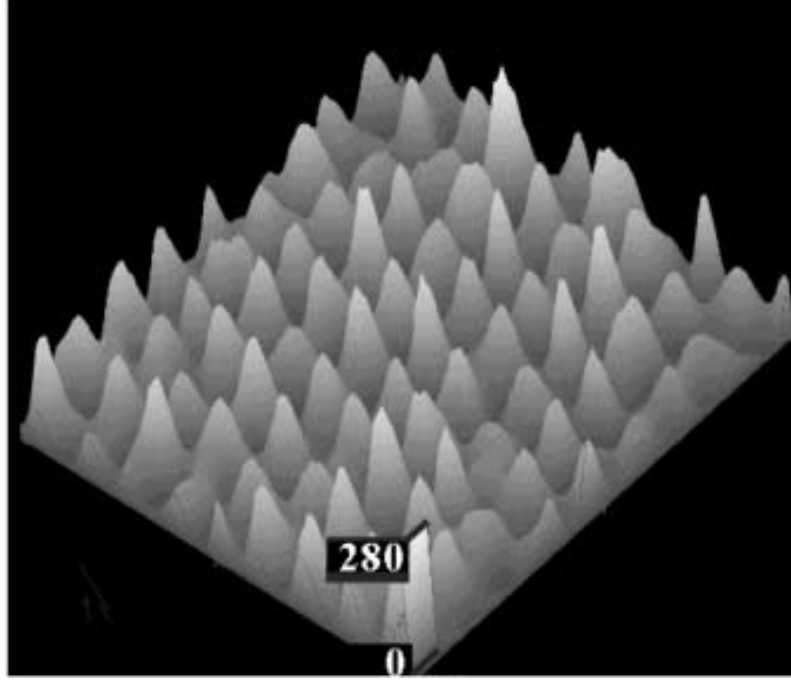


Abb. 2.8: 3D-Rekonstruktion der Multiquanta-Vortex in einem dünnen YBCO-Film mit einem hexagonalen Antidot-Gitter - Das magnetische Feld wurde mit Magnetooptik aufgenommen bei 8K in 0T äußerem Feld, nachdem zuvor ein Feld von 1T angelegt wurde. Die Höhe der Peaks ist auf die Anzahl an gefangenen Flussquanten skaliert (aus [49])

ab (Vgl. Gl. (2.3)). Die Kohärenzlänge nimmt mit sinkender Temperatur ab. Das hat zur Folge, dass bei tiefen Temperaturen mehr Vortices von einem Defekt gefangen werden können als bei höheren Temperaturen. Das Auftreten von Zwischengitter-Vortices bedeutet allerdings nicht automatisch, dass die Sättigungszahl n_s erreicht wurde. Vielmehr spielt auch die Periodizität des Defektgitters eine entscheidende Rolle. Mit sinkender Periodizität wird es wahrscheinlicher, dass die Vortices auch auf Zwischengitterplätzen gefangen sind [56]. Nicht zuletzt spielt auch die Vortex-Vortex-Wechselwirkung eine große Rolle. Wenn die Vortices weniger stark miteinander wechselwirken, können die Vortices eher auf Zwischengitterplätzen sitzen. Das zusätzliche periodische Einsperrpotential, das durch die elastische Wechselwirkung der in Defekten gefangenen Vortices mit den Zwischengitter-Vortices hervorgerufen wird, erhöht das Verankerungsvermögen der Probe. Das Einsperrpotential kann sogar so groß sein, dass sich auch auf Zwischengitterplätzen Multiquanten-Vortices bilden [57].

Die oben erwähnte Resonanz tritt nicht nur auf, wenn ein Vortex pro Defekt gefangen ist, sondern auch bei ganzzahligen Vielfachen des Resonanzfelds:

$$B_n = n \cdot B_\Phi = n \frac{\Phi_0}{A} . \quad (2.12)$$

Immer wenn die Anzahl n an Vortices pro Einheitszelle eine ganze Zahl ist, treten Resonanzen auf. Die Multiquanten-Vortices bilden ebenso ein Gitter, das dem

Defektgitter entspricht, wie es auch die Vortices beim ersten Resonanzfeld tun. Allerdings, sind die höheren Resonanzen nicht mehr so stark ausgeprägt, wie die erste Resonanz. Denn mit steigender Besetzung sinkt die Haftkraft der Defekte. Zusätzlich kann auch das Vortexgitter selbst Defekte wie Zwischengittervortices aufweisen. Zudem kann es sein, dass die Defekte nicht gleichmäßig besetzt sind. Die Wahrscheinlichkeit für solche Defekte im Vortexgitter steigt mit der Anzahl der Vortices. Bei höheren Resonanzen besitzt das Vortexgitter also auch mehr Defekte, die wiederum die Stabilität des Gitters mindern.

Diese Resonanzen können beispielsweise im kritischen Strom, im Magnetowiderstand, in der Magnetisierung, in der Suszeptibilität und in der Haftkraft beobachtet werden. Mit Hilfe von Lorentzmikroskopie konnten Harada et al. [52] durch Aufnahmen der lokalen Flussdichte eines Niob-Films mit einem regelmäßigem Gitter aus künstlichen Defekten zeigen, dass die Vortices bei Resonanzfeldern ein Gitter bilden, das mit dem Defektgitter übereinstimmt. Castellanos et al. [58] fanden im kritischen Strom eines YBCO-Films mit quadratischem Defektgitter Peaks bei Resonanzfeldern, die durch die Resonanz des Vortexgitters zustande kommen. Es konnten nicht nur Resonanzen bei Vielfachen des Resonanzfelds beobachtet werden, sondern die Resonanzen traten ebenso bei rationalen Resonanzfeldern auf [59].

Die Resonanzen bei rationalen Resonanzfeldern kommen dadurch zustande, dass die Vortices gegenüber dem Defektgitter ein Übergitter bilden. Wenn beispielsweise nur jeder zweite Defekt mit einem Vortex besetzt ist beträgt die Vortexdichte $1/4$. Die rationalen Resonanzen treten auch oberhalb des ersten Resonanzfelds auf. Allerdings ist das Vortexgitter, wenn es nicht direkt mit dem Defektgitter übereinstimmt, viel weniger stabil und die Resonanzen sind schwächer ausgeprägt.

Die Vortices in Verbindung mit dem regelmäßigen Defektgitter bilden eine weitere Barriere, die zusätzliche Vortices am Eindringen bzw. Verlassen der Probe hindert [60; 61; 58]. Die Barriere äußert sich im hysteretischen Verhalten der Probe. Sobald ein Vortex von einem Defekt eingefangen wurde, bildet sich eine Energiebarriere um den Defekt (siehe Abb. 2.7). Die Defekte am Rand, die als erstes besetzt werden, stoßen also die zusätzlichen Vortices ab. Auf dem Weg ins Innere muss erst die Barriere, die durch die bereits besetzten Defekte am Rand hervorgerufen wird, überwunden werden. Dasselbe gilt für die Vortices beim Verlassen der Probe. Die Vortices am Rand können die Probe ungehindert verlassen, im Gegensatz dazu müssen die Vortices im Inneren erst die Energiebarrieren der besetzten Defekte überwinden.

Diese Hystereseeffekte wurden von Lykov im kritischen Strom von sowohl perforierten, Sauerstoff dotierten Aluminium-Filmen [60] als auch perforierten Zinn-Filmen [61] beobachtet. Bei steigendem Magnetfeld waren die Spitzen im kritischen Strom zu niedrigeren Feldern als B_m und im sinkenden Magnetfeld waren sie zu höheren Feldern verschoben. Wenn die Proben vor jedem Messpunkt über die kritische Temperatur geheizt wurden und der magnetische Fluss eingefroren wurde, verschwindet die Hysterese bei beiden Proben. Dieselben Hystereseeffekte traten auch in den Messungen von Castellanos et al. [58] auf.

3 Proben

3.1 Herstellung des Films

In der vorliegenden Arbeit werden 200nm dünne Filme aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ untersucht. Die Filme wurden mit Pulsed-Laser-Deposition auf MgO-Substraten abgeschieden. Danach wurden die Filme durch Ätzen strukturiert und Kontakte aus einer Ag/Au-Schicht aufgedampft. Nach Glättung der Oberfläche wurden durch Ionenbestrahlung ein künstliches, quadratisches Defektgitter in der Probe erzeugt. Die Herstellung des Films, die Strukturierung und die Ionenbestrahlung wurde freundlicherweise von der Gruppe um Prof. Johannes D. Pedarnig an der Johannes-Kepler-Universität Linz am Institut für Angewandte Physik übernommen.

3.1.1 Pulsed Laser Deposition

Die **Pulsed Laser Deposition** Methode – auch kurz PLD genannt – ist ein Verfahren aus der Gruppe der physikalischen Gasphasenabscheidungen. Dabei wird Material vom Target durch Laserpulse abgedampft. Das abgeschiedene Material kondensiert auf dem Substrat und bildet einen dünnen Film. Ein großer Vorteil der PLD ist, dass durch die Laserpulse die Anregungsenergie im abgedampften Volumen bleibt und nicht vom Target dissipiert wird. Das verbleibende Targetmaterial wird durch die Abscheidung nicht beschädigt und es findet keine Entmischung in die unterschiedlichen Komponenten statt. Dadurch entspricht die Zusammensetzung der Komponenten in der Plasmawolke der Zusammensetzung im Target. Außerdem bleibt die Zusammensetzung in der Plasmawolke über mehrere Laserpulse erhalten. Diese Bedingung ist nur erfüllt, wenn die Laserparameter in Hinblick auf das Target gewissenhaft gewählt wurden. Somit können mit PLD mehrkomponentige stöchiometrische Filme hergestellt werden, wobei nur ein Target benötigt wird. Die PLD ist eine sehr zuverlässige Technik, die für die Abscheidung von epitaktischen Filmen mit komplexer Stöchiometrie, wie es bei YBCO der Fall ist, und für die Herstellung von vielschichtigen Lagen sehr geeignet ist. Die Hauptbestandteile der PLD sind Laser, Reaktionskammer, Target und Substrat. Um sowohl eine homogene Abtragung am Target als auch eine homogene Abscheidung auf dem Substrat zu gewährleisten, werden beide Komponenten relativ zur Plasmawolke und zum Laser gedreht und verschoben. Durch die Einstellung von Parametern wie der Pulslänge, der Wiederholungsrate der Laserpulse und dem Druck in der Reaktionskammer kann der Abscheidevorgang optimiert werden.

Durch die Wahl des Substrats kann die Orientierung des abgeschiedenen Films gesteuert werden. Das abgeschiedene Material ordnet sich entsprechend der Struktur des Substrats an. Die Gitterparameter von c-Achsen orientiertem YBCO-Film stimmen sehr gut mit denen des hier verwendeten (100) MgO überein. Daneben wäre zum Beispiel auch (100) SrTiO₃ als Substrat möglich, SrTiO₃ ist jedoch teurer und schwieriger zu handhaben als MgO. Um Diffusionsprozesse der Atome auf die Gitterplätze zu erleichtern, wird das Substrat meist beheizt. Erst durch die Diffusion der Atome auf die Gitterplätze wird die Herstellung eines hochwertigen kristallinen Films mit PLD möglich. Für weiterleitende Literatur sei auf das Buch [62] von D. Bäuerle verwiesen.

3.1.2 Strukturierung und Kontaktpads

Aus einem Film werden zwei identische Proben auf demselben Substrat strukturiert. Eine der beiden Proben (durch eine abgeschrägte Ecke des Substrats markiert) wird zusätzlich bestrahlt um künstliche Haftzentren zu erzeugen. Das genaue Verfahren wird im nächsten Abschnitt (siehe 3.2) beschrieben. Die andere Probe bleibt unbestrahlt und dient als Referenzprobe.

Die oberflächengereinigten Filme wurden mittels photochemischem Ätzen strukturiert. Die resultierende Geometrie der beiden Proben ist in der schematischen Darstellung in Abb. 3.1 [63] zu sehen. Die Längenangaben haben die Einheit mm. Die

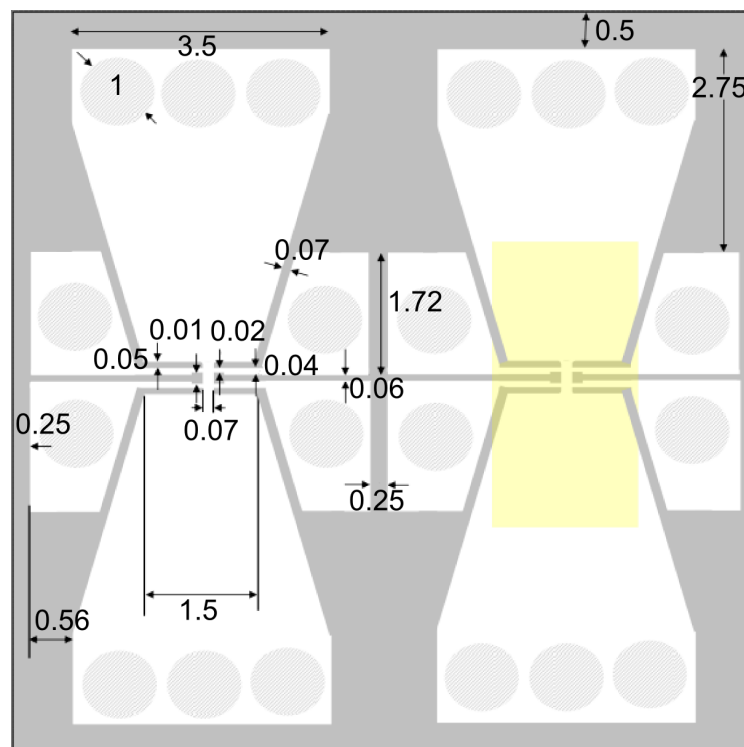


Abb. 3.1: Geometrie der Proben nach der Bestrahlung - Die Längen sind in mm angegeben.

Kontaktpads haben einen Durchmesser von 1 mm und bestehen aus einer dünnen

Silberschicht, auf der eine ähnlich dicke Goldschicht aufgedampft wurde. Die Proben werden mit Golddraht und Leitsilber kontaktiert. Die eigentliche Probe besteht aus dem dünnen Steg zwischen den Kontakten und hat die Abmessungen: $0,1 \text{ mm} \times 0,07 \text{ mm} \times 200 \text{ nm}$. Der Widerstand der Probe wird mit der üblichen Vierpunkt-methode gemessen, wodurch nur die Spannung zwischen den Spannungskontakten gemessen wird. Der eingestellte Strom fließt zwischen den oberen drei und den unteren drei Kontakten. Die abfallende Spannung wird zwischen zwei übereinander liegenden mittleren Kontakten abgenommen.

3.2 Masked Ion Beam direct Structuring

In zwei der untersuchten Proben wurde ein künstliches Defektgitter eingebracht. Dazu wurde auf die relativ neue Methode der **Masked Ion Beam direct Structuring** (MIBS) zurück gegriffen. Im Abschnitt 2.2.1 wurden bereits die Vorteile der Defekterzeugung mittels Ionenbestrahlung wie das hohe Auflösungsvermögen und die Langzeitstabilität der Defekte erläutert. Der Vorteil von MIBS ist, dass die Probe durch eine Maske mit Ionen bestrahlt wird. Dadurch ist eine kontaktlose Strukturierung möglich, ohne dass die Oberfläche angegriffen wird und zur Strukturierung sind wenige Prozessschritte nötig. Mit MIBS können mehrere Proben gleichzeitig bestrahlt werden, was diese Methode für spätere technische Anwendungen interessant macht. Das Prinzip der MIBS ist in Abb. 3.2 zu sehen [64]. Die Maske wird knapp

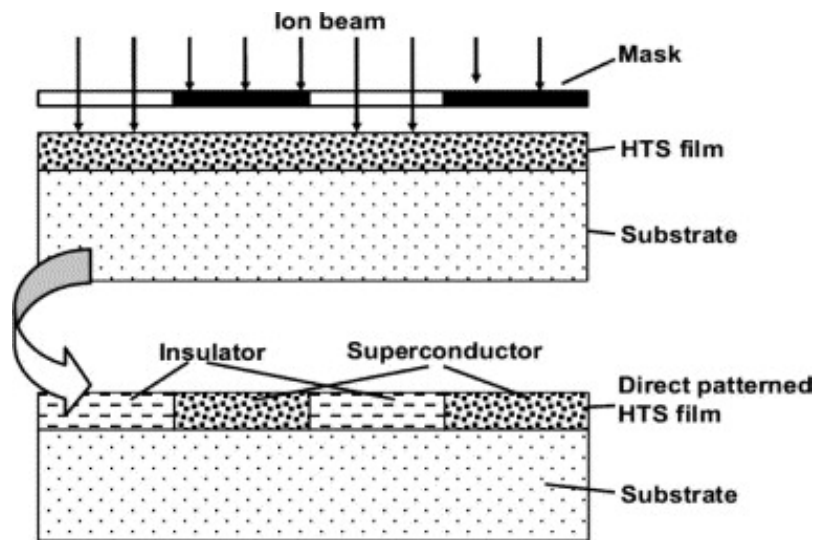


Abb. 3.2: Schematische Darstellung der Masked Ion Beam direct Structuring (MIBS) für Filme aus Hochtemperatursupraleitern (aus [64])

über dem HTSL-Film platziert. Durch die Ionenbestrahlung wird die Supraleitung in den Bereichen, die nicht von der Maske abgedeckt sind, unterdrückt. In den Bereichen, wo der Film von der Maske vor der Bestrahlung geschützt ist, bleiben die supraleitenden Eigenschaften erhalten. Das Muster der Maske wird 1:1 auf den Film übertragen. Die Auflösung hängt somit nur vom Auflösungsvermögen der Technik,

mit der die Maske hergestellt wird ab und es sind viele verschiedene Strukturen möglich.

Die erzeugten Defekte sind zylindrische Antidots mit einem Durchmesser von etwa 172,7 nm und das quadratischen Gitter hat einen Gitterabstand von 302,8 nm bzw. 1,005 μm (siehe Abb. 3.3). Die Proben wurden mit 75 keV He^+ -Ionen bestrahlt.

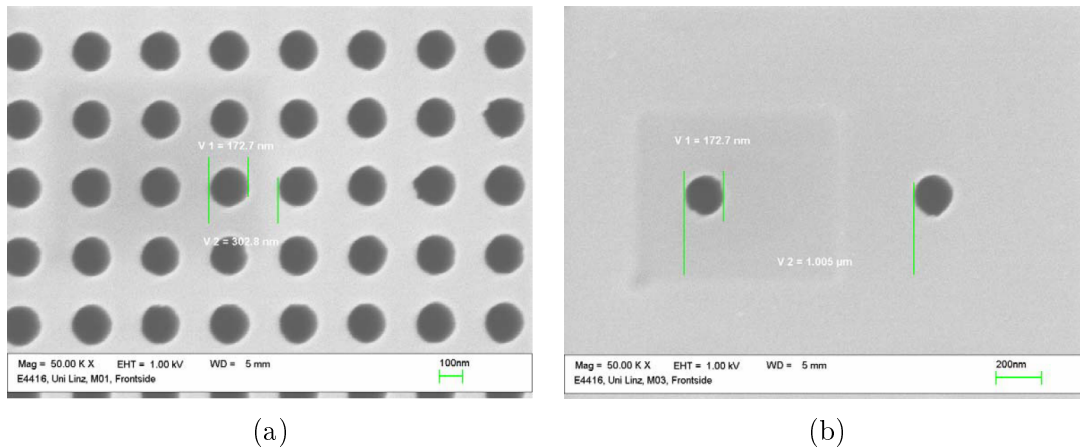


Abb. 3.3: Elektronmikroskopische Aufnahmen der Masken mit einem Gitterabstand von (a) $a = 302,8\text{nm}$ und (b) $a = 1,005\mu\text{m}$. (aus [65])

Bei dieser Energie kann die Zahl der implantierten He-Ionen in einem 200nm dicken YBCO-Film vernachlässigt werden. Die laterale Abweichung liegt in etwa bei 10nm (Vgl. [23, 3. Kapitel]). Die Ionen wurden senkrecht eingestrahlt, die Dosis lag bei $3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ und der Film befand sich bei Raumtemperatur. Die verwendeten Masken waren 2 μ dick, bestanden aus Si und wurden von der Universität Stuttgart am Instiut für Mikroelektronik hergestellt. Die Position der Maske ist in Abb. 3.1 durch die gelbe Fläche angedeutet. Das Lochmuster in der Maske befindet sich mittig und erstreckt sich über eine Fläche von etwa $80 \times 200 \text{ nm}^2$. Durch die Maske wird lediglich die Brücke mit Ionen bestrahlt. Der Bereich um das Lochmuster wird von der Maske vor der Bestrahlung geschützt, so dass die Zuleitungen und die Kontaktpads nicht beschädigt werden.

3.3 Vorausgegangene Messungen

Die Proben wurden schon vor Beginn der vorliegenden Arbeit untersucht. In diesem Abschnitt wird kurz zusammengefasst, was bereits gemessen wurde. Zunächst wurde vor der Bestrahlung die Widerstandskurve $R(T)$ in Abhängigkeit der Temperatur T und die Spannung $U(I)$ in Abhängigkeit vom Strom I an der Johannes-Kepler-Universität Linz von der Gruppe von Prof. Pedarnig gemessen (Vgl. Abb. 3.4 [63]). Die kritische Temperatur T_c ist die Temperatur, bei der der Widerstand um die Hälfte abgenommen hat. Der kritische Strom wird über ein Spannungskriterium definiert.

Der Widerstand der Probe S14 ist im normalleitenden Bereich etwas höher, als der Widerstand der Probe S15 und die kritische Temperatur ist bei der Probe S14

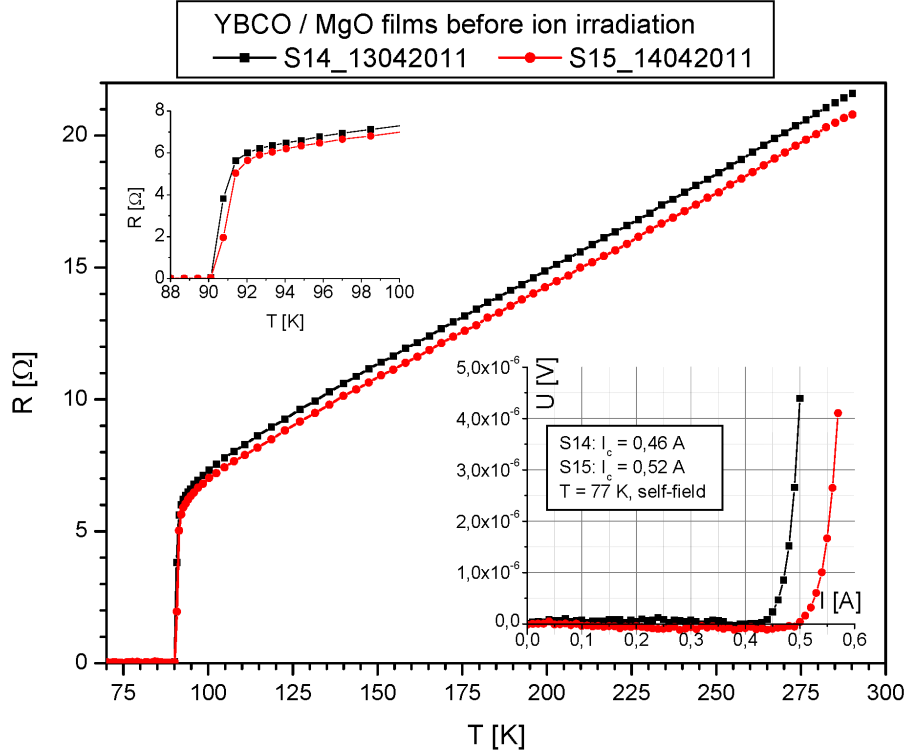


Abb. 3.4: Widerstandsverlauf $R(T)$ beim Abkühlen - Die Messungen wurden vor der Bestrahlung an der Universität Linz von der Gruppe von Prof. Pedarnig ausgeführt. Links oben ist der supraleitende Übergang vergrößert zu sehen. Die Ermittlung des kritischen Stroms aus einem Spannungs-kriterium ist unten links dargestellt.

etwas niedriger als bei der Probe S15. Auch der kritische Strom der beiden Proben unterscheidet sich ein wenig voneinander: der kritische Strom von S14 ist etwas geringer als der von S15. Das könnte daran liegen, dass die Proben nicht genau gleich rein sind und sich etwas in der Anzahl der Defekte unterscheiden. Außerdem spielt der Sauerstoffgehalt eine wichtige Rolle. Die Proben unterscheiden sich jedoch nur wenig und können daher direkt miteinander verglichen werden.

Außerdem wurde die Dicke d des Films am Steg ermittelt. Die kritische Temperatur T_c und der kritische Strom vor der Bestrahlung, die Dicke des Films und der Gitterparameter a des durch Bestrahlung erzeugten Defektgitters der Proben S15, S14 und der Referenzprobe R14, die sich auf demselben Substrat wie die Probe S15 befindet, sind in der Tabelle 3.1 zusammengefasst. Nach der Bestrahlung liegt die kritische Temperatur von S15 bei etwa 50 K und der Übergang ist deutlich breiter als vor der Bestrahlung.

Des Weiteren wurde von Prof. Lang an der Probe S15 der Magnetowiderstand bei einem Strom von $100 \mu\text{A}$ gemessen. Die Temperatur wurde während der Messung konstant bei 18 K gehalten. Abb. 3.5 zeigt die aus zwei Messungen gemittelte Kurve bei sinkendem Magnetfeld. In steigendem Magnetfeld wurden keine aussagekräftigen Minima beobachtet. Bei sinkendem Magnetfeld bilden sich jedoch mehrere deutliche

Tabelle 3.1: Parameter der untersuchten Proben - Die kritische Temperatur und der kritische Strom wurden vor der Bestrahlung von der Gruppe von Prof. Pedarnig an der Johannes-Kepler-Universität Linz gemessen

Probe	T_c (K)	I_c (A) bei 77K	d (nm)	a (nm)
S15	90	0,46	210	302
S14	90	0,52	200	1005
R14	90	0,52	210	-

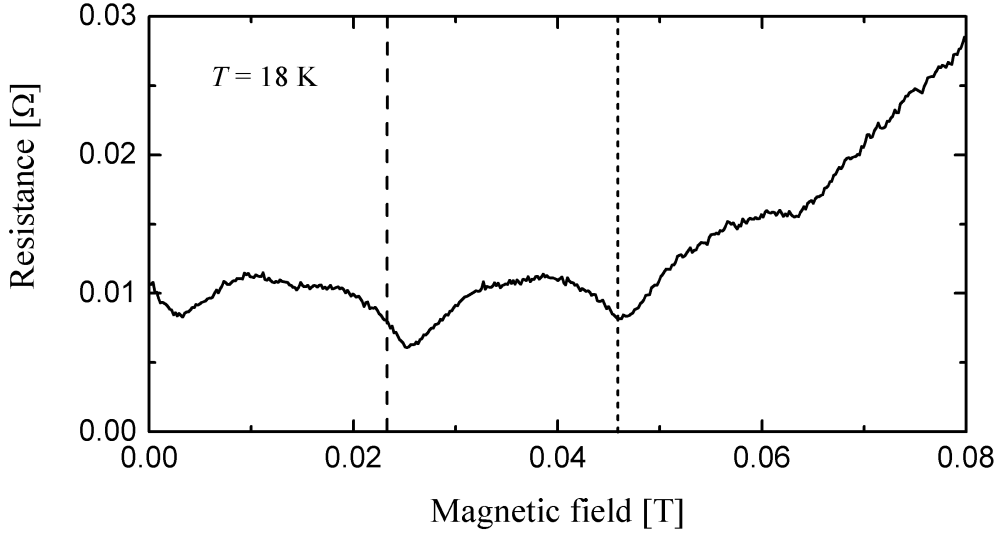


Abb. 3.5: Magnetowiderstand der Probe S15 bei $T = 18$ K - Die Kurve ist das Mittel zweier Messungen bei sinkendem Magnetfeld. Der eingestellte Strom betrug $100 \mu\text{A}$. Die Messung wurde von Prof. Lang am 21.06.2011 durchgeführt. Die gestrichelten Linien markieren das erste (23 mT) und das zweite (46 mT) theoretisch nach Gl. (2.12) zu erwartende Resonanzfeld. (aus [66])

Minima aus. Die Lage des ersten und des zweiten Resonanzfelds, die theoretisch nach Gl. (2.12) zu erwarten sind, sind durch gestrichelte vertikale Linien angedeutet. Die ersten beiden Minima sind etwas zu höheren Feldern verschoben, verglichen mit dem Nullfeld bzw. dem theoretisch erwarteten ersten Resonanzfeld. Das dritte Minimum stimmt recht gut mit dem zweiten Resonanzfeld überein und es ist sogar ein viertes Minimum um das dritte Resonanzfeld erkennbar. Das zweite Minimum liegt am tiefsten. Das bedeutet, dass bei diesem Außenfeld, das Verankerungsvermögen der Probe am höchsten ist. Dieses Muster ist in allen folgenden Messungen der Probe S15 erkennbar.

Im Rahmen einer Bachelorarbeit wurde außerdem die Temperaturabhängigkeit des Resonanzeffekts der Probe S15 untersucht[67]. Hier wurde der kritische Strom in Abhängigkeit des Magnetfelds im Temperaturbereich von 28 - 46 K gemessen (siehe Abb. 3.6). Die Minima im Magnetowiderstand entsprechen Maxima im kritischen Strom.

Die Messungen wurden immer nach Einkühlen bei $B=0$ gestartet. Das Magnetfeld wurde sukzessive bis zum maximalen Feld erhöht, dann sukzessiv bis zum negativen maximalen Feld erniedrigt und um die Schleife zu vervollständigen wieder zurück auf 0 mT gefahren. Die Messungen nahe T_c sind stark verrauscht. Das Rauschen nimmt mit sinkender Temperatur ab, da die thermische Aktivierungsenergie sinkt, während das Verankerungsvermögen mit sinkender Temperatur steigt. Allerdings zeichnen sich schon bei $T = 46$ K Unterschiede zwischen auf- und absteigendem Magnetfeld ab. Mit sinkender Temperatur wird der Unterschied zwischen auf- und absteigendem Magnetfeld immer größer. Das liegt daran, dass bei steigendem Magnetfeld, die Flussschläuche erst ins Innere der Probe wandern müssen, wobei sie von den bereits eingedrungenen Flussschläuchen behindert werden. Am stärksten ausgeprägt ist der Resonanzeffekt zwischen 34 K und 38 K bei absteigendem Magnetfeld. Die schwarze Kurve (1. Ast) und die blaue Kurve (3. Ast) sind die Messpunkte bei betragsmäßig steigendem Magnetfeld; die rote (2. Ast) und die violette (4. Ast) Kurve sind die Messpunkte bei betragsmäßig sinkendem Magnetfeld. Sowohl die zweiten als auch die vierten Äste haben drei Maxima, wobei das Maximum beim niedrigsten Feld am höchsten ist. Die Maxima nehmen ebenso wie der kritische Strom mit steigendem Magnetfeld ab, da sich immer mehr Flussschläuche in der Probe befinden und das Verankerungsvermögen abnimmt.

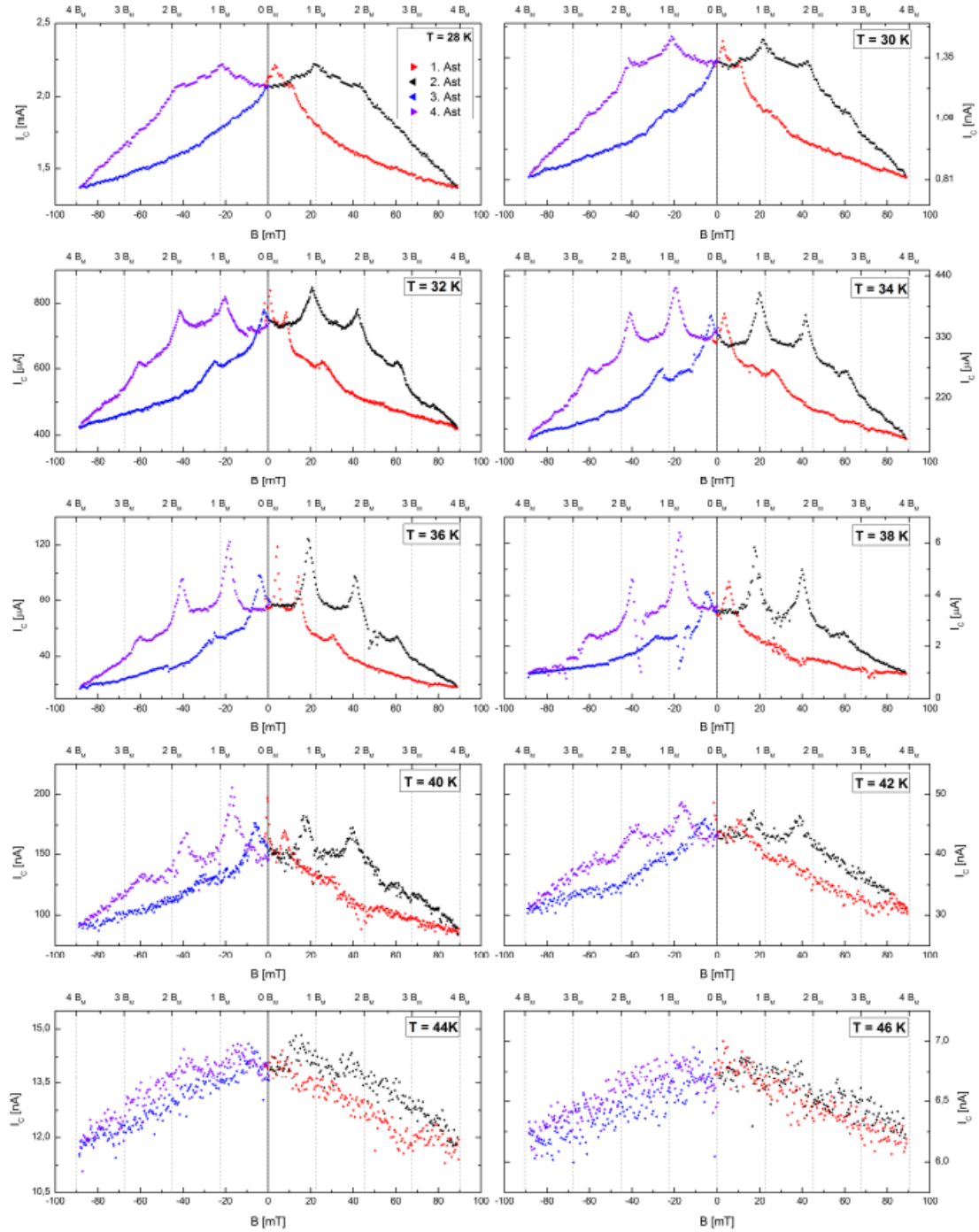


Abb. 3.6: Kritischer Strom als Funktion des äußeren Magnetfelds bei verschiedenen Temperaturen - Die gestrichelten Linien geben die Lage des Resoanzfelds B_M und dessen Vielfachen an. Die schwarze Kurve (1. Ast) und die blaue Kurve (3. Ast) sind die Messpunkte bei betragsmäßig steigendem Magnetfeld; die rote (2. Ast) und die violette (4. Ast) Kurve sind die Messpunkte bei betragsmäßig sinkendem Magnetfeld [67]

4 Durchführung und Messaufbau

4.1 Durchführung

Bei allen drei Proben wurde zunächst die Widerstandskurve beim Abkühlen aufgenommen. Der eingestellte Strom betrug bei allen drei Proben $I = 100\mu\text{A}$. Zu Beginn konnte der Temperaturregler noch nicht mit dem Rechner verbunden werden, weswegen die Temperatur und die abfallende Spannung von Hand notiert wurden. Im Lauf der Messungen wurde der Temperaturregler gewechselt, so dass dieser auch vom Rechner angesteuert werden konnte.

Abgesehen von den Widerstandskurven wurden bei allen Messungen der kritische Strom I_c in Abhängigkeit des äußeren Magnetfelds B bei fester Temperatur T gemessen. Bei fester Temperatur heißt hier nicht, dass die Temperatur über die ganze Messung konstant ist, sondern dass alle Messpunkte bei derselben Temperatur gemessen werden. Eine Messvariante besteht darin vor jedem Messpunkt die Probe über die kritische Temperatur zu heizen, das gewünscht Magnetfeld einzustellen und dann wieder auf die Messtemperatur abzukühlen. Dabei werden die Flussschläuche direkt eingefroren, ohne dass sie nach und nach in die Probe eindringen und sich dann gleichmäßig in der Probe verteilen, wie es der Fall ist bei kontinuierlicher Erhöhung des Magnetfelds bei konstanter Temperatur. Für diese Messvariante muss der Temperaturregler vom Rechner ansteuerbar sein um das Aufheizen zwischen den Messpunkten zu regeln.

Das Grundprinzip zur Bestimmung des kritischen Stroms ist bei allen Messungen dasselbe. Der kritische Strom wird über ein Spannungskriterium definiert. Das bedeutet der Strom wird so lange in kleinen Schritten erhöht, bis die abfallende Spannung größer als das Spannungskriterium ist. Die Temperatur und das Magnetfeld wird währenddessen nicht geändert. Der Strom-Startwert für den nächsten Messpunkt wird aus dem zuletzt bestimmten kritischen Strom berechnet. Für den nächsten Messpunkt wird das nächst höhere oder niedrigere Magnetfeld eingestellt und der Strom wird so lange sukzessiv erhöht bis das Spannungskriterium überschritten wird. Zunächst wurde das Spannungskriterium auf 100 nV später auf 1 μV gesetzt. Dies entspricht einer Feldstärke von 1 mV/m bzw. 10 mV/m. Das Magnetfeld wird so lange erhöht bis das maximale Magnetfeld erreicht ist. Dann wird umgepolt und das Magnetfeld wird wiederum so lange verringert, bis das negative maximale Feld erreicht ist. Das Magnetfeld wandert vom negativen zum positiven maximalen Feld, bis die Messung abgebrochen wird. Bei den einzelnen Messungen wurden die Anfangsbedingungen, das heißt ob die Probe vor der Messung im Nullfeld (zero-field cooled) oder bei äußerem Magnetfeld (field cooled) unter die kritische Temperatur

geköhlt wurde, das maximale Magnetfeld, die Temperatur oder das Spannungskriterium variiert. Die Temperatur wurde nicht abrupt geändert, sondern durch den Temperaturregler langsam auf die Zieltemperatur eingestellt. Danach wurde dem System mindestens 5 min zum Stabilisieren gegeben bevor gemessen wurde.

Messungen an der Probe S15

Aufgrund der vorausgegangenen Messungen (siehe Abschnitt 3.3) war die Probe S15 bereits in den Kryostat eingebaut. Die Messungen von F. Jausner zeigen, dass die Resonanzeffekte bei $T = 36\text{K}$ am stärksten ausgeprägt sind und dass das Rauschen bei dieser Temperatur minimal ist [67]. Zur Untersuchung der Hysterese wurden bei konstanter Temperatur (36 K) die Anfangsbedingungen und das maximale Magnetfeld variiert.

Aus dem Gitterabstand des quadratischen Defektgitters lässt sich mit Gl. (2.11) das Resonanzfeld B_m der Probe berechnen. Mit einem Gitterabstand von $a = 302,8\text{ nm}$ lauten die Resonanzfelder der Probe S15:

$$1B_m \approx 22,55\text{ mT}$$

$$2B_m \approx 45,11\text{ mT}$$

$\vdots$

Das maximale Magnetfeld bei den verschiedenen zero-field cooled Messungen wurde so gewählt, dass es knapp über dem erwarteten 1. Resonanzfeld oder knapp über dem 2. Resonanzfeld liegt. Zusätzlich wurde die Messung bei 36 K aus der Bachelorarbeit [67] wiederholt. Um zu sehen, ob weitere Resonanzen auftreten und ob die Hysterese größer wird, wurde ein maximales Magnetfeld von 300 mT gewählt. Bei den field cooled Messungen wurde einmal das mit dem verwendeten Magnet maximal erreichbare Magnetfeld von 500 mT und einmal das entgegengesetzte Feld von -500 mT eingefroren um zu zeigen, dass die Orientierung der Flussschläuche keine Rolle spielt.

Nach dem Umbau des Temperaturreglers wurde bei 34,3 K gemessen. Es wurde eine Messung bei eingefrorenem Nullfeld durchgeführt. Das maximale Magnetfeld betrug dabei 100mT. Bei den field-cooled Messungen betrug das eingefrorene Feld 30, 50, 100, 500 und -500 mT. Die Messungen, bei denen vor jedem Messpunkt das jeweilige Magnetfeld frisch eingefroren wird, dauern wegen dem häufigem Aufwärmen sehr lang. Mit dieser Messvariante wurden zwei Messungen durchgeführt. Die maximalen Magnetfelder lagen bei 30 mT und 100 mT.

Messungen an der Probe S14

Der Gitterabstand des quadratischen Defektgitters ist bei der Probe S14 mehr als dreimal so groß wie der der Probe S15. Entsprechend sind die Resonanzfelder in etwa um einen Faktor 10 kleiner. Aus dem Gitterabstand von $a = 1,005\mu\text{m}$ ergeben sich folgende Resonanzfelder:

$$1B_m \approx 2,047 \text{ mT}$$

$$2B_m \approx 4,095 \text{ mT}$$

$$\vdots$$

Vor jeder Messung wurde die Probe im Nullfeld von 150K abgekühlt und das maximale Magnetfeld lag bei 10mT. Da der mittlere Abstand der intrinsischen Defekte in YBCO etwa bei 300 nm liegt, ist zu erwarten, dass die Resonanzeffekte viel geringer als bei der Probe S15 ausfallen und nur in einem engen Temperaturbereich knapp unterhalb der kritischen Temperatur beobachtbar sind. Der kritische Strom wurde zwischen 83 und 85,5 K im Abstand von 0,5 K gemessen. Zusätzlich wurde der kritische Strom definiert durch das Spannungskriterium von 1 μ V im Temperaturbereich von 85,3 bis 85,7 K im Abstand von 0,1 K und bei 85 K gemessen. Das Spannungskriterium wurde erhöht um das Rauschen zu verringern.

Messungen an der Probe R14

Die kritische Temperatur der Referenzprobe R14, die auf demselben Substrat wie die Probe S14 strukturiert wurde, ist niedriger als die der Probe S14. Um beide Proben miteinander vergleichen zu können wurde die Temperatur so gewählt, dass der kritische Strom um 0 mT in etwa gleich groß ist, da sich die beide Proben in Abwesenheit von Flussschläuchen kaum unterscheiden sollten. Die gewählte Temperatur lag bei 84.627 K, was der Messung bei 85.4 K der Probe S14 entspricht.

4.2 Messapparatur

Der verwendete Kryostat wurde von der Firma Leybold-Haereus (Modell RGD 210) hergestellt und besteht aus einem Closed-Cycle Kühlsystem. Durch den Kaltkopf, der sich am oberen Ende des Probenspießes befindet, wird mit einem Kompressor Heliumgas gepumpt. Das Heliumgas wird expandiert und dadurch abgekühlt. Anschließend wird es zum Kompressor rückgeführt und wieder komprimiert. Dieses System bildet einen geschlossenen Kreislauf. Der Vorteil dieser Apparatur ist, dass damit Temperaturen bis zu 10 K erreichbar sind und dass der Kryostat prinzipiell permanent laufen kann. Es muss lediglich von Zeit zu Zeit Helium nachgefüllt werden. Der Temperaturbereich des Kryostats liegt zwischen ca. 10 K und 300 K.

Der Kaltkopf befindet sich in thermischem Kontakt mit dem Probenspieß, der aus reinem Kupfer besteht um eine gute Wärmeleitfähigkeit zu gewährleisten. Zwei Aluminiumschilde um den Probenspieß und das Vakuum im Kryostat, das von einer Vakuumpumpe der Firma Pfeiffer erzeugt wird, gewährleisten die thermischen Isolierung gegenüber der Umgebung. Daneben verhindert das Vakuum das Ausfrieren von Gasen bei tiefen Temperaturen.

Der Probenhalter wurde am Institut im Rahmen einer Diplomarbeit [68] konstruiert. Der Probenhalter bietet Platz für eine $15 \times 15 \times 5 \text{ mm}^3$ große Probe. Ein

Kupferbecher um den Probenhalter sorgt dafür, dass zwischen der Probe und dem Probenhalter keine Temperaturdifferenz besteht, indem es einen Schwarzstrahler-Hohlraum bildet. Der Probenhalter hat sechs Kontakte, von denen nur vier benutzt wurden. Die Kabel zu den Kontakten sind paarweise verdreht. Dadurch wird die Induktionsspannung und Störungen möglichst gering gehalten. Bevor die Kabel aus dem Kryostat geführt werden, werden sie mehrmals mit dem Probenspieß in Kontakt gebracht, so dass es nur geringe Wärmeleitung von außen in die Probenkammer gibt. Alle im Kryostat verwendeten Materialien sind nicht magnetisch, damit sich bei Messungen im Magnetfeld nichts bewegt und damit die Messungen nicht verfälscht werden.

Der Kompressor und die Expansionsstufe liefern eine konstante Kühlleistung, die nicht geregelt werden kann. Für jegliche Messungen ist es jedoch wünschenswert die Temperatur sehr präzise regeln zu können. Dazu wird mit einem Heizdraht entsprechend der gewünschten Temperatur gegen die Kühlleistung geheizt. Direkt beim Probenhalter befindet sich ein Cernox Temperatursensor. Diese Temperatursensoren sind sehr präzise bei tiefen Temperaturen und gleichzeitig sind sie nahezu unabhängig vom Magnetfeld [69]. Die Heizung wurde zunächst mit einem Oxford ITC503 Temperaturregler später mit einem LakeShore 336 Temperaturregler kontrolliert, da der Oxford Temperaturregler nicht vom Computer angesteuert werden kann.

Die Proben wurden mit Silberlack kontaktiert. Da das Substrat ein Isolator ist, kann die Probe direkt mit Vakuumfett von Apiezon auf dem Kupferblock angebracht werden. Das Vakuumfett gewährleistet einen guten Wärmeaustausch zwischen der Probe und dem Kupferblock. Der Probenhalter wurde so im Kryostat montiert, dass das Magnetfeld senkrecht zur Filmoberfläche ist. Das Magnetfeld zeigt also in Richtung der c -Achse des YBCO-Films.

Vom Computer wurde der Strom für die Erzeugung des Magnetfelds und der Strom durch die Probe eingestellt. Zur Magnetversorgung wurde ein FUG NTN 4200M-125 Magnet Supply verwendet. Der Abstand der Polschuhe des Forschungsmagnets B-E 15 C8 von der Firma Bruker wurde bei allen Messungen nicht verändert und betrug in etwa 10,5 cm. Damit war das maximale Magnetfeld auf ca. 500 mT festgelegt. Das tatsächliche Magnetfeld wurde von einem Hallsensor gemessen und an einem Bell 620 Gaussmeter ausgegeben. Der Hallsensor wurde parallel zur Probe an einem Polschuh mittig angebracht. Das Gaussmeter ist ein analoges Spannungsmessgerät. Der Vollausschlag, d.h. 1 V, entspricht dem maximalen Feld der Auflösung. Die Auflösung multipliziert mit der Spannung am Gaussmeter ergibt das Magnetfeld in mT. Ein zwischen Rechner und Gaussmeter geschaltetes Keithley 2001 Multimeter wandelt das Signal von analog in digital um, so dass es im Rechner verarbeitet werden kann. Als Stromquelle dient eine Keithley 6221 DC and AC Stromquelle und die am Steg abfallende Spannung wird mit einem Keithley 2182A Nanovoltmeter gemessen.

4.3 Messprogramm

Zur Programmierung des Messablaufs wurde das Programm Testpoint v6 genutzt. Das Messprogramm misst bei unterschiedlichen Magnetfeldern den kritischen Strom

der Probe, der über ein Spannungskriterium definiert ist. Die Hauptteile des Basismessprogramms sind zwei geschachtelte Schleifen: eine Magnetfeldschleife, in der sich eine kritischer Strom-Schleife befindet. Ein Flussdiagramm des Basisprogramms ist in Abb. 4.1 zu sehen.

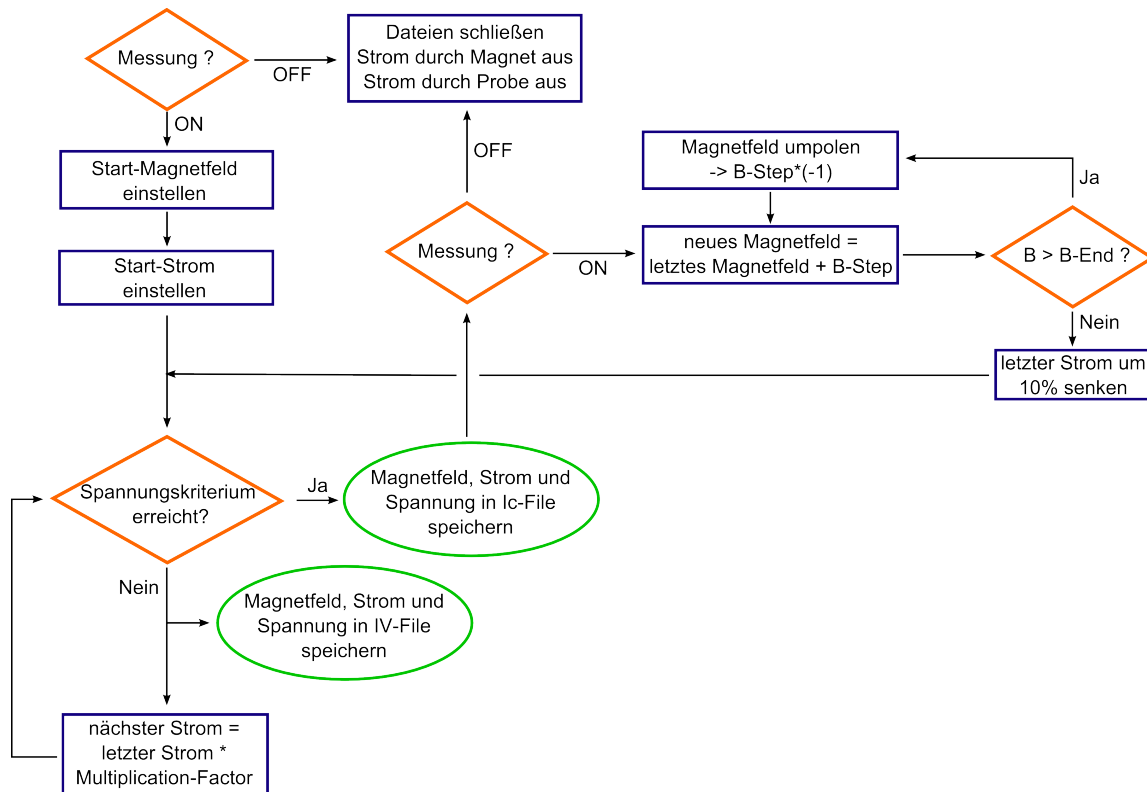


Abb. 4.1: Flussdiagramm des Basisprogramms

Zunächst wird ein Start-Magnetfeld eingestellt. Bei festem Magnetfeld wird der Strom durch die Probe so lange in 1% Schritten erhöht und die abfallende Spannung gemessen bis das Spannungskriterium überschritten wird. Zur Minimieren des Rauschens wird bei festem Strom die Spannung mehrmals gemessen und gemittelt. Außerdem wird der Strom umgepolt, damit die Thermospannung herausfällt. Die jeweiligen Stromwerte I und gemittelten Spannungswerte U werden mit dem Magnetfeld B in einer Datei gespeichert. Der so ermittelte kritische Strom I_c wird mit dem zuletzt gemessenen Spannungswert U und dem Magnetfeld in einer weiteren Datei gespeichert. Bei Verwendung des LakeShore Temperaturreglers wird außerdem die Temperatur ausgelesen und mit abgespeichert.

Im nächsten Schritt wird das Magnetfeld um einen angegebenen Wert erhöht und wiederum der kritische Strom ermittelt. Das Magnetfeld wird so lange erhöht, bis das angegebene maximale Magnetfeld erreicht ist. Dann werden die Magnetfeldschritte umgedreht und der kritische Strom bei Verringerung des Magnetfelds gemessen bis zum negativen maximalen Feld. Die Messung läuft so lange zwischen positivem und negativem maximalen Magnetfeld bis die Messung beendet wird.

Die Messungen fanden unter drei verschiedenen Bedingungen statt. Bei der ersten Messreihe wurde die Probe vor der Messung über die kritische Temperatur erwärmt

um sicher zu stellen, dass kein magnetischer Fluss in der Probe eingefroren ist (zero-field cooled). Im Gegensatz dazu wurde bei der zweiten Messreihe direkt das maximale Magnetfeld eingefroren. Für die dritte Messreihe musste das Basismessprogramm erweitert werden. Um zu Überprüfen welchen Einfluss die Vorgeschichte der Probe auf den kritischen Strom hat, wurde die Probe jeweils bevor das Magnetfeld eingestellt wurde über die kritische Temperatur geheizt. Bei festem Magnetfeld wurde die Probe wieder auf die Messtemperatur gekühlt und der kritische Strom gemessen.

Die Oberfläche des erweiterten Messprogramms ist in Abb. 4.2 zu sehen. Beim

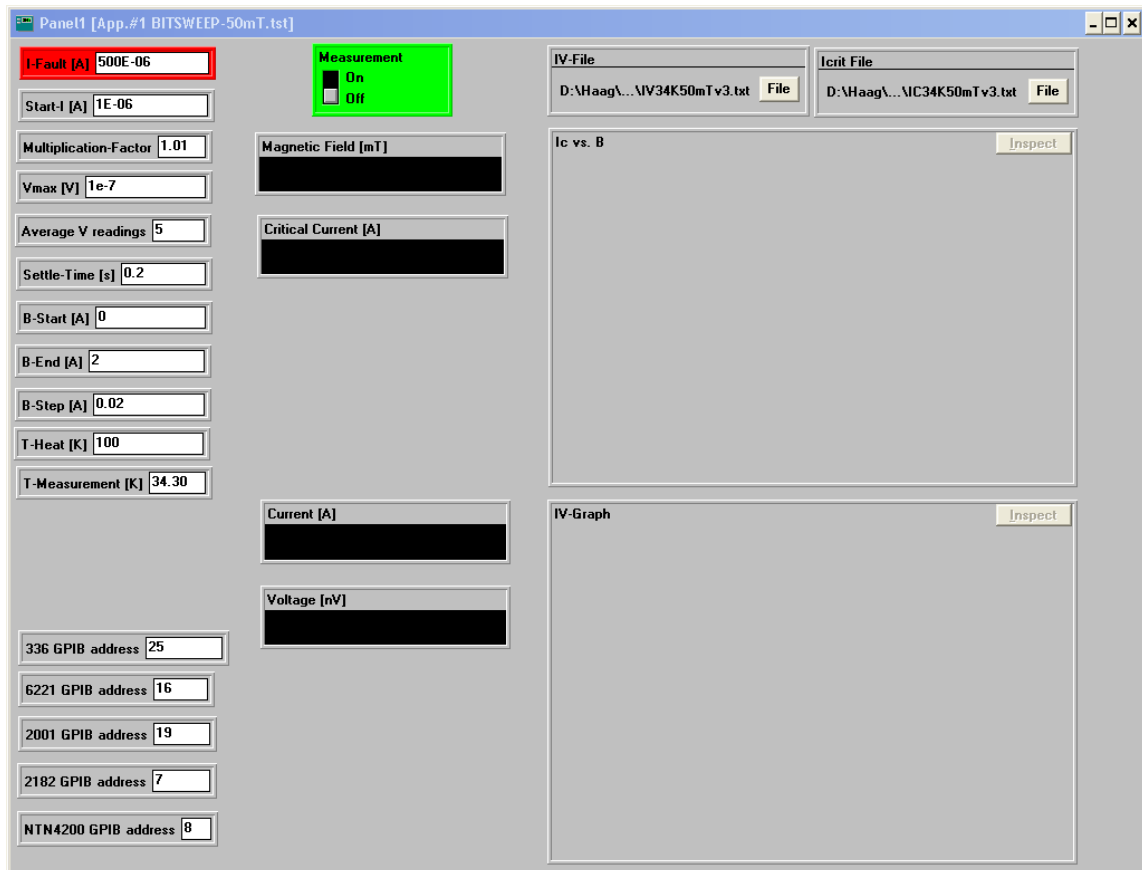


Abb. 4.2: Oberfläche des erweiterten Messprogramms

Start müssen dem Messprogramm 9 Parameter übergeben werden:

I-Fault: maximaler Strom durch die Probe in Ampere, über dem eine Sicherheitsabschaltung erfolgt

Start-I: Start-Strom in Ampere

Multiplication-Factor: Faktor, um den der Strom erhöht wird

Vmax: Spannungskriterium in Volt

Average V readings: Anzahl der Spannungsmessungen, über die gemittelt wird

Settle Time: Zeitspanne zwischen zwei Spannungsmessungen in Sekunden

B-Start: Start-Magnetfeld: Erregungsstrom in Ampere

B-end: maximales Magnetfeld: Erregungsstrom in Ampere

B-step: Magnetfeldschrittweite: Erregungsstrom in Ampere

Dem erweiterten Messprogramm für die dritte Messreihe müssen zwei zusätzliche Parameter übergeben werden: die Temperatur, auf die die Probe zwischen jeder Messung geheizt wird „T-Heat“ und die Messtemperatur „T-Measurement“ jeweils in Kelvin.

5 Ergebnisse

Die Messungen lassen sich in vier Gruppen aufteilen. Im ersten Teil wird untersucht, wie sich die Ionenbestrahlung auf den supraleitenden Übergang der Proben S14 und S15 auswirkt. Der zweite Teil beinhaltet die Ergebnisse aus den Messungen des kritischen Stroms an der Probe S14. Sowohl die Resonanzeffekte, die aus dem regelmäßigen Defektgitter resultieren, als auch der Einfluss der Defekte auf den kritischen Strom von S14 im Vergleich zum kritischen Strom der Referenzprobe R14 werden präsentiert. Im dritten Teil werden die Resonanzeffekte der Probe S15 präsentiert. Der letzte Teil zeigt eine Aufnahme des Defektgitters von S14 mit einem Rasterelektronenmikroskop.

5.1 Untersuchung des supraleitenden Übergangs

Vor der MIBS lag die kritische Temperatur bei beiden Filmen – S14 und S15 – in etwa bei 90 K (siehe Abschnitt 3.3). Mit einer Breite von weniger als 1 K kann der supraleitende Übergang immer noch als scharf bezeichnet werden. Die hohe kritische Temperatur und der scharfe Übergang spricht für die hohe Qualität der Filme. Ferner lässt sich auch erkennen, dass es sich hierbei um optimal dotiertes YBCO handelt.

Im Abschnitt 2.2.1 wurde erläutert, dass sich die Bestrahlung auf die kritische Temperatur, den Widerstand im normalleitenden Bereich und die Breite des Übergangs auswirkt. Dieses Verhalten ist in der Abb. 5.1 zu sehen. Beide Proben haben nach der Bestrahlung eine niedrigere kritische Temperatur. Bei der Probe S15 mit dem Defektabstand von ca. 300 nm hat die kritische Temperatur sogar auf etwa 46 K abgenommen. Die kritische Temperatur ist damit um etwa die Hälfte reduziert und liegt jetzt unterhalb des Siedepunkts von Stickstoff. Außerdem hat sich der supraleitende Übergang stark verbreitert. Nach der Bestrahlung erstreckt sich der Übergang bei S15 etwa über 9 K, im Gegensatz dazu bleibt der scharfe Übergang von S14 mit einer Breite von unter 1 K erhalten (siehe Abb. 5.1). Jedoch ist auch die kritische Temperatur von S14, bei der die Defekte einen Gitterabstand von etwa 1 μm haben, etwas niedriger als vor der MIBS; sie liegt aber immer noch bei ca. 86 K.

Der supraleitende Übergang der Probe S14 und der unbestrahlten Probe R14 ist in Abb. 5.2 zu sehen. Entgegen der Erwartung ist die kritische Temperatur von R14 niedriger als die von S14. Die Breite des Übergangs hat sich über die Zeit und durch die Bestrahlung kaum geändert und ist mit einer Breite von weniger als 1 K bei beiden Proben immer noch als scharf zu bezeichnen. Allerdings fällt auf, dass der Widerstand der bestrahlten Probe beim Übergang in die supraleitenden Phase

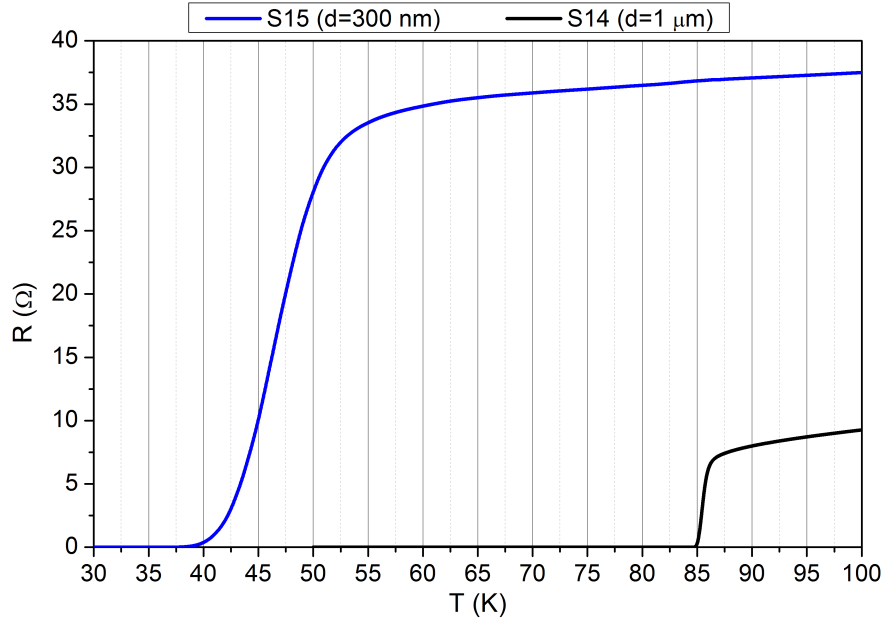


Abb. 5.1: Widerstandskurven beim Abkühlen von S15 (blau) und S14 (schwarz)

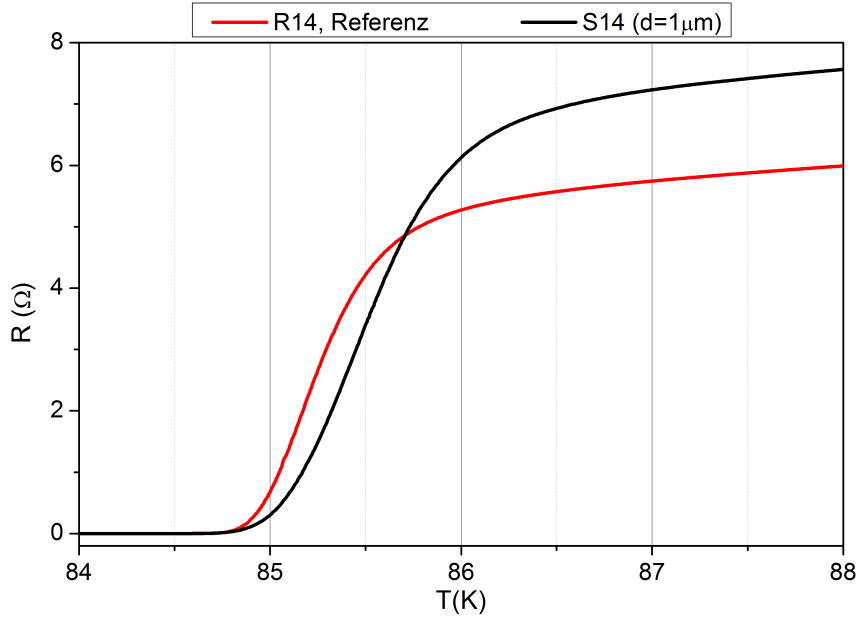


Abb. 5.2: Widerstandskurven beim Abkühlen von S14 (schwarz) und R14 (rot)

weniger steil abnimmt als es bei der unbestrahlten der Fall ist. Darüber hinaus ist der Widerstand – wie zu erwarten war – in der normalleitenden Phase durch die Bestrahlung angestiegen.

Die kritische Temperatur T_c wurde als die Temperatur definiert, bei der der Widerstand um die Hälfte abgefallen ist. In Tabelle 5.1 wurden die kritischen Temperaturen der untersuchten Proben zusammengefasst. Um die Messungen an der Probe S14 direkt mit den Messungen an der Referenzprobe vergleichen zu können, muss be-

Tabelle 5.1: kritische Temperatur T_c der untersuchten Proben

Probe	T_c (K)
S15	$46,0 \pm 1$
S14	$85,5 \pm 0,1$
R14	$85,3 \pm 0,1$

achtet werden, dass die Proben unterschiedliche kritische Temperaturen haben und die jeweilige Temperatur entsprechend gewählt werden.

5.2 Kritischer Strom von S14 und R14

Der kritische Strom von Probe S14 bei 85,4 K und von R14 bei 84,627 K wurde in Abb. 5.3 gegen das äußere Magnetfeld aufgetragen. Angesichts der Tatsache, dass

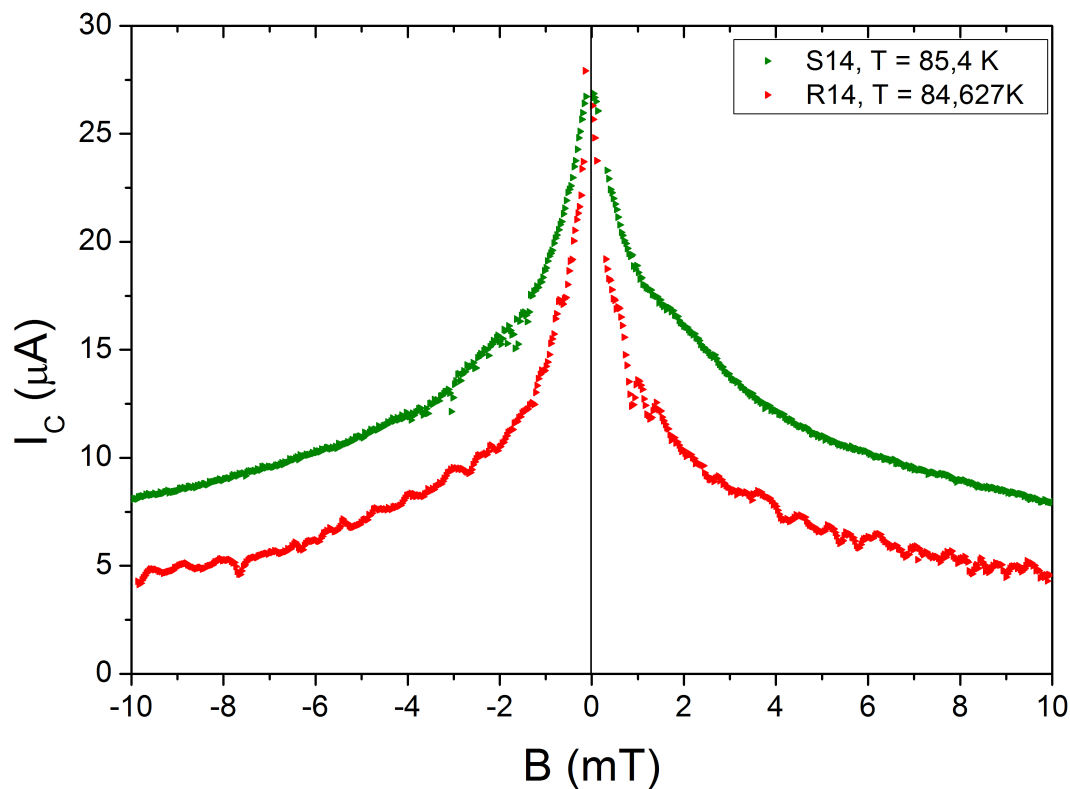


Abb. 5.3: Kritischer Strom der Probe S14 bei 85,4K und der Referenzprobe R14 bei 84,627K - Aufgetragen wurden die Äste mit sinkendem Magnetfeld. Die Proben wurden vor der Messung im Nullfeld in den supraleitenden Zustand gebracht.

sich die kritische Temperatur der Proben unterscheidet, muss die Temperatur der Referenzprobe so angepasst werden, dass der kritische Strom bei beiden Proben um 0 mT in etwa gleich ist. Denn ohne äußeres Magnetfeld sollten sich die Proben kaum

unterscheiden. Aufgetragen wurden jeweils die beiden Äste, bei denen das Magnetfeld betragsmäßig verringert wurde, das heißt, bei denen die Anzahl der Flussschläuche in der Probe sukzessive abnimmt.

Für die untersuchten Effekte spielt die Orientierung der Flussschläuche keine Rolle. Es ist zu erwarten, dass die Effekte davon unabhängig sind, ob das Magnetfeld von 0 mT bis zum positiven maximalen Feld oder bis zum negativen maximalen Feld sukzessive „erhöht“ wird bzw. ob das maximale positive oder negative Feld eingefroren wird. Deshalb wird im Folgenden, wenn von einer Änderung des Magnetfelds die Rede ist, die betragsmäßige Änderung des Magnetfelds gemeint sein und mit maximalem Feld ist das betragsmäßig maximale Feld gemeint.

Der kritische Strom der Referenzprobe nimmt mit steigendem Magnetfeld stärker ab als bei der bestrahlten Probe. Die Dichte der intrinsischen Defekte ist mit einem mittleren Abstand im Bereich von etwa 300 nm viel höher als die Dichte der künstlichen Defekte mit einem Abstand von 1 μm . Dennoch führt die Erhöhung der Anzahl der Defekte um 10% bereits zu einer Erhöhung des kritischen Stroms bei hohen Feldern um über 50%. Außerdem ist das Rauschniveau der bestrahlten Probe um einiges geringer als das der Referenzprobe. Dass es sich bei R14 tatsächlich um Rauschen und nicht um neue Effekte handelt, kann dadurch bestätigt werden, dass die Hügel im kritischen Strom nicht reproduzierbar sind.

Im Abschnitt 2.3 wurde von Resonanzeffekten im kritischen Strom berichtet. Diese treten auf, wenn das Vortextgitter geometrisch mit dem Defektgitter übereinstimmt oder wenn das Vortextgitter gegenüber dem Defektgitter ein Übergitter bildet. Obwohl der Gitterparameter des Defektgitters von Probe S14 in etwa dreimal so groß ist, wie der mittlere Abstand der intrinsischen Defekte, treten bei S14 in einem engen Temperaturbereich nahe T_c Resonanzen um das erste Resonanzfeld auf. Allerdings sind die Resonanzen nur schwach ausgeprägt. Um die Resonanzen dennoch beobachten zu können, wurde das Spanningskriterium auf 1 μV erhöht. Die Resonanz durch das Defektgitter zeigt sich bei dieser Messung am deutlichsten im zweiten Ast in Form eines Peaks um das erste Resonanzfeld. Beim vierten Ast ist der Peak etwas stärker verrauscht, aber dennoch als solcher zu erkennen.

5.3 Kritischer Strom von S15

Die künstlichen Defekte in der Probe S15 liegen mit einem Gitterabstand a von 300 nm im Bereich der intrinsischen Defekte. Die Bachelorarbeit, die dieser Arbeit vorausgegangen ist, zeigt schon, dass die Resonanzeffekte bei dieser Probe viel stärker ausgeprägt sind als bei der Probe mit dem Defektgitterabstand von 1 μm . Außerdem treten die Resonanzeffekte in einem viel größeren Temperaturbereich auf. Der Temperaturbereich reicht etwa von 28 K bis 44 K. Am stärksten ausgeprägt sind sie zwischen 34 K und 38 K.

Die Resonanzpeaks im absteigenden Ast und die Lage der Peaks hängt vom maximalen äußeren Feld ab. In Abb. 5.4 ist der kritische Strom von Probe S15 bei 36 K

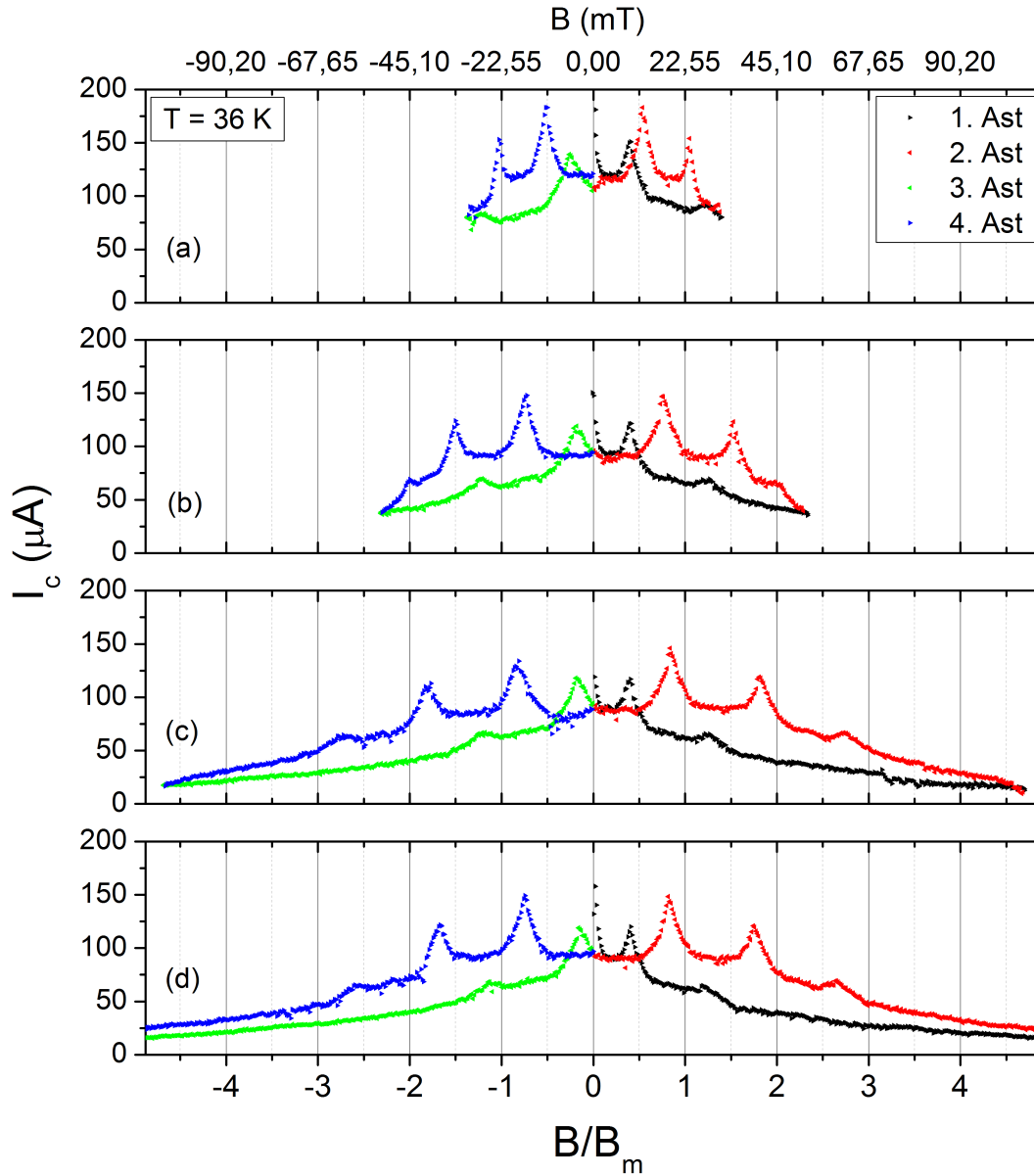


Abb. 5.4: Kritischer Strom bei 36 K, aufgetragen gegen das äußere Magnetfeld B - Das maximale Magnetfeld beträgt: (a) 30 mT, (b) 50 mT, (c) 100 mT und (d) 300 mT. Vor jeder Messung wurde die Probe von 100 K auf 36 K im Nullfeld abgekühlt.

zu sehen. Das maximale äußere Feld betrug 30, 50, 100 und 300 mT und lag damit entsprechend knapp über dem ersten, dem zweiten, dem vierten und dem 13. Resonanzfeld. Im Rahmen des Auflösungsvermögens des Versuchsaufbaus sind die Äste mit steigendem Magnetfeld identisch bis auf den Unterschied, dass bei unterschiedlichen Magnetfeldern umgepolt wird.

Ein kompletter Zyklus besteht aus vier Ästen. Ein Ast bezeichnet den Abschnitt der Kurve zwischen 0 mT und dem maximalen Feld. Der erste und der dritte Ast

sind die Abschnitte von 0 mT bis zum maximalen Feld, danach wird das Magnetfeld umgepolt. Die Äste mit absteigendem Magnetfeld sind die Äste zwei und vier.

Der erste Ast zeigt jeweils den nullten Peak ohne äußeres Magnetfeld, da die Proben im Nullfeld abgekühlt wurden. Der nullte Peak tritt bei keinem anderen Ast mehr auf. Wenn direkt im Anschluss an den ersten Zyklus bestehend aus den vier Ästen ein zweiter Zyklus gemessen wurde, war der nullte Peak auch nicht mehr im ersten Ast zu sehen. Dies legt nahe, dass die Probe zunächst nicht magnetisiert ist und sich keine Vortices in der Probe befinden. Die Vortices müssen erst nach und nach ins Innere transportiert werden. Danach besitzt die Probe auch im Nullfeld eine Restmagnetisierung, wodurch bei 0 mT kein Peak mehr auftritt. Es fällt weiter auf, dass der nächste Peak im Vergleich zum ersten Peak im dritten Ast ein wenig zu kleineren Magnetfeldern verschoben ist.

Unabhängig vom maximalen äußeren Feld ist jeweils im ersten und dritten Ast ein deutlich ausgeprägter Peak unterhalb von $0,5 B_m$ und ein schwach ausgeprägter Peak knapp oberhalb des ersten Resonanzfelds zu sehen. Wenn diese beiden Peaks der nullte bzw. der erste Resonanzpeak wären, würde es dafür sprechen, dass die Vortices durch die Energiebarriere der anderen Vortices, die sich schon in der Probe befinden, am Eindringen gehindert würden. Dann wären die Resonanzen bei steigendem Magnetfeld etwas zu niedrigeren Magnetfeldern und bei sinkendem Magnetfeld etwas zu höheren Magnetfeldern verschoben. Allerdings scheint es sich bei den beiden Peaks um den ersten und den zweiten Resonanzpeak zu handeln, die fast um den Betrag von B_m verschoben sind. Diese Interpretation wird von den folgenden Abbildungen unterstützt.

Für die Resonanzeffekte spielt - wie bereits vermutet - die Orientierung der Flussschläuche keine Rolle. Abgesehen vom nullten Peak unterscheiden sich die Äste, die im positiven Magnetfeld gemessen wurden, nicht von denen, die im negativen Feld gemessen wurden. Die Äste mit sinkender Anzahl Vortices in der Probe haben jeweils zwei stark ausgeprägte Peaks und einen schwach ausgeprägten Peak. Der schwach ausgeprägte Peak ist bei der Messung bis 30 mT nicht zu sehen, weil das maximale Feld zu klein ist. Die Peaks wandern bei größerer Magnetfeldweite weiter nach außen zu höheren Magnetfeldern. Ab einer Magnetfeldweite von 100 mT ändert sich die Position der Peaks nicht mehr.

Wenn das maximale Feld nur knapp über dem ersten Resonanzfeld liegt, fällt der erste Peak ziemlich genau mit dem ersten Resonanzfeld zusammen. Der zweite Peak fällt ebenso mit dem zweiten Resonanzfeld zusammen, wenn das maximale Feld knapp oberhalb des zweiten Resonanzfelds liegt. Die anderen Peaks treten jedoch zwischen den Resonanzfeldern auf. Beträgt das maximale Feld jedoch mehrere B_m , so verschieben sich die Peaks zu höheren Feldern und fallen nicht mehr mit den Resonanzfeldern zusammen. Anscheinend unterscheidet sich der magnetische Fluss in der Probe erheblich vom äußeren Magnetfeld.

Die Abb. 5.5 zeigt ebenfalls den kritischen Strom aufgetragen gegen das Magnetfeld bei unterschiedlichen maximalen Magnetfeldern. Bei dieser Messreihe wurde das maximale Feld vor der Messung eingefroren. Es wurde jeweils eine Rampe vom positiven zum negativen Feld gemessen; die Temperatur lag bei 34,3 K. Im Gegensatz

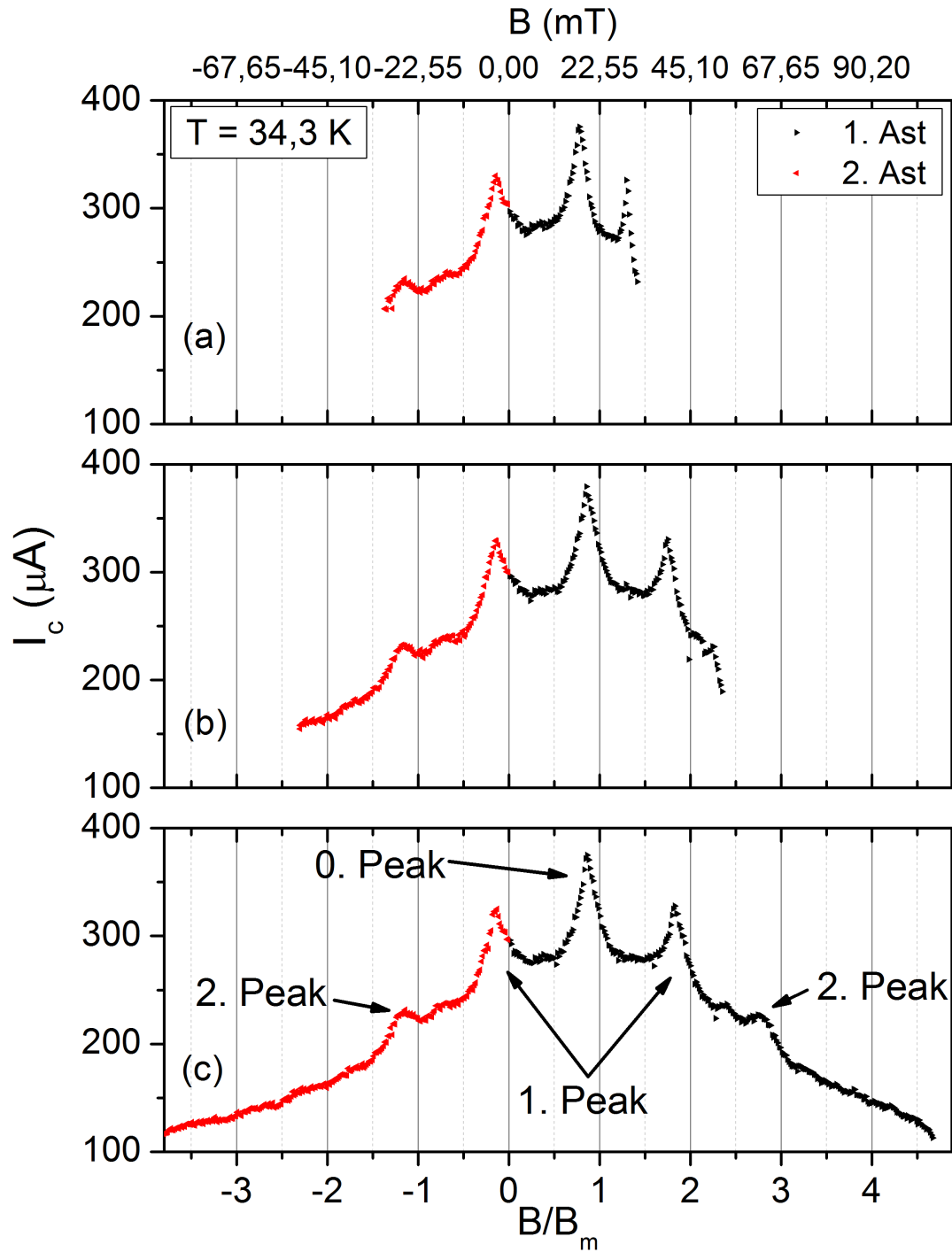


Abb. 5.5: Kritischer Strom bei 34,3 K, aufgetragen gegen das äußere Magnetfeld B
 - Das maximale Magnetfeld beträgt: (a) 30 mT, (b) 50 mT und (c) 100 mT. Vor jeder Messung wurde das maximale Feld eingefroren.

zu Abb. 5.4 ist die Lage der Peaks hier unabhängig vom maximalen Feld. Durch das Einfrieren des maximalen Felds vor der Messung wird sichergestellt, dass sich die Anzahl Flussschläuche in der Probe befindet, die dem äußeren Magnetfeld entspricht. Die Flussschläuche müssen nicht erst wie bei den zero-field cooled Messungen ins

Innere der Probe wandern. Auf diese Weise befinden sich die Peaks bei allen drei Kurven an derselben Position wie die Peaks der zero-field cooled Messung bei den Magnetfeldweiten von 100 mT und 300 mT. Die einzigen Abweichungen davon sind die ersten Messpunkte bei der Messung mit 30 mT maximalem Feld. Diese Punkte können jedoch als Einschwingvorgang gedeutet werden und sind deshalb für die Resonanzeffekte nicht von Bedeutung.

Durch die Auftragung einer durchgehenden Rampe vom positivem zum negativem Feld wird offensichtlich, dass die Kurven im höchsten Peak achsensymmetrisch sind. Dieses Verhalten wäre zu erwarten, wenn der höchste Peak bei 0 mT gemessen worden wäre. Da der höchste Peak jedoch bei etwa 19 mT gemessen wurde, konnte dieser Peak bisher noch nicht als nullter Resonanzpeak erkannt werden. Aufgrund der Symmetrie der Kurve scheint der höchste Peak tatsächlich der nullte Resonanzpeak zu sein. Die beiden Peaks links und rechts davon scheinen die ersten Resonanzpeaks zu sein und die schwach ausgeprägten Peaks bei -26 mT und 62 mT scheinen demnach die zweiten Resonanzpeaks zu sein (siehe Abb. 5.5c)). Für diese Interpretation spricht außerdem die Höhe und die Ausprägung der Peaks. Der nullte Resonanzpeak ist, wie zu erwarten war, der höchste. Im Übrigen stimmt die Höhe bei den zero-field cooled Messungen recht gut mit dem kritischen Strom im Nullfeld beim ersten Ast überein. Die ersten Resonanzpeaks sind zwar nicht mehr so hoch, aber immer noch deutlich ausgeprägt. Die zweiten Resonanzpeaks sind im Gegensatz dazu nur noch kleine Hügel, die sich kaum vom umliegenden kritischen Strom abheben.

Solange das maximale Magnetfeld größer als das vierfache Resonanzfeld gewählt wird, macht es kein Unterschied, ob der maximale Fluss direkt eingefroren wurde oder ob die Flussschläuche erst nach und nach in die Probe gewandert sind. In Abb. 5.6 sind eine zero-field cooled Messung bis 100 mT und eine field-cooled Messung mit -500 mT maximalem Feld aufgetragen. Beide Messungen stellen eine Rampe vom negativem zum positivem Feld dar. Die Symmetrie des kritischen Stroms bezüglich dem nullten Resonanzpeak ist auch hier sehr deutlich. Die Äste mit steigendem Magnetfeld unterscheiden sich bei hohen Magnetfeldern nur noch wenig von den Ästen mit sinkendem Feld (siehe Abb. 5.4(c) und (d)). Direkt nach dem Umpolen ist der kritische Strom der zero-field cooled Messung noch niedriger als der kritische Strom der field cooled Messungen. Innerhalb weniger mT nimmt der kritische Strom der zero-field cooled Messung stärker zu bis es den Wert der field cooled Messung erreicht hat. Ab da gleichen sich die beiden Kurven sehr stark. Die Peaks treten bei nahezu denselben Feldern auf und sind auch ähnlich stark ausgeprägt. Bei hohen Magnetfeldweiten verhält sich der kritische Strom als ob das maximale Feld vor der Messung eingefroren worden wäre.

Die Verschiebung der Peaks wird nicht von einem konstanten zusätzlichen Feld verursacht, sondern ist ein intrinsischer Hystereseeffekt. Bei einer Rampe vom negativem zu positivem Feld sind die Peaks zum negativem Feld verschoben, im Gegensatz dazu ist die Kurve bei der umgekehrten Rampe in Richtung des positivem Felds verschoben. Die Verschiebung in beide Richtungen beträgt in etwa das Resonanzfeld. Wenn der magnetische Fluss jedoch vor jedem Messpunkt frisch eingefroren wird, spielt die Vorgeschichte keine Rolle und die Positionen der Peaks stimmen mit den theoretische vorhergesagten Resonanzfeldern überein. Die Messung bei 34,3 K, bei

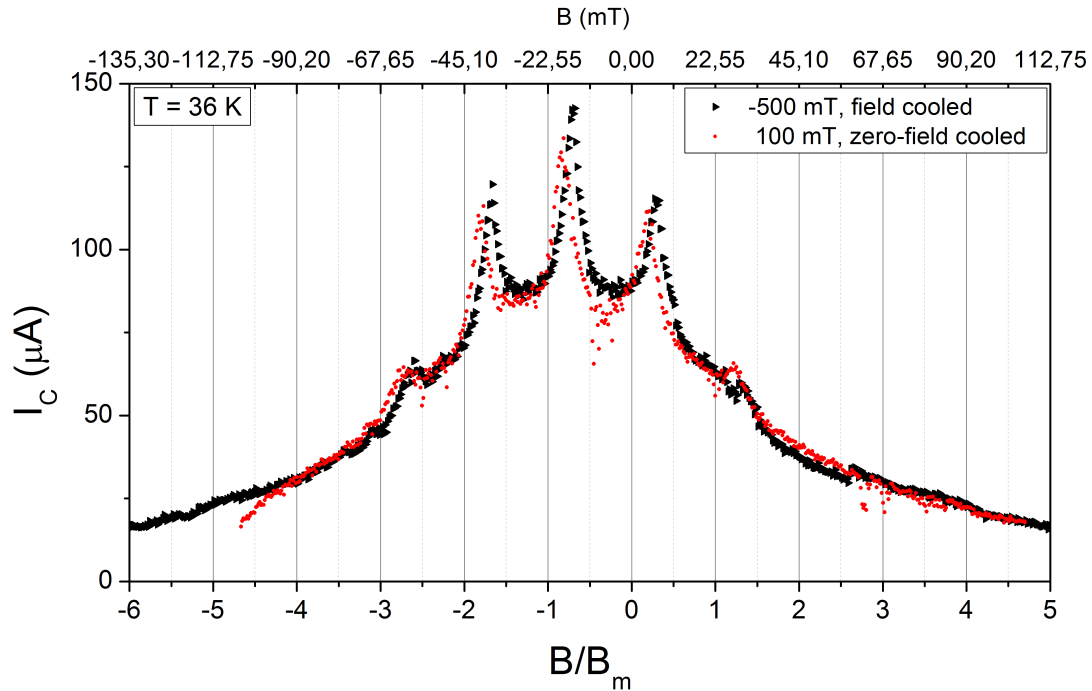


Abb. 5.6: Kritischer Strom bei 36K bei eingefrorenem Magnetfeld von -500 mT (schwarze Dreiecke) - Zum Vergleich wurde eine Rampe von negativem zum positivem Feld einer zero-field cooled Messung mit maximalem Feld von 100 mT mit aufgetragen.

der die Probe vor jedem Messpunkt über die kritische Temperatur erwärmt wurde und dann der jeweilige magnetische Fluss eingefroren wurde, zeigt tatsächlich keine Hystereseeffekte (siehe Abb. 5.7). Die Kurve hat dieselbe Form wie die zero-field cooled Messungen mit genügend großem maximalem Feld und die field cooled Messungen (siehe Abb. 5.6), jedoch ohne die Verschiebung der Peaks. Die Position der Peaks deckt sich überaus gut mit den theoretisch berechneten Resonanzfeldern.

5.4 Rasterelektronenmikroskop

Ein Vorteil von MIBS ist, dass die Oberfläche durch die Strukturierung nicht verändert wird. Diese Tatsache macht es jedoch schwierig das Defektgitter sichtbar zu machen. Die Austrittsarbeit in den bestrahlten Bereichen ändert sich nur wenig durch die Bestrahlung. Der resultierende Kontrast zwischen den Defekten und den umliegenden Material kann im Rasterelektronenmikroskop sichtbar gemacht werden, indem die Sekundärelektronen detektiert werden. Abb. 5.8 zeigt das Defektgitter von S14. Die Aufnahme wurde mit einem Rasterelektronenmikroskop ZEISS Supra 55 VP gemacht. Der dargestellte Bereich befindet sich auf der Brücke etwa in der Mitte von den Zuleitungen. Die großen hellen Bereiche, die dreidimensional wirken, sind Partikulate. Das sind Körner, die zwar dieselben chemischen Elemente wie der Film enthalten, jedoch nicht mit der gewünschten Zusammensetzung und in der gewünschten Struktur. Partikulate sind ein bekanntes Phänomen bei der Herstellungen

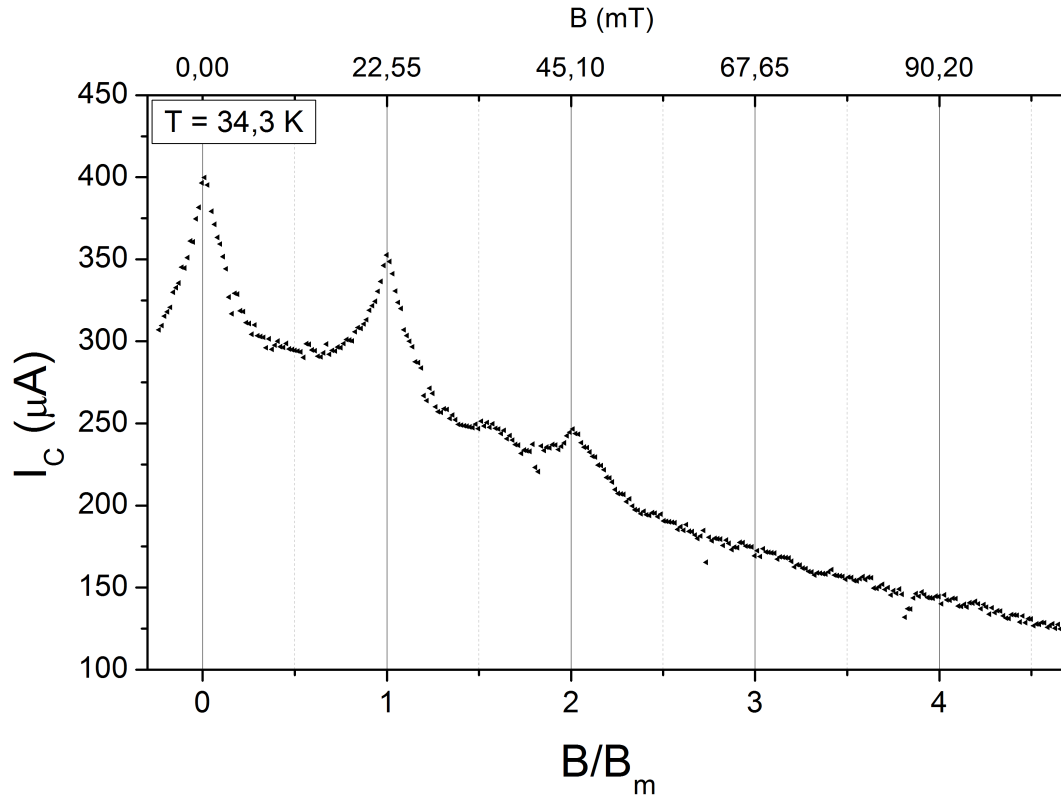


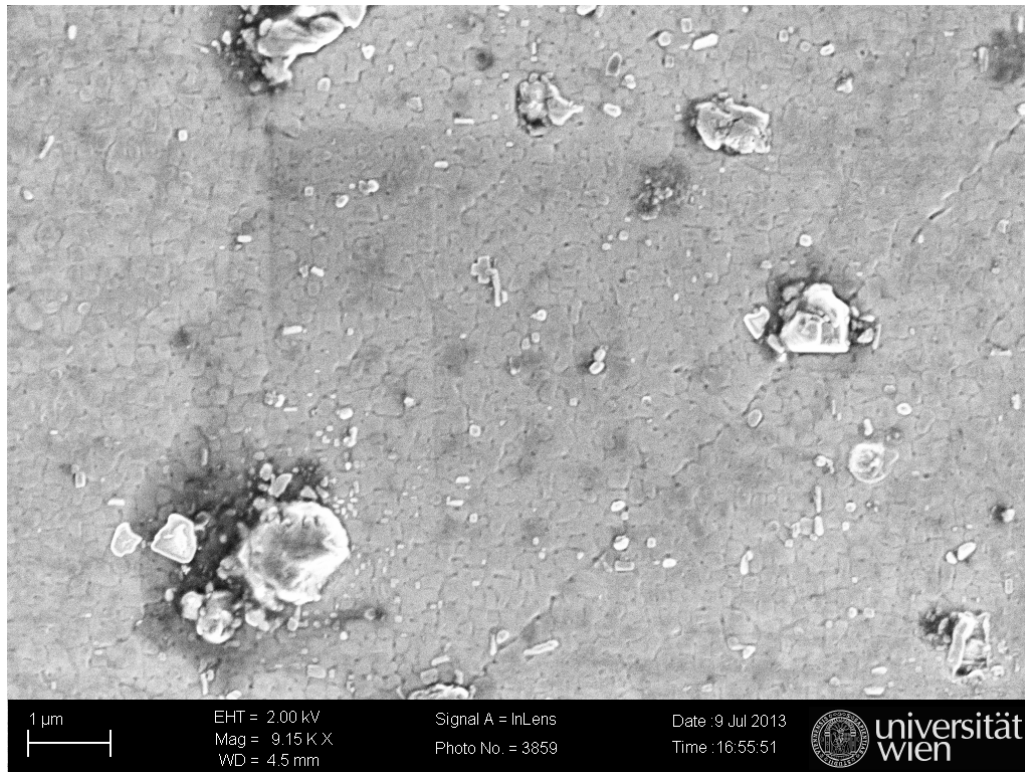
Abb. 5.7: Resonanzeffekte von S15 bei 34,3K - Der magnetische Fluß wurde vor jedem Messpunkt direkt eingefroren.

von Filmen mit PLD. In der Mitte der Aufnahme zeigt sich schließlich das Defektgitter. Die Defekte sind die dunklen, runden Stellen. Ein Vergleich mit der Längenskala zeigt, dass die dunklen Stellen etwa ein Gitter mit $1\mu m$ Periodizität bilden.

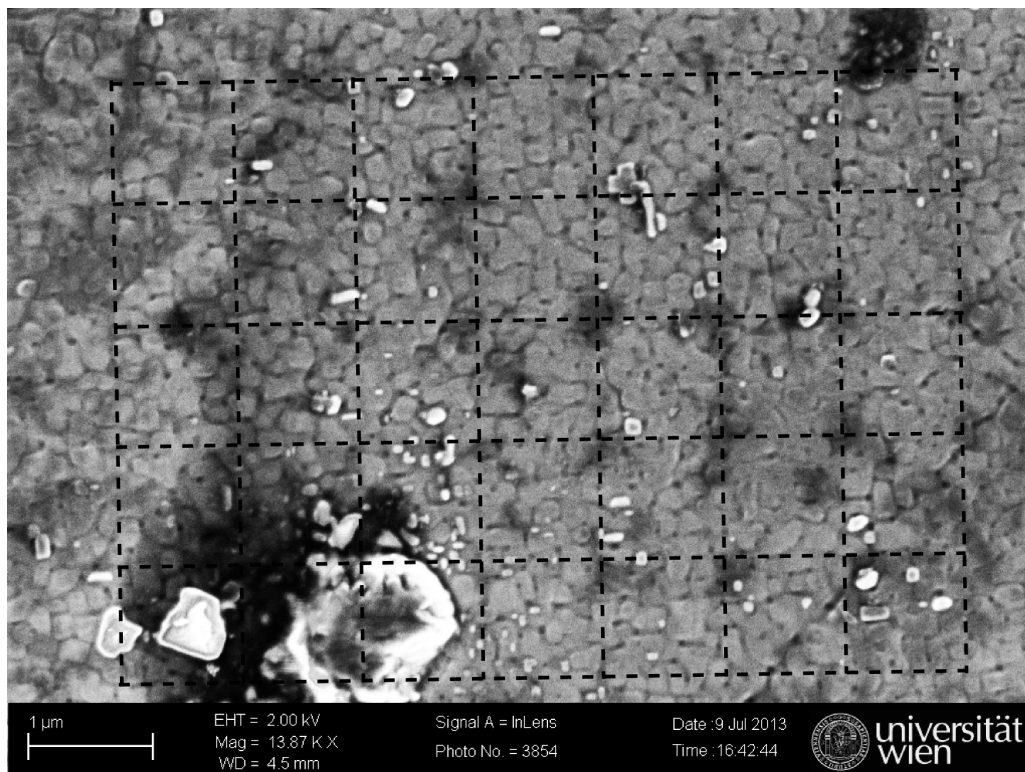
In Abb. 5.8(b) ist ein kleinerer Bereich der Probe S14 zu sehen. Das Bild wurde an derselben Position wie in Abb. 5.8(a) aufgenommen. Der Kontrast und die Helligkeit des Bilds wurde mit Photoshop nachbearbeitet um den Kontrast zwischen den Defekten und dem umliegenden Material stärker hervorzuheben. Dadurch kann man auch die Körner und die Korngrenzen besser erkennen. Die Korngrenzen sind die intrinsischen Defekte der Probe. Wie bereits erwähnt, liegen sie im Größenbereich von mehreren hundert Nanometer. Zur Verdeutlichung der Periodizität der Defekte wurde zusätzlich ein Gitter mit $1\mu m$ Abstand eingezeichnet. Die Defekte stimmen sehr gut mit dem eingezeichneten Gitter überein. Der Bildausschnitt wurde so orientiert, dass die Bildkanten parallel zur Brücke sind. Die Maske wurde ebenfalls so ausgerichtet, dass die Achsen des Lochmusters parallel zur Brücke sind. Somit stimmt zusätzlich zur Periodizität auch die Orientierung des Gitters aus den dunklen Stellen mit dem Defektgitter überein. Es handelt sich also bei den dunklen Stellen tatsächlich um die künstlich erzeugten Defekte.

Bei der Probe S15 konnte das Defektgitter nicht mit Rasterelektronenmikroskopie aufgelöst werden. Das könnte daran liegen, dass die künstlichen Defekte relativ groß sind verglichen mit der Periodizität des Defektgitters. Es könnte sein, dass der Bereich zwischen den Defekten zu klein ist um einen ausreichenden Kontrast zu erzeugen.

Zudem besteht die Möglichkeit, dass der Kontrast durch die Oberflächenstruktur, die durch die Körner entsteht, den Kontrast zwischen den künstlichen Defekten und dem unbestrahlten Material mindert.



(a) REM-Aufnahme



(b) REM-Aufnahme von S14 mit Gitter

Abb. 5.8: Aufnahme von S14 mit einem Rasterelektronenmikroskop - Der dargestellte Bereich befindet sich auf der Brücke zwischen den Zuleitungen.

6 Diskussion

Die Diskussion der Messungen kann in drei Aspekte eingeteilt werden. Zunächst wird der Einfluss der Bestrahlung mit Ionen auf den supraleitenden Übergang betrachtet. Im nächsten Schritt wird der Einfluss der Defekte auf die Abnahme des kritischen Stroms in Anwesenheit eines äußeren Magnetfelds untersucht. Zuletzt wird auf die Resonanzeffekte durch das geordnete Defektgitter eingegangen.

Doch zunächst werden mögliche Fehlerquellen und Messunsicherheiten betrachtet. Die Unsicherheit, die durch die Messgeräte bedingt ist, liegt unterhalb 1% und kann somit vernachlässigt werden. Die größte Fehlerquelle wird durch die Platzierung und Ausrichtung des Hallsensors verursacht. Wenn der Sensor nicht parallel zur Probenoberfläche orientiert ist, wird nicht das volle Magnetfeld in Richtung der c-Achse der Probe, sondern nur die Projektion darauf gemessen. Außerdem wurde das Magnetfeld nicht direkt bei der Probenoberfläche gemessen, da sich diese im Kryostat befindet, sondern der Sensor wurde in der Nähe eines Polschuhs montiert. Der systematische Fehler dadurch wird auf 5% geschätzt. Eine weitere Fehlerquelle resultiert aus der Methode, mit der der kritische Strom bestimmt wird. Sobald das Spannungskriterium überschritten wird, wird der momentane Strom als kritischer Strom bestimmt. Trotz der Mittlung über fünf Spannungsmessungen wirken sich Spannungsschwankungen stark auf den kritischen Strom aus. Der daraus resultierende Messfehler kann nur schlecht abgeschätzt werden und wird hier nicht beziffert.

6.1 Einfluss der Ionenbestrahlung auf den supraleitenden Übergang

Die Ionenbestrahlung wirkt sich - wie erwartet - auf die kritische Temperatur, die Breite des Übergangs und den Widerstand im normalleitenden Bereich aus. Die kritische Temperatur war bei allen Proben niedriger als direkt nach der Herstellung der Filme. Noch bevor die Proben bestrahlt wurden, betrug die kritische Temperatur bei beiden Proben in etwa 90 K (Vgl. Abschnitt 3.3) und die Breite des Übergangs in den supraleitenden Zustand lag unter 1 K. Die gemessenen kritischen Temperaturen der untersuchten Proben sind:

- **R14:** $T_c = (85,3 \pm 0,1) \text{ K}$
- **S14:** $T_c = (85,5 \pm 0,1) \text{ K}$
- **S15:** $T_c = (46 \pm 1) \text{ K}$.

Abgesehen von der drastischen Reduzierung der kritischen Temperatur, hat die Bestrahlung zu einem viel breiteren Übergang bei der Probe S15 geführt. Die Auswirkungen auf die Probe S14 sind dagegen viel geringer. Der Grund dafür ist, dass bei einem Defektabstand von 300nm in etwa 25% der Fläche bestrahlt wurden, wohingegen bei S14 nur etwa 2% der Probe durch die Ionenbestrahlung beschädigt wurden. Das macht sich auch im Widerstand im normalleitenden Bereich bemerkbar: der Widerstand von Probe S15 ist in etwa viermal so hoch wie der von Probe S14.

Die kritische Temperatur ist nicht nur bei den bestrahlten Proben reduziert, sondern auch bei der Referenzprobe. Die Referenzprobe hat sogar eine kleinere kritische Temperatur als S14. Abgesehen von den Defekten ist auch die Sauerstoffdotierung der Proben von Bedeutung für die kritische Temperatur. Das Ausheilen von Defekten bei Raumtemperatur und die Sauerstoffreduktion im Vakuum sind die konkurrierenden Effekten, die die kritische Temperatur der Proben beeinflussen können. Die Proben S14 und R14 wurden fast zwei Jahre bei Raumtemperatur in Luft gelagert. Es ist nicht zu erwarten, dass sich bei dieser Lagerung der Sauerstoffgehalt der Proben stark geändert hat, allerdings können die Defekte der bestrahlten Probe durch Diffusion der Sauerstoffatome auf reguläre Gitterplätze etwas ausheilen. Das macht sich in einer höheren kritischen Temperatur bemerkbar. Während den Messungen an der Probe S14 befand sich die Probe R14 ebenfalls über mehrere Monate mit im Kryostat, da sich beide Proben auf demselben Substrat befinden. Durch das Vakuum im Kryostat kann der Sauerstoffgehalt der Referenzprobe R14 etwas abgenommen haben, so dass diese Probe nicht mehr optimal dotiert ist und die kritische Temperatur niedriger ist als direkt nach der Herstellung der Probe.

6.2 Einfluss der Defekte

Nachdem gezeigt wurde, wie sich die Bestrahlung mit Ionen auf den supraleitenden Übergang auswirkt, soll nun untersucht werden, welchen Effekt die künstlich erzeugten Defekte auf die Abhängigkeit des kritischen Stroms vom Magnetfeld haben.

Aufgrund der künstlichen Defekte ist die Beweglichkeit der Flussschläuche deutlich eingeschränkt, was zu einer Erhöhung des kritischen Stroms führt. Doch auch die Referenzprobe enthält trotz der hohen Qualität des Films intrinsische Defekte. Wäre dies nicht der Fall, würde der kritische Strom sobald Flussschläuche in die Probe eingedrungen sind, rapide abfallen und der Nullwiderstand würde bereits bei sehr geringen Magnetfeldern komplett zusammenbrechen. Die zufällig verteilten, intrinsischen Defekte sind auch der Grund für das hohe Rauschen der Referenzprobe. Das liegt daran, dass die künstlichen Defekte mit einem Durchmesser von 170 nm sehr groß sind und sehr viele Flussschläuche effektiv einfangen können. Des Weiteren ist die intrinsische Verankerung von Flussschläuchen nahe der kritischen Temperatur noch sehr gering, sie nimmt jedoch mit sinkender Temperatur zu.

Zur Quantifizierung des Effekts, den die künstlichen Defekte auf den kritischen Strom haben, wurden die Kurven nach dem empirischen, verallgemeinerten Modell

des kritischen Stroms, Gl. (2.10):

$$I_c(B, T) = \frac{I_c(T)}{\left(1 + \frac{B}{B_0}\right)^\beta}$$

gefittet. Die Messungen des kritischen Stroms an R14 und S14 sind in Abb. 6.1 mit den jeweiligen Ausgleichsfunktionen abgebildet. Obwohl dem verallgemeinerten Mo-

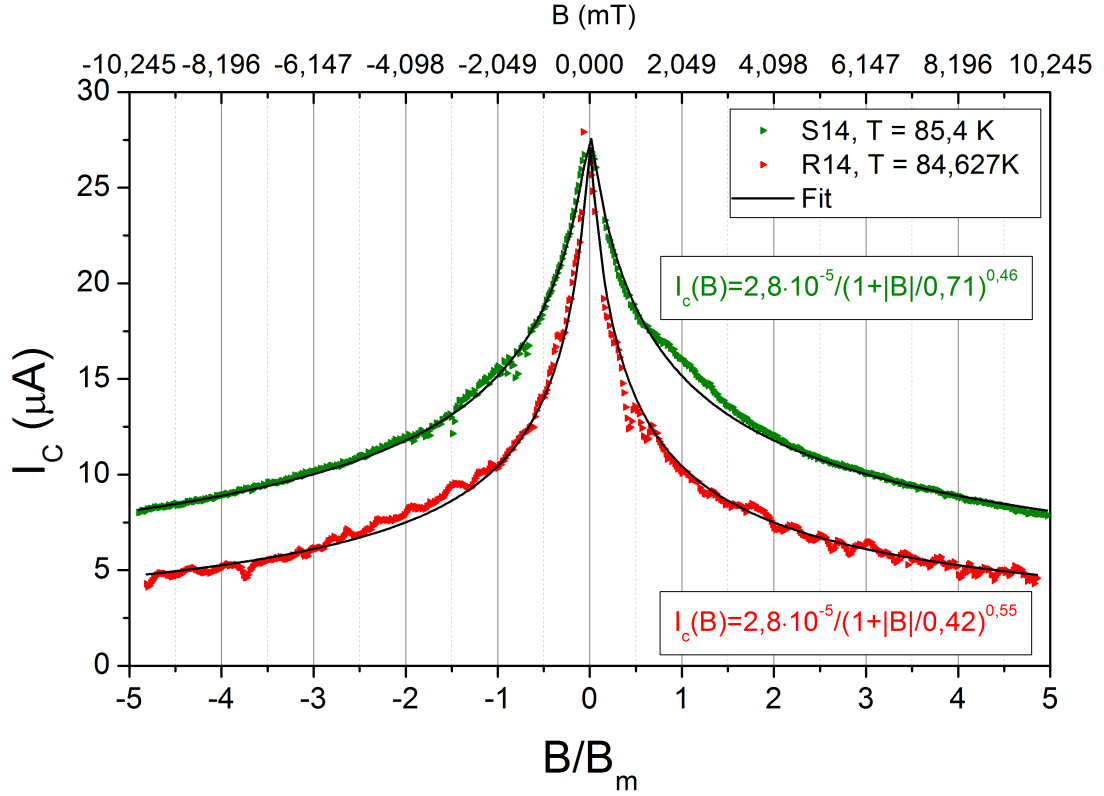


Abb. 6.1: Kritischer Strom der Probe S14 bei 85,4K und der Referenzprobe R14 bei 84,627K - Aufgetragen wurden die Äste mit sinkendem Magnetfeld. Die Proben wurden vor der Messung im Nullfeld in den supraleitenden Zustand gebracht. Die durchgezogenen Kurven stellen einen Fit an Gl. (2.10) dar.

dell keine physikalische Theorie zugrunde liegt, wird speziell dem Vorfaktor I_c die physikalische Bedeutung des kritischen Stroms im Nullfeld zugesprochen. Es ist daher nicht überraschend, dass bei beiden Ausgleichskurven der Vorfaktor $I_c(T)$ gleich ist. Denn die Temperatur der Proben wurde so gewählt, dass der kritische Strom beider Proben im Nullfeld etwa gleich groß ist. Die Parameter wurden in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Sowohl der Exponent β als auch der Parameter B_0 , der das Magnetfeld normiert, beeinflussen wie stark die Kurven mit steigendem Magnetfeld abnehmen. Der starke Abfall des kritischen Stroms wird durch den höheren Exponent bei R14 berücksichtigt. Der Parameter B_0 beschreibt die Feinanpassung der Ausgleichskurve bei hohen Feldern. Im Vergleich zur Referenzprobe ist B_0 bei der Probe S14 größer und der Exponent geringer um die Erhöhung des kritischen Stroms bei höheren Feldern wiederzugeben. Der Exponent scheint mit der Anzahl von Defekten bzw.

Tabelle 6.1: Parameter der Ausgleichskurven des kritischen Strom von S14 bei 85,4 K und von R14 bei 84,627 K nach Gl. (2.10) aus Abb. 5.3

Probe	T (K)	$J_c(T)$ (μA)	B_0 (mT)	β
S14	85,4	28	0,71	0,46
R14	84,627	28	0,42	0,55

mit dem Haftvermögen der Probe ab zunehmen. In Abb. 6.2 ist die Abnahme des kritischen Stroms von Probe S15 bei 34,3 K zu sehen. Bei dieser Messung wurde

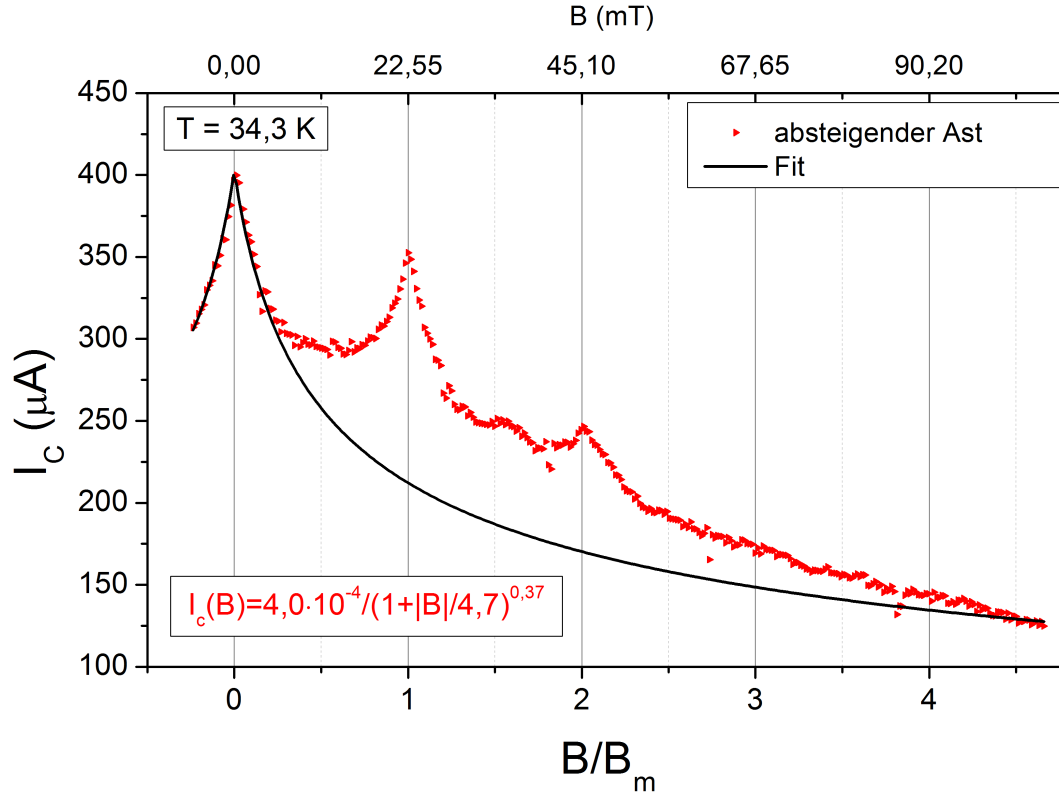


Abb. 6.2: Abnahme des kritischen Stroms von S15 mit dem Magnetfeld bei 34,3K und Fit nach dem verallgemeinerten Modell für den kritischen Zustand

die Probe vor jedem Messpunkt über die kritische Temperatur aufgewärmt und das Magnetfeld direkt eingefroren. Dadurch wurde sichergestellt, dass der äußere magnetische Fluss dem inneren entspricht. Auch hier wurde der Ast mit abnehmendem Magnetfeld abgebildet und die Abnahme des kritischen Stroms im Magnetfeld nach dem verallgemeinerten Modell für den kritischen Zustand Gl. (2.10) angepasst. Allerdings wurden dazu die Messdaten von 3,5 mT bis 100 mT ignoriert, so dass die Abnahme des kritischen Stroms aufgrund intrinsischer Defekte durch den Fit wiedergegeben wird. Die Peaks resultieren aus dem geordneten Gitter aus künstlichen Defekten. Dieser Effekt ist Thema des nächsten Abschnitts.

Gegenüber den Proben S14 und R14 ist der kritische Strom der Probe S15 um etwas mehr als eine Größenordnung höher. Man darf die Messungen jedoch nicht direkt miteinander vergleichen, da die Messung an der Probe S15 bei ca. $0,75 T_c$ durchge-

führt wurde, wohingegen die Proben S14 und R14 bei $0,99 T_c$ gemessen wurden. Außerdem wurde bei den Messungen an den Proben S14 und R14 das Spannungskriterium zur Rauschminimierung auf $1 \mu\text{V}$ erhöht, während das Spannungskriterium bei der Probe S15 bei 100 nV lag. Analog zu Abb. 5.3 ist zu erwarten, dass die Kurve einer Referenzprobe ohne Defekte immer unterhalb der gemessenen Kurve liegt. Damit ist für eine Referenzprobe ohne künstliche Defekte eine obere Grenze von $4,7 \text{ mT}$ für B_0 und eine untere Grenze von $0,37$ für den Exponenten gegeben.

6.3 Einfluss des geordneten Defektgitters

Die Resonanzeffekte von S14 und S15 werden getrennt diskutiert. Bei der Probe S14 überwiegen die intrinsischen Defekte, wohingegen bei S15 die künstlichen Defekte in einem Temperaturbereich von etwa 28 bis 42 K signifikant sind. Das führt zu unterschiedlich starken Resonanzeffekten.

6.3.1 Resonanzen bei S14

Die Resonanzeffekte sind bei der Probe S14 aufgrund der geringen Dichte der künstlichen Defekte gegenüber den intrinsischen Defekten sehr schwach ausgeprägt. In einem engen Temperaturbereich knapp unterhalb von T_c wurde ein Peak um das erste Resonanzfeld beobachtet. Am stärksten ausgeprägt ist dieser Peak bei $85,4 \text{ K}$ (siehe Abb. 6.3). Um den Peak besser darstellen zu können, wurden die Messdaten wieder nach Gl. (2.10) angepasst. Damit die Resonanzeffekte nicht durch die Ausgleichskurve herausgemittelt werden, wurden die Punkte, bei denen Resonanzen erwartet werden, ignoriert. Die Resonanzen treten nicht nur bei Resonanzfeldern auf, sondern beeinflussen den kritischen Strom auch im Bereich um die Resonanzfelder. Es wird erwartet, dass bei dieser Probe die Effekte schon bei $0,5B_m$ auftreten und bis etwa $2,5B_m$ erkennbar sind. Die Differenz ΔI_c zwischen den Messdaten und der Ausgleichskurve sind in Abb. 6.3(b) zu sehen. Die Ausgleichskurve kann den kritischen Strom im Nullfeld nicht genau wiedergeben, da bei sehr kleinen Feldern die Meißner-Phase auftritt. Der kritische Strom nimmt dann schon bei kleinen Feldern oberhalb von 0 mT den maximalen Wert an und läuft nicht spitz gegen den maximalen Wert zu, sondern flacht davor ab und bildet ein etwas breiteres Plateau um 0 mT . Es ist daher nicht überraschend, dass die Ausgleichskurve um 0 mT stärker von den Messdaten abweicht.

Durch die Auftragung von ΔI_c wird der Peak um das erste Resonanzfeld schön verdeutlicht. Auf der positiven Seite ist der Peak sehr breit und erstreckt sich bis über das zweite Resonanzfeld. Das könnte daran liegen, dass der erste und der zweite Resonanzpeak überlappen und der zweite Resonanzpeak dadurch nicht mehr als solcher erkennbar ist. Auf der anderen Seite, bei negativen Magnetfeldern, ist der erste Resonanzpeak nicht so gut erkennbar, da die Messung in diesem Bereich stärker verrauscht ist. Außerdem sind auf beiden Seiten um $3B_m$ und auf der negativen Seite knapp oberhalb von $2B_m$ kleinere Peaks zu erkennen. Diese liegen jedoch im Bereich

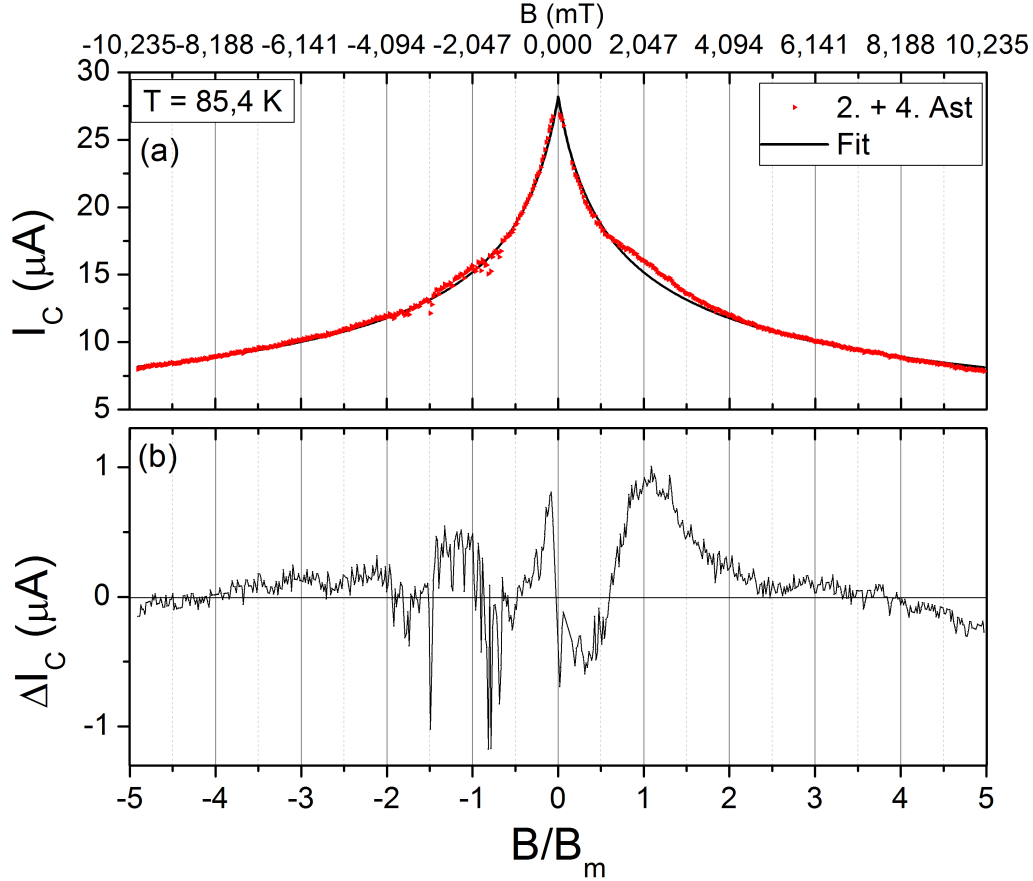


Abb. 6.3: (a) Kritischer Strom und (b) die Resonanz von S14 bei 85,4 K - Aufgetragen wurden die absteigende Äste und die Ausgleichskurve nach dem verallgemeinerten Modell für den kritischen Zustand, wobei die Messdaten zwischen $0,5B_m$ und $2,5B_m$ nicht berücksichtigt wurden. Das Spannungskriterium lag bei $1\mu\text{V}$. ΔI_c ist die Differenz zwischen den Messdaten und der Ausgleichskurve.

des Rauschniveaus des kritischen Stroms. Es kann daher nicht mit Sicherheit gesagt werden, ob es sich dabei um Resonanzpeaks handelt oder ob die Peaks nur durch Rauschen verursachte Artefakte sind.

Die Resonanzen oberhalb des ersten Resonanzfelds, so sie denn vorhanden sind, sind viel schwächer als die Resonanz beim ersten Resonanzfeld. Solange ein Haftzentrum unbesetzt ist, wirkt es auf alle Vortices - auch bereits eingefangene - anziehend (siehe Abb. 2.3). Die Vortices verteilen sich durch die Lorentzkraft und thermische Aktivierung gleichmäßig auf Haftzentren. Doch sobald ein Haftzentrum einen Vortex gefangen hat, ändert sich dessen Wechselwirkung mit den übrigen Vortices. Das Haftzentrum kann zwar noch weitere Vortices einfangen und dadurch die Energie des Vortices senken, aber es bildet sich eine Energiebarriere um das Haftzentrum, die zunächst überwunden werden muss. Die Energiebarriere sorgt auch dafür, dass die Vortices im Haftzentrum gefangen bleiben. Mit einem Durchmesser von 170 nm liegt die Sättigungszahl der künstlichen Defekte in YBCO nahe T_c über 15. Das hat

zur Folge, dass es viele Defekte gibt, die bei beispielsweise einer mittleren Besetzung von zwei gefangenen Vortices pro künstlichem Defekte nur einen Vortex eingefangen haben, gleichzeitig gibt es aber auch viele Defekte mit drei oder vier gefangenen Vortices. Dadurch kann sich kein so stabiles Vortexgitter, wie beim ersten Resonanzfeld bilden und es tritt keine Resonanz oder nur eine sehr schwach ausgeprägte auf.

Die Entwicklung des ersten Resonanzpeaks im kritischen Strom der Probe S14 mit der Temperatur zeigt Abb. 6.4. Aufgetragen wurden die Differenzen zwischen dem normierten kritischen Strom und der Ausgleichskurve bei unterschiedlichen Temperaturen. Die Messdaten wurden ebenfalls nach Gl. (2.10) gefittet, wobei wiederum die Messpunkte zwischen $0,5B_m$ und $2,5B_m$ nicht beachtet wurden. Der Resonanzeffekt von S14 konnten nur im Temperaturbereich von 85,7 K bis 85,0 K beobachtet werden. In diesem Bereich nimmt der kritische Strom um über zwei Größenordnungen zu. Um die Messungen dennoch miteinander vergleichen zu können, wurden die Kurven zunächst normiert und dann gefittet.

In Abb. 6.4(a) ist zu sehen, wie der Peak mit sinkender Temperatur wächst; die Abnahme des Peaks mit weiter sinkender Temperatur ist in Abb. 6.4(b) dargestellt. Bei 85,7 K kann kaum die Rede von Resonanz sein: der Peak geht fast im Rauschen unter. Doch schon 0,1 K tiefer hebt sich der erste Resonanzpeak deutlich vom Rauschen ab und bei 85,5 K ist er klar zu erkennen. Zwischen 85,5 K und 85,4 K ist die Resonanz maximal und nimmt mit sinkender Temperatur ab bis die Resonanz bei 85,0 K wieder verschwindet. Der Resonanzpeak ist über alle Temperaturen stark asymmetrisch: der steile Anstieg des kritischen Stroms beginnt bei ca. $0,5B_m$, wohingegen sich der Abfall des Peaks bis über das zweite Resonanzfeld hinaus erstreckt. Das liegt vermutlich am zweiten Resonanzpeak, der sich mit dem Ausläufer des ersten Resonanzpeaks vermischt.

Das intrinsische Haftvermögen der Probe gewinnt mit sinkender Temperatur an Bedeutung. Nahe T_c kommt die Erhöhung des kritischen Stroms im Magnetfeld im Prinzip nur durch die künstlichen Defekte zu Stande. Das macht es möglich, dass trotz der geringeren Dichte an künstlichen Defekten gegenüber der Dichte an intrinsischen Defekten die Probe S14 Resonanzen aufweist. Schließlich müssen sich die Vortices in einem Gitter anordnen, damit Resonanzeffekte auftreten können. Bei 85,0 K ist das Haftvermögen der intrinsischen Defekte bereits so groß, dass sich die Vortices sowohl auf die intrinsischen als auch auf die künstlichen Defekte verteilen und keine Resonanzen mehr auftreten. Im Vergleich zur unbestrahlten Probe ist der kritische Strom jedoch weiterhin erhöht.

6.3.2 Resonanzen bei S15

Aufgrund des geringeren Gitterparameters des Defektgitters zeigt die Probe S15 im Vergleich zu S14 stärkere Resonanzen. Die Resonanzeffekte erstrecken sich nicht nur über einen weiten Temperaturbereich sondern die Resonanzpeaks sind auch viel deutlicher ausgeprägt. Allerdings traten selbst bei S15 im kritischen Strom nur Resonanzen bis zum dritten Resonanzfeld auf. Wobei betont werden muss, dass der dritte Resonanzpeak fast nicht zu erkennen ist.

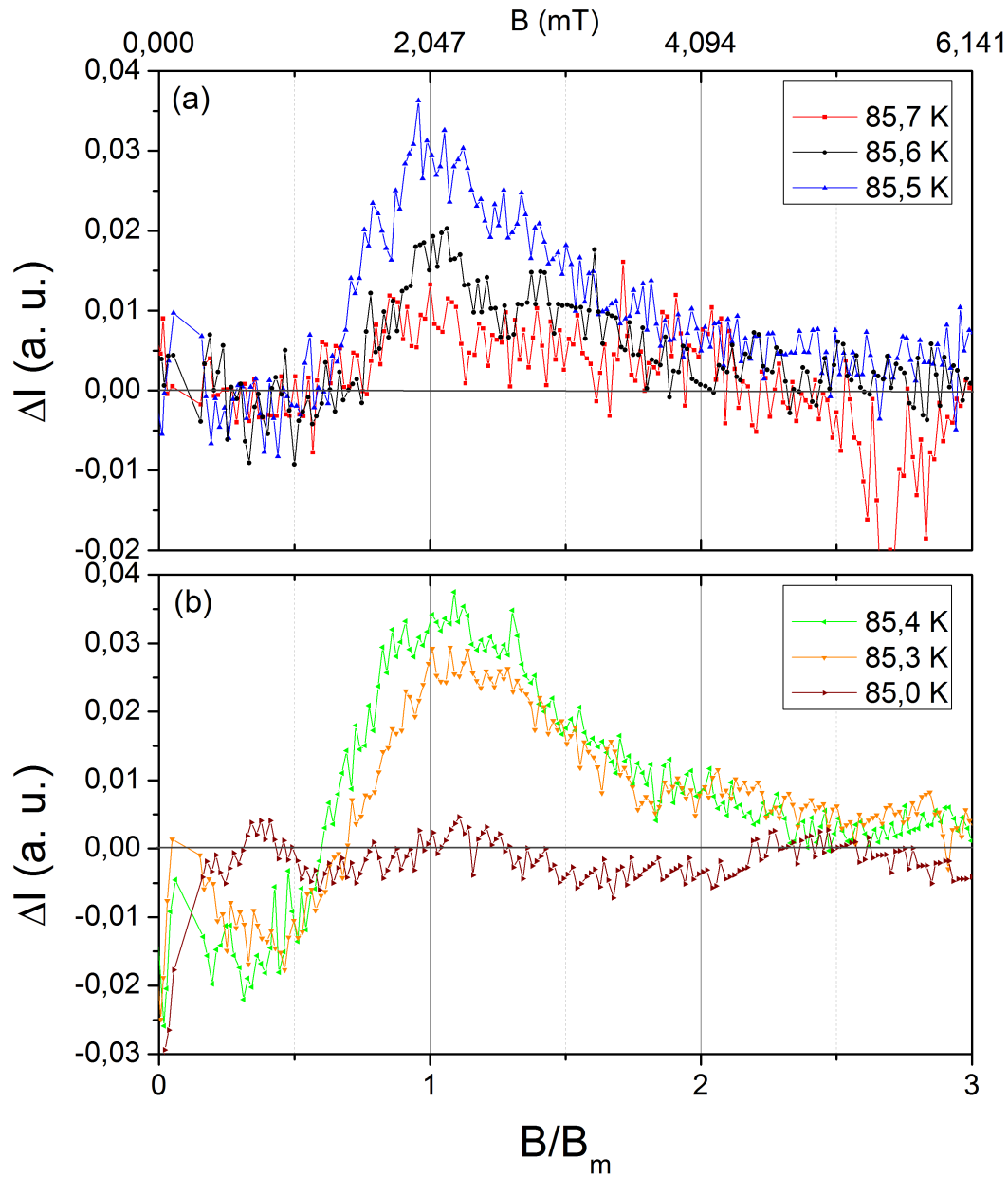


Abb. 6.4: Entwicklung des 1. Peaks von S14 im Temperaturbereich (a) 85,7 K bis 85,5 K und (b) von 85,4 K bis 85,0 K - Aufgezeichnet wurde die Differenz ΔI aus dem kritischen Strom und der Ausgleichskurve gegen das Magnetfeld B . Um den 1. Peak nicht mit zu fitten, wurden die Messpunkte von $0,5 B_m$ bis $2,5 B_m$ ignoriert.

Es stellt sich die Frage, warum nicht mehr Resonanzen auftreten. Die Erklärung dafür ist dieselbe wie bei der Probe S14. Sobald ein Defekt einen Vortex eingefangen hat, wirkt dieser Defekt weniger attraktiv auf die anderen Vortices. Durch die Größe der künstlichen Defekte können diese viele Vortices effektiv einfangen. Die unbesetzten Defekte wirken attraktiv auf die Vortices, so dass sich diese gleichmäßig auf alle Defekte verteilen. Das entstehende Vortexgitter stimmt geometrisch mit dem Defektgitter überein und stabilisiert den Zustand. Dadurch wird die Beweglichkeit der Vortices drastisch eingeschränkt. Bei höheren Resonanzfeldern verteilen sich die Vortices nicht mehr gleichmäßig auf alle Defekte, da die einzelnen Haftkräfte mehr Einfluss haben als die elastische Wechselwirkungsenergie zwischen den Vortices. Die geometrische Übereinstimmung des Vortex- mit dem Defektgitter ist in diesem Fall nicht so gut wie beim ersten Resonanzfeld, wodurch die Resonanzen nur noch schwach ausgeprägt sind. Hinzu kommt, dass die Defekte relativ groß sind und zwischen den Defekten nicht mehr so viel Platz ist. Mit steigender Besetzungszahl des Defekts nimmt der Bereich um den Defekt, in dem der Abschirmstrom fließt, zu. Bei höheren Besetzungszahlen überlappen die Abschirmströme benachbarter Defekte. Das Überlappen von Abschirmströmen wurde von Wördenweber et al. [47] beobachtet. Bei einem rechteckigem Defektgitter können sich entlang der kurzen Seite des Defektgitters Kanäle mit hoher Beweglichkeit für die Vortices ausbilden. Im Fall des quadratischen Gitters können die Abschirmströme nicht mehr einzeln um jeden Defekt fließen. Außerdem würde durch den zusätzlich Transportstrom der Strom in der Probe den kritischen Strom schnell übersteigen, wodurch die Supraleitung bei bereits geringem Transportstrom zusammenbricht. Das Fehlen von höheren Resonanz erklärt sich dann daraus, dass die Abschirmströme nicht mehr einzeln um jeden Defekt fließen, sondern komplett um den bestrahlten Bereich.

Als zusätzlicher Effekt wurden erhebliche Unterschiede im kritischen Strom bei steigendem und bei sinkendem Magnetfeld beobachtet. Das führt dazu, dass die Peaks fast um den Betrag des Resonanzfelds verschoben sind. Bei steigendem Magnetfeld sind die Peaks zu geringeren Feldern und bei sinkendem Magnetfeld zu höheren Feldern verschoben. Vermutlich unterscheiden sich die kritischen Ströme bei auf- und absteigenden Ästen, weil die Vortices beim aufsteigenden Ast erst vom Rand ins Innere der Probe wandern müssen. Im Gegensatz dazu müssen die Vortices bei Verringerung des Magnetfelds vom Inneren der Probe nach außen wandern, wo sie die Probe verlassen können. Die anderen Vortices bilden eine Barriere und hindern weitere Vortices am Eindringen in die Probe bzw. am Verlassen der Probe. Die Hysterese kommt dadurch zu Stande, dass sich die Anzahl der Vortices am Rand des bestrahlten Bereichs stark von der Anzahl der Vortices weiter innen unterscheidet. Das äußere Magnetfeld kann sich in diesem Fall erheblich vom lokalen Feld am Rand des bestrahlten Bereichs unterscheiden. Das äußert sich in einer Verschiebung der Peaks.

Diese Art von Hystereseeffekten wurde im kritischen Strom von Filmen mit künstlichem Defektgitter sowohl in konventionellen Supraleitern [60; 61] als auch in YBCO [58] beobachtet. In beiden Fällen waren die Hystereseeffekte jedoch viel schwächer im Vergleich zu den Hystereseeffekten von S15. Allerdings waren in beiden Fällen die Defekte größer und die Periodizität der Defektgitter war höher als bei S15.

Die Hysterese tritt nur bei den zero-field cooled und den field cooled Messungen auf. Wenn die Probe vor jedem Messpunkt über die kritische Temperatur aufgewärmt und dann der magnetische Fluss direkt in die Probe eingefroren wird, verschwindet die Hysterese und es gibt keinen Unterschied zwischen den Ästen mit steigendem Magnetfeld und denen mit sinkendem Magnetfeld (siehe Abb. 6.5). Mit dieser Messung konnte gezeigt werden, dass die Hysterese durch das Defektgitter, das zu einer unregelmäßigen Verteilung der Vortices über den bestrahlten Bereich führt, verursacht wird.

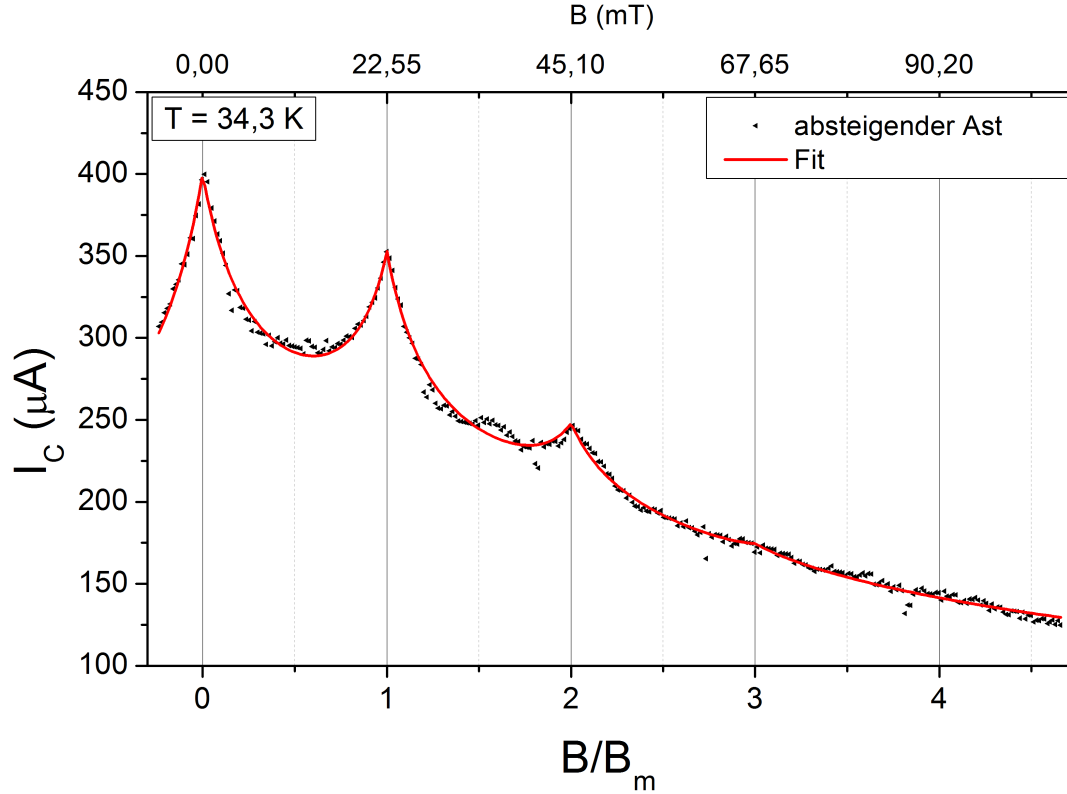


Abb. 6.5: Resonanzeffekte von S15 bei 34,3K - Der magnetische Fluß wurde vor jedem Messpunkt direkt eingefroren. Mit aufgetragen wurde eine Ausgleichskurve nach Gl. (6.1).

In Abb. 6.5 ist außerdem eine Ausgleichskurve des kritischen Stroms zu sehen. Zur Anpassung der einzelnen Peaks wurde die Gl. (2.10) erweitert:

$$I_c(B) = \frac{I_0}{\left(1 + \frac{|B|}{B_0}\right)^\beta} + \frac{I_1}{\left(1 + \frac{|B-B_m|}{B_0}\right)^\gamma} + \frac{I_2}{\left(1 + \frac{|B-2B_m|}{B_0}\right)^\delta} + \frac{I_3}{\left(1 + \frac{|B-3B_m|}{B_0}\right)^\epsilon} ; B_m = 22.55\text{mT} \quad (6.1)$$

Die Position der höheren Resonanzpeaks ist um das entsprechende Vielfache des Resonanzfelds B_m verschoben. Das theoretisch erwartete Resonanzfeld wurde mit Gl. (2.12) berechnet. Mit dieser Funktionen wird zusätzlich die Erhöhung des kritischen Stroms bei den Resonanzfeldern wiedergegeben. Der Parameter B_0 ist für alle Peaks

gleich, da die Kurve sonst überparametrisiert wäre. Außerdem sollte sich B_0 nicht ändern, wenn dieser Parameter mit den kritischen Feldern der Probe zusammenhängt. Die Resonanzpeaks mit den dazugehörigen Fitparametern sind in Tabelle 6.2 aufgelistet. Die Position des zweiten und des dritten Peaks ist um etwa 1% höher

Tabelle 6.2: Fitparameter

Peak n	B_0 (mT)	I_n (μ A)	Exponent
0.	4,65	335	0.405
1.	4,65	167	0.691
2.	4,65	69,6	0.654
3.	4,65	12,9	0.521

als der theoretische Wert. Das liegt noch im Bereich der Messgenauigkeit. Außerdem darf nicht vernachlässigt werden, dass sich nicht nur die künstlich erzeugten Defekte sondern auch die intrinsischen Defekte in der Probe befinden.

In den Ergebnissen von Abb. 5.4, 5.5 und 5.6 sind die Peaks nicht exakt an den Werten B_m , $2B_m$, $3B_m$, ... zu finden. Auffällig ist jedoch, dass der Abstand der Peaks zueinander in etwa konstant ist und nahezu dem Resonanzfeld entspricht. Es scheint sich durch die Hysterese das Muster des kritischen Stroms als Ganzes zu verschieben, wobei die Periodizität beibehalten wird. Die Periodizität einer Kurve zeigt sich als Peak in der fouriertransformierten Kurve. Die Fouriertransformation des kritischen Stroms bei 34,3 K einer field cooled Messung ist in Abb. 6.6 aufgetragen. Bei dieser Messung betrug das maximale Feld 500mT. Der höchste Peak befindet sich bei $B_r = 21,1$ mT, was in etwa dem Resonanzfeld entspricht. Weitere Peaks befinden sich bei $1/2B_r$ und $1/3B_r$. Die Fouriertransformation zeigt deutlich, dass der Abstand der Peaks zu einander in etwa ein Resonanzfeld ist. Vermutlich treten zudem Resonanzen bei rationalen Resonanzfelder auf.

Mit dem Wissen, dass der höchste Peak knapp unterhalb des ersten Resonanzfelds der nullte Resonanzpeak ist, erkennt man das Muster des kritischen Stroms ebenso im Magnetowiderstand von S15 wieder (siehe Abb. 3.5). Die Peaks im kritischen Strom gehören zu den Minima im Magnetowiderstand. Swiecicki et al. haben auch den Magnetowiderstand eines YBCO-Films, dessen Defektgitter eine geringere Periodizität als S15 hat, untersucht [70]. Bei diesen Messungen konnte keine Verschiebung der Peaks oder andere Hystereseeffekte beobachtet werden. Das legt nahe, dass weniger die Periodizität des Gitters, sondern viel mehr der Durchmesser der Defekte und das Verhältnis der Gitterperiodizität zum Defektdurchmesser eine Rolle bei der Klärung der Hysterese spielen. Diese Parameter sind auch wichtig bei der Frage, ob es Zwischengittervortices gibt und wie wahrscheinlich sie bei dem gewählten Defektgitter sind. Um die Hysterese weiter zu untersuchen, könnte der kritische Strom eines Defektgitters mit derselben Gitterperiodizität aber kleinerem Defektdurchmesser gemessen werden. Bei solch einer Probe sollten außerdem weitere Resonanzen auftreten bzw. der zweite und der dritte Resonanzpeak stärker ausgeprägt sein. Ein weiterer interessanter Aspekt ist die Frage, ob die Resonanzen und die Hysterese genauso stark sind, wenn die Defekte nicht komplett durch den Film gehen, sondern nur ein Stück in den Film reichen und sich darunter eine durchgehende ungestörte Schicht

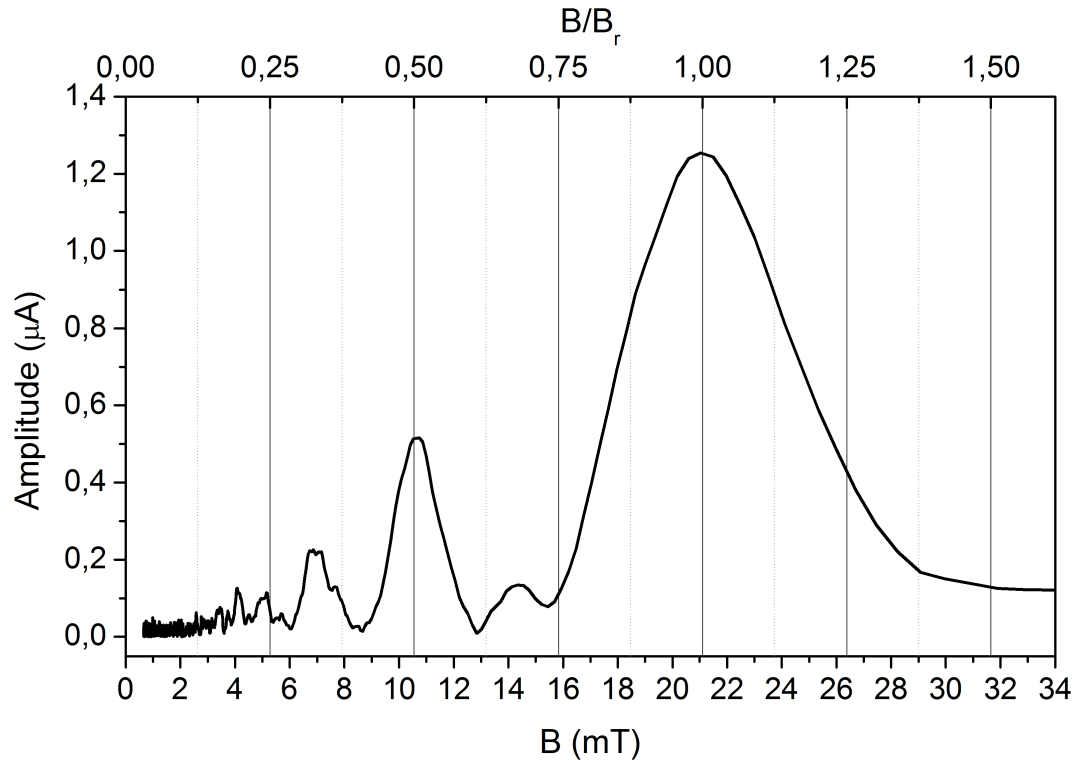


Abb. 6.6: Fourier-Transformation des kritischen Stroms bei 36K von S15 - Das maximale Feld von 500 mT wurde vor der Messung eingefroren und dann wurde eine Rampe zum negativen Feld gemessen.

befindet. Dadurch sollte sich der Einfluss auf den supraleitenden Übergang und die kritische Temperatur verringern lassen.

Abschließend lässt sich sagen, dass mit MIBS besonders effektiv ein künstliches Defektgitter erzeugt werden kann. Es konnte gezeigt werden, dass die künstlichen Defekte zu einer beachtlichen Erhöhung des kritischen Stroms führen. Wenn zusätzlich das Defektgitter im Bereich der intrinsischen Defekte liegt, treten stark ausgeprägte Maxima im kritischen Strom auf. Im Besonderen konnten die Peaks im kritischen Strom mit der Übereinstimmung des Vortex- mit dem Defektgitter in Verbindung gebracht werden. Als interessante offene Fragen verbleiben, ob die Verschiebung der Peaks zufällig in der Größenordnung des Resonanzfelds liegt und wie die Hysterese mit den genauen Abmessungen des Defektgitter zusammenhängt.

Literaturverzeichnis

- [1] Onnes, H. K., Comm. Leiden, 120b, 1911
- [2] Buckel, W. und Kleiner, R., Supraleitung - Grundlagen und Anwendungen, Wiley-VHC Verlag, Weinheim, 2004, ISBN 3-527-40348-5
- [3] Cohn, R. J., Record superconductor at 22.3 K, Phys. Today, 26; 17, 1973
- [4] Bednorz, J. G. und Müller, K. A., Possible high T_c superconductivity in the Ba-La-Cu-O system, Z. Phys. B, 64(2); 189, 1986
- [5] Wu, M. K. *et al.*, Superconductivity at 93 K in a new mixed-phase Y-Ba-Cu-O compound system at ambient pressure, Phys. Rev. Lett., 58(9); 908, 1987
- [6] Schilling, A. *et al.*, Superconductivity above 130 K in the Hg-Ba-Ca-Cu-O system, Nature, 363(6424); 56, 1993
- [7] Chu, C. W. *et al.*, Superconductivity above 150 K in $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ at high pressures, Nature, 365(6444); 323, September 1993
- [8] <http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Ybco002.svg>, (heruntergeladen am 12.07.13)
- [9] Lawrence, W. und Doniach, S., Theory of layer structure superconductors, Kyoto, 1970, ed. E. Kanda, 361 (Keigaku, 1971)
- [10] Abrikosov, A., On the Magnetic Properties of Superconductors of the Second Group, JETP, 5(1174), 1957
- [11] Giaever, I., Magnetic Coupling Between Two Adjacent Type-II Superconductors, Phys. Rev. Lett., 15(21); 825, 1965
- [12] Essmann, U. und Träuble, H., The direct observation of individual flux lines in type II superconductors, Phys. Lett. A, 24(10); 526, 1967
- [13] Karapetrov, G. *et al.*, Evidence of vortex jamming in Abrikosov vortex flux flow regime, Phys. Rev. B, 86(5); 054524, 2012
- [14] Simões, R. *et al.*, The Effects of Pinning on Critical Currents of Superconducting Films, J. Supercond. nov. Magn., 1–4, 2012
- [15] Yetis, H., Static and dynamic behaviours of multivortex states in a superconducting sample with mesoscopic pinning sites, Eur. Phys. J. B, 83(1); 93, 2011

- [16] Reichhardt, C. *et al.*, Dynamic Phases of Vortices in Superconductors with Periodic Pinning, Phys. Rev. Lett., 78(13); 2648, 1997
- [17] Sefrioui, Z. *et al.*, Vortex liquid entanglement in irradiated YBa₂Cu₃O₇ thin films, Phys. Rev. B, 63(6); 064503, 2001
- [18] Dam, B. *et al.*, Origin of high critical currents in YBa₂Cu₃O_{7- δ} superconducting thin films, Nature, 399(6735); 439, 1999
- [19] Hebard, F. *et al.*, Critical currents in Al Films with a triangular lattice of 1 μ m holes, IEEE Trans. Magn., 13(1), 1977
- [20] Albrecht, J. *et al.*, Enhanced flux line pinning by substrate induced defects in YBCO thin films, Physica C, 404(1-4); 18, 2004
- [21] Buzdin, A. I., Multiple-quanta vortices at columnar defects, Phys. Rev. B, 47(17); 11416, 1993
- [22] Mkrtchyan, G. S. und Shmidt, V. V., Interaction Between a Cavity and a Vortex in a Superconductor of the Second Kind, JETP, 34; 195, 1972
- [23] Moshchalkov, V. *et al.*, Nanoscience and Engineering in Superconductivity, Nanoscience and Technology, Springer, Heidelberg Dordrecht London New York, 2010, ISBN 978-3-642-15136-1
- [24] Chen, D. X. *et al.*, Nature of the driving force on an Abrikosov vortex, Phys. Rev. B, 57(9); 5059, 1998
- [25] Bean, C. P., Magnetization of Hard Superconductors, Phys. Rev. Lett., 8(6); 250, 1962
- [26] Anderson, P. W., Theory of Flux Creep in Hard Superconductors, Phys. Rev. Lett., 9(7); 309, 1962
- [27] Kim, Y. B. *et al.*, Critical Persistent Currents in Hard Superconductors, Phys. Rev. Lett., 9(7); 306, 1962
- [28] Fletch, W. *et al.*, Phys. Rev. A, 335; 136, 1964
- [29] Irie, F. und Yamafuji, K., Theory of Flux Motion in Non-Ideal Type-II Superconductors, J. Phys. Soc. Jpn., 23(2); 255, 1967
- [30] Xu, M. *et al.*, Generalized critical-state model for hard superconductors, Phys. Rev. B, 42(16); 10773, 1990
- [31] Kim, Y. B. *et al.*, Magnetization and Critical Supercurrents, Phys. Rev., 129(2); 528, 1963
- [32] Stoll, O. M. *et al.*, Hysteresis and fractional matching in thin Nb films with rectangular arrays of nanoscaled magnetic dots, Phys. Rev. B, 65(10); 104518, 2002

- [33] Ionescu, M. *et al.*, Enhancement of critical current density in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films grown using PLD on YSZ (001) surface modified with Ag nano-dots, J. Phys. D: Appl. Phys., 37(13); 1824, 2004
- [34] Welp, U. *et al.*, Superconducting transition and vortex pinning in Nb films patterned with nanoscale hole arrays, Phys. Rev. B, 66(21); 212507, 2002
- [35] Raedts, S. *et al.*, Flux-pinning properties of superconducting films with arrays of blind holes, Phys. Rev. B, 70(2); 024509, 2004
- [36] Vinckx, W. *et al.*, High field matching effects in superconducting Nb porous arrays catalyzed from anodic alumina templates, Physica C, 459(1–2), 2007
- [37] Lin, J. Y. *et al.*, Flux pinning in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films with ordered arrays of columnar defects, Phys. Rev. B, 54(18); R12717, 1996
- [38] Civale, L. *et al.*, Angular-dependent vortex pinning mechanisms in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ coated conductors and thin films, Appl. Phys. Lett., 84; 2121, 2004
- [39] Strnad, A. R. *et al.*, Dissipative Mechanism in Type-II Superconductors, Phys. Rev. Lett., 13(26); 794, 1964
- [40] Matsui, S. *et al.*, High-Tc superconductor characteristics control by ion implantation, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res., 39(1-4); 635, 1989
- [41] Meyer, O. *et al.*, Transport and structure of ion irradiated HTSC thin films, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res., 65(1-4); 539, 1992
- [42] Lang, W. *et al.*, Tailoring the Transport Properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films by light-ion irradiation, Inst. Phys. Conf. Ser., 181, 2004
- [43] Lang, W. *et al.*, Masked ion beam irradiation of high-temperature superconductors: patterning of nano-size regions with high point-defect density, Int. J. Nanotechnol., 6(7/8); 704, 2009
- [44] Rohringer, P., Ausheilung von ionenstrahlinduzierten Gitterdefekten in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, Diplomarbeit, Universität Wien, 2011
- [45] Chen, C. H. *et al.*, Ion beam induced damage and superlattice formation in epitaxial $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ thin films, Appl. Phys. Lett., 54(12); 1178, 1989
- [46] Wördenweber, R. *et al.*, Vortex lattice matching effects and $1/f$ -noise reduction in HTS films and devices equipped with regular arrays of artificial defects, Physica C, 332; 27, 2000
- [47] Wördenweber, R. *et al.*, Guidance of vortices and the vortex ratchet effect in high- T_c superconducting thin films obtained by arrangement of antidots, Phys. Rev. B, 69(18); 184504, 2004
- [48] Reichhardt, C. und Reichhardt, C. J. O., Jamming and diode effects for vortices in nanostructured superconductors, Physica C, 470(19); 722, 2010

- [49] Surdeanu, R. *et al.*, Visualization of novel flux dynamics in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ thin films with antidots, *Europhys. Lett.*, 54(5); 682, 2001
- [50] Metlushko, V. V. *et al.*, Matching effects in Pb/Ge multilayers with the lattice of submicron holes, *Solid State Commun.*, 91(5); 331, 1994
- [51] Reichhardt, C. und Grønbech-Jensen, N., Critical currents and vortex states at fractional matching fields in superconductors with periodic pinning, *Phys. Rev. B*, 63(5); 054510, 2001
- [52] Harada, K. *et al.*, Direct Observation of Vortex Dynamics in Superconducting Films with Regular Arrays of Defects, *Science*, 274; 1167, 1996
- [53] Bean, C. P. und Livingston, J. D., Surface Barrier in Type-II Superconductors, *Phys. Rev. Lett.*, 12(1); 14, 1964
- [54] Reichhardt, C. *et al.*, Microscopic derivation of magnetic-flux-density profiles, magnetization hysteresis loops, and critical currents in strongly pinned superconductors, *Phys. Rev. B*, 52(14); 10441, 1995
- [55] Khalfin, I. B. und Shapiro, B. Y., Relaxation of magnetic flux in a superconductor with a system of columnar defects, *Physica C*, 207(3-4); 359, 1993
- [56] Berdiyorov, G. R. *et al.*, Vortex configurations and critical parameters in superconducting thin films containing antidot arrays: Nonlinear Ginzburg-Landau theory, *Phys. Rev. B*, 74(17); 174512, 2006
- [57] Berdiyorov, G. R. *et al.*, Novel Commensurability Effects in Superconducting Films with Antidot Arrays, *Phys. Rev. Lett.*, 96(20); 207001, 2006
- [58] Castellanos, A. *et al.*, Preparation of regular arrays of antidots in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ thin films and observation of vortex lattice matching effects, *Appl. Phys. Lett.*, 71, 1997
- [59] Ooi, S. *et al.*, Fractional matching effect in single-crystal films of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ with antidot lattice, *Physica C*, 469(15-20); 1113, 2009
- [60] Lykov, A. N., Pinning in superconducting films with triangular lattice of holes, *Solid State Commun.*, 86(8), 1993
- [61] Lykov, A., Unusual Commensurability Effect in Superconducting Sn Films with Triangular Lattice of Microholes, *J. Low Temp. Phys.*, 164(1); 61, 2011
- [62] Bäuerle, D., Laser processing and chemistry with 13 tables, *Advanced texts in physics*, 3. Auflage, Springer, Berlin [u.a.], 2000, ISBN 3-540-66891-8
- [63] Persönliche Mitteilung (J. Pedarnig, W. Lang), 2011
- [64] Lang, W. *et al.*, Ion-beam direct-structuring of high-temperature superconductors, *Microelectron. Eng.*, 83(4-9); 1495, 2006
- [65] Persönliche Mitteilung F. Letzkus, 2010

- [66] Persönliche Mitteilung (W. Lang), 2013
- [67] Jausner, F., Kritischer Strom von nanostrukturierten $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ Schichten in Magnetfeldern bis 100 mT, Bachelorarbeit, Universität Wien, 2012
- [68] Göb, W., Magnetotransport-Effekte und Fluktuationen im sauerstoffreduzierten Hochtemperatur-Supraleiter $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, Diplomarbeit, Universität Wien, 1997
- [69] Heine, G. und Lang, W., Magnetoresistance of the new ceramic "Cernox" thermometer from 4.2 K to 300 K in magnetic fields up to 13 T, *Cryogenics*, 38(4); 377, 1998
- [70] Swiecicki, I. *et al.*, Strong field-matching effects in superconducting $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films with vortex energy landscapes engineered via masked ion irradiation, *Phys. Rev. B*, 85(22); 224502, 2012

Danksagung

Mein Dankeschön gilt allen, die an der Entstehung der Masterarbeit beteiligt waren.

Ich danke **Prof. Wolfgang Lang** für das spannende Thema, die Übernahme der Masterarbeit und die Betreuung.

Des Weiteren danke ich **Stephan Puchegger** für die elektronenmikroskopischen Aufnahmen der Proben sowie **Prof. Johannes Pedarnig** und seiner Gruppe an der Johannes-Kepler-Universität Linz für die Herstellung der Proben und deren Strukturierung.

Danken möchte ich auch meinem meinem Kollegen **Florian Jausner**, der mit seiner Bachelorarbeit wichtige Vorarbeiten geleistet hat.

Ich danke außerdem meinen LaborkollegInnen für die Gespräche und Hilfen bei kleinen Problemen.

Ein besonders großes Dankeschön gilt meiner Familie – im Besonderen meiner Mutter **Karin** und meinen Großeltern **Maria** und **Roland** – nicht nur für die finanzielle Unterstützung: Ohne euch und euren Glauben an mich wäre ich nie soweit gekommen. Schließlich danke ich noch meinem Freund **Alexander**, dass er jeden Tag für mich da ist.

Vielen Dank!

Curriculum Vitae

Persönliche Daten

Name: Lisa Theresa Haag

Geburtsort: Weingarten, Deutschland

Staatsbürgerschaft: deutsch

Bildungsweg

1999 – 2008: Welfen-Gymnasium, Ravensburg
Abschluss: **Allgemeine Hochschulreife**

2008 – 2011: Universität Ulm, Studium „Physik“
Abschluss: **Bachelor of Science**

2011 – 2013: Universität Wien, Studium „Physik“
angestrebter Abschluss: **Master of Science**