

Levitationsmessungen und Hall-Kartographie an Hochtemperatursupraleitern

Hans-Gerd Kürschner

12. Oktober 2000

WUB-DIS-99-12

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Physikalische Grundlagen der supraleitenden magnetischen Levitation	5
2.1	Supraleiter	5
2.1.1	Entdeckung der Supraleitung	5
2.1.2	Meissner-Ochsenfeld-Effekt	6
2.1.3	London Theorie	7
2.1.4	Typ-II Supraleiter und die Shubnikov-Phase	8
2.2	Elektrodynamik der Supraleiter	10
2.2.1	Magnetische Felder und Ströme	10
2.2.2	Magnetische Kräfte	11
2.2.3	Magnetfeld eines Permantmagneten	12
3	Allgemeine Überlegungen über magnetische Kräfte auf Supraleitern	17
3.1	Typ-I Supraleiter	17
3.2	Typ-II-Supraleiter	18
3.3	Diamagnetisches Modell für ideale Supraleiter	19
3.3.1	Das MAFIA-Programmpaket	20
3.4	Phänomenologisches Modell	21
3.4.1	Bean'sche Modell des kritischen Zustands	21
3.4.2	Zusammenhang zwischen Pinning und kritischer Stromdichte	23
3.4.3	Erweitertes Bean-Modell	25
3.4.4	Herleitung der Levitationskraft aus der Stromverteilung in Supraleitern 2. Art	25
3.4.5	Einfluß der Dynamik des Flußliniengitters	27
4	Herstellung der Proben und Qualitätskontrolle	29
4.1	Kristallstruktur von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	29
4.2	Phasendiagramm von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	31
4.2.1	Diskussion des Phasendiagramms	32

4.3	Gesinterte Supraleiter	34
4.4	Supraleitende epitaktische Filme	34
4.5	Massive grobkristalline Supraleiter	35
4.5.1	Herstellung von Einkristallen	35
4.5.2	Schmelztextur	36
4.5.3	Verschiedene Schmelztexturierungsprozesse	36
4.5.4	Die Seeding-Technik	39
4.5.5	Modifiziertes LPP-Verfahren	39
4.6	Optische Mikroskopie der Oberflächen	42
5	Aufbau des Meßsystems	45
5.1	Einfaches Meßsystem	45
5.1.1	Vorteile des einfachen Meßsystems	46
5.1.2	Grenzen des einfachen Meßsystems	46
5.2	Drei-Achsen Levitations-Meßsystem	47
5.2.1	Kraftsensor, Permanentmagnete und Mikrohallsonde	49
5.2.2	Vorteile der neuen Apparatur	53
5.2.3	Grenzen der neuen Apparatur	54
5.2.4	Meßmodi	55
5.2.5	Meßfehler	57
5.3	Experimentelle Kalibrierung	57
5.3.1	Kraftsensor	58
5.3.2	Charakterisierung der Permanentmagnete	59
5.3.3	Hallsonde	59
6	Messung der Levitationskraft und Vergleich mit Modellen	63
6.1	Schmelztexturiertes YBCO	63
6.1.1	Abhängigkeit der Kraft von geometrischen Parametern	64
6.1.2	Abhängigkeit der Levitationskraft von der Geometrie	67
6.1.3	Maximale Kraft bei gegebener Geometrie	71
6.1.4	Wahl der optimalen Geometrie	71
6.2	Magnetische Steifigkeit	72
6.3	Vergleich mit gesinterten Supraleitern und epitaktischen Filmen	73
6.3.1	Ausgewählte Proben	73
6.3.2	Abstandsabhängigkeit	74
6.3.3	Interpretation der zfc-Messungen im Rahmen verschiedener Modelle	74
6.3.4	Zusammenfassung	84
6.3.5	Field-Cooled-Messungen	89
6.3.6	Steifigkeit und Labusch-Parameter	93
6.4	Ortsaufgelöste Messungen zur Qualitätskontrolle	97

6.5	Gestapelte epitaktische Filme	102
6.5.1	Messungen	102
6.5.2	Vorteile und mögliche Anwendungen	105
7	Hall-Kartographie und Berechnung der Stromverteilung	107
7.1	Durchführung der Hall-Kartographie	107
7.1.1	Wahl der Hall-Sonde	107
7.1.2	Bestimmung des Auflösungsvermögens	108
7.1.3	Meßmethode	110
7.2	Berechnung der Stromverteilung	110
7.3	Epitaktische YBCO-Filme	113
7.3.1	Messung	113
7.3.2	Ergebnisse und Diskussion	114
7.4	Bandleiter	116
7.4.1	Abschätzung des Auflösungsvermögens	116
7.4.2	Ergebnisse der Messungen an ausgewählten Beispielen	119
7.4.3	Qualitätskontrolle bei langen Bandleitern	123
8	Schlußfolgerungen und Kommentare	125

Abbildungsverzeichnis

2.1	Supraleiter als thermodynamischer Zustand	7
2.2	Abhängigkeit des magnetischen Flusses B und der Magnetisierung M vom äußeren Feld H	7
2.3	Verlauf der Magnetisierung eines Typ-II Supraleiters in Abhängigkeit der äußeren Flußdichte B	9
2.4	Vergleich des Nahfeldes eines Ringmagneten (links) und einer Solenoidspule (rechts).	12
2.5	Idealisierte Konfiguration Permanentmagnet–Supraleiter	13
2.6	Beispiel für die Spiegelladungsmethode	13
2.7	Koordinatensystem des Permanentmagneten	14
3.1	Ein Magnet im Abstand z über einem idealen Supraleiter entspricht zwei Magneten im Abstand $2z$	19
3.2	Vergleich der gemessenen und der berechneten Kraft zwischen zwei sich abstoßenden Magneten.	20
3.3	Feldstärke- und Stromverteilung in einem Supraleiter nach dem Bean’schen Modell	22
3.4	Magnetisierungskurve $M(B_{ext})$ nach Brandt [10]	24
3.5	Levitationskraft $F_{PM}(z)$ nach Brandt [10]	24
3.6	Abschirmstrom I_s in Abhängigkeit von B_{ext} nach Portis [91]	27
3.7	Normierte Kraft F/S in Abhängigkeit von B_{ext} nach Portis [91]	27
3.8	Potentialdarstellung der Pinning-Zentren	28
4.1	Kristallstruktur von $YBa_2Cu_3O_6$ und $YBa_2Cu_3O_7$	30
4.2	Beispiel eines pseudo-ternären Phasendiagramms	32
4.3	Pseudo-binäres Phasendiagramm von $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Dargestellt ist ein Schnitt durch das ternäre Phasendiagramm beginnend bei der Konzentration Y:Ba:Cu von 0:2:3 zur Ecke 1:0:0.	33
4.4	Das MTG-Verfahren nach Jin [29]	36
4.5	Das LPP-Verfahren nach Salama [97]	37
4.6	Das MPMG-Verfahren nach Murakami [79]	38
4.7	Das modifizierte LPP-Verfahren	40

4.8	Laser-Raster-Mikroskop-Bilder angeschliffener Proben	43
5.1	Erste Meßapparatur zur Bestimmung der Levitationskraft	46
5.2	Eckdaten des einfachen Meßsystems.	46
5.3	Skizze des Meßaufbaus	48
5.4	Verschaltung der Meßgeräte	50
5.5	2. Quadrant einer Hysteresekurve eines Permanentmagneten („Dema- gnetisierungskurve“) nach [88]	52
5.6	Übersicht über die verschiedenen Meßmodi	55
5.7	Kraft zwischen zwei gleichen Magneten	58
5.8	Flußdichte B_z gegen Abstand z für zylindrische Permanentmagnete . .	60
5.9	Hallspannung U_{Hall} gegen Abstand z für zylindrischen Permanentmagnet	60
5.10	Eichung der Hallsonde mit Magnet DE205	61
6.1	Levitationskraft zwischen verschiedenen Magneten und der Probe P-SO- 13 aufgetragen gegen den Abstand.	64
6.2	Gleiche Messung wie in Abb. 6.1 wobei die Kraft mit der Remanenz des jeweiligen Magneten normiert wurde.	65
6.3	Maximale Kraft gegen die Remanenz der Magnete.	67
6.4	Gemessene Kraft im Abstand z gegen die Länge des Magneten.	68
6.5	Kraft im Abstand 2,5 mm zwischen Supraleiter und Magneten aufge- tragen gegen den Durchmesser des Magneten. Die durchgezogene Linie stammt aus einer Simulation [105].	69
6.6	Berechnete Kraft zwischen Magnet und Supraleiter aufgetragen gegen die Dicke des Supraleiters.	70
6.7	Berechnete Kraft zwischen Magnet und Supraleiter aufgetragen gegen den Radius des Supraleiters.	70
6.8	Beispiel einer Minor-Loop-Messung	72
6.9	zfc-Messung der Levitationskraft an ausgewählten Proben	75
6.10	Levitationskraft F gegen Abstand z halblogarithmisch	76
6.11	Effektives magnetisches Moment $m_{eff}(B_{ext,z})$ ausgewählter Proben . . .	78
6.12	Vergleich der Meßwerte an Sinter-1 mit theoretischen Werten	81
6.13	Kraft F gegen Flußdichte $B_{ext,z}$ ausgewählter Proben	82
6.14	Meßergebnis und Berechnung der Levitationskraft als Funktion der Flußdichte für eine schmelztexturierte Massivprobe	83
6.15	Kraft in Abhängigkeit der axialen Flußdichte gemessen und berechnet für den epitaktischen Film.	85
6.16	fc-Messung der Levitationskraft an ausgewählten Proben	90
6.17	Vergleich fc- und zfc-Messung der gesinterten Probe	91
6.18	$m_{eff}(B_{ext,z})$ für Film SB110 und Sinterprobe Sinter-1 aus fc-Messungen	91
6.19	Vertikale Steifigkeit η als Funktion der Kraft F für die vier Beispielproben	93

6.20	Vortex im harmonischen Pinning-Potential	94
6.21	Vertikale Steifigkeit η als Funktion der externen Flußdichte B_{ext}	95
6.22	Labusch-Parameter α als Funktion der externen Flußdichte B_{ext} . Die Kurven der beiden schmelztexturierten Proben fallen so dicht zusammen, daß zur Übersichtlichkeit nur eine dargestellt ist.	96
6.23	Kraftkarten der ausgewählten Proben	98
6.24	Flußkarten der ausgewählten Proben	99
6.25	Probenqualität $F_{1\text{mm}}/\mathcal{F}_{1\text{mm}}^{max}$ gegen Einfangverhältnis ε_B	101
6.26	Levitationskraft F gegen Abstand z für die drei Filme RW173, RT30 und MG40.	103
6.27	Levitationskraft F gegen Abstand z für die drei Filme in logarithmischer Darstellung.	103
6.28	Kraft F_s des Filmstapels und F_{mtg} einer typischen Massivprobe als Funktion des Abstands.	104
6.29	Vergleich der Kraft F_s am Filmstapel mit der Summe der Kräfte ΣF_i der einzelnen Filme für den Abstand z kleiner 10 mm.	104
6.30	Steifigkeit η aufgetragen gegen die magnetische Flußdichte B_{ext} . Die Linien sind ein Fit an die Funktion $\eta \approx B_{ext}^{n_i}$	105
7.1	Schematische Verdeutlichung der Verbesserung des Auflösungsvermögens durch Reduktion des Abstandes.	109
7.2	Normale des magnetischen Flusses gemessen an dem epitaktischen Film MG12	110
7.3	Gitterdarstellung für die Berechnung der Stromverteilung aus Vermessung des Magnetfeldes.	112
7.4	Ergebnisse der Hall-Kartographie am Film MG385.	115
7.5	Flußkarte eines intakten Silberbandes.	117
7.6	Geometrische Verhältnisse am Bandleiter	117
7.7	Flußkarte eines beschädigten Silberbandes.	118
7.8	Kritische Stromdichte j_c des Bandes gemessen an verschiedenen Postionen	119
7.9	Remanenz und daraus berechnete Stromverteilung für den defektfreien (oben) und den defektbehafteten (unten) Bereich des 19-Filamente BSCCO-Bandes.	121
7.10	Eigenfeld des Transportstroms ($I = 20$ A) und daraus berechnete Stromverteilung (oben) sowie die Remanenz des Transportstroms mit Stromverteilung (unten) für den defektbehafteten Bereich des 19-Filamente BSCCO-Bandes.	122
7.11	Magnetisierung mit und ohne Defekt	123

Tabellenverzeichnis

4.1	Materialparameter von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ nach [78, 47]	31
5.1	Übersicht über die verwendeten Permanentmagnete	51
5.2	Vergleich der in dieser Arbeit aufgebauten Apparatur (Wuppertal) mit der am INSTITUT FÜR PHYSIKALISCHE HOCHTECHNOLOGIE in Jena IPHT betriebenen [102].	54
5.3	Wichtige systematische Fehler des Meßsystems	57
6.1	Parameter der ausgewählten Proben	74
6.2	Parameter der Fits an zfc-Meßkurven nach Moon [73]	76
6.3	Extremwerte der $F(z)$ -Kurven	77
6.4	Effektive Werte der $F(B_{ext,z})$ -Kurven nach Portis [91]	86
6.5	Maximalwerte der Kraftkarten und Flußkarten sowie Einfangverhältnis ε_B der Proben	101
6.6	Charakteristische Probeneigenschaften der Filme des Filmstapels	103
7.1	Technische Daten der Hall-Sonde KSY10.	108

Abstract

Contact free levitation has always been fascinating mankind. All technical solutions that had been invented through the decades had at least one of the the following disadvantage. Either they were not stable in all three dimensions or they needed a permanent power input.

With the discovery of superconductivity in 1911 by H. K. Onnes things changed. Very soon it was found that one quality of superconductors is that they repel magnets so that the magnet is levitating above the superconductor. While with classical low temperature superconductors this phenomenon is difficult to realize the situation changed with the upcoming of the high temperature superconductors in 1986 discovered by Bednorz and Müller [5]. Because of having a critical temperature T_c well above the boiling point of nitrogen today these experiments can be carried out even in school. Therefor the levitating magnet above a ceramic superconductor has become a symbol for the HTSC-research itself.

Main topic of the current work are the magnetic properties of high temperature superconductors. One other topic was the preparation of melt textured samples of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ following some of the methods described in literature and adopted them to local parameters.

All measurements were done with two devices build during this work. The first apparatus was used to investigate the vertical repelling force between a magnet and a superconductor and used a typical laboratory scale to measure the force. The second system, build with the expertise gathered during the first measurements, was a computer controlled device, where the distance between the superconductor and the magnet could be controlled in all three axis with a resolution better than $5\ \mu\text{m}$. With this system, very precise motions like minor loop measurements to determine the stiffness could be carried out. The force on the magnet was directly read by the computer from a strain gauge.

With this system force versus distance measurements in field cooled as well as in zero field cooled conditions were carried out. By moving the magnet in a raster of 0.5 mm to 1 mm over the surface a magnetic map (or a magnetic scan) could be measured, too. This results were used to determine the quality of the melt texturing process.

In another series of measurements the magnet was replaced by a Hall probe. After cooling the superconductor in an external field which was switched off then the remaining magnetic field trapped in the superconductor was measured with this Hall probe by scanning close (0.5 mm) over the surface. This magnetic maps were in very good alignment with the quality results from the magnetic force maps.

Because of its three dimensional nature one can not determine the internal currents in the melt textured sample from the scalar strength of the external magnetic field above the surface. This is different for simpler geometries like a practically two

dimensional epitaxial film. Here one can calculate the internal magnetization and therefore the internal superconducting currents. In this work it is shown that this is a very good and easy method to determine the local quality of large epitaxial films. Since superconducting tapes have the sample two dimensional geometry this method was also applied to investigate this tapes and to detect with a non destructive method the defects in this structures.

Kapitel 1

Einleitung

Das berührungsfreie Schweben hat, genau wie das Fliegen, die Menschen zu alle Zeiten fasziniert. Im Laufe der Jahre wurden auch mehrere technische Verwirklichungen des Schwebens, zum Beispiel durch elektromagnetische Abstoßung oder Anziehungen oder Luftkissen, entwickelt. Alle diese Verfahren haben jedoch entweder den Nachteil, daß sie aktiv geregelt werden müssen, da sie nicht in allen Achsen stabil sind oder einer stetigen Energiezufuhr bedürfen [6].

Nachdem 1911 H. K. Onnes [86] die Supraleitung an Quecksilber entdeckt hatte, weisen Meissner und Ochsenfeld 1933 [70] nach, daß es sich bei der Supraleitung um einen thermodynamischen Zustand handelt. Zu dem gehört, neben dem verlustfreien Stromtransport, die Magnetfeldverdrängung aus dem Inneren des Supraleiters zu den charakteristischen Eigenschaften. Bei den klassischen metallischen Supraleitern ist jedoch das dadurch bedingte Schweben eines Magneten über dem Supraleiter nur in aufwendigen Tieftemperaturexperimenten zu realisieren. Es ist deshalb der Öffentlichkeit kaum bekannt und wird auch unter Experten als Anwendungstechnisch unbedeutend angesehen.

Mit der Entdeckung der Hochtemperatursupraleiter (HTSL) durch Bednorz und Müller [5] im Jahre 1986 änderte sich dies grundlegend. Durch die deutlich über dem Siedepunkt des flüssigen Stickstoffs liegende kritische Temperatur der keramischen Supraleiter wie Yttrium-Barium-Kupfer-Oxid ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ oder kurz YBCO) kann der sogenannte Schwebeversuch heutzutage selbst in Schulen vorgeführt werden [104]. Der über einer HTSL-Probe schwebende Magnet ist geradezu zum Symbol der ganzen HTSL-Forschung und Entwicklung geworden.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit den magnetischen Eigenschaften der Hochtemperatursupraleiter. Das erste Meßsystem (Abschnitt 5.1), das für Voruntersuchungen aufgebaut wurde, bestand aus einem vertikalen Verstelltisch und einer Laborwaage. Damit wurden erste Messungen der Stärke der Levitationskraft sowie deren Skalierung mit der Probengeometrie durchgeführt (Seite 64). Dieses Meßsystem dient jetzt als Experiment zur Levitation im Fortgeschrittenen-Praktikum.

Um die Levitationskraft exakter und orts aufgelöst messen zu können, wurde ein drei-Achsen-Bewegungssystem konstruiert und aufgebaut (Abschnitt 5.2). Dieses ermöglicht es, genau vorgegebene Meßprogramme, wie Abrasterungen oder kleine Bewegungsschleifen, abzufahren und die dabei gemessenen Kräfte aufzunehmen. In einem weiteren Schritt wurde dieses System auch zur Messung der in einem Supraleiter fließenden Ströme und der daraus resultierenden Magnetfelder benutzt.

Mit der oben erwähnten Apparatur wurde die abstandsabhängige Levitationskraft nach Abkühlen in An- (field cooled) und Abwesenheit (zero field cooled) eines externen Magnetfeldes vermessen.

Mit den so gewonnenen Daten wurde erstmals die Abhängigkeit der Levitationskraft von den geometrischen Parametern des Systems, wie dem Durchmesser, der Länge und der Remanenz des Magneten und dem Durchmesser sowie der Dicke des Supraleiters, untersucht (Seite 64). Diese Zusammenhänge erweisen sich als nicht-linear, was den direkten Vergleich zweier verschiedener Messungen bei unterschiedlichen geometrischen Parametern erschwert. Aus numerischen Modellrechnungen wurde deshalb eine Methode zum objektiven Vergleich der Supraleiterqualität unabhängig von der verwendeten Geometrie entwickelt.

Aus den Levitationsmessungen mit kleinen Unterschleifen, in denen die Bewegungsrichtung für ein kurzes Stück umgekehrt wird, kann die Steifigkeit der Magnet-Supraleiter-Anordnung bestimmt werden (S. 93). Außerdem kann damit der Labusch-Parameter α_L berechnet werden. Diese Untersuchungen werden sowohl an schmelztexturierten Massivproben als auch an epitaktischen Dünnschichten und gesinterten Massivproben durchgeführt. Der Vergleich dieser verschiedenartigen Modifikationen des Supraleiters aus dem gleichen Material stellt einen der Schwerpunkte dieser Arbeit da.

Erstmalig wurde in dieser Arbeit auch die Levitationskraft an einem Stapel epitaktischer Dünnschichten untersucht (Abschnitt 6.5). Aus den Meßergebnissen an einem Drei-Film-Stapel kann man schließen, daß ein Stapel aus etwa zehn Filmen eine vergleichbar große Levitationskraft erzeugen wird, wie eine schmelztexturierte Massivprobe durchschnittlicher Qualität.

Aus der Messung der Magnetfelder direkt über der Oberfläche der Supraleiter kann mit Hilfe eines in dieser Arbeit weiterentwickelten numerischen Verfahrens auf die im Supraleiter fließenden Ströme zurückgeschlossen werden, sofern der Supraleiter hinreichend dünn ist (Kapitel 7). Dies ist sowohl für die epitaktischen Filme als auch für dünne Bänder aus BSCCO der Fall. Die Vermessung der Magnetfelder und die Berechnung der Ströme geben ein gutes Verfahren für die lokale Qualitätskontrolle. Die Ortsauflösung dieser Meßmethode ist besser als 0,5 mm.

Ein weiterer Schwerpunkt der Arbeit liegt in der Entwicklung eines Modells zur Berechnung der Levitationskraft. Dazu wird aus dem Bean'schen Modell und dem Kim-Anderson Modell ein neues Verfahren entwickelt, mit dem die Levitationskraft eines Magneten auf einen Supraleiter berechnet werden kann (Abschnitt 6.3.3). Dieses

Modell erreicht trotz seiner Einfachheit eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den berechneten und den gemessenen Kräften.

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen der supraleitenden magnetischen Levitation

2.1 Supraleiter

In diesem Kapitel wird entlang der historischen Entwicklung die Theorie der Supraleitung aufgezeigt. Bis zum Abschnitt 2.1.4 bezieht sich der Text dabei auf die Supraleiter, die heute als Typ-I Supraleiter bezeichnet werden. Auf eine tiefer gehende quantenmechanische Erklärung im Rahmen der BCS-Theorie von Bardeen, Cooper und Schrieffer wird hier weitgehend verzichtet. Eine ausführliche Beschreibung dieser Theorie findet sich unter anderem bei Abrikosov [1].

2.1.1 Entdeckung der Supraleitung

Im Jahre 1908 gelang Heike Kammerlingh Onnes erstmals die Verflüssigung des leichtesten Edelgases Helium [85]. Damit war ein neuer Temperaturbereich (ca. 1 K bis 20 K) in der Nähe des absoluten Nullpunktes für Grundlagenuntersuchungen erschlossen. Sofort wurden von ihm Untersuchungen durchgeführt, um die damals noch strittige Frage über das Verhalten des elektrischen Widerstandes von Metallen bei sehr tiefen Temperaturen zu beantworten. Diskutiert wurden drei verschiedene Szenarien.

1. Der Widerstand könnte mit sinkender Temperatur sich weiterhin linear mit der Temperatur ändern und so stetig gegen Null gehen;
2. er könnte einem festen Grenzwert (Restwiderstand) zustreben oder
3. er könnte durch ein Minimum laufen und für sehr tiefe Temperaturen durch das Einfrieren der Elektronen wieder ansteigen.

Für alle drei Möglichkeiten gab es plausible Argumente und teilweise sogar bei höheren Temperaturen Messungen, die in eine Richtung deuteten. Bei der Untersuchung von Quecksilber, welches damals schon über ein Destillationsverfahren mit sehr großer Reinheit hergestellt werden konnte, machte Kammerlingh Onnes jedoch eine ganz andere Entdeckung. (s. Abbildung [86]). Bei etwa 4.2 K fiel der Widerstand des Quecksilbers in einem sehr schmalen Temperaturbereich plötzlich um mehrere Größenordnungen ab. Diesen Effekt nannte er *Supraleitfähigkeit*. Weiterführende Untersuchungen zeigten, daß ein Gleichstrom verlustfrei durch einen Supraleiter fließen kann, solange die kritische Temperatur T_c und das kritische Feld H_c nicht überschritten wird. Wenn zum Beispiel in einem supraleitenden Ring durch ein äußeres Magnetfeld ein Kreisstrom angeworfen wird, so fließt dieser unverändert weiter. Die bisherigen Experimente zeigen, daß der Gleichstromwiderstand unterhalb der Sprungtemperatur um mindestens 14 Größenordnungen abnimmt, so daß man von einem quasi verlustfreien Ladungstransport ausgehen kann [92].

In weiteren Experimenten entdeckte Kammerlingh Onnes, daß der supraleitende Zustand nur unterhalb einer kritischen magnetischen Feldstärke H_c oder alternativ einer kritischen Stromdichte j_c stabil ist.

2.1.2 Meissner-Ochsenfeld-Effekt

Bringt man einen Supraleiter unterhalb der kritischen Temperatur in die Nähe eines Magnetfeldes $H < H_c$, so wirft dieses in ihm Supraströme an, die wiederum ein Magnetfeld produzieren, das dem äußeren Feld entgegenwirkt. Dadurch wird das Innere des Supraleiters bis auf eine dünne Grenzschicht an der Oberfläche, in der die Abschirmströme fließen, feldfrei gehalten. Meissner und Ochsenfeld entdeckten 1933 [70], daß es sich bei der supraleitenden Phase um einen thermodynamischen Zustand handelt, da er unabhängig von der Vorgeschichte des Materials immer dann eingenommen wird, wenn die kritischen Werte T_c und H_c unterschritten sind. So gelangt man in Abbildung 2.1 sowohl über den Weg 1, Abkühlen der Probe und anlegen des äußeren Feldes, als auch über den Weg 2, Anlegen des Feldes mit nachfolgendem Abkühlen, zum gleichen Endzustand E.

Die Existenz des Meissner-Ochsenfeld-Effektes sowie der verlustfreie Gleichstromtransport werden heute allgemein als die notwendigen Kriterien der Supraleitung angesehen.

Solange das äußere magnetische Feld den kritischen Wert H_c nicht überschreitet, ist das Innere des Supraleiters feldfrei. Die Magnetisierung ist also genau proportional zum Feld: $\vec{M} = -\vec{H} \quad \forall H < H_c$ (s. Abb. 2.2). Aus der Tatsache, daß es sich bei der Supraleitung um einen thermodynamischen Zustand handelt, können folgende Schlußfolgerungen gezogen werden:

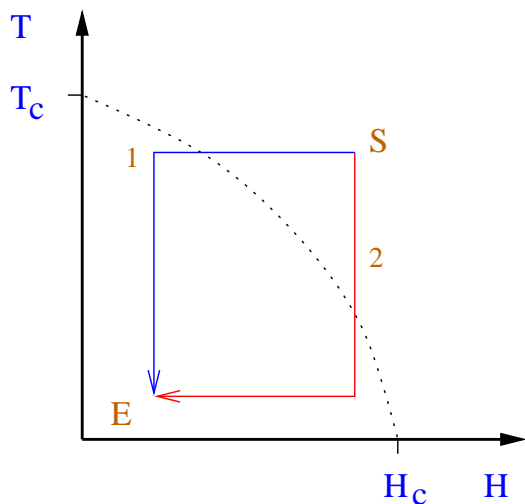


Abbildung 2.1: Supraleitung als thermodynamischer Zustand. Unabhängig vom gewählten Weg wird am Ende immer der gleiche Endzustand E eingenommen.

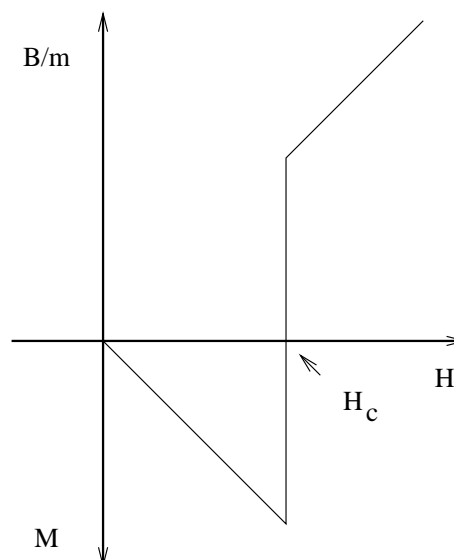


Abbildung 2.2: Abhängigkeit des magnetischen Flusses B und der Magnetisierung M vom äußeren Feld H .

Für den magnetischen Fluß im inneren des Supraleiters gilt:

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \quad (2.1)$$

- Der supraleitende Zustand hat eine höhere Ordnung als der normalleitende Zustand.
- Die freie Energie ist im Supraleiter geringer als im Normalleiter. Für $H = 0$ beträgt sie: $F = \mu_0 H_c^2 / 2$. H_c wird deshalb auch als thermodynamisches kritisches Feld bezeichnet.
- Der Übergang zwischen Normalleiter und Supraleiter ist ein Phasenübergang 2. Ordnung.

Der Meissner-Ochsenfeld-Effekt konnte mit keinem konventionellen Modell der Festkörperphysik erklärt werden.

2.1.3 London Theorie

Erste Ansätze zum Verständnis des Meissner-Ochsenfeld-Effektes wurden von den Brüdern Fritz und Heinz London 1935 vorgelegt. Ihre Hypothese gründete auf der

Tatsache, daß in einem Supraleiter ein Kreisstrom beliebig lange verlustfrei fließen kann. Durch ein äußeres Feld wird nun ein solcher Kreisstrom derart angeworfen, daß das durch ihn produzierte magnetische Feld sich mit dem äußeren Feld gerade so kompensiert, daß das Innere des Supraleiters feldfrei bleibt. Da in einem Supraleiter das Ohm'sche Gesetz $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ durch die unendliche Leitfähigkeit seine Gültigkeit verliert, ersetzen sie es durch die London-Gleichung:

$$\vec{j} = -\frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \vec{A} \quad (2.2)$$

Wobei \vec{A} das Vektorpotential ist. Mit $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$ folgt:

$$\nabla \times \vec{j} = -\frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \vec{B} \quad (2.3)$$

Und zusammen mit den Maxwell-Gleichungen folgt:

$$\nabla^2 \vec{B} = \frac{1}{\lambda_L^2} \vec{B} \quad (2.4)$$

Diese Differenzialgleichung hat zwei Lösungen. Zum einen die konstante $B = 0$, was nichts anderes als die Feldverdrängung aus dem Inneren des Supraleiters beschreibt. Die andere Lösung hat die allgemeine Form:

$$B(x) = B_0 \exp(-x/\lambda_L) \quad (2.5)$$

λ_L wird deshalb auch London-Eindringtiefe des Magnetfeldes genannt. Sie gibt an, bis in welche Tiefe ein Magnetfeld in den Supraleiter eindringt, bevor es von den Abschirmströmen vollständig aufgehoben wird.

Während es sich bei der Ginzburg-Landau Theorie [39] und ihren Erweiterungen durch Abrikosov [1] und Gorkov [43] genau wie bei der London Theorie um phänomenologische Beschreibungen der Supraleitung handelt, ist die BCS-Theorie [3] (Bardeen-Cooper-Schrieffer) eine quantenmechanische Beschreibung.

Neben der magnetischen Eindringtiefe λ_L wird in der GL-Theorie noch eine weitere Länge, die Kohärenzlänge ξ definiert. Diese entspricht in der BCS-Theorie der Ausdehnung der supraleitenden Elektronen-Paare (Cooper-Paare).

Die BCS-Theorie beschreibt die klassischen Supraleiter vollständig. Ihre Anwendbarkeit auf die Hochtemperatursupraleiter ist umstritten.

2.1.4 Typ-II Supraleiter und die Shubnikov-Phase

Schon bei den klassischen Supraleitern werden zwei verschiedene Typen unterschieden. Die meisten elementaren metallischen Supraleiter gehören zum Typ-I. Bei ihnen gibt es ein kritisches Magnetfeld, oberhalb dessen sie vollständig normalleitend werden.

Auf einige wenige Metalle (z.B. Nb) und vor allem die supraleitenden Legierungen trifft dieses nicht zu. Sie gehören zum Typ-II und haben zwei kritische Feldstärken. Wenn ein äußeres Feld die untere kritische Feldstärke H_{c1} überschreitet, ist es für den Supraleiter energetisch günstiger, den magnetischen Fluß in einzelnen Flußquanten der Stärke $\Phi_0 = \frac{h}{2e}[\text{Wb}]$ eindringen zu lassen. Dies wird deutlich, wenn man die Phasengrenzenergie zwischen supraleitender und normalleitender Phase

$$\sigma_{ns} = (\xi - \lambda) \frac{H_{c1}^2}{2\mu_0} \quad (2.6)$$

betrachtet. Für $\xi < \lambda$ wird die Phasengrenzenergie σ_{ns} negativ. Dies ist bei Typ-II Supraleitern der Fall. Sie gehen deshalb bei Überschreitung des unteren kritischen Feldes in einen Mischzustand zwischen Normalleitung (innerhalb der Flußschläuche) und Supraleitung über. Dieser Zustand wird Shubnikov-Phase genannt. Mit zunehmendem Feld werden immer mehr Flußquanten in den Supraleiter eingebaut, bis sie sich bei H_{c2} überlappen und damit das Material vollständig normalleitend ist. In Abbildung 2.3 ist der Verlauf der Magnetisierung mit der externen Flußdichte aufgetragen.

Unter dem Einfluß eines externen Magnetfeldes oder unter Strombelastung unterliegen die Flußschläuche der Lorentzkraft. Wirkt dieser Kraft keine hinreichend starke Gegenkraft entgegen, wie es in ideal reinen Typ-II Supraleitern der Fall ist, so werden die Flußschläuche durch diese Lorentz-Kraft bewegt. Da jedoch der Kern eines solchen Vortices normalleitend ist, führt seine Bewegung immer auch zur Dissipation, und damit auch zu einem Spannungsabfall über den Supraleiter. Somit hat ein idealer Typ-II Supraleiter eine verschwindende kritische Stromdichte $j_c = 0$.

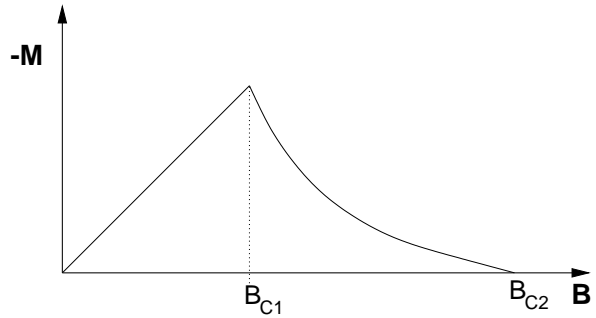


Abbildung 2.3: Verlauf der Magnetisierung eines Typ-II Supraleiters in Abhängigkeit der äußeren Flußdichte B .

In einem realen Supraleiter 2. Art existieren jedoch wie in jedem Festkörper immer Gitterfehler (Punktdefekte, Versetzungen, Verzwilligungen, Stapelfehler etc). Diese reduzieren lokal den supraleitenden Ordnungsparameter. Dies gilt auch für den Kern eines Flußschlauchs, weshalb die Störstellen einen energetisch günstigen Ort für einen Vortex darstellen. Die Flußschläuche werden also in den Potentialen der Störungen festgehalten (*pinning*). Die Wirksamkeit eines solchen Pinning-Zentrums ist dann am größten, wenn seine Ausdehnung in der Größe der Kohärenzlänge ξ liegt. In konventionellen Supraleitern mit Kohärenzlängen von 50 – 500 nm sind z.B. chemische Ausscheidungen effektive Pinning-Zentren. In den Hochtemperatursupraleitern mit ihrer viel kleineren Kohärenzlänge (0,3 – 3 nm) müssen die Haftzentren von atomarer

Größenordnung sein. Diese sind weit schwerer kontrolliert zu erzeugen. Mit der Effektivität des Pinnings steigt die kritische Stromdichte und somit auch die Brauchbarkeit der Supraleiter für die Anwendung.

2.2 Elektrodynamik der Supraleiter

Da in dieser Arbeit die Wechselwirkung eines Supraleiters mit einem statischen äußeren Magnetfeld untersucht wird, sind hier die Maxwell Gleichungen in ihrer Anpassung an die Magnetostatik von entscheidender Bedeutung. Zum einen interessieren die allgemeinen Wechselwirkungen zwischen Magnetfeldern und Strömen. Zum anderen muß auf die Besonderheiten der Supraleiter eingegangen werden. Außerdem ist für eine exakte Untersuchung die genaue Kenntnis des Magnetfeldes der verwendeten Permanentmagneten notwendig.

2.2.1 Magnetische Felder und Ströme

In der Magnetostatik sind folgende Größen von Bedeutung. Die Fernwirkung wird über das Magnetfeld \vec{H} [A/m] und den magnetischen Fluß \vec{B} [T] beschrieben. Im Vakuum sind diese beiden Felder gleichgerichtet und über die Permeabilität des Vakuums $\mu_0 = 4 \times \pi \times 10^{-7}$ [T \times m/A] miteinander verknüpft: $B = \mu_0 H$.

In Materie kommt noch der Einfluß der Magnetisierung \vec{M} [A/m] hinzu.

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \quad (2.7)$$

Die allgemeinen Maxwell Gleichungen:

$$\nabla \vec{B} = 0 \quad \text{Erhaltung des Flusses} \quad (2.8)$$

$$\nabla \vec{D} = \rho \quad \text{Gauss' Gesetz} \quad (2.9)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad \text{generalisiertes Amperesches Gesetz} \quad (2.10)$$

$$\nabla \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \quad \text{Faradays Gesetz der Induktion} \quad (2.11)$$

und die Kontinuitätsgleichung:

$$\nabla \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad \text{Erhaltung der Ladung} \quad (2.12)$$

$$(2.13)$$

haben zeitabhängige Wellenfunktionen als Lösung. Im Falle der Magnetostatik kann die Zeitabhängigkeit vollständig vernachlässigt werden. Außerdem werden in dieser Arbeit nur Probleme behandelt, bei denen keine elektrischen Ladungen oder Dipole

vorhanden sind. Das heißt jedoch, daß $\rho = 0$ ist. Die Maxwell Gleichungen reduzieren sich dann auf:

$$\nabla \vec{J} = 0 \quad (2.14)$$

$$\nabla \vec{B} = 0 \quad (2.15)$$

$$\nabla \vec{D} = 0 \quad (2.16)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} \quad (2.17)$$

$$\nabla \times \vec{E} = 0 \quad (2.18)$$

Bei einem Supraleiter müssen besondere Randbedingungen bei den Maxwell Gleichungen berücksichtigt werden. So muß das Ohm'sche Gesetz wegen der unendlichen Leitfähigkeit durch die London-Gleichung (Gl. 2.2) ersetzt werden.

2.2.2 Magnetische Kräfte

Die allgemeine Form der Kraft, die auf einen geladenen Körper in einem elektromagnetischen Feld ausgeübt wird, beschreibt die Lorentzkraft:

$$\vec{F} = q\vec{E} + q(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.19)$$

Bei der Berechnung der magnetischen Kräfte zwischen Permanentmagneten, Leitern und Ferromagneten ist zu berücksichtigen, daß es keine magnetischen Ladungen oder Monopole gibt. Ein möglicher Ansatz versucht die Permanentmagnete über magnetische Dipole zu beschreiben. Dieser Ansatz ist solange gültig, wie die Abstände zwischen den beteiligten Körpern groß sind im Verhältnis zu den Abmessungen der Körper. Das heißt also, solange alle Körper sich im Fernfeld der anderen befinden. Im Nahfeld jedoch muß der Verteilung der Magnetisierung Rechnung getragen werden. Hier unterscheiden sich auch die Felder eines Permanentmagneten und einer Solenoidspule gleicher Abmessungen deutlich, während die Fernfelder ähnlich sind. In Abbildung 2.4 ist dies deutlich zu erkennen.

Da bei den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen in der Regel der Abstand zwischen Magnet und Supraleiter kleiner werden kann, als die Abmessungen derselben, darf der Permanentmagnet nicht als magnetischer Dipol betrachtet werden.

Zur exakten Berechnung der Feldverteilung helfen unter anderem Finite Elemente Programme wie etwa MAFIA (s. Kap. 3.3 und [20]).

Im Rahmen der Magnetostatik ergibt sich die Kraft auf einen Körper mit Magnetisierung \vec{M} in der einem äußeren Feld \vec{H}_{ext} entsprechenden Flußdichte $\vec{B}_{ext} = \mu_0 \vec{H}_{ext}$ zu [72]

$$\vec{F} = \int_V (\vec{M} \cdot \vec{\nabla}) \vec{B}_{ext} dV \quad (2.20)$$

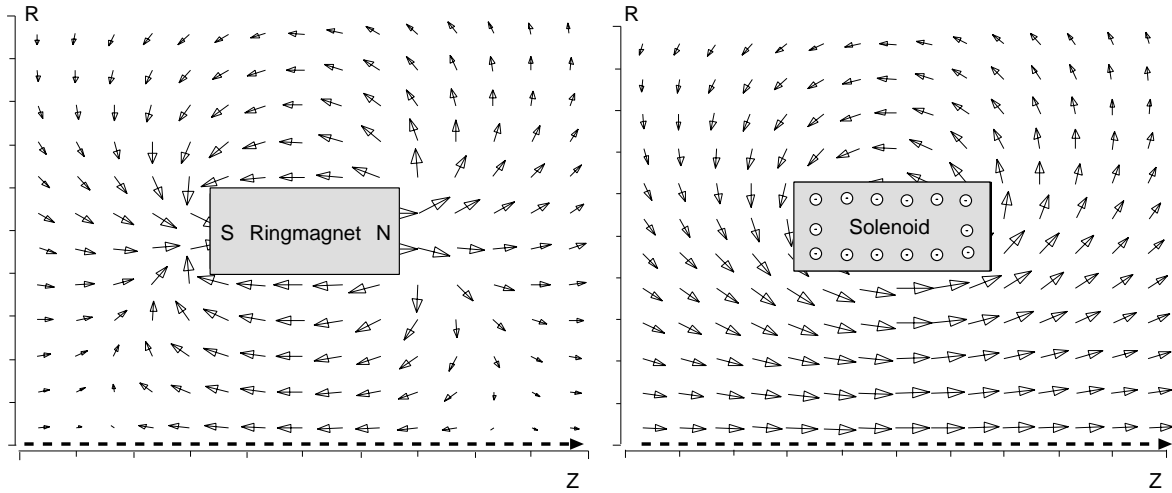


Abbildung 2.4: Vergleich des Nahfeldes eines Ringmagneten (links) und einer Solenoidspule (rechts).

Ist daher die Magnetisierung \vec{M} einer supraleitenden Probe in Abhängigkeit von der Flußdichte \vec{B}_{ext} bekannt, kann man die Kraft zwischen der Probe und einem Permanentmagneten berechnen. Gleichung 2.20 reduziert sich auf

$$F = -F_{PM} = VM \frac{dB_{ext}}{dz} \quad (2.21)$$

- Die Probe hat eine homogene Magnetisierung $\mathbf{M} = M\mathbf{e}_z$.
- Für die Flußdichte gilt $\mathbf{B}_{ext} = B_{ext}\mathbf{e}_z$.

Dieser Fall ist in Abbildung 2.5 schematisch dargestellt. Abbildung 3.5 zeigt den Verlauf der Levitationskraft, wie er sich in einer solchen Konfiguration aus der Magnetisierungskurve der Probe ergibt. Bei Annäherung eines Magneten aus großer Entfernung folgt die Magnetisierung $M(B_{ext})$ der supraleitenden Probe der Neukurve. Aus $dB_{ext}/dz > 0$ und $M < 0$ folgt nach Gleichung (2.21) eine abstoßende Kraft $F_{PM} > 0$ auf den Magneten. Bewegt man den Magneten nach Erreichen eines minimalen Abstandes z_0 wieder von der supraleitenden Probe weg, verläuft die Magnetisierung auf einer inneren Schleife entlang der Linie A–B. Sie wechselt schon nach einer kleinen Änderung des äußeren Feldes ihr Vorzeichen von $-$ nach $+$, so daß sich eine anziehende Kraft $F_{PM} < 0$ zwischen Magnet und Supraleiter ergibt.

2.2.3 Magnetfeld eines Permanentmagneten

In vielen sowohl theoretischen als auch experimentellen Arbeiten zur supraleitenden magnetischen Levitation wird das magnetische Feld des Permanentmagneten als ein-

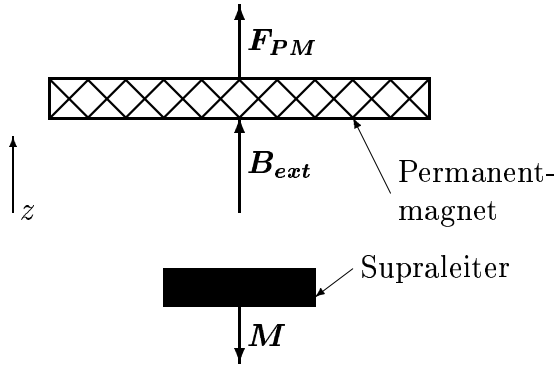


Abbildung 2.5: Idealisierte Konfiguration eines levitierten Permanentmagneten mit Flußdichte $\mathbf{B}_{ext} \approx B_{ext,z} \mathbf{e}_z$, $dB_{ext,z}/dz > 0$ über einer supraleitenden Probe mit homogener Magnetisierung $\mathbf{M} = M \mathbf{e}_z$.

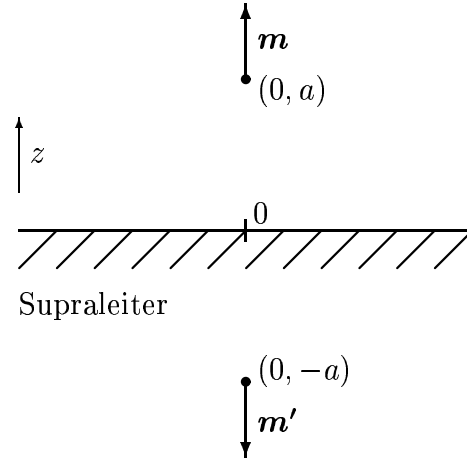


Abbildung 2.6: Punktförmiger Dipol \mathbf{m} über einem unendlich ausgedehnten, idealen Supraleiter im unteren Halbraum als Beispiel für die „Spiege ladungsmethode“ (vergleiche Abschnitt 2.2.3).

faches Dipolfeld angenommen. Diese Näherung ist jedoch in den für die praktische Anwendung interessanten Fällen absolut unzureichend. Zusätzlich erschwert sie die Interpretation der gemessenen Kraftkurven erheblich, da das reale Feld von dem idealisierten teils stark abweicht.

Die Geometrie des Magnetfeldes eines zylindrischen Permanentmagneten wird nur durch das Verhältnis zwischen Durchmesser und Länge bestimmt. Für zwei Magnete mit den Durchmessern D_1 und D_2 sowie den Längen L_1 und L_2 gelte

$$\frac{D_1}{L_1} = \frac{D_2}{L_2} \quad (2.22)$$

Diese Magneten haben — bis auf eine Streckung um D_1/D_2 identische Feldgeometrien.

Feld eines zylindrischen Permanentmagneten nach dem J_s -Modell

Das Vektorpotential eines infinitesimal kleinen Dipoles \mathbf{m} am Ort $(0, a)$ (siehe Abb. 2.6) läßt sich in Zylinderkoordinaten als

$$A_\phi = \frac{\mu_0 m}{4\pi} \frac{r}{\sqrt{(r^2 + (z - a)^2)^3}} \quad (2.23)$$

schreiben [111], die Flußdichte ist durch $\vec{\mathbf{B}} = \vec{\nabla} \times \vec{\mathbf{A}}$ bestimmt. Für einen zylindrischen Permanentmagneten homogener Magnetisierung $\vec{\mathbf{M}}$ parallel zur Längsachse

erhält man aus einer Integration der Dipolfelder über seinen Radius r_a und seine Höhe h_a die folgenden Komponenten für die Flußdichte \vec{B} , wobei der Ursprung im Mittelpunkt der oberen Stirnfläche liegt (siehe Abb. 2.7):

$$\begin{aligned}
 B_x &= \frac{\mu_0 M}{4\pi} \frac{x}{r} \int_0^{2\pi} \cos \phi \left(\frac{1}{\sqrt{(z+h_a)^2 + d(\phi)^2}} - \frac{1}{\sqrt{z^2 + d(\phi)^2}} \right) d\phi \\
 B_y &= \frac{y}{x} B_x \\
 B_z &= \frac{\mu_0 M}{4\pi} \int_0^{2\pi} \cos \phi \frac{r_a (r_a - r \cos \phi)}{d(\phi)^2} \left(\frac{z+h_a}{\sqrt{(z+h_a)^2 + d(\phi)^2}} - \frac{z}{\sqrt{z^2 + d(\phi)^2}} \right) d\phi
 \end{aligned} \tag{2.24}$$

mit den Abkürzungen $r^2 = x^2 + y^2$, $d(\phi)^2 = r_a^2 + r^2 - 2r_a r \cos \phi$ [33]. Die Winkelintegrale lassen sich i. a. nicht analytisch lösen, sie müssen numerisch ausgewertet werden. Im Spezialfall $x = y = 0$, d. h. auf der z -Achse, ergibt sich für die Komponente B_z [18, 33, 68]:

$$B_z(z) = \frac{1}{2} \mu_0 M \left(\frac{z+h_a}{\sqrt{(z+h_a)^2 + r_a^2}} - \frac{z}{\sqrt{z^2 + r_a^2}} \right) \tag{2.25}$$

Eine homogene Magnetisierung \vec{M} des Magneten, wie hier angenommen, ist einem Oberflächenstrom vom Betrag $J_s = |\vec{M}| = \text{const.}$ auf seiner Mantelfläche äquivalent, so daß diese Beschreibung von Permanentmagneten als „ J_s -Modell“ bezeichnet wird [18].

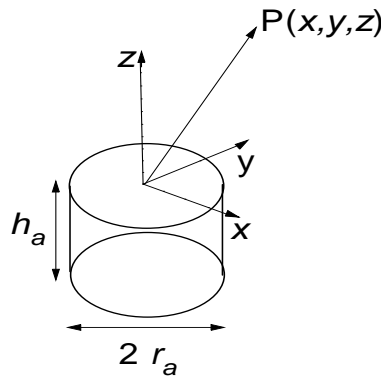


Abbildung 2.7: Koordinatensystem zu Gleichung (2.24): Zylindrischer Permanentmagnet, Ursprung im Zentrum der oberen Stirnfläche.

Herleitung der Levitationskraft

Im Rahmen der London-Theorie folgt aus der Ampèreschen Gleichung $\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$ und der 1. London-Gleichung $\vec{j} = -\lambda^{-2} \vec{A}$ ein System von Differentialgleichungen für das Vektorpotential \vec{A}_ϕ eines magnetischen Punktdipols \vec{m} über einem supraleitenden Halbraum (s. Abb. 2.6)[111]:

$$\begin{aligned} \nabla^2 A_\phi(r, z) - \frac{1}{r^2} A_\phi(r, z) &= \mu_0 m \delta'(r^2/2) \delta(z - a) \quad \text{für } z > 0 \\ \nabla^2 A_\phi(r, z) - \frac{1}{r^2} A_\phi(r, z) - \lambda^{-2} A_\phi(r, z) &= 0 \quad \text{für } z < 0 \end{aligned} \quad (2.26)$$

Dabei ist ∇^2 der Laplace-Operator in Zylinderkoordinaten und $\delta(x)$ die Diracsche δ -Funktion. Die Größe λ hat bei der Betrachtung von Supraleitern 2. Art die Bedeutung einer *effektiven*, makroskopischen Eindringtiefe [111].

Das Magnetfeld aus der Wechselwirkung zwischen einem zylindrischen Magneten mit homogener Magnetisierung \vec{M} und einem supraleitenden Halbraum mit effektiver Eindringtiefe λ erhält man dann aus der Integration der Lösung der Differentialgleichungen (2.26) für \vec{M} über die Abmessungen des Magneten. Aus der Ableitung der Energie $U = -\frac{1}{2} \int \vec{M} \cdot \vec{B}_{ind} dV$ des Magneten im durch die Wechselwirkung mit dem Supraleiter induzierten Feld folgt schließlich die Kraft $F(z)$ auf den Magneten [111]:

$$\begin{aligned} F(z) &= -\frac{\partial U}{\partial z} \quad (2.27) \\ &= \frac{\mu_0 m^2}{\pi \left(\frac{h_a}{2}\right)^2 r_a^2} \int_0^\infty \frac{n - k}{kn + k^2} \exp\left(-2k\left(z + \frac{h_a}{2}\right)\right) \left[\sinh\left(\frac{kh_a}{2}\right) J_1(kr_a)\right]^2 dk \\ &\quad \text{mit } n = \sqrt{\lambda^{-2} + k^2} \end{aligned}$$

Dabei sind h_a und r_a Höhe bzw. Radius des Magneten, m der Betrag seines magnetischen Momentes, J_1 die Besselfunktion 1. Ordnung sowie z der Abstand zwischen dem Supraleiter und der Stirnfläche des Magneten. Das Integral ist nicht für alle Parametersätze numerisch auswertbar. In Referenz [111] sind nur Werte im Bereich $\lambda \in [r_a/10; r_a]$ und $z + \frac{1}{2} h_a \in [r_a; 10 r_a]$ angegeben.

Der Bereich verschwindend kleiner effektiver Eindringtiefe entspricht einem Supraleiter im Meissner-Zustand, d. h. vollständiger Feldverdrängung. Die im Grenzfall $\lambda \rightarrow 0$ erhaltene Kraft ist die mit dem jeweiligen Magneten im Abstand z *maximal* erreichbare Levitationskraft $\mathcal{F}^{max}(z)$. Wie man anhand der Spiegelladungsmethode erkennt, entspricht diese maximal zwischen einem Magneten und einem supraleitenden Halbraum erreichbare Kraft der, die zwischen zwei gleichstarken, entgegengesetzt polarisierten Magneten gleicher Abmessungen, die symmetrisch zur z -Ebene mit Abstand $2z$ zwischen ihren Stirnflächen angeordnet sind (vergleiche Abb. 2.6) [107], herrscht.

Eine explizite Gleichung für diese Kraft zwischen zwei Permanentmagneten findet sich bei Riise [95]. Demnach gilt für die Kraft, die ein Zylinder mit Radius r_b , Höhe

h_b und homogener Magnetisierung $\mathbf{M} = M\mathbf{e}_z$ im Feld eines Permanentmagneten des Radius $r_a \approx r_b$, Höhe h_a und Remanenz B_r mit Abstand z zwischen den Stirnflächen der Zylinder erfährt

$$F_z(z) = -MB_r f(z) \quad (2.28)$$

Die Funktion $f(z)$ hängt nur von der geometrischen Konfiguration ab:

$$f(z) = \frac{r_a r_b}{2} \int_0^{2\pi} \ln \frac{\mathcal{A}(\phi, z + h_a) \mathcal{A}(\phi, z + h_b)}{\mathcal{A}(\phi, z) \mathcal{A}(\phi, z + h_a + h_b)} \cos \phi \, d\phi \quad (2.29)$$

$$\text{mit: } \mathcal{A}(\phi, y) = y + \sqrt{r_a^2 + r_b^2 - 2r_a r_b \cos \phi + y^2}$$

In Kapitel 5.3 wird diese Beziehung zur Kalibrierung des Kraftmessers ausgenutzt. die Levitationskraft auf einen Permanentmagneten experimentell aus der magnetischen Flußdichte zwischen Supraleiter und Permanentmagnet zu bestimmen. Zum anderen sollen empirisch gefundene Gesetzmäßigkeiten vorgestellt werden, mit denen sich Levitationsexperimente beschreiben lassen.

Bestimmung der Levitationskraft über den Maxwell'schen Spannungstensor

Mit Hilfe des Maxwell'schen Spannungstensors T_{ij} läßt sich die Kraft auf ein Ensemble von Ladungen und Feldern innerhalb einer geschlossenen Fläche Σ berechnen, wie sich aus den Maxwell-Gleichungen herleiten läßt [72, 49]. Im Spezialfall eines über einem Supraleiter levitierten Permanentmagneten ergibt sich die z -Komponente der Levitationskraft aus der Integration der Komponente T_{zz} des Maxwell'schen Spannungstensors über eine beliebige Ebene $z = \text{const.}$ zwischen Supraleiter und Magnet [72, 73]:

$$F_z = \int_{\Sigma} T_{zz} \, d\Sigma = \frac{1}{2\mu_0} \int_{\Sigma} (B_t^2 - B_n^2) \, d\Sigma \quad (2.30)$$

wobei B_t die Tangentialkomponente und B_n die Normalkomponente der Flußdichte bezüglich der Fläche Σ bedeuten. Aus einer Messung dieser Komponenten der Flußdichte kann man daher die Levitationskraft F_z auf einen Permanentmagneten berechnen. Dies wurde auch experimentell nachgewiesen [94, 73]. Leider gewinnt man aus der Messung der Flußdichten B_t und B_n zunächst keinerlei Aussagen darüber, wie das gemessene Magnetfeld aus der Wechselwirkung zwischen Magnet und Supraleiter zustande kommt. Insbesondere gehen keine Annahmen über die Stromverteilung im Inneren des Supraleiters bzw. seine Magnetisierung ein.

Kapitel 3

Allgemeine Überlegungen über magnetische Kräfte auf Supraleitern

Auch ohne auf die Konzepte Flußschlauchdynamik und kritische Ströme einzugehen oder Detailkenntnisse über die Mikrostruktur des Supraleiters zu haben, kann man nur aus allgemeinen Annahmen und dem Wissen über das Verhalten idealer Supraleiter Aussagen über die magnetischen Kräfte auf Supraleiter machen.

Bei den weiteren Überlegungen wird von folgenden Voraussetzungen ausgegangen:

1. Probe und Magnet sind in x, y -Richtung unendlich ausgedehnt d.h., das Magnetfeld ändert sich nur in z -Richtung
2. Die Ausdehnung der Probe in z -Richtung ist vernachlässigbar klein
3. Das externe Magnetfeld B_{ext} liegt parallel zur Oberfläche des Supraleiters

Durch die Annahmen zwei und drei können alle Geometrieeffekte (Feldüberhöhung an den Kanten, Entmagnetisierung etc.) ausgeschaltet werden. Die erste Annahme sorgt dafür, daß zwischen den einzelnen Punkten des Supraleiters keine Unterschiede bestehen. Dadurch reduziert sich das Problem auf eine Dimension, da keine Variation des Feldes in x oder y Richtung besteht.

3.1 Typ-I Supraleiter

Bei Typ-I Supraleitern wird ein äußeres magnetisches Feld bis zur kritischen Feldstärke H_c aus dem Inneren des Supraleiters verdrängt. Dies geschieht durch das Anwerfen

von Abschirmströmen in der Oberfläche. (Meissner-Ochsenfeld-Effekt). Da diese Abschirmströme mit dem externen Magnetfeld skalieren, gilt für die Kraft F :

$$F \propto B_{ext}^2 \quad \text{für} \quad B_{ext} \leq B_c \quad (3.1)$$

Dieser Zusammenhang gilt sowohl für den zfc (zero field cooled = feldfreies Abkühlen) als auch für den fc (field cooled = felderfülltes Abkühlen) Fall. Die Abhängigkeit der Kraft vom Magnetfeld ist vollständig reversibel und hysteresefrei.

3.2 Typ-II-Supraleiter

Bei Typ-II-Supraleitern kann man in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld zwischen drei verschiedenen Bereichen unterscheiden. Bis zu einer unteren kritischen Feldstärke H_{c1} verhält sich ein Typ-II-Supraleiter wie ein Typ-I-Supraleiter in der Meissner-Phase, d.h. es dringt bis auf eine Oberflächenschicht kein Magnetfeld in das Innere des Supraleiters ein. Ab der externen Feldstärke H_{c1} befindet sich der Supraleiter in der Shubnikov-Phase, in der magnetischer Fluß in den Supraleiter eindringen kann, ohne den supraleitenden Stromtransport zu unterbrechen. Erst ab der oberen kritischen Feldstärke H_{c2} wird der Supraleiter vollständig normalleitend.

In der Shubnikov-Phase tritt jetzt ein neues Phänomen hinzu, die Flußverankerung durch das Pinning. Während es für Typ-I-Supraleiter der energetisch günstigste Fall darin besteht, wenn das Magnetfeld solange wie möglich aus dem Supraleiter ausgesperrt wird und dabei die Grenzfläche zwischen Normal- und Supraleitung möglichst minimal ist, ist dies beim Typ-II-Supraleiter nicht der Fall. Hier besteht der energetisch günstigste Fall darin, die Grenzfläche zwischen Normal- und Supraleiter oberhalb von H_{c1} zu maximieren. Dies wird dann erreicht, wenn der magnetische Fluß in einzelnen Flußquanten in die supraleitende Phase eindringt. Dies kann er solange tun, bis die obere kritische Feldstärke H_{c2} erreicht wird, bei der die Flußquanten den Supraleiter vollständig ausfüllen und er somit normalleitend ist.

Man kann nun zwischen zwei verschiedenen Grenzfällen unterscheiden. Zum einen gibt es den pinningfreien Grenzfall (weicher Supraleiter), in dem sich die Vortices schon bei einem infinitesimal kleinen supraleitenden Strom mitbewegen. Dies bedeutet aber, daß ein solcher Supraleiter immer verlustbehaftet ist.

Der andere Extremfall ist der mit perfektem Pinning (harter Supraleiter), in den die Flußschläuche immer fest verankert sind. Der kritische Strom in diesem Idealfall ist immer J_{c0} , der Paar-Brechungsstrom (Pair breaking current).

Für die magnetische Levitations folgt daraus: Der Typ-II-Supraleiter im pinningfreien Grenzfall verhält sich wie ein Typ-I-Supraleiter mit $H_c = H_{c1}$ und der Typ-II-Supraleiter mit perfektem Pinning wie ein Typ-I-Supraleiter mit $H_c = H_{c2}$.

Ein wichtiger Unterschied zwischen dem pinningfreien Grenzfall und dem pinningdominierten Grenzfall liegt in der Abhängigkeit der Kraft im fc Fall. Während für den

pinningfreien Grenzfall die Kraft/Magnetfeld-Kurve genau wie bei Typ-I-Supraleitern unabhängig von der Vorgeschichte ist — d.h. die Kurven für z_{fc} und f_c unterscheiden sich nicht — tritt hier für den pinningbehafteten Typ-II-Supraleiter ein großer Unterschied zutage. Wird nämlich ein Magnetfeld kleiner H_{c2} in diesem Supraleiter eingefroren, so wird diese Magnetisierung auch dann aufrecht erhalten, wenn das externe Feld abgesenkt wird. Die Magnetfeldlinien werden am Verlassen des Supraleiters gehindert, so daß eine anziehende Kraft resultiert.

Alle realen Typ-II-Supraleiter befinden sich zwischen den beiden idealisierten Grenzzuständen. Bei ihnen wächst der Abschirmstrom mit dem externen Magnetfeld an, bis dieses den unteren kritischen Grenzwert H_{c1} erreicht hat. Dann bleibt der Oberflächenstrom solange konstant ($I_s = I_c$), bis das externe Magnetfeld den oberen kritischen Grenzwert erreicht hat. Bei weiterer Felderhöhung bricht der Suprastrom zusammen. Für die Kraft F auf den Supraleiter gilt dann:

$$F \propto H_{ext}^2 \quad \text{für} \quad H_{ext} \leq H_{c1} \quad (3.2)$$

$$F \propto H_{ext} \quad \text{für} \quad H_{c1} < H_{ext} \leq H_{c2} \quad (3.3)$$

3.3 Diamagnetisches Modell für ideale Supraleiter

Die einfachste Art, das Verhalten eines Supraleiters im Magnetfeld zu beschreiben, ist, daß man den Supraleiter als idealen Diamagneten ($\mu = 0, \xi = -1$) auffaßt. Das Feld eines Magneten, der sich einem Supraleiter nähert, wird dann vollständig aus seinem Inneren verdrängt. Für das Innere des Supraleiters gilt also: $H_i = 0$. Nimmt man noch an, daß der Durchmesser der Probe \varnothing_S mindestens doppelt so groß ist, wie der

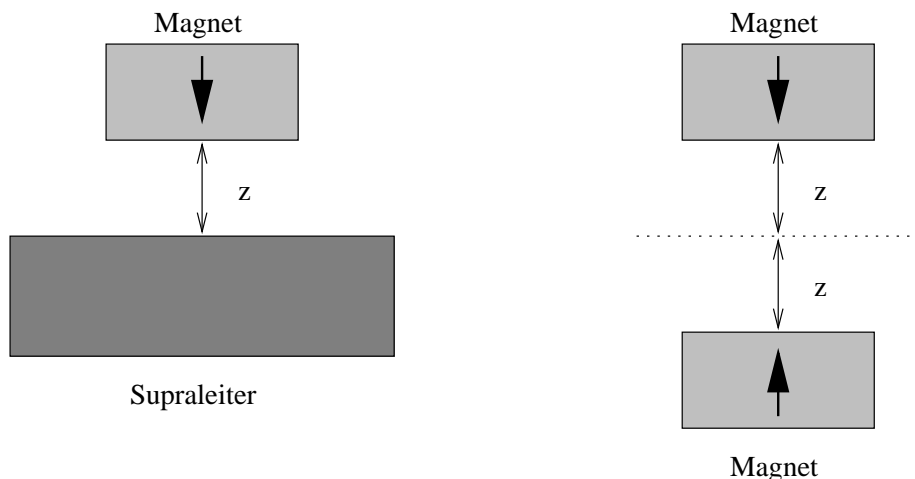


Abbildung 3.1: Ein Magnet im Abstand z über einem idealen Supraleiter entspricht zwei Magneten im Abstand $2z$

Durchmesser des Magneten \varnothing_M , so erscheint die Probe für den Magneten als unendlich groß. Dann ist jedoch die typische Meßanordnung eines Magneten über einer Probe (Bild 3.1 linke Seite) äquivalent zu einem Magneten über einem idealen supraleitenden Halbraum. Genau wie in der Elektrostatik kann man hier das Prinzip der Spiegelladung anwenden. Damit entspricht der oben beschriebene Aufbau zwei Magneten mit gegenpoliger Anordnung im doppelten Abstand $2z$ (Bild 3.1 rechte Seite).

Die Feldverteilung für diese Spiegelgeometrie kann sowohl analytisch als auch numerisch berechnet werden. Aus der Feldverteilung läßt sich dann über den Maxwellschen Streß-Tensor auch die Kraft zwischen den beiden Magneten berechnen. In Abbildung 3.2 ist das Ergebnis dieser Berechnung für zwei Magneten mit den experimentell ermittelten Werten verglichen. Deutlich ist die sehr gute Übereinstimmung dieser Berechnungen für $z > 1,0$ mm mit den Messungen zu erkennen.

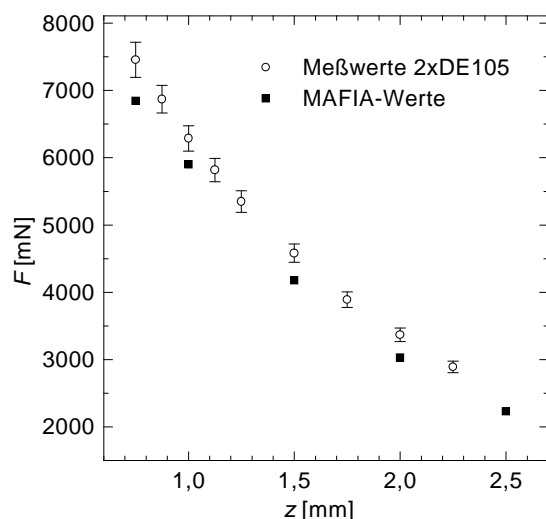


Abbildung 3.2: Vergleich der gemessenen und der berechneten Kraft zwischen zwei sich abstoßenden Magneten.

Proben erreicht man hier Werte von bis zu 90% [103, 102].

Mit Hilfe eines numerischen Programmes (MAFIA s. nächsten Abschnitt) läßt sich auch für eine endliche Supraleitergeometrie eine maximale Kraft für einen gegebenen Magneten berechnen.

3.3.1 Das MAFIA-Programmpaket

Das Programmpaket MAFIA (MAXwell Equation with FINite Element Algorithm) ist ein Finite-Elemente Programm speziell für die Lösung der Maxwell-Gleichungen. Es

Aus der analytischen Formel für die Kraft zwischen zwei axial angeordneten Magneten ist sofort ersichtlich, daß die maximal mögliche Kraft F_{ideal} für $z = 0$ nur von der Größe und Remanenz der verwendeten Magneten abhängt.

Die mit einem idealen unendlich ausgedehnten Supraleiter ermittelte maximale Kraft F_{ideal} stellt nun für reale Supraleiter eine obere Schranke dar. Diese ist also nicht von der Qualität des Supraleiters sondern nur von der Geometrie und den magnetischen Eigenschaften (Remanenz) des verwendeten Magneten abhängig. Für reale Supraleiter endlicher Ausdehnung gilt deshalb immer $F_{reale} < F_{ideal}$. Die Qualität des Supraleiters kann dann leicht als Quotient der maximalen gemessenen und der idealen Kraft angegeben werden. Bei den derzeit besten

wurde unter der Federführung von Prof. Thomas Weiland entwickelt und wird derzeit über die Firma CST Darmstadt vertrieben. Für die Berechnungen im Bereich der Magnetostatik wird das Programmmodul S (Static) benutzt.

Um numerische Berechnungen durchführen zu können, müssen sowohl die Materialien als auch die elektrischen und magnetischen Felder auf ein Gitter diskretisiert werden. Jeder Gitterpunkt repräsentiert dann eine Elementarzelle der Berechnung. Um den Rechenaufwand zu reduzieren, ist es möglich, etwaige Symmetrien, wie etwa Rotationssymmetrie oder Spiegelsymmetrie auszunutzen. Somit reduziert sich das Problem für zylindrische Magneten auf eine zweidimensionale Berechnung im r - z -Raum.

Die magnetischen Eigenschaften des Permanentmagneten werden durch die Vorgabe eines konstanten Magnetisierungsvektors beschrieben.

Die magnetischen Eigenschaften des Supraleiters, also in diesem Falle ein vollständiger Diamagnetismus ($\mu = 0$) kann aus numerischen Gründen nur durch ein sehr kleines $\mu = 0.001$ angenähert werden.

Die Einführung eines kritischen Feldes über eine $B(H)$ -Abhängigkeit ist leider bei MAFIA nicht möglich, da die $B(H)$ -Kurve aus Eindeutigkeitsgründen Wendepunkt-frei sein muß. Sonst ist die Eindeutigkeit beim Invertieren der Funktion nicht gegeben.

Das Diamagnetische Modell (DMM) berücksichtigt keine mikroskopischen Effekte, also keine Flußschlauchdynamik und kein Pinning. Der Fluß dringt hier ohne Verluste ein, so daß auch keine Hysterese entsteht. Ohne Pinning ist auch die Suspension, die anziehende Kraft bei Vergrößerung des Abstands zwischen Magnet und Supraleiter, nicht erklärbar.

Das DMM zeigt also Schwächen bei der Beschreibung eines Typ-II Supraleiters. Es ist hingegen geeignet für Proben, die kaum oder gar kein Pinning zeigen (Sinterproben) oder für Proben mit perfektem Pinning, die nach Erreichen des supraleitenden Zustands keinerlei Eindringen des Flußschlauchs zeigen.

3.4 Phänomenologisches Modell

Das oben beschriebene DMM, welches letztendlich auf der klassischen Magnetostatik beruht, nur sehr begrenzt das Verhalten der Supraleiter beschreibt, wurde schon für die metallischen Typ-II Supraleiter von Charles P. Bean 1964 ein Modell entwickelt, welches im nächsten Abschnitt kurz umrissen wird.

3.4.1 Bean'sche Modell des kritischen Zustands

Das Bean'sche Modell [4] ist ein phänomenologisches Modell des kritischen Zustandes von Supraleitern 2. Art in der Shubnikov-Phase $H_{c1} < H < H_{c2}$ zur Erklärung ihrer hysteretischen magnetischen Eigenschaften. Als phänomenologisches Modell macht es

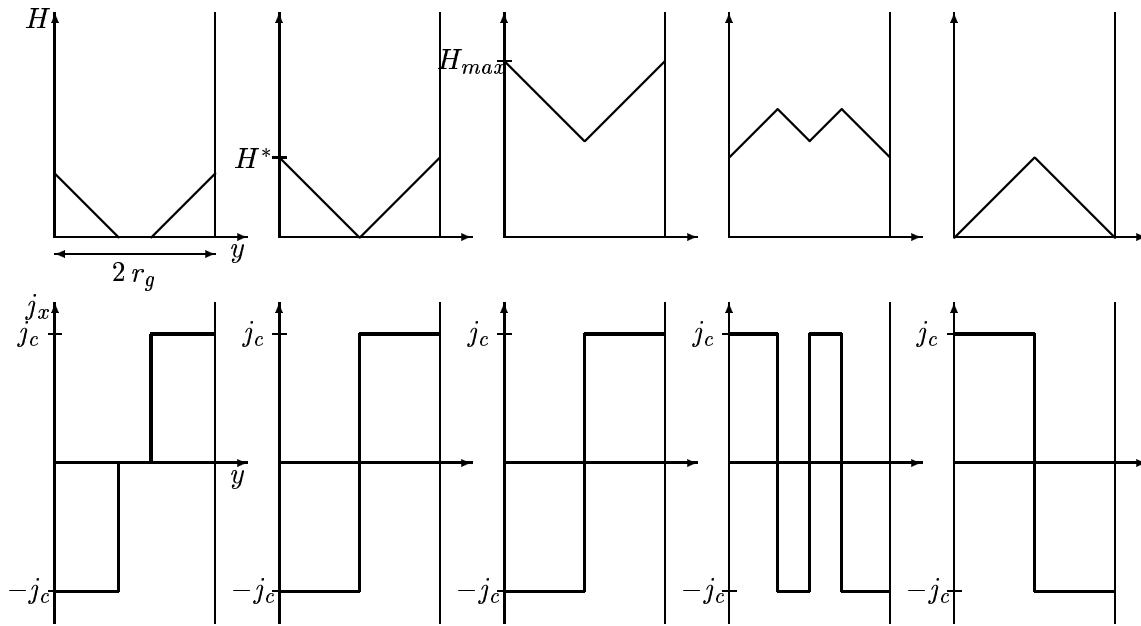


Abbildung 3.3: Querschnitt durch einen supraleitenden Zylinder mit Feldstärke $H(y)$ und Stromdichte $j_x(y)$ in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld H_{ext} in z -Richtung. Von links nach rechts: Anstieg des Feldes auf $H_{ext} = H_{max}$ und darauffolgender Abfall auf $H_{ext} = 0$. (Nach [4], in kartesischen Koordinaten.) (Bean'sches Modell)

keine Aussagen auf mikroskopischer Ebene. Es geht von drei grundlegenden Prämissen aus:

- Im Supraleiter existiert eine homogene, makroskopische kritische Stromdichte \mathbf{j}_c .
- Jeder im Inneren des Supraleiters induzierte Strom fließt mit der kritischen Stromdichte.
- Das untere kritische Magnetfeld ist vernachlässigbar ($H_{c1} = 0$).

In der einfachsten Form des Bean'schen Modells gilt zusätzlich die Annahme, daß die kritische Stromdichte \mathbf{j}_c unabhängig vom Magnetfeld ist. Dies ist für $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ wegen der extrem hohen kritischen Flußdichte B_{c2} in vielen Fällen eine zulässige Annahme. Dringt nun das Magnetfeld von außen in einen Supraleiter ein, wird durch die bewegten Flußschläuche ein Strom von der Stärke der kritischen Stromdichte induziert. Betrachtet man als einfache Geometrie einen Zylinder in einem homogenen äußeren Feld parallel zu dessen Längsachse, so folgt aus dem Ampèreschen Gesetz $\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{j}$ ein linearer Abfall des Betrages des Magnetfeldes zum Inneren des Supraleiters, mit $\partial H / \partial r = j_c$. Für die Kraft, die das Magnetfeld auf den Supraleiter ausübt folgt dann:

$$\vec{F} = \vec{j}_c \times \vec{B} \quad (3.4)$$

Abbildung 3.3 zeigt den entsprechenden Feldverlauf für ein Ansteigen des äußeren Feldes H_{ext} bis zu einem Maximalwert H_{max} , gefolgt von einem Abfall auf $H_{ext} = 0$. Beim Erreichen des Wertes $H^* = j_c r_g$ fließt auf dem vollen Querschnitt des Zylinders ein Strom der Dichte j_c . Dies entspricht der maximal möglichen Magnetisierung des Zylinders. Aus den definierenden Gleichungen für die mittlere Flußdichte B und die Magnetisierung M ,

$$B = \frac{\int H \, dV}{\int dV} \quad \text{und} \quad \mu_0 M = B - \mu_0 H \quad (3.5)$$

läßt sich die Magnetisierung des Zylinders in Abhängigkeit vom äußeren Feld H_{ext} für $H_{max} \leq H^*$ zu

Neukurve:

$$M(H_{ext}) = -H_{ext} + H_{ext}^2/H^* - H_{ext}^3/3H^{*2} \quad (3.6)$$

Hystereseschleife:

$$M(H_{ext}) = H_{ext} \left(\frac{H_{max}}{H^*} - 1 \right) \pm \frac{H_{ext}^2 - H_{max}^2}{2H^*} \pm \frac{H_{max}^3 + H_{ext} H_{max}^2 - H_{ext}^2 H_{max} + H_{ext}^3/3}{4H^{*2}} \quad (3.7)$$

bestimmen. Dabei gelten die Pluszeichen für eine Änderung des äußeren Feldes von $-H_{max}$ nach H_{max} , die Minuszeichen für eine Änderung von H_{max} nach $-H_{max}$. Auf der Neukurve nimmt die Magnetisierung für Felder $H_{ext} \geq H^*$ den konstanten Maximalwert $M = H^*/3 = r_g j_c/3$ an. Interessanterweise ist die aus dem Bean'schen Modell resultierende Hystereseschleife genau das diamagnetische Äquivalent der einfachsten Näherung für die Hysterese schwacher Ferromagnetika [93].

3.4.2 Zusammenhang zwischen Pinning und kritischer Stromdichte

Die von Bean *ad hoc* eingeführte makroskopische kritische Stromdichte \vec{j}_c läßt sich mikroskopisch im Zusammenhang mit dem *Pinning* von Flußschläuchen interpretieren [10, 9]. In einem Supraleiter werden eingedrungene Flußschläuche durch die Lorentzkraft bewegt, welche die im Supraleiter fließenden Ströme auf sie ausüben. Diese Flußschlauchbewegung führt zu einem Spannungsabfall und damit zu Jouleschen Verlusten. In vielen Materialien verhindert das Pinning eine freie Bewegung der Vortices. Dies kann z. B. an Inhomogenitäten, Gitterdefekten, Korngrenzen oder Einschlüssen von Fremdphasen geschehen, wobei die mikroskopischen Ursachen der Pinningkräfte von Hochtemperatursupraleitern noch nicht vollständig geklärt sind (siehe z. B. [98]).

Man kann nun die kritische Stromdichte \vec{j}_c als die Stromdichte interpretieren, bei der die auf die Flußschläuche ausgeübte Lorentzkraft gerade so groß ist wie die Pinningkraft. Im kritischen Zustand sind also mittlere Pinningkraftdichte \vec{f}_p und Lorentzkraftdichte \vec{f}_L im Gleichgewicht, es gilt $\vec{f}_p = -\vec{f}_L = -\vec{j}_c \times \vec{B}$. Da die Stromdichte und der Gradient des Magnetfeldes über das Ampèresche Gesetz verknüpft sind, entspricht dieser kritischen Stromdichte \vec{j}_c ein kritischer Gradient des Magnetfeldes. Ist der Gradient höher als der kritische Gradient, werden die Flußschläuche durch den resultierenden Strom der Dichte $|\vec{j}| > |\vec{j}_c|$ entpinnt und bewegen sich, so daß sich wieder der kritische Gradient einstellt. Als Analogie zu diesem Vorgang kann das Bild eines Sandhaufens dienen, bei dem sich bei Überschreiten einer kritischen Steigung der Flanken Lawinen lösen, bis sich wieder die kritische Steigung einstellt [10]. Berücksichtigt man neben dem Pinning noch die Geometrie einer supraleitenden Probe, die zu Entmagnetisierungseffekten führen kann, ergibt sich nach Brandt [10] eine modifizierte Magnetisierungskurve $M(B_{ext})$, wie sie Abbildung 3.4 zeigt.

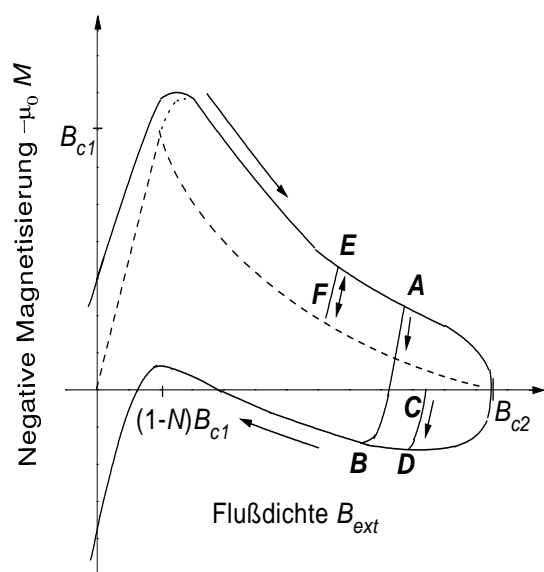


Abbildung 3.4: Magnetisierungskurve $M(B_{ext})$ für eine Ellipsoid-förmige Probe eines Supraleiters 2. Art mit starkem Pinning in einem äußeren Magnetfeld mit der Flußdichte B_{ext} parallel zu einer der Hauptachsen des Ellipsoids mit Demagnetisierungsfaktor N . (Nach [10].)

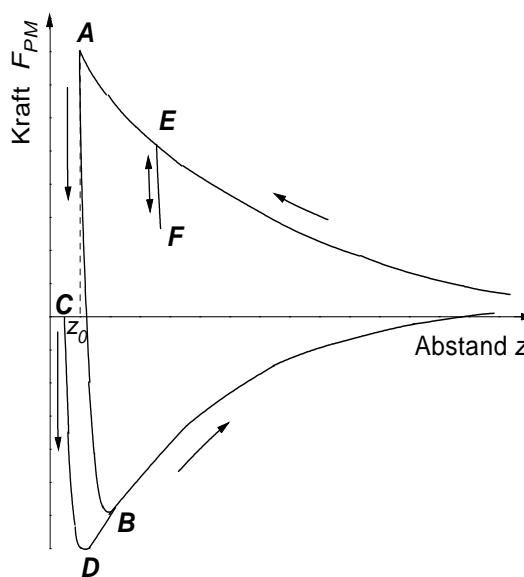


Abbildung 3.5: Schematischer Verlauf der Levitationskraft $F(z)$ zwischen supraleitender Probe mit nebenstehender Magnetisierungskurve und Permanentmagnet mit idealisiertem Feld mit $dB_{ext}/dz \propto B_{ext}^{4/3}$ (Dipolfeld). (Nach [10].)

3.4.3 Erweitertes Bean-Modell

Das im letzten Abschnitt erklärte Bean-Modell erklärt auf sehr einfache Weise das hysteretische Verhalten von Supraleitern im Magnetfeld. Jedoch macht es dafür einige sehr starke Vereinfachungen. Deshalb wurde es schon kurz nach seiner Einführung von Anderson und Kim [2] erweitert. Sie ersetzen die konstante kritische Stromdichte \vec{j}_c durch eine vom Magnetfeld abhängige Stromdichte $j(\vec{B})$. Dadurch kann die Abnahme der kritischen Stromdichte mit steigendem Magnetfeld berücksichtigt werden. Dies ist besonders für die Hochtemperatursupraleiter sehr wichtig, da hier die kritische Stromdichte gerade für niedrige Feldstärken stark variiert.

Eine einfacher allgemeiner Ansatz für die Magnetfeldabhängigkeit lautet:

$$\vec{j}(B) = \frac{2\vec{j}_0}{1 + \left(\frac{|\vec{B}|}{|\vec{B}_0|}\right)^\beta} \quad (3.8)$$

Dabei sind \vec{j}_0 , \vec{B}_0 und β Parameter, die durch einen Fit an Meßkurven angepaßt werden müssen. Der Exponent β bestimmt dabei, welches Modellverhalten vorliegt.

- $\beta = 0 \quad \Rightarrow$ echtes Bean-Modell
- $\beta = 1 \quad \Rightarrow$ reines Kim-Andersson-Modell
- sonst modifiziertes Kim-Andersson-Modell

3.4.4 Herleitung der Levitationskraft aus der Stromverteilung in Supraleitern 2. Art

Die physikalische Größe *Magnetisierung* wurde ursprünglich zur Beschreibung des Verhaltens von Materie in Magnetfeldern eingeführt. Sie wird gewöhnlich als Resultat mikroskopischer Ströme im betrachteten Material interpretiert. Der Versuch, das Verhalten von Supraleitern in äußeren Magnetfeldern mit Hilfe des Begriffes der Magnetisierung zu interpretieren, kann zu unphysikalischen Beschreibungen führen. Überführt man z. B. einen Ring aus supraleitendem Material in Anwesenheit eines äußeren Feldes vom normalleitenden in den supraleitenden Zustand und schaltet dann das Feld ab, wird ein Fluß $\int B dV$ im Inneren des Ringes eingefroren. Daher gilt im Inneren des Ringes $B = \mu_0(H + M) > 0$. Mit $H = 0$ folgt $M > 0$, d. h. man schreibt dem Inneren des Ringes eine Magnetisierung $M \neq 0$ zu, obwohl dort keine Ströme fließen [91].

Es ist daher physikalisch sinnvoller, die Kraft, die ein Supraleiter in einem Magnetfeld erfährt, aus der Wechselwirkung der im Inneren des Supraleiters fließenden *Ströme* mit dem dort herrschenden Magnetfeld zu verstehen. Für die Kraft auf ein Material

mit einer Stromdichte \vec{j} in einer Flußdichte \vec{B}_{ext} gilt:

$$\vec{F} = \int_V \vec{j} \times \vec{B}_{ext} dV \quad (3.9)$$

Nach Portis [91] kann man die Stromverteilung im Inneren des Supraleiters zu einem *effektiven Oberflächenstrom* pro Längeneinheit I_s zusammenfassen, dessen Betrag in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld sich aus dem Bean'schen Modell herleiten läßt, wobei zusätzlich folgende Annahmen gemacht werden:

- Die Probe ist stabförmig mit Dicke r_g .
- Das Magnetfeld ist homogen und parallel zur Längsachse des Stabes.

Der effektive Oberflächenstrom I_s steigt danach mit dem Betrag der Flußdichte an der Oberfläche des Stabes B_s linear an, bis er für $B_s = B^* = \mu_0 j_c r_g$ den Maximalwert $I_0 = j_c r_g$ erreicht. Über den Zusammenhang zwischen der Flußdichte B_{ext} des äußeren Magnetfeldes und der Flußdichte B_s an der Oberfläche des Stabes, welche nach [91] aus der Superposition der Flußdichte B_{ext} und der durch den Oberflächenstrom I_s erzeugten Flußdichte zu

$$B_s = B_{ext} + \mu_0 I_s/2 = B_{ext} + (I_s/I_0) B^*/2 \quad (3.10)$$

resultiert, erhält man den in Abbildung 3.6 gezeigten Verlauf $I_s(B_{ext})$.

Für die auf die Oberfläche des Supraleiters S normierte Kraft wird in Referenz [91] die einfache Gleichung

$$F/S = I_s B_{ext} \quad (3.11)$$

angesetzt. Im Bereich der Neukurve, d.h. für $0 < B_{ext} < B^*/2$, gilt $I_s = I_0 B_{ext}/(B^*/2)$. Die normierte Kraft steigt daher quadratisch mit dem äußeren Feld:

$$\frac{F}{S} = 2 \frac{I_0}{B^*} B_{ext}^2 \quad (3.12)$$

Für Flußdichten $B_{ext} \geq B^*/2$ ist der Oberflächenstrom $I_s = I_0$ konstant, so daß die normierte Kraft linear mit dem Magnetfeld wächst:

$$\frac{F}{S} = I_0 B_{ext} \quad (3.13)$$

Geht man von der maximalen Flußdichte $B_{ext,max}$ wieder zu kleineren Werten von B_{ext} , fällt der Oberflächenstrom von $+I_0$ auf $-I_0$ linear ab, die normierte Kraft folgt einer Parabel:

$$\frac{F}{S} = 2 \frac{I_0}{B^*} \left(B_{ext}^2 + \left(\frac{B^*}{2} - B_{ext,max} \right) B_{ext} \right) \quad (3.14)$$

Bei Durchfahren eines vollständigen Zyklus' der Flußdichte B_{ext} ergibt sich die charakteristische „Schmetterlingsform“ von Abbildung 3.7.

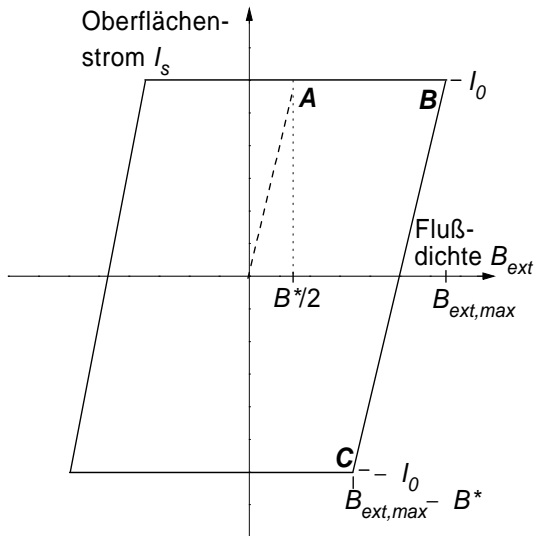


Abbildung 3.6: Effektiver Abschirmstrom I_s in Abhängigkeit von der Flußdichte B_{ext} . I_s steigt für $B_{ext} \leq B^*/2$ linear bis zum Maximalwert $I_0 = j_c r_g$. (Nach [91].)

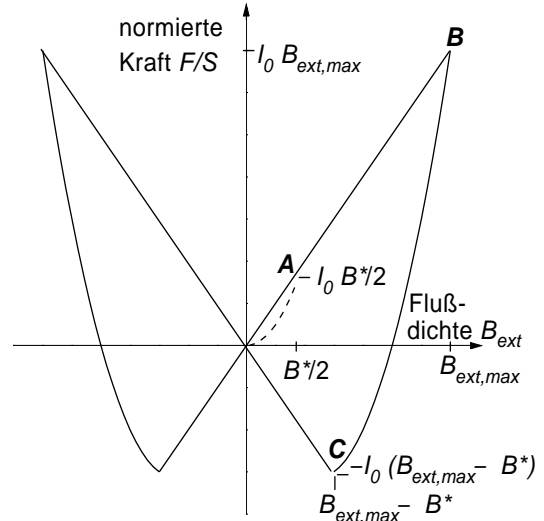


Abbildung 3.7: Resultierender Verlauf für die normierte Kraft F/S bei Durchfahren eines vollen Zyklus' des äußeren Feldes $\mu_0^{-1} B_{ext}$. Die gestrichelte Kurve ist die Neukurve. (Nach [91].)

3.4.5 Einfluß der Dynamik des Flußliniengitters

In den vorigen Kapiteln wurde der kritische Zustand und die resultierende Magnetisierung des Supraleiters als statisches Phänomen behandelt. Gemäß dieser Vorstellung werden eingedrungene Flußschläuche gepinnt und bewegen sich nur unter Einwirkung äußerer Kräfte. An dieser Stelle soll kurz auf die thermisch aktivierte Dynamik des Flußliniengitters eingegangen werden, die zu einer zeitlichen Abnahme der remanenten Magnetisierung von Hochtemperatursupraleitern führt.

Stellt man sich das Pinningpotential als Potential mit Minima an den Orten der Pinningzentren vor, so wird klar, daß Flußschläuche mit gewisser Wahrscheinlichkeit zwischen diesen Pinningzentren, d. h. benachbarten Potentialmulden, springen können. Dies veranschaulicht Abbildung 3.8. Maßgebend für diese Wahrscheinlichkeit ist das Verhältnis zwischen Pinningenergie U_{eff} und thermischer Energie kT . Aus der extrem kleinen Kohärenzlänge oxidischer Hochtemperatursupraleiter resultiert ein kleines *effektives* Pinningpotential U_{eff} , da auch das elementare Pinningpotential $U_0 = H_c^2/8\pi \cdot \pi\xi^2$ mit dem Quadrat der Kohärenzlänge ξ skaliert [81]. Da ferner die thermische Energie kT nahe der Sprungtemperatur bei Hochtemperatursupraleitern wesentlich größer ist als bei klassischen Supraleitern, sind die Effekte der thermisch

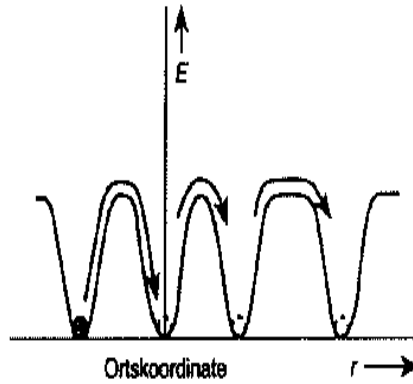


Abbildung 3.8: Potentielle Energie eines Flußschlauches. Minima der Energie sind Pinning-Zentren, Pfeile deuten die Bewegung eines Flußschlauches an (siehe Abschnitt 3.4.5). (Nach [13].)

aktivierten Flußschlauchbewegung bei ersteren wesentlich ausgeprägter; man spricht auch vom „giant flux creep“ in oxidischen Hochtemperatursupraleitern [81]. Nach Anderson [2] gilt für die Wahrscheinlichkeit einzelner, unkorrelierter Flußschlauchbewegungen in Abhängigkeit von der Höhe des *effektiven* Pinningpotentials U_{eff} ein einfaches Arrhenius-Gesetz:

$$W \propto \exp(-U_{eff}/kT) \quad (3.15)$$

Im Rahmen des Anderson-Kim-Modells [2] läßt sich aus dieser Gleichung eine logarithmische Relaxation der remanenten Magnetisierung herleiten, die auch im Rahmen komplexerer Modelle der Flußschlauchdynamik, so z. B. dem Vortex-Glas-Modell [31] oder dem Modell des kollektiven Flußkriechens [30], auf die hier nicht näher eingegangen werden kann, mit Einschränkungen gültig bleibt [81, 44]:

$$M(t) = M_c \left(1 - \frac{kT}{U_{eff}} \ln \left(\frac{t}{t_0} \right) \right) \quad (3.16)$$

Dabei wird M_c gewöhnlich nach dem Bean-Modell für einen Zylinder zu $M_c = r_g j_c / 3$ angenommen, t_0 hängt vom gewählten Spannungskriterium ab (siehe Referenz [44]). Eine entsprechende logarithmische Relaxation zeigt auch die Levitationskraft $F(t)$ [27].

Kapitel 4

Herstellung der Proben und Qualitätskontrolle

In diesem Kapitel werden die verschiedenen Produktionstechniken beschrieben, die benutzt wurden, um die in dieser Arbeit vermessenen Proben herzustellen. Diese Proben bestehen zwar überwiegend aus dem gleichen Material ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ im weiteren auch YBCO), unterschieden sich aber — je nach Produktionsprozeß — sehr in ihren supraleitenden Eigenschaften.

Die verschiedenen Produktionstechniken lassen sich in zwei Klassen einteilen. Zum einen gibt es die Methoden zur Herstellung von sogenannten Massiv-Materialien. Das sind Proben, deren Abmessungen in allen drei Raumrichtungen in etwa gleiche Größenordnung haben. Sie bilden also echt dreidimensionale Körper (Zylinder oder Quader). Zu diesen Produktionsverfahren gehört das Sintern sowie die Schmelztextur.

Die andere Klassen bilden die Produktionsverfahren, bei denen die daraus resultierenden Proben eher zweidimensionalen Charakter (epitaktische Filme) oder sogar vornehmlich eindimensionalen Charakter (Drähte) aufweisen.

Zuerst wird jedoch in diesem Kapitel die Kristallstruktur des Materials sowie sein Phasendiagramm beschrieben. Aus diesen Erkenntnissen folgen die einzelnen Produktionsschritte.

4.1 Kristallstruktur von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Bis auf wenige Ausnahmen — so z.B. $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ — sind die meisten der Hochtemperatursupraleiter Kupferoxid-Verbindungen. Von diesen haben sich die $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y}$ und Lanthanide) und besonders das $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ aufgrund ihrer relativ einfachen Herstellbarkeit und Handhabbarkeit zu einer Art „Modellsubstanz“ für Untersuchungen zur Hochtemperatursupraleitung entwickelt [14].

Abbildung 4.1 zeigt die Kristallstrukturen des Isolators $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ und des Su-

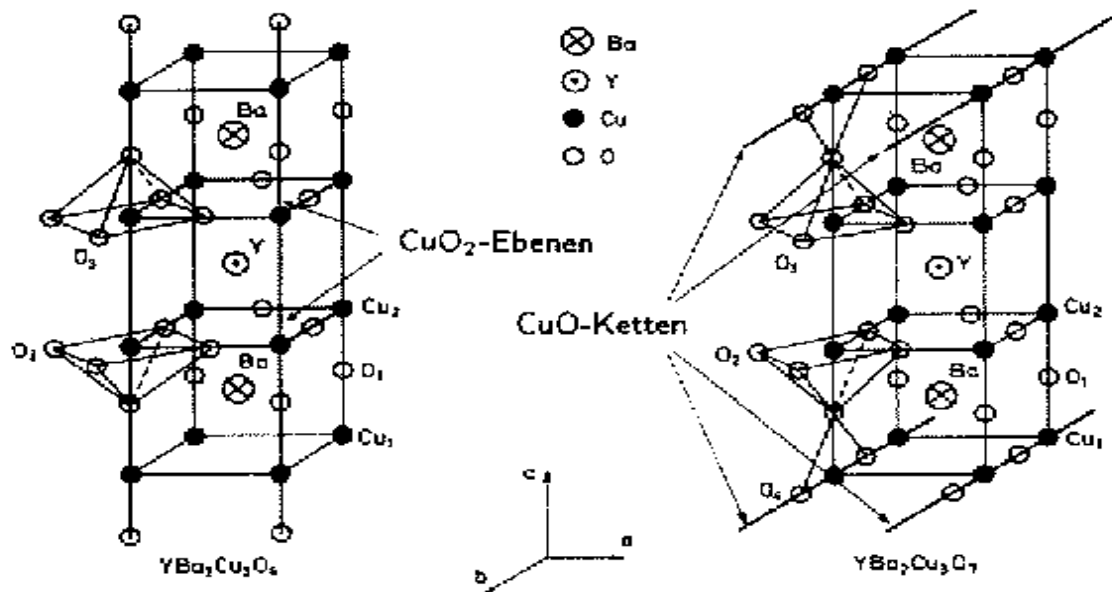


Abbildung 4.1: Kristallstrukturen des Isolators $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ (links) und des Supraleiters $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (rechts) mit charakteristischen CuO_2 -Ebenen und CuO -Ketten. (Nach [22].)

Supraleiters $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Die Einheitszellen bestehen aus drei Perovskitzellen entlang der c -Achse. Beiden Materialien gemeinsam — und charakteristisch für alle Hochtemperatursupraleitenden Kupferoxide — sind die CuO_2 -Schichten parallel zu den ab -Ebenen, sowie die damit verbundene Anisotropie zwischen den Richtungen parallel zur c -Achse und parallel zu den ab -Ebenen. Während $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ eine tetragonale Kristallstruktur besitzt, führen die zusätzlichen Sauerstoffatome in den CuO -Ketten des $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ zu einer orthorhombischen Struktur und damit zu einer zusätzlichen Anisotropie in den ab -Ebenen.

Die orthorhombische Phase von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ bildet sich erst bei einem Sauerstoffdefizit $\delta \leq 0,6$ aus und ist an Luft nur bei Temperaturen unterhalb von 700°C stabil. Die maximale Sprungtemperatur ergibt sich bei einer Sauerstoffdefizienz von $\delta = 0,07$ mit $T_c = 94\text{ K}$. Die Kontrolle der Sauerstoffstöchiometrie spielt daher bei der Probenherstellung eine wichtige Rolle. Einen Überblick über die wichtigsten Materialparameter bietet Tabelle 4.1.

Die hohe Eindringtiefe $\lambda \propto n_s^{-1/2}$ resultiert aus der niedrigen supraleitenden Ladungsträgerdichte n_s . Die hohen Sprungtemperaturen T_c der Hochtemperatursupraleiter sind mit einer kleinen Kohärenzlänge $\xi \propto v_F/kT_c$ verknüpft; diese wird bei den Kupferoxid-Verbindungen zusätzlich noch durch deren kleine Fermigeschwindigkeit v_F

Materialparameter	Wert	Referenz
Sprungtemperatur	$T_c \lesssim 94 \text{ K}$	[22]
Gitterkonstanten	$a = 0,3819 \text{ nm}$ $b = 0,3883 \text{ nm}$ $c = 1,1669 \text{ nm}$	[24]
Eindringtiefe	$\lambda(0 \text{ K})_{ab} = 140 \text{ nm}$ $\lambda(0 \text{ K})_c = 770 \text{ nm}$	[101, 78] [26, 108]
Kohärenzlänge	$\xi(0 \text{ K})_{ab} = 1,6 \text{ nm}$ $\xi(0 \text{ K})_c = 0,3 \text{ nm}$	[108]
kritische Flußdichten	$B_{c1}^{ab}(0 \text{ K}) = 12 \dots 25 \text{ mT}$ $B_{c1}^c(0 \text{ K}) = 53 \dots 90 \text{ mT}$ $B_{c2}^{ab}(0 \text{ K}) > 600 \text{ T}$ $B_{c2}^c(0 \text{ K}) \approx 120 \text{ T}$	[101, 108] [108]

Tabelle 4.1: Materialparameter von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. (Nach [78, 47].)

erniedrigt. Da die resultierende Kohärenzlänge von der Größenordnung der Elementarzelle ist, beeinflussen alle Arten von Material- bzw. Gitterfehlern die supraleitenden Eigenschaften des Material entscheidend.

Das Verhältnis von Eindringtiefe und Kohärenzlänge, der Ginsburg-Landau-Parameter $\kappa = \lambda/\xi$, ist entscheidend für die Werte der kritischen Flußdichten B_{c1} und B_{c2} . So gilt für die obere kritische Flußdichte $B_{c2} \propto \kappa$ [14], für die untere kritische Flußdichte läßt sich im Falle $\kappa \gg 1/\sqrt{2}$ nach Abrikosov [1] eine Abhängigkeit gemäß $B_{c1} \propto \frac{1}{2\kappa}(\ln \kappa + 0,08)$ herleiten. Da demnach B_{c2} proportional mit κ wächst, B_{c1} jedoch mit κ abnimmt, haben die kritischen Flußdichten B_{c2} bzw. B_{c1} dementsprechend hohe bzw. niedrige Werte.

4.2 Phasendiagramm von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Um die Herstellung von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ optimieren zu können, ist neben der Kenntnis der genauen Kristallstruktur vor allem das genaue Verständnis des Phasendiagramms von entscheidender Bedeutung. Die Problematik, die sich dabei bei allen Hochtemperatursupraleitern ergibt, ist die Tatsache, daß diese alle Mehrstoffsysteme mit mehr als drei Komponenten sind. Das daraus resultierende Phasendiagramm ist also mindestens vierdimensional und somit weder leicht auszumessen noch darzustellen.

Deshalb werden die Phasendiagramme durch Zusammenfassen einiger Komponenten solange vereinfacht, bis sie wieder darstellbar werden. Die so gewonnenen Diagramme sind niederdimensionale Schnitte im vollständigen Phasendiagramm und enthalten

deshalb nicht mehr alle Informationen.

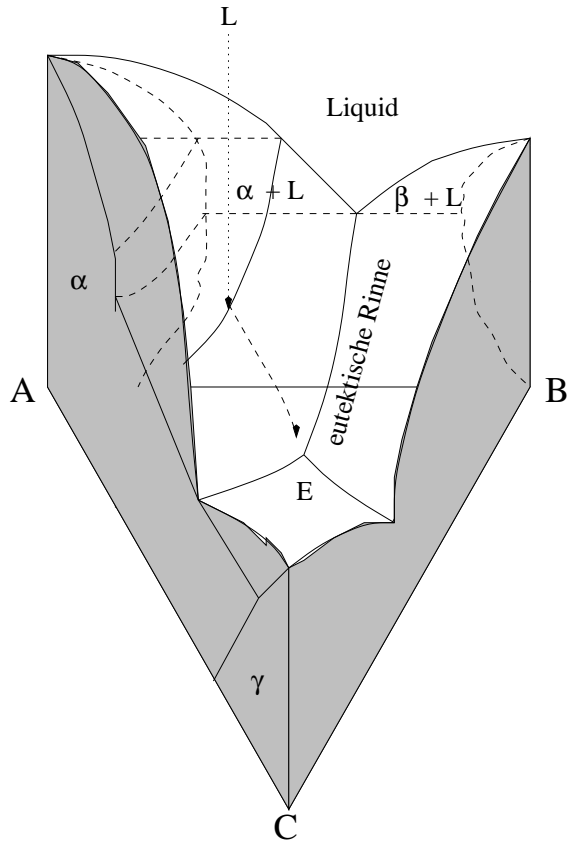


Abbildung 4.2: Beispiel eines pseudo-binären Phasendiagramms vereinfachten Ausschnitt aus dem vollständigen Diagramm darstellen. Sie können deshalb nicht immer das Verhalten einer Substanz richtig beschreiben. Ein weiteres Problem bei der Benutzung von Phasendiagrammen zur Erarbeitung der optimalen Herstellungsprozedur, ist die Tatsache, daß diese die Verhältnisse im thermodynamischen Gleichgewicht beschreiben. Da es sich bei der Herstellung von keramischen Supraleitern oft um Festkörperreaktionen oder Reaktionen in hochviskosen Flüssigkeiten handelt, befinden sich dort die Stoffe jedoch in der Regel weit außerhalb des thermodynamischen Gleichgewichts. Deshalb muß bei Anwendung der Phasendiagramme immer auch die Reaktionskinetik berücksichtigt werden.

Mit das einfachste Phasendiagramm hat das hier genauer untersuchte $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, da es in Reinform nur vier Komponenten (Y, B, C, O) enthält. Um auf ein darstellbares Phasendiagramm zu kommen, wird der Sauerstoff den einzelnen Metallkomponenten als Oxid zugeschlagen. Man erhält Diagramm ähnlich wie in Abbildung 4.2. Die drei Metalloxide ($\frac{1}{2}\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, BaO (eigentlich BaCO_3 und CuO) bilden die Ecken eines gleichseitigen Dreiecks, darauf senkrecht steht die Temperaturskala. Die einzelnen Phasengrenzen bilden dann Ebenen in diesem System.

Da auch diese dreidimensionalen Diagramme schwer zu handhaben und zu erstellen sind, werden sie in der Regel noch weiter zu binären Phasendiagrammen reduziert. Dies sind dann Schnitte entlang einer Linie, in der die Konzentration einer Komponente konstant bleibt.

Bei der Benutzung der pseudobinären Phasendiagramme muß man sich stets vor Augen halten, daß sie nur einen stark

4.2.1 Diskussion des Phasendiagramms

Nach diesen einschränkenden Bemerkungen soll das Phasendiagramm kurz diskutiert werden, um die Problematiken, die bei der Herstellung des Supraleiters bestehen, zu erläutern.

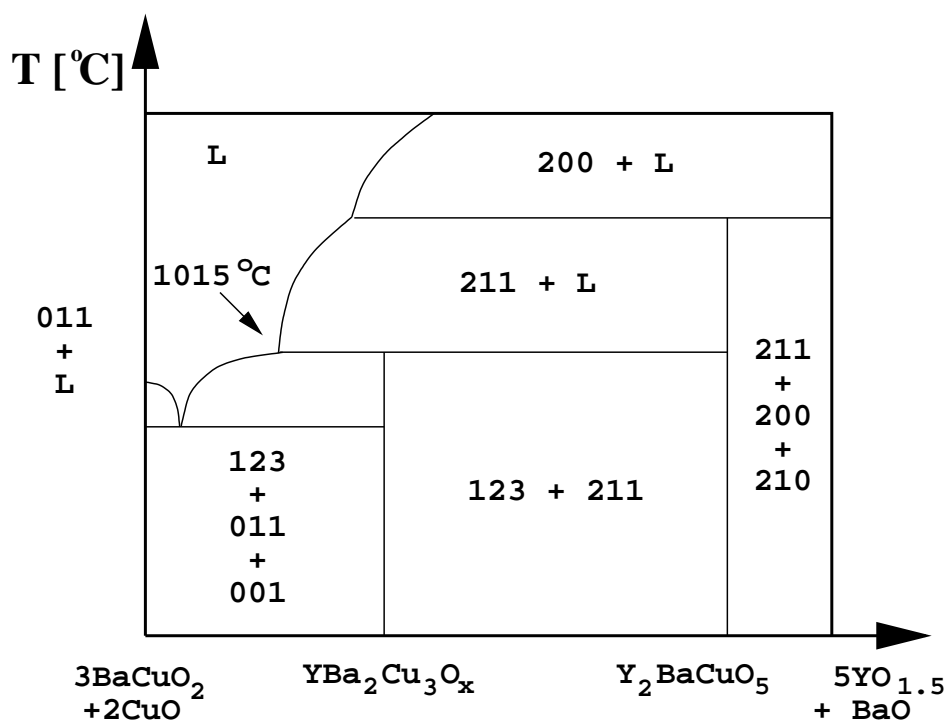


Abbildung 4.3: Pseudo-binäres Phasendiagramm von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Dargestellt ist ein Schnitt durch das ternäre Phasendiagramm beginnend bei der Konzentration Y:Ba:Cu von 0:2:3 zur Ecke 1:0:0.

Bei der Betrachtung des Phasendiagramms fällt sofort auf, daß man reines $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ nicht dadurch gewinnen kann, daß man die drei Ausgangsstoffe in der idealen Stöchiometrie (Y:Ba:Cu = 1:2:3) mischt, über den Schmelzpunkt aufheizt und dann langsam abkühlt. Aus dieser Schmelze bildet sich nämlich als primäre Phase das Y_2BaCuO_x oder kurz Y-211. Dadurch wird die Konzentration der Restflüssigkeit in den Bariumkuprat-reichen Teil des Phasendiagramms verschoben, so daß nach vollständiger Erstarrung im wesentlichen die Phasen Y-211, BaCuO_3 sowie CuO vorliegen, jedoch nur ein kleiner Teil des gewünschten Y-123. Um die Ausbeute an Y-123 zu erhöhen, muß deshalb mit einer anderen Ausgangsstöchiometrie gestartet werden. In welche Richtung die Ausgangskonzentrationen verändert werden müssen, hängt davon ab, ob man den Prozeß zur Herstellung von Einkristallen 4.5.1 oder von kompakten Massivproben 4.5.2 für magnetische Experimente optimieren will.

4.3 Gesinterte Supraleiter

Die ersten Proben, die Mitte der achtziger Jahre aus den neuen supraleitenden Materialien hergestellt wurden, waren keramische Sinterkörper. Die Herstellung ist recht einfach. Dazu werden die Ausgangsstoffe, meist Oxide oder Karbonate der gewünschten Metalle im richtigen stöchiometrischen Verhältnis gemischt und in einer Planetenkugelmühle gemahlen. Danach erfolgt ein Sintern im Ofen bei einer Temperatur unter der ersten peritektischen Temperatur. Durch eine Festkörperreaktion verbacken die Ausgangsmaterialien und bilden einen porösen aber festen Körper. Da durch die Natur dieser Reaktion die Umwandlung der Ausgangsmaterialien in das gewünschte Produkt in der Regel nicht vollständig abläuft, werden die Sinterkörper wieder zermahlen, durchmischt und erneut gesintert. Dies wird zwei bis drei Mal wiederholt, um eine homogene und vollständige Umwandlung der Ausgangsstoffe in den Supraleiter zu gewährleisten.

Die typischen Proben, die durch den Sinterprozeß gewonnen werden, zeichnen sich durch ihre Mikrokristallinität aus. Dies bewirkt, daß ihre supraleitenden Eigenschaften zum einen isotrop sind und zum anderen durch die Korn-Korn-Kontakte dominiert werden. Die intrinsischen Eigenschaften der Mikrokristalle spielen für das makroskopische supraleitende Verhalten wie Levitationskraft oder Remanenz keine Rolle.

In der Abbildung 4.8 ist eine lasermikroskopische Aufnahme einer typische Sinterprobe abgebildet. Deutlich ist die homogene Verteilung der mikroskopischen Kristallite zu sehen.

4.4 Supraleitende epitaktische Filme

Die Herstellung epitaktischer Dünnsfilme verfolgt ein zur Herstellung von Sinterproben konträres Ziel. Die Filme sollen möglichst ideal ausgerichtet aufwachsen, also der Einkristallstruktur nahe kommen. Dies ist derzeit nur bei sehr dünnen Filmen (Dicke $d \leq 1 \mu\text{m}$) möglich. Dabei wird das YBCO auf ein Substrat mit ähnlichen Kristallstrukturen und Gitterabständen abgeschieden. Es wächst dann epitaktisch auf.

Dazu gibt es verschiedene Produktionsverfahren, die heutzutage alle etwa gleichwertige Filme liefern. Während bei der Laserverdampfung [35], der Molekularstrahlepitaxie (MBE) [83, 19] und dem chemischen Verdampfen (MO-CVD) [63] der technische Aufwand recht hoch ist, ist die Kathodenzerstäubung [90, 64] ein vergleichsweise einfaches Verfahren.

Alle in dieser Arbeit untersuchten Filme wurden mit einem Sputterverfahren hergestellt. Ein ausführlicher Vergleich der verschiedenen Verfahren ist in [62] zu finden.

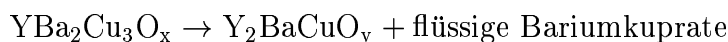
4.5 Massive grobkristalline Supraleiter

Da die in Abschnitt 4.3 beschriebenen Proben polykristallin sind und die vielen Korngrenzen den supraleitenden Strom stark beeinträchtigen, wurde schon früh versucht, Proben mit größeren kristallinen Bereichen herzustellen. Hierbei muß klar zwischen echten Einkristallen und eindomänig gewachsenen Proben unterschieden werden.

Echte Einkristalle bestehen aus einer reinen Substanz (z.B. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$) ohne Verunreinigungen und im Idealfalle sogar ohne Korngrenzen und Kristallfehler. Diese reinen Einkristalle sind hochinteressant, um die intrinsischen Eigenschaften der Supraleiter zu vermessen. Die Herstellung ist jedoch sehr schwierig. Die größten derzeit herstellbaren Einkristalle aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ haben etwa die Abmessungen $1 \times 1 \times 0,1 \text{ mm}^3$.

Die eindomänig gewachsenen Kristalle können hingegen aus einem Gemisch bestehen, welches in einem Kristallstück ohne Korngrenzen gewachsen ist. Sie enthalten sehr wohl Verunreinigungen und Fremdphasen und bilden somit Mischkristalle.

Die grundsätzliche Schwierigkeit bei der Herstellung von keramischen Supraleitern mittels eines Schmelzverfahrens besteht darin, daß sich die Ausgangssubstanz oberhalb der ersten peritektischen Temperatur inkongruent zersetzt. So zerfällt $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ zum Beispiel oberhalb von $T_{p1} = 920^\circ\text{C}$:



Beim Abkühlen aus dieser Schmelze bildet sich aus dem Y-211 (Y_2BaCuO_x) und der Flüssigkeit jedoch nicht wieder sofort das Y-123. Vielmehr scheidet sich immer mehr festes Y-211 ab. Dadurch wird die verbleibende Flüssigkeit immer Yttrium-ärmer bzw. Bariumkuprat-reicher. Im Phasendiagramm bewegt sich die Schmelze entlang Pfad A bis zum Punkt E, dem eutektischen Punkt, an dem sie dann erstarrt. Der so entstandene Festkörper ist jetzt nicht mehr phasenrein, sondern besteht aus einem zuerst erstarrten Yttrium-reichen und einem zuletzt erstarrten Barium- und Kupfer-reichen Teil. Das gewünschte Y-123 entsteht nur zu einem geringen Teil und muß sich langsam über eine Festkörperreaktion bilden.

4.5.1 Herstellung von Einkristallen

Für die Herstellung von möglichst phasenreinen Einkristallen wird nun folgende Methode angewandt. Die Ausgangsstoichiometrie wird soweit in das Bariumkuprat-reiche Gebiet verschoben, bis die erste Phase, die sich unterhalb der peritektischen Grenzlinie bildet, reines Y-123 ist. Bevor dann unterhalb der Temperatur T_f auch der Bariumkupratrest erstarrt, muß dieser durch Abschütten von den schon festen Y-123-Kristallen getrennt werden. Die so erhaltenen Kristalle sind zwar nahezu phasenrein, jedoch recht klein. Die typischen Abmessungen betragen $1 \times 1 \times 0,1 \text{ mm}^3$. Dieser Herstellungsprozeß ist für alle $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ Keramiken gleich. Deshalb wurden die für die Seeding-Technik (Abschnitt 4.5.4) verwendeten Nd-123 und Sm-123 Einkristalle so hergestellt.

4.5.2 Schmelztextur

Für die Herstellung möglichst großer einkörniger Kristalle muß ein ganz anderer Weg gewählt werden. Da man kompakte Körper von einigen Kubikzentimetern Volumen herstellen möchte, kann die nicht zum Supraleiter reagierte Flüssigkeit nicht einfach vor dem Erstarren abgeschüttet werden. Vielmehr muß durch die geeignete Wahl der Ausgangsstoichiometrie dafür gesorgt werden, daß am Ende des Herstellungsprozesses möglichst keine freien Bariumkuprate mehr vorliegen. Führt man die Schmelztexturierung nun mit der 123-Stöchiometrie durch, bildet sich wie oben beschrieben, zuerst das Y-211. Damit ist aber bei tieferen Temperaturen nicht mehr genug Yttrium in der Schmelze, um alles Bariumkuprat aufzubrechen. Deshalb begibt man sich hier bei der Ausgangsstoichiometrie in das Gebiet mit starkem (bis zu 40%) Yttrium-Überschuß. So entsteht ein Mischkristall aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ mit darin eingeschlossenem Y-211.

4.5.3 Verschiedene Schmelztexturierungsprozesse

Der erste von Jin [29] 1988 entwickelte Herstellungsprozeß für schmelztexturiertes $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (der MTG – *melt textured growth* Prozeß) ist recht einfach. Er beruht darauf, daß gegenüber den Sinterprozessen das Ausgangsmaterial über die erste peritektische Temperatur hinaus aufgeheizt wird. Aus der inkongruenten Schmelze heraus wächst das Y-123 dann texturiert bei langsamen Abkühlen auf. Das schematische Temperaturprofil dies Prozesses ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Die kritische Stromdichte

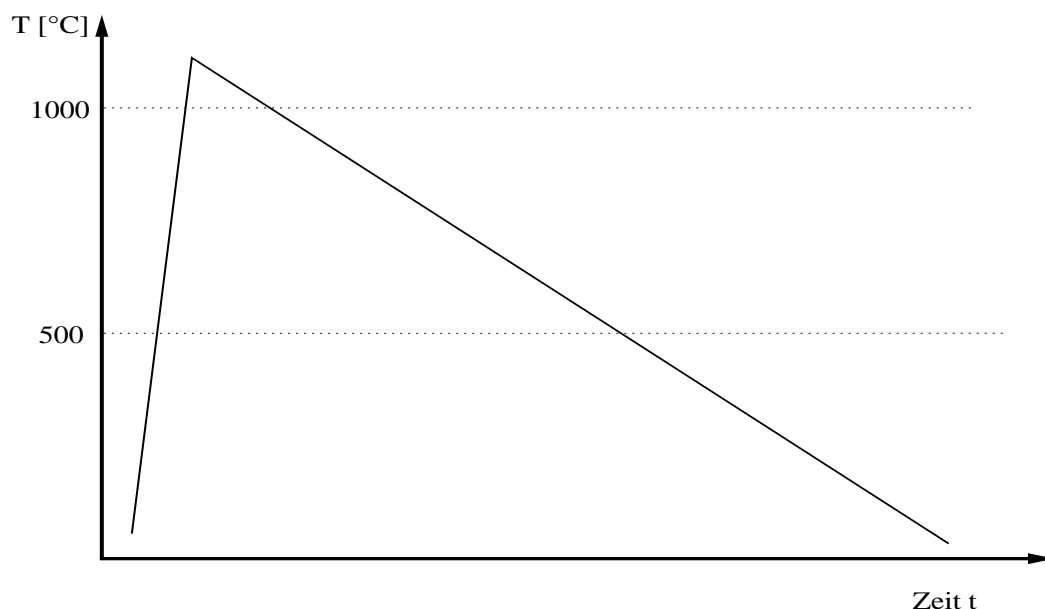


Abbildung 4.4: Das MTG-Verfahren nach Jin [29]

des so gewonnenen YBCO liegt mit rund 17 kA/cm^2 um etwa eine Größenordnung höher als die von gesintertem YBCO. Dies liegt hauptsächlich in der wesentlich größeren mittleren Korngröße und der damit einhergehenden geringeren Zahl von schlechten Korn-Korn-Kontakten (*weak links*) begründet.

Von Salama und Mitarbeitern [97] wurde 1989 ein verbessertes Verfahren, welches sie LPP (*liquid-phase processing*) nannten, vorgestellt. Abbildung 4.5 zeigt das Temperaturprofil. Hier wird die Probe bei einer Temperatur von etwa 1100°C (oberhalb der peritektischen Temperatur) für 10 bis 20 Minuten gehalten, was dafür sorgt, daß das Y-123 vollständig inkongruent zu Y-211 und Flüssigkeit schmilzt. Nach einem schnellen Abkühlen auf 1025°C wird das Material langsam mit etwa $1 - 2^\circ\text{C/h}$ durch den peritektischen Übergang bis auf etwa 925°C abgekühlt. Durch dieses langsame Abkühlen können die YBCO-123 Keime zu großen schichtartig gestapelten Kristallen wachsen. Die kritische Stromdichte kann damit auf etwa 68 kA/cm^2 erhöht werden. Unterhalb

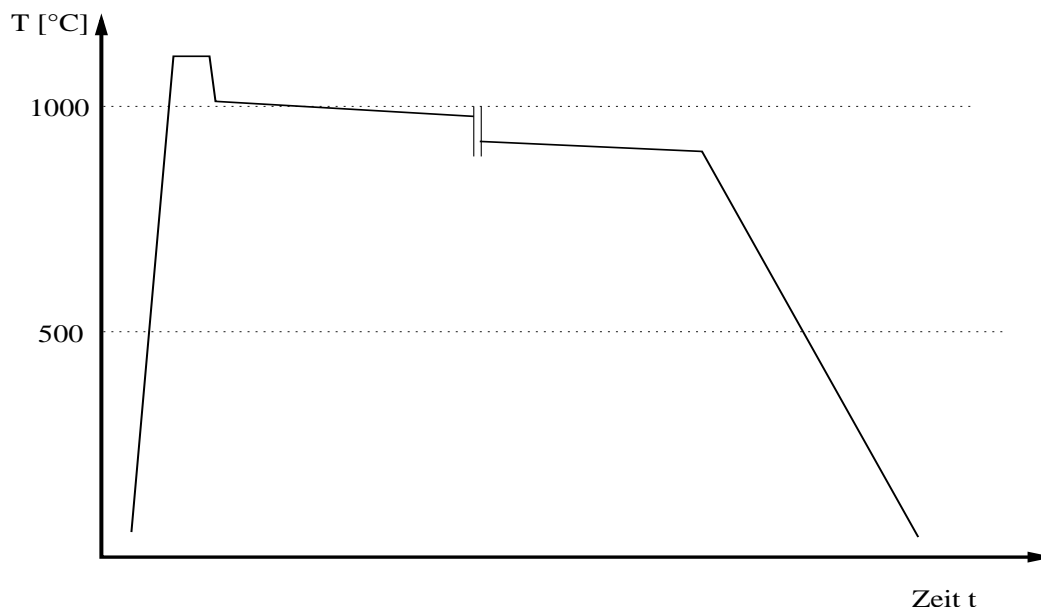


Abbildung 4.5: Das LPP-Verfahren nach Salama [97]

von 700°C findet dann der Übergang der Kristallstruktur von tetragonal nach orthorhombisch statt. Im Temperaturbereich zwischen 600°C und 400°C muß durch Zugabe von Sauerstoff oder einen stetigen Luftstrom dafür gesorgt werden, daß sich die für die Supraleitung notwendige Sauerstoffstöchiometrie einstellen kann.

Da sich das Y-123 an der Grenzfläche zwischen den Y-211-Kristallen und der Bariumkuprat-reichen Flüssigkeit bildet, war der nächste logische Schritt von Murakami [79], die Grenzfläche durch eine möglichst feinkörnige Verteilung der 211-Kristalle zu vergrößern. Dazu entwickelte er 1989 das *melt powder - melt growth* (MPMG)

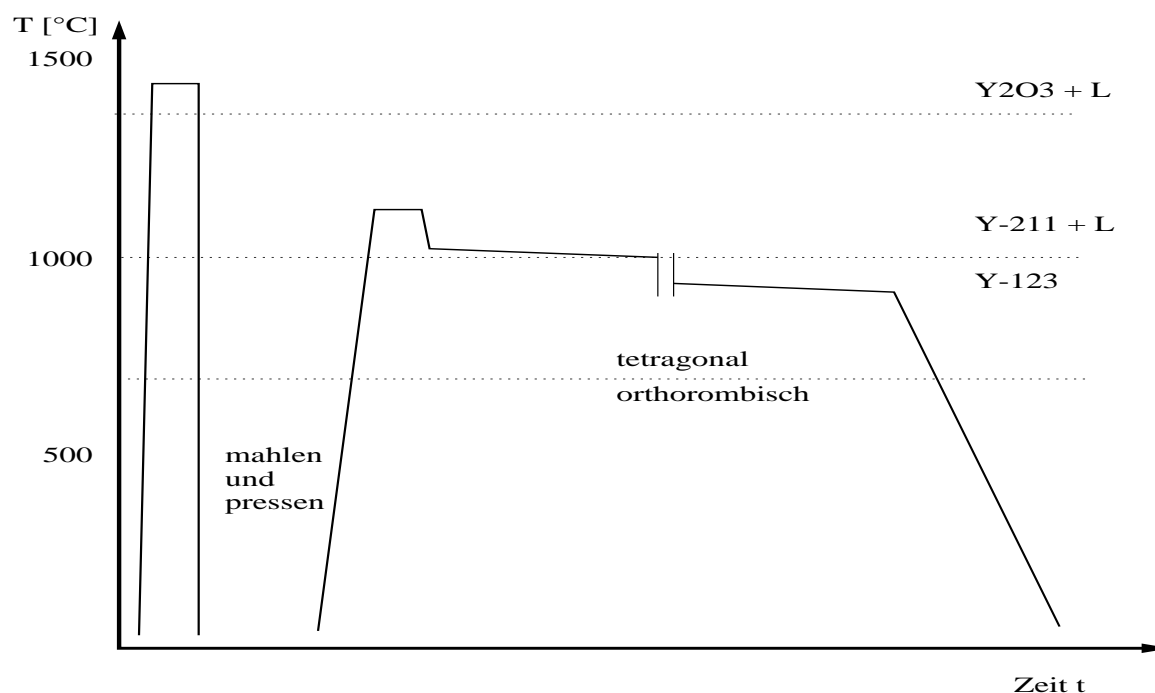


Abbildung 4.6: Das MPMG-Verfahren nach Murakami [79]

Verfahren. Hierbei wird das stöchiometrische Ausgangspulver in einem ersten Schritt über die zweite peritektische Temperatur auf etwa 1450°C erhitzt. Dadurch zersetzt sich das 211 in Y_2O_3 und weitere Yttrium-arme flüssige Reste. Diese Schmelze wird dann rasch abgekühlt, wodurch sie glasartig erstarrt. Die Y_2O_3 -Kristalle sind dann in dieser Masse als sehr fein verteilte Einschlüsse enthalten. Nach einem erneuten Mahlen wird dann das so erhaltene Pulver in die gewünschten Formen gepreßt und wieder auf 1100°C erhitzt und bei dieser Temperatur für etwa 20 Minuten gehalten. Bei dieser Temperatur bildet sich aus den feinverteilten Y_2O_3 -Kristallen wieder die 211-Phase, die jetzt jedoch die gewünschte gleichmäßige und feine Verteilung beibehält. Anschließend wird wie im LPP-Prozeß verfahren. Das komplette Temperaturprofil ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Mikroskopische Untersuchungen der so entstandenen Supraleiter zeigen, daß bei einer 123-Ausgangsstöchiometrie sehr kleine ($\approx 1 - 2 \mu\text{m}$) 211-Reste in einer 123-Matrix übrigbleiben. Es stellte sich jedoch heraus, daß diese die supraleitenden Eigenschaften, speziell das Verankern der magnetischen Flußlinien, deutlich verbessern. Man kann heute davon ausgehen, daß die 211–123-Grenzflächen oder die dadurch induzierten Gitterfehler effektive Pinning-Zentren bilden.

Eine weitere Beobachtung der optischen Untersuchung war, daß das Bariumkuprat bei 1450°C Platin aus dem Tiegel herauslöst. Weitere Untersuchungen zeigten, daß diese Platinverunreinigung für eine besonders feine Verteilung der Y-211-Einschlüsse

sorgt. Deshalb wird heute von vielen Gruppen künstlich ein Anteil von 1-2% Platinoxid zum Ausgangspulver zugegeben.

4.5.4 Die Seeding-Technik

Die ideale Massivprobe besteht aus einem einzigen texturiert gewachsenen Kristall. Um dieses zu erreichen, gibt es mehrere Verfahren.

Zum einen kann die Schmelztexturierung in einem starken Temperaturgradienten ausgeführt werden. Dies sorgt dafür, daß die peritektische Temperatur an einer Stelle der Probe zuerst unterschritten wird und somit der Wachstumsprozeß hier beginnt. Nach einem kurzen Stück der Probe, in dem noch mehrere Keimbildungsprozesse konkurrieren, bildet sich schließlich ein dominanter Kristall heraus.

Ein weiteres Möglichkeit bildet das Bridgmann-Verfahren. Dabei wird die längliche Probe durch eine heiße Zone so durchgezogen, daß die Zuggeschwindigkeit in etwa der Wachstumsgeschwindigkeit entspricht. Dadurch wird ein erzwungenes Wachstum in Zugrichtung erreicht.

Die beiden genannten Verfahren sind relativ aufwendig und teuer. Insbesondere wenn man an die Herstellung großer Probenmengen denkt. Deshalb wurde von Salama eine weitere Methode entwickelt [55], die auf einem anderen üblichen Verfahren der Kristallzucht beruht. Dazu wird die Ausgangsprobe mit einem kleinen Einkristall aus einem Material geimpft, welches bei der höchsten Temperatur noch fest ist. Dieser Impfkristall sollte aus einem Material mit möglichst ähnlichen Gitterkonstanten bestehen. Es bieten sich hier $\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ und $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ an. Ihre erste peritektische Temperatur liegt um etwa 50°C bis 100°C über der von Y-123. Wenn nun eine so geimpfte Probe in einem LPP-Verfahren auf eine maximale Temperatur zwischen den peritektischen Temperaturen von Y-123 und Nd-123 gebracht wird, findet beim Abkühlen die erste Keimbildung immer direkt am Impfkristall statt. Somit dominiert dieser Kristall sehr schnell über die ganze Probe. Dieses sogenannte *Seeding-Verfahren* wird heute von den meisten Gruppen angewandt, da es einfach und preiswert zu hochwertigen Materialien führt. Außerdem kann bei diesem Verfahren auf einen teuren Gradientenofen verzichtet werden. Dadurch ist es auch möglich, die Losgröße auf zum Beispiel 25 bis 90 Proben zu erhöhen.

4.5.5 Modifiziertes LPP-Verfahren

Im Rahmen dieser Arbeit wurden einige der oben aufgeführten Verfahren nachvollzogen und die Parameter des Temperaturprofils an die örtlichen Gegebenheiten angepaßt. Da das MPMG-Verfahren sehr aufwendig ist— es setzt einen Ofen, der bei 1400°C geöffnet werden kann, voraus — wurde als Basis für eine eigene Optimierung der LPP-Prozeß gewählt. In Abbildung 4.7 ist das Temperaturprofil dargestellt, mit dem im Rahmen dieser Arbeit die besten Proben hergestellt worden sind.

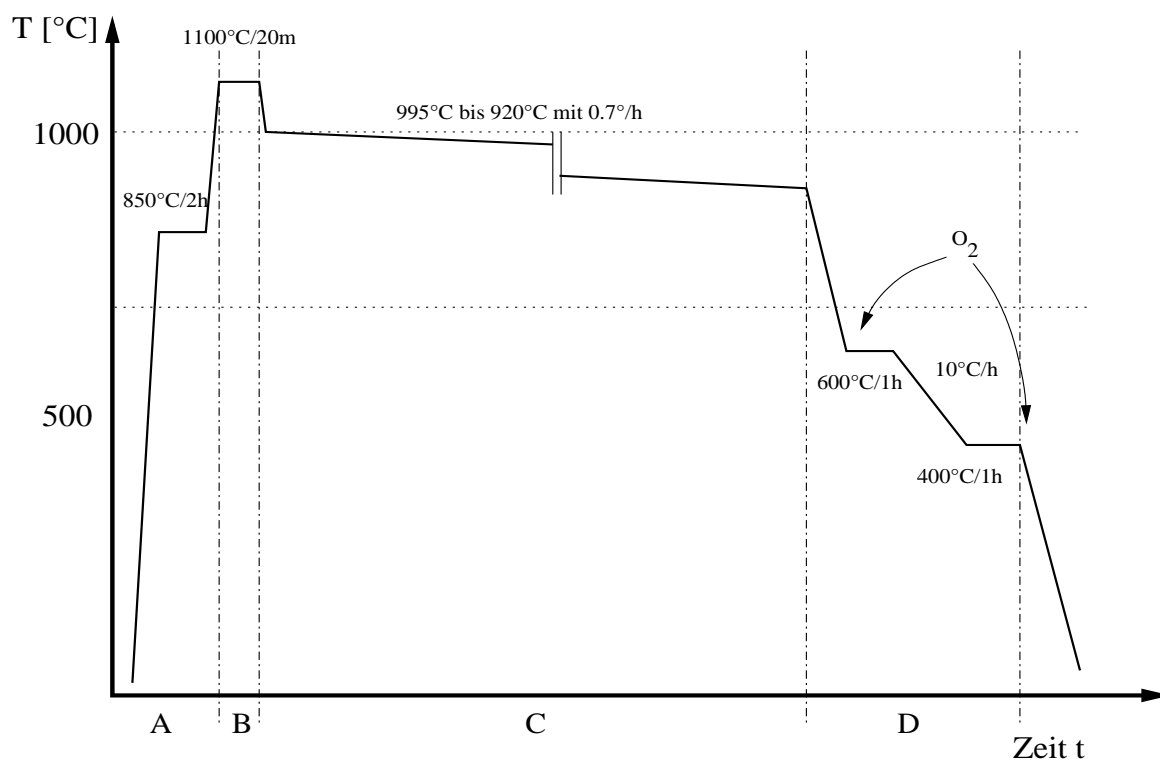


Abbildung 4.7: Das modifizierte LPP-Verfahren

Der Prozeß beginnt mit einem Temperaturschritt auf 850°C (Abschnitt A). Bei dieser Temperatur wird der Ofen für etwa ein bis zwei Stunden gehalten. Dies sorgt zum einen dafür, daß noch nicht gesinterte Preßlinge angesintert werden. Zum anderen wird dadurch der gesamte Ofen auf eine hohe Temperatur vorgeheizt. Ein sofortiges Hochfahren der Temperatur auf über 1000°C hat mehrfach zu Sprüngen in der Sinterplatte oder gar der Probe geführt. Nach diesem Vorwärmen unterhalb der ersten peritektischen Temperatur wird der Ofen dann auf die maximale Temperatur $1020^{\circ}\text{C} < T_{max} < 1100^{\circ}\text{C}$ gebracht (Abschnitt B). Dort schmilzt das YBCO wie beschrieben. Diese Temperatur wird für 20 bis 30 Minuten gehalten. Dann wird der Ofen so schnell wie möglich auf eine Temperatur direkt unter der eutektischen Temperatur abgekühlt. Diese Temperatur T^* wurde stark variiert und lag zwischen 970°C und 1005°C . Ab T^* wird der Ofen dann sehr langsam mit einem Gradienten von $0,5^{\circ}\text{C/h}$ bis $1,0^{\circ}\text{C/h}$ abgekühlt (Abschnitt C). In dieser Zeit wächst das YBCO texturiert auf. Es zeigte sich, daß einfache Zwei-Punkt-Regler nicht in der Lage sind, diese geringen Temperaturgradienten einzuhalten, und die Temperatur statt dessen schrittweise absenken. Dies führt zu einem stark gestörten Kristallwachstum und somit schlechter Texturierung. Diese Wachstumsphase ist somit die kritischste Phase, was

die Temperaturkontrolle anbelangt. Deshalb wurde ein Ofen mit einem hochpräzisen Drei-Punkt-Regler ausgerüstet. Das Kristallwachstum endet etwa bei der ersten peritektischen Temperatur von etwa 920°C. Dann wird der Ofen über zwei Haltezeiten bei 600°C und 400°C abgekühlt. Zwischen diesen Haltezeiten wird in den Ofen Sauerstoff eingelassen, damit sich die richtige Sauerstoffstöchiometrie im Supraleiter einstellen kann. Ab 400°C wird die Ofenheizung ausgeschaltet und der Ofen kühlt normal aus.

Optimierung der Stöchiometrie

Die ersten im Rahmen dieser Arbeit hergestellten schmelztexturierten Supraleiter hatten als Ausgangsstoff stöchiometrisches $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Sie zeigten die oben diskutierten Probleme der nicht verbrauchten Bariumkuprat-Rückstände. Deshalb wurde den späteren Proben ein Yttriumüberschuß von fünf bis zehn Prozent beigegeben. Zusätzlich wurde noch Silberpulver oder Silberoxid (Ag_2O) beigegeben. Dieser Zusatz führt zu besseren mechanischen Eigenschaften der Proben [84, 71, 16]. Das im Y-123 gelöste Silber einen Teil der mechanischen Spannungen auf, die beim Übergang der tetragonalen Kristallstruktur zur orthorhombischen entstehen. Damit wird die Bildung der *Mikrorisse* vermindert. Gleichzeitig behalten die Proben beim Sintern trotz einer stärkeren Schrumpfung (größere Dichtezunahme) die Form. Proben ohne Silberzusatz hingegen zeigen oft eine Eindellung (Kokille) auf der Oberseite.

Aus der Beimischung von Ag_2O erhofft man zusätzlich einen positiven Einfluß auf die Sauerstoffstöchiometrie. Allerdings geht mit der Änderung des Stoffgemisches eine Änderung des Phasendiagramms einher — insbesondere verschiebt sich die erste peritektische Temperatur T_p [36] —, so daß die Temperaturbehandlung der Proben modifiziert werden muß.

Zwischen den stöchiometrischen Proben und den Proben mit Silberzusatz einer Charge gibt es weitere charakteristische Unterschiede:

- Die reinen Y-123-Proben weisen in der Regel kleinere Körner auf als die Ag_2O -Proben.
- Die Porosität des Rumpfes der Proben ist bei den Y-123-Proben wesentlich höher.
- Die silberdotierten Proben besitzen im Gegensatz zu den Y-123-Proben einen ausgeprägten Grünschimmer, der von der Y_2BaCuO_5 -Phase herrührt.
- Die silberdotierten Proben zeigen einen größeren Auslaufkranz aus der Schmelzphase.
- Große Risse und Bruchkanten treten häufiger bei Y-123-Proben auf.
- Die Y-123-Proben haben in der Mitte eine ausgeprägtere Vertiefung.
- Die silberdotierten Proben haben eine höhere Dichte als die Y-123-Proben [67]

Alle Fakten ordnen sich in das Bild ein, daß die Ag_2O -Zugabe zum einen die erste peritektische Temperatur T_p herabsetzt, zum anderen die mechanischen Eigenschaften der Proben, wie z. B. Duktilität und thermische Stabilität, verbessert.

4.6 Optische Mikroskopie der Oberflächen

Viele Proben, die im Laufe dieser Arbeit hergestellt wurden, sind mit einem optischen Mikroskop untersucht worden. Die Abbildungen 4.8 a) bis d) zeigen Aufnahmen, an denen sich mit etwas Erfahrung einige der Supraleitereigenschaften schon aus der Kornstruktur und dem optisch erkennbaren Texturierungsgrad herleiten lassen.

In Abb. a) ist die typische Ansicht einer gesinterten Probe zu sehen. Auffällig ist sofort die Granularität sowie homogene Verteilung der Mikrokristallite. Es ist auch keine Texturierung zu erkennen. Schon daraus lassen sich die meisten Eigenschaften dieser Probe ableiten. Als typische Sinterprobe zeigt sie nur relativ geringe Levitationskräfte und fast kein Pinning. Das elektrische Verhalten dieser Probe wird ganz durch die schwachen Kontakte zwischen den Körnern bestimmt.

In den Abbildungen b) bis d) sind hingegen typische texturierte Proben abgebildet. Auffällig ist sofort die im Vergleich zur Sinterprobe grobe Kristallinität mit klar erkennbaren Korngrenzen. In diesen Korngrenzen hat sich auch ein Teil des in die Ausgangssubstanz eingemischten Silbers abgeschieden. Als typische Verunreinigungen sammelt sie sich zwischen den einzelnen Körnern an. Die großen Kristalldomänen zeigen außerdem eine klare Texturierung. Die in Abb. c) in den texturierten Bereichen sichtbaren Einschlüsse wurden durch eine EDX-Analyse als Y-211 erkannt. Die Grenzfläche dieser Einschlüsse wirkt als gutes Pinning-Zentrum.

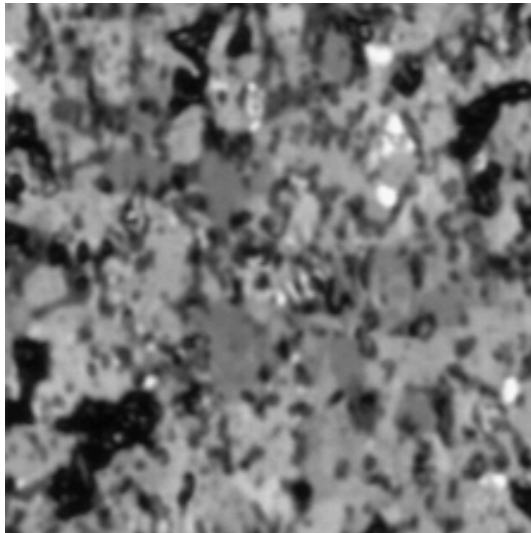
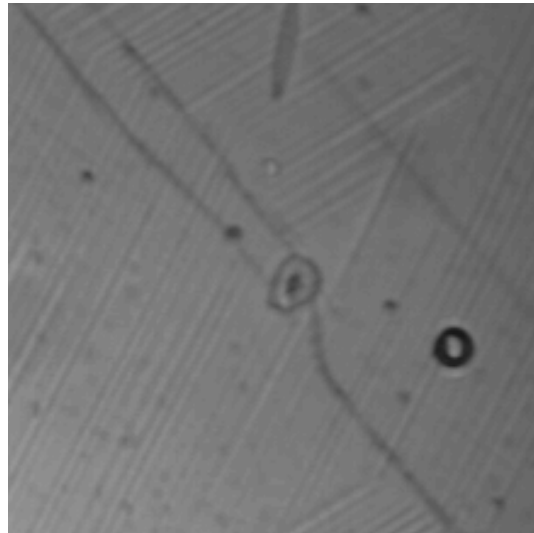
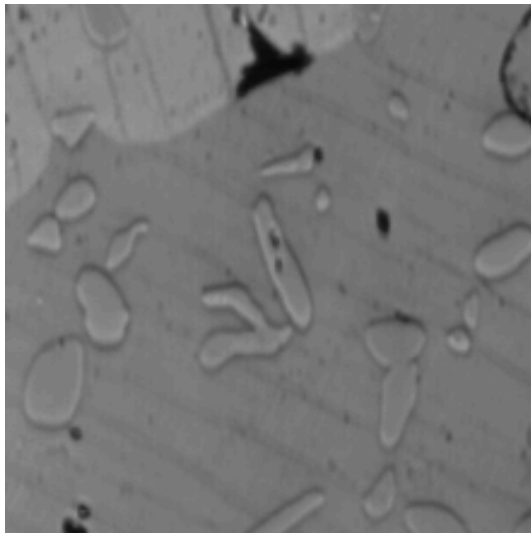
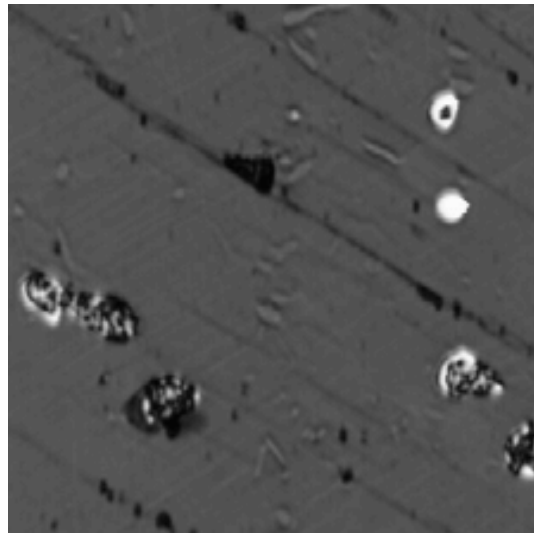
(a) $35 \times 35 \mu\text{m}^2$ (b) $35 \times 35 \mu\text{m}^2$ (c) $173 \times 173 \mu\text{m}^2$ (d) $173 \times 173 \mu\text{m}^2$

Abbildung 4.8: Laser-Raster-Mikroskop-Bilder angeschliffener Proben. (a) Sinter-1, 2000-fach vergrößert. (b) S00B-8, 2000-fach. (c) P-SO-17, 440-fach. (d) S00B-8, 440-fach.

Kapitel 5

Aufbau des Meßsystems

Die Messung der magnetischen Levitationskraft stellt eine wichtige Größe zur Charakterisierung supraleitender Massivproben dar. Sie bietet die Möglichkeit, die Qualität des Supraleiters auf eine nicht-destruktive, integrale Art zu bestimmen. Gleichzeitig hat sie den Vorteil, nicht nur, wie etwa die mikroskopischen Verfahren, die Oberfläche des Supraleiters zu untersuchen, sondern auch Aussagen über die Qualität im Inneren zu treffen.

Aus der Levitationskraft lassen sich Aussagen über das Pinning, den Texturierungsgrad, sowie die Flußdynamik gewinnen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden deshalb zwei Meßsysteme mit mehreren verschiedenen Meßmodi aufgebaut, die im folgenden beschrieben werden.

5.1 Einfaches Meßsystem

Am Anfang dieser Arbeit wurde ein einfaches Meßsystem benötigt, da zu dieser Zeit noch nicht klar war, in welcher Größenordnung die von einem Magneten auf einem Supraleiter erzeugten Kräfte liegen. Zwar gab es zu Beginn der Experimente (1992) schon viele Veröffentlichungen über Levitationsmessungen an HTSL, jedoch war die Umrechnung dieser Messungen auf die in dieser Arbeit benutzten Proben nicht möglich (s. Kap. 6.1.1).

Das einfache Meßsystem besteht im wesentlichen aus einem manuellen Positionierer und einer Laborwaage (s. Fig. 5.1). Der Magnet befindet sich hier auf dem Wägeteller und der Supraleiter in einem Becherglas in der Aufnahme des z-Positionierers. Da die abstoßenden Kräfte zwischen Supraleiter und Magnet die Gewichtskraft des Supraleiters überschreiten können, muß dieser durch ein Gewicht aus Kupfer beschwert werden.

Die Eckdaten dieses Meßsystems (Genauigkeit, minimaler Abstand, etc.) sind in

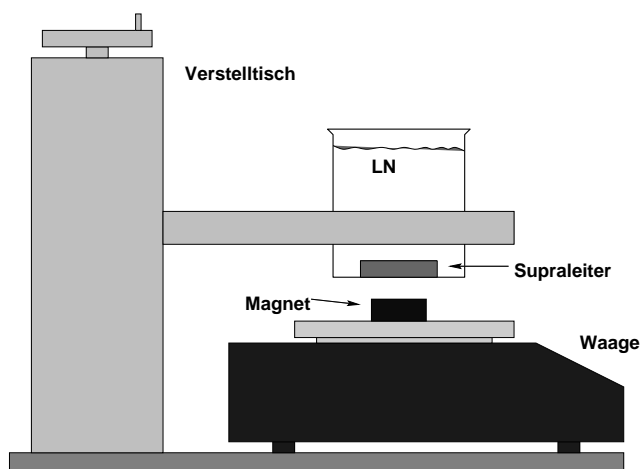


Abbildung 5.1: Erste Meßapparatur zur Bestimmung der Levitationskraft

Positioniergenauigkeit	0.1 mm
Fehler der Kraftbestimmung	$\pm 10 \mu\text{N}$
minimaler Abstand	2.5 mm
maximaler Abstand	50 mm

Abbildung 5.2: Eckdaten des einfachen Meßsystems.

Tabelle 5.2 aufgelistet.

5.1.1 Vorteile des einfachen Meßsystems

Der große Vorteil dieses einfachen Meßsystems liegt sicherlich in der einfachen und schnellen Durchführbarkeit sowohl des Aufbaus als auch der Messung. Hiermit läßt sich schon mit geringem Aufwand und Kosten eine Aussage darüber treffen, welche absoluten Kräfte bei einer bestimmten Probengeometrie zu erwarten sind. Diese Abschätzung kann aus der Literatur nur schlecht vorgenommen werden, da dort meist nicht alle Kenndaten wie etwa die Probengröße, der minimale Abstand etc. vollständig angegeben sind. Somit ließ sich, zumindest am Anfang der Arbeit, aus den in der Literatur veröffentlichten absoluten Kraftangaben keine Aussage darüber vornehmen, welche Kräfte bei der in dieser Arbeit bevorzugten Proben- und Magnetgröße zu erwarten waren.

5.1.2 Grenzen des einfachen Meßsystems

Die Beschränkungen lassen sich in zwei Klassen einteilen; welche die einfache und leichte Durchführung der Messung behindern und solche, welche die physikalische Aussagekraft beschränken.

In die erste Kategorie fällt hauptsächlich die Problematik, die sich durch die unzureichende Isolation des Stickstoffgefäßes besonders an der Unterseite ergibt. Dadurch kühlt sich die Luft oberhalb der Waage stark ab, so daß es zu Niederschlägen und Eisbildung auf dem Wägeteller kommt. Dies führt zu einem anwachsenden Meßfehler der

Kraft, da die aufliegende Masse stetig zunimmt. Bei längeren Messungen muß deshalb dieses Kondensat mit einem Warmluftgebläse entfernt werden. Die Isolation läßt sich nur bedingt verbessern, da sonst der minimale Abstand zwischen Probe und Magnet zu groß wird.

Dieser minimal erreichbare Abstand begrenzt die physikalischen Aussagekraft. Aus Tabelle 5.2 wird ersichtlich, daß z_{min} nicht wirklich klein gegen die Abmessungen der Probe und des Magneten ist. Dadurch kann keine Messung der Levitationskraft im Nahbereich durchgeführt werden. Gleichzeitig ist damit auch die maximale magnetische Feldstärke an der Probenoberfläche begrenzt. Durch eine Verkleinerung von z_{min} auf 1 mm ergibt sich bei den typischen Meßmagneten (NE105) eine Erhöhung der magnetischen Feldstärke an der Probenoberfläche — und damit auch der maximal gemessenen Kraft — um den Faktor 2,2.

Eine weitere Beschränkung der Aussagekraft liegt darin, daß es mit diesem einfachen Meßsystem nur schwer möglich ist, definierte Bewegungsabläufe, wie etwa Unterschleifen (Minor Loops), durchzuführen. Gerade die wiederholte Richtungsumkehr bei Minor Loops macht auf Grund des recht großen Spiels im Spindelantrieb Probleme.

Letztendlich ist mit dieser Apparatur nur eine eindimensionale Messung in z -Richtung möglich. Die ursprünglichen Anforderungen, die an dieses einfache Meßsystem gestellt wurden, konnten jedoch vollständig erfüllt werden.

5.2 Drei-Achsen Levitations-Meßsystem

Nachdem mit der im letzten Abschnitt beschriebenen Apparatur die Kenndaten für die Messung der Levitationskraft (Probengröße, Magnetgröße, minimale und maximale Abstände sowie die dabei auftretenden Kräfte) bestimmt waren, wurde ein verbessertes drei-Achsen-Meßsystem entworfen.

Um die Levitationskraft einer supraleitenden Probe auf einen Magneten in Abhängigkeit vom Abstand zwischen Magnet und Probe messen zu können, muß der Magnet entlang der Achse der zylindrischen Probe bewegt werden können. Indem man den Magneten auch parallel zur Oberfläche der Probe verschiebt, gewinnt man zusätzlich orts aufgelöste Informationen über die Probenqualität. Zur Bewegung von Probe und Magnet wurde ein über einen PC gesteuertes Positionierungssystem aufgebaut, das einfache, schnelle und gut reproduzierbare Messungen ermöglicht.

Das Positionierungssystem und die Probenhalterung sind in Abbildung 5.3 dargestellt. Das Koordinatensystem ist so gewählt, daß der jeweilige Sensor in y - und z -Richtung bewegt wird, die Probe in x -Richtung. Das Portal aus Aluminium ist auf einer Aluminium-Grundplatte befestigt, so daß eine hohe mechanische Stabilität des Aufbaues gewährleistet ist.

Die Gleichstrommotoren der Verschiebetische werden von einer Steuereinheit kon-

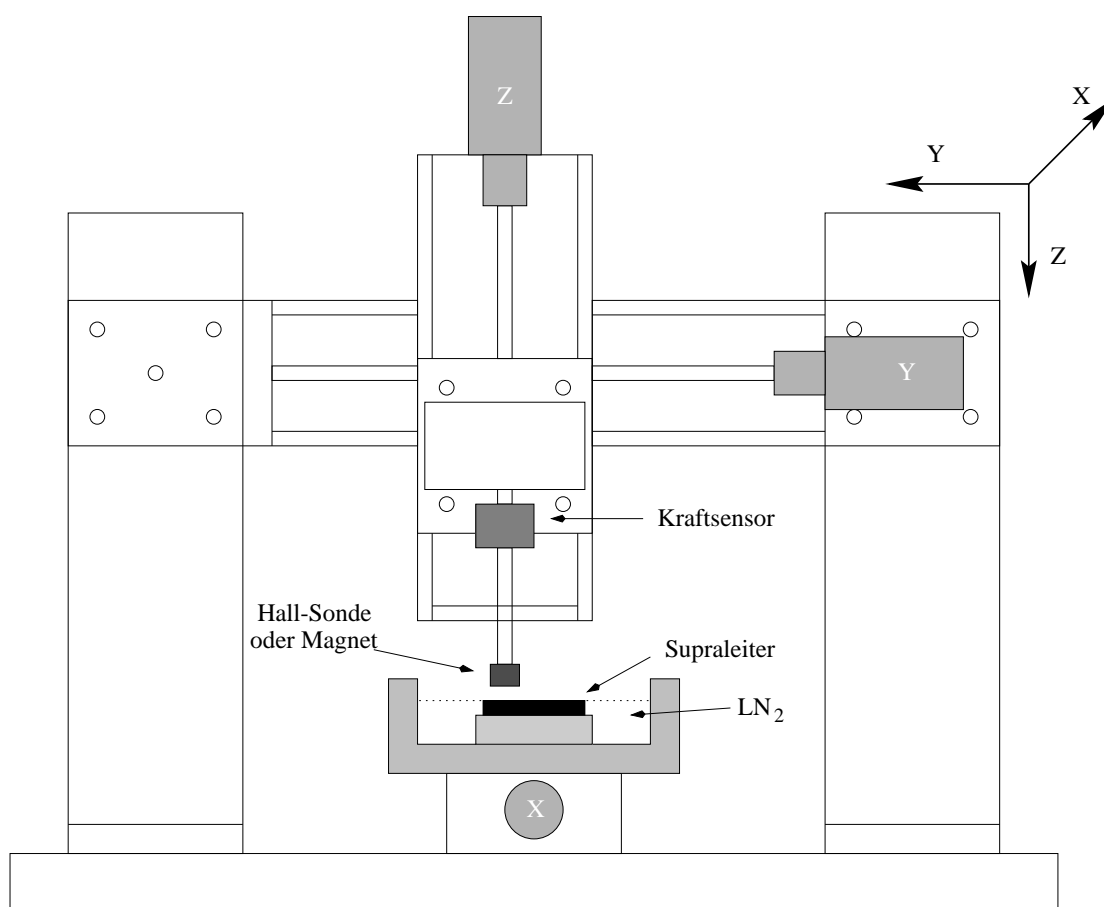


Abbildung 5.3: Skizze des Meßaufbaus

trolliert, die gleichzeitig deren Leistungsversorgung sicherstellt. Die Steuereinheit wird von einer im Rechner installierten internen Karte (siehe Abbildung 5.4) über Befehle einer eigenen Programmiersprache („Motion Control Language“) angesprochen [65]. Da jede Motorbewegung von einem Winkelgeber kontrolliert wird, wobei Steuereinheit und Winkelgeber der jeweiligen Achse einen geschlossenen Regelkreis darstellen, ist die aktuelle Position der Verschiebetische jederzeit mit einer Genauigkeit von $0,5 \mu\text{m}$ bekannt.

Neben dieser genauen Kontrolle der tatsächlichen Motorbewegung haben Gleichstrommotoren gegenüber Schrittmotoren den weiteren Vorteil, daß die Motorleistung aktiv angepaßt wird, sobald äußere Kräfte der Bewegung des Motors entgegenwirken. Dabei sind Geschwindigkeit und Beschleunigung der Motoren variabel einstellbar.

Für die Probenhalterung waren die folgenden Kriterien maßgebend:

- stabile Positionierung der zu untersuchenden Proben

- gute thermische Isolation des Stickstoffbades

Die gebaute Probenhalterung besteht aus einer Kupferwanne, die zur Wärmedämmung in eine zweite Wanne aus Styropor eingebettet ist. Die Maße sind so gewählt, daß der Fahrweg der Motoren maximal ausgenutzt wird. Die Oberkanten der Kupferwanne sind nach innen gefalzt, so daß sich über dem flüssigen Stickstoff eine thermisch isolierende Schicht aus kaltem Gas bildet.

Zur Messung wird die Probe auf die Oberseite eines zylindrischen Kupferstempels in der Mitte der Wanne gelegt. Seine Höhe ist so gewählt, daß die Oberfläche typischer Proben ca. 1,5 cm unterhalb der Oberkante der Kupferwanne liegt. Daher kann die zur Messung der remanenten Flußdichte verwendete Hallsonde während der Messung vollständig in flüssigen Stickstoff eintauchen, so daß sie bei einer stabilen Temperatur von 77 K arbeitet (vergleiche Abschnitt 5.2.4). Ein seitliches Verrutschen der Probe wird verhindert, indem die Oberfläche des Kupferstempels mit Alkohol benetzt wird, so daß die Probe bei der Abkühlung festfriert.

5.2.1 Kraftsensor, Permanentmagnete und Mikrohallsonde

Die Messungen werden mit zwei Typen von Sensoren durchgeführt. Zur Messung der Levitationskraft werden verschiedene Permanentmagnete an einem axialen Kraftsensor befestigt. Der remanente Fluß magnetisierter Proben wird dagegen mit einer Hallsonde gemessen. Im folgenden sollen die einzelnen Sensoren sowie die zu ihrer Auslesung und Versorgung benötigten Geräte erläutert werden. Die Verschaltung der einzelnen Geräte ist Abbildung 5.4 zu entnehmen.

Axialer Kraftsensor

Die zwischen Permanentmagnet und Hochtemperatursupraleiter wirkenden magnetischen Kräfte werden von dem Kraftsensor (einer zylindrischen Dose mit Dehnungsmeßstreifen) in eine elektrische Größe (Widerstandsänderung) umgewandelt. Diese Widerstandsänderung $\Delta R \approx F$ wird über eine Wheatstone'sche Brückenschaltung im SENSOR MASTER in eine Kraft umgerechnet.

Dehnungsmeßstreifen (DMS) haben gegenüber Piezo-Sensoren Vorteile bei quasi-statischen Messungen, da die Widerstandsänderung, im Gegensatz zur Ladung der Piezokeramik, zeitlich stabil ist. Ein weiterer Vorteil der DMS-Sensoren ist ihre relative Unempfindlichkeit gegenüber Überbelastungen. Sie können in der Regel nach einer neuen Eichung weiterverwendet werden. Da solche Überbelastungen bei Aufbau und Test einer neuen Apparatur leicht möglich sind, wurde zur Messung der Levitationskraft ein DMS-Sensor der Firma BURSTER gewählt.

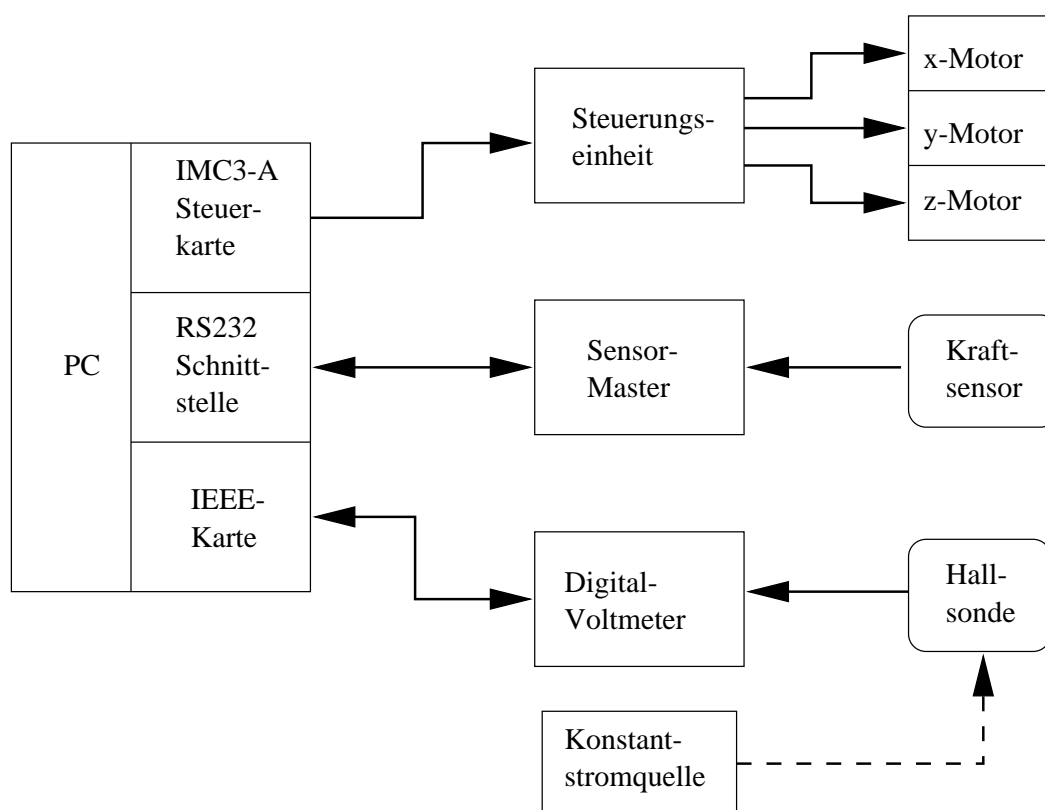


Abbildung 5.4: Verschaltung der Meßgeräte

Wie bei vielen Sensoren üblich, sind auch bei einem Kraftsensor die drei Größen Auflösung, maximaler Meßbereich und Linearität über den Meßbereich wesentlich. Aufgrund der bei den Messungen erwarteten Kräfte wurde ein Sensor mit einer Maximalkraft von 10 N gewählt; seine Abweichung von der Linearität wird vom Hersteller zu 0,2% angegeben [15]. Auch seine Abmessungen ($\phi = 20$ mm, $h = 25$ mm) machen ihn für den Versuchsaufbau gut geeignet. Seine Empfindlichkeit gegenüber Querkräften ist gering, ferner ist er für die Messung von Zug- und Druckkräften geeignet.

Auslesung und Versorgung des Kraftsensors mit der geeigneten Speisespannung erfolgen durch einen separaten „Sensor-Master“. Über die RS232-Schnittstelle des Sensor-Masters kann die angezeigte Kraft in Millinewton vom Rechner als ganze Zahl ausgelesen werden, so daß die Auflösung der Kraftmessung unabhängig vom verwendeten Sensor auf 1 mN begrenzt ist.

Sowohl um die thermische Entkopplung des Sensors vom Stickstoffbad zu verbessern, als auch um den Abstand zwischen den zur Kraftmessung verwendeten Magneten und dem ferromagnetischen Sensor zu vergrößern, werden die Magnete an Distanzstangen aus PVC befestigt, welche die Kraft auf den Sensor übertragen. Im Gegensatz zu

Stangen aus Metall haben PVC-Stangen den Vorteil geringerer Wärmeleitung. Im Vergleich zu Stangen aus z. B. Quarzglas erfahren sie zwar eine größere Längenkontraktion bei Abkühlung, sie sind aber wesentlich einfacher und kostengünstiger herzustellen.

Permanentmagnete

Zur Messung der Levitationskraft werden verschiedene Permanentmagnete benutzt. Permanentmagnete werden neben ihren Abmessungen durch die drei Kenngrößen Energieprodukt ($B_r \times H_k$), remanentes Magnetfeld B_r und Koerzitivfeldstärke H_k charakterisiert (Abb. 5.5). Ferner ist ihr Verhalten bei Temperaturänderungen und die zeitliche Stabilität ihrer Eigenschaften wichtig.

- Das Energieprodukt $(BH)_{max}$ ist ein Maß für die im magnetischen Werkstoff gespeicherte Energie und wird auch als „Gütwert“ des Magneten bezeichnet.
- Die Remanenz B_r ist die im Magnet nach der bis zur Sättigung erfolgten Aufmagnetisierung verbleibende Flußdichte. Sie ist maßgebend für die Stärke des im Magneten verankerten Feldes.
- Die Koerzitivfeldstärke H_c ist der Betrag eines äußeren Magnetfeldes, welches das remanente Magnetfeld eines Permanentmagneten gerade kompensiert.

Typ	Material	h_a	$2 r_a$	B_r	B_r	$B_z(0)$
		[mm]	[mm]	[mT]	[mT]	[mT]
				Nach Ref. [68]	gemessen ^a	berechnet
NE24	NdFeB	4	2	1100...1250	1072	520
A519	SmCo ^b	5	10	550...590	581	205
BF105	BaFe ^b	5	10	170	172	60
NE105	NdFeB	5	10	1100...1250	1147	406
NE257	NdFeB	7	25	1100...1250	1154	282
DE105	SmCo	5	10	850...930	916	324
DE205	SmCo	5	20	850...930	1011	226
BA105	BaFe	5	10	245	247	87
NE103	NdFeB	3	10	1100...1250		296
NE110	NdFeB	10	10	1100...1250		514

^aMeßwerte siehe Kapitel 5.3

^bkunststoffgebunden

Tabelle 5.1: Übersicht über die verwendeten Permanentmagnete

Um möglichst hohe Kräfte zu erreichen, wurden bei den Messungen zunächst NdFeB-Magnete verwendet, da diese die derzeit höchsten bekannten Remanenzen besitzen. SmCo-Magnete haben bei Raumtemperatur eine 10 % geringere Remanenz als NdFeB-Magnete [21, 88]. Der Temperaturkoeffizient, d. h. die Änderung der Remanenz mit der Temperatur, ist bei NdFeB-Magneten allerdings doppelt so groß wie bei SmCo-Magneten [68, 88].

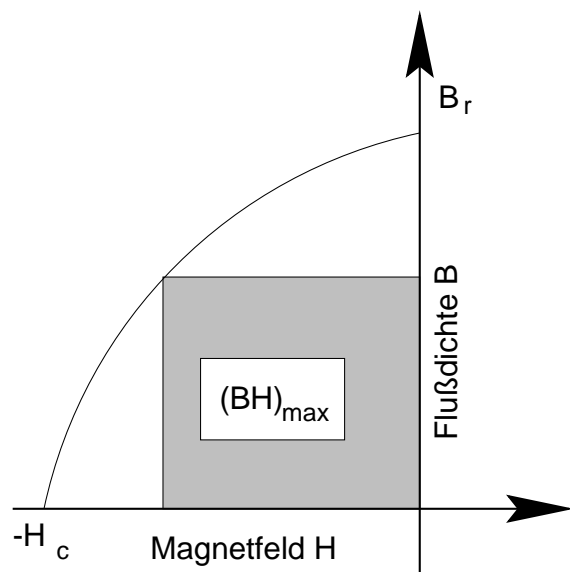


Abbildung 5.5: 2. Quadrant einer Hysteresekurve eines Permanentmagneten („Demagnetisierungskurve“) nach [88]

heliogener Vergleichswert für die zeitliche Relaxation der remanenten Flußdichte in hohtemperatursupraleitenden Massivproben.

Die Abmessungen und Remanenzen der im Rahmen dieser Arbeit am häufigsten verwendeten Permanentmagnete sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. Zusätzlich ist die nach Gleichung (2.25) aus $B_r = \mu_0 M$ berechnete Flußdichte $B_z(0)$ im Zentrum der Stirnfläche angegeben. B_r und damit auch $B_z(0)$ sind mit einem Fehler von 5 % behaftet. Die zugehörigen Energieprodukte und Koerzitivfeldstärken — hier von minderm Interesse — sind in Referenz [68] angegeben.

Mikrohallsonde

Bei der Auswahl der geeigneten Hallsonde waren zwei Kriterien besonders wichtig, ihre Abmessungen und ihre elektrische Stabilität bei Betrieb in flüssigem Stickstoff. Die Abmessungen der Hallsonde sind deshalb wichtig, weil die gemessene Hallspannung aus dem Mittelwert der magnetischen Flußdichte über der aktiven Fläche der Sonde

Dabei steigt die Remanenz bei beiden Materialien mit Abnahme der Temperatur von Raumtemperatur bis auf 100 K. Bei weiterer Abkühlung auf 20 K reduziert sich bei NdFeB-Magneten die Remanenz auf ca. 94 % des Wertes von 100 K, bei SmCo-Magneten bleibt dagegen die Remanenz bis zu einer Temperatur von 4 K konstant [42]. Daher sind SmCo-Magnete wesentlich besser für Levitationsexperimente bei 77 K geeignet.

Das zeitliche Verhalten der Remanenz von Permanentmagneten gehorcht einer logarithmischen Relaxation. So reduziert sich beispielsweise nach der Aufmagnetisierung die Remanenz von SmCo-Magneten in jeweils einer Dekade von Tagen um ungefähr 0,1 % [88]. Im Rahmen dieser Arbeit ist der Effekt vernachlässigbar gering; es ist jedoch ein nahe-

resultiert. Um eine hohe räumliche Auflösung zu erzielen, sollte die aktive Fläche daher möglichst klein sein. Entscheidend für die Auflösung ist ferner der minimal mögliche Abstand zwischen der aktiven Fläche der Hallsonde und der Oberfläche der Probe.

Um mit der Hallsonde so nah wie möglich über der Oberfläche der supraleitenden Probe zu messen, muß die Sonde außerdem bei der Siedetemperatur flüssigen Stickstoffs stabil arbeiten. Wenn die Sonde vollständig von flüssigem Stickstoff umgeben ist, werden dadurch auch unkontrollierte Temperaturschwankungen vermieden. Dies ist besonders wichtig, da der Halleffekt von der Zahl der Ladungsträger im Material abhängt, und diese bei den verwendeten Halbleitern stark temperaturabhängig ist.

Nach den oben erwähnten Kriterien wurde eine Mikro-Hallsonde des Typs KSY10 der Firma SIEMENS mit einer aktiven Fläche von $0,2 \times 0,2 \text{ mm}^2$ ausgesucht. Die aktive Fläche aus Galliumarsenid befindet sich nur 0,35 mm unter der Plastikummantelung des unmagnetischen Chipträgers. Durch vorsichtiges Überdrehen der Ummantelung auf einer Drehbank kann die Wandstärke auf etwa 0,15 mm reduziert werden. Ein Test zeigte, daß die Sonde auch bei 77 K stabil arbeitet. Auch bezüglich der weiteren Kenngrößen (Auflösung, maximaler Meßbereich und Linearität) ist die ausgesuchte Hallsonde gut für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen geeignet. Auflösung und maximaler Meßbereich ergeben sich aus der Messung der Hallspannung U_{Hall} . Das dazu benutzte Digitalvoltmeter wird über eine IEEE488-Karte vom Rechner ausgelesen. Insgesamt folgt aus der Spannungsmessung und der Kalibrierung der Sonde eine Auflösungsgrenze von $\Delta B = 1 \cdot 10^{-5} \text{ T}$ (vergleiche Kapitel 5.3). Die Abweichung des Signals der Hallsonde von der Linearität wird vom Hersteller mit 0,2 % für Flußdichten bis 0,5 T angegeben [100].

Zur Durchführung der Messungen wird eine GFK-Stange am Kraftsensor angebracht, an deren unterem Ende die Hallsonde aufgeklebt ist. Die Versorgung der Hallsonde mit dem Nennsteuerstrom $I_{Hall} = 5 \text{ mA}$ geschieht durch eine Konstantstromquelle.

5.2.2 Vorteile der neuen Apparatur

Die Vorteile der neuen Apparatur gegenüber des ersten in Kapitel 5.1 beschriebenen Systems liegen klar auf der Hand. Durch die drei Bewegungsachsen ist es möglich, die Oberfläche der untersuchten Supraleiter abzutasten und die supraleitenden Eigenschaften in Abhängigkeit der Position zu bestimmen. Gleichzeitig ist dies mit einer höheren Genauigkeit möglich. Die Computersteuerung erlaubt erstmals die Durchführung komplexer Meßzyklen (Schleifen und Rasterungen) mit hoher (besser $5 \mu\text{m}$ in allen drei Achsen) Reproduzierbarkeit.

Dadurch, daß verschiedene Kraftsensoren mit unterschiedlichen Meßbereichen in der gleichen Apparatur benutzt werden können, läßt sich sowohl der nutzbare Meßbereich als auch die Genauigkeit der Kraftmessung im neuen System deutlich steigern.

Auch die Bestimmung des Nullpunktes der z -Achse, d.h. die Lage der Supraleiter-

	Wuppertal	Jena
<i>Antrieb</i>	5-Phasen-DC-Motoren	Schrittmotoren
<i>Meßbereich</i>		
z-Achse	90 mm	230 mm
xy-Achsen	90 mm	320 mm
<i>maximale Verfahrgeschwindigkeit</i>		
z-Achse	5 mm/s	56 mm/s
xy-Achsen	5 mm/s	84 mm/s
<i>Auflösungsvermögen</i>		
z-Achse	$< 1 \mu\text{m}$	$70 \mu\text{m}$
xy-Achse	$< 1 \mu\text{m}$	$100 \mu\text{m}$
<i>Reproduzierbarkeit</i>		
z-Achse	$2 \mu\text{m}$	$70 \mu\text{m}$
xy-Achse	$2 \mu\text{m}$	$100 \mu\text{m}$
<i>Kraftnehmer</i>	DMS-Sensor	Piezo-Sensor
minimale Meßzeit	600 ms	20 ms
maximale Meßzeit	beliebig	begrenzt
minimale Kraft	1 mN	5 mN
maximale Kraft	10 N / 20 N	100 N

Tabelle 5.2: Vergleich der in dieser Arbeit aufgebauten Apparatur (Wuppertal) mit der am INSTITUT FÜR PHYSIKALISCHE HOCHTECHNOLOGIE in Jena IPHT betriebenen [102].

oberfläche ist mit der neuen Apparatur deutlich einfacher. Da sich zwischen Supraleiter und Magnet kein Glas oder eine andere Isolation mehr befindet, kann der Magnet bis zum direkten Kontakt an den Supraleiter angenähert werden. Somit kann mit der neuen Apparatur auch im Bereich für $z < 2 \text{ mm}$ gemessen werden.

5.2.3 Grenzen der neuen Apparatur

Die Grenzen des vorgestellten Meßsystems sollen durch einen Vergleich mit der Levitationsapparatur des IPHT JENA herausgearbeitet werden. In Tabelle 5.2 sind einige wichtige Kenngrößen der beiden Systeme gegenübergestellt. Der Vergleich der beiden Meßsysteme zeigt sofort, daß sie für unterschiedliche Schwerpunkte optimiert wurden. Während das System der IPHT sich sehr gut zur Ausmessung von Demonstratoren mit vergleichsweise großen Kräften und Abmessungen eignet, ist das Wuppertaler System bei Präzisionsmessung klar überlegen. Es weist eine um mehr als eine Größenordnung bessere Reproduzierbarkeit und Auflösung auf. Die Verwendung der Dehnungsmeßstreifen statt der Piezo-Sensoren bringt zusätzlich den Vorteil, daß statische Messungen

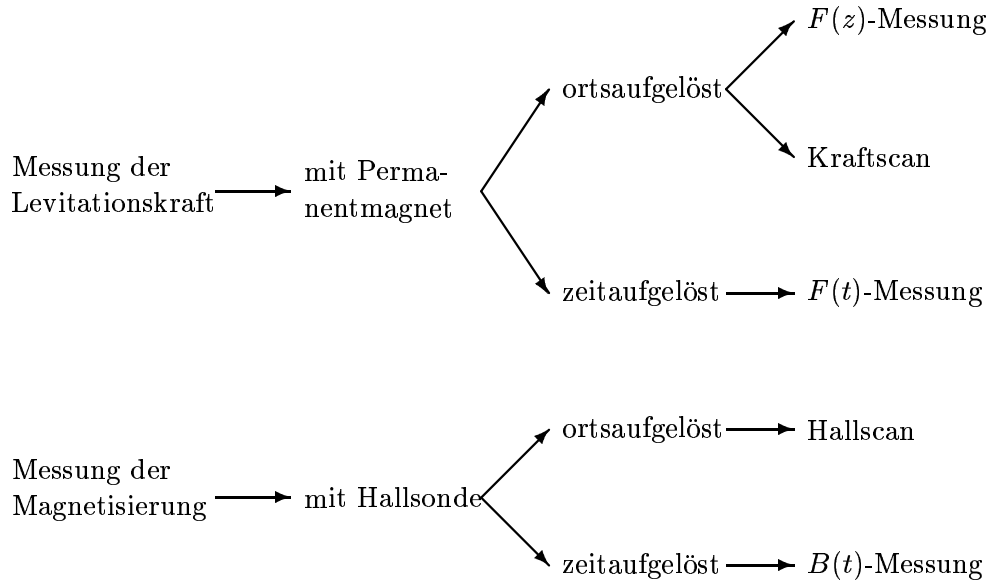


Abbildung 5.6: Übersicht über die verschiedenen Meßmodi

durchgeführt werden können. Damit kann das zeitliche Verhalten der Levitationskraft über einige Stunden gemessen werden.

Insgesamt ergänzen sich die beiden Systeme. Durch Messungen an einigen Proben, die zwischen beiden Instituten ausgetauscht wurden, konnte gezeigt werden, daß die Meßergebnisse beider Systeme innerhalb der Meßfehler übereinstimmen.

5.2.4 Meßmodi

Das Schema in Abbildung 5.6 zeigt die verschiedenen Meßmodi, für welche die aufgebaute Apparatur geeignet ist. Grundsätzlich sind einerseits Messungen der Levitationskraft möglich, andererseits Messungen der magnetischen Flußdichte.

Messungen der Levitationskraft

Bei den Messungen der Levitationskraft wird die Kraft der supraleitenden Probe auf einen Permanentmagneten gemessen. Das magnetische Moment des Magneten ist dabei senkrecht zur Probenoberfläche orientiert. Alle Messungen erfolgen *quasi-statisch*. Zwischen dem Erreichen eines Meßpunktes und der Aufnahme des Meßwertes liegt eine feste Zeitdauer, um den zunächst sehr steilen zeitlichen Abfall der Kraft [27] abzuwarten.

Zunächst kann bei festem Abstand Probe–Magnet die Zeitabhängigkeit der Levitationskraft gemessen werden ($F(t)$ -Messung). Da der Einfluß der Temperaturdrift des Sensors bei dieser Art der Messung groß ist (vergleiche Abschnitt 5.2.5), sind allerdings Messungen der Flußdichte besser geeignet, Erkenntnisse über das zeitliche Verhalten der Levitationskraft zu gewinnen.

Mit einer $F(z)$ -Messung der Levitationskraft läßt sich am einfachsten die Qualität einer supraleitenden Probe charakterisieren. Dabei wird die Abhängigkeit der Kraft vom Abstand Probe–Magnet untersucht, wobei der Magnet entlang der Symmetrieachse der zylinderförmigen Probe bewegt wird. Wird die Probe im Feld des Magneten abgekühlt, erfolgt die Messung im *field-cooled-Modus* (fc-Modus), bei Abkühlung der Probe in Abwesenheit von Magnetfeldern spricht man vom *zero-field-cooled-Modus* (zfc-Modus).

Eine weitere Modifikation der $F(z)$ -Messung ist die Messung mit Unterschleifen *Minor Loops*. Hierbei beschreibt der Magnet bei seiner Bewegung entlang der z -Achse kleine Schleifen, d. h. bei Annäherung des Magneten an die Probe wird der Magnet an verschiedenen Positionen auf der z -Achse ein kleines Stück in Gegenrichtung bewegt, und danach die Bewegung in der ursprünglichen Richtung fortgesetzt. Analog verfährt man während der Entfernung des Magneten nach Erreichen des minimalen Abstandes. Damit kann zum einen die *axiale Steifigkeit*, die Änderung der Kraft bei kleinen Abstandsänderungen des Magneten, gemessen werden. Zum anderen kann aus dem Verhalten der Probe bei den entsprechenden kleinen Änderungen der Flußdichte am Ort der Probe Erkenntnisse über das Pinningverhalten des Supraleiters gewonnen werden.

Bei einem *Kraftscan* wird mit einem kleinen Magneten die Abhängigkeit der Levitationskraft von der Position des Magneten über der Oberfläche der Massivprobe untersucht. Dazu wird der Magnet an jedem Meßpunkt aus genügend großer Entfernung in einen kleinen, jeweils gleichen Abstand zur Oberfläche der Probe gebracht und die Levitationskraft an diesem Punkt der Probe gemessen. Man erhält eine *Kraftkarte* der Probe, die Aussagen über deren Homogenität erlaubt.

Messungen der magnetischen Flußdichte

Analog zum Kraftscan wird bei einem *Hallscan* die Flußdichte in Abhängigkeit von der Position der Hallsonde über der Oberfläche der magnetisierten Probe gemessen. Dazu wird die Sonde mit konstantem Abstand zur Probe in der xy -Ebene bewegt. Man erhält analog zur oben erwähnten Kraftkarte eine Karte der remanenten Flußdichte, hier *Flußkarte* genannt.

Um das zeitliche Verhalten der Magnetisierung zu messen, wird die Hallsonde an einer festen Position auf der Oberfläche der Probe befestigt. Nach dem Abkühlen der Probe wird ein Permanentmagnet auf einen festen Abstand zur Probe gebracht. Aus der zeitabhängigen Messung der Flußdichte an der Oberfläche der Probe ($B(t)$ -Messung) läßt sich die lokale Magnetisierung $M(t)$ bestimmen.

Fehlerquelle		Betrag
Temperaturdrift des Kraftsensors	$F(z)$, zfc-Messung	$\Delta F = 10 \text{ mN}$
	$F(z)$, fc-Messung	$\Delta F = 20 \text{ mN}$
	Scan-Messung	$\Delta F = 2 \dots 3 \text{ mN}$
Längenkontraktion der Distanzstangen		$\Delta z \lesssim 0,7 \text{ mm}$
Eichung der Hallsonde		$\frac{\Delta B}{B} = 0,02$
Bestimmung der Remanenzen		$\frac{\Delta B_r}{B_r} = 0,05$
Zeitliche Varianz des Kraftsensors		$\Delta F(t) = 0,5 \text{ mN/Monat}$

Tabelle 5.3: Wichtige systematische Fehler des Meßsystems

5.2.5 Meßfehler

Während oben schon auf die Fehler und Meßgrenzen der einzelnen verwendeten Meßgeräte hingewiesen wurde, sollen hier systematische Fehler, die bei Messungen mit der Apparatur auftreten, kurz aufgezählt werden. Die wichtigsten sind in Tabelle 5.3 aufgeführt.

Der größte Fehler resultiert aus der Temperaturdrift des Kraftsensors im aufsteigenden Stickstoffgas. Das Ausmaß seiner Abkühlung ist vom Abstand zwischen Sensor und Stickstoffbad, von der jeweiligen Verweilzeit des Sensors in diesem Abstand und vom Wärmetransport zwischen Bad und Sensor abhängig. Man kann den temperaturbedingten Offset korrigieren, indem man nach einer $F(z)$ -Messung eine entsprechende Messung ohne supraleitende Probe durchführt. In der Tabelle ist der nach einer solchen Offsetkorrektur verbleibende Fehler der Meßwerte angegeben. Für Minor-Loop-Messungen liegt er im Bereich des Fehlers der fc-Messungen. Bei einem Kraftscan läßt sich der Einfluß der Abkühlung des Sensors ebenfalls leicht korrigieren, indem man neben der Probenoberfläche Meßwerte aufnimmt, und so den temperaturbedingten Offset des Sensors mißt. Eine ausführlichere Diskussion der Fehler, ihrer Ursachen und die Begrenzungen finden sich in [67].

5.3 Experimentelle Kalibrierung

Zu den wichtigsten Überlegungen, die bei der Konstruktion eines neuen Meßsystems bedacht werden müssen, gehört die Kalibrierung. Damit wird zum einen die Konstanz der Messungen untereinander als auch der Vergleich mit anderen Systemen gewährlei-

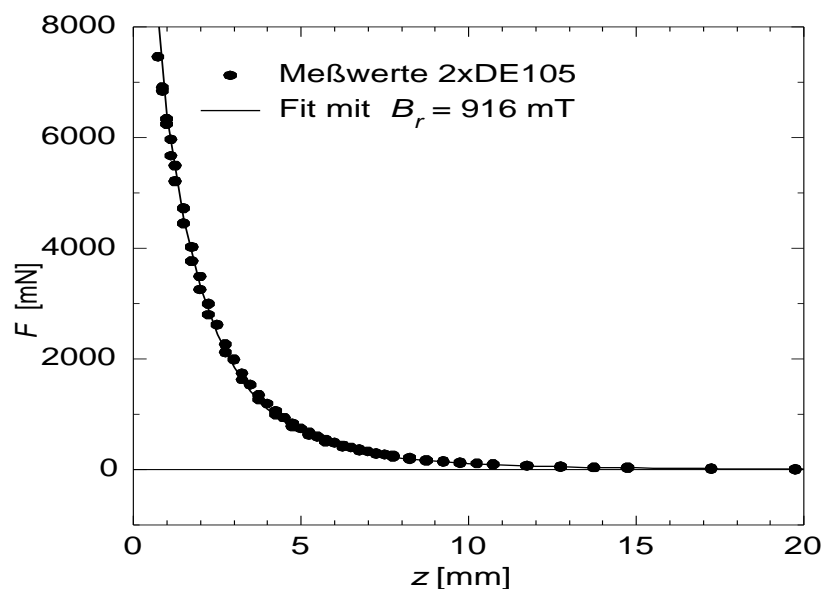


Abbildung 5.7: Abstoßende Kraft F zwischen zwei Magneten DE105 ($B_r = 916$ mT) in Abhängigkeit vom halben Abstand zwischen ihren Stirnflächen z , verglichen mit theoretischen Werte nach Gleichung (2.28).

stet. In der Regel werden dafür Vergleichsmessungen mit hochwertigen Meßgeräten oder Messungen an Proben mit bekannten physikalischen Eigenschaften benutzt. In den folgenden Abschnitten werden die Kalibrierungsmessungen für die neue Apparatur beschrieben.

5.3.1 Kraftsensor

Der Kraftsensor muß laut Vorgabe des Herstellers in regelmäßigen Abständen kalibriert werden. Dafür wird ein Testgewicht benutzt, dessen Gewichtskraft mit einer Laborwaage zu $F_T = 5255,2 \pm 0,2$ mN bestimmt wurde. Um die Kalibrierung auf einen größeren Wertebereich auszudehnen, wurde mit dem Kraftsensor die abstoßende Kraft zwischen zwei Permanentmagneten gleicher Abmessungen und gleicher Remanenz gemessen. Dazu wurde einer der Magnete in der Probenhalterung befestigt, der andere mit umgekehrter Polarisierung am Kraftmesser angebracht. Abbildung 5.7 gibt die Abhängigkeit der abstoßenden Kraft F vom halben Abstand zwischen ihren Stirnflächen z wieder.

Wie in Abschnitt 2.2.3 erwähnt, läßt sich die abstoßende Kraft zwischen zwei Magneten aus Gleichung (2.28) berechnen, indem im Falle zweier Magnete gleicher Remanenz der Faktor MB_r durch B_r^2/μ_0 ersetzt wird. Wie sich Abbildung 5.7 entnehmen läßt, stimmen die aus dieser Gleichung erhaltenen theoretischen Werte mit den Meß-

werten gut überein.

Die gute Übereinstimmung der nach [95] aus Gleichung (2.28) erhaltenen abstoßenden Kräfte und der experimentellen Werte über einen Bereich von 0 bis 7 N zeigt, daß die Eichung des Kraftsensors für diesen, im Rahmen der Arbeit nicht überschrittenen, Wertebereich gilt.

5.3.2 Charakterisierung der Permanentmagnete

Um die Remanenzen der verwendeten Permanentmagnete zu bestimmen, wurden diese mit einem Teslameter ausgemessen. Ferner wurde an verschiedenen Magneten durch Hallscans die Rotationssymmetrie ihrer Felder bzw. die Homogenität ihrer Magnetisierung überprüft. Die Meßwerte bestätigen das J_s -Modell von Abschnitt 2.2.3.

Bestimmung der Remanenzen B_r

Um die Remanenzen B_r der in Tabelle 5.1 aufgeführten Permanentmagnete zu bestimmen, wurde die Komponente B_z der Flußdichte ihres Feldes in Abhängigkeit vom Abstand z auf der Symmetrieachse gemessen. Abbildung 5.8 zeigt die Flußdichte B_z als Funktion des Abstands z von der Stirnfläche der Magneten für zwei Magnete gleicher Abmessungen, aber verschiedener Remanenzen.

Den Meßwerten wurde eine Kurve nach Gleichung (2.25) mit variablem Parameter B_r angefitet. Als zusätzlicher Parameter wurde eine Nullpunktverschiebung ζ eingeführt, die den Abstand der aktiven Fläche der Hallsonde zu der als Nullpunkt definierten Plastikummantelung angibt. Dieser Abstand bewirkt eine Verschiebung der Positionen auf der z -Achse. Aus insgesamt zehn Eichmessungen ergab sich $\zeta = (0,4 \pm 0,1)$ mm (Herstellerangabe [100]: $\zeta = 0,35$ mm). Die aus den Fits erhaltenen Remanenzen B_r wurden bereits in Tabelle 5.1 aufgeführt. Ihr Fehler kann aus dem Einzelfehler der Meßwerte des Teslameters und dem Fit zu 5% angenommen werden.

5.3.3 Hallsonde

Die Eichung der Hallsonde geschah mit den zuvor ausgemessenen Permanentmagneten. Dazu wurde der jeweilige Magnet am Kraftsensor befestigt und die Hallspannung der Sonde in Abhängigkeit vom Abstand des Magneten gemessen. Deren aktive Fläche war dabei parallel zur Stirnfläche des Magneten auf dessen z -Achse zentriert. Da die Hallspannung proportional zur Flußdichte B_z ist, gilt auch für $U_{Hall}(z)$ eine Abhängigkeit gemäß Gleichung (5.9).

Zur quantitativen Eichung der Hallsonde wurden die Messungen mit dem Magneten M8(NE257) und M10(DE205) benutzt, die sowohl bei Raumtemperatur als auch bei 77 K durchgeführt wurden. Für jeden Abstand z wurde die Flußdichte $B_z(z)$ am Ort der aktiven Fläche nach Gleichung (2.25) berechnet, wobei für die Remanenzen

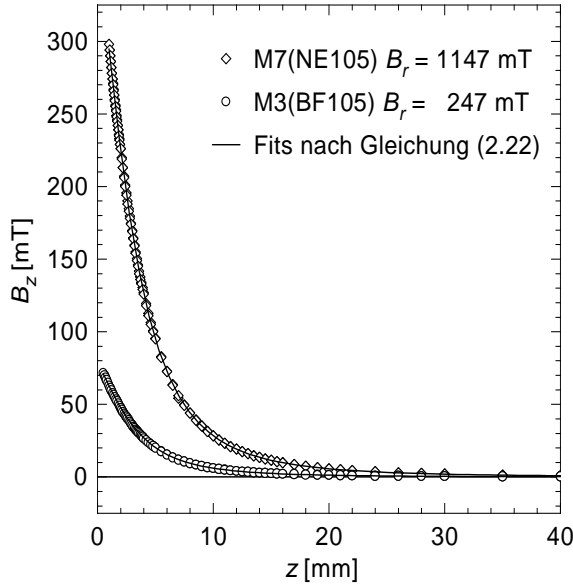


Abbildung 5.8: Flußdichte B_z gegen Abstand z von der Stirnfläche des Magneten für zwei Magnete gleicher Abmessungen, aber verschiedener Remanenzen B_r . Durchgezogene Linien: Fits nach Glg. (2.25) mit $B_r(\text{M3}) = 247 \text{ mT}$, $B_r(\text{M7}) = 1147 \text{ mT}$.

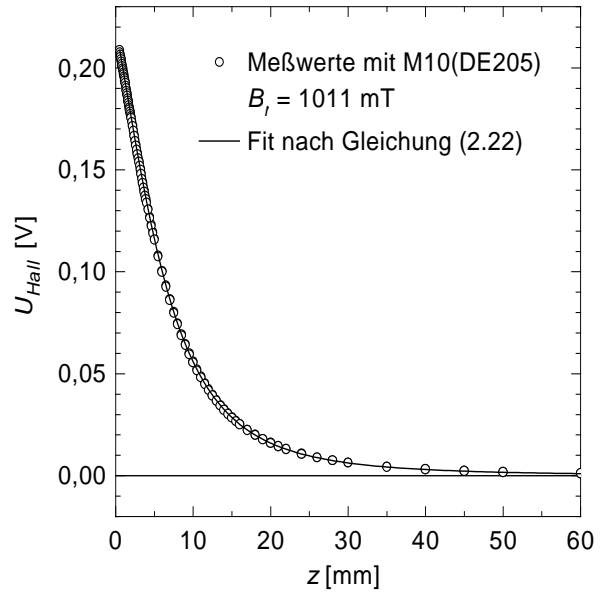


Abbildung 5.9: Hallspannung U_{Hall} gegen Abstand z von der Stirnfläche des Magneten M10(DE205), gemessen mit Hallsonde KSY10 bei Raumtemperatur. Durchgezogene Linie: Fit nach Gleichung (2.25).

B_r der Magnete die aus den Teslameter-Messungen erhaltenen Werte eingesetzt wurden. Anschließend wurde eine gewichtete lineare Regression von $U_{Hall}(z)$ gegen $B_z(z)$ durchgeführt.

Abbildung 5.10 zeigt exemplarisch die Eichgerade $U_{Hall}(z)$ gegen $B_z(z)$ aus der Messung mit dem Magneten M10(DE205) bei Raumtemperatur. Bei den Messungen in flüssigem Stickstoff schwankte die Offsetspannung, d. h. die Hallspannung bei Flußdichte $B_z = 0$, von Messung zu Messung um bis zu 10%. Dies kann an Thermospannungen in den elektrischen Zuleitungen liegen. Die Steigung der Eichgeraden $\Delta U_{Hall}/\Delta B$ war aber bei allen Messungen in flüssigem Stickstoff innerhalb der Fehler gleich groß.

Der Umrechnungsfaktor von gemessener Hallspannung in entsprechende Flußdichte resultiert als Kehrwert der Steigung der Regressionsgeraden $U_{Hall}(z)$ gegen $B_z(z)$, gemittelt aus jeweils zwei Eichmessungen, zu:

$$\begin{aligned} \Delta B/\Delta U_{Hall} &= (1,102 \pm 0,005) T/V \quad \text{für } T = 293 \text{ K} \\ \Delta B/\Delta U_{Hall} &= (0,81 \pm 0,01) T/V \quad \text{für } T = 77 \text{ K} \end{aligned} \quad (5.1)$$

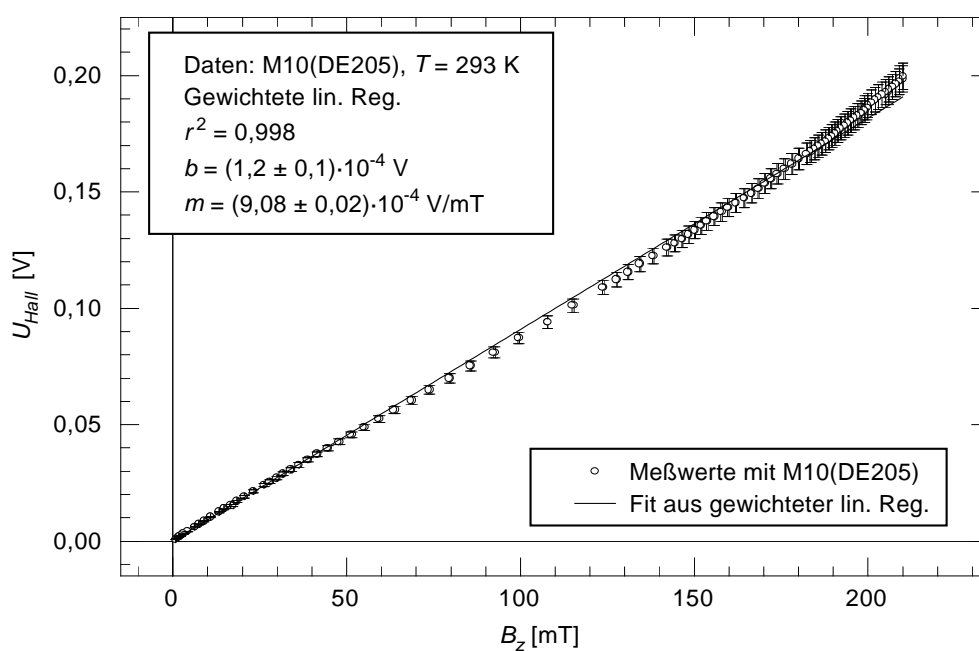


Abbildung 5.10: Hallspannung U_{Hall} in Abhängigkeit von der nach Gleichung (2.25) berechneten Flußdichte B_z am Ort der aktiven Fläche der Hallsonde, gemessen bei Raumtemperatur mit Magnet M10(DE205). Durchgezogene Linie: Gerade aus gewichteter linearer Regression.

Kapitel 6

Messung der Levitationskraft und Vergleich mit Modellen

Mit der im Kapitel 5 beschriebenen Apparaturen wurde die Levitationskraft zwischen verschiedenen Magneten und unterschiedlichen Supraleitern vermessen. Alle Messungen fanden bei einer Temperatur von 77 K statt. Dies ermöglicht zum einen eine einfache, offene Bauweise des Systems. Zum anderen sind auch viele mögliche Anwendungen auf eine einfache Kühlung mit flüssigem Stickstoff angewiesen. Mit modernen Kryogeneratoren lassen sich zwar leicht tiefere Temperaturen erreichen, jedoch erfordern sie einen deutlich aufwendigeren experimentellen Aufbau, da dann der Supraleiter unter Vakuum gehalten werden muß, um zu starke Wärmezufuhr von außen zu verhindern. Der Bewegungsmechanismus müßte dann entweder mit ins Vakuumsystem eingebaut werden, was auch ihn deutlich aufwendiger macht, oder aber der minimale Abstand zwischen Magnet und Supraleiter muß auf die Dicke der Isolation (typisch einige Millimeter) heraufgesetzt werden.

Da der Gewinn in der Levitationskraft durch Absenken der Temperatur mit steigender Probenqualität deutlich abnimmt [103], wurde auf einen Aufbau mit Kryokühler verzichtet.

In den nachfolgenden Abschnitten werden wichtige Meßergebnisse an ausgewählten Proben demonstriert.

6.1 Schmelztexturiertes YBCO

Die wichtigste Anwendung der magnetischen Levitation ist der Bau reibungsarmer Lager. Für diese Anwendung werden schmelztexturierte Massivproben aus YBCO als aussichtsreichstes Material angesehen. Deshalb wurden die Experimente in Wuppertal auch hauptsächlich mit diesem Material durchgeführt. Besonders die ersten Untersuchungen der Abhängigkeit der Levitationskraft von der Geometrie der Supraleiter und

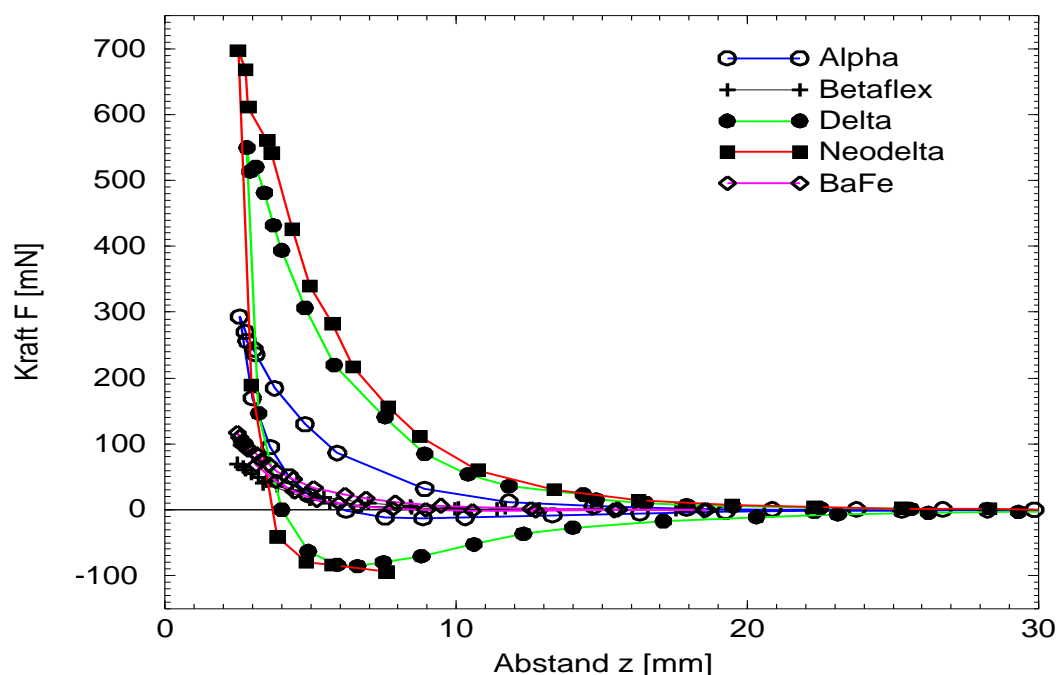


Abbildung 6.1: Levitationskraft zwischen verschiedenen Magneten und der Probe P-SO-13 aufgetragen gegen den Abstand.

der Magneten wurden mit schmelztexturierten Proben durchgeführt.

Es zeigt sich, daß die schmelztexturierten Proben zum Verständnis der Physik der supraleitenden magnetischen Levitation durch ihre Inhomogenität und Anisotropie ungünstige Bedingungen mit sich bringen. Deshalb wurden zur Untersuchung der Physik auch Messungen mit Supraleitern aus anderen Herstellungsprozessen unternommen. Die einfachen gesinterten YBCO-Supraleiter sind im Gegensatz zu den schmelztexturierten auf einer Skala größer $100\ \mu\text{m}$ homogen und isotrop. Sie zeigen jedoch nur geringe kritische Stromdichten. Als zweite Alternative zu dem schmelztexturierten Material wurden Messungen an epitaktischen Dünnschichten durchgeführt. Diese können im Gegensatz zu den Massivproben als zweidimensional betrachtet werden. Dadurch ist die Ebene, in der die supraleitenden Ströme fließen können, festgelegt. Dies vereinfacht stark den Modellansatz. Im Abschnitt 6.3 werden Messungen an allen drei Probensorten gegenübergestellt.

6.1.1 Abhängigkeit der Kraft von geometrischen Parametern

Eine der ersten Fragen, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurde, war, welche geometrischen Verhältnisse zwischen Magnet und Supraleiter sich für die Messung und Anwendung der Levitation als günstig erweisen. Dabei kann nach sowohl technischen

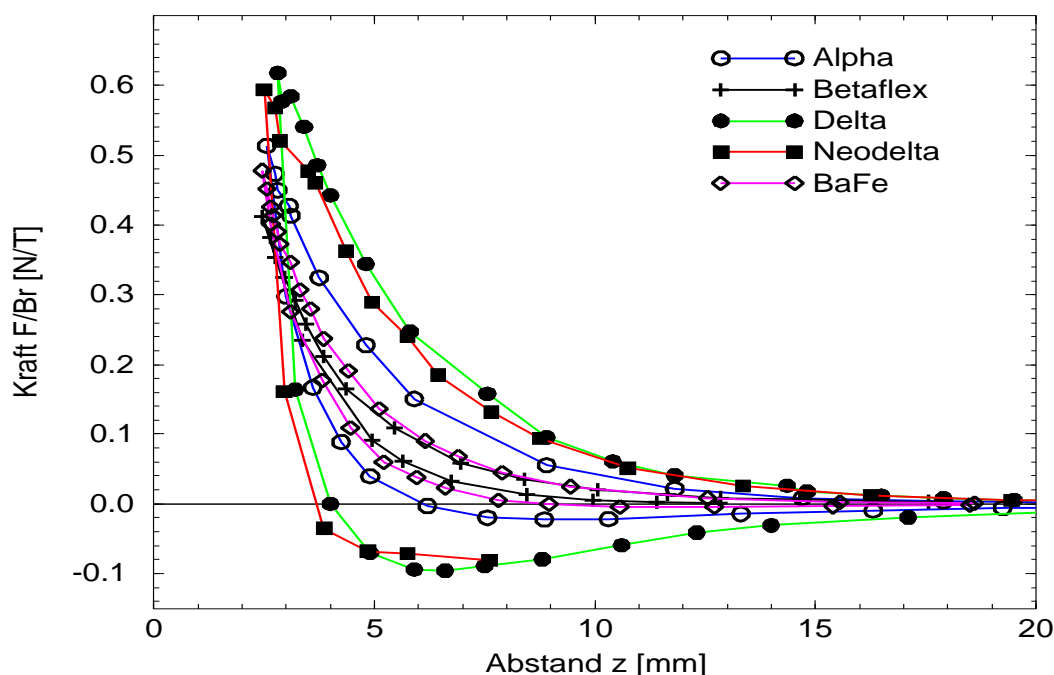


Abbildung 6.2: Gleiche Messung wie in Abb. 6.1 wobei die Kraft mit der Remanenz des jeweiligen Magneten normiert wurde.

als auch ökonomischen Gesichtspunkten optimiert werden.

- Zu einer gegebenen Geometrie (Durchmesser, Dicke) des Supraleiters wird die Magnetgeometrie mit der größten Kraft gesucht.
- Zu einer gegebenen Geometrie des Magneten wird die Geometrie des Supraleiters gesucht, die das Magnetfeld vollständig ausnutzt.
- Gesucht wird die Geometrie des Supraleiters und des Magneten, die bei den derzeitigen Preisen die wirtschaftlich günstigste Kombination darstellt (Kraft zu Kosten Optimum).

Eine weitere Frage, die es zu klären galt, war, wie sich die eigenen Proben und die daran erzielten Meßergebnisse mit den Ergebnissen anderer Institute vergleichen lassen. Dieser direkte Vergleich der physikalischen Eigenschaften der Supraleiter (vor allem der 'Levitationsfähigkeit') erweist sich als recht schwierig, da die maximal abstoßende Kraft zwischen einem Supraleiter und einem Magneten von folgenden Parametern zum Teil nichtlinear abhängt:

1. Minimaler Abstand zwischen Supraleiter und Magnet
2. Remanenzfeldstärke des Magneten

3. exakte Geometrie des Magneten
4. exakte Geometrie des Supraleiters
5. maximale Stromtragfähigkeit des Supraleiters
6. Pinning-Eigenschaften des Supraleiters

Die beiden letzten Parameter sind im Levitationsexperiment selbst nicht direkt beeinflussbar. Sie bestimmen die Qualität der Probe und sind somit das eigentliche Ziel der Untersuchung. Fehlt bei einer Veröffentlichung über eine Levitationsmessung auch nur einer der anderen Parameter, so läßt sich die dort veröffentlichte Kraft-Abstands-Kurve oder gar nur eine maximale Kraft nur schwer oder gar nicht mit anderen Messungen vergleichen.

Abhängigkeit von der Remanenz

Um die Abhängigkeit der Levitationskraft von der Remanenz des benutzten Magneten zu bestimmen, wurde an einer Probe mit verschiedenen starken Magneten gleicher Geometrie Kraft-Abstands-Messungen durchgeführt. Der Durchmesser D_M der Magneten beträgt 10 mm, die Höhe $H_M = 5$ mm. In Tabelle 5.1 sind die restlichen Kenndaten der Magneten aufgeführt. In der Abbildung 6.1 ist die Kraft verschiedener Magnete auf eine schmelztexturierte Probe mittlerer Qualität gegen den Abstand aufgetragen. Die Magneten haben alle die gleiche Geometrie und unterscheiden sich nur im Material und damit in der Remanenz B_r . Wie man sofort sieht, lassen sich die verschiedenen Kraft-Abstands-Kurven nicht durch eine einfache lineare Skalierung ineinander überführen. Dies verdeutlicht auch die Abbildung 6.2, in der die Kräfte mit der maximalen Remanenz normiert sind.

Auffällig ist, daß die Kurven der Magneten aus BaFe und Betaflex in dieser Darstellung innerhalb der Fehler identisch sind. Sie zeigen beide nur eine geringe Hysterese fläche. Die Magneten Delta und Neodelta hingegen haben auch eine innerhalb der Fehler identische Meßkurve, jedoch mit einer sehr großen Hysterese und damit auch anziehender Kraft. Wie in Kapitel 3.4.1 gezeigt wurde, ist dies ein Zeichen dafür, daß die maximale Feldstärke der Magneten BaFe und Betaflex kleiner als eine kritische Feldstärke H_B bleibt und somit diese Magneten der magnetische Fluß den Supraleiter nicht vollständig durchdringt. Bei den Magneten Delta und Neodelta wird diese kritische Feldstärke schon im relativ großen Abstand z erreicht. Sie können deshalb das Magnetfeld vollständig in den Supraleiter drücken und somit nach dem Bean-Modell eine große Hysterese in der Kraftmessung bewirken.

Trägt man die Kraft im Abstand von 2,5 mm der fünf Magneten gegen die korrespondierende Flußdichte $B(2,5 \text{ mm})$ auf, so zeigt sich ein lineares Verhalten (Abbildung 6.3). Nach der Gleichung 3.4 kann man daraus schließen, daß die kritische

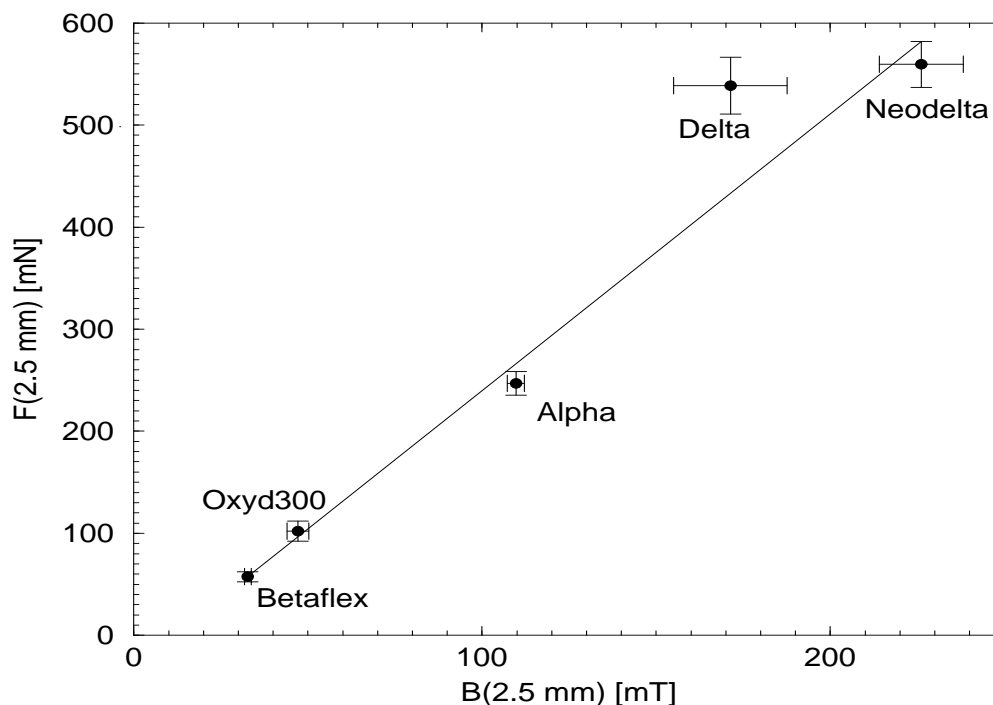


Abbildung 6.3: Die maximale Kraft jeder Meßkurve aus 6.1 gegen die Remanenz der Magnete.

Stromdichte bis zur maximalen Feldstärke von etwa 250 mT konstant ist. Damit ist das Bean-Modell für die schmelztexturierten YBCO anwendbar.

6.1.2 Abhängigkeit der Levitationskraft von der Geometrie

Die Kraft zwischen einem Permanentmagneten und einem Supraleiter hängt nicht nur von der Remanenz des Magneten und dem Abstand z ab, sondern auch von den Abmessungen des Magneten sowie des Supraleiters. Um diese Abhängigkeiten zu untersuchen, geht man am Besten so vor, daß man nacheinander einen der vier Parameter (D_M, H_M, D_S, H_S) unter Konstanthaltung der drei anderen variiert.

Für die Parameter des Supraleiters ist diese Variation nicht ohne weiteres durchführbar, da dabei die Qualität des Supraleitermaterials nicht konstant gehalten werden kann. Auch ein stückweises Abdrehen verbietet sich, da auch hier die Qualität des dann aktiven Materials stark schwanken kann. Jedoch kann die qualitative Abhängigkeit von der Geometrie des Supraleiters leicht durch einfache Überlegungen

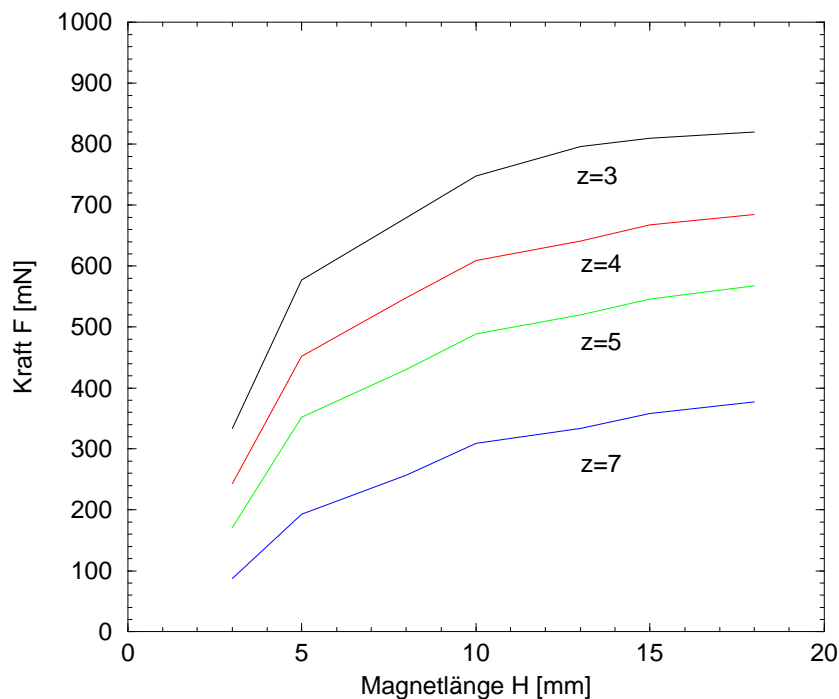


Abbildung 6.4: Gemessene Kraft im Abstand z gegen die Länge des Magneten.

erschlossen werden. Mit zunehmendem Durchmesser des Supraleiters wird die Kraft für einen Abstand anwachsen und sich asymptotisch einem festen Wert für den quasi unendlich ausgedehnten Supraleiter annähern.

Auch für die Höhe H_S des Supraleiters wird sich die Kraft einem Maximalwert annähern, ab der der Supraleiter so dick ist, daß er das Magnetfeld vollständig abschirmen kann.

Die Parameter des Magneten lassen sich zumindest in diskreten Schritten leicht variieren, da es von einem Hersteller Magnete verschiedener Abmessungen gibt. Bei der ersten Meßreihe ist die Länge des Magneten schrittweise erhöht worden. Dies wurde zum Teil auch durch Stapeln mehrerer Magnete erreicht. So ist die Länge von 8 mm z.B. durch Kombination eines NE103 und eines NE105 erreicht worden. Die Kraft für verschiedene Abstände z ist in Abbildung 6.4 gegen die Höhe des Magneten aufgetragen. Wie erwartet, nähert sich die Kraft asymptotisch einem Maximum an. Dies liegt hauptsächlich daran, daß auch die Oberflächenfeldstärke der Magneten mit zunehmender Höhe sich dem Grenzwert für einen unendlich langen Magneten annähert.

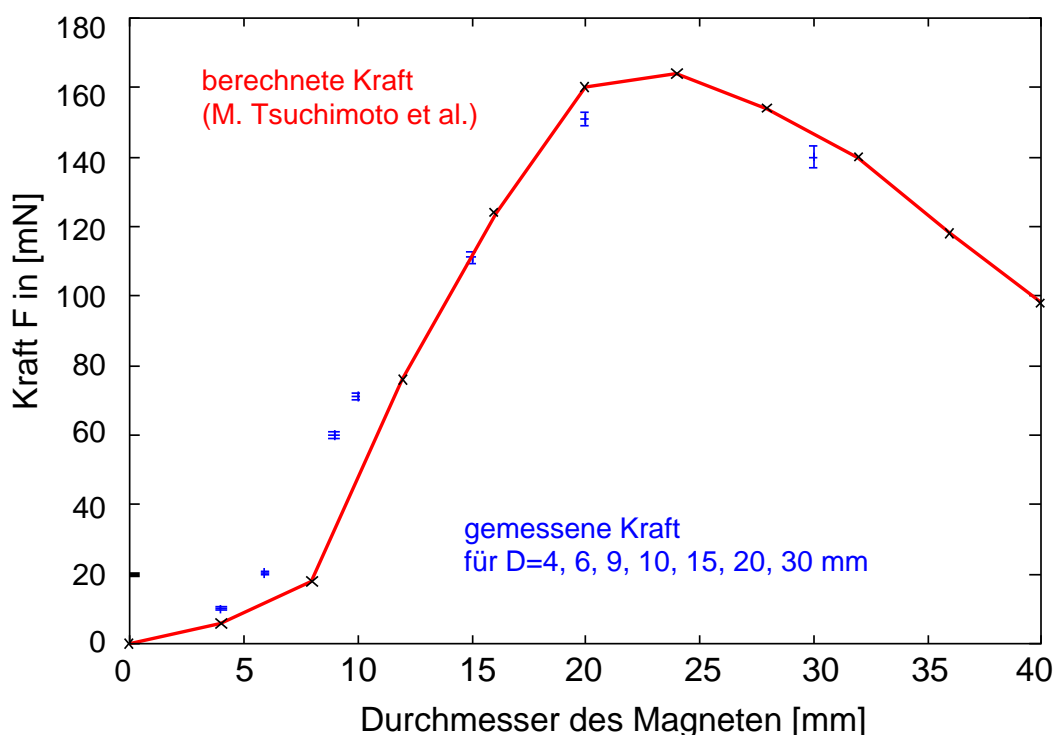


Abbildung 6.5: Kraft im Abstand 2,5 mm zwischen Supraleiter und Magneten aufgetragen gegen den Durchmesser des Magneten. Die durchgezogene Linie stammt aus einer Simulation [105].

Als zweites wurde der Durchmesser des Magneten variiert. Die Länge der Magneten wurde auf 5 mm festgesetzt. Die Meßreihe beginnt mit einem Magneten mit einem Durchmesser von 4 mm und geht bis zu einem Magneten mit $D = 30$ mm. Zusätzlich ist in Abbildung 6.5 noch die berechnete Kraft für verschiedene Magnetdurchmesser aufgetragen, wie sie von M. Tsuchimoto et al. in [105] berechnet wurden. Es zeigt sich, daß bei Vergrößerung des Magnetdurchmessers die Kraft zwischen Magnet und Supraleiter erst schnell anwächst und dann bei Erreichen des Durchmessers des Supraleiters in ein Maximum überzugehen. Bei weiterem Vergrößern des Magneten nimmt die Kraft sogar wieder ab. Dies liegt daran, daß bei so stark scheibenförmigen Magneten die Oberflächenfeldstärke mit zunehmenden Durchmesser sinkt. Die maximale Flußdichte in der Mitte der Stirnfläche eines Zylindermagneten ist nicht von seinen absoluten Abmessungen abhängig, sondern nur von dem Dicken zu Durchmesser Verhältnis (s. Kapitel 2.2.3, besonders Gl. 2.22 und 2.25).

Da, wie oben erwähnt, die Variation der Supraleiterabmessungen bei Beibehaltung der supraleitenden Eigenschaften nicht möglich ist, wurde zur Untersuchung ihres Ein-

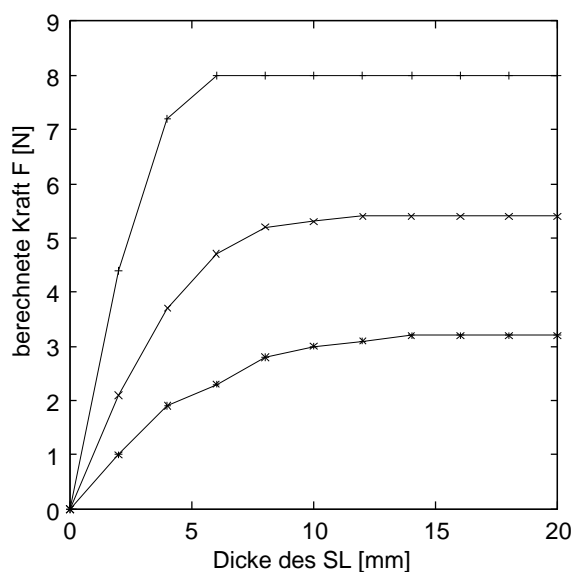


Abbildung 6.6: Berechnete Kraft zwischen Magnet und Supraleiter aufgetragen gegen die Dicke des Supraleiters.

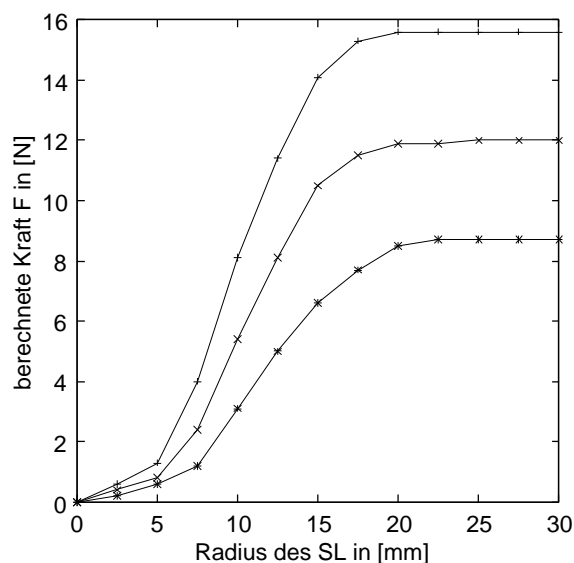


Abbildung 6.7: Berechnete Kraft zwischen Magnet und Supraleiter aufgetragen gegen den Radius des Supraleiters.

flusses auf die Levitationskraft auf Simulationen zurückgegriffen. Für diese Überlegungen ist das in Kapitel 3.3 beschriebene Diamagnetische Modell vollständig ausreichend. Die mit diesem Modell gewonnen Aussagen sind in sehr guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen des komplexeren Modells von M. Tsuchimoto et al. [105]. In Abbildung 6.6 ist die berechnete Kraft zwischen Supraleiter und Magnet gegen die Dicke des Supraleiters aufgetragen. Als Parameter der drei Kurven wurde die Qualität des Supraleiters variiert. Die anderen geometrischen Größen, Radius und Länge des Magneten (R_M und H_M), sowie der Radius des Supraleiters R_S wurden dabei konstant bei $R_M = H_M = R_S = 10$ mm gehalten. Der Abstand z zwischen Supraleiter und Magnet betrug 3 mm. Die Kraft wächst dann mit zunehmender Dicke des Supraleiters schnell an und erreicht bei $H_S \approx H_M$ den jeweiligen Sättigungswert.

In Abbildung 6.7 wurde der Radius des Supraleiters variiert. Die drei Kurven wurden wieder für verschiedene Qualitäten des Supraleiters berechnet. Auch hier wächst die Kraft zwischen Magnet und Supraleiter zunächst schnell an, um dann ab etwa $R_S \approx 2 \times R_M$ in Sättigung zu gehen.

Da der Durchmesser der hergestellten Proben je nach Herstellungsverfahren und Temperaturprofil trotz gleicher Größe des Preßlings leicht variieren kann, wurde für die Untersuchungen ein Verhältnis der Durchmesser von $D_S : D_M = 2,2 : 1$ gewählt. Damit befindet man sich im konstanten Bereich in Abbildung 6.7 und eine Variation des Probendurchmessers von bis zu 10 % hat nahezu keinen Einfluß auf die Kraft.

6.1.3 Maximale Kraft bei gegebener Geometrie

Legt man die Abmessungen der Probe und des Magneten sowie den minimalen Abstand zwischen ihnen fest, so kann man die Levitationsmessung zur Untersuchung der Materialeigenschaften benutzen. Zwar ist dann der exakte Zusammenhang zwischen den geometrischen Größen und der Kraft nicht bekannt, er ändert sich jedoch auch nicht. Deshalb kann aus dem Vergleich der maximal gemessenen Kraft direkt auf die Probenqualität geschlossen werden. Damit diese Vergleiche auch mit anderen Instituten, die auf diesem Gebiet arbeiten, gemacht werden können, einigten sich die Mitglieder der *Arbeitsgruppe Levitation* (IPHT Jena, FZ Karlsruhe, IFW Dresden, Uni Göttingen, BUGH Wuppertal) auf einige Proben- und Magnetgrößen, mit denen die Vergleichsmessungen durchgeführt werden. Außerdem wurden durch Austausch von Proben und Meßprotokollen die verschiedenen Meßsysteme verglichen.

Sind die Größen des Magneten und des Supraleiters festgelegt, gilt für die Kraft F :

$$F = G \cdot j(B_{ext}, \text{Material}) \cdot B_{ext} \quad (6.1)$$

$$G = \text{const} \quad \forall \text{ Proben}$$

Dabei ist G ein rein geometrischer Faktor. Sämtliche Materialeigenschaften sind dann in j enthalten. Bei konstantem G liefern also die verschiedenen Kraft-Flußdichte-Kurven eine Aussage über die supraleitenden Eigenschaften der Proben.

6.1.4 Wahl der optimalen Geometrie

Zuerst wurde die günstigste Probengröße festgelegt. Zum einen sollten die Proben so groß sein, daß sie gut meßbare Kräfte erzeugen (d.h. $F_{max} > 0.1 \text{ N}$). Zum anderen sollte der Materialeinsatz pro Probe nicht zu groß sein, da sonst nur weniger Proben hergestellt werden konnten. Als guter Kompromiß erwies sich die Probengröße des Grünlings auf einen Durchmesser von 25 mm und eine Höhe von 8 bis 10 mm festzulegen. Die dafür notwendige Pulvermenge liegt bei 15 bis 20 g. Nach dem Schmelztexturierungsprozeß liegen die Abmessungen dann bei einem Durchmesser von 20.5 bis 22 mm und einer Höhe von 6 bis 8 mm, je nach Stärke der Schrumpfung.

Die Größe des Testmagneten folgt direkt aus den oben genannten Abmessungen. Der Durchmesser des Magneten sollte so gewählt werden, daß er zwar möglichst groß ist (bessere Auf—lösung), jedoch nicht so groß, daß die Varianz des Probendurchmessers sich stark bemerkbar macht. Aus den Untersuchungen in den Abschnitten (6.1.1) und (6.1.2) folgt dann, daß der Durchmesser des Magneten knapp unterhalb des Durchmessers des Supraleiters liegen soll. Es wurde deshalb ein Durchmesser von 10 mm festgelegt.

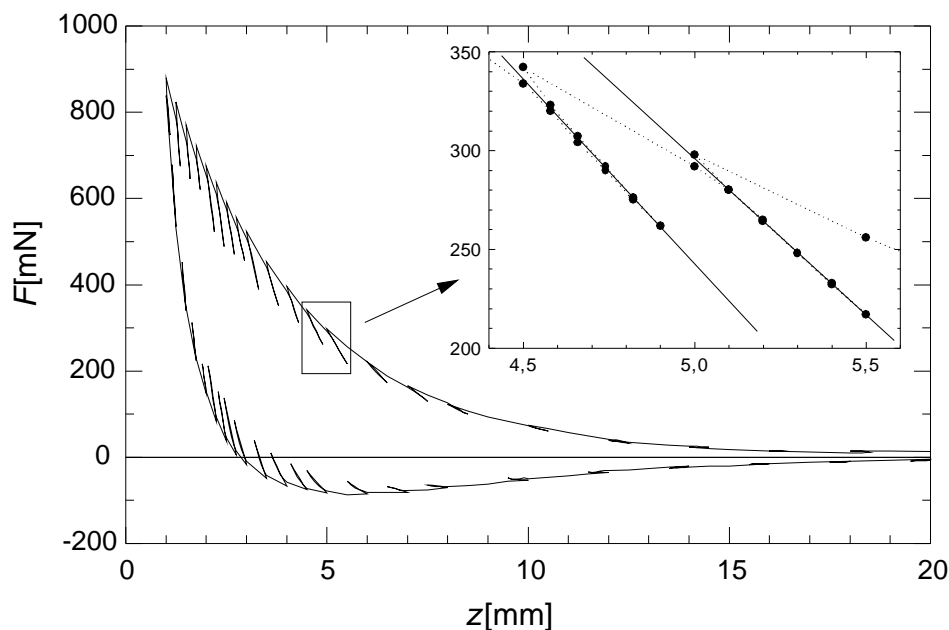


Abbildung 6.8: Levitationskraft F gegen Abstand z zwischen Probe (S00D-3) und Stirnfläche des Magneten (DE105) bei Minor-Loop-Messung. Inset: Zwei Minor Loops mit Regressionsgeraden; die punktierte Linie dient der Veranschaulichung.

6.2 Magnetische Steifigkeit

Unter der Steifigkeit eines Lagers versteht man allgemein die Größe der Gegenkraft am Lager, die bei kleinen Verschiebungen aus einer Ruhelage auftritt. Bei einer Hysterese-freien Kraft-Abstands-Kurve entspricht die Steifigkeit genau der Steigung. Bei einer Hysterese-behafteten Kurve muß die Steifigkeit explizit durch Messungen der Kraft in kleinen Unterschleifen — den sogenannten Minor Loops — bestimmt werden.

Dafür wird der Magnet in bestimmten Positionen über dem Supraleiter ein kurzes Stück δz entgegen der momentanen Bewegungsrichtung verschoben. Die Steifigkeit η ist dann definiert als:

$$\eta = \frac{\delta F}{\delta z} \quad (6.2)$$

Die Länge dieser Schleifen sind dabei so klein zu wählen, daß die Kraft in ihrem Verlauf ein möglichst reversibles, Hysterese-freies Verhalten zeigt, jedoch so groß, daß die Steigung η mit hinreichender Genauigkeit bestimmt werden kann.

In Abbildung 6.8 ist eine solche Minor Loop Messung mit einer Ausschnittsvergrößerung dargestellt. Gut zu erkennen ist, daß die Schrittweite δz , um die der Magnet in den Schleifen verschoben wurde, für größere Abstände größer gewählt wurde, damit die Kraftänderung hinreichend groß ist. Weitere Ergebnisse der Minor-Loop-Messungen werden in Abschnitt 6.3.6 präsentiert.

6.3 Vergleich mit gesinterten Supraleitern und epitaktischen Filmen

Neben den Messungen an schmelztexturierten Massivproben wurden auch Untersuchungen an Supraleitern aus anderen Herstellungsprozessen untersucht.

6.3.1 Ausgewählte Proben

Die ausgewählten Proben repräsentieren drei typische Arten von Hochtemperatursupraleitern aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Die ersten drei der vier Proben, die im folgenden kurz charakterisiert werden, wurden an der BERGISCHEN UNIVERSITÄT WUPPERTAL hergestellt. Für eine ausführlichere Darstellung der Präparation schmelztexturierter Massivproben sei auf Abschnitt 4 verwiesen.

- Bei der Probe „SB110“ handelt es sich um einen c -Achsen-texturierten, epitaktisch aufgewachsenen Film.¹ Von den anderen Proben unterscheidet ihn insbesondere die nahezu zweidimensionale Probengeometrie. Er hat als quasi einkristalliner Supraleiter im Verhältnis zu den anderen Proben eine hohe kritische Stromdichte j_c . Für eine Wuppertaler Filmprobe sind sowohl T_c als auch j_c untypisch niedrig [11].
- Die gesinterte Massivprobe „Sinter-1“ ist eine hochgradig polykristalline, untexturierte Massivprobe aus gepreßtem und gesintertem $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Pulver [59, 57, 89].
- Die schmelztexturierte Massivprobe „S00D-3“ besteht aus mehreren gut texturierten Bereichen makroskopischer Größe („Körnern“) mit dazwischenliegenden Zonen amorphen Materials. Ausgangsmaterial des Präparationsprozesses ist $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ mit einem Zusatz von 10 % Ag_2O [59, 57, 89].
- Die schmelztexturierte Massivprobe „JC284“ gehört zu derselben Probenart wie die Probe S00D-3. Sie kann als typisch für die 1996 im INSTITUT FÜR PHYSIKALISCHE HOCHTECHNOLOGIE JENA (IPHT) hergestellten hochtemperatursupraleitenden Massivproben angesehen werden. Ausgangsmaterial ist $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Pulver mit Zusätzen von 20 % Y_2O_3 und 1 Gew.-% Platin [45, 37].

Tabelle 6.1 zeigt die wichtigsten Parameter der vier hier betrachteten Proben im Überblick. Die kritischen Stromdichten j_c sind dabei nur als Angaben der Größenordnung zu verstehen, da die Werte zum Teil an anderen, vergleichbaren Proben und zudem mit unterschiedlichen Methoden gemessen wurden. Auch die Sprungtemperaturen der Massivproben sind von Messungen anderer, ähnlicher Proben übertragen worden.

¹Zur Herstellung supraleitender Filme sei auf die Arbeiten von S. Bröer [12], M. Lenkens [62] und H. Schlick [99] verwiesen.

Probe	h_b	$2 r_b$	ρ	$j_c(77 \text{ K})$	T_c	Referenz
	[mm]	[mm]	[g/cm ³]	[A/cm ²]	[K]	
SB110	$5 \cdot 10^{-4}$	25,4	–	10^6	90	[12]
Sinter-1	4,8	21,2	5,9	10^2 (intergranular) 10^4 (intragranular)	92	[52]
S00D-3	6,8	21	5,8	$10^3 \dots 10^4$	92	[34]
JC284	9,4	29	5,7	$10^3 \dots 10^4$	92	[45, 37]

Tabelle 6.1: Parameter der ausgewählten Proben

6.3.2 Abstandsabhängigkeit

An alle oben aufgeführten Proben wurde als erstes Charakteristikum jeweils die Abstandsabhängigkeit der Kraft zwischen dem Supraleiter und dem Referenzmagneten (NE105) gemessen.

An allen vier Proben wurde eine zfc-Messung mit dem Magneten DE105 durchgeführt. Abbildung 6.9 zeigt die Abhängigkeit zwischen Levitationskraft F und Abstand z zwischen Probe und Magnet.

Diese Meßkurven werden im folgenden auf der Grundlage der verschiedenen, in Kapitel 3 vorgestellten Modelle zur Levitationskraft interpretiert. Anschließend werden die in den Unterabschnitten gewonnenen Erkenntnisse über Anwendbarkeit und Aussagekraft der einzelnen Modellvorstellungen zusammengefaßt.

6.3.3 Interpretation der zfc-Messungen im Rahmen verschiedener Modelle

Verifikation empirisch gefundener Relationen.

In einer der frühen Arbeiten über supraleitende Levitation von F. C. Moon et al. [76, 75] wurde bei zfc-Messungen die Levitationskraft bei Annäherung des Magneten empirisch durch ein Exponentialgesetz der Form

$$F = F_0 e^{-\beta z} \quad (6.3)$$

beschreiben. Abbildung 6.10 bestätigt diese Abhängigkeit für alle vier Proben, trotz ihrer unterschiedlichen Abmessungen und Modifikationen. Die Abbildung zeigt die Meßwerte der vier Proben in halblogarithmischer Darstellung mit Fits nach Gleichung 6.3. Der Anstieg der Kraft zu kleineren Abständen hin läßt sich für alle Proben gut durch den jeweiligen Fit beschreiben. Interessanterweise gehorcht auch der Abfall der Kraft bei wieder zunehmendem Abstand des Magneten zunächst einem Exponentialgesetz.

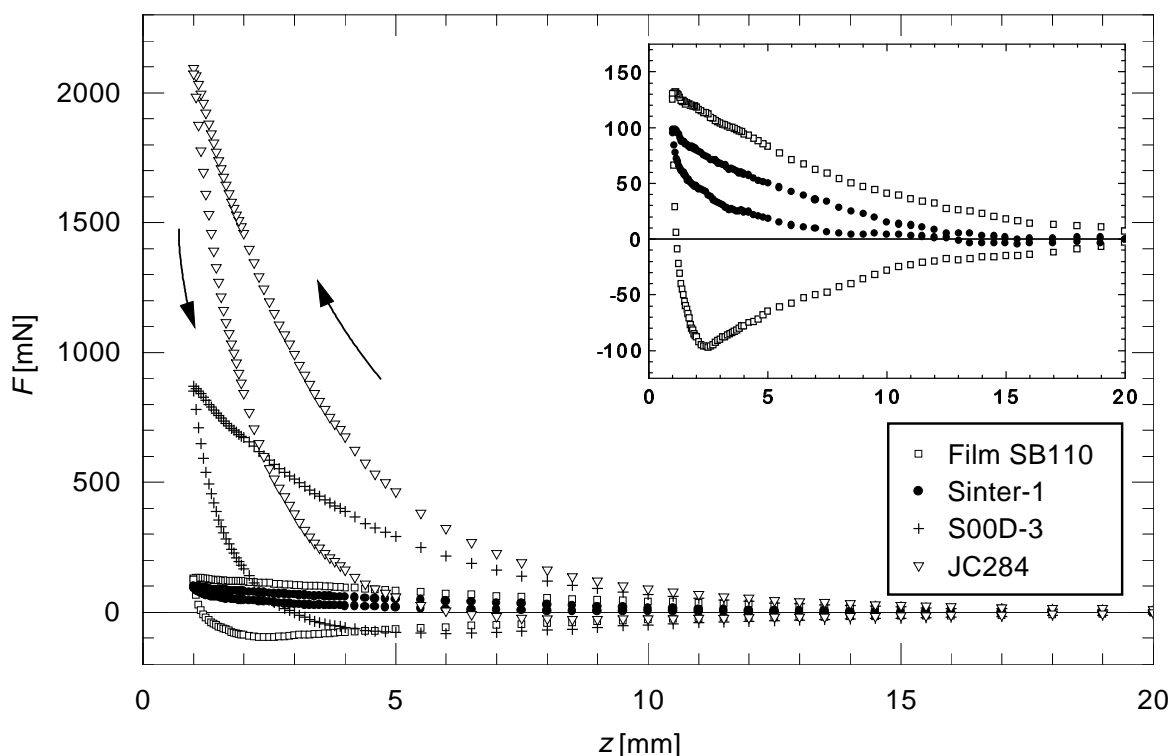


Abbildung 6.9: Levitationskraft F gegen Abstand z zwischen Probe und Stirnfläche des Magneten M9(DE105) bei zfc-Messung. Minimaler Abstand $z_0 = 1$ mm. Inset: Werte der gesinterten Probe und des Films.

Tabelle 6.2 zeigt die aus einer Regression gewonnenen Parameter der Fits und die aus diesen Fits durch Einsetzen von $z_0 = 1$ mm berechnete Kraft $F_{1\text{mm}}$ im minimalem Abstand Probe–Magnet. Für alle Proben stimmt die aus dem Fit berechnete Kraft $F_{1\text{mm}}$ mit dem entsprechenden Meßwert $F_{\text{meß}}(z_0 = 1\text{ mm})$ im Rahmen des Fehlers überein.

Analog zur Absolutkraft nimmt der Betrag des Parameters β , der die Steigung der Geraden in Abbildung 6.10 angibt, von der Filmprobe SB110 über die Wuppertaler schmelztexturierte Probe S00D-3 zur Jenaer Probe JC284 hin zu. Umgekehrt ist der Abfall der Kraft bei Fortbewegung des Magneten am steilsten bei der Filmprobe, am flachsten bei der Jenaer Probe.

Obwohl die gesinterte Probe im Verhältnis zu den drei anderen Proben nur schwache Pinning-Kräfte aufweist, gehorchen ihre Meßwerte ebenso wie die der anderen Proben dem erwähnten Exponentialgesetz. Der hier gefundene Wert $\beta = (0,17 \pm 0,02)\text{ mm}^{-1}$ weicht allerdings stark von dem in Referenz [73] für gesinterte $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Proben angegebenen Wert $\beta = 0,6\text{ mm}^{-1}$ ab. Leider finden sich in [73] keine Angaben zu den

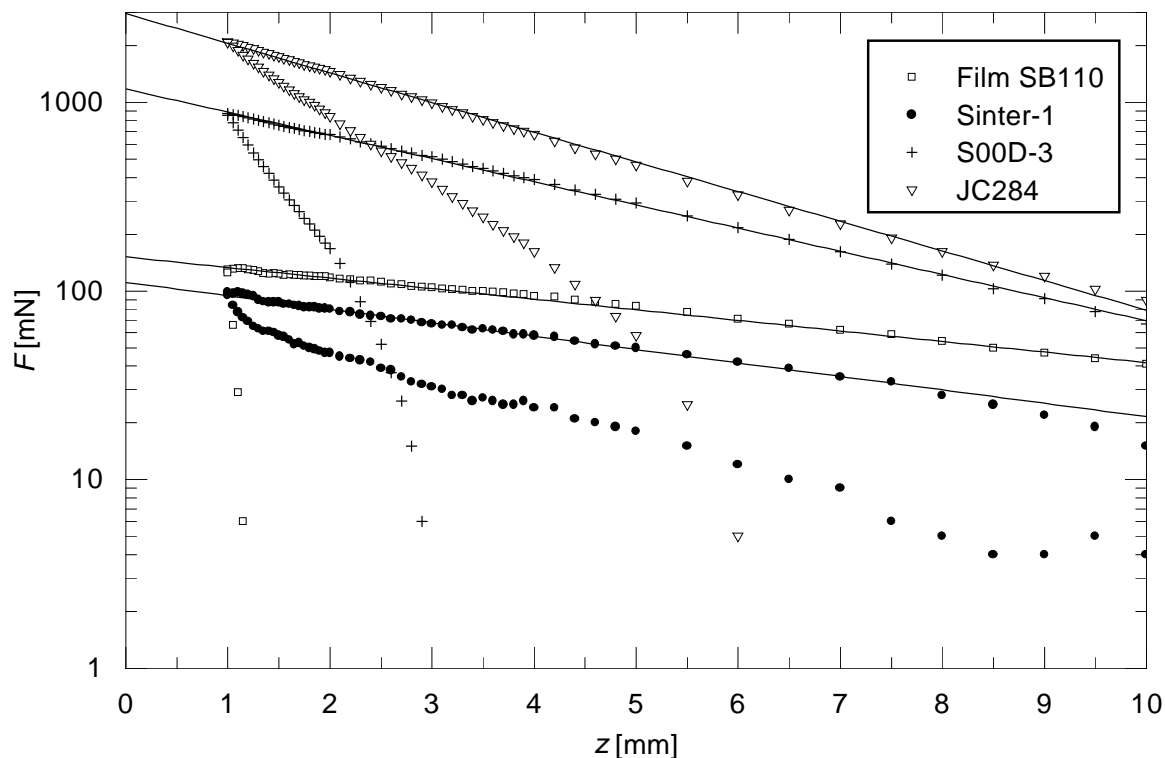


Abbildung 6.10: Levitationskraft F gegen Abstand z des Magneten in halblogarithmischer Darstellung für $z \leq 10$ mm. Durchgezogene Linien: Exponentialfits nach Gleichung (6.3), Parameter siehe Tabelle 6.2.

Probe	F_0	β	$F_{1\text{mm}}$	$F_{1\text{mm}}/\mathcal{F}_{1\text{mm}}^{\text{max}}$
	[mN]	[mm ⁻¹]	[mN]	
SB110	150 ± 3	$0,123 \pm 0,007$	133 ± 3	2,1 %
Sinter-1	113 ± 5	$0,169 \pm 0,016$	95 ± 5	1,5 %
S00D-3	1148 ± 6	$0,273 \pm 0,002$	874 ± 5	13,9 %
JC284	3071 ± 9	$0,378 \pm 0,001$	2104 ± 7	33,4 %

Tabelle 6.2: Parameter der Fits an die Meßkurven nach Gleichung (6.3), $F_{1\text{mm}}$ aus Fit sowie Vergleich mit maximal möglicher Kraft $\mathcal{F}_{1\text{mm}}^{\text{max}}$ eines idealen, unendlich ausgedehnten Supraleiters. Der relative Fehler von $F_{1\text{mm}}/\mathcal{F}_{1\text{mm}}^{\text{max}}$ ist kleiner als 6 %.

Abmessungen oder der Remanenz des verwendeten Magneten. Die in Referenz [32] angegebenen Werte von F_0 und β für verschiedene gesinterte Proben sind von derselben Größenordnung wie die hier gefundenen. Zur Messung wird in [32] ein NdFeB-Magnet

Probe	Minor-Loop-M.			zfc-Messung			fc-Messung			
	F_{max}	F_{min}	z_{min}	F_{max}	F_{min}	z_{min}	F_{max}	F_{min}	z_{min}	$F_{Cooling}$
	[mN]	[mN]	[mm]	[mN]	[mN]	[mm]	[mN]	[mN]	[mm]	[mN]
SB110	142	-95	2,5	132	-97	2,5	130	-120	2,0	20
Sinter-1	107	-	-	98	-	-	96	-	-	63
S00D-3	879	-87	5,5	871	-82	6,0	542	-331	2,4	28
JC284	1995	-34	8,0	2094	-29	8,5	756	-707	2,9	27

Tabelle 6.3: Extremwerte F_{max} und F_{min} der Levitationskraft der Proben bei zfc-, fc- und Minor-Loop-Messung, Abstand z_{min} bei Messung von F_{min} , sowie Kraft $F_{Cooling}$ nach Abkühlung der Proben bei fc-Messung.

der Maße $h_a = r_a = 4$ mm benutzt.

Modell nach Brandt [10, 7]. Ein Vergleich der Messungen mit Abbildung 3.5 zeigt eine qualitative Übereinstimmung mit dem dort dargestellten Verlauf. Die schmelztexturierten Massivproben und der Film zeigen das in [10] aus der Magnetisierung des Supraleiters abgeleitete Verhalten. Die zunächst abstoßende Kraft auf den Magneten steigt bei dessen Annäherung monoton an. Bei Entfernung des Magneten nach Erreichen des minimalen Abstands wechselt die Kraft das Vorzeichen und wirkt anziehend. Die abstoßenden Kräfte an den schmelztexturierten Massivproben liegen dabei zum Teil mehr als eine Größenordnung über den Kräften an der gesinterten Probe und dem Film (vergleiche auch Tabelle 6.3). Im Verhältnis zu seinem geringen Volumen zeigt der Film aber eine extrem große Kraft.

Ein abweichendes Verhalten zeigt die gesinterte Probe Sinter-1. An ihr treten keine anziehenden Kräfte auf. Dennoch zeigt ihre $F(z)$ -Kurve eine schwache Hysterese, die abstoßende Kraft ist während der Entfernung des Magneten geringer als bei seiner Annäherung. Die an der gesinterten Probe auftretende Kraft resultiert folglich hauptsächlich aus der rein abstoßenden, Hysterese-freien Kraft, die mit der Feldverdrängung durch die mikroskopischen Abschirmströme verbunden ist. Diese Kraft wird im folgenden als *Meissnerkraft* bezeichnet, auch wenn sie nicht nur in der Meissner-Phase, d. h. für $H < H_{c1}$ auftritt. In allen anderen Proben ist die Meissnerkraft im Verhältnis zu den Pinning-Kräften und der damit verbundenen Magnetisierung durch makroskopische Ströme so klein, daß während der Entfernung des Magneten keine abstoßende Kraft auftritt. Dieses Spezifikum der gesinterten Probe wird auch durch die fc-Messungen bestätigt, die in Abschnitt 6.3.5 beschrieben werden.

Aus diesen einfachen Beobachtungen kann man also schon die Schlußfolgerung ziehen, daß die schmelztexturierten Massivproben und der Film wesentlich höhere Pinning-Kräfte aufweisen als die gesinterte Probe, die nahezu pinning-frei ist. Dies ent-

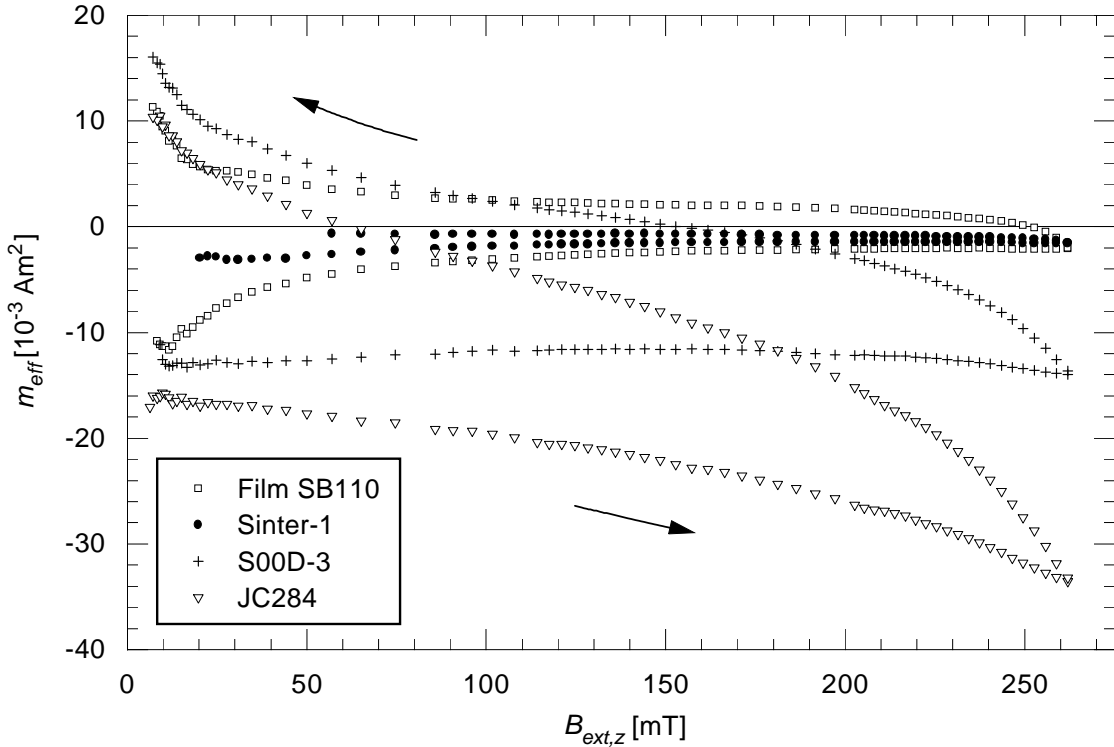


Abbildung 6.11: Effektives magnetisches Moment $m_{\text{eff}} = F/(dB_{\text{ext},z}/dz)$ gegen axiale Komponente $B_{\text{ext},z}$ der Flußdichte des Feldes des Permanentmagneten („Magnetisierungskurven“).

spricht der Vorstellung des „Decoupled-Grain-Modells“ [50], wonach der magnetische Fluß aufgrund der niedrigen intergranularen kritischen Stromdichte j_{cJ} der schwachen Korn-Korn-Kontakte oder auch *weak links* nahezu ungehindert zwischen die μm -großen Körner der gesinterten Probe eindringt. Es korrespondiert auch mit den in Tabelle 6.1 aufgeführten kritischen Stromstärken, die nach [9] direkt mit der mittleren Pinning-Kraft verknüpft sind.

Um die Meßwerte mit theoretischen Werten nach Gleichung (2.20) vergleichen zu können, wäre die Kenntnis der Magnetisierung \vec{M} im Inneren des Supraleiters erforderlich. Die vereinfachte Gleichung (2.21) hingegen gilt nur unter den obengenannten Bedingungen, d. h. im Falle einer homogenen Magnetisierung parallel zur z -Achse und einer Flußdichte der Form $\vec{B}_{\text{ext}} \approx B_{\text{ext},z} \vec{e}_z$. Da beide Annahmen bei den vorliegenden Messungen nicht ohne weiteres zutreffen, wird hier zunächst ein *effektives* magnetisches Moment der Probe $m_{\text{eff}} = F/(dB_{\text{ext},z}/dz)$ definiert. Im Idealfall gilt dann $m_{\text{eff}} = VM$. Wie man Abbildung 6.11 entnehmen kann, ähneln die so aus der Levitationskraft $F(z)$ erhaltenen magnetischen Momente $m_{\text{eff}}(B_{\text{ext},z})$ nur im Falle des Filmes und der gesin-

terten Probe üblichen Magnetisierungskurven $M(B_{ext})$ (vergleiche z. B. [13, 23, 10]). Das effektive magnetische Moment m_{eff} der schmelztexturierten Proben ist offensichtlich nicht das Produkt aus dem Probenvolumen und einer homogenen Magnetisierung parallel zur z -Achse.

Gleichzeitig ist die auf der Abszisse abgetragene Flußdichte $B_{ext,z}$, die in die Berechnung von m_{eff} eingeht, nur bedingt ein Maß für die Flußdichte im Probenvolumen. Gerade bei kleinen Abständen Magnet-Probe fällt der Betrag der Flußdichte über die Dicke der Proben stark ab, insbesondere bei den sehr dicken schmelztexturierten Proben. Andererseits macht der Abfall der Flußdichte über die Probendicke die Kurven $m_{eff}(B_{ext,z})$ dieser beiden Proben verständlich. Solange die Flußdichte B^* nicht überall innerhalb der Probe erreicht wird, steigt der Betrag der Magnetisierung mit wachsender Flußdichte weiter an. Zusätzlich können Abschirmeffekte bewirken, daß Bereiche im Inneren der Probe erst bei hohen Flußdichten $B_{ext,z}$ magnetisiert werden.

Beim Film kann man aufgrund seiner sehr geringen Ausdehnung in z -Richtung ($h_b \approx 500$ nm) zum einen von einer konstanten Flußdichte $B_{ext,z}$ über der Probendicke ausgehen, zum anderen können keine nennenswerten Abschirmeffekte auftreten. Aufgrund seiner extremen Scheibenform werden aber beim Film Entmagnetisierungseffekte eine größere Rolle spielen, die zu einer Überhöhung des externen Magnetfeldes führen, so daß die Flußdichte an der Probenoberfläche von $B_{ext,z}$ abweicht.

Nach dem Bean'schen Modell läßt sich aus der Magnetisierungskurve eines zylindrischen Supraleiters mit Radius r_g die kritische Stromdichte j_c nach

$$j_c = \frac{3}{2} \frac{\Delta M}{r_g} \quad (6.4)$$

berechnen (siehe z. B. [23], S. 91). Dabei ist $\Delta M = \Delta m_{eff}/(\pi r_g^2 h_b)$ die Differenz der Magnetisierungen, gemessen bei ansteigender bzw. abfallender äußerer Feldstärke H_{ext} im Bereich $M \approx const.$ der Kurve. Berechnet man nach (6.4) j_c für den Film aus der Kurve $m_{eff}(B_{ext,z})$, so erhält man einen Wert, der um den Faktor 14 niedriger ist als die aus einer induktiven Messung gefolgerte kritische Stromdichte [11]. Bei einer Filmdicke h_b erhält man aus der zfc-Messung $j_c[\text{MA}/\text{cm}^2] = 90/h_b[\text{nm}]$ bei einer Flußdichte von $B_{ext,z} = 150$ mT, gegenüber $j_c[\text{MA}/\text{cm}^2] = 1284/h_b[\text{nm}]$ aus der induktiven Messung (zum Meßverfahren siehe [38]). Während der Fehler der kritischen Stromdichte aus der induktiven Messung mit 20 % angegeben wird [38], beträgt der relative Fehler des über die Levitationsmessung bestimmten Wertes 10 %, falls die Annahmen des Bean'schen Modells erfüllt sind.

Offensichtlich führt die einfache Anwendung des Bean'schen Modells zu einem von der induktiven Messung abweichenden j_c -Wert. Insbesondere die Bean'sche Annahme eines homogenen Magnetfeldes parallel zur Symmetrieachse der supraleitenden Probe ist bei der vorliegenden Messung nur sehr näherungsweise gegeben. Wie sich zeigen wird, läßt sich diese Methode der j_c -Bestimmung bei den fc-Messungen aufgrund

der geeigneteren Form der Kurven $m_{\text{eff}}(B_{\text{ext},z})$ besser anwenden (vergleiche Abschnitt 6.3.5).

Die Magnetisierungskurve der Sinterprobe schließlich korrespondiert mit der Feststellung, wonach deren Pinning-Kräfte im Vergleich zu denen der drei anderen Proben, die ausgeprägt hysteretische Eigenschaften zeigen, sehr klein sind. Die Kurve in Abbildung 6.11 ist als nahezu reversible Magnetisierungskurve typisch für einen Supraleiter 2. Art mit schwachem Pinning (siehe z. B. [13, 10]).

Modell nach Yang [111]. Die Herleitung der Levitationskraft von Yang [111] beruht auf einer makroskopischen Erweiterung der London-Theorie. Da die London-Theorie kein Pinning und daher auch kein hysteretisches Verhalten der Magnetisierung kennt, folgt aus diesem Ansatz eine stets abstoßende, reversible Levitationskraft.

Die Probe Sinter-1 kommt aufgrund ihrer schwachen Hysterese einem solchen Verhalten im Experiment am nächsten. Daher wurde versucht, die Kraft, die an der gesinterten Probe bei Annäherung des Magneten auftritt, mit nach Gleichung (2.28) berechneten Werten zu vergleichen. Dabei wurde für die Abmessungen des Magneten $r_a = h_a = 5 \text{ mm}$ und für sein magnetisches Moment $m = \mu_0^{-1} B_r \pi r_a^2 h_a = (28 \pm 1) \text{ A m}^2$ eingesetzt. Für die effektive Eindringtiefe wurde zunächst als maximal möglicher Wert die Dicke der Probe angenommen, d. h. $\lambda = h_b = 4,8 \text{ mm}$. Die mit diesem Parametersatz mit Hilfe des Programmes MATHEMATICA [109] erhaltenen theoretischen Werte zeigt die Tabelle neben Abbildung 6.12, zusammen mit den entsprechenden Meßwerten.

Für Abstände $z < \lambda - \frac{1}{2}h_a$ war das Integral in Gleichung (2.28) aufgrund der in Abschnitt 2.2.3 erwähnten Schwierigkeiten nicht mehr numerisch auswertbar. Aus Abbildung 6.12 ist offensichtlich, daß die theoretischen Werte viel zu groß sind. Nimmt man für den einzigen anpaßbaren Parameter, die effektive Eindringtiefe λ , größere Werte an, erhält man entsprechend der schlechteren Feldverdrängung niedrigere Kräfte. Die Annahme einer Eindringtiefe $\lambda > h_b$ ist aber unphysikalisch. Allerdings muß man bedenken, daß Gleichung (2.28) ein unendlich ausgedehnter Supraleiter zugrundeliegt. Im hier diskutierten Experiment beträgt das Verhältnis der Radien von Supraleiter und Magnet dagegen nur $r_b/r_a = 2,2$, während es in Referenz [111] immerhin $r_b/r_a = 14$ beträgt.

Eine quantitative Auswertung der Messung im Hinblick auf eine Bestimmung des Modell-Parameters, der effektiven Eindringtiefe λ , ist aber offensichtlich nicht möglich. Erst recht lassen sich die zfc-Messungen der anderen Proben nicht im Rahmen dieses Modells verstehen.

Modell nach Portis [91]. In Referenz [91] wird die Levitationskraft pro Fläche F/S aus der Wechselwirkung der Flußdichte B_{ext} mit der Stromverteilung j im Supraleiter erklärt. Die Fläche S ist dabei die Mantelfläche des im Modell betrachteten Supraleiters. Um die theoretischen Vorhersagen des Modells mit den Experimenten

z	$F_{me\beta}$	F_{theo}
[mm]	[mN]	[mN]
15	1	14
14	3	17
13	5	21
12	8	26
11	12	32
10	15	40
9	22	52
8	28	68
7	35	90
6	42	122
5	50	170
4	58	244
3	67	361
2	80	558

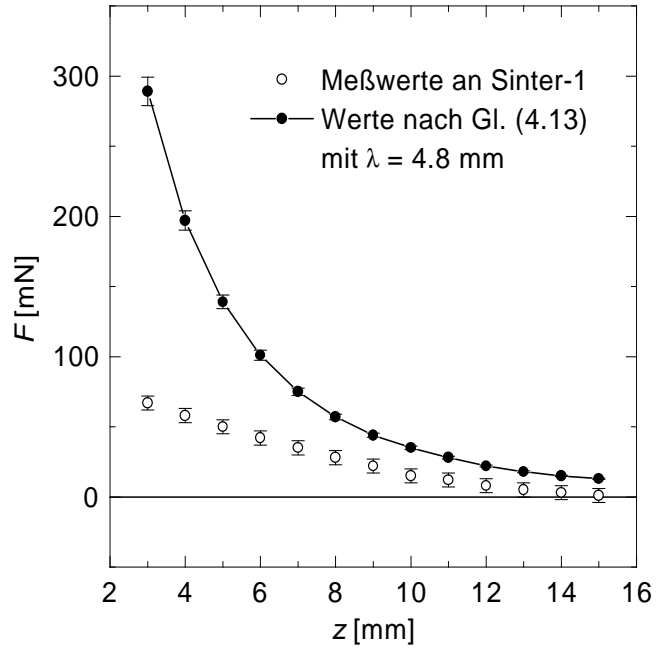


Abbildung 6.12: Vergleich der Meßwerte der zfc-Messung mit Magnet M9(DE105) an Sinter-1 mit theoretischen Werten nach Gleichung (2.28). Absolutfehler der Meßwerte $\Delta F_{me\beta} = 5$ mN, relativer Fehler der theoretischen Werte $\Delta F_{theo}/F_{theo} = 5$ %. Eingesetzte Parameter siehe Text.

vergleichen zu können, muß die Levitationskraft pro Fläche F/S jedoch in eine absolute Kraft umgerechnet werden, da nur diese experimentell zugänglich ist. Dies kann jedoch nicht durch eine einfache Multiplikation mit der Mantelfläche S geschehen, da sonst die Flächenrichtung der Supraströme nicht berücksichtigt worden wäre. Die im äußeren Bereich des Supraleiters fließenden Ringströme tragen stärker zur Gesamtkraft bei, als die inneren Ströme, die eine kleine Fläche umschließen. Unter der Annahme, daß die Winkelabhängigkeit des Stroms vernachlässigt werden kann, reduziert sich die Berechnung der Kraft dann auf

$$F = 2\pi \int_0^R dr \int_{-d}^0 dz j(r, z) H(r, z) \quad (6.5)$$

Im betrachteten Modell werden alle Ströme auf Oberflächenströme reduziert. Dadurch entfällt das Integral über dz und es bleibt:

$$F = 2\pi \int_0^R dr I(r) H(r) \quad (6.6)$$

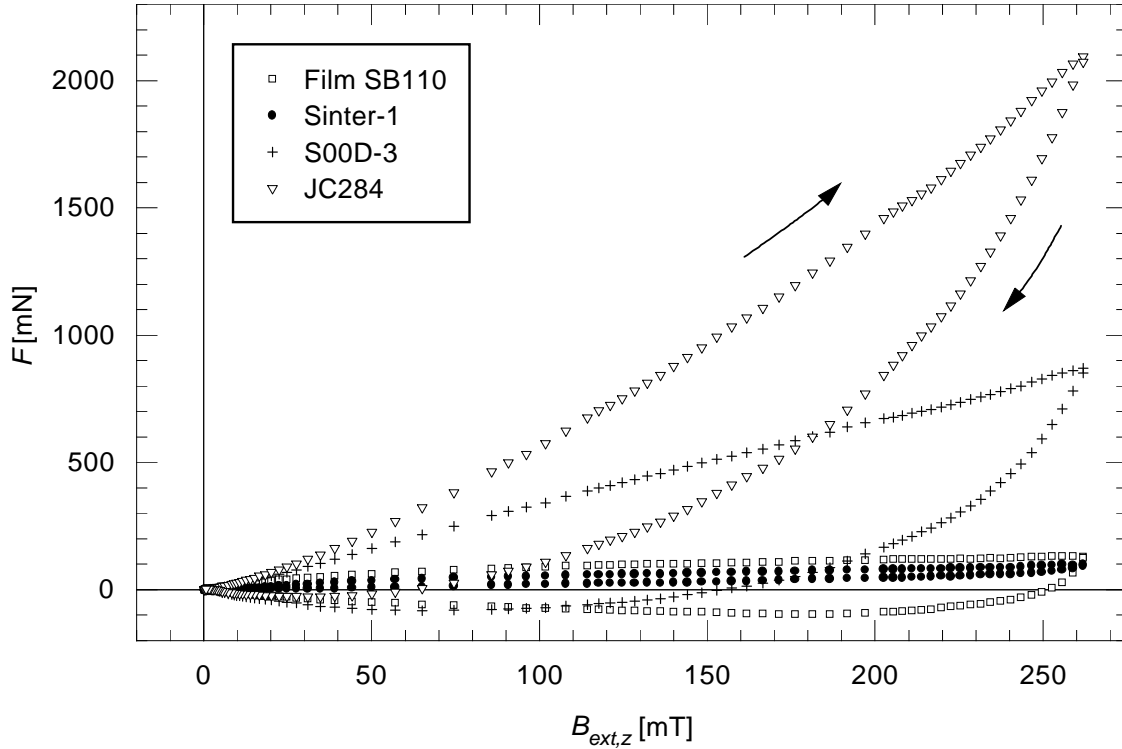


Abbildung 6.13: Levitationskraft F gegen der axialen Komponente $B_{ext,z}$ der Flußdichte des Permanentmagneten am Ort der Probenoberfläche.

Die Oberflächenstromdichte $I(r)$ kann nun nach dem Bean-Modell, welches die Grundlage des Modells nach Portis ist, drei feste Werte ($0, \pm I_c$) annehmen.

Durch eine Diskretisierung dieser Gleichung auf ein Gitter kann die Gesamtkraft F für verschiedene Parameter I_c in Abhängigkeit des externen Magnetfelds berechnet werden.

Für die vier untersuchten Muster-Proben ist in Abbildung 6.13 die Kraft für eine zfc-Messung gegen die Flußdichte aufgetragen. Alle Kurven bis auf die Ausnahme der Sinter-Probe zeigen qualitativ den vom Modell erwarteten Verlauf. Die Sinter-Probe zeigt jedoch keine negativen Kräfte.

Für den Film und die beiden schmelztexturierten Proben wurde mit den oben beschriebenen Computerprogramm auch eine quantitative Übereinstimmung gesucht. Als Fit-Parameter wurde die Oberflächenstromdichte benutzt. In Abbildung 6.14 ist die Kraft-Flußdichte-Abhängigkeit der Probe JC284 zusammen mit der simulierten Kurve aufgetragen. Über weite Bereiche stimmen Meßergebnis und Simulation sehr gut überein. Nur für den Beginn der rückläufigen Bewegung ($B_{max} \mapsto 0$) weichen sie deutlich voneinander ab. Diese Abweichung kann daher rühren, daß sich in dem Ummagnetisie-

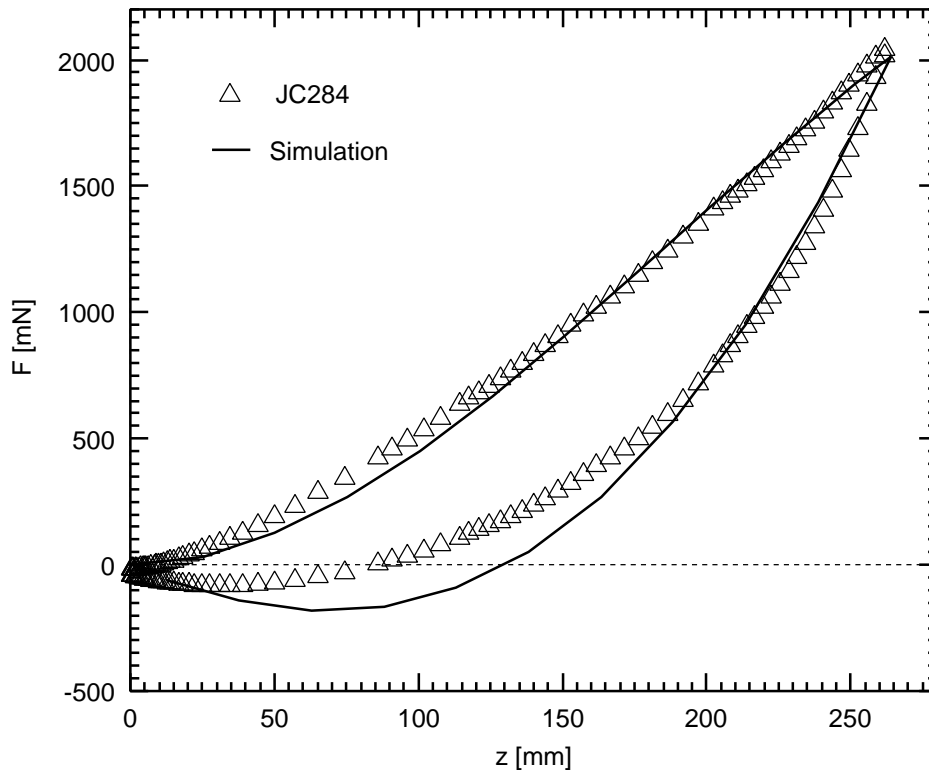


Abbildung 6.14: Meßergebnis und Berechnung der Levitationskraft als Funktion der Flußdichte für eine schmelztexturierte Massivprobe

rungsprozeß Bereiche im Supraleiter ausbilden, deren Strom in verschiedenen Ebenen unterschiedliche Richtung fließt, wie es Tsuchimoto et al. [106] mit einer mehrdimensionalen Simulation zeigen. Der Fit-Parameter I_c kann leider nicht weiter ausgewertet und mit Meßwerten verglichen werden, da in den schmelztexturierten Proben immer Volumenströme fließen.

Deshalb wurde auch versucht, mit dem Modell die Kraft-Flußdichte-Abhängigkeit eines epitaktischen Films zu vermessen, da hier alle Ströme im Supraleiter sehr gut als Oberflächenströme aufgefaßt werden können. Messung und Simulation sind Abbildung 6.15 dargestellt. Auch hier ist die Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung über weite Teile des Meßbereichs recht gut. Dies kann jedoch nur erreicht werden, wenn in der Simulation nicht der Bean-Ansatz benutzt wird, sondern ein erweitertes Kim-Anderson-Modell. Dafür wird die konstante Stromdichte j_c ersetzt durch

$$J(B) = \frac{2 j_0}{1 + \left(\frac{B}{B_0}\right)^\beta} \quad (6.7)$$

Die Größen j_0 , B_0 und β sind Fit-Parameter. Der Exponent β bestimmt dabei das Modell.

- $\beta = 0$ → echtes Bean-Modell
- $\beta = 1$ → reines Kim-Anderson-Modell

Der beste Fit an die Meßergebnisse des Films (Abb. 6.15) kann nur mit einem Mischmodell ($\beta = 0,8$) erzielt werden. Beim reinen Bean-Modell wächst die Kraft ab dem Punkt A in Abbildung 3.7 ($B > B^*/2$) linear mit der Flußdichte an. Beim reinen Kim-Anderson-Modell wäre die Kraft ab diesem Punkt unabhängig von der externen Flußdichte konstant. Doch auch dieses modifizierte Kim-Anderson-Modell bringt keine vollständige Übereinstimmung zwischen Modell und Messung. Zwar ist bei dem Dünnfilm die in der Simulation gemachte Reduzierung auf eine Oberflächenstromdichte keine starke Verzerrung. Jedoch beträgt die Filmdicke nur etwa 500 nm und liegt damit in der Größenordnung der London'schen Eindringtiefe. Somit ist eine wichtige Voraussetzung des Bean-Modells nicht mehr gegeben. Durch die geringe Schichtdicke und das sehr große Aspektverhältnis und den damit verknüpften Feldüberhöhungsfaktor ist der Film schon bei kleinsten externen Felder vollständig vom Magnetfeld durchdrungen. Somit die die Annahme des Bean-Modells, daß der magnetische Fluß bei Erhöhung des externen Felds langsam in den Supraleiter eindringt, beim Film nicht richtig. Es ist deshalb anzunehmen, daß eine Anwendung obiger Modelle nur sehr beschränkt möglich ist.

Der am Film beobachtete Verlauf der $F(B)$ -Abhängigkeit läßt sich jedoch zumindest qualitativ gut verstehen. Für sehr kleine Felder $H_{ext} < H_{c1}$ ist die Feldverteilung im Supraleiter unverändert und die Kraft F wächst deshalb mit $F \approx H_{ext}^2$. Mit Überschreitung der kritischen Feldstärke dringt das Magnetfeld sehr schnell in den ganzen Film ein. Dadurch steigt die Kraft F sehr schnell an. Wenn im ganzen Film die kritische Stromdichte erreicht ist, steigt die Kraft mit $F \approx H j_c(H)$. Da die kritische Stromdichte leicht abnimmt, entspricht die Zunahme der Kraft in etwa der Wurzel des externen Feldes. Diese drei beschriebenen Bereiche lassen sich in Abbildung 6.15 recht gut im aufsteigenden Ast der Messung wiederfinden.

6.3.4 Zusammenfassung

Die drei untersuchten Supraleiterarten können offensichtlich derzeit nicht durch ein einziges Modell in ihrem magnetischen Verhalten beschrieben werden.

Die Sinterprobe erfüllt recht gut die Bedingungen eines klassischen magnetostatischen Modells. Die Supraströme fließen nur innerhalb kleiner Körner. Diese entsprechen somit den Weißschen Bezirken der Ferromagnete. Diese Mikrokristalle sind homogen und isotrop im Sinterkörper verteilt. Die Kopplung zwischen den Körnern kann vernachlässigt werden. Während die Sinterprobe deshalb recht gut durch ein

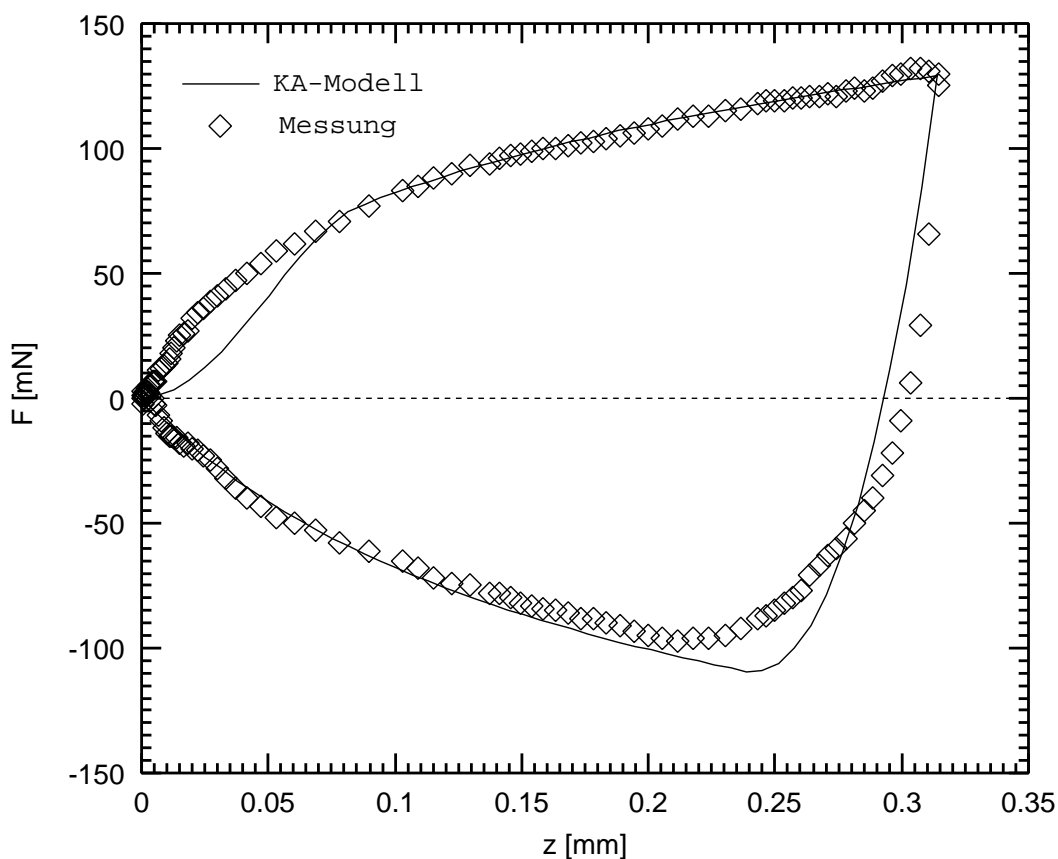


Abbildung 6.15: Kraft in Abhängigkeit der axialen Flußdichte gemessen und berechnet für den epitaktischen Film.

modifiziertes diamagnetisches Modell (Riise et al. [95]) beschrieben werden kann, hat dieses Modell für epitaktische Filme oder schmelztexturierte Proben keine Gültigkeit, da hier die makroskopischen Kreisströme dominieren.

Das magnetische Verhalten epitaktischer Dünnschichten wird durch ihre zweidimensionale Struktur geprägt. Außerdem muß bei ihnen die feldabhängige kritische Stromdichte in Betracht gezogen werden.

Die schmelztexturierten Massivproben zeigen ein magnetisches Verhalten, welches in sehr guter Übereinstimmung mit dem Bean-Modell und daraus abgeleiteten Modellen steht.

Für die drei anderen Proben lassen sich an den Meßkurven nur zwei von den drei in Abbildung 3.7 ausgezeichneten Punkten der Kurve F/S gegen B_{ext} , nämlich die Punkte B und C , ablesen. In Tabelle 6.4 sind in den Spalten 2–4 die so an den Meßkurven von Abbildung 6.13 abgelesenen Werte und in Spalte 5 die aus Spalte 4 mit der maximalen Flußdichte $B_{ext,max} = (260 \pm 10)$ mT des Magneten berechneten

Probe	$S I_0 B_{ext,max}$	$S I_0 (B_{ext,max} - B^*)$	$B_{ext,max} - B^*$	B^*
	[mN]	[mN]	[mT]	[mT]
SB110	130 ± 10	100 ± 10	180 ± 20	80 ± 20
Sinter-1	100 ± 10	–	–	–
S00D-3	870 ± 10	80 ± 10	70 ± 10	190 ± 10
JC284	2100 ± 10	30 ± 10	35 ± 5	230 ± 10

Tabelle 6.4: Effektive Werte aus $F(B_{ext,z})$ -Kurven der Abbildung 6.13

Flußdichten B^* aufgeführt.

Da sowohl die Flußdichte als auch die Probengeometrie von den in Referenz [91] gemachten Annahmen abweichen, ist eine Übereinstimmung der aus den Kurven in Abbildung 6.13 abgelesenen Werte mit den Modellparametern B^* und I_0 nicht vorbehaltlos gegeben.

So ist zum Beispiel bei der Messung des Filmes sicher die Annahme berechtigt, daß die in der Probe induzierten Ströme nur in der xy -Ebene fließen. Sie sind dabei nach [91] mit dem Gradienten der *axialen* Komponente der Flußdichte B_z verknüpft. Eine Kraft in z -Richtung ergibt sich aber wegen $d\vec{F} = \vec{j} \times \vec{B} dV$ aus der Wechselwirkung zwischen der *radialen* Komponente B_ρ der Flußdichte und der Stromdichte in der xy -Ebene j_φ . In den hier diskutierten Messungen beruht die Levitationskraft auf den Magneten also auf einem komplizierten Wechselspiel der einzelnen Komponenten von \vec{j} und \vec{B} , während in Referenz [91] die einfache Relation gemäß $F/S = I_s B_{ext}$ (Gleichung 3.11) angenommen wird.

In der Tat zeigt sich, daß die Werte für das Produkt aus Oberfläche des Supraleiters und Stromstärke $S I_0$, die sich aus Spalte 2 von Tabelle 6.4 durch Division durch $B_{ext,max}$, oder aus Spalte 3 durch Division durch $B_{ext,max} - B^*$ ergeben, nicht miteinander konsistent sind.

Der Übergang des quadratischen Anstiegs in den linearen Verlauf, der dritte in Abbildung 3.7 ausgezeichnete Punkt $A = (\frac{1}{2}B^*, \frac{1}{2}I_0 B^*)$, ist bei keiner der in Abbildung 6.13 gezeigten Kurven einzugrenzen. Die gesinterte Probe und der Film zeigen für kleine Flußdichten $B_{ext,z}$ sogar ein völlig anderes Verhalten der Kraft. Die Kurven sind in diesem Bereich konkav und weichen stark von der in Referenz [91] angenommenen Parabelform ab.

Der Anstieg der $F(B_{ext,z})$ -Kurve der Probe JC284 ist im gesamten Bereich von $B_{ext,z}$ stärker als linear. Eine mögliche Begründung könnte sein, daß nie in der gesamten Probe die Flußdichte B^* überschritten wird, so daß für Teile der Probe bis zu den höchsten erreichten Flußdichten $B_{ext,max}$ ein quadratischer Zusammenhang zwischen normierter Kraft F/S und Flußdichte $B_{ext,z}$ besteht.

Die Wuppertaler schmelztexturierte Probe S00D-3 zeigt für höhere Flußdichten

eine geringere Abweichung vom linearen Verlauf als die Jenaer Probe JC284, was auf ein kleineres effektives Feld B^* der Wuppertaler Probe hinweist. Dies entspricht auch den in Tabelle 6.4 aufgeführten Werten. Dabei ist noch ungeklärt, welche Rolle die unterschiedlichen Abmessungen der Proben spielen.

Weiterhin wird in Referenz [91] nicht berücksichtigt, daß im Bereich kleiner Flußdichten $B_{ext,z}$ mit größer werdender Flußdichte die effektive Fläche S wächst, da bei fortschreitender Annäherung des Magneten allmählich in weiter entfernten Teilen der Probe die kritische Flußdichte B_{c1} überschritten wird. Dies wird einen abweichenden Verlauf der gemessenen Kurve bewirken, besonders bei den schmelztexturierten Massivproben aufgrund deren großer Dicken.

Insgesamt weichen die $F(B_{ext,z})$ -Kurven von Abbildung 6.13 jedoch so stark von den in Referenz [91] hergeleiteten Kurven ab, daß keine der charakteristischen Größen $I_0 = r_g j_c$ bzw. $B^* = \mu_0 I_0$ verlässlich bestimmt werden kann. Selbst wenn sich das Verhalten der einzelnen Körner durch das Modell beschreiben ließen, würde die tatsächliche *Verteilung* von Korngrößen $r_{g,i}$ und Stromdichten $j_{c,i}$ der Körner eine Abweichung der Meßkurven vom Idealverlauf verursachen. Auch das Modell von Portis bietet daher keine Möglichkeit, aus den Levitationsmessungen physikalische Größen wie z. B. die kritische Stromdichte j_c zu berechnen. Qualitativ macht es aber zutreffende Aussagen über den Zusammenhang zwischen Levitationskraft F und Flußdichte B_{ext} . Es macht auch verständlich, daß die kritische Stromstärke j_c , die charakteristische Ausdehnung der Körner r_g — und damit die Granularität der Probe —, sowie der Betrag der Flußdichte B_{ext} in die im Experiment gemessene Levitationskraft eingehen. Die Inhomogenität des Magnetfeldes und die unbekannt Geometrie der Körner im Inneren der Proben machen jedoch eine quantitative Herleitung der Kraft auf diesem Wege unmöglich.

Schlußfolgerungen

Wie der Vergleich der verschiedenen Modellvorstellungen mit den Meßergebnissen zeigt, lassen sich zfc-Messungen der Levitationskraft sowohl nach Brandt [10, 7] aus der Magnetisierung der Probe, als auch nach Portis [91] aus der Stromverteilung in der Probe *qualitativ* befriedigend verstehen. Daß beide Modelle mit den Meßergebnissen insoweit konsistent sind, ist nicht verwunderlich, da die Magnetisierung einer supraleitenden Probe ein Resultat der in ihr fließenden Ströme ist.

Trotz dieser qualitativen Übereinstimmungen läßt sich aus den Messungen keine der entscheidenden physikalischen Größen, die in die jeweiligen Modelle eingehen, d. h. weder die kritische Stromdichte j_c — und so die damit verbundene mittlere Pinning-Kraft —, noch die charakteristische Korngröße r_g gewinnen. Dazu sind die Abweichungen der experimentellen Situation von den Annahmen der Modelle zu groß.

Eine befriedigende *quantitative* Beschreibung der $F(z)$ -Kurven von zfc-Messungen, zumindest des Teiles, der der Annäherung des Magneten entspricht, ist dagegen nach

Moon [73] möglich. Jedoch sind die Parameter F_0 und β , mit denen sich das Verhalten der Proben quantitativ beschreiben läßt, nicht explizit mit physikalischen Größen verknüpft. Die Auswertungsmethode nach [73] hat aber den nicht unerheblichen Vorteil, daß die beiden Parameter aus einer Regression über einen großen Teil der Meßwerte resultieren. Auch erlaubt diese Beschreibung der $F(z)$ -Kurve eine Extrapolation zu kleineren, experimentell nicht ohne weiteres zugänglichen Abständen. Aus diesen Gründen heraus ist es sinnvoll, die Proben anhand der Parameter zu vergleichen, die sich aus einem Exponentialfit an ihre Meßwerte nach Gleichung (6.3) ergeben.

Zu wichtigen Erkenntnissen führt der Vergleich der Meßwerte mit der maximal möglichen Levitationskraft $\mathcal{F}_{1\text{mm}}^{\text{max}}$. In Abschnitt 2.2.3 wurde gezeigt, daß die Abstoßung zweier Magnete der Abstoßung zwischen einem Magneten und einem unendlich ausgedehnten, idealen Supraleiter im halben Abstand äquivalent ist.

Im Rahmen der Kalibrierungsmessungen wurde die abstoßende Kraft zwischen zwei Magneten des Typs DE105 gemessen, im Abstand $z_0 = 1\text{ mm}$ beträgt sie $\mathcal{F}_{1\text{mm}}^{\text{max}} = (6300 \pm 150)\text{ mN}$. Berechnet man die Kraft nach Gleichung (2.28) mit der Remanenz $B_r = (920 \pm 50)\text{ mT}$ des Magneten M9, so erhält man die mit dem gemessenen Wert konsistente Kraft von $(6400 \pm 300)\text{ mN}$. Für Magnete anderer Abmessungen oder Remanenzen läßt sich $\mathcal{F}_{1\text{mm}}^{\text{max}}$ ebenfalls aus Gleichung (2.28) berechnen.

Das Verhältnis $F_{1\text{mm}}/\mathcal{F}_{1\text{mm}}^{\text{max}}$ ist ein geeigneter Maßstab, um die Qualität einer Probe zu beurteilen. In Tabelle 6.2 ist dieser Wert für die hier untersuchten Proben angegeben. Zu beachten ist, daß die Kraft $\mathcal{F}_{1\text{mm}}^{\text{max}}$ für einen idealen Supraleiter *unendlicher Ausdehnung* gilt. Beim Vergleich von Proben untereinander muß man daher auf ihre Abmessungen sowie auf die Abmessungen der jeweils zur Messung benutzten Magnete achten.

Die absolute Größe der maximalen abstoßenden Kraft $\mathcal{F}_{1\text{mm}}^{\text{max}}$ bietet ferner einen Anhaltspunkt für die Abschätzung, von welcher Größenordnung die bei supraleitender Levitation auftretenden Kräfte prinzipiell sein können. Dies ist insbesondere im Hinblick auf mögliche kommerzielle Anwendungen entscheidend. Da zum Beispiel die Jenaer Probe JC284 mit einem Durchmesser von $2r_b = 29\text{ mm}$ schon mehr als 30% der Kraft $\mathcal{F}_{1\text{mm}}^{\text{max}}$ eines idealen, unendlich ausgedehnten Supraleiters zeigt und in der Literatur an neueren Proben schon Werte von bis zu 90% genannt werden [102], kann man nicht erwarten, die Levitationskraft durch *Materialoptimierung* wesentlich steigern zu können.

Weitere Möglichkeiten der Steigerung der Levitationskraft liegen aber in der Optimierung der geometrischen Konfiguration Probe–Magnet und in einer Erhöhung der remanenten Flußdichte B_r der Magnete. Parker [88] schätzt die maximal mögliche Remanenz von Permanentmagneten nach dem derzeitigen Kenntnisstand auf $B_r = 1,6\text{ T}$, eine Steigerung um den Faktor 1,7 gegenüber den hier verwendeten SmCo-Magneten. Bisher ist aber noch nicht geklärt, in welcher Weise die geometrische Konfiguration aus Probe und Magnet bzw. die Remanenz des Magneten in die gemessene Levitationskraft eingehen [34].

In Referenz [96] wird für den kommerziellen Einsatz von supraleitenden Massivproben in magnetischen Lagern eine Steigerung der Levitationskraft, bezogen auf die Fläche des Magneten, um den Faktor 10 gefordert. Eine solche Steigerung erscheint selbst beim Einsatz von Hybridlagern schwierig, zumal da man mit $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Proben bereits mehr als 30 % der abstoßenden Kraft zwischen zwei Permanentmagneten erreicht. Höhere abstoßende Kräfte verspricht der Einsatz von Spulen aus hochtemperatursupraleitenden Materialien. Mit solchen Spulen können wesentlich höhere Flußdichten erzielt werden, als dies mit Permanentmagneten möglich ist [75].

6.3.5 Field-Cooled-Messungen

Zur Durchführung der fc-Messung wurden die Proben durch Abkühlung mit flüssigem Stickstoff in den supraleitenden Zustand gebracht, während die Stirnfläche des Magneten M9(DE105) 1 mm von der Probenoberfläche entfernt war. Dieser Anfangsabstand Probe-Magnet $z_0 = 1$ mm entspricht dem minimalen Abstand des Magneten bei den zfc-Messungen.

Wie man Abbildung 6.16 entnehmen kann, stimmen die experimentell erhaltenen Kurven der schmelztexturierten Massivproben und des Filmes mit den nach Brandt [10] erwarteten qualitativ überein (vergleiche auch Abbildung 3.4). Wird nach der Abkühlung der Probe zunächst eine kleine abstoßende Kraft gemessen, fällt die Kraft mit wachsender Entfernung des Magneten steil auf einen minimalen Wert ab. Für große Abstände wird die anziehende Kraft unmeßbar klein. Aufgrund der remanenten Flußdichte der Proben tritt bei Wiederannäherung des Magneten, abweichend von dem in Abbildung 3.4 gezeigten Verlauf, zunächst eine anziehende Kraft auf. Erst bei weiterer Annäherung wechselt diese ihr Vorzeichen und ist für kleine Abstände abstoßend. Insgesamt zeigen die $F(z)$ -Kurven der fc-Messungen, ebenso wie die der zfc-Messungen, eine starke Hysterese. Einen Vergleich der zfc- und der fc-Messungen der Proben anhand der Extremwerte ihrer $F(z)$ -Kurven ermöglicht Tabelle 6.3.

Die gesinterte Probe zeigt ebenso wie bei den zfc-Messungen ein abweichendes Verhalten. Ihre $F(z)$ -Kurve ist zwar schwach hysteretisch, doch treten auch bei ihrer fc-Messung nur abstoßende Kräfte auf. Wie man Abbildung 6.17 entnehmen kann, stimmen die fc- und die zfc-Meßwerte im Rahmen der Meßgenauigkeit sogar überein. Das bedeutet, daß bei der fc-Messung bei der Abkühlung im Feld des Magneten nicht mehr Fluß eingefroren wird, als bei der zfc-Messung bei der Annäherung des Magneten in die Probe eindringt. Mithin wird bei beiden Meßmodi überall in der Probe die Flußdichte B^* erreicht, bei der die Magnetisierung der Probe maximal wird.

Auch beim Film wird die maximale Magnetisierung erreicht, wie ein Vergleich der Kräfte F_{max} und F_{min} zeigt. Dies läßt sich mit dem Ergebnis $B^* = 90$ mT der zfc-Messung vereinbaren. Demgegenüber ist die maximale Flußdichte des Magneten in einer Entfernung von $z_0 = 1$ mm mit $B_{ext,z} = 260$ mT wesentlich höher.

Eine anderes Bild bieten die schmelztexturierten Massivproben S00D-3 und JC284.

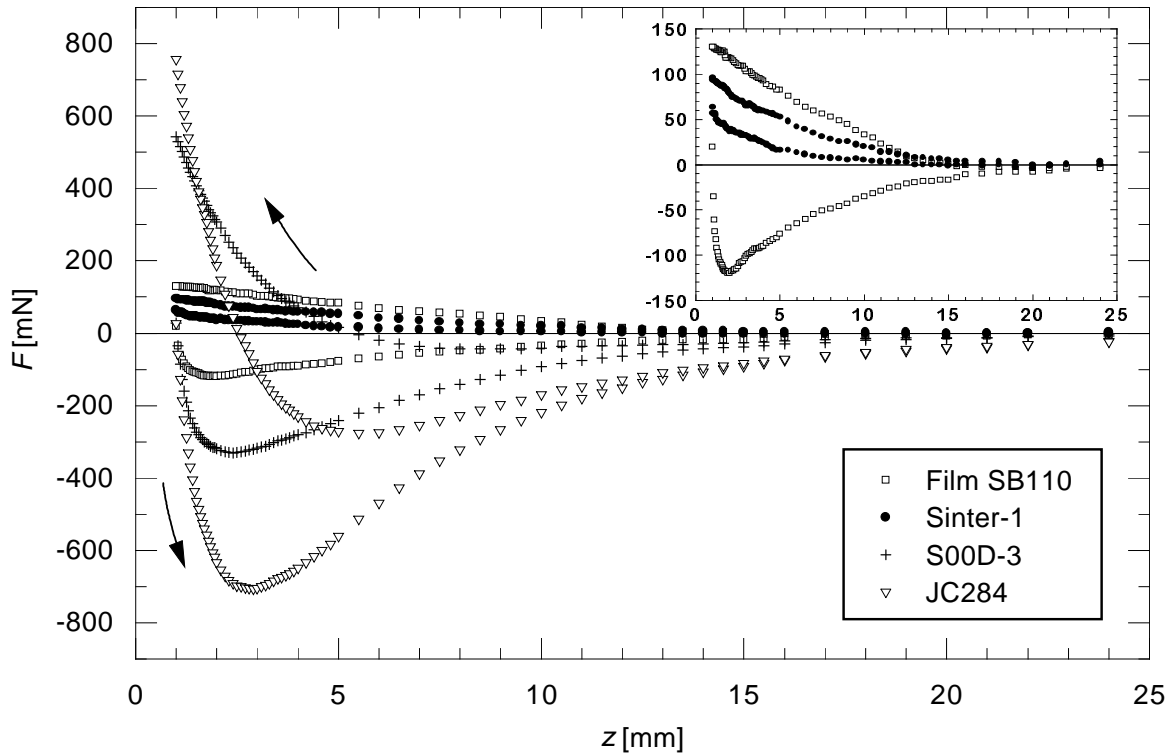


Abbildung 6.16: Levitationskraft F gegen Abstand z zwischen Probe und Stirnfläche des Magneten M9(DE105) bei fc-Messung. Abstand bei Abkühlung der Probe: $z_0 = 1$ mm. Inset: Werte der Probe Sinter-1 und des Films SB110.

Bei der fc-Messung dieser Proben wird während des Übergangs in den supraleitenden Zustand viel mehr Fluß eingeforen, als bei Annäherung des Magneten nach Abkühlung im Nullfeld, d.h. bei Messung im zfc-Modus, in die Probe eindringt. Dies zeigen die viel höheren anziehenden Kräfte, die bei beiden Proben im fc-Modus auftreten. Bestätigt wird dieses Bild durch die niedrigeren abstoßenden Kräfte im fc-Modus, die darauf beruhen, daß die Proben selbst bei Wiederannäherung des Magneten auf den minimalen Abstand z_0 teilweise noch in Richtung des Magnetfeldes des Permanentmagneten magnetisiert sind.

Man kann daher auch aus den fc-Messungen schließen, daß die Flußdichte B^* der beiden schmelztexturierten Massivproben vergleichsweise viel höher ist als bei der Filmprobe bzw. der gesinterten Probe, vorbehaltlich der schwer einzuschätzenden Effekte der Probengeometrie.

Interessant ist ferner eine Betrachtung der Kraft $F_{Cooling}$, die in der letzten Spalte der Tabelle 6.3 angegeben ist. Es ist die Kraft auf den Magneten, die direkt nach dem Übergang der Probe in den supraleitenden Zustand gemessen wird, d. h. bevor der

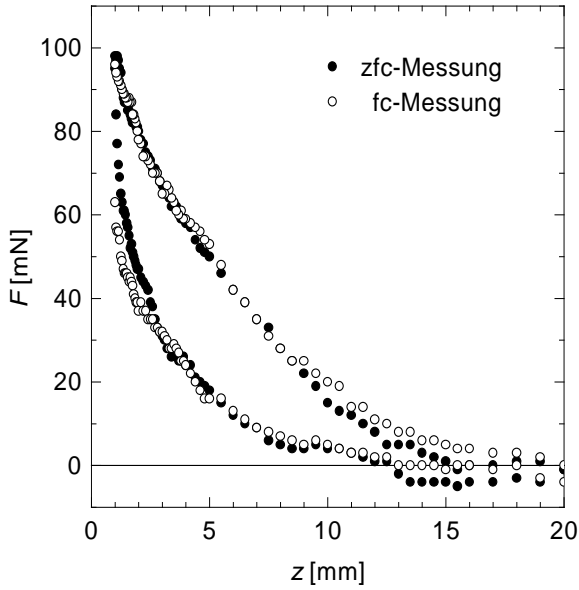


Abbildung 6.17: Vergleich der Levitationskraft $F(z)$ der Probe Sinter-1 bei Messung im zfc-Modus und im fc-Modus.

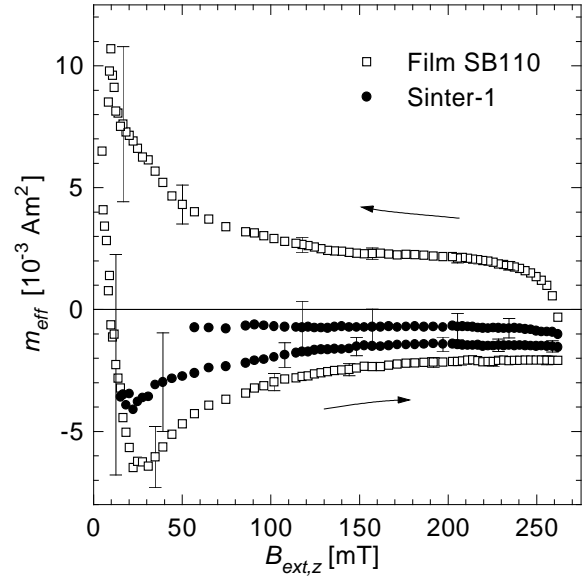


Abbildung 6.18: Effektives magnetisches Moment $m_{eff}(B_{ext,z})$ nach Brandt [10] für die Proben SB110 und Sinter-1 aus fc-Messungen der Levitationskraft.

Magnet das erste Mal bewegt wird. Diese Kraft bei der Abkühlung in einem äußeren Feld $H_{ext} \gg H_{c1}$ ist das Resultat verschiedener, konkurrierender Effekte. Zum einen versuchen mikroskopische Abschirmströme, das Magnetfeld aus dem Inneren des Supraleiters zu verdrängen. Dies äußert sich in der abstoßenden Meissner-Kraft. Gleichzeitig wirken auf die Flußschläuche Pinning-Kräfte, die diese an den Pinning-Zentren im Inneren des Supraleiters festhalten. Weiterhin werden makroskopische Ströme induziert, die sich nach dem Ampèreschen Gesetz aus dem Gradienten des Magnetfeldes im Inneren der Probe ergeben. Sie bewirken eine Kraftdichte $\vec{f} = \vec{j} \times \vec{B}$.

Vernachlässigt man den letzten Effekt, so kann man aufgrund der relativ hohen Kraft $F_{Cooling}$ der gesinterten Probe schließen, daß bei dieser Probe die mittlere Pinning-Kraft im Verhältnis zur Meissner-Kraft viel kleiner ist als bei den texturierten Proben. Dies entspricht den obigen Folgerungen über die Pinning-Kraft der gesinterten Probe. Insbesondere bei den schmelztexturierten Proben S00D-3 und JC284 ist die Pinning-Kraft entscheidend für das Verhalten der Proben in Levitationsexperimenten; beträgt die Kraft $F_{Cooling}$ bei diesen doch nur weniger als 6% der maximalen abstoßenden Kraft F_{max} .

Bestimmt man, wie bei den zfc-Messungen, nach Gleichung (2.21) das effektive magnetische Moment m_{eff} der Proben, erhält man für den Film und die gesinterte Probe die in Abbildung 6.18 gezeigten typischen Magnetisierungskurven. Man kann sie folgendermaßen erklären. Bei der Abkühlung zu Beginn der fc-Messung wird ein mehr

oder weniger großer Teil des magnetischen Flusses in der Probe eingefroren. Bei Entfernung des Magneten stellt sich durch Abwanderung der äußeren Flußschläuche der kritische Gradient ein, der der kritischen Stromdichte entspricht. Die Probe ist dann remanent in Richtung des externen Feldes magnetisiert. Dieser Zustand entspricht dem Bild in der letzten Spalte von Abbildung 3.3. Bei darauffolgender Wiederannäherung des Magneten dringen nach und nach Flußschläuche in die Probe ein, bis nach dem Bean'schen Modell nach einer Änderung der Flußdichte um $2B^*$ die maximale Magnetisierung in umgekehrter Richtung induziert worden ist.

Bestimmt man aus den Kurven der Abbildung 6.18 über Δm_{eff} nach Gleichung (6.4) die kritische Stromdichte j_c , ergibt sich für den Film ein Wert, der im Rahmen der Meßgenauigkeit mit dem Resultat der zfc-Messung übereinstimmt. Da im Gegensatz zur zfc-Messung der gesinterten Probe hier für die Kurve $m_{eff}(B_{ext,z})$ über einen größeren Wertebereich $m_{eff} \approx const.$ gilt, läßt sich auch für diese Probe die kritische Stromdichte zu $j_c = (4 \pm 2) \text{ A cm}^{-2}$ bestimmen, bei einer Temperatur von 77 K und einer Flußdichte von ca. 0,2 T. Dies läßt sich mit dem von Küpfer [52] angegebenen Wert für die intergranulare kritische Stromdichte gut vereinbaren, er mißt $j_{cJ}(77 \text{ K}, 1 \text{ T}) = 1 \text{ A cm}^{-2}$ bzw. $j_{cJ}(77 \text{ K}, 1 \text{ T}) = 12 \text{ A cm}^{-2}$ für zwei verschiedene Proben aus gesintertem $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Murakami gibt für eine gesinterte Probe im Nullfeld den Wert $j_{cJ}(77 \text{ K}) = 5 \text{ A cm}^{-2}$ an [80].

Ein ausgezeichnete Punkt der im fc-Modus gewonnenen $F(z)$ -Kurven ist ferner der Abstand z_a verschwindender Levitationskraft $F(z_a) = 0$. Während der Wiederannäherung des Magneten ist die Probe entsprechend dem oben geschilderten Verlauf der Magnetisierung zum Teil in Richtung des Feldes des Permanentmagneten magnetisiert, zum Teil in entgegengesetzter Richtung. An der Stelle $F(z_a) = 0$ ist das resultierende magnetische Moment der Probe Null, so daß der Magnet keine Kraft erfährt.

Auch die unterschiedlichen Entfernungen des Magneten z_{min} , bei denen die minimale Kraft F_{min} im zfc- bzw. im fc-Modus gemessen wird, läßt sich anhand der Magnetisierung der Proben erklären. Bei Messung im zfc-Modus ist die Probe im Idealfall maximal entgegengesetzt zum Feld des Magneten magnetisiert, wenn der Magnet den minimalen Abstand z_0 zur Probe erreicht hat. Bei der anschließenden Fortbewegung des Magneten ist die Probe gemäß dem Bean'schen Modell nach einer Änderung der Flußdichte um $2B^*$ maximal in Richtung des äußeren Feldes magnetisiert. Im fc-Modus ist die Magnetisierung der Probe nach Abkühlung im Magnetfeld zu Beginn der Messung in erster Näherung Null, wie die kleinen Kräfte $F_{Cooling}$ zeigen. Daher erreicht die Probe schon nach einer Änderung der Flußdichte um B^* die maximale Magnetisierung in Richtung des äußeren Feldes, dies entspricht einer kleineren Abstandsänderung des Magneten als bei der zfc-Messung. Die minimale Kraft tritt daher bei der fc-Messung bei einem kleineren Abstand Magnet–Probe auf als bei der zfc-Messung.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die fc-Messungen im wesentlichen die aus den zfc-Messungen gemachten Folgerungen bezüglich des Pinning-Verhaltens der Proben bestätigen. Die fc-Messung einer Probe zeigt, ob bei den Messungen in der

gesamten Probe das Feld B^* überschritten wird, d. h. ob die Probe den Zustand maximaler Magnetisierung erreicht. Ferner ermöglichen die fc-Messungen unter Umständen eine genauere Abschätzung der makroskopischen kritischen Stromstärke j_c der Probe aus ihrem effektiven magnetischen Moment m_{eff} .

6.3.6 Steifigkeit und Labusch-Parameter

Wie weiter oben beschrieben, spielt auch die magnetische Steifigkeit des Levitationslagers eine große Rolle sowohl für die Anwendung als auch für die physikalische Interpretation von Levitationismessungen. Unter der magnetischen Steifigkeit eines Lagers versteht man die Kraftänderung, die auftritt, wenn man den Abstand zwischen Magneten und Supraleiter geringfügig ändert. Bei einer Hysterese-freien Kurve entspricht dies gerade dem Gradienten der Kurve. Bei einer hysteretischen Kraft-Abstands-Kurve, wie sie alle HTSL zeigen, kann die magnetische Steifigkeit mit sogenannten Minor-Loop-Messungen bestimmt werden. Dabei wird die Bewegungsrichtung des Magneten an bestimmten Punkten für ein kleines Stück umgekehrt. Die Größe dieser Unterschleife muß so gewählt werden, daß sie noch so klein ist, daß innerhalb der Unterschleife die Kraft hysterese-frei bleibt. In Analogie zur mechanischen Feder spricht man dabei auch

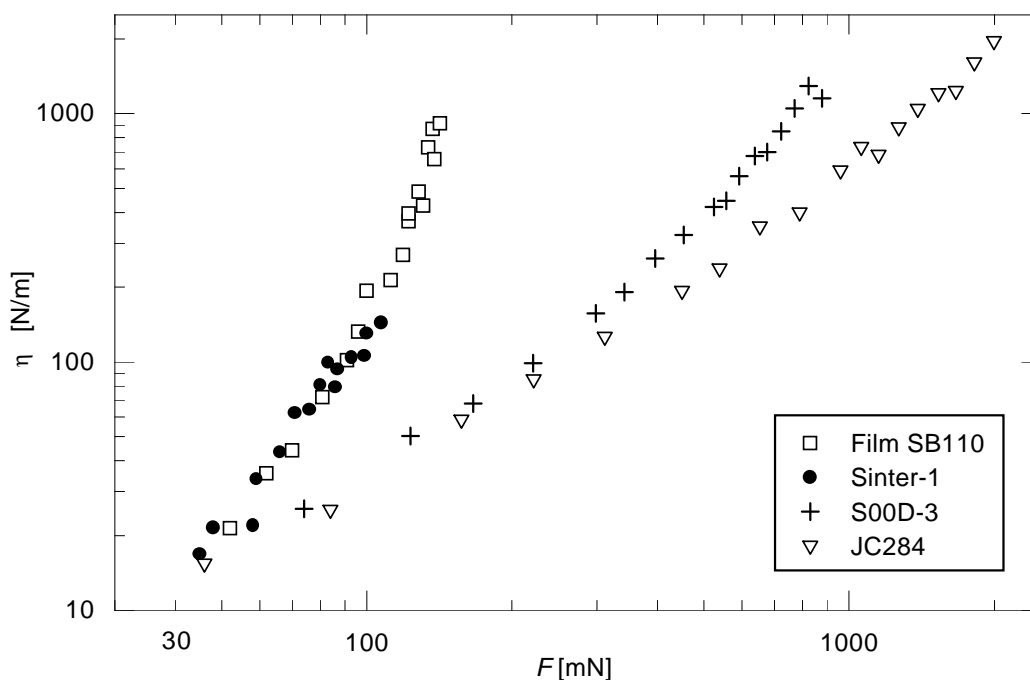
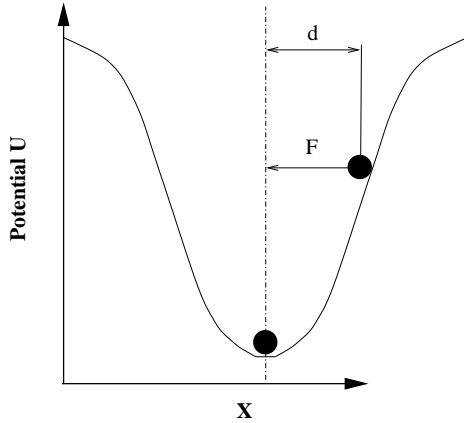


Abbildung 6.19: Vertikale Steifigkeit η als Funktion der Kraft F für die vier Beispielpuben

von einer elastischen Deformation des Magnetfeldes. Andererseits muß die Auslenkung so groß gewählt werden, daß die Kraftänderung hinreichend genau gemessen werden kann. In Abbildung 6.8 ist für eine Probe diese Minor Loop Messung exemplarisch dargestellt. Die Steifigkeit wird dann für jede Unterschleife bestimmt über:



$$\eta = \frac{\Delta F}{\Delta z} \quad (6.8)$$

Die Messung der magnetischen Steifigkeit eines HTSL bietet eine Möglichkeit zur Abschätzung der Pinning-Stärke. In Abbildung 6.19 ist die vertikale Steifigkeit η als Funktion der Kraft für die vier Beispielprouben aufgetragen. Moon [74] gibt einen empirischen Zusammenhang zwischen Steifigkeit und Levitationskraft an:

$$\eta \approx F^\beta \quad (6.9)$$

Abbildung 6.20: Vortex im harmonischen Pinning-Potential. Für alle vier Proben ist dieser Zusammenhang für kleine Kräfte ($F < 100$ mN für den Film und die Sinterprobe sowie $F < 300$ mN für die schmelztexturierten Proben) gut erfüllt. Zu größeren Kräften steigt der Exponent jedoch stark an, am stärksten für den Film.

Im linearen Teil der Kurven ergibt eine Regression für die gesinterte Probe und den Film $\beta \approx 2,8$ und für die schmelztexturierten Massivproben $\beta \approx 1,2$. Der Wert der letzteren liegt damit im bei Moon [74] publizierten Wertebereich $1,0 < \beta < 1,6$. Dies gilt jedoch nicht für die beiden anderen Probentypen.

Neben diesen empirischen Zusammenhängen kann aus der Messung der Steifigkeit auch auf einige mikroskopische Eigenschaften der Supraleiter geschlossen werden. Dies wird im folgenden weiter beleuchtet.

Um Aussagen über das Pinning-Verhalten zu erhalten, ist es sinnvoll, die Steifigkeit als Funktion der äußeren Flußdichte zu betrachten. Deshalb ist in Abbildung 6.21 η als Funktion von B_{ext} aufgetragen. Bis auf die gesinterte Probe, für die über den gesamten Meßbereich $\eta \propto B^{1,3}$ gilt, zeigen alle anderen Proben eine Änderung der Steigung. Für die beiden schmelztexturierten Proben und den Film wechselt die Abhängigkeit ab etwa 120 mT von $\eta \propto B^{1,5}$ nach $\eta \propto B^{2,0}$. Um diese Ergebnisse zu interpretieren, wird hier ein phänomenologisches Bild des Pinnings entworfen.

Eine gepinnte Flußlinie kann man sich als ein Teilchen in einem harmonischen Potentialtopf mit der Pinning-Energie U_0 vorstellen. η ist dabei die Federkonstante in $F_z = \eta z$. Das externe Feld H_{ext} steht dabei über die Lorentzkraftdichte im Gleichgewicht mit der Volumenpinningkraft $\vec{f}_P = \vec{j} \times \vec{B}$. Dabei wird die Volumenpinningkraft aus der Pinning-Energie pro Volumen U_P des Vortex hergeleitet über:

$$f_P = \frac{dU_P}{dz} \quad (6.10)$$

Sobald die kritische Stromdichte J_c erreicht ist, kann die Flußlinie den Potentialtopf verlassen und die Irreversibilität (Hysterese) setzt ein.

Somit ist die gemessene magnetische Steifigkeit direkt verknüpft mit zwei mikroskopischen Parametern des Supraleiters: Zum einen mit der effektiven Rückstellkraft oder der Steigung des Potentialtopfes $\alpha = df_P/dz$ und zum anderen mit dem elastischen Limit d_0 , welches direkt mit der lateralen Ausdehnung des Potentialtopfes verknüpft ist (Abbildung 6.20). Die effektive Rückstellkraft α ist offensichtlich verknüpft mit der Federkonstanten η und kann deshalb aus der Steigung der Unterschleifen bestimmt werden:

$$\alpha = \frac{\eta}{V_{eff}} \quad \text{Labusch - Parameter} \quad (6.11)$$

Dabei ist V_{eff} ein effektives Volumen, welches nach [54, 69] dem Korrelationsvolumen der Vortices entspricht. In einem granularen Supraleiter muß dies der Korngröße entsprechen, da die Körner untereinander nur schwach gekoppelt sind.

In Abbildung 6.22 ist der Labusch-Parameter für alle vier Proben als Funktion der externen Flußdichte doppeltlogarithmisch dargestellt. Dabei wurde für die schmelztexturierten Proben die im optischen Mikroskop beobachtete Korngrößenverteilung von 2 – 5 nm angenommen, was einem effektiven Volumen von $V_{eff} = 2 - 10 \cdot 10^{-8} \text{ m}^3$ entspricht. Für den Film und die Sinterprobe wurde jeweils das gesamte Probenvolumen

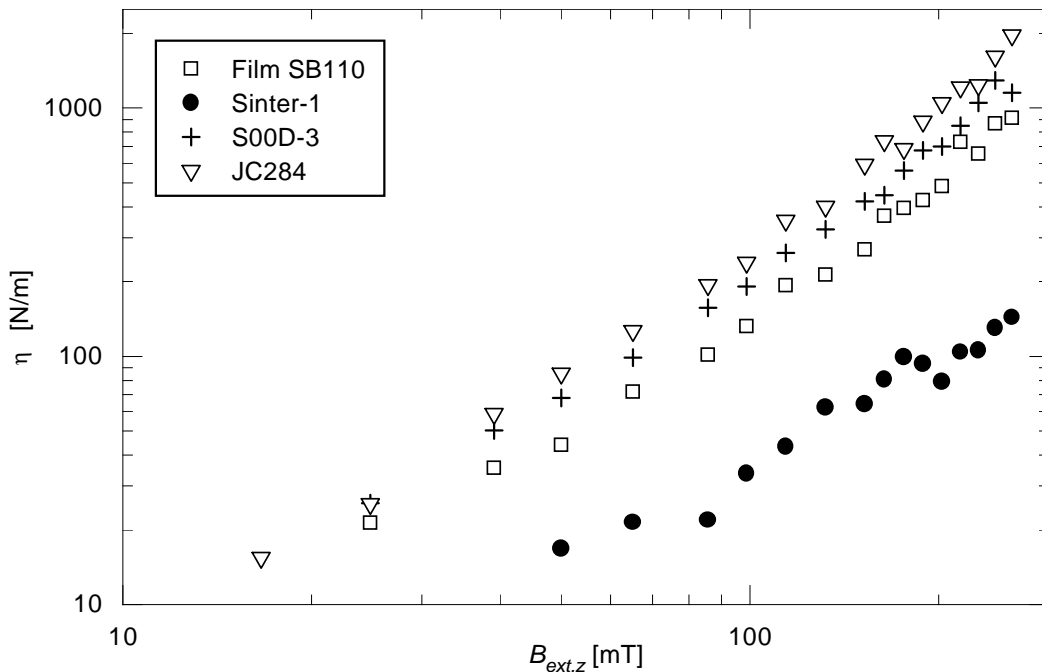


Abbildung 6.21: Vertikale Steifigkeit η als Funktion der externen Flußdichte B_{ext}

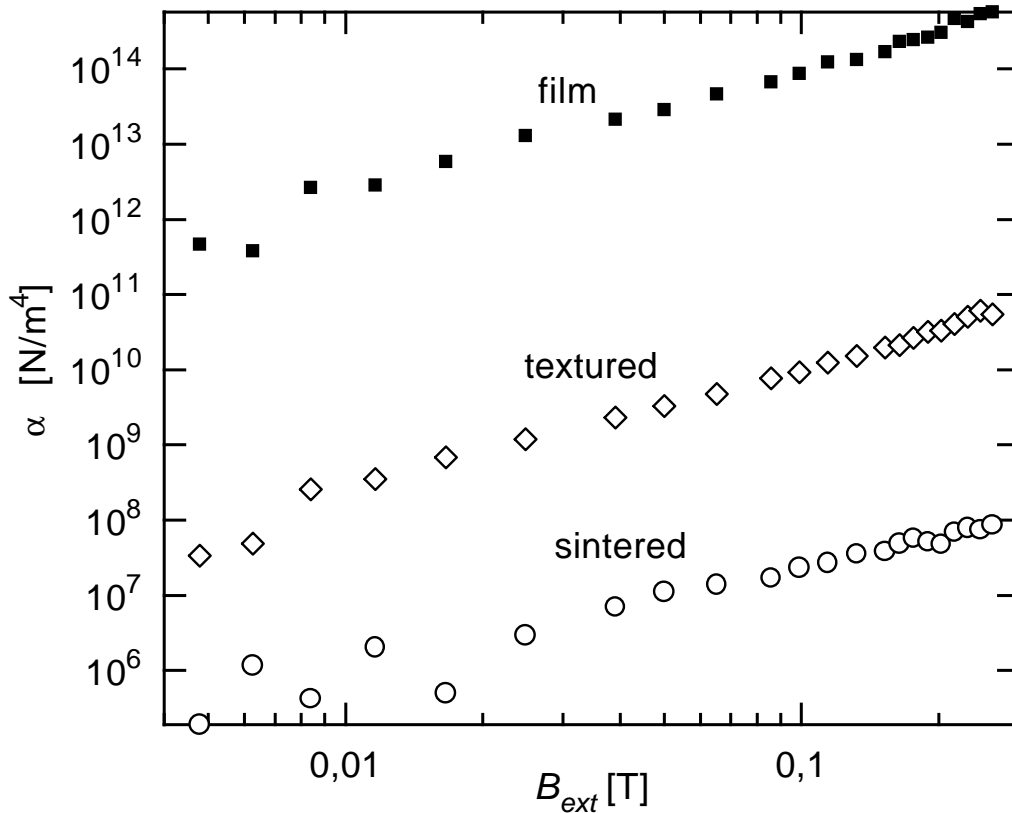


Abbildung 6.22: Labusch-Parameter α als Funktion der externen Flußdichte B_{ext} . Die Kurven der beiden schmelztexturierten Proben fallen so dicht zusammen, daß zur Übersichtlichkeit nur eine dargestellt ist.

(Film: $V_{eff} = 2 \cdot 10^{-12} \text{ m}^3$, Sinterprobe: $V_{eff} = 2 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3$). Die Begründung hierfür ist bei beiden Proben unterschiedlich. Die gesinterte Probe ist sehr mikrogranular und besitzt, wie schon aus den Kraft-Abstands-Messungen hervorgeht, praktisch kein Pinning. Die Quelle der magnetischen Levitation und somit auch der Steifigkeit ist deshalb hier der reine Meissner-Effekt. Dieser ist jedoch ein Volumeneffekt, der über den gesamten Supraleiter korreliert. Der epitaktische Film hingegen kann als nahezu monokristallin angesehen werden. Die Vortices korrelieren deshalb über das gesamte Volumen. Die für den Labusch-Parameter α bestimmten Werte stimmen größenordnungsmäßig mit denen aus Vibrating Reed Experimenten [112, 51] überein. Die in dieser Arbeit benutzte Meßmethode ist jedoch bei weitem einfacher durchzuführen.

Das oben vorgestellte Bild eines einzelnen Flußschlauches in einem Potentialtopf ohne Wechselwirkung mit den Nachbarn (*single particle pinning*) kann jedoch nicht die Änderung der Steigung für große Flußdichten, wie sie in Abbildung 6.21 und 6.22 sichtbar wird, erklären. Mit steigender externer Flußdichte verringert sich der Abstand

zwischen den Flußschläuchen immer mehr. Dadurch steigt der Einfluß der Vortex-Vortex-Wechselwirkung immer stärker an, bis dieser das Verhalten der Flußschläuche dominiert.

Dieser Übergang findet bei den schmelztexturierten Proben und dem epitaktischen Film bei etwa 120 mT statt. Hier ändert sich die Abhängigkeit von $\alpha \propto B^{1,5}$ nach $\alpha \propto B^2$. Diese Flußdichte entspricht einem Vortexabstand von etwa $a_0 = 0,2 \mu\text{m}$. Für größere Abstände (kleinere Flußdichten) dominiert das Pinning eines einzelnen Vortex in seinem Potentialtopf, wie es oben beschrieben wurde. Für kleinere Abstände (größere Flußdichten) macht sich die abstoßende Wechselwirkung der Vortices untereinander bemerkbar. Deshalb gibt der Parameter α hier nicht mehr die Steilheit des Potentials wieder, sondern ist mit den elastischen Konstanten des Flußliniengitters verknüpft. Dieser Übergang zum kollektiven Pinning tritt nach Brandt [8] bei Flußdichten $B > 2B_{c1}$ auf. Die untere kritische Flußdichte kann deshalb aus diesen Messungen auf etwa 60 mT abgeschätzt werden, was gut mit Hochfrequenzmessungen an epitaktischen Dünnschichten [46] übereinstimmt.

6.4 Ortsaufgelöste Messungen zur Qualitätskontrolle

In den vorangegangenen Abschnitten erfolgte die Messung der Levitationskraft nur oberhalb des Mittelpunktes der untersuchten Proben. Die verwendeten Magneten waren dabei so groß gewählt, daß die gesamte Probe vom Magnetfeld erfaßt wurde. Die gemessenen Kräfte sind somit ein integrales Maß für die Probenqualität. Für die gesinterten Proben und zum Teil auch für die epitaktischen Filme stellt dies keine besondere Einschränkung dar, da diese Proben herstellungsbedingt als relativ homogen angesehen werden können. Bei den aus wenigen Einzelkristallen bestehenden schmelztexturierten Proben jedoch ist eine ortsaufgelöste Messung der Levitationskraft ein wichtiges Instrument für die Beurteilung der Probenqualität.

Mit dem drei-Achsen-System ist es möglich, einen kleinen Testmagneten in einem Raster über die Oberfläche der Supraleiter zu bewegen. Der kleine Testmagnet ($D_M = 2 \text{ mm}$, $H_M = 5 \text{ mm}$) „sieht“ dabei jeweils nur einen kleinen Bereich des Supraleiters. Der Meßabstand von der Probenoberfläche war bei der Kraft-Kartographie der Probe S00D-3 $z_0 = 1,0 \text{ mm}$, bei der Probe Sinter-1 $z_0 = 0,8 \text{ mm}$, sonst $z_0 = 0,5 \text{ mm}$.

Die Abbildungen dieses Abschnittes zeigen in einer quasi-dreidimensionalen Darstellung die Meßwerte und daraus gewonnene Niveaulinien $F = \text{const.}$ bzw. $B_z = \text{const.}$ Die Niveaulinien wurden jeweils so gewählt, daß die Struktur der Karten verdeutlicht wird.

Neben den Kraftkarten sind auch die jeweiligen Magnetfeldkarten abgebildet, welche mit dem in Kapitel 7 beschriebenen Verfahren aufgenommen wurden. Mit Ausnahme des Films waren die Proben bei der Aufnahme der Kraft- und der Hallscans

im Koordinatensystem jeweils gleich orientiert. Im folgenden werden Kraftkarten und Flußkarten der einzelnen Proben interpretiert.

Der Kraftkarte der Filmprobe SB110 kann man entnehmen, daß die höchsten Kräfte in einem Bereich etwas neben der Symmetrieachse gemessen werden. Insgesamt ist die Variation der Meßwerte relativ gering. Auch das Maximum der Flußdichte ist etwas zum Rand des Filmes hin verschoben. Da dies bei allen Messungen des Films feststellbar war, ist diese Asymmetrie wahrscheinlich nicht auf die Magnetisierung zurück-

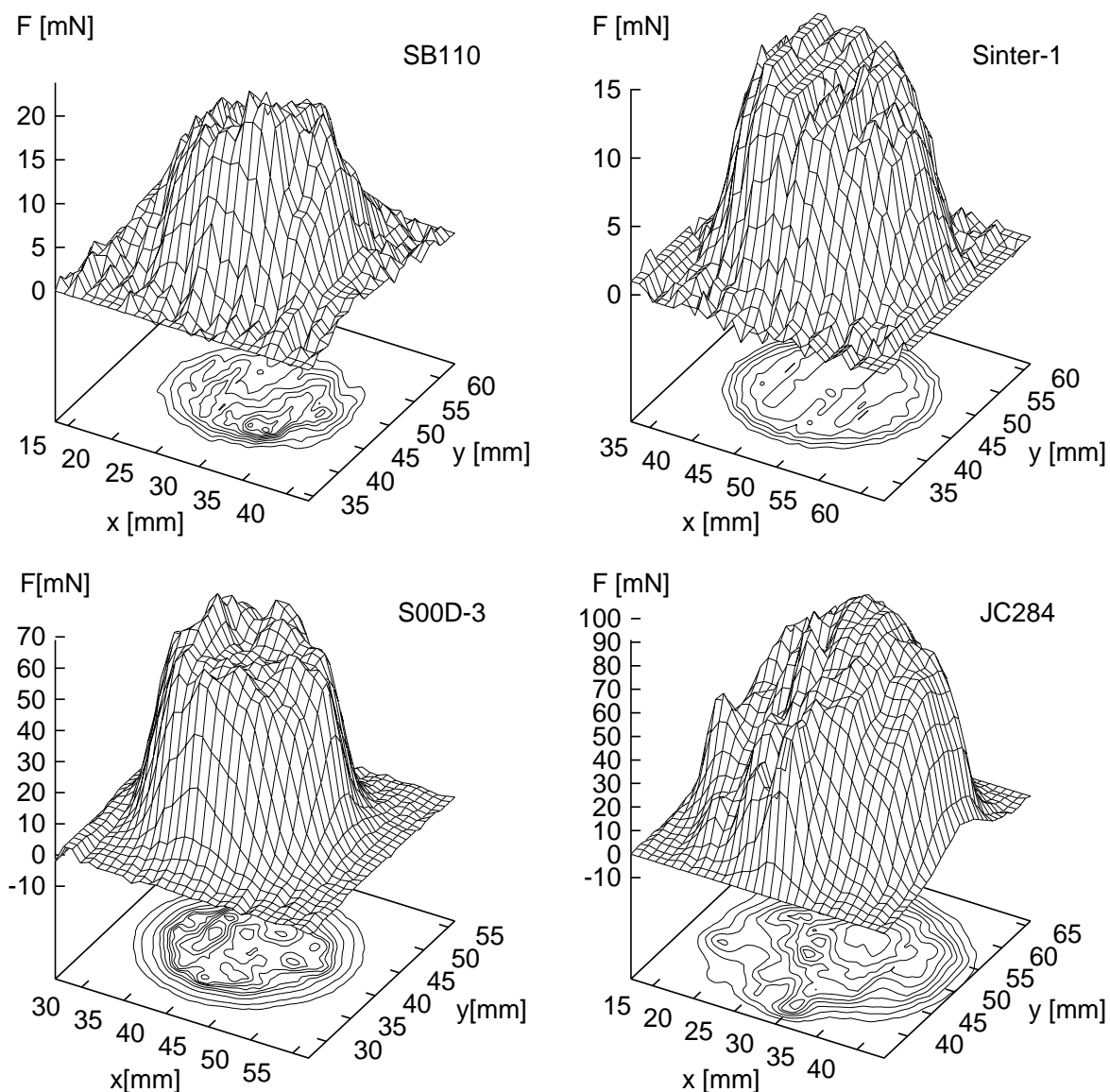


Abbildung 6.23: Kraftkarten der Proben SB110, Sinter-1, S00D-3 und JC284, gemessen mit Magnet NE24. Scanabstände und Schrittweiten siehe Text.

zuführen, sondern spiegelt eine Inhomogenität der Probe wieder. Die Flußkarte des Filmes zeigt große Ähnlichkeit mit der nach dem Bean'schen Modell für einen supraleitenden Zylinder erwarteten Form, vergleicht man diese mit dem in Abbildung 3.3 in der letzten Spalte dargestellten Profil.

Die Probe Sinter-1 zeigt über der Probenoberfläche eine annähernd homogene Verteilung sowohl der Kraft als auch der Flußdichte. Dies kann man als Bestätigung des Decoupled-Grain-Modells auffassen, wonach sich die einzelnen μm -großen Körner dem

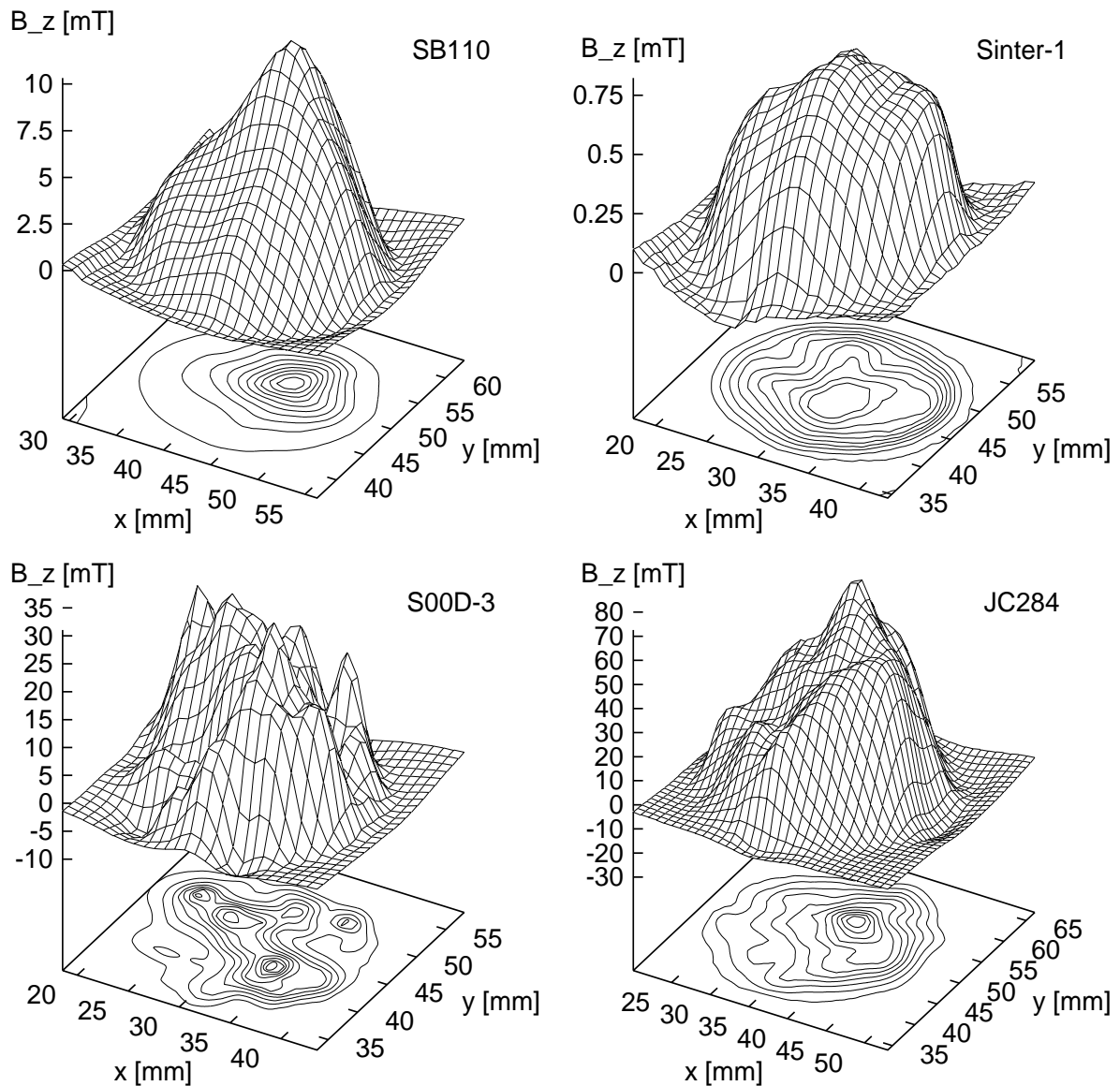


Abbildung 6.24: Flußkarten im fc-Modus der Proben SB110, Sinter-1, S00D-3 und JC284. Magnetisierung durch Magnet M8(NE257), $B_r(z = 0) = (280 \pm 10)$ mT.

Bean'schen Modell gemäß verhalten, aber keine intergranularen Ströme fließen. Aufgrund der begrenzten Auflösung der Messung der Hallspannung und erst recht der Kraftmessung wird daher eine nahezu homogene Magnetisierung der Probe gemessen.

Die Scans der schmelztexturierten Massivproben offenbaren eine substantiell andere Struktur. Deutlich erkennt man sowohl in den Kraft- als auch in den Flußkarten beider Proben einigermaßen abgrenzbare Bereiche, die eine höhere Kraft bzw. eine höhere remanente Flußdichte aufweisen. Sie haben typischerweise Abmessungen von wenigen Millimetern. Besonders deutlich ist diese Struktur bei der Wuppertaler Probe S00D-3 zu erkennen, weniger deutlich bei der Jenaer Probe JC284. Auch optisch lassen sich an der Oberfläche dieser beiden Proben einzelne Körner der entsprechenden Größenordnung ausmachen. Während die an der Oberfläche erkennbaren Körner bei der unbearbeiteten Wuppertaler Probe durch Gebiete amorphen Materials getrennt sind, stoßen diese bei der Jenaer Probe, bei der die oberste Schicht der Probe abgetragen wurde, direkt aneinander. Daher sind sie auch in den Hallscans nicht gut aufgelöst. Die Flußkarten lassen aber aufgrund der charakteristischen Flußprofile über den einzelnen Körnern den Schluß zu, daß diese sich annähernd dem Bean'schen Modell gemäß verhalten.

Zur groben Orientierung über die Fähigkeit der Proben, magnetischen Fluß einzufrieren, kann das *Einfangverhältnis* $\varepsilon_B = B_{z,max}^{scan}(\text{Probe})/B_z(\text{Magnet})$ herangezogen werden. Es setzt die maximal über der Probe gemessene remanente Flußdichte $B_{z,max}^{scan}$ in Beziehung zu der Flußdichte des zur Aufmagnetisierung der Probe verwendeten Magneten. Als Maß für die Flußdichte des Magneten dient der Wert $B_z(z' + \xi = 1,3 \text{ mm})$ auf der Symmetrieachse in dem Abstand, den die aktive Fläche der Hallsonde während des Scans von der Probenoberflächen hat. Dabei ist die Längenkontraktion der Distanzstangen mitberücksichtigt. Je höher das Verhältnis ε_B ist, desto besser hat die Probe die eingefrorenen Flußschläuche bei der Entfernung des Magneten festgehalten, d. h. desto größer ist die Pinningkraft der Probe.

Die ε_B -Werte von Tabelle 6.5 bestätigen die bereits aus den $F(z)$ -Messungen gezogenen Schlüsse über die Pinningeigenschaften der verschiedenen Proben. So zeigt die gesinterte Probe den niedrigsten Wert gegenüber deutlich höheren für den Film und die schmelztexturierten Proben. Nimmt man für die einzelnen Körner der schmelztexturierten Proben das Bean'sche Modell an, so ist der Meßwert $B_{z,max}^{scan}$ proportional zum Produkt aus der kritischen Stromstärke j_c und Kornradius r_g des „besten“ Kornes, wobei man die Beiträge anderer Körner zu $B_{z,max}^{scan}$ vernachlässigt. Die Übereinstimmung der Einfangverhältnisse mit dem aus $F(z)$ -Messungen erhaltenen Maß für die Probenqualität $F_{1\text{mm}}/\mathcal{F}_{1\text{mm}}^{max}$ bestätigt die Vorstellung, wonach die beiden Parameter j_c und r_g entscheidend für die Levitationskraft supraleitender Proben sind. Dies veranschaulicht Abbildung 6.25.

Ein Vergleich der beiden ortsauflösenden Meßmethoden fällt eindeutig zugunsten der Hallmessung aus. Wesentliche Vorteile sind die bessere Ortsauflösung, das höhere Signal/Rausch-Verhältnis und die wesentlich kürzere Dauer der Messung aufgrund der schelleren Meßwertaufnahme durch das Multimeter im Vergleich zum Sensor-Master.

Probe	F_{max}^{scan}	$B_{z,max}^{scan}$	ε_B	$F_{1mm}/\mathcal{F}_{1mm}^{max}$
	[mN]	[mT]		
SB110	24	11,3	4,3 %	2,1 %
Sinter-1	16	0,8	0,3 %	1,5 %
S00D-3	69	31,0	11,9 %	13,9 %
JC284	91	72,5	27,9 %	33,4 %

Tabelle 6.5: Maximalwerte der Kraftkarten F_{max}^{scan} und Flußkarten $B_{z,max}^{scan}$, Einfangverhältnis ε_B der Proben sowie Verhältnis $F_{1mm}/\mathcal{F}_{1mm}^{max}$ der zfc-Messungen aus Tabelle 6.2. Der relative Fehler der Werte der letzten beiden Spalten beträgt 5 %.

Die Rastermessungen sind hervorragend geeignet, die Homogenität der Proben zu beurteilen. Diese ist ein wichtiger Parameter für die Anwendung von hochtemperatursupraleitenden Massivproben. So ist bei Anwendungen in Form von Lagern die Rotationssymmetrie der Kenngrößen wichtig. Bei Anwendung von Massivproben als „Trapped-Flux-Magnete“ sollte das eingefrorene Magnetfeld möglichst genau bekannt

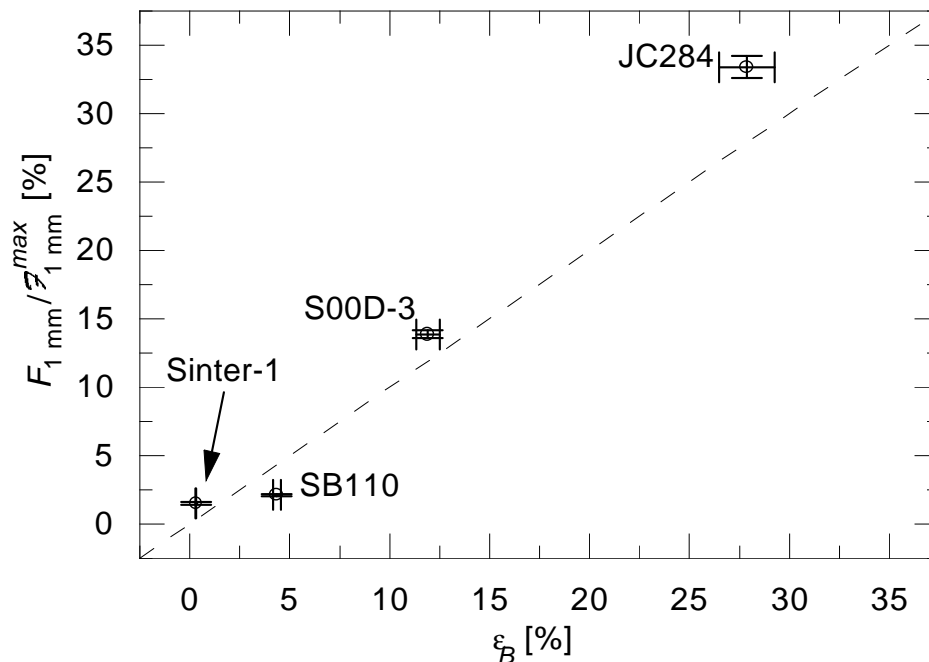


Abbildung 6.25: Mit $F(z)$ -Messungen bestimmte Probenqualität $F_{1mm}/\mathcal{F}_{1mm}^{max}$ gegen Einfangverhältnis ε_B aus Hallscans der remanenten Flußdichte. Die Winkelhalbierende dient der Veranschaulichung.

sein. Dessen Betrag und Orientierung kann mit Hallsonden mit befriedigender Genauigkeit gemessen werden. Im Gegensatz zu VSM- oder SQUID-Messungen können mit Hallsonden auch die remanenten Flußdichten sehr großer Proben oder supraleitender Spulen problemlos ausgemessen werden [18]. Auch Abschirmmessungen sind mit Hallsonden durchführbar [28].

6.5 Gestapelte epitaktische Filme

In den obigen Abschnitten wurde gezeigt, daß die epitaktischen Filme bezogen auf das Volumen eine erstaunlich große Levitationskraft und magnetische Steifigkeit entwickeln können. Dies liegt an der verglichen mit den anderen Probentypen fast idealen Mikrostruktur und dem damit verbundenen starken Pinning. Während die Kraftdichte für schmelztexturierte YBCO Proben bei etwa 1 Ncm^{-3} liegt, erreichen die epitaktischen Filme Werte von etwa 100 Ncm^{-3} . Gleichzeitig ist die Steifigkeit η der Filme etwa so groß wie die der Massivproben.

Es ergibt sich die interessante Frage, ob die absolute Kraft mehrerer Filme sich durch Stapelung addieren läßt.

In den folgenden Abschnitten werden Messungen an einem solchen Filmstapel sowie sich daraus ergebende Ergebnisse und Anwendungen diskutiert.

6.5.1 Messungen

Drei YBCO-Filme mit einem Durchmesser von 25 mm und einer Dicke von 150 nm bis 1500 nm wurden mit den in [77, 61, 62] vorgestellten Sputter-Prozeß hergestellt. Dabei lag der Optimierungsschwerpunkt auf der Anwendung in der Hochfrequenztechnik. Einige wichtige Probeneigenschaften sowie die Ergebnisse von Routine-Messungen, die zur Charakterisierung der Filme benutzt werden, sind in Tabelle 6.6 aufgeführt. Die induktive Meßmethode, welche auf der Bestimmung der dritten Harmonischen der Suszeptibilität basiert, wird ausführlich in [62, 38] beschrieben.

Die Levitationsmessungen wurden mit einem SmCo Magneten (DE105) durchgeführt. Als erstes wurde die Kraft als Funktion des Abstands zwischen Film und Magnet gemessen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.26 zu sehen. Die Meßkurven zeigen eine große Hysterese, wobei die Maxima und Minima der Kraft vom Betrag her etwa gleich groß sind. Dies ist ein Indiz dafür, daß die Filme für kleine Abstände komplett magnetisiert sind. Die kleinen "Sprünge" bei bestimmten Abständen wurden durch adhesive Kräfte zwischen dem Magneten und der Oberfläche des flüssigen Stickstoffs verursacht.

Trägt man die Kraft logarithmisch gegen den Abstand auf (Abbildung 6.27), so kann man für $z < 10 \text{ mm}$ die Kraft als Exponentialfunktion ($F = F_0 e^{-\beta z}$) beschreiben. Die beiden Parameter F_0 und β sind nach Moon [73] charakteristisch für die jeweilige

sample	d	T_c	j_c (77 K)	$j_c d$ (77 K)	F_0	β
	[nm]	[K]	[MA cm ⁻²]	[MA mm ⁻¹]	[mN]	[mm ⁻¹]
RW173	150	90.5	4.4 ± 0.9 ± 0.2 ^a	6.6 ± 0.9	77.8 ± 0.9	0.189 ± 0.003
RT30	1500	89.7	0.29 ± 0.06 ± 0.02	4.5 ± 0.6	63.4 ± 0.5	0.159 ± 0.002
MG40	500	88.9	3.0 ± 0.6 ± 0.2	15.0 ± 2.1	91.5 ± 0.6	0.119 ± 0.002
MG40 ^b		88.9	2.9 ± 0.6 ± 0.1			

^aFehler: der erste Wert folgt aus der systematischen Unsicherheit (inkl. 15% für d und 13% für die Umrechnung), der zweite ist der statistische Fehler.

^bWiederholungsmessung nach den Levitationsexperimenten

Tabelle 6.6: Charakteristische Probeneigenschaften: Sprungtemperatur T_c , kritische Stromdichte $j_c(77\text{ K})$ und kritische Oberflächen-Stromdichte $j_c d(77\text{ K})$ gemessen durch die dritte harmonische Antwort der Suszeptibilität; exponentielle Fit-Parameter F_0 und β bestimmt aus der Levitationsmessung.

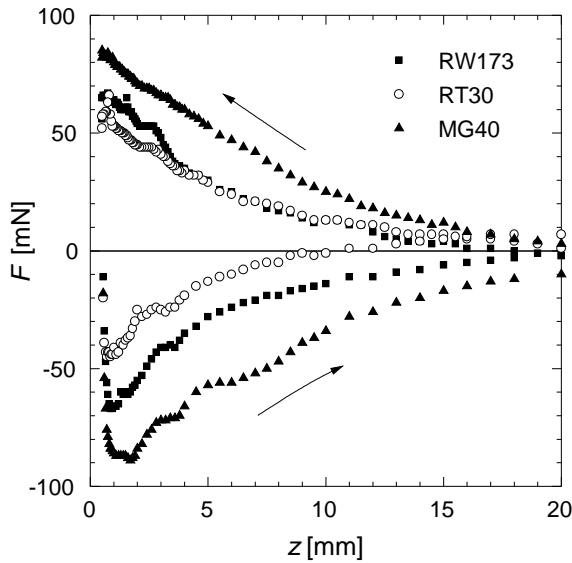


Abbildung 6.26: Levitationskraft F gegen Abstand z für die drei Filme RW173, RT30 und MG40.

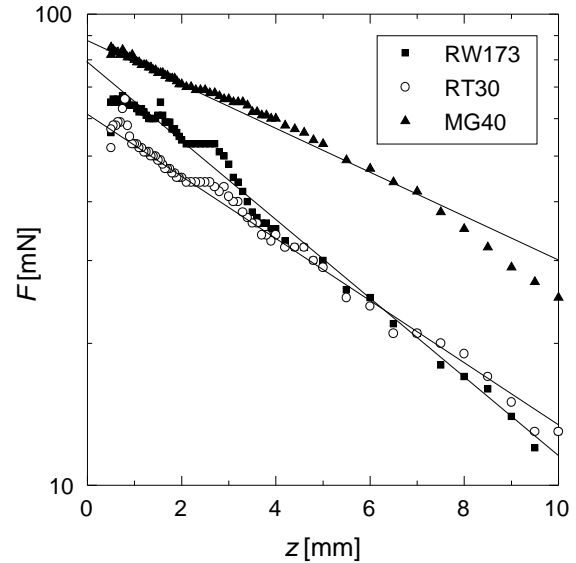


Abbildung 6.27: Messung wie Abbildung 6.26 in logarithmischer Darstellung für $z < 10$ mm mit Geraden aus dem Fit $F = F_0 e^{-\beta z}$.

Probe. Die Fitparameter der drei Filme sind in Tabelle 6.6 aufgeführt. Für die drei gemessenen Filme bestätigt sich die Korrelation zwischen dem Parameter F_0 und der Oberflächenstromdichte $j_c d$.

Die Messung des Filmstapels führt zu einer ähnlichen Abstandsabhängigkeit der

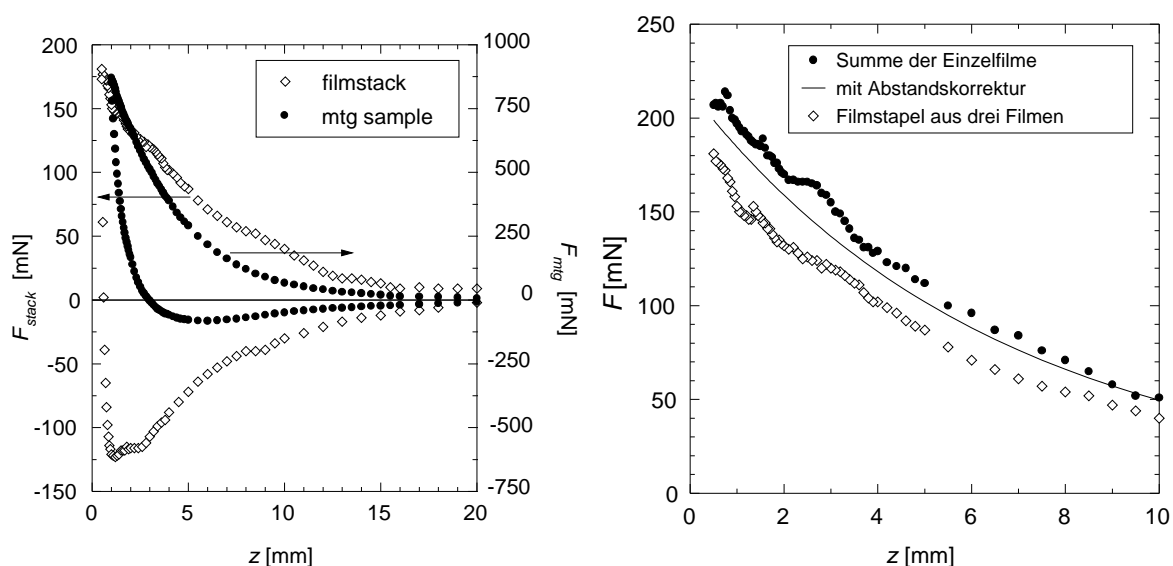


Abbildung 6.28: Levitationskraft F_s des Filmstapels (offene Symbole, linke Seite) und F_{mtg} einer typischen Massivprobe (gefüllte Symbole, rechte Seite) als Funktion des Abstands.

Abbildung 6.29: Vergleich der Kraft F_s am Filmstapel (offene Symbole) mit der Summe der Kräfte ΣF_i der einzelnen Filme (gefüllte Symbole) für den Abstand $z < 10$ mm. Die Linie ist die Summe der Einzelfilme nach der Abstandskorrektur.

Kraft (Abbildung 6.28). Zum Vergleich ist auch die Meßkurve einer typischen schmelztexturierten Probe aufgetragen (Durchmesser 21 mm, Höhe 7 mm). Der aus den drei Filmen bestehende Stapel erreicht etwa 20% der Kraft der schmelztexturierten Probe. Außerdem unterscheiden sich die beiden Systeme erheblich in ihrem hysteretischen Verhalten. Der Film zeigt eine deutlich offenere Kurve, was bedeutet, daß er beim minimalen Abstand vollständig durchmagnetisiert ist. Es bleibt offen, ob dies bei einem Filmstapel aus deutlich mehr Filmen auch der Fall wäre.

In Abbildung 6.29 wird der Filmstapel mit den einzelnen Filmen verglichen. Es zeigt sich, daß die Levitationskraft des Stapels F_s nur geringfügig kleiner ist, als die Summe ΣF_i der Kräfte der einzelnen Filme. Einen Teil dieser Abweichung zwischen ΣF_i und F_s kann man sofort verstehen, wenn man bedenkt, daß durch die Substratdicke von 0.5 mm die beiden unteren Filme des Stapels einen größeren Abstand vom Magneten haben als bei den Einzelmessungen. Bei der Berechnung der Summe ΣF_i kann jedoch dieser Effekt in Rechnung gezogen werden. Die durchgezogene Linie in Abbildung 6.29 zeigt die korrigierte Summe ΣF_i^k . Sie ist jedoch immer noch etwa 15% größer, als die Kraft des Filmstapels. Dafür gibt es zwei mögliche Ursachen. Zum einen ist der Entmagnetisierungsfaktor des Filmstapels kleiner als der der einzelnen Filme. Zum anderen, und wahrscheinlich auch viel entscheidender, werden die unten

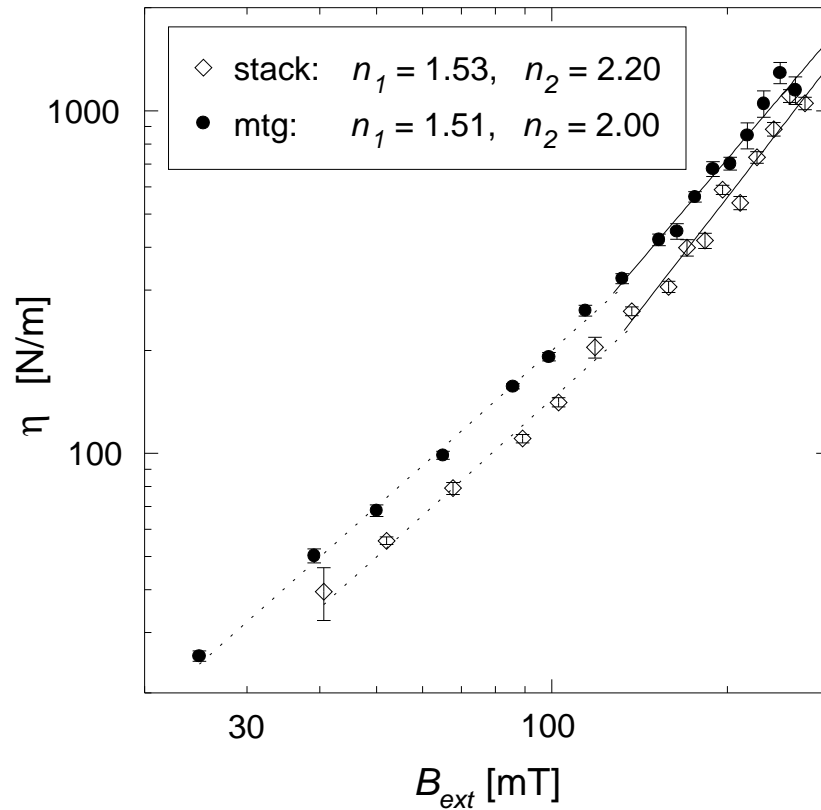


Abbildung 6.30: Steifigkeit η aufgetragen gegen die magnetische Flußdichte B_{ext} . Die Linien sind ein Fit an die Funktion $\eta \approx B_{ext}^{n_i}$

liegenden Filme des Stapels durch die Ströme in den näher zum Magneten liegenden Filmen abgeschirmt.

Als letztes wurde auch die magnetische Steifigkeit des Filmstapels gemessen und in Abbildung 6.30 mit der Steifigkeit einer schmelztexturierten Probe verglichen. Es zeigt sich, daß der Filmstapel trotz des wesentlich kleineren Volumens eine vergleichbare Steifigkeit η entwickelt.

6.5.2 Vorteile und mögliche Anwendungen

Die in vorherigen Abschnitt durchgeführten Messungen zeigen, daß ein Stapel aus rund zehn epitaktischen Filmen im Bezug auf die absolute Levitationskraft sowie die Steifigkeit sehr wohl mit schmelztexturierten Massivproben konkurrieren kann.

Gestapelte epitaktische Filme haben jedoch zusätzlich einige Vorteile. Bei der Verwendung sehr dünner Substrate (z.B. 0,5 mm) und einer beidseitigen Beschichtung, ist das Gesamtvolumen des Stapels bei gleicher Levitationskraft deutlich geringer [66].

Durch die Auswahl der Filme kann die Gesamthomogenität des Stapels im Bezug auf die Levitationskraft gegenüber den schmelztexturierten Proben deutlich verbessert werden. Ein großes Anwendungspotential wird für die epitaktischen Filme und insbesondere für die Filmstapel im Bereich der Mikromechanik gesehen. Durch die Möglichkeit der Strukturierung der Einzelfilme kann somit ein für die jeweilige Anwendung optimaler Supraleiter „maßgeschneidert“ werden.

Kapitel 7

Hall-Kartographie und Berechnung der Stromverteilung

Die kritische Stromdichte j_c ist das wichtigste Kriterium zur Beurteilung der Qualität von Supraleiterproben in der technischen Anwendung. Dies gilt besonders für epitaktische Filme als auch für HTSL-Bandleiter. Bei Massivproben für Levitationsanwendungen liefert die direkte Kraftmessung ein aussagekräftigeres Ergebnis.

Mit der im Kapitel 5 beschriebenen Apparatur kann durch Austausch des Magneten gegen eine Hall-Sonde auch die magnetische Flußdichte direkt über der Oberfläche des Supraleiters gemessen werden. Der genaue technische Aufbau wird im Abschnitt 7.1 beschrieben. Aus den so gewonnenen Daten läßt sich bei quasi eindimensionalen Supraleitern wie etwa Bänder aus BSCCO oder epitaktischen Filmen die Stromverteilung im Leiter berechnen. Das hierfür benutzte Verfahren wird im Abschnitt 7.2 erläutert. Im letzten Abschnitt werden dann ausgewählte Ergebnisse vorgestellt und interpretiert.

7.1 Durchführung der Hall-Kartographie

In Abbildung 5.3 ist der prinzipielle Aufbau und in Abbildung 5.4 die elektrische Verschaltung der Hall-Scan-Apparatur gezeigt. In den folgenden Abschnitten wird die Meßmethodik der Hall-Kartographie sowie die daraus resultierende Berechnung der Stromverteilung erläutert.

7.1.1 Wahl der Hall-Sonde

Bei der Wahl der Hall-Sonde mußten folgende Punkte berücksichtigt werden:

- stabiler (elektrischer und mechanischer) Betrieb in flüssigem Stickstoff

Hall-aktives Material	monokristallines GaAs
Abmessung des Halbleiters	$200 \times 200 \mu\text{m}^2$
maximaler Hallstrom I_H	5 mA
Hallkonstante bei 297 K K_{RT}	$1,102 \pm 0,005 \text{ T/V}$
Hallkonstante bei 77 K K_{LN}	$0,81 \pm 0,01 \text{ T/V}$
Linearität der Hall-Spannung für $B < 0,5 \text{ T}$	$\leq \pm 0,2\%$

Tabelle 7.1: Technische Daten der Hall-Sonde KSY10.

- hinreichend große Signale bei 77 K und $\approx 1 \text{ mT}$
- geringe Abmessungen in der Ebene für hohe Auflösung
- geringer Abstand zwischen Halbleiter und Gehäuseaußenwand für hohe Auflösung

Der Betrieb der Hall-Sonde direkt im flüssigen Stickstoff ist aus mehreren Gründen unabdingbar. Zum einen muß der Abstand zwischen der aktiven Fläche der Hallsonde und dem Supraleiter möglichst gering sein, um eine gute laterale Auflösung zu gewährleisten. Dies wird aus geometrischen Überlegungen deutlich (Abb. 7.1). Zum anderen muß sich die Hall-Sonde während der ganzen Messung auf einer konstanten, definierten Temperatur befinden, da sowohl die Offset-Spannung als auch die Hall-Konstante stark temperaturabhängig sind.

Als einfachste Lösung bietet sich das Eintauchen der Hall-Sonde in das Stickstoffbad an. Problematisch ist dabei jedoch die mechanische Belastung beim Abkühlen und Aufwärmen. Dies gilt besonders für die Lötkontakte an der Hall-Sonde. Außerdem ist nicht jedes Halbleitermaterial, das zum Bau von Hall-Sonden benutzt wird, für 77 K geeignet. Die temperaturabhängige Hall-Konstante, welche die Signalauflösung bestimmt, sinkt für einige Materialien bei diesen Temperaturen stark ab.

Als nahezu ideale Wahl wurde eine einfache Hall-Sonde der Firma Siemens gefunden (KSY10). Die Abmessungen sowie andere technische Daten sind in Tabelle 7.1 zusammengefaßt.

7.1.2 Bestimmung des Auflösungsvermögens

Das Auflösungsvermögen des Hall-Scans kann in zwei Teile unterteilt werden. Zum einen das Signal-Auflösungsvermögen, d.h. die kleinste noch deutlich meßbare Feldstärke, sowie das räumliche Auflösungsvermögen, welches die kleinste noch erkennbare Struktur (räumliche Verteilung) des Feldes beschreibt.

Das Signal-Auflösungsvermögen stellt an die Hall-Sonde keine starken Anforderungen, da die im Experiment vorkommenden Feldstärken für Hall-Sonden vergleichsweise

groß sind. Sie betragen zwischen $0,1 \text{ mT}$ und 10 mT . Dies entspricht bei einem Hallstrom von 5 mA einer Hallspannung von etwa $120 \mu\text{V}$ bis 12 mV . Diese Spannungen können mit dem verwendeten Mikrovoltmeter leicht mit einem hinreichend kleinen Fehler gemessen werden.

Das räumliche Auflösungsvermögen beschreibt in etwa, welche strukturellen Details in der Feldverteilung und damit auch in der Stromverteilung im Supraleiter noch erkannt werden können.

Das räumliche Auflösungsvermögen der Hall-Sonde wird am stärksten nicht durch die Ausdehnung der Hall-Sonde sondern durch ihren Abstand von der zu untersuchenden Fläche bestimmt. Dies verdeutlicht Bild 7.1.

Theoretisch geht die gesamte stromdurchflossene Fläche in die an einer bestimmten Stelle gemessene Flußdichte ein, jedoch mit einem durch den Abstand bestimmten Wichtungsfaktor. Es ist deshalb für die weiteren Überlegungen sinnvoll, einen Öffnungswinkel der Hall-Sonde zu definieren, außerhalb dessen der Einfluß auf ein vernachlässigbares Maß abgefallen ist.

Da der Abstand z schon bei der verwendeten Hall-Sonde deutlich größer als die laterale Ausdehnung derselben ist, kann das räumliche Auflösungsvermögen durch eine weitere Reduzierung der aktiven Hallfläche nur geringfügig gesteigert werden. Hauptaugenmerk bei der Verbesserung der Auflösung muß deshalb die Verkleinerung des Abstands z sein. Dies wurde dadurch erreicht, daß das Kunststoffgehäuse der Hall-Sonde soweit wie möglich abgeschliffen wurde, ohne dabei den Halbleiter selbst zu beschädigen.

Als weitere Konsequenz ergibt sich daraus, daß die Hall-Sonde möglichst direkt auf dem zu untersuchenden Supraleiter aufsetzen muß. Die Probe muß dafür ohne Abdeckung dem Stickstoffbad ausgesetzt werden. Dies führt jedoch zu dem Problem, daß der Supraleiter beim Aufwärmen nach der Messung sich mit Wasser-Reif überzieht und somit feucht wird. Bei den epitaktischen Filmen kommt es dabei zur Bildung von Wasserflecken und teilweise auch zur Degradation des Films. Als möglicher Ausweg aus diesem Problem hat

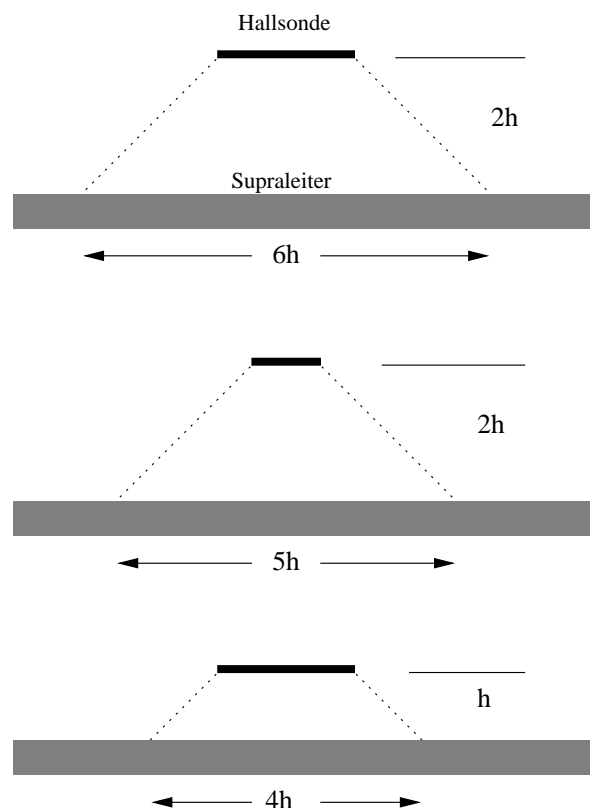


Abbildung 7.1: Schematische Veranschaulichung der Verbesserung des Auflösungsvermögens durch Reduktion des Abstandes.

sich Einschweißen des Films in eine dünne Kunststoffolie erwiesen. Diese Folie, eine handelsübliche Folie zum Einschweißen von Lebensmitteln zur Aufbewahrung in der Tiefkühltruhe, trägt mit ihrer Dicke von $35 \mu\text{m}$ nur unwesentlich zur Vergrößerung des Meßabstands z bei.

7.1.3 Meßmethode

Mit Hilfe des in dieser Arbeit vorgestellten drei-Achsen-Meßsystems ist es möglich, die magnetische Flußdichte direkt an der Oberfläche der Supraleiter auszumessen.

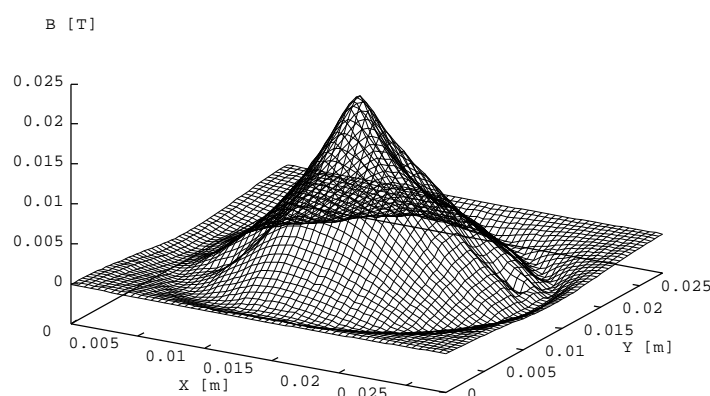


Abbildung 7.2: Normale des magnetischen Flusses gemessen an einem epitaktischen Film (MG12, 25.4 mm) gemessen in einem Abstand von 0.7 mm über der Filmoberfläche.

Die Messung zeigt das typische Aussehen, einen nahezu idealen Bean'schen Kegel. Die Steigung des Kegels ist ein Maß für die lokale Stromdichte senkrecht zur Steigung.

Die zu untersuchende Probe wird dafür in einem externen Magnetfeld H_{ext} einer Spule auf 77 K abgekühlt. Nachdem der supraleitende Zustand sich stabilisiert hat, wird das externe Feld ausgeschaltet. Das Feld in der Probe relaxiert dann bis auf den remanenten Zustand. Durch das Pinning kann das Magnetfeld die Probe nicht vollständig verlassen und wird zum Teil eingefroren. Diese Remanenz kann nun vermessen werden.

Dazu wird eine Mikrohall-

7.2 Berechnung der Stromverteilung

Bei quasi-zweidimensionalen Supraleitern, wie den epitaktischen Filmen oder sehr dünnen Bandleitern, kann aus der Feldkomponente B_z die Magnetisierung des Supraleiters und damit die Stromverteilung berechnet werden. Diese Berechnungsmethode, basierend auf einer Arbeit von W. Xing, B Heinrich et al. [110] wird im folgenden kurz dargestellt.

Da die Dicke der epitaktischen Filme und auch der Bandleiter sehr klein ist im Vergleich mit den anderen geometrischen Abmessungen, kann man annehmen, daß

der in ihnen fließende Strom über die Dicke nicht variiert. Sie können deshalb als quasi-zweidimensional angesehen werden. Da sich zusätzlich in den Proben weder eine Quelle noch eine Senke des Stroms befindet, müssen die durch ein externes Magnetfeld induzierten Ströme in geschlossenen Strompfaden zirkulieren. Das heißt, im statischen Fall gilt:

$$\nabla \vec{J} = 0 \quad (7.1)$$

Dabei ist \vec{J} die Oberflächenstromdichte in A/m. Durch die Annahme, daß die Variation der Stromdichte \vec{j} mit der Dicke vernachlässigbar ist, gilt:

$$\vec{J} = \vec{j}d \quad (7.2)$$

Die Oberflächenstromdichte \vec{J} steht mit der Oberflächenmagnetisierung \vec{M} (magnetisches Moment pro Einheitsfläche, in [A]) im Zusammenhang:

$$\vec{J} = \nabla \times \vec{M} \quad (7.3)$$

Die allgemein gebräuchliche Volumenmagnetisierung ist dann:

$$\vec{M}_{vol} = \vec{M}/d \quad (7.4)$$

Da der Strom durch die Zweidimensionalität der Proben auf die x - y -Ebene beschränkt wird, ist die einzige nicht-verschwindende Komponente die Magnetisierung entlang der z -Achse.

Experimentell zugänglich ist jedoch nicht die Magnetisierung M sondern die magnetische Flußdichte B . Deren Komponente senkrecht zur Stromebene wird in einem Raster in einer Höhe z über der Probe gemessen. In Abbildung 7.3 sind die Zusammenhänge dargestellt. Dabei setzt sich die magnetische Flußdichte B_z an einem Punkt (n, m, z) als Summe über alle magnetischen Momente, gewichtet über eine geometrische Funktion, zusammen. Es gilt:

$$\begin{aligned} B_{0,z}(m, n, i, j, z) &= \frac{\mu_0}{4\pi} M(i, j) \int_{S_{i,j}} \frac{3z^2 - r^2}{r^5} dx' dy' \\ &= M(i, j) G(m, n, i, j, z) \end{aligned} \quad (7.5)$$

Hierbei ist r der Abstand zwischen Quellpunkt und Feldpunkt sowie $S_{i,j}$ die Fläche der Zelle (i, j) . Das Integral G berücksichtigt die relativen Koordinaten von Quellpunkt zu Feldpunkt. Es wird nun über alle Einzelbeiträge aller Zellen addiert. Damit ergibt sich die Gesamtinduktion am Ort (m, n, z) zu:

$$B_z(m, n, z) = \sum_{i=1}^{N_1} \sum_{j=1}^{N_2} M(i, j) G(m, n, i, j, z) \quad (7.6)$$

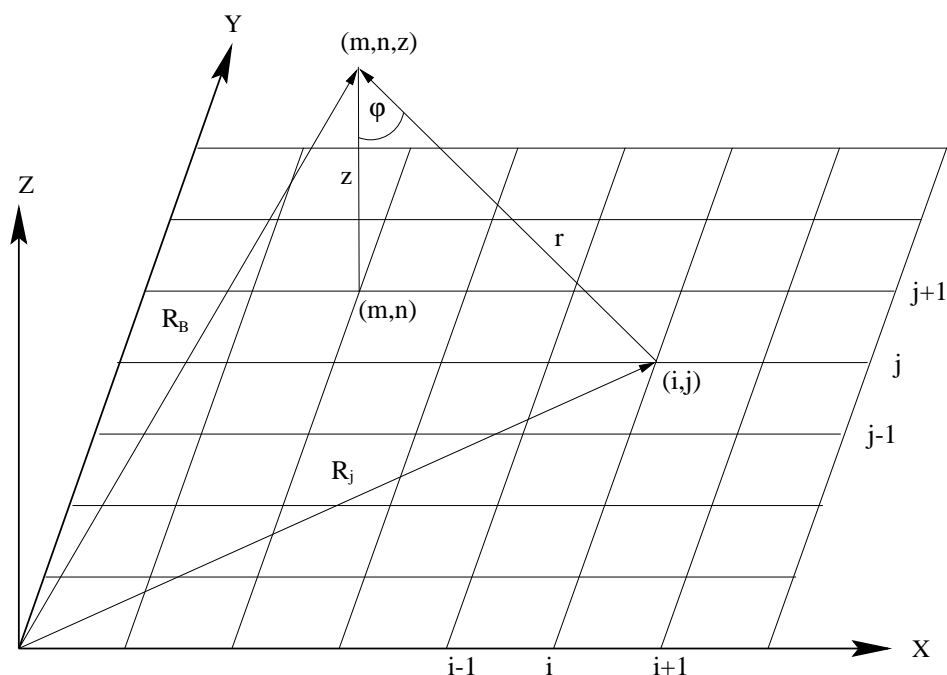


Abbildung 7.3: Gitterdarstellung für die Berechnung der Stromverteilung aus Vermessung des Magnetfeldes.

Die Zahlen N_1 und N_2 geben die Gesamtzahl der Rasterschritte in x - bzw. y -Richtung und damit die Menge der Meßpunkte an. Gleichung 7.6 stellt ein lineares Gleichungssystem für $M(i, j)$ mit den Koeffizienten $G(m, n, i, j, z)$ und dem konstanten Term $B_z(m, n, z)$ dar. Dieses Gleichungssystem kann auch als Matrixgleichung geschrieben werden.

$$\mathbf{G} \vec{M} = \vec{B}_z \quad (7.7)$$

Da in der Messung \vec{B}_z bestimmt wird, muß zur Berechnung von \vec{M} die Matrix \mathbf{G} invertiert werden.

$$\vec{M} = \mathbf{G}^{-1} \vec{B}_z \quad (7.8)$$

Dies ist jedoch sehr aufwendig, da es sich bei \mathbf{G} um eine Matrix der Größe $N_1^2 \times N_2^2$ handelt. Bei $N_1 = N_2 = 50$, wie bei den Messungen an den epitaktischen Filmen, hat \mathbf{G} also $6,25 \cdot 10^6$ Elemente.

Statt einer vollständigen Inversion der Matrix \mathbf{G} wird deshalb ein iteratives Lösungsverfahren benutzt. Als Startwert für die Iteration nimmt man an, daß die gemessene magnetische Flußdichte am stärksten von dem magnetischen Moment direkt unterhalb des Meßpunktes beeinflusst wird. Der Einfluß aller anderen Gitterpunkte

wird vernachlässigt.

$$M_0(m, n) = \frac{B(m, n)}{g(z)} \quad (7.9)$$

Aus diesem M_0 wird dann nach Gleichung 7.6 ein B_0 berechnet. Aus der Differenz zwischen der berechneten und der gemessenen Flußdichte wird dann wiederum linearisiert auf eine Änderung der Magnetisierung geschlossen. Es gilt also dann allgemein:

$$\begin{aligned} \Delta \vec{B}_i &= \vec{B}_{mess} - \vec{B}_{i-1} \\ \Delta \vec{M}_i &= \Delta \vec{B}_i / g \\ \vec{B}_i &= \mathbf{G} \vec{M}_i \end{aligned} \quad (7.10)$$

Die Iteration wird solange fortgeführt, bis die Abweichung zwischen der berechneten und der gemessenen Flußdichte hinreichend klein genug (kleiner als der Meßfehler) ist. Aus der Magnetisierung \vec{M} kann dann die Stromverteilung berechnet werden nach:

$$\vec{J} = \nabla \times \vec{M} \quad (7.11)$$

7.3 Epitaktische YBCO-Filme

In den letzten Jahren sind einige Erfolge in der Deposition von großen ($\varnothing \geq 2''$) epitaktisch aufgewachsenen Dünnschichten aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ auf dielektrischen Substraten erzielt worden (s. [87, 62, 25] sowie Referenzen dort). Diese Filme werden hauptsächlich nach der Deposition strukturiert und in der Hochfrequenztechnik eingesetzt. Deshalb ist die Homogenität der Filme von besonderem Interesse. Es existieren mehrere Meßverfahren, um nicht-destruktiv die supraleitenden Eigenschaften der Filme zu vermessen. Der für die Anwendung wichtigste Parameter — neben den Hochfrequenzeigenschaften — ist dabei die kritische Stromdichte j_c , da experimentell eine Korrelation zwischen j_c bei 77 K und den Mikrowelleneigenschaften der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Filme nachgewiesen wurde [40]. Die induktive Meßmethode, wie sie zum Beispiel in [62] vorgestellt werden, hat jedoch den Nachteil, daß die planare Auflösung durch den Durchmesser der verwendeten Spulen (typischerweise 3 – 4 mm) begrenzt ist und das Abrastern eines Zwei-Zoll-Films bei dieser Auflösung mehrere Stunden dauert.

Deshalb wurden im Rahmen dieser Arbeit mit den in den vorangegangenen Abschnitten vorgestellten Raster-Hall-Messung (der Hall-Kartographie) auch Homogenitätsmessungen an großflächigen Dünnschichten durchgeführt.

7.3.1 Messung

Die Messungen wurden, wie im Abschnitt 7.1.3 erklärt, durchgeführt. Aus der gemessenen Flußdichtenkarte wurde dann mit dem beschriebenen Iterationsverfahren die Verteilung der Magnetisierung bestimmt, aus der dann die lokale Stromdichtenverteilung berechnet wurde.

Bestimmung des effektiven Abstands zwischen Supraleiter und Hall-Sensor

Eine der Schwierigkeiten, die sich bei der Auswertung der Messungen herausstellt, besteht darin, daß der echte Abstand zwischen dem Supraleiter und der Hall-aktiven Fläche nicht bekannt ist, da letztere in ein Kunststoffgehäuse eingegossen ist. Dieser Abstand $d_{eff} = d + x_{eff}$ setzt sich aus zwei Teilen zusammen. Zum einen aus Abstand d zwischen der Oberfläche des Films und der Gehäuseunterseite des Hall-Sensors. Und zum anderen aus der nicht genau bekannten Dicke x_{eff} des Kunststoffmantels der Hall-Sonde. Für die iterative Auswertungsmethode ist jedoch die genaue Kenntnis von d_{eff} von entscheidender Bedeutung. Schon ein Fehler von 0,5 mm in d_{eff} kann dazu führen, daß das Iterationsverfahren nicht konvergiert. Um x_{eff} zu bestimmen, wurde deshalb bei einer Probe die Flußdichtenverteilung $B(x, y)$ in verschiedenen Abständen ($d = 0,5$ mm; 0,75 mm; 1,0 mm; 1,5 mm; 2,0 mm) bestimmt. Dann wurde mit dem Iterationsverfahren für jeden Abstand d das x_{eff} ermittelt, welches zur schnellsten Konvergenz führt. Die mit diesem x_{eff} für alle d ermittelten Magnetisierungen müssen möglichst gut übereinstimmen. Konsistente Magnetisierungen $M(x, y)$ wurden mit einem $x_{eff} = 0,8 \pm 0,1$ mm erzielt.

7.3.2 Ergebnisse und Diskussion

In Abbildung 7.4 sind typische Ergebnisse einer Messung an einem Zwei-Zoll-Film mit einer Rasterschrittweite von $s = 1$ mm dargestellt. In Abbildung a) ist die gemessene magnetische Flußdichte aufgetragen. Der Bean-Peak ist klar ausgebildet und zeigt damit, daß der Film vollständig durchmagnetisiert wurde. Die maximale Flußdichte beträgt $B_{max} = 20$ mT und liegt damit nur knapp unterhalb des Maximalwertes von 25 mT, der mit einer Spule mit $B_{ext}^{max} = 50$ mT erreicht werden kann. In Abbildung b) und c) sind die über das Iterationsverfahren bestimmte Magnetisierung $M(x, y)$ sowie die daraus berechnete Stromdichtenverteilung $J(x, y)$ aufgetragen. Auffällig ist besonders die starke Abnahme der Stromdichte zur Mitte des Films. Zum Teil hat dies numerische Gründe, da das verwendete Berechnungsverfahren einen 'blinden Fleck' in der Mitte der Matrix erzeugt. Dieser sollte jedoch höchstens einige Quadratmillimeter groß sein. Die in der Abbildung sichtbare Reduktion erstreckt sich jedoch über einen Radius von mehr als 10 mm. Diese Abnahme der Stromdichte zur Mitte — dem Ort mit der höchsten Magnetfeldstärke — läßt sich sofort erklären, wenn man das Kim-Anderson-Modell zur Hilfe nimmt. Danach ist die kritische Stromdichte nicht, wie im Bean-Modell angenommen, konstant, sondern von der Flußdichte B abhängig. Die korrigierte kritische Stromdichte berechnet sich nach Gleichung 3.8 mit $\beta = 1$ In Abbildung d) ist die korrigierte Stromdichte ($B_0 = 30$ mT) aufgetragen. Die Schwankungen der Stromdichte sind nun deutlich geringer, über den größten Teil des Filmes liegt j_k zwischen 2 – 3 MA/cm². Die ermittelten Stromdichten stimmen sehr gut mit den mit der Induktionsmethode [38, 62, 17] ermittelten kritischen Stromdichten von

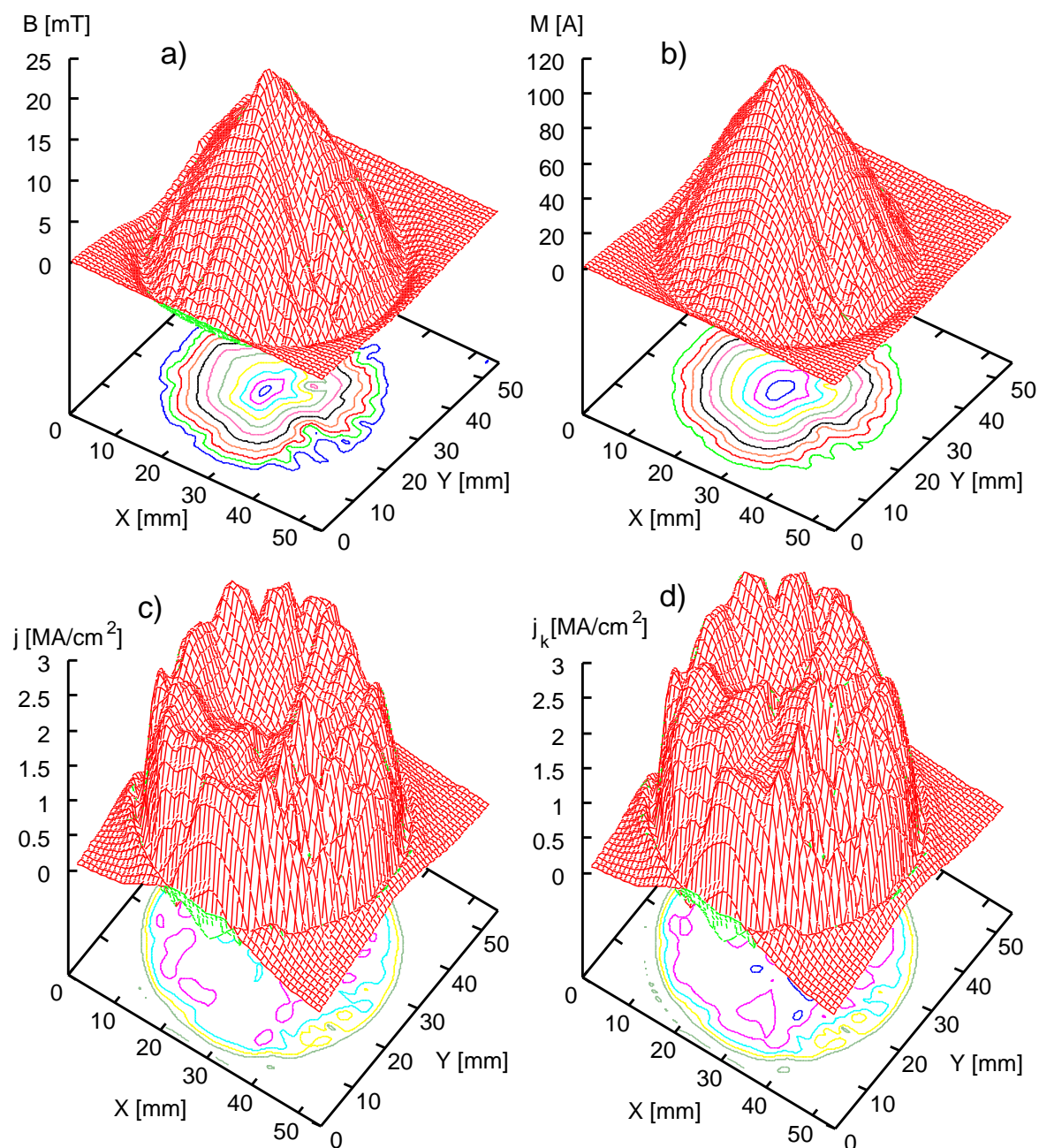


Abbildung 7.4: Ergebnisse der Hall-Kartographie am Film MG385.

MA/cm^2 überein.

Bei solch hochwertigen Filmen können mit der Hall-Kartographie Defekte auf 1 mm genau lokalisiert werden. Somit kann dieses Meßverfahren dazu benutzt werden, die Lage der Filme bei der Strukturierung der Hochfrequenzbauteile so zu wählen, daß diese

nur in qualitativ guten Bereichen liegen. Dadurch können auch Filme, die die Anwendung vorgegebenen Mindestanforderungen nur auf einem Teil ihrer Fläche erfüllen, noch sinnvoll genutzt werden. Die Qualitätsausbeute des Herstellungsprozesses wird dadurch erhöht. Gleichzeitig können durch die Analyse der Stromdichtenverteilung Rückschlüsse auf die Optimierung des Herstellungsverfahrens bezogen werden.

Im Vergleich mit der induktiven Meßmethode hat die Hall-Kartographie klare Vorteile, was die Auflösung und die Geschwindigkeit betrifft. Gegenüber der Magnetooptik, die die Hall-Kartographie wiederum deutlich in der lateralen Auflösung und der Geschwindigkeit überlegen ist, besteht sie durch die direkte Bestimmung der Flußdichte. Bei der Magnetooptik hingegen werden nur relative Änderungen des Magnetfeldes in Helligkeitsunterschiede umgesetzt. Hier bereitet die Umrechnung in Absolutwerte Schwierigkeiten.

7.4 Bandleiter

Die in den vorherigen Abschnitten beschriebene Methode zur Bestimmung der Stromdichte aus der Messung der Magnetfeldverteilung wurde auch an supraleitenden Bandleitern aus BSCCO durchgeführt.

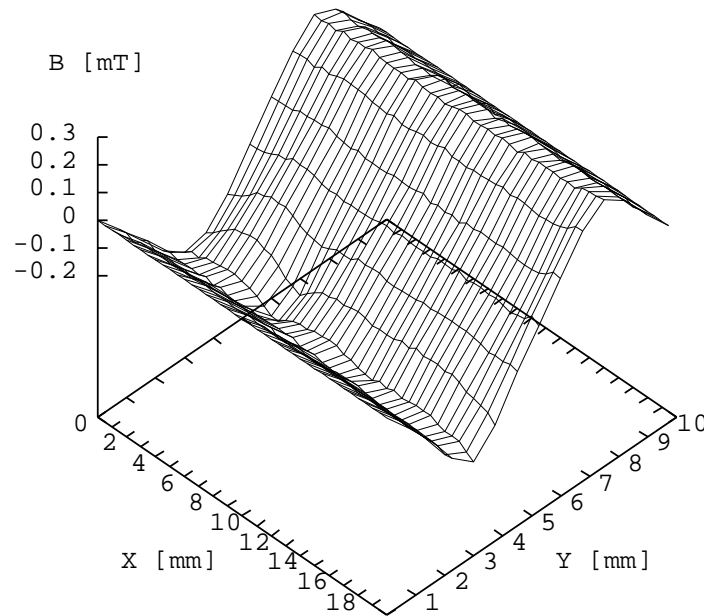
Für Bandleiter stellt die Stromdichte die essentielle supraleitende Größe dar. Die übliche Methode zur Bestimmung der Probenqualität ist deshalb die Messung der kritischen Stromdichte in einer sogenannten ' j_c -Messung'. Dafür wird ein kurzes Stück des Bandleiters zwischen zwei Anschlußklemmen befestigt. Durch diesen Draht wird dann im flüssigen Stickstoffbad ein Strom geschickt. über zwei weitere Elektroden mit fest definiertem Abstand wird dann der Spannungsabfall gegen steigenden Strom gemessen. Nach der Definition ist I_c der Strom, bei dem das Feldkriterium (üblicherweise $1 \mu\text{V}/\text{cm}$) überschritten wird. Eine ausführlichere Beschreibung dieser Meßmethode kann in [48] nachgelesen werden.

Die Nachteile dieser einfachen und schnellen Meßmethode sind, daß sie zum einen keine Aussagen über die Verteilung der kritischen Stromdichte im Band macht. Außerdem bestimmt sie nur Stromtragfähigkeit des besten perkulativen Strompfads. Diesen Nachteil besitzt die Hall-Kartographie nicht.

7.4.1 Abschätzung des Auflösungsvermögens

Um das räumliche Auflösungsvermögen der Meßmethode zu bestimmen, wurden reine Silberbänder benutzt, die mit Defekten (Löchern und Kerben) in verschiedenen Größen versehen wurden. An diesen so präparierten Bändern wurde dann das Eigenfeld des Transportstroms vermessen.

Der Vorteil der Verwendung von Silberbändern liegt zum einen darin, daß die Fehlerquellen, die sich in den Flußkarten widerspiegeln sollen, exakt bekannt sind. Bei der

Abbildung 7.5: Flußkarte eines intakten Silberbandes bei $I = 8$ A.

Verwendung von Supraleitern ist dies im allgemeinen nicht der Fall. Auf diese Weise ist es möglich, Ursache- und Wirkungszusammenhänge von Fehlerstellen und zugehöriger Flußverteilung zu erkennen. Einflüsse versteckter Ursachen (Materialfehler, Inhomogenitäten etc) auf die Flußkarten stromdurchflossener Silberbänder sind im Vergleich zu Supraleitern unwahrscheinlich. Zum anderen gestaltet sich die Handhabung von Silberbändern sehr einfach, ein mehrfaches Herausnehmen und Eintauchen in flüssigen Stickstoff schadet den Bändern nicht.

Abbildung 7.5 zeigt die Flußkarte eines intakten Silberbandes bei einem Transportstrom von $I = 8$ A. Bei einem homogenen, langen Bandleiter kann dabei die y -Komponente vernachlässigt werden und das Problem zweidimensional betrachtet werden. Die z -Komponente des Magnetfeldes gehorcht nach Biot-Savart folgender Formel:

$$H_z(a, h) = \int_0^b dx I(x) \frac{a - x}{[(a - x)^2 + h^2]^{\frac{3}{2}}} \quad (7.12)$$

Dabei sind die Parameter wie in Abbildung 7.6 gewählt. Interpretativ läßt die vorliegende Flußverteilung eines intakten Silberbandes folgende Schlüsse zu:

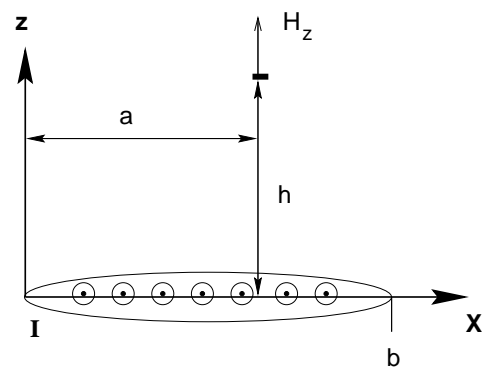


Abbildung 7.6: Geometrische Verhältnisse am Bandleiter

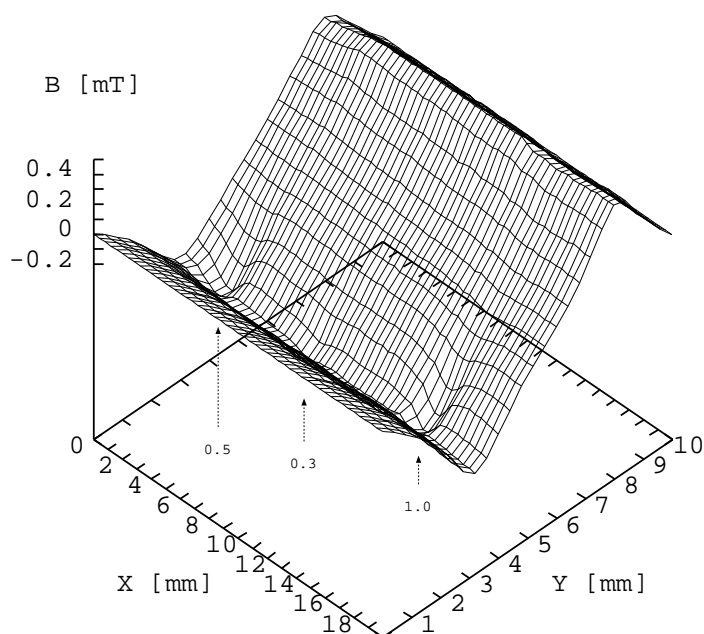


Abbildung 7.7: Flußkarte eines beschädigten Silberbandes.

Die Flußkarte zeigt im wesentlichen die Charakteristik eines homogenen Leiters nach Formel 7.12. Dennoch ist ein Absinken der B_z Werte während der Messung zu erkennen. Diese Abweichung resultiert aus dem Nachfüllen des flüssigen Stickstoffs während der Messung und der damit schwankenden Längenkontraktion der Hallsondenhalterung. In Abbildung 7.7 ist die Flußkarte des gleichen Silberbandes zu sehen, nachdem es künstlich mit mehreren verschiedenen große Kerben und Löchern beschädigt wurde. Es zeigt sich, daß die Meßmethode ihre größte Empfindlichkeit am Rand des Leiters hat, da dort die Feldstärke maximal ist. Hier können schon seitliche Einschnitte mit einer Tiefe von 0,5 mm sicher detektiert werden. Löcher in der Mitte des Bandes können auf Grund der geringeren absoluten Feldstärke des Eigenfeldes erst ab einen Durchmesser von 0,7 mm sicher erkannt werden.

Dieses so gewonnene Auflösungsvermögen stellt für die supraleitenden Bänder sicherlich nur eine Obergrenze dar. Im Supraleiter sind die Defekte im allgemeinen nicht so scharf begrenzt, wie die in das Silberband gebohrten Löcher. Um einen nicht-supraleitenden Einschuß oder gar ein Loch im Supraleiter liegt im Allgemeinen noch ein Bereich mit verminderten supraleitenden Eigenschaften.

7.4.2 Ergebnisse der Messungen an ausgewählten Beispielen

Im folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse einer typischen Probe diskutiert. Es handelt sich dabei um ein langes BSCCO-2223 Band mit 19 Filamenten (Dicke: 0,25 mm, Breite: 3,2 mm), das nach der Pulver-in-Rohr-Methode, die in [60, 48, 41] beschrieben wird, hergestellt wurde. Um einen schnellen Überblick über die Qualität des Bandes zu bekommen, wurde nach der Vier-Punkte-Methode j_c über jeweils 1 cm lange Abschnitte bestimmt. Für einen typischen Bereich von acht Meßstellen sind die j_c -Werte in Abbildung 7.8 aufgetragen.

Die kritische Stromdichte ist über weite Teile des Bandes deutlich besser als 30 A. Nur in einem kleinen Bereich (Pos. 6) liegt sie bei etwa 20 A. Dieser eng begrenzte Defekt beschränkt die kritische Stromdichte über die volle Länge. Dieser Bereich wurde deshalb aus dem Band herausgeschnitten und mit der Hall-Kartographie weiter untersucht.

Als erstes wurde die Remanenz des Supraleiters nach dem Aufmagnetisieren mit einem externen Magnetfeld bestimmt. Die gemessene Flußdichtenverteilung und die daraus berechnete Stromdichte sind in Abbildung 7.9 unten zu sehen. Zum Vergleich dazu ist in der oberen Hälfte der Abbildung die Ergebnisse an einem defektfreien Bereich dargestellt. Das Magnetfeld hat die erwartete Bean-artige Form. Der Defektort kann leicht durch die Reduzierung der Remanenz und auch der Stromdichte (von 20 kA/cm² auf 10 kA/cm²) erkannt werden. Der Defekt hat also eine scharf begrenzte Ausdehnung von unter 3 mm.

Die obere Hälfte von Abbildung 7.10 zeigt die Flußdichtenverteilung $B(x, y)$ und die Stromdichtenverteilung $|j(x, y)|$ des defektbehafteten Bandstücks bei einem Transportstrom von $I = 20$ A direkt unterhalb des kritischen Stromstärke. Verglichen mit Abbildung 7.9 ist die maximale Stromdichte nur etwa halb so groß, da sie durch den Defekt begrenzt wird. Der Defekt selbst ist nur schwer zu erkennen. Deutlicher sichtbar ist jedoch, daß direkt neben dem Defektort die Stromdichte erhöht ist, da der Strom den Defekt umfließen muß. Der Defekt reduziert also die effektive Querschnittsfläche im Band, so daß die gleiche Stromstärke zu einer erhöhten Stromdichte direkt neben dem Defekt führt.

In der unteren Hälfte der Abbildung 7.10 ist das remanente Feld mit der Stromdichtenverteilung nach Abschalten des Transportstroms aufgetragen. Durch die Verteilung des Transportstroms gibt es in der Mitte des Bandleiters keine Magnetfeldkomponenten

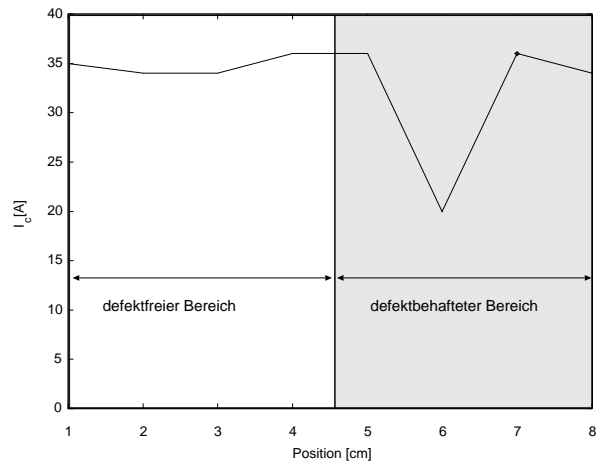


Abbildung 7.8: Kritische Stromdichte j_c des Bandes gemessen an verschiedenen Positionen

senkrecht zur Bandebene. Die verbleibenden Supraströme fließen alle an den Rändern des Bandes mit unterschiedlichen Orientierungen für beide Bandhälften. Dieser Meßmodus ist also besonders empfindlich auf die Außenbereiche des Supraleiters. Auch hier ist der Defekt klar zu erkennen.

Alle drei Meßmodi haben unterschiedliche Stromverteilungen und sind deshalb auch in verschiedenen Bereichen des Supraleiters sensitiv. Die Messung der Remanenz des externen Feldes liefert eine Karte der lokalen kritischen Stromdichte. Jedoch gibt sie keine Auskunft darüber, wie gut die einzelnen supraleitenden Bereiche (Körner) miteinander verbunden sind. Auch ein vollständig granularer Supraleiter kann eine große Remanenz zeigen, da alle Supraströme lokal in einem Korn zirkulieren können.

Bei der Messung der Feldverteilung des Transportstroms direkt unterhalb der kritischen Stromstärke ist der Defekt nicht so leicht zu erkennen, wie bei der Messung der Remanenz des externen Feldes. Besonders die Flußdichtenverteilung gibt einem direkt nur sehr wenig Auskunft, da ein Defekt sich hier nur als Abweichung von der normalen Flußverteilung nach Biot-Savart (Gl. 7.12) sichtbar wird. Diese Störungen sind aber in der Regel deutlich kleiner als das Normalsignal und dementsprechend schwer zu erkennen. Auch die aus der Flußkarte berechnete Stromdichtenverteilung ist nur schwer zu analysieren. Zum einen liegt dies daran, daß das verwendete Berechnungsverfahren als eine Voraussetzung geschlossene Strompfade voraussetzt. Was jedoch bei der Transportstrommessung nicht der Fall ist. Dies kann zu Problemen beim Iterationsverfahren (Nicht-Konvergenz, überhöhte Stromdichten an den Rändern des Scan-Bereichs) führen. Zum anderen ist, wie oben beschrieben, der Defekt selbst nur schlecht sichtbar. Der große Vorteil des Transportstrom-Modus liegt darin, daß hier ein echter Strom durch das ganze Band fließen muß. So führen hier auch Mikrorisse, die bei der Messung der Remanenz nicht sichtbar sind, zu lokalen Reduktionen der Stromdichte.

Die Stärke des letzten Meßmodes liegt darin, daß die Remanenz des Transportstroms besonders an Rändern des Supraleiters ausgeprägt ist.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die drei betrachteten Meßmodi alle geeignet sind, Defekte in supraleitenden Bandleitern zu detektieren. Besonders die Messung der Remanenz nach externer Anregung und die Messung der Transportstromverteilung ergänzen sich gegenseitig hervorragend.

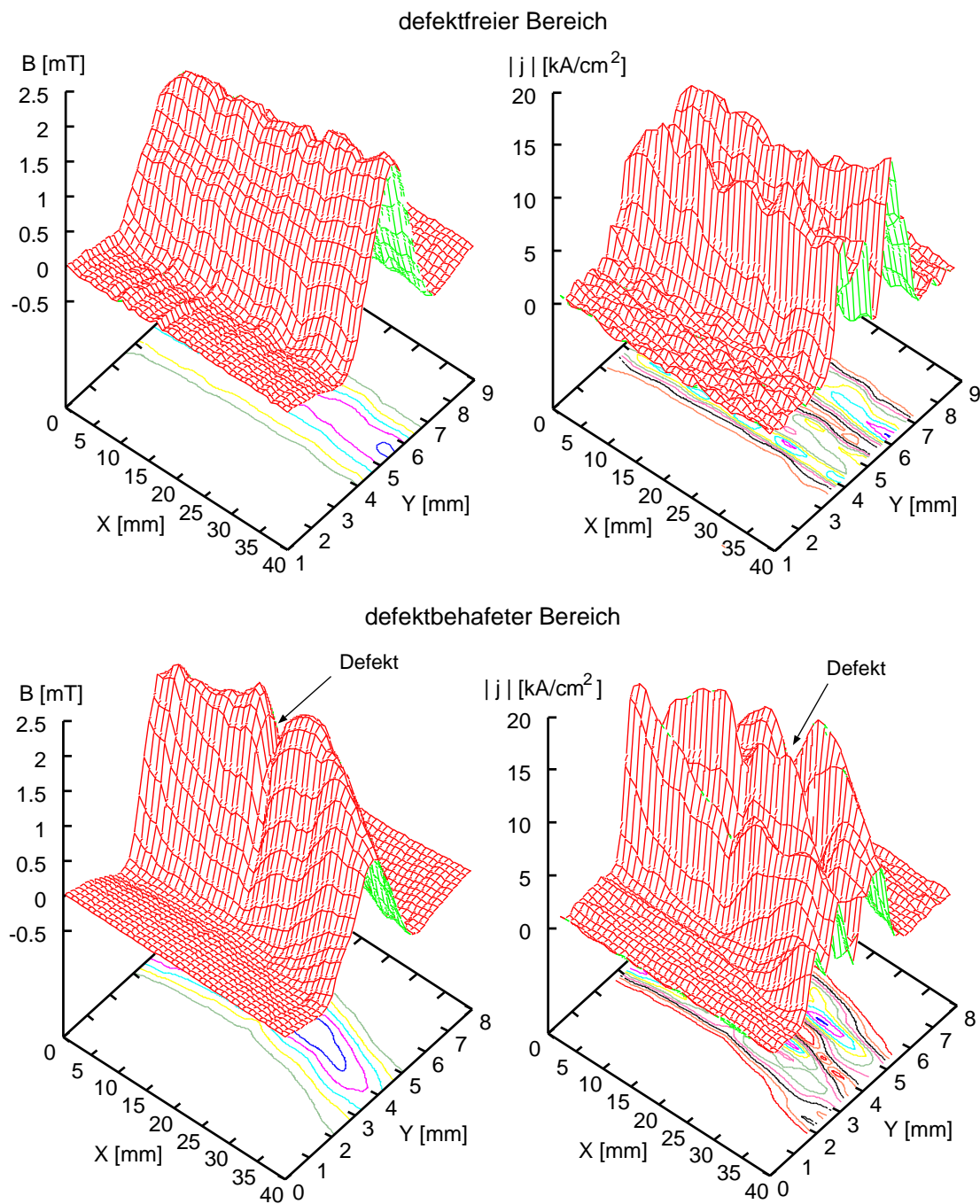


Abbildung 7.9: Remanenz und daraus berechnete Stromverteilung für den defektfreien (oben) und den defektbehafteten (unten) Bereich des 19-Filamente BSCCO-Bandes.

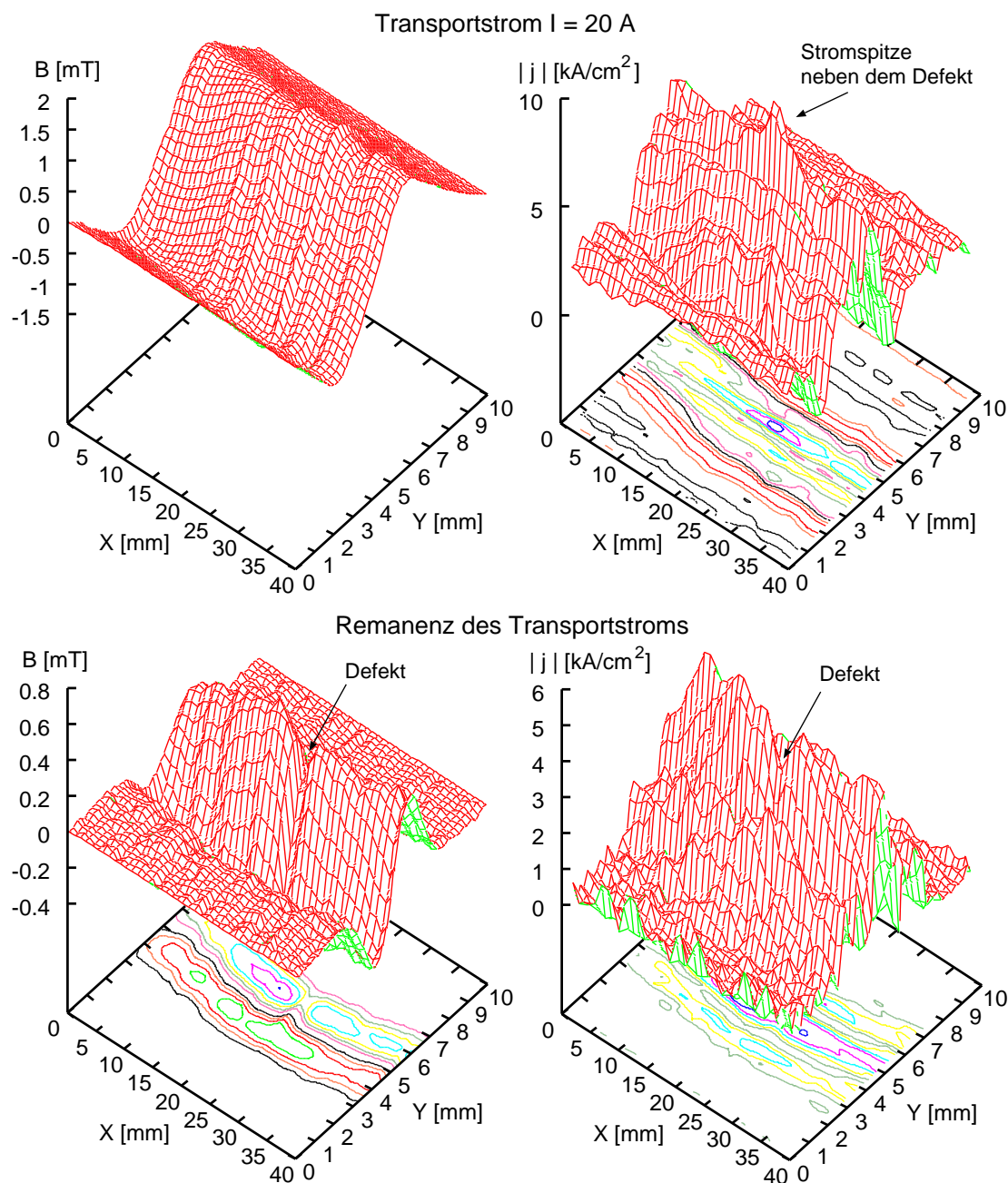


Abbildung 7.10: Eigenfeld des Transportstroms ($I = 20 \text{ A}$) und daraus berechnete Stromverteilung (oben) sowie die Remanenz des Transportstroms mit Stromverteilung (unten) für den defektbehafteten Bereich des 19-Filamente BSCCO-Bandes.

7.4.3 Qualitätskontrolle bei langen Bandleitern

Bei der Herstellung langer Bandleiter für die Anwendung ist es unabdingbar, daß man eine permanente Qualitätskontrolle über die gesamte Länge des Bandes durchführen kann. Die Hall-Kartographie ist eine dafür gut geeignete Meßmethode. Eine vollständige Abrasterung des Bandes mit einer hinreichend feinen Schrittweite (1 mm) wäre jedoch viel zu langsam, da so etwa nur eine Meßgeschwindigkeit von etwa 3 cm/h erreichbar ist.

Jedoch ist eine solche vollständige Vermessung des Leiters über seine ganze Breite auch nicht notwendig, wie eine einfache Überlegung zeigt. Magnetisiert man den Leiter etwa durch einen Permanentmagneten und mißt dann die die Remanenz genau in der Mitte des Bandes, so führt jeder Defekt auf gleicher Länge wie der Meßpunkt zu einer Abnahme der Magnetisierung. Dies ist in Abbildung 7.11 verdeutlicht. So führt eine lokale Abnahme der Stromdichte immer zu einer Reduktion des Bean-Kegels im Scheitelpunkt. Somit kann also mit einer einfachen eindimensionalen Messung der Remanenz entlang der Mitte des Bandleiters zuverlässig jeder Bereich mit reduzierten supraleitenden Eigenschaften erkannt werden.

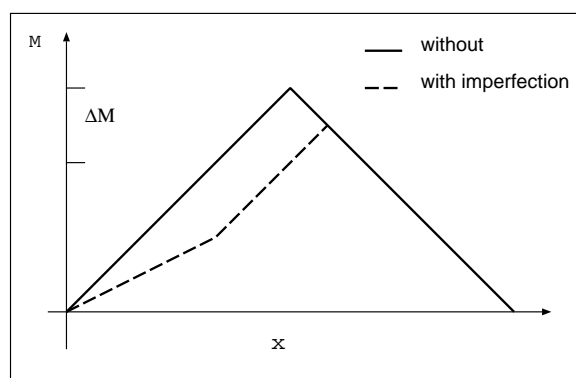


Abbildung 7.11: Magnetisierung mit und ohne Defekt

Kapitel 8

Schlußfolgerungen und Kommentare

In der vorliegenden Arbeit wurde das magnetische Verhalten von Hochtemperatursupraleitern untersucht. Besonders in der Anfangsphase wurden verschiedene Herstellungsverfahren für gesinterte und schmelztexturierte HTSL untersucht und auf die lokalen Gegebenheiten hin optimiert (Kapitel 4 sowie [67]). Dazu zählt die Optimierung des Sinterprozesses auf eine maximale Levitationskraft (Abschnitt 4.3), die Modifikation des aus der Literatur bekannten MTG Verfahrens (Ab. 4.5.2) sowie die Anwendung der Seeding-Technik (Ab. 4.5.4). Untersucht wurde dabei die Auswirkung der Variation der Stöchiometrie sowie die Beigabe von Zusatzstoffen wie Silber [67]. Ziel dieser Untersuchungen war es nicht, neue „Rekordproben“ herzustellen, sondern zum ein Verständnis für die verschiedenen Herstellungsverfahren sowie der bei der Herstellung ablaufenden physikalischen Prozesse zu gewinnen.

Wichtigstes Kriterium für die Qualität der so hergestellten Proben war, neben den optisch erkennbaren Merkmalen (Größe der Kristalle, Formerhalt, Farbe und Glanz), das magnetische Verhalten im supraleitenden Zustand. Dafür wurden in der ersten Hälfte der Arbeit zwei Meßsysteme, ein vorläufiges (Ab. 5.1) und ein Computergesteuertes drei-Achsen-System (Ab. 5.2), aufgebaut.

Erstmals wurden in dieser Arbeit systematische Untersuchungen der Abhängigkeit der Levitationskraft von den geometrischen Parametern des Systems Magnet-Supraleiter durchgeführt. Diese Zusammenhänge sind nichtlinear, was den direkten Vergleich zweier Messungen bei unterschiedlichen geometrischen Gegebenheiten erschwert oder gar unmöglich macht. Deshalb wurde zum einen in Zusammenarbeit mit dem INSTITUT FÜR PHYSIKALISCHE HOCHTECHNOLOGIE in Jena ein Verfahren entwickelt, in dem die gemessene Levitationskraft relativ zur maximal möglichen Kraft ausgewertet wird.

Um das Verständnis des komplexen Zusammenhangs zwischen der Mikrostruktur, den supraleitenden Eigenschaften und der resultierenden Levitationskraft zu vertiefen,

wurden auch Messungen an YBCO Supraleitern mit anderen Modifikationen durchgeführt. Als System mit deutlich einfacherem Aufbau wurden gesinterte YBCO Keramiken benutzt, die im Gegensatz zu den schmelztexturierten Proben homogen und isotrop sind. Als weitere Modifikation wurden epitaktische Dünnschichten vermessen, da diese zwar texturiert und damit anisotrop sind, jedoch wegen ihrer geringen Dicke als zweidimensional angesehen werden können.

In der vorliegenden Arbeit wurde nachgewiesen, daß die drei angegebenen Modifikationen eindeutig nur mit unterschiedlichen Modellen beschrieben werden können. Während es für die gesinterten Proben (A. Riise et al. [95]) und für die epitaktischen Filme (u.a. C. Navau und A. Sanchez [82]) einige Modellansätze gibt.

Das Verhalten der texturierten Massivproben läßt sich mit diesen Modellen jedoch — bedingt durch die komplexere Situation (wenige große Kristallite, starke Anisotropie und Inhomogenität) — nur qualitativ beschreiben. Das in Abschnitt 6.3.3 erarbeitete Modell, welches auf dem Bean-Modell basiert, zeigt trotz seiner Einfachheit auch eine recht gute quantitative Übereinstimmung.

Eine weitere, auch für die Anwendung wichtige Eigenschaft, die Steifigkeit der magnetischen Lager, wurde vermessen. Diese Messungen liefern nicht nur Erkenntnisse für den Lagerbau sondern läßt auch Rückschlüsse auf intrinsische Eigenschaften des Supraleiters zu. Die Steifigkeit, insbesondere ihr funktionaler Zusammenhang mit der magnetischen Flußdichte liefern eine Abschätzung für den Übergang zwischen Pinning eines einzelnen Flußschlacks und dem kollektiven Pinning.

Da die epitaktischen Filme auf Grund ihrer deutlich höheren kritischen Stromdichte im Vergleich zu den texturierten Massivproben sehr große Kraftdichten aufweisen, wurde in dieser Arbeit erstmals ein Stapel aus mehreren epitaktischen Filmen aufgebaut und sein magnetisches Verhalten vermessen (Abschnitt 6.5). Es zeigt sich, daß die Kräfte der Einzelfilme unter Berücksichtigung der gegenseitigen Abschirmung additiv sind. Durch die Stapelung strukturierter epitaktischer Filme kann somit ein Supraleiter für die Levitationsanwendung ‚konstruiert‘ werden.

Der zweite Schwerpunkt der Arbeit war die Entwicklung eines Systems zur Hall-Kartographie aufbauend auf der oben beschriebene Apparatur. Damit wurde das magnetische Feld über aufmagnetisierten Supraleitern vermessen (Kapitel 7). Zum einen konnten somit Erkenntnisse über die Homogenität der Supraleitereigenschaften gewonnen werden. Zum anderen kann aus der Feldverteilung über dünnen Supraleitern wie Filmen und Bändern auf die im Leiter fließenden Ströme zurückgeschlossen werden. Das dafür benutzte iterative Verfahren wurde, angelehnt an die Arbeiten von Xing et al. [110], entwickelt. Es erlaubt eine Rückrechnung mit einer Auflösung von $1 \times 1 \text{ mm}^2$.

Dieses Meßverfahren erweist sich als sehr gute und schnelle Qualitätskontrolle sowohl für großflächige epitaktische Filme als auch für supraleitende Bänder aus BSCCO.

Literaturverzeichnis

- [1] A. A. Abrikosov. On the magnetic properties of the superconductors of the second group. *Sov. Phys. JETP*, 5, 1957.
- [2] P. W. Anderson and Y. B. Kim. Hard Superconductivity: Theory of the Motion of Abrikosov Flux Lines. *Rev. Mod. Phys.*, 36:39–43, (1964).
- [3] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer. *Phys. Rev.*, 108:1175, (1957).
- [4] Charles P. Bean. Magnetization of High-Field Superconductors. *Rev. Mod. Phys.*, 36:31–39, (1964).
- [5] J. G. Bednorz and K. A. Müller. Possible high- T_c Superconductivity in the Ba-La-Cu-O System. *Z. Phys. B*, 64, 1986.
- [6] E. H. Brandt. The physics of levitation.
- [7] E. H. Brandt. Friction in levitated superconductors. *Appl. Phys. Lett.*, 53, (1988).
- [8] E. H. Brandt. Flux line lattice in high- t_c superconductors: anisotropy, elasticity, fluctuation, thermal pinning, ac penetration and susceptibility. *Pysica C*, 195:1, (1992).
- [9] E[rnst] H[elmut] Brandt. Levitation in Physics. *Science*, 243:349–355, (1989).
- [10] E(rnst) H(elmut) Brandt. Rigid levitation and suspension of high-temperature superconductors by magnets. *Am. J. Phys.*, 58, 1990.
- [11] Stefan Bröer. BUGH Wuppertal, priv. Mitteilung.
- [12] Stefan Bröer. Die Herstellung großflächiger, einkristalliner $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ -Filme durch planares DC-Hochdruckspattern. Diplomarbeit, Universität Dortmund, 1995.
- [13] Werner Buckel. *Supraleitung: Grundlagen und Anwendungen*. VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, Fünfte überarb. u. erg. Aufl. edition, 1994.

- [14] Werner Buckel. *Supraleitung: Grundlagen und Anwendungen*. VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, 1994.
- [15] burster Präzisionsmeßtechnik GmbH, Gernsbach. *Katalog 1993*, 1993.
- [16] T. W. Button et al. The processing and properties of high T_c thick films. *IEEE Trans. on Magnetics*, 27, 1991.
- [17] A. Cassinese, M. Getta, H.-G. Kürschner, B. Lehdorff, and G. Müller. Measurement of the uniformity of htsc films by a scanning hall probe. Technical report, Bergische Universität – Gesamthochschule Wuppertal, (1997).
- [18] In-Gann Chen et al. Characterization of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, including critical current density J_c , by trapped magnetic field. *J. Appl. Phys.*, 72:1013–1020, (1992).
- [19] N.G. Chew, S.W. Goodyear, J.A. Edwards, J.S. Satchell, S.E. Blenkinsop, and R.G. Humphreys. *Appl. Phys. Lett.*, 57, 1990.
- [20] CST Gesellschaft für Simulationstechnik m.b.H., Darmstadt. *MAFIA*, version 3.2 edition, 1994.
- [21] B. D. Cullity. *Introduction to Magnetic Materials*. Addison-Wesley, London, 1992.
- [22] Michael Cyrot and Davor Pavuna. *Introduction to Superconductivity and High- T_c Materials*. World Scientific, Singapur, 1994.
- [23] Michel Cyrot and Davor Pavuna. *Introduction to Superconductivity and High- T_c Materials*. World Scientific, Singapur, 1994.
- [24] W. I. F. David et al. Structure and crystal chemistry of the high- T_c superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ *Nature*, 327, 1987.
- [25] W. Diete, M. Getta, M. Hein, T. Kaiser, G. Müller and H. Piel, and H. Schlick. In *IEEE Trans. on Appl. Superc.*, volume 7, 1997.
- [26] G. J. Dolan et al. Anisotropic vortex structure in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ *Phys. Rev. Lett.*, 62, 1989.
- [27] H. J. Bornemann et al. Melt-textured y-ba-cu-o and its applications to auto-stable superconducting bearings. In H. Hayakawa and N. Koshizuka, editors, *Advances in Superconductivity IV.*, Tokyo, 1994. Springer-Verlag.
- [28] L. Gao et al. Thermal instability, magnetic field shielding and trapping in single-grain $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ bulk materials. *Appl. Phys. Lett.*, 64:520–522, (1994).

- [29] S. Jin et al. *Appl. Phys. Lett.*, 52, 1988.
- [30] M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur. Theory of collective flux creep. *Phys. Rev. Lett.*, 63:2303, (1989).
- [31] Matthew P. A. Fisher. Vortex-glass Superconductivity: A Possible New Phase in bulk High- T_c Oxides. *Phys. Rev. Lett.*, 62:1415–1418, (1989).
- [32] F. Frangi et al. Y_2BaCuO_5 excess and quenching influences on melt-textured YBCO. *Supercond. Sci. Technol.*, 7:103–114, (1994).
- [33] F. Frangi et al. Trapped magnetic fields in melt-textured YBCO. *Physica C*, 224:20–30, (1994).
- [34] H.-C. Freyhardt, editor. *Measurement of Levitation Force and Critical Current Density of Melt Textured $YBa_2Cu_3O_{7-x}$* . DGM-Informationsgesellschaft-Verlag, Oberursel, (1994).
- [35] J. Fröhlingdorf, W. Zander, and B. Strizker. *Sol. State Comm.*, 67, 1988.
- [36] S(tephan) Gauss. Vortrag, 1994. Arbeitskreises Levitation, KFK Karlsruhe.
- [37] W. Gawalek et al. Preparation and magnetic properties of $yba_2cu_3o_{7-x}$ single crystals containing y_2bacuo_5 and barium titanate inclusions. *Cryogenics*, 33:65–69, (1993).
- [38] Markus Getta. Master's thesis, Bergische Universität – Gesamthochschule Wuppertal, 1994. WU D 94 – 15.
- [39] V. L. Ginzburg and L. D. Landau. *Is. Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 20:1044, (1950).
- [40] A. Gladun, N. Cherpak, A. Gippius, S. Hensen, M. Lenkens, G. Müller, S. Orbach, and H. Piel. *Cryogenics*, 32, 1992.
- [41] Cryoelectra GmbH. Verfahren zur herstellung von hochtemperatur-supraleitfähigen multifilamentleitern. Patentschrift DE 196 45 893 A1, 1996.
- [42] Vacuumschmelze GmbH. *Datenblätter zu isostatisch gepreßten Magneten*. Hahnau, 1994.
- [43] L. P. Gorkov. *Is. Sov. Phys. JETP*, 9:1364, (1960).
- [44] A. Gurevich and H. Küpfer. Time scales of flux creep in superconductors. *Phys. Rev. B*, 48:6477–6487, (1993).

- [45] Tobias Habisreuther et al. Remanence of melt-textured ybco. In H. C. Freyhardt, editor, *Applied Superconductivity*. Oberursel: DGM-Informationsgesellschaft, (1993).
- [46] Matthias Hein. *ls*. Habilitationsschrift, Bergische Universität GH-Wuppertal, (1998).
- [47] Matthias Hein. *Hochfrequenz-Eigenschaften granularer Hochtemperatur-Supraleiter*. PhD thesis, Bergische Universität – Gesamthochschule Wuppertal, WUB-DIS 92-2.
- [48] Michael Hortig. *Experimentelle Untersuchungen der kritischen Ströme von (Bi, Pb)₂Sr₂Ca_{n-1}Cu_nO_x Hochtemperatursupraleitern*. PhD thesis, Bergische Universität GH-Wuppertal, 1998.
- [49] John David Jackson. *Klassische Elektrodynamik*. de Gruyter, Berlin, zweite verb. Aufl. edition, 1983.
- [50] T. H. Johansen and H. Bratsberg. Theory of lateral stability and magnetic stiffness in a high- T_c superconductor-magnet levitation system. *J. Appl. Phys.*, 74:4060, (1993).
- [51] J. Kober et al. Vibrating-reed experiments on superconducting suspensions. *Phys. Rev. Lett.*, 66:2507, (1991).
- [52] H. Küpfer et al. Investigation of inter- and intragrain critical currents in high T_c ceramic superconductors. *Cryogenics*, 28:650–660, (1988).
- [53] H.-G. Kürschner, B. Luecke, B. Lehdorff, and H. Piel. Comparative study of levitation force and magnetic stiffness of bulk ybco and ybco thin films. *Inst. Phys. Conf. Ser.*, 148:691, (1995).
- [54] R. Labusch. *ls*. *Cryst. Latt. Def.*, 1:1, (1969).
- [55] D. F. Lee, R. G. Presswood jr., K. Salama, T. L. Francavilla, M. Eisterer, H. W. Weber, and S. Zanella. Processing and properties of seeded directional solidified ybco superconductors for high current application. In *ICMC94*, Honolulu, Hawaii, (1994).
- [56] B. Lehdorff, H.-G. Kürschner, and B. Lücke. Determination of pinning strength of ybco from magnetic stiffness measurements. *Appl. Phys. Lett.*, 67:1322, (1995).
- [57] B. Lehdorff, H.-G. Kürschner, B. Lücke, and H. Piel. Levitation Force and Field Mapping of Melt Processed YBa₂Cu₃O_{7-x} Ceramics. *Physica C*, 247, (1995).

- [58] B. Lehdorff, H.-G. Kürschner, B. Lücke, and A. M. Portis. The physics of superconducting levitation. *submitted to Adv. Supercond. VIII, Springer, Tokyo*, (1996).
- [59] B. Lehdorff, H.-G. Kürschner, and H. Piel. Mapping of Magnetic Force and Field Distribution of Melt-Textured Y-Ba-Cu-O. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 5:1814, (1995).
- [60] Beate Lehdorff. *Hochtemperatursupraleiter in der Magnet- und Energietechnik: Grundlagen und Anwendung*. PhD thesis, Bergische Universität GH-Wuppertal, 1998.
- [61] M. Lenkens, B. Aschermann, S. Hensen, S. Orbach-Werbig, H. Schlick, and G. Müller. In H. C. Freyhardt, editor, *Proc. Europ. Conf. Appl. Supercon. EU-CAS'93*, Oberursel, 1993. DGM-Informationsgesellschaft.
- [62] M[artin] Lenkens. *Optimierung von gesputterten $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ -Filmen für Hochfrequenzanwendungen*. Dissertation, wub-dis 96-5, Bergische Universität GH-Wuppertal, (1996).
- [63] Y.Q. Li, J. Zhao, C.S. Chern, W. Huang, G.A. Kulesha, P. Lu, B. Gallois, P. Norris, B. Kear, and F. Cosandey. *Appl. Phys. Lett.*, 58, 1991.
- [64] G. Linker, X.X. Xi, O. Meyer, Q. Li, and J. Geerk. *Sol. State Comm.*, 69, 1989.
- [65] Logosol Electrical Engineering, Bühl. *Motion Control Language: MCL*, 1993.
- [66] B. Lücke, H.-G. Kürschner, B. Lehdorff, M. Lenkens, and H. Piel. Levitation force of a stack of epitaxial $yba_2cu_3o_{7-\delta}$ films. *Physica C*, 259:151, (1996).
- [67] Bernhard Lücke. Untersuchungen zur Levitationskraft und zur remanenten Flußdichte an $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ -Hochtemperatursupraleitern. Diplomarbeit, wu d 95-11, Bergische Universität – Gesamthochschule Wuppertal, 1995.
- [68] IBS Magnete. *Katalog*. Berlin, 1993.
- [69] T. Matsushita. *Physica C*, 243:312, (1995).
- [70] W. Meißner and R. Ochsenfeld. Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit. *Naturwissenschaften*, 21, 1933.
- [71] M. Miranova, D(ominic) F. Lee, and K(amel) Salama. Tem and critical current density studies of melt-textured $YBa_2Cu_3O_x$ with silver and Y_2BaCuO_5 additions. *Physica C*, 211, 1993.
- [72] Francis C. Moon. *Magneto-solid mechanics*. John Wiley&Sons, New York, 1984.

- [73] Francis C. Moon. Magnetic forces in high- T_c superconducting bearings. *Applied Electromagnetics in Materials*, 1, 1990.
- [74] Francis C. Moon. Magnetic forces in high- T_c superconducting bearings. *Applied Electromagnetics in Materials*, 1:29, (1990).
- [75] Francis C Moon. Levitation studies in high T_c superconductors at lower temperatures and high fields. In H. Hayakawa and N. Koshizuka, editors, *Proceedings of the 4th International Symposium on Superconductivity (ISS '91)*, Advances in Superconductivity IV., pages 1049–1054, Tokio, 1992. Springer-Verlag.
- [76] Francis C. Moon, M. M. Yanoviak, and R. Ware. Hysteretic levitation forces in superconducting ceramics. *Appl. Phys. Lett.*, 1988.
- [77] G. Müller, B. Aschermann, H. Chaloupka, W. Diete, M. Getta, M. Hein, S. Hensen, F. Hill, M. Lenkens, S. Orbach-Werbig, T. Patzelt, H. Piel, J. Rembesa, H. Schlick, T. Unshelm, and R. Wagner. In *Proc. Appl. Supercond. Conf. 1994*, Boston, 1995. IEEE Trans. Appl. Supercond. 5.
- [78] Günter Müller. Microwave properties of high- T_c oxides. In Y. Kojima, editor, *Proceedings of the Forth Workshop of RF Superconductivity.*, Tsukuba, 1989. KEK Report 89-21.
- [79] M. Murakami, M. Morita, K. Doi, and K. Miyamoto. *Jap. J. Appl. Phys.*, 28:1189, (1989).
- [80] M[asato] Murakami. Processing of bulk YBaCuO. *Supercond. Sci. Technol.*, 5:185–203, (1992).
- [81] Masato Murakami, Mitsuru Morita, and Noboru Koyama. Flux creep in High j_c YBa₂Cu₃O₇-Crystals. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 28:1754–1756, (1989).
- [82] Navau and Alvarez.
- [83] H. Ohnishi, K. Hanaoka, Y Goto, H. Harima, and K. Tachibana. *Physica C*, 190, 1991.
- [84] Tetsuo et al. Oka. Metallurgical Reactions and Their Relationships to Enhanced Mechanical Strength in Tr-bearing YBCO Composite Superconductors. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 31, 1992.
- [85] H. K. Onnes. *Proc. Roy. Acad. Amsterdam*, 108, 1908.
- [86] H. K. Onnes. *Comm. Leiden*, 120b, 1911.

- [87] S[usanne] Orbach-Werbig. *Oberflächenimpedanz epitaktisch aufgewachsener $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ -Filme bei 87 GHz*. Dissertation, wub-dis 94-9, Bergische Universität GH-Wuppertal, (1994).
- [88] Rollin J. Parker. *Advances in Permanent Magnetism*. John Wiley&Son, New York, 1990.
- [89] H. Piel, H.-G. Kürschner, and B. Lehndorff. Spatial Distribution of Levitation Force and Trapped Flux in Melt-Texture $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. In Yamafuji and Morishita, editors, *Advances in Superconductivity VII*, page 669, Tokyo, (1995). Springer Verlag.
- [90] U. Poppe, J. Schubert, R.R. Arons, W. Evers, C. Freiburg, W. Reichert, K. Schmidt, W. Sybertz, and K. Urban. *Sol. State Comm.*, 66, 1988.
- [91] Alan M. Portis. Magnetic forces on superconductors. Interner bericht, Universität Wuppertal, 1994.
- [92] D. J. Quinn and W. B. Ittner. *J. Appl. Phys.*, 33, 1962.
- [93] Lord Rayleigh. On the Behaviour of Iron and Steel under the Operation of Feeble Magnetic Forces. *Phil. Mag.*, 5:225–245, (1887).
- [94] Anjali B. Riise et al. Mapping of magnetic field and Maxwell stress T_{zz} in a plane between a magnet and a high- T_c superconductor. *Physica C*, 218:489–494, (1993).
- [95] Anjali B. Riise and Tom H. Johansen und Harald Bratsberg. The vertical magnetic force and stiffness between a cylindrical magnet and a high- T_c superconductor. *Physica C*, 234:108–114, (1994).
- [96] Gutachten zur abschätzung der möglichkeiten von schmelztexturierten ybco-hochtemperatursupraleitern in energietechnischen anwendungen. Technical report, Universität Stuttgart, 1993/1994.
- [97] K. Salama, V. Selvamanickam, L. Gao, and K. Sun. *Appl. Phys. Lett.*, 54:2352, (1989).
- [98] Kamel Salama and Dominic F. Lee. Progress in melt texturing of $YBa_2Cu_3O_x$. *Supercond. Sci. Technol.*, 7, 1994.
- [99] Hardy Schlick. Planares Hochdruckspattern und nicht-destruktive Charakterisierung epitaktischer $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ -Filme. Diplomarbeit, Bergische Universität – Gesanthschule Wuppertal, 1992. WU D 92-94.

- [100] Siemens. *Datenblatt zur Hallsonde KSY10*. Erlangen.
- [101] S. Sridhar et al. Temperature dependence of electrodynamic properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ crystals. *Phys. Rev. Lett.*, 63, 1989.
- [102] Torsten Straßer. *Magnetische Charakterisierung von schmelztexturierten YBCO Hochtemperatursupraleitern*. Doktorarbeit, in vorbereitung, TU-Braunschweig.
- [103] Thorsten Strasser. IPHT Jena, priv. Mitteilung.
- [104] Ch[ristian] Tilly. Bestimmung der magnetischen eigenschaften von magnetisierten und stromdurchflossenen leitern am beispiel von hochtemperatursupraleitern konzeption eines schulversuchs zur supraleitenden magnetischen levitation. Staatsrxamensarbeit, Bergische Universität GH-Wuppertal, (1997).
- [105] Masanori Tsuchimoto, Hitoshi Takeuchi, and Toshihisa Honma. Numerical analysis of levitation force on a high T_c superconductor for magnetic field configuration. *Trans. IEE of Japan*, 114-D, No. 7/8:741ff, July/August 1994.
- [106] Masanori Tsuchimoto, Hitoshi Takeuchi, and Toshihisa Honma. Numerical Anay-sis of Levitaion Force on a High T_c Superconductor for Magnetic Field Configuration. *Trans. IEE of Japan*, 144-D, July/August 1994.
- [107] B. R. Weinberger, L. Lynds, and J. R. Hull. Magnetic bearings using high-temperature superconductors: some practical considerations. *Supercond. Sci. Technol.*, 3, 1990.
- [108] U. Welp et al. Magnetic measurements of the of the upper critical field of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals. *Phys. Rev. Lett.*, 62, 1989.
- [109] Wolfram Research, Inc., Champaign, Illinois. *Mathematica*, version 2.2 edition, 1993.
- [110] W. Xing, B. Heinrich, Hu Zhou, and R. A. Crapp. ls. *Appl. Phys. Lett.*, 76:424, (1994).
- [111] Z. J. Yang. Lifting forces acting on a cylindrical magnet above a superconducting plane. *Physica C*, 197:136–146, (1992).
- [112] M. Ziese, P. Esquinazi, and H. F. Braun. ls. *Supercnd. Sci. Technol.*, 7:869, (1994).