# Transport von Vortices in Supraleitern durch akustische Oberflächenwellen

vorgelegt von
Diplom-Physiker
Fabian Jachmann
geboren am 25.5.1976 in Hannover

Von der Fakultät II – Mathematik und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Naturwissenschaften

vorgelegte Dissertation

Tag der mündlichen Prüfung: 15.06.2006

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dähne
Gutachter: Prof. C. Thomsen
Gutachter: Prof. K. H. Ploog
Gutachter: Prof. J. Sahm

Berlin 2006

D83

# Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit *„Transport von Vortices in Supraleitern durch akustische Oberflächenwellen“* wird die Interaktion zwischen Ultraschallwellen und Vortices in einem Typ-II Supraleiter behandelt. Vorangestellt sind theoretische Überlegungen, in denen mögliche Wechselwirkungsmechanismen diskutiert werden. Als Materialsystem wird ein 100nm dicker Film aus einem granularen Hochtemperatursupraleiter ($YBa_2Cu_3O_7$) auf einem piezoaktiven Substrat ($LiNbO_3$) verwendet. Hierbei bietet sich die Möglichkeit, neben der Interaktion mit der Schallwelle auch den Einfluss einer Polarisationswelle auf den Supraleiter zu beobachten.
Sowohl die Wechselwirkung von Schallwellen mit gepinnten Vortices, als auch mit thermisch aktiverten Vortices wird untersucht. In Temperaturbereichen nahe des thermisch aktivierten Flussfließens wird geprüft, ob die gepinnte Vortexphase durch resonante Absorption von Ultraschall in den ungepinnten Zustand überführt werden kann. Hierfür wird die Leitfähigkeit, Magnetisierung und AC-Suszeptibilität der Probe überprüft. Die intrinsischen Pinningeigenschaften der Probe zeichneten sich in diesen Größen klar ab. Es wird gezeigt, dass die Oberflächenwellen das Pinningverhalten der Probe nicht beeinflussen. Ein eventuell vorhandenes Schall-induziertes Depinning hat einen Einfluss, der unterhalb der Nachweisbarkeitsgrenze liegt.
Für die Wechselwirkung des Ultraschalls mit der ungepinnten, thermisch aktivierten Vortexphase werden zwei verschiedene Modelle vorgeschlagen. Beide führen zu einem Impulsübertrag der Welle auf die Vortices. Ein bewegtes Vortexensemble induziert über die Lorentzkraft ein Gleichspannungspotential $U_{MD}$ senkrecht zum Schallpfad. Diese Spannung wird nachgewiesen und ihre Abhängigkeit von Temperatur und Magnetfeld bestimmt. Das Verhalten von $U_{MD}$ steht in Übereinstimmung mit den Vorhersagen aus den theoretischen Überlegungen. Zudem wird festgestellt, dass die induzierte Spannung einen Untergrund trägt, der auf eine nichtlineare Wechselwirkung mit hochfrequenten, elektro-magnetischen Störfeldern zurückzuführen ist. Dieser Zusammenhang kann eindeutig verifiziert und der Untergrund von der durch Vortexbewegung induzierten Spannung getrennt werden. Thermische Einflüsse auf $U_{MD}$ werden überprüft und können ausgeschlossen werden.

Berlin, 27.04.2006, Fabian Jachmann

# Inhaltsverzeichnis


**1 Einleitung** **1**

**2 Vortexsysteme in Supraleitern** **3**
2.1 Magnetischer Fluss im Supraleiter . . . . . 3
2.2 Pinning in Supraleitern . . . . . 6
2.3 Phasenzustände des Vortexsystems . . . . . 7
2.4 Beweglichkeit des Vortexensembles . . . . . 9
2.5 Magnuskraft . . . . . 10
2.6 Magnetisierung . . . . . 11
2.6.1 Das Eindringen von Fluss . . . . . 11
2.6.2 Hysteresen in Typ-II Supraleitern . . . . . 14
2.6.3 Flusskriechen . . . . . 15
2.6.4 Abschirmströme . . . . . 15
2.7 Einfluss regulärer Pinningstrukturen auf Supraleiter - Matching Effekte . . . . . 16
2.8 Induzierte Vortexbewegung . . . . . 19

**3 YBCO - ein Hochtemperatursupraleiter** **21**
3.1 Kristallstruktur . . . . . 21
3.2 YBCO als Mott-Isolator . . . . . 22
3.3 Einblicke in die Hochtemperatur-Supraleitung . . . . . 23
3.3.1 d-wave Supraleitung . . . . . 24
3.3.2 Pseudogap . . . . . 25

**4 Ultraschall in Supraleitern** **26**
4.1 Wechselwirkung von Ultraschall mit Supraleitern . . . . . 26
4.2 Untersuchung des Depinningverhaltens mit Ultraschall . . . . 28
4.3 Akustische Oberflächenwellen . . . . . 30
4.4 Wechselwirkung von Oberflächenwellen mit supraleitenden Filmen . . . . . 33
4.5 Wechselwirkung von Oberflächenwellen mit einzelnen Vortices 34

4.5.1 Der elektrische Feldeffekt in Supraleitern . . . . . 35
4.5.2 Verspannungen im Supraleiter . . . . . 36
4.6 Der akustoelektrische Effekt in Typ-II Supraleitern . . . . . 38
4.7 Auswirkungen auf Messgrößen . . . . . 38

**5 Experimenteller Aufbau** **40**
5.1 Probe . . . . . 40
5.2 Apparatives . . . . . 42
5.3 Nanovoltmessungen . . . . . 43

**6 Eigenschaften der supraleitenden Filme** **45**
6.1 SQUID-Messungen . . . . . 45
6.2 Leitfähigkeitsmessungen . . . . . 47
6.3 Magnetische Streufeldmessung . . . . . 51
6.3.1 Aufbau . . . . . 51
6.3.2 Ergebnisse . . . . . 52
6.4 AC-Suszeptibilitätsmessung . . . . . 54
6.4.1 Die AC-Suszeptibilität von Typ-II Supraleitern . . . . 54
6.4.2 Aufbau . . . . . 57
6.4.3 Ergebnisse . . . . . 58
6.5 Zusammenfassung . . . . . 63

**7 Vortices auf dem Förderband** **64**
7.1 Die magnetodynamische Spannung . . . . . 64
7.2 Der Spannungsnachweis . . . . . 65
7.3 Temperaturabhängigkeit . . . . . 67
7.4 Magnetfeldabhängigkeit . . . . . 70

**8 Der symmetrische Untergrund** **74**
8.1 AC-DC Umwandlung in Supraleitern . . . . . 74
8.2 AC-DC Umwandlung im Experiment . . . . . 76
8.3 Die Symmetrie von Wechselspannung . . . . . 77
8.4 Nichtlineare Interferenz . . . . . 79
8.5 Induzierte Wirbelströme . . . . . 81
8.6 HF-Abstrahlung der IDTs . . . . . 82

**9 Widerstandsspektren** **84**

**10 Alternative Interpretationen** **89**
10.1 Der Nernst-Effekt in Supraleitern . . . . . 89
10.2 Nichtlinearitäten im Hallwiderstand . . . . . 90

**11 Diskussion** **94**
11.1 Kopplungsmechanismen . . . . . 94
11.1.1 Depinning . . . . . 94
11.1.2 Vortextransport . . . . . 95
11.2 Einfluss der Schallwellen auf gepinnte Vortices – Ergebnisse . . 95
11.3 Vortextransport durch Schall – Ergebnisse . . . . . 96
11.4 Nichtlineare, elektromagnetische Wechselwirkung . . . . . 97
11.5 Überprüfung der Theorie zum Vortex-Förderband . . . . . 98
11.6 Ausblicke . . . . . 99
11.7 Resümee . . . . . 100

# Abbildungsverzeichnis


2.1 Schematisches Phasendiagramm eines Typ-II Supraleiters. Der supraleitende Bereich teilt sich in eine Phase der vollkommenen Flussverdrängung (Meissner-Phase) und eine des Flusseindringens (Shubnikov-Phase). Letztere wird durch eine Irreversibilitätslinie unterteilt (gepunktet). Unterhalb dieser Linie sind die Vortices gepinnt. . . . . 4

2.2 Abhängigkeit der charakeristischen Längen $\lambda_L$ und $\xi_{GL}$ von der Temperatur und mittleren freien Weglänge für freie Elektronen. Abb. aus [1]. . . . . 5

2.3 Abrikosov Vortexgitter: links - Bitter Dekorationsmethode an $PbIn(4\%)$ (1.1K, 0.195T), rechts - STM an $NbSe_2$ (1T, 1.8K). Abb. aus [2, 3] . . . . . 7

2.4 Geschwindigkeit der abschirmenden Elektronen in einem Vortex im Laborsystem. Zu der Kreisbewegung der Elektronen in einem Vortex $v_e$ addiert sich bei einer translatorischen Bewegung die Driftgeschwindigkeit $v_\Phi$. . . . . 11

2.5 Magnetisierungskurve von Blei mit 13.9 Atom-% Indium. Die gestrichelte Linie gibt zum Vergleich die Magnetisierungskurve eines reinen Typ-I Supraleiters an. Die Fläche unter den beiden Kurven ist gleich. Abb. aus [1]. . . . . 12

2.6 Suszeptibilität eines Typ-II Supraleiters beim Erwärmen im Feld und unterschiedlicher Magnetisierungsgeschichte (FC, ZFC). Der Abzweigungspunkt wird mit $T_{irr}$ identifiziert. . . . . 13

2.7 Hysteresen von YBCO für kleine Felder. Die Fläche, d.h. der gepinnte Fluss nimmt mit steigender Temperatur ab. Abb. aus [4] . . . . . 14

2.8 Links: Magnetooptische Abbildung des Streufeldes der Abschirmströme in einer supraleitenden Probe. Rechts: Mit dem gleichen Verfahren können einzelne Vortices aufgelöst werden. Abb. aus [4] . . . . . 16

2.9 Magnetisierung einer $[Pb(15nm)/Ga(14nm)]$ Schichtstruktur mit einem Lochgitter: Gitterkonstante $\approx 1\mu m$, Lochdurchmesser ($\approx 0.3\mu m$). Die Magnetisierung erfolgt schrittweise. Abb. aus [5]. . . . . 17
2.10 Spezifischer Widerstand eines $Nb$-Films mit einem quadratischen Gitter aus $Ni$-Punkten mit einem Durchmesser von $400nm$ bzw. $530nm$ bei $T/T_c = 0.98$. Für die großen Fehlstellen ist Vielfachpinning möglich. Wenn die Vortexdichte einem Vielfachen der Punktdichte entspricht, wird der Fluss optimal gepinnt und der Filmwiderstand hat ein Minimum. Abb. aus [6] 18

3.1 Kristallstruktur von $YBa_2Cu_3O_7$. Deutlich sind die in $O$-Pyramiden zentrierten $Cu$-Atome zu erkennen. Die Ausbildung von $CuO$-Ketten bedingt eine orthorhombische Einheitszelle. Die Supraleitung findet in den Kupferoxidebenen statt und ist in $c$-Richtung über Josephson-Tunneln gekoppelt. . . . . 22

4.1 Dämpfung von Ultraschall durch ungepaarte Elektronen an verschiedenen Supraleitern im Vergleich zur Vorhersage der BCS-Theorie. Abb. aus [1]. . . . . 27
4.2 Dämpfung von Ultraschall in $BaPbBiO$. Das Maximum bei 11K liegt am Übergang zur supraleitenden Phase. Diese Anomalie in der Dämpfung bleibt auch bestehen, wenn die Supraleitung durch Anlegen eines hohen Magnetfeldes zerstört wird. Das Maximum kennzeichnet demnach einen strukturellen Übergang, der möglicherweise die Bildung von Cooper-Paaren beschränkt. Abb. aus [7]. . . . . 28
4.3 Dämpfung (a) und Dispersion (b) von Ultraschall in dem HT-Supraleiter BiPbSrCaCuO. Die Messungen wurden bei verschiedenen magnetischen Feldern ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{B}$) durchgeführt. Die Absorption, sowie der Sprung in der Schallgeschwindigkeit gehen auf eine Wechselwirkung mit gepinnten Vortices zurück. Abb. aus [8]. . . . . 29
4.4 Links: Longitudinale ($u_1$) und transversale ($u_3$) Verzerrung des Substrats beim Durchlaufen einer Oberflächenwelle. Rechts: Verlauf des elektrischen Potenzials über der Eindringtiefe der SAW in einem piezoaktiven Substrat. Abb. aus [9]. . . . . 31
4.5 „Transmission-line“ Modell der SAW Dämpfung durch die Kopplung des elektrischen Feldes. Zur besseren Übersicht ist eine Lücke zwischen Substrat und Film gezeichnet. Abb. aus [10]. . 33

4.6 Schematische Darstellung der Wechselwirkung einer SAW zwischen $LiNbO_3$ Substrat und YBCO-Film. Die longitudinalen und transversalen Verspannungen übertragen sich genau wie das Polarisationsfeld auf den supraleitenden Film. . . . . 35
4.7 $T_c(p)/T_c(p=0)$ in YBCO-Einkristallen als Funktion des angelegten Druckes. Es wurden entweder die Größen für den Verspannungstensor von Zouboulis et al. [11] (durchgezogene Linie) oder von Lei et al. [12] (gestrichelte Linien) verwendet. In beiden Fällen entsprechen die positiven Steigungen Druck entlang der $b$-Achse und negative Steigungen Druck entlang der $a$-Achse. Kreise und Dreiecke sind Messwerte von Welp et al. [13]. Abb. aus [14] . . . . . 37

5.1 Probenaufbau zur Messung der Wechselwirkung von SAWs mit supraleitenden Filmen. Auf dem $LiNbO_3$ Chip sind ein $0.5mm \times 4mm$ großer Streifen aus 100nm dickem YBCO sowie ein IDT prozessiert. Der aufgebrachte Goldstreifen dient der Temperaturmessung. Vor den Kanten des Substrats ist ein Polysulfid als SAW-Absorber aufgebracht. . . . . 41
5.2 Probenhalter mit prozessiertem $LiNbO3$ Chip und Kohle-Glas-Thermowiderstand (CGR). Der Kryostat Einsatz bietet die Möglichkeit, zahlreiche abgeschirmte und konventionelle Leitungen zur Probe zu führen. . . . . 43

6.1 Inset: Mit einem SQUID gemessene Magnetisierungskurven eines YBCO-Bruchstückes (über 5NN geglättet). FC- und ZFC-Kurven sind deutlich zu unterscheiden. $T_{irr}$ wird aus dem Abzweigungspunkt bestimmt. Großes Bild: Der Verlauf von $T_{irr}$ in Abhängigkeit von der Feldstärke. Der Fit erfolgte nach Gl. 2.9. . . . . 46
6.2 $ln(E)$ über $ln(J)$ für einen YBCO-Film. Die Kurven sind Isothermen von 67.3K bis 80.8K. Die gepunktete Linie teilt die Kurvenschar in die Bereiche ober- und unterhalb $T_g$. Abb. aus [15]. . . . . 47

6.3 Resistiver Übergang im YBCO-Film für verschiedene Magnetfeldstärken und Stromdichten. Das Magnetfeld ist senkrecht zum Film angelegt. In den Kurvenscharen steigt die Feldstärke von rechts nach links bzw. nimmt die Stromdichte zu. Die Kennlinien für hohe Stromdichten sind leistungsbegrenzt (1mW), um ein Aufheizen der Probe zu verhindern. Inset: Die Wendepunkte der R(T)-Kennlinie bei verschiedenen Magnetfeldern. . . . . 49
6.4 Temperaturabhängigkeit verschiedener Restwiderstände in YBCO in Abhängigkeit von der Stromdichte (oben) bzw. vom Magnetfeld (unten). Zusätzlich ist die Irreversibilitätslinie aus Abb. 6.1 aufgetragen. . . . . 50
6.5 Hallsonde bestehend aus einer GaAs-AlGaAs Heterostruktur. Der aktive Bereich hat eine Größe von $(25\mu m)^2$. Der Abstand der Sonde von der YBCO-Filmoberfläche beträgt ca. $7\mu m$. . . 52
6.6 Mit einer Hallsonde aufgenommene Magnetisierung der YBCO Probe. Bei tieferen Temperaturen werden mehr Vortices gepinnt, wodurch die Fläche der Hysterese steigt. Auch oberhalb $T_c$ ist eine leichte Hysterese als Artefakt zu erkennen. Inset: Vergleich der Hysterese mit und ohne SAWs bei 70K. Von beiden wurde ein linearer Hintergrund abgezogen. . . . . 53
6.7 Real- ($\chi'$) und Imaginärteil ($\chi''$) der AC-Suszeptibilität von YBCO, gemessen bei verschiedenen Hintergrundfeldern. Bei höheren magnetischen Feldstärken verschiebt sich das Absorptionsmaximum zu tieferen Temperaturen und der Übergang verbreitert sich. Abb. aus [4]. . . . . 55
6.8 AC-Suszeptibilitätsmessung mit primärer Erregerspule (weiss) sekundärer Probenspule (hellgrau) und Referenzspule (dunkelgrau). Die induzierten Signale in den sekundären Spulen kompensieren sich vollständig für eine Probe mit $\chi_{AC} = 0$. . . 57
6.9 Aufbau zur AC-Suszeptibilitätsmessung an dünnen Filmen. Die Spulenpaare für Detektion und Kompensation sind im Querschnitt gezeichnet. . . . . 58
6.10 AC-Suszeptibilität eines YBCO-Filmes bei 101kHz. Der Realteil zeigt den magnetischen Übergang des Supraleiters, während der Imaginärteil Verluste durch Vortexbewegungen kennzeichnet. Die Kurven wurden für verschiedene Anregungsamplituden aufgenommen und zeigen deutlich das Abfallen des magnetischen Übergangs zu tieferen Temperaturen bei höheren induzierten Stromdichten. . . . . 59

6.11 Verschiebung des Absorptionsmaximums in $\chi''_{AC}$ in Abhängigkeit von der Anregungsamplitude. Die Frequenz des Wechselfeldes beträgt 101kHz. Die durchgezogene Linie zeigt einen Fit nach Gl. 6.6, in der ein logarithmischer Verlauf für J(A) postuliert wird. In der gepunkteten Kurve wurde hingegen ein exponentieller Verlauf in der J(A)-Kennline angenommen. . . . 60
6.12 Verschiebung des supraleitenden Übergangs in der AC- Suszeptibilität in Abhängigkeit von der Anregungsfrequenz. Bei tiefen Frequenzen wurde die Lage des Absorptionsmaximums in $\chi''_{AC}$ mit Lockin-Technik bestimmt. Für hohe Frequenzen wurde $\chi_{AC}$ über ein Digitalspeicher- Oszilloskop analysiert und die Lage des Wendepunkts in $\chi'_{AC}$ bstimmt. . . . . 61
6.13 Der Einfluss von SAWs auf die AC-Suszeptibilität der Probe. Obere Abbildung: nahe deckungsgleiche Messungen mit Schall (zwei Kurven) und ohne (eine Kurve). Untere Abbildung: Die Differenz zwischen den Kurven (geglättet über 5NN). . . . . 62

7.1 Schematischer Versuchsaufbau zum Nachweis von $U_{MD}$. Die Schallwelle läuft in $x$-Richtung durch den supraleitenden Film, während ein Magnetfeld in $z$-Richtung angelegt ist. An der Probe wird ein induziertes Gleichspannungspotential in $y$-Richtung gemessen. . . . . 65
7.2 (a) Durch die SAWs wird nahe $T_c$ ein Potentialgefälle im YBCO Supraleiter induziert. (b) Die Spannungen können in zwei Anteile separiert werden: $U_s$, die nur von der absoluten Magnetfeldstärke abhängt und ein Anteil, der sich antisymmetrisch zum Magnetfeld verhält ($U_a$) . . . . . 66
7.3 Vergleich der SAW-induzierten Spannung mit dem supraleitenden Übergang. Die Ausdehnung von $U_a$ auf der Temperaturskala ist auf den Bereich am Fuß des resistiven Übergangs beschränkt. Das ist die Position der magnetischen Sprungtemperatur, wie sie von der AC-Suszeptibilität bei hohen Frequenzen (41MHz) und kleinen Amplituden (6mV) bestimmt wird (s. Kapitel 6.4). . . . . 68
7.4 Kritische Vortexgeschwindigkeit in einem supraleitenden YBCO-Film. In der Nähe von $T_c = 87K$ sind Geschwindigkeiten über 3500m/s ($v_{SAW}$) zu erwarten. Abb. aus [16] . . . . . 69

7.5 $U_{IDT}$ am supraleitenden Film bei variiertem Magnetfeld und Temperaturänderung. Der zum Magnetfeld antisymmetrische Anteil $U_a$ (rechts) wird in Zusammenhang mit einer Vortexbewegung interpretiert. Die Farbcodierung ist in beiden Bildern auf ein Kontrastmaximum optimiert. Die Spannungen liegen rechts zwischen $\pm 0.32 \mu V$ und links im Bereich $0.48 - 1.05 \mu V$. 70
7.6 Schnitte durch die 2D-Colorplots (Abb. 7.5) bei 85.7K. Der symmetrische Anteil in $U_{IDT}$ bleibt nahezu konstant. Nur für eine magnetische Feldstärke $|B| < 3mT$ lässt sich im Betrag von $U_s$ ein kleines Maximum erkennen. Im antisymmetrischen Anteil entwickelt sich ein Maximum bei etwa $\pm 28mT$. Bei höheren Feldstärken fällt die durch Vortexbewegung induzierte Spannung wieder ab. . . . . 71
7.7 Schnitte durch die 2D-Colorplots (Abb. 7.5) bei verschiedenen Magnetfeldern. Die einzelnen Kurven wurden vertikal verschoben. $U_a(T)$ ist ohne magnetisches Feld definitionsgemäß Null. . 73

8.1 AC-DC Umwandlung in der YBCO-Probe. Die Wechselspannung wurde an die äußeren Stromkontakte der Probe angeschlossen und die Gleichspannung an den inneren Spannungskontakten gemessen. Der Temperaturbereich der Gleichrichtung schließt den Bereich von $U_{IDT}$, d.h. der durch SAWs induzierten Gleichspannung, mit ein. . . . . 76
8.2 Feldabhängigkeit der AC-DC Umwandlung in YBCO Probe. $U_{ACDC}$ nimmt für größer werdende Magnetfelder ab und das Maximum schiebt zu tieferen Temperaturen. Zum Vergleich sind die R(T)-Kurven des Supraleiters sowie $dR/dT$ für $B = 0$ gegeben. . . . . 77
8.3 Für die Messungen zur AC-DC Umwandlung in der Probe wurde die HF-Spannung über einen BALUN-Transformator an zwei $50\Omega$ Koaxialleitungen angepasst und symmetrisch zur Probe geführt. . . . . 78
8.4 Gleichspannung am YBCO-Film bei umgekehrt gepolter HF-Spannung. Man erkennt einen Anteil der mit der Polung der HF wechselt (nichtlineare Interferenz) und einen Anteil, der einer Gleichrichtung entspricht. . . . . 80

8.5 Induzierte Gleichspannung in der YBCO-Probe bei verschiedenen HF-Quellen. Die HF wird entweder direkt an die Probe angelegt ($U_{ACDC}$), an den IDT ($U_{IDT}$) oder an verschiedene offene Messleitungen, die als Antennen funktionieren. Die einzelnen Kurven wurden vertikal verschoben und individuell skaliert. . . . . 81
8.6 In Bild (a) ist die induzierte Gleichspannung an der Probe bei Anregung durch die IDTs zu dargestellt. Die Polarität der HF-Spannung am IDT wurde dabei umgepolt und je für invertierte Magnetfelder gemessen. Die Kurvenpaare sind vertikal verschoben dargestellt. In Bild (b) ist zu erkennen, dass der magnetisch induzierte Anteil $U_a$ unabhängig von der Polung der HF ist. . . . . 83

9.1 Abhängigkeit des Filmwiderstands von der Frequenz der SAWs (über 5NN geglättet). Im Abstrahlspektrum des IDT wurden die Extrema vermessen und mit einem Spline gefittet. Das Inset zeigt den Arbeitspunkt in der R(T)-Kennlinie zur Aufnahme der Spektren. . . . . 85
9.2 Messung der Modulationstiefe: Zur Bestimmung der Ansprechzeit wird von der Gleichspannung, die an den Potentialkontakten abfällt, mit einem Lockin-Verstärker der Anteil gemessen, der synchron mit der Amplitudenmodulation (LF) ist. . . . . 86
9.3 (a) Die Modulationstiefe des Widerstandes bei verschiedenen Taktfrequenzen (AM) über der Temperatur aufgetragen. (b) Vergleich der Modulationstiefe mit der Widerstandskennlinie R(T) und deren Ableitung. . . . . 87
9.4 Widerstandsspektrum im Goldstreifen. Auch außerhalb des Schallpfades, lässt sich ein Widerstandsspektrum erkennen (geglättet). Eine Widerstandsänderung von $0.02\Omega$ entspricht dabei einem Temperaturanstieg von 10mK. . . . . 88

10.1 Durch den Nernst-Effekt wird in einem Supraleiter senkrecht zu einem Temperaturgradienten $\nabla_x T$ und senkrecht zu einem magnetischen Feld $B_z$ ein elektrisches Feld $E_y$ erzeugt. . . . . 90
10.2 Durch SAW/HF induzierte Spannung am YBCO-Film mit Lockin-Technik detektiert. Die Messungen bei $\pm 3mT$ lassen sich wieder in $U_s$ und $U_a$ zerlegen. Die Modulationsfrequenz von 1.1kHz zeigt, dass die Spannungen nicht auf einen thermischen Effekt zurückzuführen sind. . . . . 91

10.3 Durch HF-Strahlung induzierte Potentiale (Grauschattierung) an der Probenoberfläche: (a) durch die AC-DC Umwandlung ($U_{ACDC}$) und (b) durch einen nichtlinearen AC-Halleffekt ($U_{DCHall}$). 92

# Kapitel 1

# Einleitung

Das Phänomen der Supraleitung ist nunmehr seit fast einhundert Jahren bekannt und hat die Entwicklung vieler Technologien maßgeblich beeinflusst. Sie hat den Zugang zu der Erzeugung von hohen Magnetfeldern geschaffen, genauso wie die Entwicklung von supraleitenden Interferometern ermöglicht, die den Nachweis von kleinsten Flussdichten erlauben. Beides wird seit Jahrzehnten erfolgreich in Grundlagenforschung, Medizintechnik und für die Energieerzeugung eingesetzt.

Neben dem verlustfreien Transport von Ladung zeigen Supraleiter ein Phänomen, das sich als Flussquantisierung beschreiben lässt. Wird ein Supraleiter von magnetischem Fluss durchdrungen, geschieht das in kleinsten Einheiten von $\phi_0 = h/2e \simeq 2.07 \times 10^{-15} Vs$, es bilden sich sogenannte Vortices. Diese bestehen aus einem normalleitendem Kern, der das magnetische Flussquant trägt und einem kreisförmigen Abschirmstrom. Aus technischer Sicht besteht zumeist das Interesse, diese Vortices im Material zu fixieren. Das geschieht z.B. mit Hilfe von normalleitenden Fehlstellen oder magnetischen Punkten. In einem solchen „harten Supraleiter“ wirken verschiedene Kräfte auf einen Vortex. Thermische Anregung, Vortex-Vortex Wechselwirkung und Lorentzkräfte durch Ströme stehen in Konkurrenz zu dem Pinningpotential. Bei Temperaturen kurz unterhalb der Sprungtemperatur $T_c$, hohen magnetischen Feldstärken oder Stromdichten werden solche fixierten Vortices aus ihren Pinningsites losgelöst und sind wieder frei beweglich.

Wenige Versuche sind jedoch bislang unternommen worden, diese Pinningeigenschaften einer Probe dynamisch zu verändern. Bewegliche Pinningzentren bieten völlig neue Möglichkeiten bei der technologischen Nutzung von Supraleitern. Magnetische Feldstärken in einer Probe können so willkürlich lokal geändert werden oder völlig feldfreie Regionen geschaffen werden. Insbesondere bei dem Einsatz von SQUIDS besteht ein hohes Interesse magnetische Störfelder aus dem Messbereich herauszudrängen. Ein Flussquant kann

ähnlich einer Elementarladung als Informationsträger verstanden werden. Sobald es möglich ist, einzelne Flussquanten gezielt bewegen und zu speichern, wäre ein Aufbau einer magnetischen Logik denkbar. Diese Idee wird bereits in einigen Prototypen von Prozessoren verfolgt, die allerdings auf gekoppelten SQUIDs basieren. In einem Vortex-Transistor können Flussquanten in einem Drain-Source Kanal bewegt werden, der durch einen externen Parameter geschaltet wird.

In dieser Arbeit werden die Möglichkeiten untersucht, mit akustischen Oberflächenwellen den Fluss in einem supraleitendem Film zu manipulieren. Hierfür werden verschiedene Ansätze verfolgt. Es wird geprüft, ob die Wechselwirkung mit gepinnten Vortices nahe der thermischen Aktivierung zu einem Depinning der Flussquanten führt. Falls dies der Fall ist, so ließen sich makroskopische Eigenschaften des Supraleiters wie die Leitfähigkeit oder die Magnetisierbarkeit über Ultraschall schalten. Um den Einfluss der Schallwellen auf das Pinningverhalten der Probe zu überprüfen, sollen bei Temperaturen in der Nähe des supraleitenden Übergangs eben diese makroskopischen Variablen hochaufgelöst gemessen werden. Das Ziel ist zunächst, das intrinsische Pinningverhalten eines Supraleiters zu bestimmen und anschließend den Einfluss von Schallwellen zu prüfen.

Neben der Wechselwirkung mit gepinnten Vortices soll untersucht werden, wie sich die Oberflächenwelle auf die ungepinnte, d.h. thermisch aktivierte, Vortexphase auswirkt. Hier sind verschiedene Mechanismen denkbar, mit denen die Schallwelle an die Vortices koppeln kann. Diese werden in den einleitenden Kapiteln dieser Arbeit diskutiert. Unerheblich von der Art und Weise der Wechselwirkung führt dieser Effekt zu einem Impulsübertrag der Schallwelle auf die Vortices. Es ließe sich also unter dem Einfluss des Ultraschalls eine translatorische Bewegung des Magnetfeldes durch den supraleitenden Film erwarten. Nachweisen lässt sich dieser Effekt durch die Lorentzkraft. Diese induziert dabei eine Spannung senkrecht zu Schallpfad und Magnetfeld. In dieser Arbeit soll die Existenz dieser Spannung geprüft werden, genauso wie ihre Abhängigkeit von Magnetfeld und Temperatur.

# Kapitel 2

# Vortexsysteme in Supraleitern

In dieser Arbeit wird die Wechselwirkung zwischen akustischen Oberflächenwellen und dünnen Filmen aus HT-Supraleitern untersucht. Um die Physik dieser Prozesse zu verstehen, ist ein tieferer Einblick in die magnetischen Eigenschaften von Supraleitern nötig. Insbesondere die Shubnikov-Phase, in der das Magnetfeld in das supraleitende Volumen eindringt, soll in diesem Kapitel behandelt werden.

## 2.1 Magnetischer Fluss im Supraleiter

Supraleitung ist neben dem Verlust des elektrischen Widerstandes durch die Verdrängung eines magnetischen Feldes aus dem supraleitenden Volumen gekennzeichnet. Dieser perfekte Diamagnetismus, der phänomenologisch als Meissner-Ochsenfeld Effekt bekannt ist, wird über die London'sche Theorie beschrieben [17]. Aus dieser Theorie leitet sich die London'sche Eindringtiefe $\lambda_L$ ab, bis zu der ein magnetisches Feld in den Supraleiter eindringt. Erweitert wurde dieser Ansatz durch eine phänomenologische Theorie von Ginsburg und Landau [18]. In dieser wird eine Kohärenzlänge $\xi_{GL}$ postuliert, die angibt, über welche Länge sich die Supraleitung von einer Störung erholt.

Wird ein Magnetfeld an einen Supraleiter angelegt, führt das zur Bildung einer Grenzfläche zwischen normalleitenden Bereichen und dem diamagnetischen, supraleitenden Bereich. Die Energiebilanz dieses Prozesses hat zwei Komponenten: zum einen die zur Verdrängung des Magnetfeldes aufzubringende Energie $E_B$ und zum anderen die durch Bildung der Cooper-Paare freiwerdende Kondensationsenergie $E_C$. Im normalleitenden Bereich ist $E_B = E_C = 0$, da kein Magnetfeld verdrängt und keine Cooper-Paare gebildet werden. Für den supraleitenden Bereich existiert ein kritisches Feld

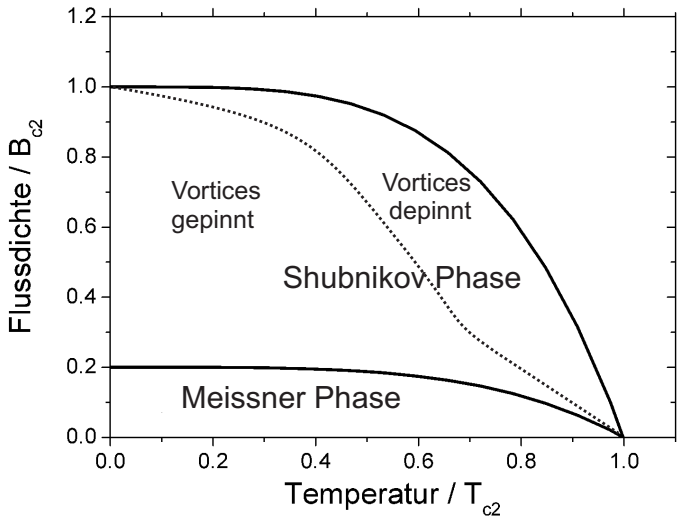



***Abbildung 2.1:*** *Schematisches Phasendiagramm eines Typ-II Supraleiters. Der supraleitende Bereich teilt sich in eine Phase der vollkommenen Flussverdrängung (Meissner-Phase) und eine des Flusseindringens (Shubnikov-Phase). Letztere wird durch eine Irreversibilitätslinie unterteilt (gepunktet). Unterhalb dieser Linie sind die Vortices gepinnt.*

$B_{cth}$ für das gilt:

$$-E_B = E_C = \frac{1}{2\mu_0} V B_{cth}^2. \tag{2.1}$$

Dabei ist $V$ das Volumen der Grenzschicht. In dieser ist das Magnetfeld nicht vollständig abgeschirmt sondern dringt bis zur Tiefe $\lambda_L$ ein. Die Verdrängungsenergie ist damit um den Betrag

$$E_\Delta E_B = -F\lambda_L \frac{1}{2\mu_0} B_{cth}^2. \tag{2.2}$$

verringert, wobei F die Fläche der Grenzfläche ist. Die durch die Bildung der Cooper-Paare gewonnene Energie hingegen nimmt in der Grenzschicht über die Länge $\xi_{GL}$ zu:

$$\Delta E_C = F\xi_{GL} \frac{1}{2\mu_0} B_{cth}^2. \tag{2.3}$$

Aus Gleichung 2.2 und 2.4 lässt sich eine Energiebilanz für die Bildung einer Grenzfläche aufstellen:

$$\Delta E = \Delta E_B + \Delta E_C = F(\xi_{GL} - \lambda_L) \frac{1}{2\mu_0} B_{cth}^2. \tag{2.4}$$

Für $\xi_{GL} > \lambda_L$ wird $\Delta E$ positiv, d.h. für die Grenzflächenbildung muss Energie aufgebracht werden. Dieser Zustand wird als *Typ-I Supraleiter* bzw. als *Meissner-Phase* bezeichnet. Beide charakteristische Längen hängen unterschiedlich von der Temperatur sowie der mittleren freien Weglänge $l^*$ der Leitungselektronen ab. Dieser Zusammenhang ist in Abb. 2.2 aufgelistet. In reinen Element-Supraleitern kann $l^*$ z.B. durch Einlegieren von Fremdatomen reduziert werden.

| charakteristische Länge | Temperatur-abhängigkeit | Abhängigkeit von $l^*$ |
|---|---|---|
| $\lambda$ | $\lambda(T,\infty)$ | $\lambda(0,l^*)$ |
| | $= \lambda(0,\infty)\cdot\{1-(\frac{T}{T_c})^4\}^{-1/2}$ | $= \lambda(0,\infty)\cdot\{1+\frac{\xi_{GL}(0,\infty)}{l^*}\}^{1/2}$ |
| $\xi_{GL}$ | $\xi_{GL}(T,\infty)$ | $\xi_{GL}(0,l^*)$ |
| | $= \xi_{GL}(0,\infty)\cdot(1-\frac{T}{T_c})^{-1/2}$ | $= \{\xi_{GL}(0,\infty)\cdot l^*\}^{1/2}$ |
| | für $T \to T_c$ | für $l^* \ll \xi_{GL}(0,\infty)$ |

***Abbildung 2.2:*** *Abhängigkeit der charakeristischen Längen $\lambda_L$ und $\xi_{GL}$ von der Temperatur und mittleren freien Weglänge für freie Elektronen. Abb. aus [1].*

Der Quotient $\kappa = \lambda_L/\xi_{GL}$ wird als Ginzburg-Landau Parameter bezeichnet. Aus Gl. 2.4 und Abb. 2.2 lässt sich erkennen, dass für kleine $l^*$ bzw. Temperaturen nahe $T_c$ eine negative Grenzflächenenergie auftritt. Es wird energetisch vorteilhaft, Grenzflächen zwischen normalleitenden und supraleitenden Bereichen zu bilden, d.h. die Grenzfläche wird maximiert, der Supraleiter hat das Bestreben, kleinstmögliche normalleitende Domänen auszubilden. Man spricht für $\kappa > 1/\sqrt{2}$ von Typ-II Supraleitern. Es fällt auf, dass nach Gl. 2.4 erst für $\kappa > 1$ die Grenzflächenenergie negativ sein sollte. Diese Diskrepanz ist ein Geometriefaktor und wurde von Ginzburg und Landau in ihrer Orginalveröffentlichung behandelt. Das Eindringen von magnetischem Fluss in kleinsten normalleitenden Domänen wurde erstmals von Abrikosov vorhergesagt [19]. Diese Domänen haben dabei einen Durchmesser von $\xi_{GL}$ und werden von einem Ring aus supraleitenden Abschirmströmen umgeben, der einen Durchmesser von $\lambda_L$ hat. Der magnetische Fluss in dieser Domäne entspricht dabei genau einem Flussquant $\phi_0$ $(h/2e)$. Hierbei wird häufig irrtümliche angenommen, dass magnetischer Fluss eine quantisierte Größe sei, also aus einzelnen Flusslinien besteht. Das ist jedoch nur in Typ-II Supraleitern der Fall, da hier der Drehimpuls der Abschirmströme quantisiert ist und so die Menge des eingeschlossenen Flusses diskrete Werte annimmt. Dieses Phänomen ist als Fluxuoidquantisierung bekannt. Das System aus

normalleitendem Kern und supraleitendem Abschirmstrom wird als *Flussschlauch* oder *Vortex* bezeichnet. In Abb. 2.1 ist der Verlauf der Supraleitung im (B,T)-Raum schematisch dargestellt. Es wird zwischen dem Bereich der vollkommenen Feldverdrängung (Meissner-Phase, Typ-I Supraleiter) und der Phase der Felddurchdringung (Shubnikov-Phase, Typ-II Supraleiter) unterschieden. Die Phasengrenzen werden mit $B_{c2}, T_{c2}$ für den Übergang in den normalleitenden Bereich, bzw. $B_{c1}, T_{c1}$ für die Grenze zwischen Meissner- und Shubnikov-Phase bezeichnet.

## 2.2 Pinning in Supraleitern

Für technische Anwendungen ist es erstrebenswert, hohe Stromdichten bei möglichst hohen Temperaturen und Feldern verlustfrei durch den Supraleiter zu leiten. Die Verdrängung des magnetischen Flusses aus dem Volumen des Supraleiters, d.h. die Ausbildung der Meissner-Phase, erfordert starke Abschirmströme, welche die kinetische Energie der Cooper-Paare erhöhen und die Supraleitung instabil werden lassen. Wird der Supraleiter vom Fluss durchdrungen, bildet sich also ein Typ-II Supraleiter, ist diese Phase stabiler gegenüber höheren Temperaturen und Stromdichten.

Typ-II Supraleiter zeigen allerdings schon bei sehr kleinen Strömen einen endlichen Widerstand. Die auftretende Lorentzkraft erzwingt ein Wandern der Flussschläuche. Wird ein Strom durch einen Supraleiter senkrecht zu einem Magnetfeld ($\mathbf{B}$) geführt, erfahren die Vortices eine Lorentzkraft, die sie senkrecht zum Feld und senkrecht zum Strom beschleunigt. Bei einer Stromdichte $\mathbf{J}$ beträgt die Kraft pro Einheitslänge auf einen Vortex

$$\mathbf{F}/L = \mathbf{J} \times \mathbf{\Phi_0}. \tag{2.5}$$

Ein fester Punkt im Supraleiter, der von einem Flussschlauch überstrichen wird, erfährt ein sich veränderndes Magnetfeld, das ein elektrisches Feld induziert. Dieses kann freie, ungepaarte Leitungselektronen beschleunigen, die den üblichen Verlustmechanismen für elektrischen Strom unterliegen. Bei schneller Wanderung der Flussschläuche kommt außerdem die Relaxationszeit des Phasenüberganges zum Tragen. Hinter einem bewegten Vortex erfolgt die Reformierung der Cooper-Paare zeitverzögert in einem kleineren Feld als das Aufbrechen der Cooper-Paare an der „Vorderseite“ des Vortex. Die Differenz von kleiner Verdampfungswärme im großen Feld zu großer Kondensationsenergie im kleinen Feld führt zu frei werdender Verlustwärme. Die Verluste in einem Supraleiter durch die Bewegung der Vortices können makroskopisch auch über eine Viskosität des Vortexensembles beschrieben werden.

Die Driftgeschwindigkeit der Vortices $\mathbf{v}_\Phi$ in einem Supraleiter lässt sich aus der Verlustspannung bzw. deren Feldstärke $\mathbf{E}$ über dem Strompfad bestimmen:

$$\mathbf{E} = \mathbf{v}_\Phi \times \mathbf{B} \tag{2.6}$$

Umgehen lassen sich die Verlustmechanismen des Vortexwanderns durch gezieltes Verankern der Flussschläuche z.B. an Störstellen im Kristall. In einem normalleitenden Vortexkern ist die Supraleitung zerstört, d.h. es muss Energie aufgewendet werden, um Cooper-Paare zu verdampfen und dieses normalleitende Volumen zu schaffen. Insofern ist es vorteilhaft, wenn ein Vortex einen ohnehin normalleitenden Bereich einschließt. Dieser Mechanismus wird als *Pinning* bezeichnet, bzw. die Fehlstellen als *Pinningsites*. Solche pinnenden Supraleiter werden auch als *harte Supraleiter* bezeichnet, welche letztlich auch diejenigen sind, die für technische Anwendungen relevant sind.

## 2.3 Phasenzustände des Vortexsystems

Das Vortexensemble wird in verschiedene Phasenzustände unterteilt. Sie lassen sich durch die Beweglichkeit und Anordnung der Vortices unterscheiden. Durch repulsive Wechselwirkung ordnen sich Vortices in einem homogenen Material in Form eines Gitters an, das im Allgemeinen eine hexagonale Struktur hat und beeindruckend mit Bitter-Dekorationsmethoden, sowie mit STM, MFM und anderen Methoden im Realraum abgebildet werden konnte (Abb. 2.3).

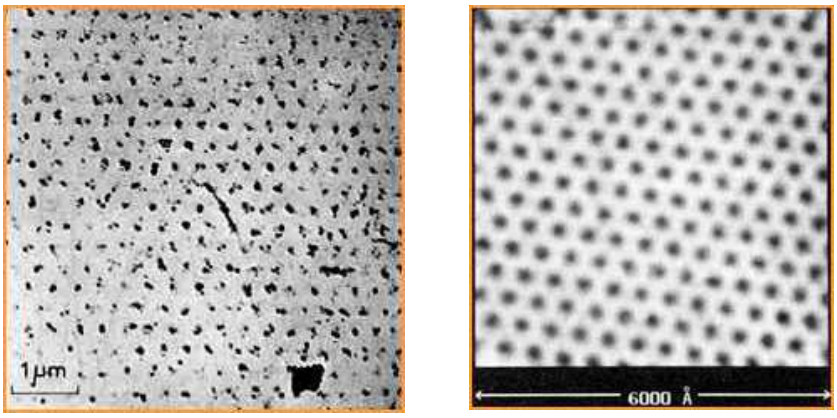



***Abbildung 2.3:*** *Abrikosov Vortexgitter: links - Bitter Dekorationsmethode an PbIn(4%) (1.1K, 0.195T), rechts - STM an $NbSe_2$ (1T, 1.8K). Abb. aus [2, 3]*

Im thermodynamischen Gleichgewicht beschreiben zwei Wechselwirkungsmechanismen das Verhalten des Vortexensembles: zum einen die abstoßende Wechselwirkung der Vortices untereinander und zum anderen das anziehende Potential von Pinningsites. Die abstoßende Wechselwirkung kann für Abstände $d \gg \lambda_L$ als Kraft pro Einheitslänge ausgedrückt werden[4]:

$$\frac{F_{VV}}{L} \propto \frac{exp(-d/\lambda_L)}{\sqrt{d\lambda_L^5}} \tag{2.7}$$

Demnach fällt die abstoßende Wechselwirkung stark mit dem Abstand der Vortices und spielt nur für Vortexabstände in der Größe der Eindringtiefe $\lambda_L$ eine erwähnenswerte Rolle.

Die Kraft, die einen Vortex an eine Fehlstelle bindet, wird als *Pinningkraft* bezeichnet. Ist die thermische Aktivierung größer als die Pinningkraft, lösen sich die Vortices von den Pinningsites und sind frei beweglich. Dieser Vorgang wird als *thermisch aktiviertes Flussfließen* (TAFF) bezeichnet. Für die Kraft pro Einheitslänge der Vortices, die benötigt wird um ein Depinning herbeizuführen, lässt sich folgende Temperaturabhängigkeit beobachten:

$$F_P(T) = F_P(0)[1 - (T/T_c)]^n \tag{2.8}$$

Hierbei schwankt $F_P(0)$ zwischen $10^{-12}$ und $4 \times 10^{-4}$ N/m, und $n$ kann im Bereich von 1.5 bis 3.5 liegen [4]. Die Zeitspannen für das Ablösen sowie das Pinning der Vortices sind stark temperaturabhängig. In den hier vorgestellten Experimenten in der Nähe von $T_c$ können diese Vorgänge jedoch als instantan betrachtet werden. Die Shubnikov-Phase lässt sich unter dem Gesichtspunkt des TAFF in zwei Bereiche einteilen: die gepinnte Phase und die depinnte Phase (Abb. 2.1). Die Phasengrenze, die sowohl von Temperatur, als auch von der Flussdichte abhängt, wird als *Irreversibilitätslinie*, bzw. *Irreversibilitätstemperatur* $T_{irr}(B)$ bezeichnet. Ist das System einmal unter $T_{irr}$ abgekühlt, sind die Vortices in einer zufälligen Ordnung gepinnt. Die Irreversibilitätstemperatur ist abhängig vom Magnetfeld, da bei steigender Feldstärke die Dichte der Vortices größer wird und die abstoßende Wechselwirkung dem Pinning entgegen wirkt. Für $T_{irr}$ lässt sich folgende Magnetfeldabhängigkeit erkennen[4]:

$$T_{irr} \approx T_c(0) \left[1 - \frac{B^{-n}}{a}\right] \tag{2.9}$$

$a$ ist eine Proportionalitätskonstante, die an die kritische Magnetfeldstärke gekoppelt ist. Der Exponent $n$ liegt für Kristalle bei etwa 1.5 und für dünne Filme bei etwa 1.2. Fließt durch den Supraleiter ein Strom, wirkt die daraus

resultierende Lorentzkraft wie ein zusätzlicher Offset auf die thermische Erregung der Vortices, d.h. hohe Stromdichten führen zu einem Absenken von $T_{irr}$.

## 2.4 Beweglichkeit des Vortexensembles

Wie im vorherigen Abschnitt bereits erwähnt, haben Vortices untereinander eine repulsive Wechselwirkung. Das kommt besonders bei hohen Flussdichten zum Tragen, bei denen sich der Abstand der Vortices in die Nähe ihrer Durchmesser, d.h der London Eindringtiefe $\lambda_L$, bewegt. Ein solches Ensemble kann mit einer hochviskosen Flüssigkeit verglichen werden. In Abhängigkeit von den Pinningeigenschaften des Materials lassen sich dabei zwei Bereiche unterscheiden: das Flusskriechen (flux creep), in dem Pinningkräfte dominieren und nur wenige Vortices zwischen den gepinnten Flusslinien beweglich sind und das Flussfließen (flux flow), in dem der Großteil der Vortices frei beweglich ist. Falls nicht genügend Pinningsites vorhanden sind, tritt unterhalb von $T_{irr}$ also durchaus noch ein Wandern von ungepinnten Vortices auf, allerdings ist es durch dünne Kanäle im Material und die abstoßende Wechselwirkung stark verlangsamt.

Sind alle Vortices durch TAFF depinnt, ist das Verhalten des Ensembles von der Dichte der Flusslinien abhängig. Bei steigender Flussdichte und Temperatur beginnen Vortices sich zu überlappen und die Elastizität des Vortexgitters wird geringer. Die Wechselwirkungsenergie pro Einheitslänge zwischen zwei Vortices im Abstand $r$ kann ausgedrückt werden als [20]:

$$F(B,T) \propto \lambda_L(T)^{-2} K_0(r(B)\lambda_L(T)^{-1}) \tag{2.10}$$

Dabei sind $B, T$ Flussdichte und Temperatur, sowie $\lambda_L$ die London'sche Eindringtiefe. $K_0$ steht für die Hankelfunktion. $\lambda_L$ steigt reziprok mit einer Annäherung an $T_c$ gemäß

$$\lambda_L \propto \frac{1}{\sqrt{T_c - T}}. \tag{2.11}$$

Wenn die Vortices thermisch aktiviert sind und gleichzeitig die Vortexdichte hoch ist, bildet sich durch den geringen Abstand der Vortices untereinander eine Gitterstruktur, die als Ganzes frei beweglich ist. Mit diesem Modell konnten z.B. Hucho et al. [21] Ergebnisse von Kwok et al. [22] zu der Leitfähigkeit von supraleitenden Proben in der Umgebung von $T_c$ schlüssig interpretieren.

Ein ungepinntes, nicht geordnetes Vortexensemble wird hingegen als Vortex-Flüssigkeit bezeichnet. Während echte Flüssigkeiten aber eine kaum

veränderliche Dichte haben, existiert diese Phase bei den Vortices über einen breiten Dichtebereich, der durch die Reichweite der abstoßenden Wechselwirkung $F_{VV}(\lambda_L)$ und den Kerndurchmesser $\xi_{GL}$ begrenzt wird. Der Dichtebereich der zweidimensionalen Flüssigkeit kann durch das Quadrat des Ginzburg-Landau Parameters $\kappa$ beschreiben werden und liegt für HT-Supraleiter bei bis zu vier Größenordnungen. Ein weiterer Unterschied zu herkömmlichen Flüssigkeiten ist die Tatsache, dass die Wechselwirkung zwischen den Teilchen abstoßend ist und nicht anziehend wie die van-der-Waals Kräfte in realen Flüssigkeiten. Theoretisch ließe sich auch eine Gasphase für das Vortexensemble erwarten, in der der mittlere Abstand der Vortices weit größer ist als die Reichweite der Vortex-Vortex Wechselwirkung. Tatsächlich fällt aber dieser Bereich kleinster Flussdichten unter $B_{c1}$, d.h. in die Meissner-Phase, in der kein Fluss in das Volumen eindringt.

Die Beweglichkeit der Vortices kann durch eine makroskopische Variable, die Viskosität des Mediums, beschrieben werden. Die Viskositätskoeffizienten für Yttrium-Verbindungen wurde von Matsuda et al. für tiefe Temperaturen bestimmt [23], während Doettinger et al. die Temperaturabhängigkeit der Maximalgeschwindigkeit von Vortices untersuchten [16]. Die maximale Geschwindigkeit wird dabei durch die Relaxationsrate bzw. die Streuung von Quasipartikeln im Vortexkern bestimmt, wie es von Larkin und Ovchinnikov vorhergesagt wurde [24]. Der Viskositätskoeffizient $\eta$ ist abhängig von der Vortexgeschwindigkeit $v_\Phi$ und wird ausgedrückt als

$$\eta(v_\Phi) = \frac{\eta(0)}{1 + (v_\Phi/v_c)^2}, \tag{2.12}$$

wobei $v_c$ eine kritische Vortexgeschwindigkeit ist, bei der die Dämpfungskraft $F_D = \eta v_\Phi$ ein Maximum hat.

## 2.5 Magnuskraft

Aus der Strömungslehre ist bekannt, dass ein rotierender Körper, der sich in einem Medium bewegt, eine Kraft senkrecht zu seiner Bewegungsrichtung erfährt. Diese bezeichnet man als Magnuskraft. Aus Analogiegründen wird ein ähnliches Phänomen, das sich bei einer translatorischen Bewegung von Vortices in einem Supraleiter einstellt, ebenfalls Magnuskraft genannt. In bewegten Vortices addiert sich die translatorische Bewegung zu der Geschwindigkeit der Elektronen in den Abschirmströmen. Das kann je nach Position der Elektronen auf ihrer Kreisbahn zu einer Verlangsamung oder einer Beschleunigung im Laborsystem führen. Die unterschiedliche Geschwindigkeit führt zu unterschiedlichen Beträgen der Lorentzkraft an gegenüberliegenden

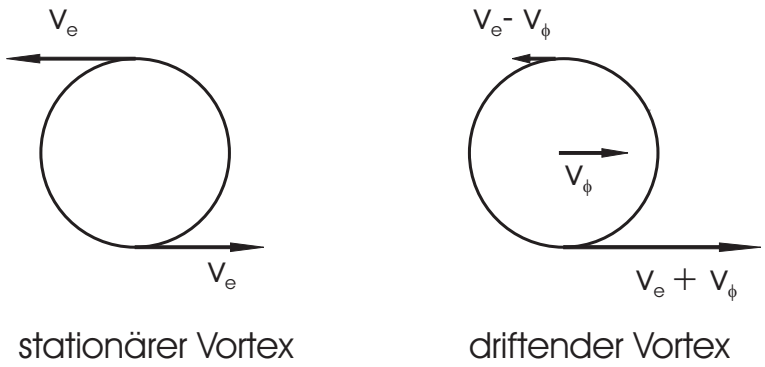



***Abbildung 2.4:*** *Geschwindigkeit der abschirmenden Elektronen in einem Vortex im Laborsystem. Zu der Kreisbewegung der Elektronen in einem Vortex $v_e$ addiert sich bei einer translatorischen Bewegung die Driftgeschwindigkeit $v_\Phi$.*

Seiten des Vortex. Hieraus resultiert eine Kraft auf den Vortex, die senkrecht zu der Bewegungsrichtung der Flusslinien wirkt [4]:

$$\mathbf{F}_M \propto (\mathbf{v}_\Phi \times \mathbf{\Phi}_0). \tag{2.13}$$

## 2.6 Magnetisierung

In einem homogenen Medium sind $B$- und $H$-Felder durch die Magnetisierung $M$ verknüpft

$$B = \mu_0(H + M), \tag{2.14}$$

wobei $\mu_0$ die Vakuumpermeeabilität ist. Für kleine Feldstärken besteht zumeist ein linearer Zusammenhang zwischen $M$ und $H$:

$$H = \chi M \tag{2.15}$$

$\chi$ ist eine intrinische Materialeigenschaft und wird als Suszeptibilität bezeichnet.

### 2.6.1 Das Eindringen von Fluss

In Abb. 2.5 ist die Magnetisierungskurve einer $Pb-In$ Legierung dargestellt. Bei kleinen Feldern wird der magnetische Fluss vollständig abgeschirmt, d.h. es bildet sich eine Meissner-Phase aus. Wird ein kritischer Wert $H_{c1}$ überschritten, ist es energetisch günstiger, dass Fluss in den Supraleiter eindringt, wobei die Magnetisierung mit steigender Feldstärke stetig abnimmt. Sobald die kritische Feldstärke $H_{c2}$ erreicht ist, wird der Supraleiter vollkommen

vom Fluss durchdrungen und die Supraleitung bricht zusammen. Ein vergleichbarer Typ-I Supraleiter würde in seiner Magnetisierung der gestrichelten Kurve folgen. Bei einem Feld $H_{cth}$ ist die Energie der Abschirmströme so gross, dass die Cooper-Paare aufgebrochen werden und die Supraleitung zusammenbricht. In diesem Beispiel liegt die kritische Feldstärke $H_{c2}$ etwa um den Faktor 5 höher als $H_{cth}$.

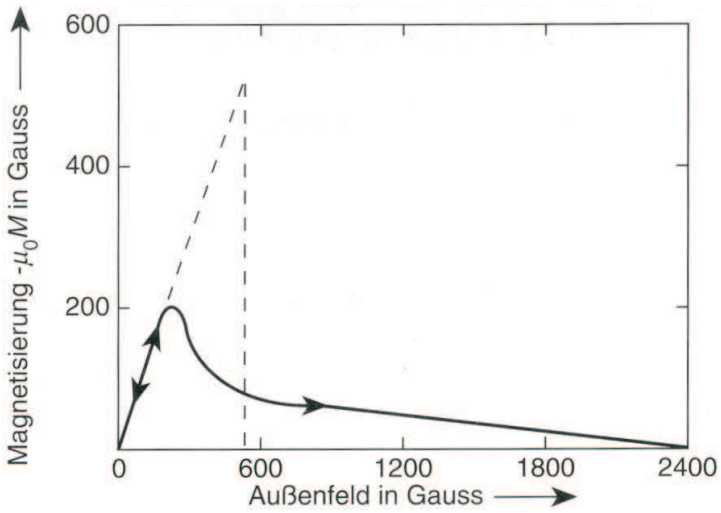



***Abbildung 2.5:*** *Magnetisierungskurve von Blei mit 13.9 Atom-% Indium. Die gestrichelte Linie gibt zum Vergleich die Magnetisierungskurve eines reinen Typ-I Supraleiters an. Die Fläche unter den beiden Kurven ist gleich. Abb. aus [1].*

Wie bereits in Abschnitt 2.2 beschreiben worden ist, werden Vortices unterhalb von $T_{irr}(B)$ durch Fehlstellen im Supraleiter gepinnt. Während oberhalb von $T_{irr}$ ein Magnetfeld in Form von Vortices ungehindert eindringen kann, hängt es unterhalb von $T_{irr}$ von der Vorgeschichte der Magnetisierung ab. Wird in der gepinnten Phase die Feldstärke erhöht, erfahren weitere Flusslinien, die in die Probe eindringen, die repulsive Wechselwirkung der gepinnten Vortices. Vortices, die am Rand der Probe fixiert sind wirken also wie eine Versiegelung gegen weiteres Eindringen von Flusslinien, d.h. die Probe zeigt diamagnetisches Verhalten.

Unterhalb von $T_{irr}$ hat die Magnetisierung eines Supraleiters deshalb ein hysteretisches Verhalten, d.h. sie hängt von der *Geschichte* ab. Dieses Phänomen soll an einem Beispiel verdeutlicht werden (Abb. 2.6).

Eine Probe wird erst im Nullfeld abgekühlt (zero field cooled - ZFC) und anschließend bei angelegtem Feld erwärmt. Zum Vergleich wird die Probe anschließend im gleichen Feld abgekühlt (field cooled - FC) und ebenfalls wieder erwärmt. Im ZFC Zustand dringt das bei tiefen Temperaturen ange-

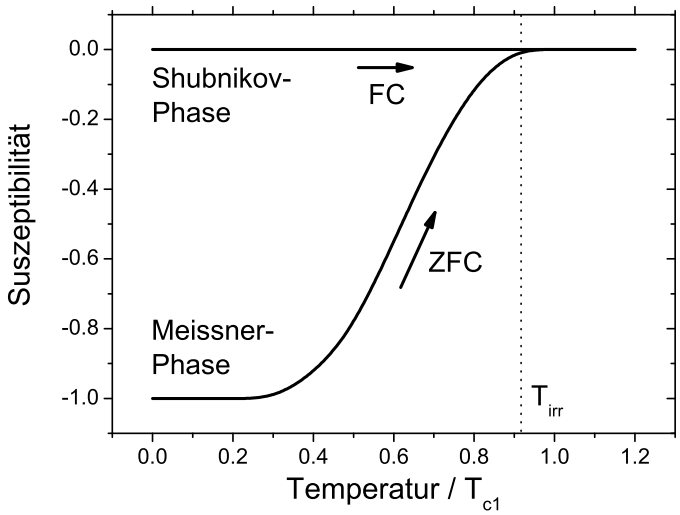



***Abbildung 2.6:*** *Suszeptibilität eines Typ-II Supraleiters beim Erwärmen im Feld und unterschiedlicher Magnetisierungsgeschichte (FC, ZFC). Der Abzweigungspunkt wird mit $T_{irr}$ identifiziert.*

legte Feld nur bedingt in den Supraleiter ein: Die Vortices werden an den Rändern des Materials gepinnt und verhindern das Eindringen von weiterem Fluss durch repulsive Wechselwirkung. Die Probe bleibt auch beim Erwärmen bis zu $T_{irr}$ diamagnetisch. Anders verhält sich der Supraleiter im FC Zustand. Da das Feld schon beim Abkühlen angelegt ist, kann der Fluss ungehindert eindringen, wird in Form von Vortices vollständig integriert und bei $T < T_{irr}$ schließlich fixiert. Die Probe wirkt *magnetisch durchsichtig*, hat also eine Suszeptibilität nahe Null.

Über die Temperatur, bei der die Magnetisierungskurven der FC-Probe und der ZFC-Probe zusammenlaufen, lässt sich $T_{irr}$ bestimmen. Da sich die beiden Zweige jedoch in einem kleinen Winkel annähern, ist dieser Punkt nur schwer zu messen und hängt von der Auflösung des Magnetometers ab.

In der Meissner-Phase zeigt das supraleitende Volumen nahezu perfekten Diamagnetismus mit $\chi = -1$. Wie bereits besprochen, dringt für Feldstärken über $H_{c1}$ das Feld teilweise in den Supraleiter ein und $\chi$ strebt im Bereich der Shubnikov-Phase gegen Null.

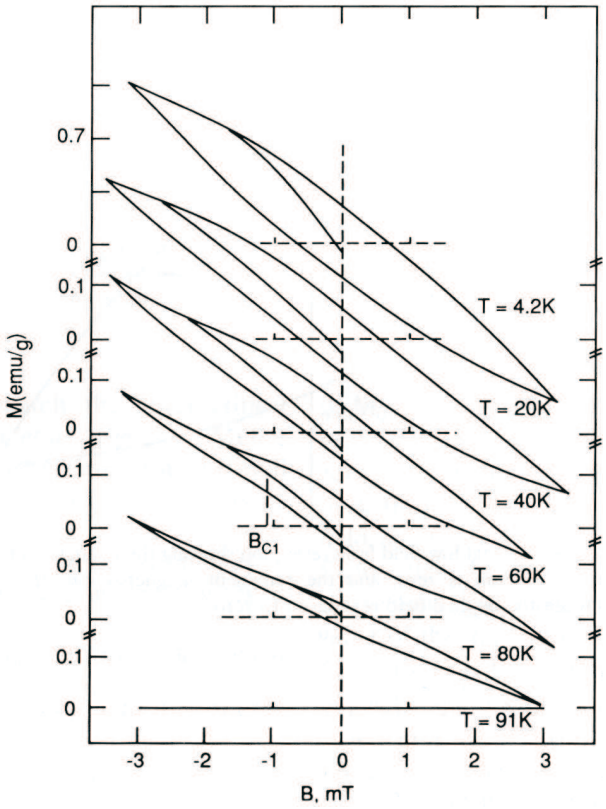



***Abbildung 2.7:*** *Hysteresen von YBCO für kleine Felder. Die Fläche, d.h. der gepinnte Fluss nimmt mit steigender Temperatur ab. Abb. aus [4]*

### 2.6.2 Hysteresen in Typ-II Supraleitern

Typ-II Supraleiter zeigen bei der Magnetisierung unterhalb der Irreversibiltätstemperatur stark hysteretisches Verhalten. Je tiefer die Temperatur ist, desto größer ist dabei die Fläche unter der Hysterese bzw. die Remanenz und die Koerzitivfeldstärke. Dieses Verhalten ist auf das Pinning von Vortices und die bereits besprochenen „Versiegelungseffekte“ zurückzuführen. Je tiefer die Temperatur ist, um so kleiner ist die thermische Aktivierung der Vortices und um so leichter werden sie gepinnt. Bei tiefen Temperaturen ist schon bei kleinen Feldern eine Versiegelung aus gepinnten Vortices vorhanden, die das weitere Eindringen von Fluss verhindert (Abb. 2.7). Die Fläche der Hysterese liefert dabei Informationen über den gepinnten magnetischen Fluss (flux trapping). Je nachdem ob die Probe im Nullfeld oder im Feld abgekühlt worden ist, lässt sich zudem eine Neukurve beobachten.

### 2.6.3 Flusskriechen

Die Magnetisierung eines Typ-II Supraleiters hängt empfindlich von der Zeitskala ab, auf der die Messungen durchgeführt werden. Die gepinnten Phasen der Vortices dürfen nicht als rein statisch betrachtet werden. Ähnlich wie Fehlstellen in einem Kristall transportiert werden können, sind Flussschläuche auch bei tiefen Temperaturen noch zu einem gewissen Grad beweglich. Unterhalb von $T_{irr}$ setzt das sogenannte Flusskriechen (flux creep) ein. Wird an eine ZFC-Probe ein Feld angelegt, wird zwar ein Eindringen von Fluss durch gepinnte Vortices verhindert, aber weiterhin diffundieren Flussschläuche sehr langsam in die Probe, während sie entweder von Pinningsite zu Pinningsite springen oder in Kanälen zwischen den gepinnten Vortices in das Innere der Probe vordringen. Die Magnetisierung der Probe steigt beim Flux-Creep logarithmisch mit der Zeit und ist stark temperaturabhängig. Die Zeitkonstante kann im Bereich zwischen einigen Sekunden und Stunden liegen. Entsprechend hängt die Form von Hysteresen von der Geschwindigkeit der Messung ab.

### 2.6.4 Abschirmströme

Wird ein magnetisches Feld an einen Supraleiter angelegt, dringt es auch in der Meissner-Phase teilweise in den Supraleiter ein. Die Feldstärke fällt dabei mit dem Abstand zur Oberfläche ab, jenseits einer Feld-abhängigen Abschirmlänge ist das interne Feld Null. Dort wo das Feld präsent ist, fließt nach der Maxwellgleichung

$$rot\mathbf{B} = \mu_0\mathbf{J} \tag{2.16}$$

ein Abschirmstrom. Wird das äußere Feld erhöht, dringt das Magnetfeld und die Abschirmströme tiefer in den Supraleiter ein. Es gibt verschiedene Modelle die den kritischen Zustand, d.h. das Eindringen des Feldes beschreiben. Sie alle unterscheiden sich in dem Abklingverhalten der Abschirmstromdichte über der Tiefe, d.h. der Entfernung von der Oberfläche. Hierfür wurden schon quadratisches, lineares oder exponentielles Verhalten postuliert[4]. Das wohl bekannteste und simpelste Modell geht auf Bean zurück [25]. Es nimmt an, dass die Abschirmströme auf die äußeren Bereiche der Probe beschränkt sind. In dieser „Schale“ haben sie eine homogene Stromdichte, die der kritischen Stromdichte $J_c$ entspricht. Das interne Magnetische Feld wird durch die Maxwell Gleichung 2.16 gegeben.

Beeindruckende orts- und zeitaufgelöste Experimente zu der Magnetisierung in supraleitenden Proben konnten mit magnetooptischen Verfahren erreicht werden [26, 27, 28]. Dabei wird ein magnetisch aktiver Film auf dem

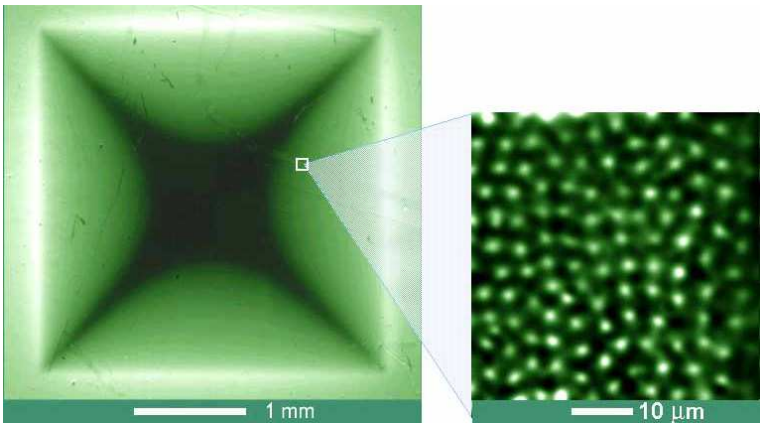



***Abbildung 2.8:*** *Links: Magnetooptische Abbildung des Streufeldes der Abschirmströme in einer supraleitenden Probe. Rechts: Mit dem gleichen Verfahren können einzelne Vortices aufgelöst werden. Abb. aus [4]*

Supraleiter platziert und über den Faraday Effekt mit einem Polarisationsmikroskop das Streufeld der Abschirmströme abgebildet (Abb. 2.8). Für die Abbildung einzelner Vortices wurde die magnetisch aktive Schicht epitaktisch aufgewachsen [28].

## 2.7 Einfluss regulärer Pinningstrukturen auf Supraleiter - Matching Effekte

Neben dem Pinning an statistisch verteilten Korngrenzen und Defekten in Supraleitern ist es möglich, Pinningsites in definierten Strukturen herzustellen. Motiviert werden diese Untersuchungen durch die Nachfrage nach optimalen Konfigurationen für Vortex-Pinning, wie sie für technische Anwendungen von Interesse sind. Da in dieser Arbeit auch auf Schall-induzierte Pinning-Gitter eingegangen wird, sollen einige Untersuchungen zu diesem Thema vorgestellt werden.

Es ist bekannt, dass die Energie eines Vortex proportional zu dessen Länge ist. Aus diesem Grund kann man einen supraleitenden Film so strukturieren, dass die Filmdicke moduliert ist. Mit verdünnten Regionen werden Pinningsites für Vortices senkrecht zum Film geschaffen. Das kann z.B. in Form von Linienstrukturen [29] oder Löchermatrizen [5] erfolgen. Eine andere Möglichkeit ist das Aufbringen von magnetischen Punkten, an denen die Vortices fixiert werden [30]. Verschiedene Parameter wie Pinningstärke, Größe der Pinningsites und Raumfrequenz können dabei kontrolliert werden. Alle diese Experimente zeigen Matching-Effekte, wie ein Extremum im Ma-

gnetowiderstand oder Sprünge in der Magnetisierung, wenn die Anzahl der Vortices gleich einem Vielfachen der Pinningsites ist bzw. die Gitterkonstante der Vortexstruktur der Periodizität der Defekte entspricht. Der Abstand $r$ zwischen zwei benachbarten Vortices ändert sich dabei in Abhängigkeit der Flussdichte $B$ nach

$$r(B) = 1.075\sqrt{\frac{\phi_0}{B}}. \tag{2.17}$$

Der Faktor 1.075 ist durch die hexagonale Gitterstruktur gegeben.

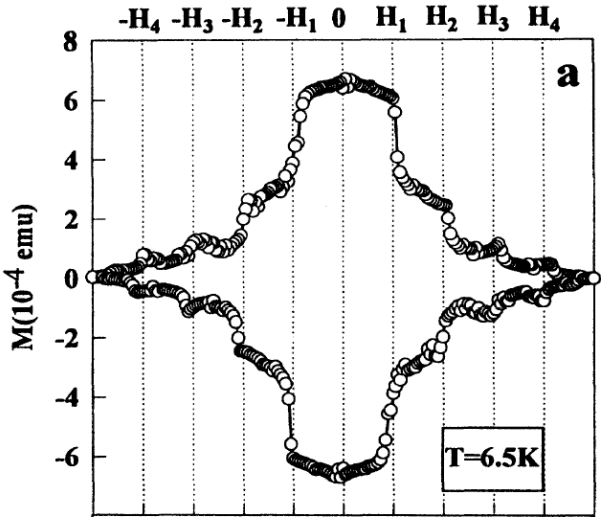



***Abbildung 2.9:*** *Magnetisierung einer* $[Pb(15nm)/Ga(14nm)]$ *Schichtstruktur mit einem Lochgitter: Gitterkonstante* $\approx 1\mu m$*, Lochdurchmesser* $(\approx 0.3\mu m)$*. Die Magnetisierung erfolgt schrittweise. Abb. aus [5].*

Reichardt et al. [6] betrachten die Ergebnisse unter dem Aspekt des Einzel- und Vielfachpinnings an periodischen Defekten. Sind die Pinningsites genügend groß, können mehrere Vortices zugleich gepinnt werden. Es besteht dabei eine Sättigungsgrenze, die bei einer Anzahl $n_s = r_h/2\xi_{GL}(T)$ von Vortices pro Defekt liegt. $\xi_{GL}(T)$ ist die temperaturabhängige Kohärenzlänge [5] und $r_h$ der Durchmesser des Pinningzentrums. Simulationen von Reichardt et al. zeigen, dass beim Vielfachpinning im kritischen Strom Maxima mit der gleichen Amplitude bei Vielfachen ($n-$fachen) der Matching-Flussdichte auftreten, während beim Einzelpinning nur das Maximum bei $n = 1$ ausgeprägt ist und die Maxima zu höheren Feldstärken deutlich kleiner werden [6]. Bestätigt werden konnten diese Experimente durch Magnetowiderstandsmessungen an einem $Nb-$Film, der mit $Ni-$Punkten in der Größe von $400nm$ bzw. $530nm$ strukturiert wurde, die entsprechend als Einfach- bzw. Vielfachpinningsites funktionieren (Abb. 2.10). Entspricht die Vortexdichte einem

Vielfachen der Dichte der Pinningsites, so ist der Fluss optimal gepinnt und der Filmwiderstand minimal.

Nicht vollständig geklärt ist, warum die Matching-Effekte nur in der Nähe von $T_c$ beobachtet werden können. Es wird vermutet, dass das Pinning im Volumenmaterial bei tiefen Temperaturen auch an schwächeren, intrinsischen Pinningsites verstärkt auftritt und so die geordneten Effekte überspielt. Allerdings lässt sich beobachten, dass auch bei tieferen Temperaturen Proben mit einem geordneten Pinningpotential höhere kritische Ströme zulassen als rein intrinsisch gepinnte Proben. Das deutet darauf hin, dass das geordnete Pinning auch bei tiefen Temperaturen noch effektiv ist.

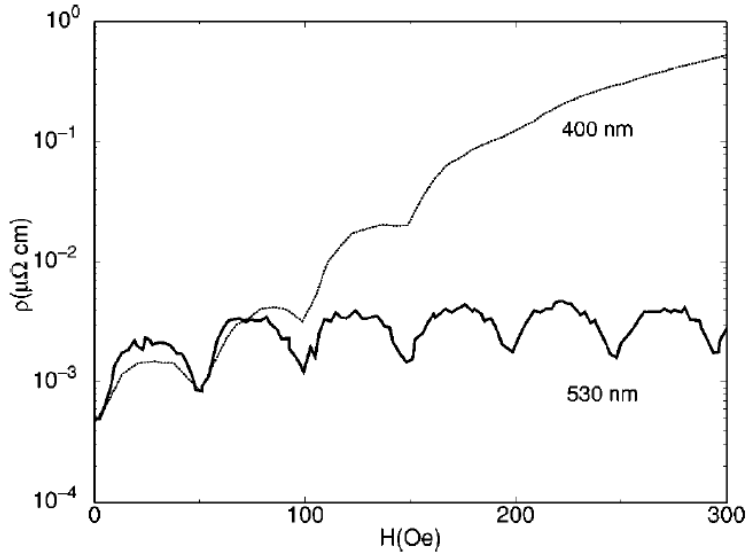



***Abbildung 2.10:*** *Spezifischer Widerstand eines Nb-Films mit einem quadratischen Gitter aus Ni-Punkten mit einem Durchmesser von* $400nm$ *bzw.* $530nm$ *bei* $T/T_c = 0.98$. *Für die großen Fehlstellen ist Vielfachpinning möglich. Wenn die Vortexdichte einem Vielfachen der Punktdichte entspricht, wird der Fluss optimal gepinnt und der Filmwiderstand hat ein Minimum. Abb. aus [6]*

Neben diesen statischen Widerstandsexperimenten wurden von Martinoli et al. [31] und Fiory [32] auch dynamische Experimente zum Matching-Effekt über den Nachweis des AC-Josephson Effekts durchgeführt. Sie gehen auf Überlegungen von Kulik [33] und Schwartz [34] zurück, die auf die Analogie des Flussfließens in Typ-II Supraleitern und dem AC-Josephson Effekt in schwach gekoppelten Supraleitern hingewiesen haben. In diesem Bild macht man sich zunutze, dass ein bewegtes Vortex-Gitter als eine dynamische Verteilung einer Suprastromdichte angesehen werden kann, die in Ort und Zeit oszilliert [31]. Das ist ähnlich dem Verhalten von schwach gekoppelten Su-

praleitern beim AC-Josephson Effekt. So erwartet man das Auftreten von elektromagnetischer Strahlung in Typ-II Supraleitern im Flux-Flow Regime. Eine wesentliche Bedingung, die an die Existenz dieser Strahlung geknüpft ist, ist ein Übereinstimmen des Vortex-Gitters mit der Verteilung der Pinningsites. Während Fiory dieses an statistisch verteilten Defekten beobachtet hatte [32], konnten Martinoli et al. wesentlich ausgeprägteres Matching bei periodisch modulierter Dicke an einem supraleitenden Film beobachten [31].

## 2.8 Induzierte Vortexbewegung

Im vorherigen Abschnitt wurde behandelt, wie durch künstlich strukturierte Pinningzentren eine Übereinstimmung von Dichte der Pinningsites und Dichte der Vortices geschaffen werden kann. Diese abgestimmten Pinninggitter eignen sich sehr gut, um definierte Flussdichten im Supraleiter zu fixieren. Wenn die Form der strukturierten Pinningsites jedoch nicht symmetrisch ist, kann diese Asymmetrie zu einem bemerkenswerten Effekt führen. Vortices lassen sich in einer Richtung leichter aus diesem Potential bewegen als in der anderen, es wird deshalb als "Ratchet-Potential" bezeichnet in Analogie zu einer Knarre oder Sperrklinke. Unter dem Einfluss der alternierenden Lorentzkräfte, die von einem Wechselstrom auf die Vortices ausgeübt werden, wird somit eine Driftbewegung der Vortices induziert [35]. Dieses Verhalten wurde vor allem für dreieckige Pinningpotentiale berechnet [36, 37] und experimentell bestätigt [38, 39]. Diese Versuche wurden bei Temperaturen gerade unterhalb des supraleitenden Übergangs durchgeführt. Bei kleinen Feldern werden dabei sämtliche Vortices gepinnt. Unter dem Einfluss eines Wechselstroms springen sie von Pinningsite zu Pinningsite in einer gerichteten Bewegung. Bei hohen Flussdichten bewegen sich jedoch zuerst nicht die in den dreieckigen Pinningzentren fixierten Vortices sondern die ungepinnten, dazwischenliegenden. Diese erfahren eine Beschleunigung genau in die entgegengesetzte Richtung [39].

Ein weiteres Verfahren zum Transport von Vortices wurde vor kurzer Zeit von Cole et al. vorgestellt [40]. Hierbei wird die anziehende Wechselwirkung zwischen sogenannten Pancake-Vortices (senkrecht zu den $CuO_2$ Ebenen) und Josephson-Vortices (parallel zu den $CuO_2$ Ebenen) in Hochtemperatursupraleitern ausgenutzt. Die Dichte der Josephson-Vortices, d.h. das angelegte Magnetfeld parallel zu einem supraleitenden Film, wird über die Zeit Sägezahn-förmig moduliert. In der flachen Flanke koppeln dabei überlagerte Pancake-Vortices an die Bewegung der Josephson-Vortices an, während in der steilen Flanke die Wechselwirkung zu schwach ist, als dass sie der sprunghaften Bewegung folgen könnten. Hierdurch wird eine Nettobewegung

der Pancake-Vortices induziert. Sie ist je nach Ausrichtung des Sägezahn-Potentials von den Rändern in die Probe hinein oder aus der Probe hinaus gerichtet.

# Kapitel 3

# YBCO - ein Hochtemperatursupraleiter

Mit der Entdeckung der Hochtemperatursupraleiter (HT-Supraleiter) vor 20 Jahren durch Bednorz und Müller wurde ein in der Geschichte der Physik wohl einzigartiger Impuls auf die Festkörperforschung übertragen [41]. Zu Beginn stand der Wettbewerb bei der Suche nach Materialien mit immer höheren Sprungtemperaturen im Mittelpunkt. Gleichzeitig wurde aber klar, dass sich diese neuen Materialien nicht mit der bekannten BCS-Theorie beschreiben ließen. $T_c$ stagnierte schließlich bei etwa 135 Kelvin und von einem Konsens über die Mechanismen der Hochtemperatur-Supraleitung, d.h. einer angepassten Version der BCS-Theorie, scheint man noch weit entfernt. Nichtsdestotrotz konnten bereits zahlreiche, wichtige Einblicke gewonnen werden, von denen einige grundlegende in diesem Kapitel vorgestellt werden sollen.

## 3.1 Kristallstruktur

Abb. 3.1 zeigt die Kristallstruktur von $YBa_2Cu_3O_7$ (YBCO), sie lässt sich durch drei in Richtung der $c-$Achse gestapelte Perowskit-Elementarzellen vom Typ $ABX_3$ beschreiben. Yttrium und Barium besetzen die kubisch angeordneten Kationenplätze vom Typ A und Kupfer die dazu *bcc*-positionierten $B$-Plätze. Die mittlere Oxidationszahl des Kupfers beträgt 2.33, da zwei der möglichen neun Sauerstoffplätze in der Elementarzelle nicht besetzt sind. Kupferverbindungen mit Oxidationszahlen $> 3$ sind instabil. Die YBCO Elementarzelle weist eine Schichtstruktur auf, mit den für Kuprate charakteristischen $CuO_2$-Ebenen (Cu(2)-Positionen), die zwischen einer $Y$ und $BaO-$Ebene liegen. Weitere Kupferatome befinden sich in den $CuO$-Ebenen (Cu(1)-Positionen), die ihrerseits $BaO$-Ebenen als Nachbarn ha-

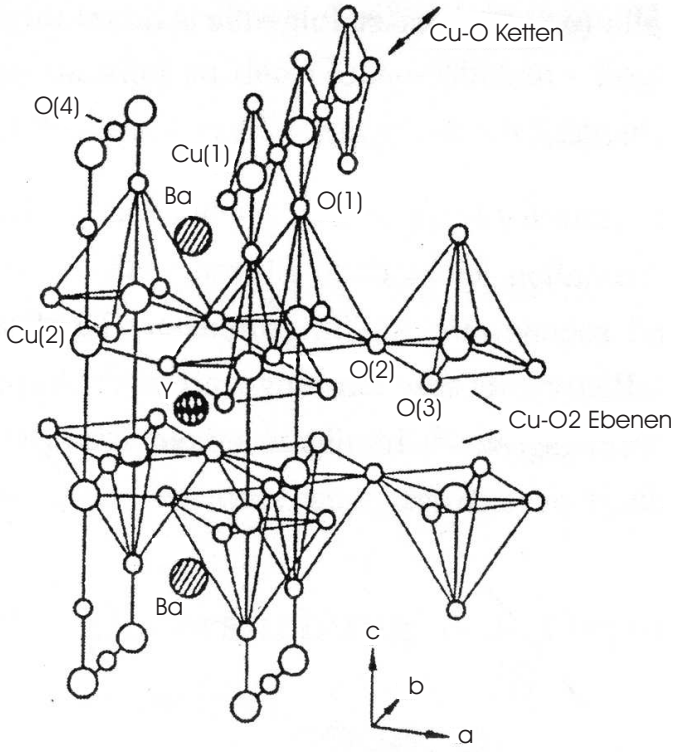



***Abbildung 3.1:*** *Kristallstruktur von $YBa_2Cu_3O_7$. Deutlich sind die in O-Pyramiden zentrierten Cu-Atome zu erkennen. Die Ausbildung von CuO-Ketten bedingt eine orthorhombische Einheitszelle. Die Supraleitung findet in den Kupferoxidebenen statt und ist in c-Richtung über Josephson-Tunneln gekoppelt.*

ben. Ein besonderes Merkmal der YBCO-Struktur im Vergleich zu anderen HT-Supraleitern sind die $CuO$ Ketten. Hierdurch liegt in $YBa_2Cu_3O_7$ eine orthorhombische und keine tetragonale Einheitszelle wie in $YBa_2Cu_3O_6$ vor. Die $a-$Achse wird als senkrecht zu den $CuO-$Ketten definiert und die $b-$Achse parallel dazu. Die Gitterkonstanten betragen [42]:

$$a = 0.3818nm, b = 0.3884nm, c = 1.1683nm \tag{3.1}$$

## 3.2 YBCO als Mott-Isolator

Hochtemperatur-Supraleitung findet sich in Kupferoxid-basierten Verbindungen in einer Vielzahl von Kristallstrukturen. Das Schlüsselelement, das all diese Strukturen teilen, ist die $CuO_2$- Ebene mit einem freien Elektron pro

Einheitszelle. Mit dieser Elektronenkonzentration ist die Ebene ein *Mott-Isolator*, der Urzustand von dem sich Hochtemperatur-Supraleitung ableitet. Ein Mott-Isolator ist ein Material, in dem die Leitfähigkeit bei Temperaturen gegen 0K verschwindet, obwohl die Bandtheorie ein metallisches Verhalten vorhersagt. Es sind viele Beispiele bekannt, wie $NiO$ und $V_2O_3$. Jedoch sind die HT-Supraleiter die einzigen Mott-Isolatoren, die supraleitend werden, wenn ihre Elektronenkonzentration von eins pro Einheitszelle abweicht. Mott-Isolatoren unterscheiden sich fundamental von herkömmlichen Bandisolatoren. In letzterem Fall wird die Leitfähigkeit durch das Pauli-Prinzip ausgeschlossen. Wenn das oberste besetzte Band zwei Elektronen pro Einheitszelle besitzt, können sich Elektronen nicht bewegen, da alle Orbitale besetzt sind. In einem Mott-Isolator wird der Ladungstransport hingegen durch Elektron-Elektron Abstoßung unterdrückt. Wenn das höchste besetzte Band ein Elektron je Einheitszelle besitzt, erfordert die Elektronenbewegung die Bildung von doppelt besetzten Plätzen. Wenn die Elektron-Elektron Abstoßung groß genug ist, wird diese Bewegung blockiert. Die Ladung pro Zelle ist fixiert, was nur dem Elektronenspin die Möglichkeit lässt zu fluktuieren. Mittels Dotieren lässt sich die elektrische Leitfähigkeit wiederherstellen, indem Plätze geschaffen werden, zu denen Elektronen springen können, ohne die abstoßende Coulombwechselwirkung zu erfahren. Virtuelle Ladungsfluktuationen führen in einem Mott-Isolator zu einer *super-Austauschwechselwirkung*, die eine antiparallele Ausrichtung der benachbarten Spins bevorzugt. Diese Ausrichtung führt zu langreichweitiger, antiferromagnetischer Ordnung. Schon bald nach der Entdeckung der HT-Supraleiter zeigten Experimente, dass sich die Spins in undotierten Kupraten in einem antiferromagnetischen Muster anordnen und dabei eine relativ hohe Neel Temperatur von 250K - 400K haben [43].

## 3.3 Einblicke in die Hochtemperatur-Supraleitung

Die Entdeckung der HT-Supraleitung war kein Zufallsprodukt, sondern ging auf Überlegungen von Bednorz und Müller zurück, die auf einer grundlegenden Aussage der BCS-Theorie bezüglich $T_c$ aufbaute:

$$T_c \simeq \hbar\omega_D exp\left(-\frac{1}{N(0)V^*}\right) \tag{3.2}$$

Der Term $\hbar\omega_D$ (Planck-Konstante $\times$ Debye-Frequenz) beschreibt die Debye-Temperatur ($\Theta_D$) und ist in der Elektron-Phonon Kopplung begrün-

det, mit deren Hilfe die Bildung von Cooper-Paaren erklärt wird. $N(0)$ ist die Zustandsdichte an der Fermikante und $V^*$ das Wechselwirkungspotential der Elektron-Phonon Kopplung. Nach Gl. 3.2 lässt sich $T_c$ durch eine Erhöhung der Kopplung oder der Ladungsträgerdichte erreichen. Da in Element-Supraleitern bereits ein freies Elektron pro Atom zur Supraleitung beiträgt, lässt sich dieser Wert kaum übertreffen. Bednorz und Müller glaubten im Jahn-Teller Effekt einen geeigneten Mechanismus für eine starke Elektron-Phonon Kopplung gefunden zu haben, der die Supraleitung unterstützen könnte. Unter dem Jahn-Teller Effekt versteht man die Verschiebung eines Ions aus einer hochsymmetrischen Gitterposition im Zentrum eines Sauerstoff-Oktaders in das weniger symmetrische Zentrum einer der beiden Sauerstoff-Pyramiden, die das Oktaeder bilden. Dadurch wird insgesamt die Energie des Ions gesenkt. In YBCO findet sich diese Konstellation von $Cu-$Ionen in Sauerstoff-Oktaedern. Ob der Jahn-Teller Effekt letztlich im Zusammenhang mit der HT-Supraleitung steht, konnte allerdings noch nicht geklärt werden.

### 3.3.1 d-wave Supraleitung

Supraleitung wird durch einen Ordnungsparameter $\Psi$ charakterisiert, der beschreibt, wie weit Supraleitung sich vom normalen Zustand unterscheidet. In konventionellen Supraleitern ist $\Psi$ ein Paar-Feld, eine quantenmechanische Amplitude, die das Auftreten von zwei Elektronen im gepaarten Zustand beschreibt. Der Ordnungsparameter ist komplex, d.h. er hat sowohl Amplitude als auch Phase. Die Paar-Feld Amplitude liefert die BCS-Energielücke $E_\Delta$. In üblichen Supraleitern ist $E_\Delta$ unabhängig von der Position auf der Fermifläche, was der Kugelsymmetrie eines s-Orbitals entspricht. Schon Ende der 80er Jahre haben Experimente bestätigt, dass es sich bei $\Psi$ in HT-Supraleitern um ein Paar-Feld genauso wie in konventionellen Supraleitern handelt. Wenig später konnte gezeigt werden, dass die Symmetrie des Ordungsparamters ein d-Zustand ist, d.h. bei einer Rotation um 90° wechselt das Vorzeichen. Dieser Vorzeichenwechsel impliziert, dass die Lücke an bestimmten Stellen auf der Fermifläche ganz verschwinden kann. Mit winkelaufgelöster Photoelektronenspektroskopie (ARPES) konnte gezeigt werden, dass die Symmetrie von $E_\Delta$ tatsächlich einer $d(x^2 - y^2)$-Geometrie entspricht, die für Impulse parallel zu den $CuO$ Ketten maximal ist und bei einem Winkel von 45° dazu verschwindet. Die vier Punkte auf der Fermifläche, an denen diese Größe verschwindet, bezeichnet man als Knoten. Auf dieses Modell abgestimmt, wurde versucht, eine d-Wave BCS-Theorie zu entwickeln. Hierbei sind die einzigen wichtigen Anregungen Knoten-Quasiteilchen, deren Energie über dem Grundzustand Null ist, wenn ihr Impuls mit einem Knotenpunkt übereinstimmt.

Die Supraleitung in HT-Supraleitern ist also ein 2-dimensionales Phänomen, das auf die $CuO_2$ Ebenen beschränkt ist. In der dritten Dimension, d.h. entlang der $c$-Achse, ist die Supraleitung über Josephson-Tunneleffekte gekoppelt. Das gleiche gilt auch für Vortices, die sich entlang der $c$-Achse durch das Material ziehen. Bei tiefen Temperaturen wird $\xi_{GL}$ so klein, dass die einzelnen Ebenen der Vortices sich zu sogenannten *Pancake-Vortices* entkoppeln und gegeneinander beweglich sind.

Die Anisotropie in der Wellenfunktion der Cooper-Paare wirkt sich auf die charakteristischen Längen $\lambda_L$ und $\xi_{GL}$ genauso wie auf makroskopische Eigenschaften wie $T_c$ oder $B_c$ aus.

### 3.3.2 Pseudogap

Emery und Kivelson haben festgestellt, dass konventionelle Supraleitung zwei wichtige Energieskalen hat [44, 45]: Die BCS-Energielücke $E_\Delta$, welche die Bindungsenergie der Cooper-Paare beschreibt, und die Phasen-Steifigkeit $E_\phi$, welche die Fähigkeit zum Ladungstransport des Supraleiters beschreibt. In konventionellen Supraleitern ist $E_\Delta$ viel kleiner als $E_\phi$ und die Zerstörung der Supraleitung beginnt mit dem Aufbrechen der Cooper-Paare. In Kupraten liegen die beiden Energien jedoch dichter beieinander. In unterdotierten Materialien ist die Ordnung sogar umgekehrt, so dass die Phasen-Steifheit nun das schwächere Glied ist. Wenn die thermische Anregung $E_\phi$ übersteigt, wird die Fähigkeit des Supraleiters, einen Suprastrom zu transportieren, zerstört, während die gepaarten Elektronen bestehen bleiben. Messungen u.a. mit ARPES haben gezeigt, dass oberhalb von $T_c$ tatsächlich noch eine Energielücke vorhanden ist, Cooper-Paare also ihre Existenz der Phasenkohärenz des supraleitenden Zustands zu verdanken haben und nicht der Energielücke. Man spricht deshalb bei HT-Supraleitern von einem *Pseudogap*.

# Kapitel 4

# Ultraschall in Supraleitern

Ultraschall wird in der Festkörperphysik eingesetzt, um strukturelle und elektronische Eigenschaften von Proben zu untersuchen. Über Veränderungen in der Ausbreitungsgeschwindigkeit von Schall lassen sich Phasenübergänge zwischen verschiedenen Kristallstrukturen beobachten. Die Dämpfung gibt Aufschluss über Defektdichten und die Konzentration von freien Elektronen. In diesem Kapitel wird beschrieben, welche Unterschiede es in der Wechselwirkung der Schallwelle mit konventionellen und HT-Supraleitern gibt. Es werden Mechanismen vorgestellt, welche die Ankopplung akustischer Oberflächenwellen an das Vortexsystem in einem dünnen supraleitenden Film beschreiben.

## 4.1 Wechselwirkung von Ultraschall mit Supraleitern

Die Bestimmung der Dämpfung von Ultraschall in Supraleitern ist eines der grundlegenden Experimente für den Nachweis der Dichte der Cooper-Paare und zur Bestätigung der BCS-Theorie. Schallwellen wechselwirken nur mit ungepaarten, freien Ladungsträgern und nicht mit suprafluiden Cooper-Paaren. Mit dem Einsetzen der Kondensation zu Cooper-Paaren ist ein Abnehmen der Dämpfung $\alpha$ zu beobachten (Abb. 4.1). Das Verhältnis aus Dämpfung im supraleitenden Zustand $\alpha_s$ zu Dämpfung im normalleitenden Zustand $\alpha_n$ berechnet sich nach [20] zu

$$\frac{\alpha_s}{\alpha_n} = \frac{2}{1 + exp(E_\Delta(T)/k_B T)}. \tag{4.1}$$

Nach der BCS-Theorie kann der Verlauf der Energielücke $E_\Delta(T)$ nur numerisch bestimmt werden [20]. $E_\Delta(T)$ hat jedoch für die Grenzwerte $T_c$ den

Wert Null und für $T = 0$ beträgt $E_\Delta = 1.75 k_B T_c$. Der Verlauf der Ultraschalldämpfung $\alpha(T)$ bietet somit die Möglichkeit, $E_\Delta(T)$ im Volumenmaterial zu bestimmen und die Vorhersage der BCS-Theorie zu überprüfen. Spektroskopische Methoden bieten aufgrund der geringen Eindringtiefe hingegen nur Zugriff auf Werte von $E_\Delta$ an der Oberfläche der Probe.

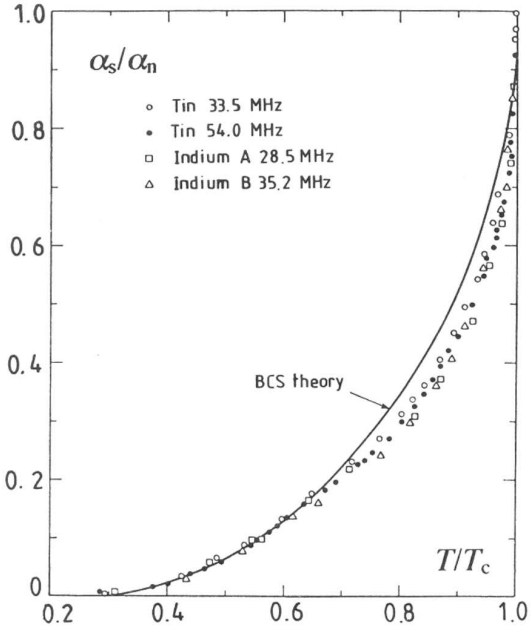



***Abbildung 4.1:*** *Dämpfung von Ultraschall durch ungepaarte Elektronen an verschiedenen Supraleitern im Vergleich zur Vorhersage der BCS-Theorie. Abb. aus [1].*

Durch Messung an Einkristallen ist es ferner möglich, über Ultraschalldämpfung Anisotropien der Energielücke auszumessen [46]. Die Bestimmung von $E_\Delta(T)$ durch die Dämpfung von Ultraschall wird bei konventionellen Supraleitern erfolgreich eingesetzt, stößt jedoch bei keramischen Supraleitern an ihre Grenzen, da Streuprozesse an Fehlstellen und Phononen dominieren. Darüber hinaus ist die Ladungsträgerdichte in diesen Materialien um etwa zwei Größenordnungen geringer als in Metallen, wodurch der Beitrag zur Dämpfung durch freie Elektronen um den gleichen Faktor kleiner ist.

Ein zentraler Anwendungsbereich von Ultraschall in der Festkörperphysik ist der Nachweis von strukturellen Übergängen in einer Probe, die sich in einer veränderten Dispersion und Dämpfung der Schallwellen äußern.

Insgesamt konnten bisher jedoch keine eindeutigen Anomalien in der Dispersion oder Absorption von Ultraschall im YBCO-Volumenmaterial nachgewiesen werden, mit denen man den supraleitenden Phasenübergang identi-

fizieren könnte. Anders sieht es z.B. bei dem supraleitendem Oxid BaPbBiO aus. Hucho [7] konnte in diesem System einen strukturellen Übergang von antiferroelektrisch zu möglicherweise ferroelektrisch oder piezoaktiv über die Dämpfung von Ultraschall nachweisen (Abb. 4.2).

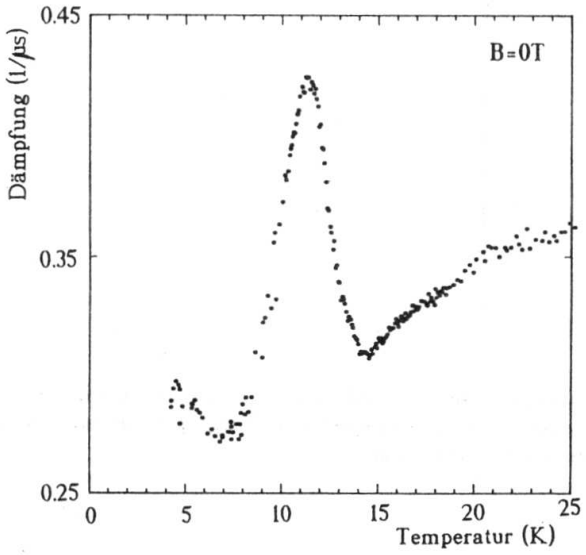



***Abbildung 4.2:*** *Dämpfung von Ultraschall in BaPbBiO. Das Maximum bei 11K liegt am Übergang zur supraleitenden Phase. Diese Anomalie in der Dämpfung bleibt auch bestehen, wenn die Supraleitung durch Anlegen eines hohen Magnetfeldes zerstört wird. Das Maximum kennzeichnet demnach einen strukturellen Übergang, der möglicherweise die Bildung von Cooper-Paaren beschränkt. Abb. aus [7].*

In YBCO sind solche strukturellen Übergänge ebenfalls bekannt, sie befinden sich aber nicht bei der Sprungtemperatur. Der Übergang liegt auf der Temperaturskala zu hoch, um alleine die Randbedingungen für die Kondensation von Elektronen zu Cooper-Paaren schaffen zu können.

## 4.2 Untersuchung des Depinningverhaltens mit Ultraschall

Wie in Kapitel 2 schon besprochen worden ist, existiert in Typ-II Supraleitern eine Irreversibilitätslinie $T_{irr}(B)$, oberhalb derer alle Vortices thermisch aktiviert, d.h. depinnt sind. Keramische Supraleiter haben im Vergleich zu konventionellen Supraleitern eine kleine Kohärenzlänge $\xi_{GL}$, also auch einen kleinen Vortexkern und somit einen kleinen Wechselwirkungsbereich mit Pinningzentren. Entsprechend niedrig liegt $T_{irr}$, und entsprechend gering sind die

Stromdichten, die nötig sind um Vortices durch Lorentzkräfte zu depinnen. Dieser Umstand ist ungünstig für technische Anwendungen. Deshalb waren die Pinningeigenschaften von HT-Supraleitern in den letzten 15 Jahren ein Feld intensiver Forschung.

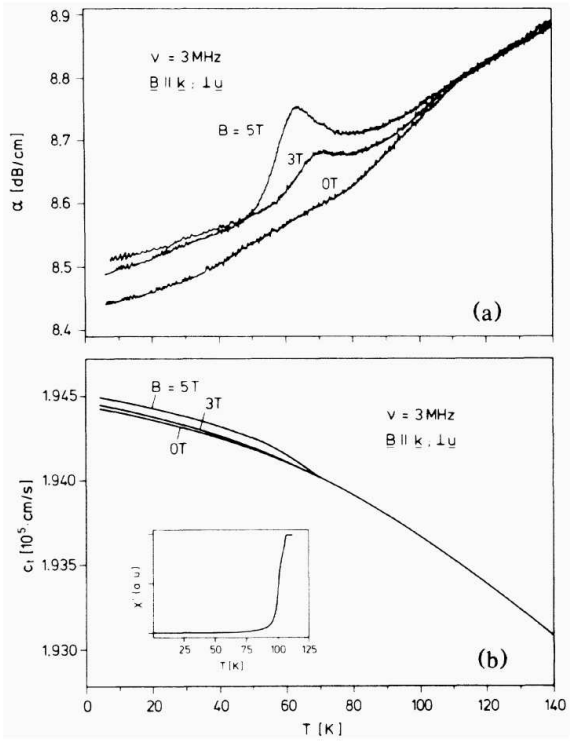



***Abbildung 4.3:*** *Dämpfung (a) und Dispersion (b) von Ultraschall in dem HT-Supraleiter BiPbSrCaCuO. Die Messungen wurden bei verschiedenen magnetischen Feldern (***k** ∥ **B***) durchgeführt. Die Absorption, sowie der Sprung in der Schallgeschwindigkeit gehen auf eine Wechselwirkung mit gepinnten Vortices zurück. Abb. aus [8].*

J. Pankert und P. Lemmens et al. konnten mit Hilfe von Ultraschallexperimenten TAFF als Verlustmechanismus in HT-Supraleitern untersuchen [8, 47, 48, 49]. Schallwellen und die damit verbundenen Verzerrungsfelder koppeln dabei an das Gitter aus Flusslinien (flux line lattice - FLL) lokal über gepinnte Vortices. Es wird also eine Wechselwirkung zwischen Vortexsystem und Kristallgitter untersucht. Die Kopplung führt zu einer veränderten Dispersion und Dämpfung des Schalls, was Rückschlüsse auf die statischen und dynamischen Eigenschaften des FLL erlaubt. Im Gegensatz zu Widerstandsmessungen spielen hier Effekte durch Oberfläche und Korngrenzen eine untergeordnete Rolle, da die Ultraschallmessung volumensensitiv ist und die

Wellenlänge in der Regel groß gegen Korndurchmesser und Kornabstand ist. In Abb. 4.3 ist die Änderung der Dämpfung und Schallgeschwindigkeit in BiPbSrCaCuO als Funktion der Temperatur aufgetragen. Es ist ein Dämpfungsmaximum und eine Stufe in der Schallgeschwindigkeit unterhalb von $T_c$ zu erkennen. Mit steigender Feldstärke werden diese Strukturen deutlicher. Bei Annäherung an die Depinningtemperatur wird das Vortexsystem durch die erhöhte thermische Aktivierung zunehmend von den Pinningzentren, also dem Kristall, entkoppelt. Die beiden Systeme folgen dem Verzerrungsfeld nicht mehr in Phase. Eine Phasendifferenz zwischen Kristall und Vortex von 90° entspricht dabei einem maximalen Energieübertrag der Schallwelle an die Vortices, woraus ein Dämpfungsmaximum resultiert. Die Schallgeschwindigkeit erfährt durch die Entkopplung des Vortexensembles vom Kristallgitter und der sich daraus ergebenden Erniedrigung der Gitterelastizität eine Verlangsamung. Daher ist die Depinningtemperatur oberhalb des Dämpfungsmaximums anzusiedeln. Pankert et al. zeigten, dass $T_{irr}$ aus dem Maximum in der Dämpfung $E_\Delta\alpha$ bestimmt werden kann [8]. Ferner wurde ein quadratischen Zusammenhang zwischen Feldstärke und Dämpfung beobachtet, d.h. $E_\Delta\alpha \propto B^2$.

Die Dämpfung im Ultraschall lässt sich mit einem Springen der Vortices verdeutlichen. Sie folgen den oszillierenden Pinning-Zentren. Das Pinningpotential lässt sich parabolisch annähern. Wenn die Vortices über die Schallwellen in der zum Potential korrespondierenden Resonanzfrequenz angeregt werden, führt das zu einer Absorption.

In den Versuchen von Pankert et al. war die Wechselwirkung der Schallwellen mit den Vortices jedoch nicht stark genug, um ein Schall-induziertes Depinnen der Vortices herbeizuführen [8]. Es ist Bestandteil von Kapitel 6, dieses Phänomen unter dem Einfluss von Oberflächenwellen auf dünne supraleitende Filme zu untersuchen.

Bei der Anregung von Vortices durch Schallwellen sind neben der besprochenen Absorption auch Effekte interessant, die durch die Magnuskraft bedingt werden. Diese Phänomene sind bislang jedoch nur theoretisch behandelt worden. Dominguez et al., sowie Sonin diskutieren das Drehen der Polarisation von transversalen Schallwellen durch die Wechselwirkung mit Vortices [50, 51, 52].

## 4.3 Akustische Oberflächenwellen

Oberflächenwellen (SAWs) finden heutzutage Anwendung in elektronischen Bauteilen für die mobile und drahtlose Kommunikation, sowie der Satellitentechnik. Sie erlauben für hochfrequente Signale den einfachen Aufbau von

Filtern und Vezögerungslinien. Die große Nachfrage nach fortgeschrittenen Kommunikationssystemen hat die Entwicklung und Produktion für SAW-basierte Bauteile in den letzten Jahren erheblich vorangetrieben.

Oberflächenwellen auf einem piezoaktiven Substrat werden von starken lateralen und vertikalen elektrischen Feldern begleitet, die sich mit Schallgeschwindigkeit über die Substratoberfläche ausbreiten. Dieser Effekt kann dazu verwendet werden, Ladungsträger definiert entlang einem Kanal auf der Oberfläche mit Schallgeschwindigkeit zu bewegen. Es konnte gezeigt werden, dass dieses auch unter Erhaltung der Spinpolarisation möglich ist [53, 54].

Die Erzeugung der SAWs erfolgt in den hier vorgestellten Experimenten durch interdigitale Schallwandler (inter digital transducer - IDTs), die durch zwei ineinandergeschobene Kämme aus Elektroden auf der Oberfläche gebildet werden. Der Abstand der Elektroden beträgt dabei eine halbe Wellenlänge der Grundfrequenz ($80\mu m$ bei 40MHz). Das verwendete Substrat $LiNbO_3$ ist piezoaktiv. Das ermöglicht, durch Anlegen einer hochfrequenten Spannung (HF) zwischen den Elektroden eine Deformation der Oberfläche zu erzwingen, die sich als elastische Verzerrungswelle verbunden mit einem elektrischen Polarisationsfeld ausbreitet. Das verwendete Substrat ist anisotrop und $y-$cut, die SAWs können sich hier bevorzugt in der kristallographischen $x-$Richtung fortpflanzen. Die Ausbreitung der Welle wird bei den verwendeten Distanzen durch das Substrat kaum gedämpft.

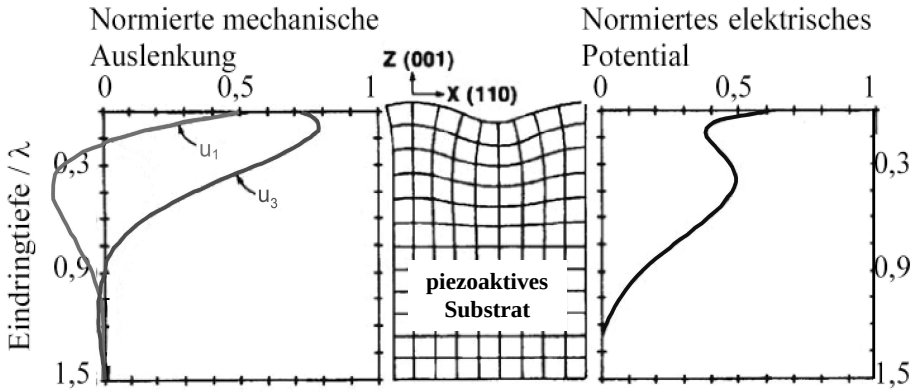



***Abbildung 4.4:*** *Links: Longitudinale ($u_1$) und transversale ($u_3$) Verzerrung des Substrats beim Durchlaufen einer Oberflächenwelle. Rechts: Verlauf des elektrischen Potenzials über der Eindringtiefe der SAW in einem piezoaktiven Substrat. Abb. aus [9].*

Die Bewegungsgleichung der SAWs wird über den Verschiebungsvektor **u**

und den symmetrischen Spannungstensor **T** beschrieben [9]:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_i}, \tag{4.2}$$

wobei $\rho$ die Massendichte angibt. Gemäß dem Hookschen Gesetz sind für kleine Verformungen der Spannungstensor mit dem Verzerrungstensor **S** über das Elastizitätsmodul **c** verknüpft zu $T_{ij} = c_{ijkl} S_{kl}$. Der Verzerrungstensor beschreibt dabei die räumliche Auslenkung eines infinitesimalen Volumenelements als $S_{kl} = 0.5(\partial u_k/\partial x_l + \partial u_l/\partial x_k)$. Hierbei gilt für SAWs die Randbedingung, dass die Oberfläche spannungsfrei sein soll, d.h. $T_{3j} = 0 = c_{3jkl}\partial u_k/\partial x_l$ für $(x_3 = 0, j = 1, 2, 3)$. Damit lässt sich Gl. 4.2 umschreiben als

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_i \partial x_l}. \tag{4.3}$$

In einem piezoaktiven Substrat muss zum Spannungstensor noch eine Komponente für die elektrostatische Wechselwirkung addiert werden. Diese ergibt sich aus dem internen elektrischen Feld **E** und dem piezoelektrischen Tensor **e**. Der Spannungstensor verändert sich zu

$$T_{ij} = c_{ijkl} S_{kl} - e_{kij} E_k. \tag{4.4}$$

Die dielektrische Verschiebung **D** ist über **e** und den Dielektrizitätstensor $\varepsilon$ an den Verzerrungstensor und das E-Feld gekoppelt:

$$D_i = e_{ikl} S_{kl} + \varepsilon_{ik} E_k. \tag{4.5}$$

Gl. 4.4 und 4.5 werden auch als piezoelektrische Zustandsgleichungen bezeichnet. Die Maxwellgleichungen in quasistatischer Näherung sagen aus, dass $E_i = -\partial\phi/\partial x_i$ und $\partial D_i/\partial x_i = 0$ sind für ein elektrostatisches Potential $\phi$ und ein quellenfreies Dielektrikum. Die Bewegungsgleichung 4.3 der akustischen Welle lässt sich somit um einen zusätzlichen Term von elektrischen Feldern ergänzen:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_i \partial x_l} + e_{kij} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_k \partial x_i}. \tag{4.6}$$

Umgekehrt sind in den Maxwell Gleichungen zusätzliche elastische Terme enthalten:

$$e_{ikl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_i \partial x_l} = \varepsilon_{ik} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_k \partial x_i}. \tag{4.7}$$

In Abb. 4.4 ist für ein piezoaktives Substrat über der Eindringtiefe der Verlauf von Verzerrungen und von elektrischem Potential dargestellt.

## 4.4 Wechselwirkung von Oberflächenwellen mit supraleitenden Filmen

Bei den in diesen Experimenten erzeugten SAWs handelt es sich um Rayleigh-Wellen, die sowohl über longitudinale als auch über transversale Komponenten verfügen, die aneinander gekoppelt sind. Da die SAW auf einem piezoaktiven Substrat läuft, wird mit der Schallwelle auch eine elektrische Polarisationswelle transportiert. Das Ankoppeln des elektrischen Feldes an den hochohmigen dünnen Film ist ein wichtiger Verlustmechanismus in der nicht-supraleitenden Phase. Dieses Koppeln des elektrischen Feldes kann im Modell eines Übertragungskanals („transmission-line“) beschrieben werden (Abb. 4.5).

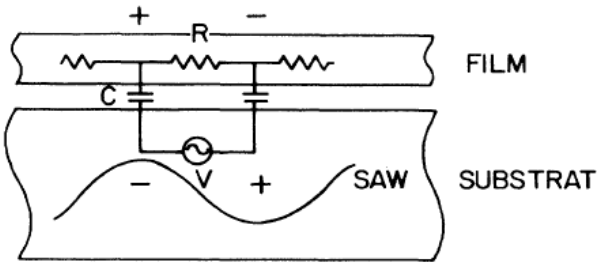



***Abbildung 4.5:*** *„Transmission-line“ Modell der SAW Dämpfung durch die Kopplung des elektrischen Feldes. Zur besseren Übersicht ist eine Lücke zwischen Substrat und Film gezeichnet. Abb. aus [10].*

Die Kompression und Streckung des Substrats erzeugen ein elektrisches Feld das in Ort und Zeit mit der Anregungsfrequenz oszilliert. Für einen perfekt leitenden Film mit einem Flächenwiderstand $R_A = 0$ schwingen die im Film induzierten Ladungen in Phase mit dem Feld und die SAW wird nicht gedämpft. Die zusätzliche Kapazität durch den Film führt jedoch zu einer Erhöhung der Impedanz der „transmission-line“, also zu einer Verlangsamung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der SAWs. Bei einem Film mit einem endlichen Flächenwiderstand ($R_A > 0$) hat die durch die Schwingung induzierte Ladung eine Komponente, die nicht in Phase mit der Welle ist und zu einer Dämpfung durch ohmsche Verluste ($\alpha_E$) führt. Für einen hochohmigen/isolierenden Film sind diese Effekte jedoch wieder vernachlässigbar. Für die Schallgeschwindigkeit $v_s$ ($LiNbO_3$: $3500 m/s$)und eine dielektrische Konstante des Substrats $\epsilon_s$ (4.6pF/cm) kann das Produkt aus Wellenlänge $\lambda_L$ und Dämpfung $\alpha_E$ ausgedrückt werden als

$$\alpha_E \lambda_L = \pi K^2 \frac{v_s \epsilon_s R_A}{1 + (v_s \epsilon_s R_A)^2}, \tag{4.8}$$

wobei $K^2$ die piezoelektrische Konstante des Substrats ist (0.046). Es existiert ein Dämpfungsmaximum bei einem Flächenwiderstand von $R_A = v_s^{-1}\epsilon_s^{-1}$ ($\approx 620k\Omega$ für $LiNbO_3$) [10].

Neben diesen Verlusten durch den Filmwiderstand ist in der metallischen Phase die Elektron-Phonon Streuung ein wichtiger Verlustmechanismus. In konventionellen Supraleitern dominiert sie sogar die akustische Dämpfung bei tiefen Temperaturen und liefert Informationen über die Energielücke (s.o.). Die Dämpfung $\alpha_p$ durch Elektron-Phonon Streuung lässt sich beschreiben als [10]:

$$\alpha_p \lambda_L \approx 4\pi^2 \frac{v_F n m}{\rho v_s} \frac{l}{\lambda_L}. \tag{4.9}$$

Dabei ist $m$ die effektive Elektronenmasse, $n$ die Elektronendichte und $\rho$ die Massendichte des Gitters. $v_F$ und $v_s$ stehen für Fermigeschwindigkeit und Schallgeschwindigkeit, sowie $l$ für die mittlere freie Weglänge der Elektronen. Während sich über die Dämpfung von SAWs mit den beschriebenen Mechanismen an konventionellen supraleitenden Filmen ebenso wie im Volumenmaterial die Dichte der freien Ladungsträger und die Energielücke bestimmen lässt, gibt es dazu bei keramischen Supraleitern bisher keine erfolgreichen Experimente. Die Versuche von Lee et al. und Baum et al. [10, 55] zeigen z.B. entweder keine Dämpfungsänderung der SAWs am supraleitenden Übergang oder zahlreiche weitere Anomalien in der unmittelbaren Umgebung, so dass keine eindeutige Aussage über eine Korrelation zwischen Phasenübergang und Ultraschalldämpfung gemacht werden kann. Ein wesentliches Hindernis dabei scheinen die granulare Struktur mit zahlreichen Fehlstellen, die geringe Ladungsträgerdichte, sowie der schrittweise, inhomogene Übergang vom Isolator zu Intragrain- und Intergrain-Supraleiter zu sein.

Neben der Wechselwirkung mit freien Elektronen ist der Einfluss von SAWs auf das Pinningverhalten des Materials, also auf die Wechselwirkung mit Vortices interessant.

## 4.5 Wechselwirkung von Oberflächenwellen mit einzelnen Vortices

Oberflächenwellen tragen auf den hier verwendeten Substraten ein Verspannungsfeld, das longitudinale und transversale Komponenten hat und an ein Polarisationsfeld gekoppelt ist, das durch den piezoelektrischen Effekt erzeugt wird (Abb. 4.6). Bei der Wechselwirkung von SAWs mit supraleitenden Filmen müssen diese beiden Komponenten gleichermaßen berücksichtigt

werden. Sowohl die Verspannung als auch die Polarisation übertragen sich auf das YBCO.

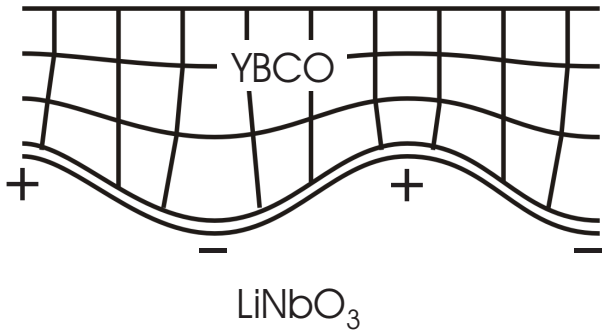



***Abbildung 4.6:*** *Schematische Darstellung der Wechselwirkung einer SAW zwischen $LiNbO_3$ Substrat und YBCO-Film. Die longitudinalen und transversalen Verspannungen übertragen sich genau wie das Polarisationsfeld auf den supraleitenden Film.*

### 4.5.1 Der elektrische Feldeffekt in Supraleitern

Zunächst soll der Einfluss des Polarisationsfeldes auf den YBCO-Film untersucht werden. Ein elektrisches Feld hat eine sehr kurze Eindringtiefe in einen Leiter, die wesentlich durch die Ladungsträgerkonzentration bestimmt wird. Im supraleitenden Zustand wird diese Eindringtiefe bestimmt durch die Thomas-Fermi-Abschirmlänge [56]

$$\lambda_{TF} = \sqrt{\varepsilon \frac{E_F}{4\pi^2 n e^2}}, \tag{4.10}$$

wobei $\varepsilon$ die Dielektrizitätszahl, $n$ die Ladungsträgerdichte, $E_F$ die Fermi-Energie und $e$ die Einheitsladung ist. Eine Abschätzung für YBCO mit den Werten $\varepsilon \simeq 26$, $E_F \simeq 1eV$ und $n \simeq 5 \times 10^{21}/cm^3$ liefert $\lambda_{TF} \simeq 0.5nm$ [56]. In einer weiteren Veröffentlichung [57] wird $\lambda_{TF}$ auf $0.5 - 1nm$ abgeschätzt, was ungefähr einer Einheitszelle entspricht. Bei ausreichender Polarisation der Grenzfläche kann die Ladungsträgerdichte so stark moduliert werden, dass in der Nähe der Übergangstemperatur bis zur Eindringtiefe die Supraleitung vollständig unterdrückt wird. Dieses Phänomen ist als *elektrischer Feldeffekt* in Supraleitern bekannt und wurde in den letzten Jahren bereits intensiv untersucht [58, 59, 60], was bis zu Versuchen führte, supraleitende Feldeffekttransistoren zu konstruieren [61]. Durch das Polarisationsfeld der SAWs kann also ein normalleitender Bereich an der Unterseite des Films generiert werden, der als Pinningzentrum wirkt. Er verkürzt die effektive Länge eines

Vortex senkrecht zur Oberfläche. Da die Energie eines Vortex proportional zu seiner Länge ist, erzielt man bei $100nm$ dicken Proben mit einem $1nm$ tiefen normalleitendem Bereich (bei vollständiger Unterdrückung der Supraleitung innerhalb der Eindringtiefe) einen Energiegewinn von ca. 1%. Die Energie $E_V$ eines Vortex lässt sich dabei über die Energie des magnetischen Feldes und die kinetische Energie der Abschirmströme ausdrücken. Pro Einheitslänge $L$ findet man dabei [20]

$$E_V/L = \frac{H_c^2}{2}\xi_{GL}^2 ln\kappa. \tag{4.11}$$

Unter Kenntnis der kritischen Feldstärke sowie $\kappa$ und $\xi_{GL}$ lässt sich also der Energiegewinn durch eine Verkürzung des Vortex berechnen. Dieser Energiegewinn kann mit einem Pinningpotenzial $U$ identifiziert werden.

### 4.5.2 Verspannungen im Supraleiter

Es ist bekannt, dass äußerer Druck den Phasenübergang in die Supraleitung beeinflussen kann [1]. Hierzu kann die Vorhersage für $T_c$ aus der BCS-Theorie betrachtet werden:

$$T_c \propto \Theta_D exp[-1/(NV^*)] \tag{4.12}$$

Dabei ist $\Theta_D$ die Debeye Temperatur, $N$ die Zustandsdichte bei der Fermienergie und $V^*$ ein Wechselwirkungsparameter. Sowohl $\Theta_D$, als auch $NV^*$ sind vom Druck abhängig. In konventionellen Supraleitern führen hohe Drücke zu einem Absenken von $T_c$. Bei Zinn benötigt man z.B. Drücke von etwa 200MPa um $T_c$ um 0.1K zu verringern [1].

Bei HT-Supraleitern kann äußerer Druck jedoch $T_c$ deutlich erhöhen, beispielsweise wurden die höchsten je gefundenen Sprungtemperaturen für HT-Supraleiter bei Drücken im GPa-Bereich gemessen. Die Auswirkungen der durch Druck induzierten Verspannungen sind sehr materialspezifisch. Der Einfluss von isotropem, d.h. hydrostatischem, Druck auf optimal dotiertes YBCO ist sehr gering. Unterschiede werden erst bei der Betrachtung von Anisotropien in der Abhängigkeit von $T_c$ vom angelegten Druck deutlich [14].

Hier lässt sich erkennen, dass bei Anlegen eines Drucks entlang der $b-$Achse $T_c$ linear steigt, während sie bei Druck in Richtung der $a-$Achse um nahezu den gleichen Betrag abfällt. Es ist interessant zu erwähnen, dass sich dieses anisotrope Verhalten auch in den thermischen Ausdehnungskoeffizienten findet. Während unterhalb $T_c$ entlang der $a$-Achse ein positiver Ausdehnungskoeffizient vorliegt , ist er entlang der $b-$Achse negativ [62].

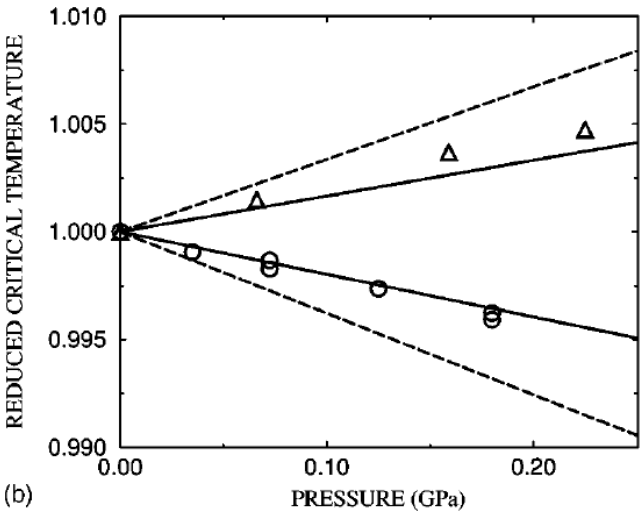



***Abbildung 4.7:*** *$T_c(p)/T_c(p=0)$ in YBCO-Einkristallen als Funktion des angelegten Druckes. Es wurden entweder die Größen für den Verspannungstensor von Zouboulis et al. [11] (durchgezogene Linie) oder von Lei et al. [12] (gestrichelte Linien) verwendet. In beiden Fällen entsprechen die positiven Steigungen Druck entlang der b-Achse und negative Steigungen Druck entlang der a-Achse. Kreise und Dreiecke sind Messwerte von Welp et al. [13]. Abb. aus [14]*

Um die Wechselwirkung der Verspannung durch die SAWs auf den supraleitenden Film zu verstehen, ist es an dieser Stelle entscheidend zu wissen, wie die Kristallachsen von YBCO zur Schallausbreitung orientiert sind.

Wie in Kapitel 5 besprochen, liegen die $a$- und $b$-Achsen von YBCO im 45° Winkel zu der x-Richtung des Substrats, d.h. in Richtung der Schallausbreitung [10]. Wird das Material in einem Wellenberg oder Wellental gestaucht oder gestreckt, wirkt sich diese Verformung gleichermaßen auf die kristallografischen $a-$ und $b-$Achsen des YBCO aus. $T_c$ sollte also nahezu unverändert bleiben. Da Verspannungen durch transversale Komponenten entlang der $c-$Achse keinen Einfluss auf $T_c$ haben, bedeutet das, dass das transversale Verspannungsfeld durch die SAWs keinen Einfluss auf die supraleitenden Eigenschaften des YBCO hat, d.h. $T_c$ lokal kaum variiert wird.

Es kann also davon ausgegangen werden, dass im Gegensatz zu der Polarisationswelle durch die Verspannungswelle keine Pinningzentren geschaffen werden.

## 4.6 Der akustoelektrische Effekt in Typ-II Supraleitern

Der konventionelle akustoelektrische Effekt ist ein Phänomen, das bei der Dämpfung von Ultraschall durch freie Elektronen hervorgerufen wird. Durch den elastischen Stoß der Phononen mit den Elektronen wird auf letztere ein Impuls in Schallrichtung übertragen. Hierdurch wird ein Ladungsgradient entlang des Schallpfades erzeugt.

Einige theoretische Abhandlungen haben sich bereits mit einem akustoelektrischen Effekt in der Shubnikov-Phase beschäftigt. Die dahinterstehende Idee ist dabei folgende: Eine akustische Welle in einem Supraleiter verzerrt das Ionengitter unter dem suprafluiden Bose-Einstein Kondensat der Cooper-Paare. So wird relativ zu den Atomrümpfen ein alternierender Suprastrom induziert. Durch ihren normalleitenden Kern ist das Bezugssystem für Vortices am Kristallgitter orientiert. Daher tritt der Suprastrom mit den Vortices durch die Lorentzkraft in Wechselwirkung, sie werden in eine Vibration senkrecht zu dem Suprastrom angeregt, gleichzeitig wird hierdurch die räumliche Dichte der Vortices periodisch moduliert. Durch die Viskosität der Vortices sind die Modulationen der Dichte und der Lorentzkräfte nicht in Phase, es resultiert eine Nettokraft auf das Vortexensemble, die zu einer Bewegung des magnetischen Flusses durch den Supraleiter führt. Die Richtung dieses Vortexwanderns hängt von der relativen Orientierung der Schallausbreitung bzw. -polarisation zum Magnetfeld ab [63, 64, 65, 66, 67].

Die Trajektorie der Vortices ist jedoch einem weiteren Mechanismus unterworfen: Mit dem Vortex werden die Elektronen in den Abschirmströmen verschoben. Diese erfahren im Magnetfeld wiederum die Lorentzkraft und der Vortex wird senkrecht zu seiner Bewegungsrichtung beschleunigt. Dieses Phänomen ist bereits als Magnuseffekt in Kapitel 2.13 vorgestellt worden.

Es lässt sich erahnen, dass die theoretische Behandlung der Wechselwirkung zwischen Schall-induzierten Suprapströmen und der Vortexbewegung nicht trivial ist. Sie hängt von den elastischen Konstanten des Kristallgitters und den charakteristischen Längen $\xi_{GL}$ und $\lambda_L$ der supraleitenden Phase ab. Ferner ist die Viskosität der Vortex-Flüssigkeit entscheidend, die sich, wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, aus induzierten Verlustströmen und der Relaxationszeit der Kondensation der Cooper-Paare zusammensetzt.

## 4.7 Auswirkungen auf Messgrößen

Welche messbaren Einflüsse haben diese Wechselwirkungen nun auf das Vortexensemble? Im wesentlichen lassen sich zwei Szenarien unterscheiden. Zu-

nächst kann es sein, dass aufgrund der Polarisations-Effekte ein Pinninggitter erzeugt wird, das mit Schallgeschwindigkeit durch den Film gleitet und einzelne Vortices über kurze Strecken durch die Polarisationswelle bindet und in Schallrichtung transportiert. Es würde also zu einem Impulsübertrag von der Schallwelle auf die Vortices kommen. Ein ähnlicher Einfluss wird durch den akustoelektrischen Effekt in der Vortexphase vorhergesagt. In beiden Fällen werden die Vortices beschleunigt, was zu einem Gradienten in der Flussdichte über der Probe führen kann. Bewegte Vortices stellen jedoch ein bewegtes magnetisches Feld über einem Leiter dar, über die Lorentzkraft werden daher in der Probe Spannungen induziert. Dieser Punkt soll ausführlicher in Kapitel 7 behandelt werden.

Eine andere Auswirkung der Wechselwirkung von Schall mit Vortices könnte das *Schall-induzierte Depinning* sein, d.h. eine resonante Absorption der Schallwellen, die so stark ist, dass sie zu einem Depinning der Vortices führt. Das Phänomen der resonanten Absorption von Schallwellen durch Vortices ist schon von Pankert et al. beobachtet worden, allerdings kam es in diesen Experimenten nicht zu einem Loslösen der Vortices von den Pinningsites [8]. Tritt dieser Effekt auf, sollte er zu einer Herabsetzung der Irreversibilitätstemperatur führen, die sich in Messgrößen wie der Magnetisierung und des Widerstandes bemerkbar macht.

# Kapitel 5

# Experimenteller Aufbau

Tieftemperaturexperimente sind sowohl durch räumliche Randbedingungen, d.h. die Abmessungen des Kryostaten, limitiert, als auch durch die zur Verfügung stehenden Materialien, die über weite Temperaturbereiche in ihren mechanischen und elektrischen Eigenschaften stabil sein müssen, um Artefakte in den Messungen zu vermeiden. Dieses ist vor allem bei den hier beobachteten Messgrößen entscheidend, bei denen Veränderungen von kleinsten Spannungen, Widerständen und Kopplungskonstanten bestimmt wurden.

## 5.1 Probe

In der hier vorgestellten Arbeit soll die Wechselwirkung zwischen akustischen Oberflächenwellen und dünnen supraleitenden Filmen untersucht werden. Eine Materialkombination aus Supraleiter und Substrat muss verschiedenen Ansprüchen gerecht werden. Einige Parameter stehen bei der Optimierung allerdings in Konkurrenz: Die Grenzschicht zwischen Supraleiter und Substrat ist die Zone, in der die größte Wechselwirkung erwartet wird. In möglichst dünnen Filmen sollten die Effekte durch die SAWs also am deutlichsten hervortreten. Ist die Gitterfehlanpassung zwischen Substrat und Supraleiter zu hoch, tendieren vor allem dünne Filme dazu, eine hohe Defektdichte zu haben und größere Unregelmäßigkeiten aufzuweisen. Das macht sich in einem verbreiterten, supraleitenden Übergang und einer großen Dichte an intrinsischen Pinningsites bemerkbar. Je unschärfer allerdings dieser Übergang ist, und je stärker das Material die Vortices pinnt, desto schwieriger sind Einflüsse durch die Wechselwirkung mit Oberflächenwellen nachweisbar.

Um den Einfluss einer Polarisationwelle auf den Supraleiter messen zu können, benötigt man zudem ein piezoaktives Substrat. Gleichzeitig legt die Untersuchung der Polarisationswelle, d.h. des elektrischen Feldeffekts, nahe,

HT-Supraleiter zu verwenden, da sie eine niedrigere Ladungsträgerdichte besitzen und das Feld weiter in den Supraleiter eindringt als in konventionellen, metallischen Supraleitern (siehe Kapitel 4.5.1).

Es ist jedoch kein Substrat bekannt, auf dem supraleitende Oxide defektarm in monokristallinen Filmen gewachsen werden können und das gleichzeitig piezoaktiv ist, d.h. die Erzeugung von polarisierten SAWs ermöglicht.

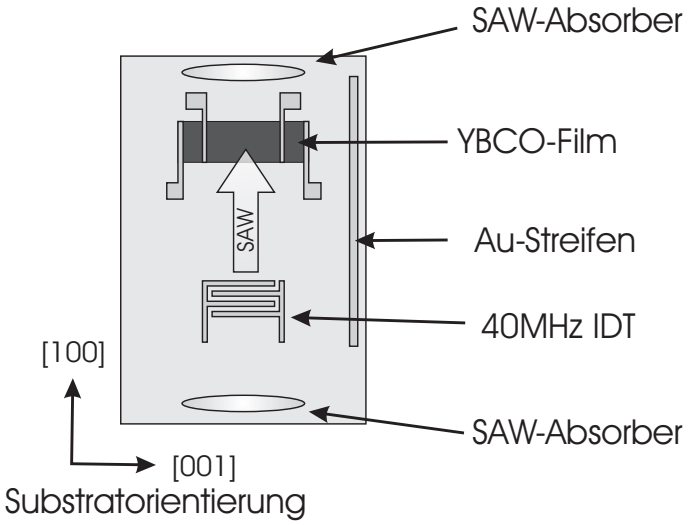



***Abbildung 5.1:*** *Probenaufbau zur Messung der Wechselwirkung von SAWs mit supraleitenden Filmen. Auf dem $LiNbO_3$ Chip sind ein $0.5mm \times 4mm$ großer Streifen aus 100nm dickem YBCO sowie ein IDT prozessiert. Der aufgebrachte Goldstreifen dient der Temperaturmessung. Vor den Kanten des Substrats ist ein Polysulfid als SAW-Absorber aufgebracht.*

Schließlich musste bei der Probenherstellung auf einen kommerziellen Anbieter (Theva, München) zurückgegriffen werden, was die Auswahl an Materialien weiter einschränkte. Die Entscheidung fiel auf 100nm dicke Filme aus optimal dotiertem YBCO, gewachsen auf $y$-cut $LiNbO_3$. In diesen Proben liegt der supraleitende Übergang etwa in einem Bereich von zwei Kelvin (86K-88K). YBCO wächst auf diesem Substrat in monokristallinen Inseln mit der $c$-Achse senkrecht zur Oberfläche des Substrats. Für die $a$- und $b$-Achse bieten sich zwei Orientierungen an: Entlang der [101] oder [$\bar{1}$01] Richtung des Substrats. Da die Gitterkonstanten des YBCO entlang der $a$- und $b$-Achsen nahezu identisch sind, ist die relative Orientierung des Films zum Substrat von Korn zu Korn verschieden.

Die einzelnen YBCO Körner haben einen Durchmesser von ca. $1\mu m$.Die kritische Stromdichte liegt laut Hersteller für 0K bei $30MA/cm^2$.

Das verwendete Substrat ist ein Standardmaterial für SAW-

Anwendungen. In der $y$-cut Geometrie lassen sich auf der Oberfläche polarisierte SAWs in $x$-Richtung mit IDTs erzeugen. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle beträgt auf dem polierten Substrat etwa 3500m/s. In den verwendeten Wandlern werden statt einem breitem je zwei schmale, parallele Finger für jede Elektrode verwendet. Dieses Design verschiebt das Reflexionsmaximum für rücklaufende Wellen auf das Doppelte der Grundfrequenz [68].

## 5.2 Apparatives

Die Experimente wurden in einem Durchflusskryostaten der Firma Cryovac durchgeführt (Modell He-Konti Kryostat). Der zylindrische Probenraum hat dabei einen Durchmesser von 30mm und die temperaturstabile Zone eine Länge von ca. 60mm. Der kommerziell erhältliche Einsatz bot jedoch nicht genügend Möglichkeiten um alle abgeschirmten Leitungen bis zur Probe zu führen, so dass ein völlig neuer Einsatz konstruiert wurde, in dem bis zu 8 Koaxialleitungen und 12 nicht abgeschirmte Leitungen zur Probe geführt werden können. Die Probe befindet sich auf einem Kupferträger, der in direktem thermischen Kontakt zu einem geeichten Kohle-Glas-Thermowiderstand (CGR) steht.

Da es einen von Kühlraten abhängigen Offset zwischen Probentemperatur und CGR gibt (ca. 0.1K bei einer Rate von 60K/h) wurde zur genauen Bestimmung der Temperatur der Probe der Widerstand eines prozessierten Metallstreifens (ca. 100nm Au bzw. Al) direkt auf dem Probensubstrat mit aufgezeichnet. Das erlaubte auch, Erwärmungen der Probe durch große Messströme oder durch die IDTs zu überprüfen (siehe Kapitel 9). Die gesamte Auswertung erfolgte mit einem Messrechner, der über GPIB die angeschlossenen Messgeräte ansteuern und auslesen konnte. Hierfür wurde eine objektorientierte, modulare Steuersoftware benutzt, die in JAVA entwickelt und im Laufe der Experimente erweitert und angepasst wurde. Für die Niederohm-Messungen wurden von der Firma Keithley Stromquellen (Modell 6220 und 2400) und Nanovoltmeter (2182 und 2182A) sowie ein Multimeter (2010) verwendet, als phasenempfindlicher Verstärker wurde ein Stanford Research Instruments SR830 DSP Lockin-Verstärker eingesetzt. Während die hochfrequente Wechselspannung für die Transducer von einem Rhode und Schwarz SML01 Signalgenerator erzeugt wurde, konnten HF-Signale zeitaufgelöst durch ein Hewlett Packard Digital-Speicheroszilloskop (HP 54720A) dargestellt und ausgelesen werden. Um die Temperatur zu regeln wurde ebenfalls über GPIB auf den Regelautomaten (Cryo Vac TIC304-MA) des Kryostaten zugegriffen.

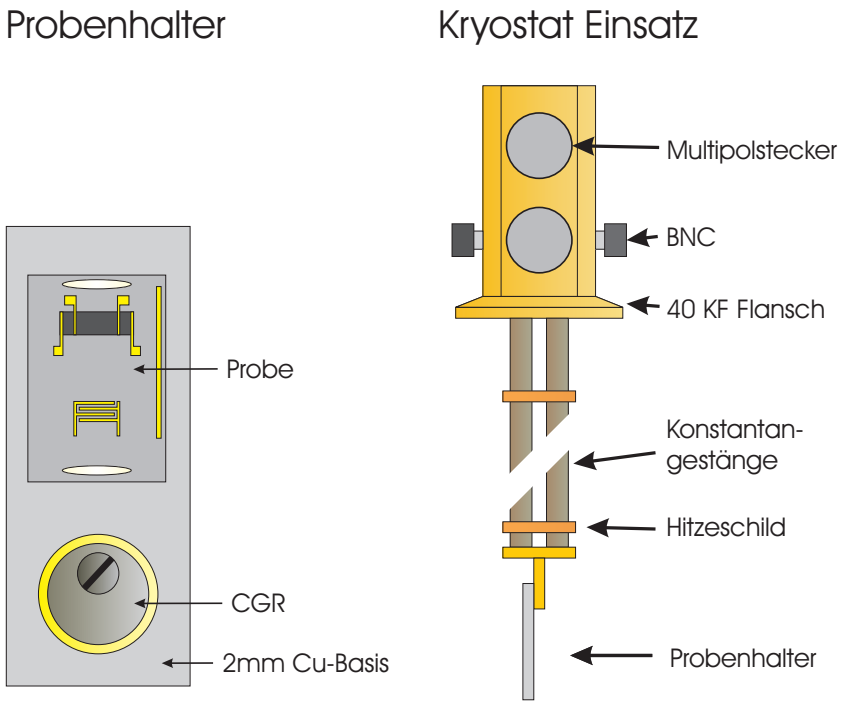



***Abbildung 5.2:*** *Probenhalter mit prozessiertem $LiNbO3$ Chip und Kohle-Glas-Thermowiderstand (CGR). Der Kryostat Einsatz bietet die Möglichkeit, zahlreiche abgeschirmte und konventionelle Leitungen zur Probe zu führen.*

## 5.3 Nanovoltmessungen

Bei Messungen von kleinsten Gleichspannungen im Nanovolt-Bereich sind Vorkehrungen zu treffen, um Artefakte und systematische Messfehler zu vermeiden. In diesen Dimensionen spielen Thermospannungen, wie sie an Kontakten von verschiedenen Materialien (z.B. Cu/Sn/Cu-Lötstelle) auftreten, eine nicht zu vernachlässigende Rolle. Aus diesem Grund wurden die Anschlüsse für die Nanovoltmessung von der Probe mit durchgehenden Cu-Klemmverbindungen bis zum Messgerät geführt. Es ließ sich nicht vermeiden, dass an der Probe selber einige Thermospannungs-sensitive Kontakte vorhanden waren. Bei Kühlraten von $1K/min$ machte sich das in einem Offset von ca. $100nV$ bemerkbar. Bei gleichmäßiger Kühlrate, d.h. einem gleichbleibenden $dT/dt$, blieb dieser Offset jedoch konstant und reproduzierbar, wodurch vergleichende Messungen möglich waren. Ebenfalls führen induzierte Gleichspannungen durch die Veränderung des angelegten magnetischen Feldes ($\dot{\mathbf{B}}$) zu einem Offset in der Gleichspannung. Um Hysteresen zu vermessen, wurde also vorzugsweise eine Dreiecksspannung verwendet, um in dem aufsteigenden und absteigenden Ast einen gleichbleibenden Offset zu haben.

Diese durch Thermospannung oder das Magnetfeld bedingten Offsets lassen sich durch Messungen mit Wechselstrom eliminieren. Das wurde z.B. bei der Erfassung der Hallspannung an einem Hallsensor ausgenutzt. Über einen Lock-In Verstärker kann die Hallspannung zu einem sehr guten SNR aufintegriert werden. Es besteht allerdings eine Kopplung zwischen den Anschlusskabeln, daher muss darauf geachtet werden, dass bei Lockin-Messungen die Kabel fixiert werden.

In supraleitenden Proben führen AC-Ströme zu einigen neuen, nichtlinearen Effekten an der Probe (siehe Kapitel 8), weshalb der Widerstand $R$ des Films mit einer 4-Punkt Gleichstrommessung bestimmt wurde. Um den Einfluss von thermischen Spannungen $U_{th}$ zu vermeiden, bot die verwendete Kombination aus Stromquelle und Nanovoltmeter die Option der Puls-Delta Messung. Dabei wird der Messstrom gleichförmig umgepolt ($I_1 = +I, I_2 = -I$) und die in beiden Positionen gemessenen DC-Spannungen ($U_1 = RI_1 + U_{th}, U_2 = RI_2 + U_{th}$) werden voneinander subtrahiert. Bei diesem Verfahren werden die Offsetspannungen eliminiert, die über Zeitintervalle von einigen 10ms als konstanten anzusehen sind.

Bei vergleichenden Messungen wurde aber festgestellt, dass im Puls-Delta Betrieb wesentlich weniger Messwerte aufgenommen werden können als im kontinuierlichen Modus mit konstantem Strom. Dadurch sind nicht genügend Datenpunkte vorhanden, um statistische Schwankungen (Rauschen) durch Mittelwertbildung auszugleichen. Da bei Widerstandsmessungen meist nur relative Änderungen von Interesse waren und sich die Offsetspannung als sehr stabil herausstellte, wurde im konventionellen Modus gemessen.

# Kapitel 6

# Eigenschaften der supraleitenden Filme

Bei der Suche nach Einflüssen der SAWs auf die Vortices stehen zwei Szenarien im Mittelpunkt des Interesses: das Depinnen der Vortices durch eine Wechselwirkung mit den Schallwellen sowie eine translatorische Bewegung, die durch ein Schall-erzeugtes Pinning-Gitter induziert wird.

Das Pinningverhalten eines Supraleiters lässt sich anhand verschiedener makroskopischer Messgrößen untersuchen. In diesem Kapitel wird die Bestimmung der Leitfähigkeit, der AC-Suszeptibiltät und der Magnetisierbarkeit der Probe in Abhängigkeit von der Temperatur vorgestellt. Alle Experimente wurden bei verschiedenen Rahmenbedingungen, wie z.B. unterschiedlichen magnetischen Hintergrundfeldern durchgeführt. Die Messungen mit und ohne angelegte SAWs wurden miteinander verglichen. Hierdurch lassen sich einerseits Aussagen über die intrinsischen Pinningeigenschaften der Probe machen, wie z.B. die Lage der Irreversibilitätslinie und andererseits Erkenntnisse über einen Einfluss der Schallwellen auf die Pinningeigenschaften der Probe gewinnen.

## 6.1 SQUID-Messungen

Wie in Kapitel 2.6 bereits dargestellt worden ist, lassen sich über die Magnetisierung eines Supraleiters Aussagen über das Pinningverhalten machen. Die Magnetisierung hängt dabei von der Vorgeschichte der Probe ab. Der Vergleich von FC-ZFC Magnetisierungskurven bietet eine schnelle und bequeme Möglichkeit, die Irreversibilitätstemperatur des Materials zu bestimmen. Im ZFC-Zustand dringt das bei tiefen Temperaturen angelegte Feld nur bedingt in den Supraleiter ein. Die Vortices werden an den Rändern des Materials

gepinnt und verhindern das Eindringen von weiterem magnetischen Fluss durch repulsive Wechselwirkung. Die Probe hat ausgeprägten diamagnetischen Charakter, der beim Erwärmen bis $T_{irr}$ erhalten bleibt. Anders verhält sich der Supraleiter im FC-Bereich. Da das Feld schon beim Abkühlen angelegt ist, kann der Fluss nahezu ungehindert eindringen und wird in Form von Vortices vollständig integriert. Nur ein kleiner Teil des Feldes wird in Form von makroskopischen Abschirmströmen verdrängt. Der Diamagnetismus ist sehr viel schwächer ausgeprägt als in der ZFC-Phase.

In einem kommerziellen SQUID-Magnetometer konnten an einem Wafer Bruchstück (ca. $2 \times 2mm^2$) die DC-Magnetisierungskurven für die Probe aufgenommen werden. Es wurden Messungen für ZFC- und FC-Zustände beim Erwärmen miteinander verglichen.

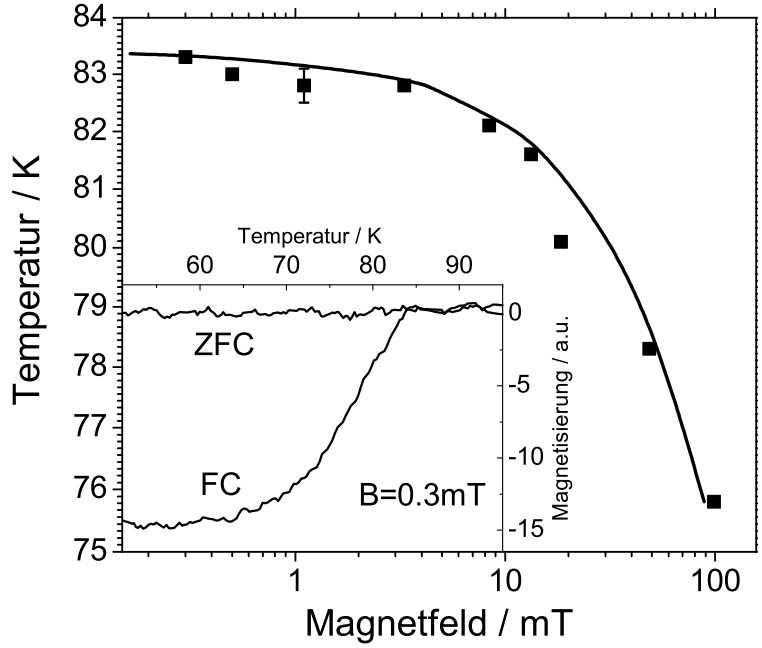



***Abbildung 6.1:*** *Inset: Mit einem SQUID gemessene Magnetisierungskurven eines YBCO-Bruchstückes (über 5NN geglättet). FC- und ZFC-Kurven sind deutlich zu unterscheiden. $T_{irr}$ wird aus dem Abzweigungspunkt bestimmt. Großes Bild: Der Verlauf von $T_{irr}$ in Abhängigkeit von der Feldstärke. Der Fit erfolgte nach Gl. 2.9.*

In Abb. 6.1 lassen sich diese beiden Kurven deutlich unterscheiden. Die Temperatur, bei der beide Zweige zusammenlaufen, wird mit der Irreversibilitätstemperatur identifiziert. $T_{irr}$ wurde so für Feldstärken von $0.3mT$ bis $100mT$ bestimmt und nach $T_{irr} \approx T_c(0)\,[1 - B^{-n}/a]$ (Gl. 2.9) gefittet. $T_c(0)$ wurde mit 83.4K als Grenzwert der Kurve für $T_{irr}(B = 0)$ abgeschätzt. Mit einem Exponenten $n = 1.2$ für dünne Filme ergibt sich für den Proportio-

nalitätsfaktor $a = (15700 \pm 1000)$ (siehe Kapitel 2.3). Die gute Übereinstimmung zwischen Fit und Messwerten deutet darauf hin, dass Näherungen für schwach pinnende dünne Filme, wie sie in Gl. 2.9 verwendet werden, gut zu den YBCO-Proben passen.

## 6.2 Leitfähigkeitsmessungen

Unterhalb des Übergangs vom ungepinnten in den gepinnten Zustand ($T < T_{irr}$) entfallen in Typ-II Supraleitern beim Stromtransport Verluste durch Vortexwandern und der Widerstand ist Null. Bei hohen Stromdichten trägt allerdings die Lorentzkraft dazu bei, dass einzelne Vortices wieder depinnt werden. Der Widerstand steigt im Bereich wenig unterhalb $T_{irr}$ exponentiell mit der Stromdichte. Wird der Verlauf von elektrischer Feldstärke über Stromdichte, d.h. die E(J)-Kennlinie, in einem log-log Plot aufgetragen, macht sich dieses Verhalten in einer negativen Krümmung bemerkbar. Diese Methode wurde erstmals von Koch et al. zur Bestimmung der Übergangstemperatur $T_g$ ($T_{irr}$) einer beweglichen Vortexphase in einen gepinnten, glasförmigen Zustand herangezogen [15]. In Abb. 6.2 lassen sich zwei Bereiche in den E(J)-Kennlinien unterscheiden: positive Krümmung im Bereich des TAFF ($T > T_g$) und negative Krümmung für tiefe Temperaturen ($T < T_g$). Im normalleitenden Bereich zeigt sich zudem eine Ohmsche Charakteristik.

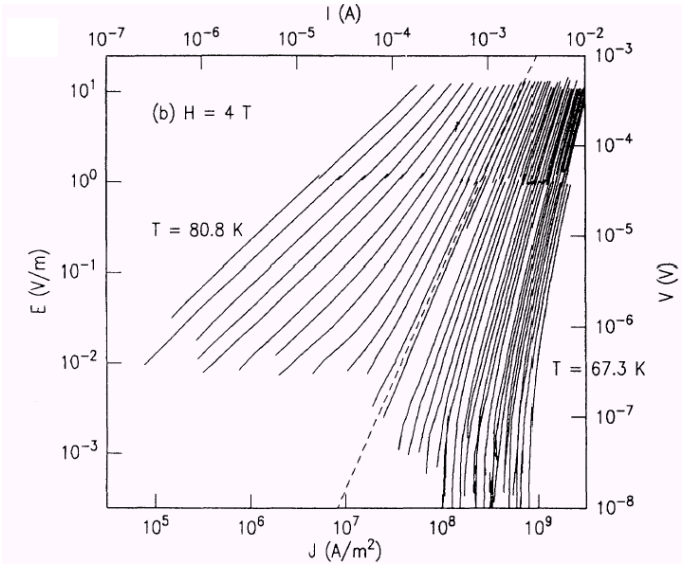



***Abbildung 6.2:*** *$ln(E)$ über $ln(J)$ für einen YBCO-Film. Die Kurven sind Isothermen von 67.3K bis 80.8K. Die gepunktete Linie teilt die Kurvenschar in die Bereiche ober- und unterhalb $T_g$. Abb. aus [15].*

Im TAFF Bereich ist die DC-Magnetisierung komplett reversibel und das Transportverhalten wird durch thermisch aktiviertes Flussfließen bestimmt. Für die $E(J)$-Kennlinie gilt nach einem Modell von Anderson und Kim [69, 70]:

$$E(J) = 2\rho_0 J_c exp\left(\frac{-U}{k_B T}\right) sinh\left(\frac{JU}{J_c k_B T}\right), \tag{6.1}$$

wobei $J_c$ die kritische Stromdichte bei $T = 0$ ist, $U(B,T)$ die Depinningenergie und $\rho_0(B,T)$ der spezifische Widerstand für $J_c$.

Unterhalb von $T_g$ fällt die Depinningenergie mit $J^{-m}$ mit $0 < m \leq 1$.

Die Bestimmung der Irreversibilitätstemperatur aus Isothermen ist sehr empfindlich gegenüber einer Erwärmung der Probe durch den Messstrom. Die Verluste des Stromes an den ohmschen Kontakten bzw. durch den Restwiderstand des Supraleiters führen zu einer Wärmeentwicklung in der Probe. Die Messungen müssen daher an dünnen Filmen auf Substraten mit guter thermischer Leitfähigkeit und im gepulsten Strombetrieb durchgeführt werden [15].

Messtechnisch einfacher zu realisieren ist dagegen die Aufnahme des Filmwiderstandes über der Temperatur $R(T)$. Der Verlauf der R(T)-Kennlinie eines Supraleiters hängt von der Reinheit der Probe, magnetischen Feldern, Stromdichte und Pinningeigenschaften des Materials ab. Ein reiner Supraleiter zeigt einen sehr abrupten Phasenübergang, während er bei vielen Fehlstellen über mehrere Kelvin ausgedehnt sein kann. YBCO zeigt statistische Fluktuationen und chemische Inhomogenitäten im Probenvolumen, die eine Verbreiterung bedingen.

Ein angelegtes magnetisches Feld führt zu einer Verschiebung sowohl von $T_{irr}$ als auch von $T_c$ zu tieferen Temperaturen (siehe Phasendiagramm in Abb. 2.1). Da sich der Schmelzpunkt der Vortexglasphase schneller zu tieferen Temperaturen verschiebt als $T_c$, verbreitert sich der resistive Übergang. Oberhalb $T_{irr}$ liegt zwar Supraleitung vor, aber Verluste durch Vortexwandern bedingen einen Restwiderstand. Ein Supraleiter reagiert auf hohe Stromdichten ähnlich wie auf ein magnetisches Feld, der Mechanismus ist bei genauerer Betrachtung sogar derselbe: Magnetfelder induzieren Abschirmströme, d.h. eine zusätzliche Stromdichte

Um die Übergangscharakteristik des Filmes zu untersuchen, wurde der Widerstand in Abhängigkeit von der Temperatur (R(T)) bei verschiedenen Magnetfeldern und für verschiedene Stromdichten aufgezeichnet (Abb. 6.3). Die Untersuchungen wurden mit einer 4-Punktmessung durchgeführt. Um den Einfluss thermischer Spannungen möglichst gering zu halten, wurden die Potential-Messleitungen als durchgehende Kupferleitungen bis zur Probe geführt.

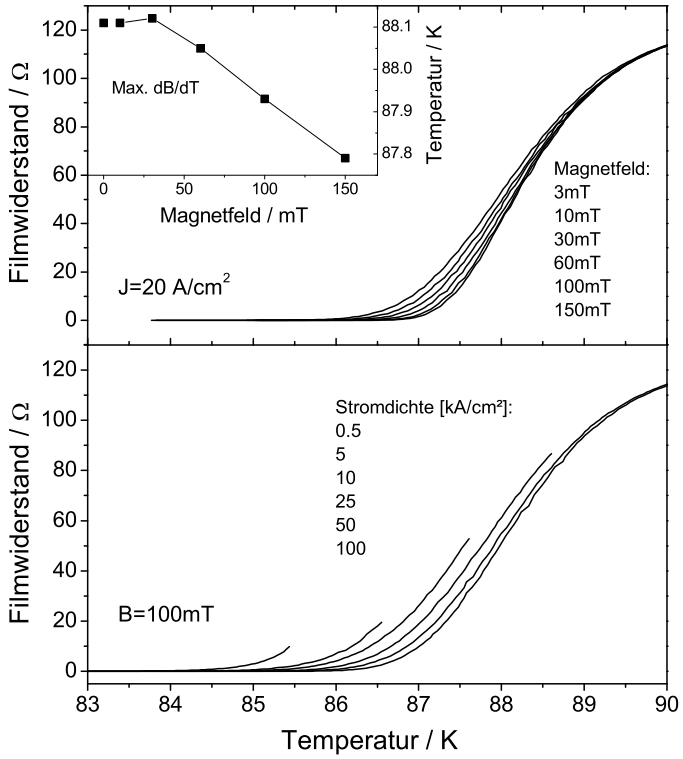



***Abbildung 6.3:*** *Resistiver Übergang im YBCO-Film für verschiedene Magnetfeldstärken und Stromdichten. Das Magnetfeld ist senkrecht zum Film angelegt. In den Kurvenscharen steigt die Feldstärke von rechts nach links bzw. nimmt die Stromdichte zu. Die Kennlinien für hohe Stromdichten sind leistungsbegrenzt (1mW), um ein Aufheizen der Probe zu verhindern. Inset: Die Wendepunkte der R(T)-Kennlinie bei verschiedenen Magnetfeldern.*

Zunächst wurde die Widerstandskurve über der Temperatur aufgezeichnet. Als Messstrom dienten $10\mu A$ DC, was bei einem Filmquerschnitt von $0.5mm \times 100nm$ einer unkritischen Stromdichte von $20A/cm^2$ entspricht. Aus einer R(T)-Kennlinie lässt sich noch keine eindeutige Aussage über die Lage von $T_c$ machen. $T_c$ ist in konventionellen Supraleitern als die Temperatur definiert, bei der die Paarbildung einsetzt, also eine Energielücke nachweisbar ist. Wie bereits in Kapitel 3 besprochen, ist die Cooper-Paardichte in HT-Supraleitern nicht notwendigerweise an die Existenz dieser Energielücke gekoppelt. Da man häufig eher an vergleichenden Messungen als an der absoluten Lage von $T_c$ interessiert ist, lassen sich markante Punkte in den Kennlinien mit einer Übergangstemperatur identifizieren. Dafür bietet sich z.B. der Wendepunkt in der R(T)-Kurve an. In Abb. 6.3 wurde dieser für verschiedene Magnetfelder bestimmt. Dazu wurde $dR/dT$ mit einer asym-

metrischen Lorentzfunktion gefittet. Es fällt auf, dass erst bei 60mT eine Verschiebung zu beobachten ist und diese selbst bei 150mT nur 0.3K beträgt. Dieses Verhalten deckt sich mit den Erwartungen für HT-Supraleiter. Durch ihr hohes $\kappa$ haben Typ-II Supraleiter ein sehr niedriges $B_{c1}$ was zu einem um so höheren $B_{c2}$ führt. Die moderaten Feldstärken, die hier angelegt wurden, konnten $T_c(B)$ kaum verschieben. Einen weit größeren Einfluss hat das Magnetfeld auf die Verschiebung von $T_{irr}(B)$. Wie schon in den SQUID-Messungen deutlich geworden ist, verschieben Magnetfelder über 10mT die Irreversibilitätstemperatur um mehr als 1K. In den R(T)-Kurven wird das durch den verbreiterten Übergang deutlich. Insbesondere der Fuß des Übergangs, d.h. der Bereich kleinster Restwiderstände, erfährt diese Verbreiterung bei Störungen wie Magnetfeldern oder hohen Stromdichten.

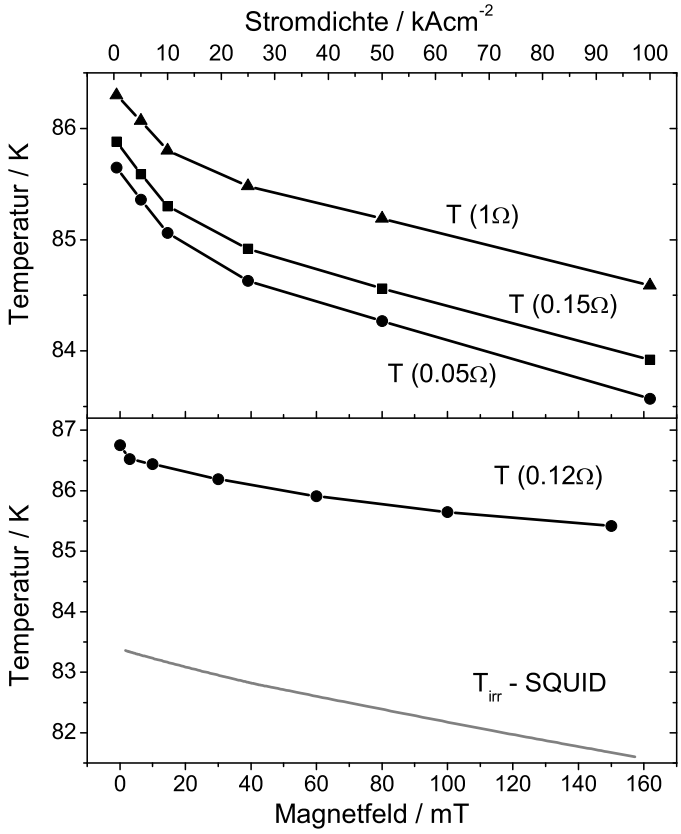



***Abbildung 6.4:*** *Temperaturabhängigkeit verschiedener Restwiderstände in YBCO in Abhängigkeit von der Stromdichte (oben) bzw. vom Magnetfeld (unten). Zusätzlich ist die Irreversibilitätslinie aus Abb. 6.1 aufgetragen.*

Dieser Zusammenhang ist in Abb. 6.4 dargestellt. Je kleiner der Restwiderstand und je größer die Störung ist, desto stärker ist die Verschiebung.

Es ist zu erkennen, dass die angelegten Ströme eine größere Störung darstellen als die erreichbaren magnetischen Feldstärken. Um das Verhalten der R(T)-Kennlinie für kleinste Widerstände mit $T_{irr}(B)$ zu vergleichen, wurde die gefittete Irreversibilitätslinie aus den SQUID Messungen aufgetragen. Sie liegt etwa 3K tiefer als die kleinsten noch nachweisbaren Restwiderstände in den Magnetfeld-abhängigen R(T)-Kennlinien. Das deutet darauf hin, dass die Widerstände durch Flussfließen in der direkten Umgebung von $T_{irr}$ so klein sind, dass sie mit diesem Verfahren nicht nachweisbar sind.

Ein Herabsetzen von $T_{irr}$ durch Schallwellen sollte sich in einer Verbreiterung am Fuß der R(T)-Charakteristik bemerkbar machen. Wenn Vortices durch Schall depinnt werden, tragen sie wieder zu Verlusten bei, d.h. man erwartet einen Restwiderstand, der sich noch zu tieferen Temperaturen zieht. Bei langsamer Variation der Temperatur liegt die Reproduzierbarkeit der R(T)-Kurve bei diesen Versuchen innerhalb einer Schwankung von ca. 0.05K. Innerhalb dieser Auflösung ließ sich kein Einfluss der SAWs auf die R(T)-Kurven feststellen. Wie aber bereits diskutiert, konnte die Widerstandskennlinie nicht bis zu $T_{irr}$, sondern nur bis 2K-3K oberhalb aufgelöst werden. Eventuelle Einflüsse des Schalls auf diesen Temperaturbeich waren also mit diesem Verfahren nicht nachweisbar.

## 6.3 Magnetische Streufeldmessung

Neben SQUID-Messungen ist die Streufeldmessung eine weitere Methode um die Magnetisierung der YBCO-Probe zu bestimmen. Das wurde z.B. in den magnetooptischen Abbildungen ausgenutzt, wie sie in Kapitel 2.6 schon besprochen worden sind. Anstatt mit einer magnetooptisch aktiven Schicht lässt sich das Streufeld auch wesentlich empfindlicher mit einer Hallsonde direkt über dem Film nachweisen.

### 6.3.1 Aufbau

Für die Detektion des Streufeldes ist es wichtig, die Feldstärke möglichst nahe an der Oberfläche des Supraleiters zu messen, da aufgrund der geringen Dicke des Films die Reichweite des diamagnetischen Streufeldes sehr gering ist. Für die Hallsonde konnte auf Bauteile zurückgegriffen werden, die am Paul-Drude-Institut in Berlin entwickelt worden sind. Sie basieren im Kern auf einer Heterostruktur aus $GaAs$- und $AlGaAs$-Schichten, die zur Bildung eines 2-dimensionalen Elektronengases führen. Dieses 2D-Elektronengas vereint in sich eine geringe Ladungsträgerdichte und eine hohe Beweglichkeit, was die Voraussetzung für einen großen Hallwiderstand ist.

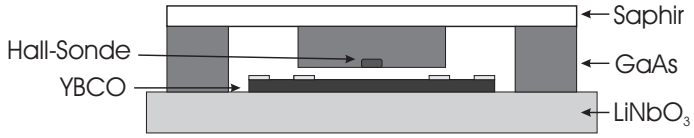



***Abbildung 6.5:*** *Hallsonde bestehend aus einer GaAs-AlGaAs Heterostruktur. Der aktive Bereich hat eine Größe von* $(25\mu m)^2$*. Der Abstand der Sonde von der YBCO-Filmoberfläche beträgt ca.* $7\mu m$*.*

Die Hallsonde wurde auf einer Saphirscheibe als Träger aufgeklebt, um eine optische Positionierung über der Mitte des Filmes zu ermöglichen. Zum Fixieren auf dem Substrat dienten Abstandshalter aus $GaAs$. Da Hallsonde und Abstandshalter aus dem gleichen Material bestehen, bleibt der Abstand zwischen Probe und Sonde unabhängig von thermischen Ausdehnungen konstant.

Der Halleffekt lässt sich für Messungen sowohl mit AC als auch DC ausnutzen. Wird die Sonde mit Gleichstrom betrieben, muss berücksichtigt werden, dass zeitlich veränderliche Felder in den Zuleitungen eine Offsetspannung induzieren. Diese Methode eignet sich also nur für Messungen bei konstanten Magnetfeldern.

Vor allem für das Ausmessen von Hysteresen bietet es sich also an, die Hallsonde mit Wechselstrom zu betreiben und die Hallspannung mit einem Lockin-Verstärker zu detektieren. Das SNR steigt dabei mit der Quadratwurzel der integrierten Zyklen, daher wurde bei der Maximalfrequenz des Lockin-Verstärkers gemessen, die bei ca. 101kHz liegt und das Signal über eine Sekunde integriert.

Das Elektronengas geringer Dichte im $GaAs/AlGaAs$ tendiert dazu, bei tiefen Temperaturen ($< 140K$) auszufrieren, was man allerdings durch eine Aktivierung mit Photonen verhindern kann. Hierfür wurde ein Lichtleiter bis zur Probe geführt, an dessen warmen Ende eine rote Laserdiode eingespeist wurde.

### 6.3.2 Ergebnisse

Um über das Streufeld Aussagen über das diamagnetische Verhalten der Probe machen zu können, bieten sich entweder FC-ZFC Vergleichsmessungen an, wie sie am SQUID durchgeführt worden sind, oder es werden bei verschiedenen Temperaturen Hysteresen aufgenommen. Da die verwendete Hallsonde eine leichte Temperaturinstabilität im Hallwiderstand aufwies, wurden isotherme Hysteresen aufgezeichent.

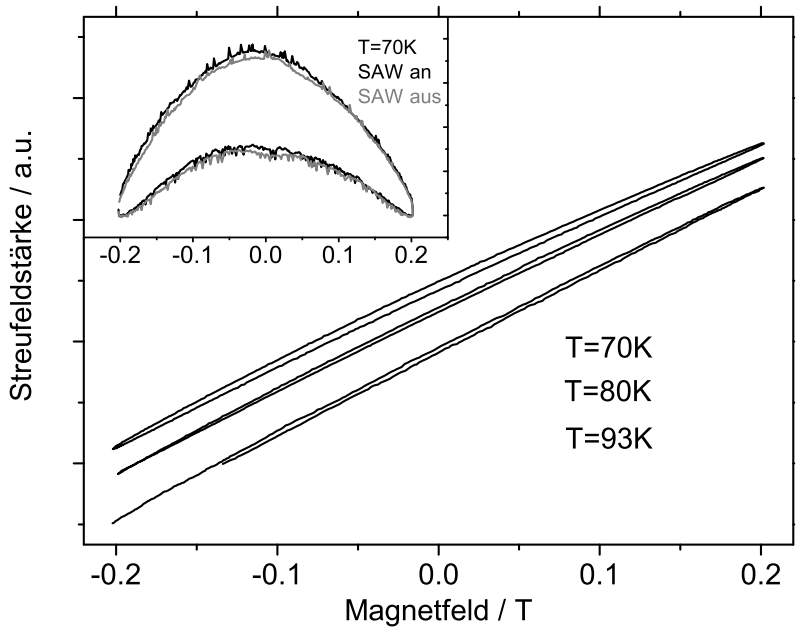



***Abbildung 6.6:*** *Mit einer Hallsonde aufgenommene Magnetisierung der YBCO Probe. Bei tieferen Temperaturen werden mehr Vortices gepinnt, wodurch die Fläche der Hysterese steigt. Auch oberhalb $T_c$ ist eine leichte Hysterese als Artefakt zu erkennen. Inset: Vergleich der Hysterese mit und ohne SAWs bei 70K. Von beiden wurde ein linearer Hintergrund abgezogen.*

In Abb. 6.6 sind drei Hysteresen für 70K, 80K und 93K dargestellt. Das Magnetfeld wurde mit einer Frequenz von 4mHz zwischen $\pm 200mT$ variiert. Während die Hysteresen bei 80K und 93K eine vergleichbare, kleine Fläche haben, ist sie bei 70K deutlich größer.

Nach Abb. 6.1 sollte bei 80K nur noch für Flussdichten unter 10mT gepinnter Fluss, d.h. Remanenz, sichtbar sein. Tatsächlich zeigt sich aber eine Magnetisierung über den gesamten Feldbereich. Die Messung bei 93K und somit oberhalb von $T_c$ zeigt eine kleine Hysterese, ähnlich der bei 80K. Dieser Effekt ist vermutlich auf kleinste Magnetisierungen im Edelstahlgehäuse des Kryostaten zurückzuführen, die einen Magnetisierungs-Offset bedingen. Die Flächen der Hysteresen bei 80K und 93K sind vergleichbar. Damit kann bestätigt werden, dass der Supraleiter in diesem Temperaturbereich nicht zur Remanenz beiträgt, d.h bei 80K sind die Vortices bereits thermisch aktiviert. Anders sieht es bei 70K aus. Hier zeigt sich deutlich eine zusätzliche Magnetisierung in der supraleitenden Probe.

Ein Schall-induziertes Depinning sollte die Remanenz der Probe verringern und die eingeschlossene Fläche der Hysterese verkleinern. Im Inset in

Abb. 6.6 wurden die beiden Hysteresen mit und ohne SAWs bei 70K miteinander verglichen. Zur besseren Übersicht wurde von beiden ein linearer Hintergrund abgezogen. Sie sind im Rahmen der Reproduzierbarkeit der Messungen identisch. Das gleiche gilt auch für Hysteresen, die bei 80K aufgenommen worden sind.

Es zeigte sich, dass im Gegensatz zu den SQUID-Messungen mit der Hallsonde nur eine kleine Remanenz nachweisbar war. Die Ursache hierfür konnte nicht vollständig geklärt werden. Trotz der dünnen Schichtdicke der supraleitenden YBCO-Filme sollte sich das Streufeld der Meissner-Phase deutlich abzeichnen. Dieses konnte z.B. in den in Kapitel 2.6 vorgestellten magnetooptischen Experimenten gezeigt werden. In den Versuchen von Jooss et al. [27] wurden ähnliche Proben verwendet und die magnetisch aktive Schicht befand sich etwa im gleichen Abstand zur Filmoberfläche wie die hier verwendete Hallsonde ($\approx 5\mu m$).

## 6.4 AC-Suszeptibilitätsmessung

Als dritte Möglichkeit, um Veränderungen in den Pinningeigenschaften der Probe nachzuweisen, wurde die AC-Suszeptibilität des Films gemessen. Es stellte sich heraus, dass dieses Verfahren eine bessere Reproduzierbarkeit und ein deutlich höheres SNR als die bereits vorgestellten Methoden hat.

### 6.4.1 Die AC-Suszeptibilität von Typ-II Supraleitern

Im Gegensatz zur Bestimmung der statischen Magnetisierung lassen sich Messungen im magnetischen Wechselfeld verhältnismäßig einfach durchführen. In den Versuchen bestimmt die AC-Suszeptibilität der Probe ($\chi_{AC}$) die Kopplung zwischen zwei Induktivitäten.

Durch das wechselnde Feld wird im Supraleiter kontinuierlich eine Magnetisierungshysterese durchlaufen. Falls die Magnetisierung proportional zum Erregerfeld ist, folgt die Sekundärspannung mit einer Phase von 180° der Primärspannung. Durch die Magnetisierungsverluste erfolgt jedoch eine Phasenverschiebung. Über einen Lockin-Verstärker lässt sich die induzierte Spannung in einen Realteil $\chi'$ (180° phasenverschoben) und einen Imaginärteil $\chi''$ (90° phasenverschoben) trennen. Während $\chi'$ als ein Maß für die Abschirmung von AC-Feldern betrachtet werden kann, lässt sich der Imaginärteil mit Magnetisierungsverlusten identifizieren, welche sich in zwei Kategorien einteilen lassen: (a) Verluste durch Flussfließen, die auch als Wirbelstromverluste bezeichnet werden können. Ohne Pinning sind die induzierten Abschirmströme mit Verlusten behaftet. (b) Verluste durch die Hysterese, die in der Nähe

von Pinningzentren entstehen. Durch diese wird das Eindringen des Flusses behindert. Genauso entstehen Verluste bei der Auslöschung von Vortices unterschiedlicher Polarität. Oberflächenpinning bildet zudem eine Barriere und führt zu einem mit Verlust behafteten Eindringen von magnetischem Fluss.

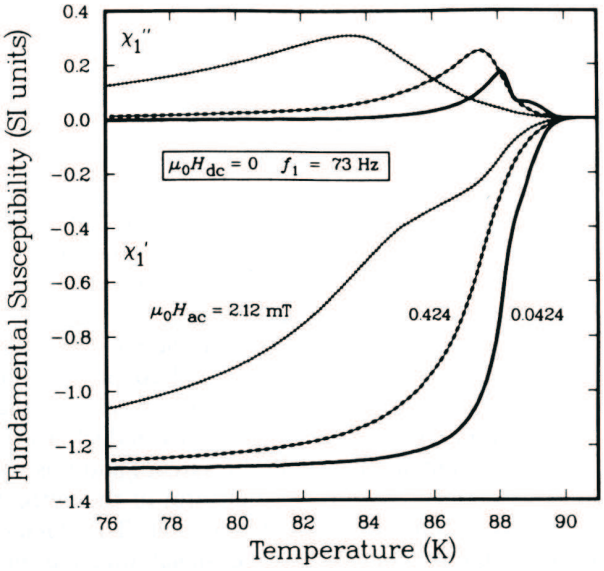



***Abbildung 6.7:*** *Real- ($\chi'$) und Imaginärteil ($\chi''$) der AC-Suszeptibilität von YBCO, gemessen bei verschiedenen Hintergrundfeldern. Bei höheren magnetischen Feldstärken verschiebt sich das Absorptionsmaximum zu tieferen Temperaturen und der Übergang verbreitert sich. Abb. aus [4].*

Für jeden Supraleiter zeigt $\chi''$ ein Maximum kurz unterhalb des resistiven, supraleitenden Übergangs (Abb. 6.7). Die Form und Lage dieses Maximums in Bezug auf die Temperatur hängt von Amplitude und Frequenz des Wechselfeldes, Hintergrundmagnetisierung, sowie Probengeometrie ab. Anschaulich lassen sich folgende Bedingungen für eine maximal Absorption aufstellen:

1. Ein Großteil des Supraleiters sollte „in-Korn“ (intragrain-) Leitfähigkeit zeigen, um die Bildung von Vortices zu erzwingen.

2. Die „zwischen-Korn“ (intergrain-) Leitfähigkeit muss klein sein, damit keine makroskopischen Abschirmströme induziert werden, also keine Meissner-Phase gebildet wird.

3. Die Viskosität der Vortexphase muss gering sein, um eine hohe Beweglichkeit der Vortices zu ermöglichen.

Ein Maximum in der Absorption findet sich daher im Fuß des resistiven Übergangs, an dem sich intragrain-Leitfähigkeit, ein kleiner Restwiderstand und eine hochmobile Vortexphase finden. Nach Geshkenbein et al. ist er kurz oberhalb von $T_{irr}$ lokalisiert [71].

Eine quantitative Analyse der $\chi_{AC}$ Daten ist schwierig. Eine detailierte Untersuchung dazu findet sich z.B. bei Kötzler, Brandt et al.[72]. Bei diesen Versuchen konnte in einem homogenen Wechselfeld und bei einer definierten Probengeometrie (zylinderförmig) die komplexe AC-Suszeptibilität über weite Frequenz- und Temperaturbereiche aufgezeichnet werden. Mit Hilfe von numerischen Rechnungen wurde der Übergang von vollständiger Abschirmung bis zu vollständiger Durchdringung modelliert. Über die Frequenzabhängigkeit des Amplitudenverhältnisses $\chi'/\chi''$ konnte gezeigt werden, dass es sich bei dem Ausfrieren des TAFF-Zustandes zum Vortex-Glas um einen kontinuierlichen Phasenübergang handelt.

Die hier vorgestellten Experimente sollen hingegen relative Änderungen in der Probe beschreiben. Über die Frequenzabhängigkeit der Amplituden von $\chi'$ und $\chi''$ lässt sich auf den Phasenzustand des Vortexensembles schließen. Im TAFF-Bereich verschiebt sich der magnetische Übergang mit dem Logarithmus der Erregerfrequenz zu höheren Temperaturen [71]. Dem liegt ein Modell zu Grunde, in dem die AC-Absorption als die Anregung eines Springens der Vortices über die Barriere von verschiedenen metastabilen Zuständen beschrieben wird. Das charakteristische Zeitintervall steigt dabei exponentiell in Abhängigkeit von der Temperatur mit $exp(U_0/k_BT)$, dabei ist $U_0$ die Barrierenhöhe und $k_BT$ die thermische Aktivierung. Die Frequenz des Absorptionsmaximums wird gegeben durch $\omega_{peak} \simeq \omega_0 exp(-U_0/k_BT)$, wobei $\omega_0$ die mikroskopische Frequenz dieses Übergangs ist. Für die Temperatur maximaler Absorption ergibt sich daraus

$$T_{peak}(\omega) \simeq -U_0/k_B[ln(\omega_{peak}/\omega_0)]^{-1}. \tag{6.2}$$

Das oszillierende Wechselfeld induziert bei der Messung einen Wechselstrom in der Probe. Dieser führt zu einer zusätzlichen Energiedichte $W$ im Supraleiter, die eine Funktion der Anregungsamplitude $A$ ist. $W(A)$ addiert sich zur thermischen Energie $k_BT$ und unterstützt das Springen der Vortices zwischen metastabilen Zuständen. Damit lässt sich Gl. 6.2 erweitern zu

$$T_{peak}(\omega) \simeq -U_0/k_B[ln(\omega_{peak}/\omega_0)]^{-1} - W(A)/k_B. \tag{6.3}$$

### 6.4.2 Aufbau

Der klassische Aufbau zur Bestimmung von $\chi_{AC}$ besteht aus einer Luftspule, in die eine Probe eingeführt werden kann. Diese Spule hat drei Windungen: eine primäre Induktionswindung über die ganze Länge der Spule und je eine Sekundärwindung über dem Probenbereich und einem leeren Referenzbereich. Letztere beiden sind dabei so verschaltet, dass sich die induzierten Spannungen exakt aufheben, wenn keine Probe eingebracht ist (Abb. 6.8).

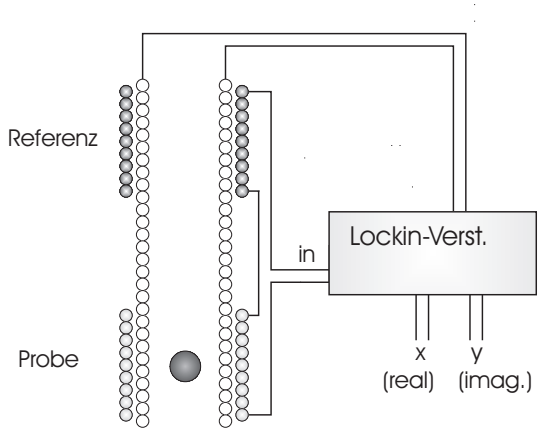



***Abbildung 6.8:*** *AC-Suszeptibilitätsmessung mit primärer Erregerspule (weiss) sekundärer Probenspule (hellgrau) und Referenzspule (dunkelgrau). Die induzierten Signale in den sekundären Spulen kompensieren sich vollständig für eine Probe mit* $\chi_{AC} = 0$.

Durch diesen Nullabgleich können kleinste Änderungen in der Kopplungskonstante zwischen den Spulen nachgewiesen werden, die durch die Suszeptiblität der Probe bedingt sind. Die Auswertung erfolgte dabei über einen Lockin-Verstärker, dessen Referenz-Oszillator auch den Erregungsstrom liefert.

Ein solcher Aufbau war bei den hier vorgestellten Versuchen aufgrund von räumlichen Beschränkungen nicht möglich, d.h. es ließ sich nicht die gesamte Probe in das homogene Innenfeld einer großen Induktionsspule einbringen. Das Prinzip der AC-Suszeptibilitätsmessung lässt sich aber auch im Streufeld anwenden. Auch hier bedingt eine Veränderung von $\chi_{AC}$ eine Veränderung der Kopplung in einem doppelt gewickelten Spulenkörper. Für die Messung wurde deshalb eine Spule mit Sekundär- und Primärwicklung direkt über dem Film positioniert (Abb. 6.9). Diese nur 1.5mm großen Luftspulen wurden aus den Schreib-/Leseköpfen von 5.25"Diskettenlaufwerken ausgebaut. Eine zweite, identische Spule wurde über dem Substrat angebracht und diente als Kompensationsinduktivität. Durch die Messung im inhomogenen äußeren

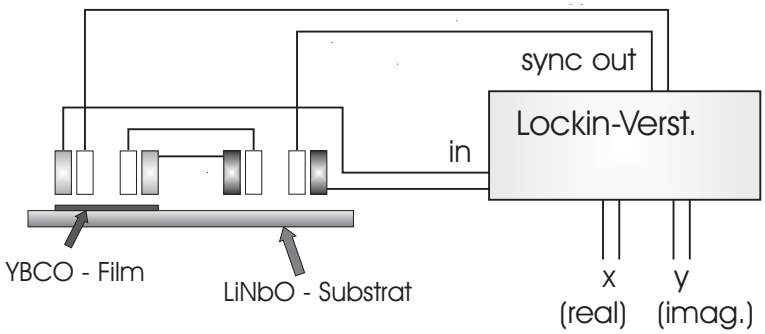



***Abbildung 6.9:*** *Aufbau zur AC-Suszeptibilitätsmessung an dünnen Filmen. Die Spulenpaare für Detektion und Kompensation sind im Querschnitt gezeichnet.*

Streufeld ist es allerdings nicht möglich, absolute Werte für die Suszeptibiltät der Probe zu bestimmen.

Die Stärke des Streufeldes der Erregerspule kann über die Magnetfeldstärke an einer endlich langen Spule abgeschätzt werden [73]:

$$B = \frac{\mu_0 I N}{2L}\left(\frac{Z + L/2}{\sqrt{R^2 + (Z + L/2)^2}} - \frac{Z - L/2}{\sqrt{R^2 + (Z - L/2)^2}}\right). \qquad (6.4)$$

Der Spulenradius beträgt im Experiment $R = 0.8mm$, die Spulenlänge $L = 1mm$, die Windungszahl $n = 22$ und der Abstand der Probe von der Spulenmitte $Z = 1.5mm$. Bei einer Anregungsamplitude von $6mV$ ergibt sich ein Strom von $I = 0.5\mu A$. Daraus resultiert an der Probenoberfläche eine Feldstärke von ca. $70\mu T$.

### 6.4.3 Ergebnisse

In Abb. 6.10 ist der Verlauf des Real- und Imaginärteils von $\chi_{AC}$ zu sehen, wie er mit dem beschriebenen Versuchsaufbau an dem supraleitenden YBCO-Film gemessen wurde. Die AC-Suszeptibilität ist ein Maß für die Magnetisierbarkeit der Probe in einem magnetisches Wechselfeld. Die Messung wurde bei verschiedenen Anregungsamplituden durchgeführt.

Der Zusammenhang zwischen der Temperatur des Absorptionsmaximums und der Anregungsamplitude bzw. -frequenz wird durch die Gl. 6.3 beschrieben. Der Einfluss des Wechselfeldes auf den Supraleiter soll im Folgenden

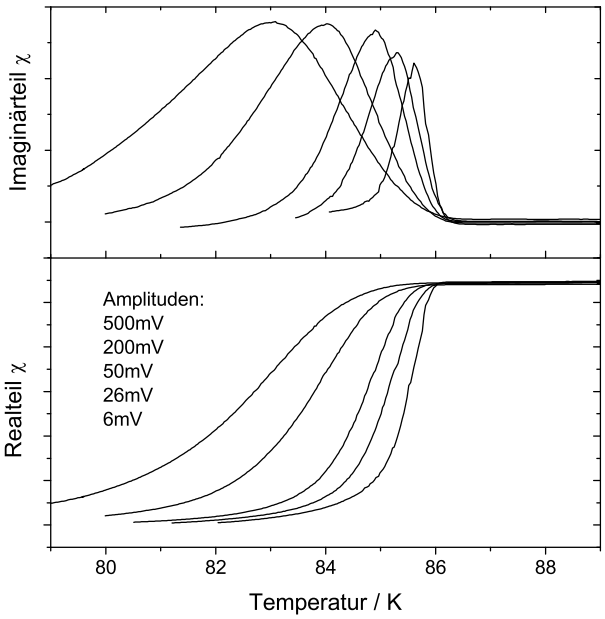



***Abbildung 6.10:*** *AC-Suszeptibilität eines YBCO-Filmes bei 101kHz. Der Realteil zeigt den magnetischen Übergang des Supraleiters, während der Imaginärteil Verluste durch Vortexbewegungen kennzeichnet. Die Kurven wurden für verschiedene Anregungsamplituden aufgenommen und zeigen deutlich das Abfallen des magnetischen Übergangs zu tieferen Temperaturen bei höheren induzierten Stromdichten.*

noch etwas genauer betrachtet werden. Die induzierte Stromdichte hängt von der E(J) Kennlinie des Supraleiters ab.

Wie in den Experimenten zur Leitfähigkeit von Koch et al. gezeigt wurde [15], haben diese Kennlinien oberhalb $T_{irr}$ eine positive Krümmung und unterhalb $T_{irr}$ eine negative Krümmung. Genau das Gegenteil gilt für die inversen Funktionen J(E). Kurven mit einer negativen Krümmung können in einem log-log Plot mit einer logarithmischen Funktion angenähert werden, während eine positive Krümmung mit einer Exponentialfunktion korrespondiert.

Die zusätzliche Energie W(J) des Supraleiters, die zum Depinning beiträgt, ist proportional zum Quadrat der Stromdichte. Wird ein Wechselfeld in dem Supraleiter induziert, lässt sich die elektrische Feldstärke $E$ mit der Anregungsamplitude $A$ identifizieren. Dieser Zusammenhang lässt sich im TAFF-Bereich ausdrücken als:

$$W(J) \propto J(A)^2 \propto [ln(A/A_0)]^2. \tag{6.5}$$

Gl. 6.3 lässt sich damit für eine feste Anregungsfrequenz $\omega$ und eine variable Amplitude umschreiben:

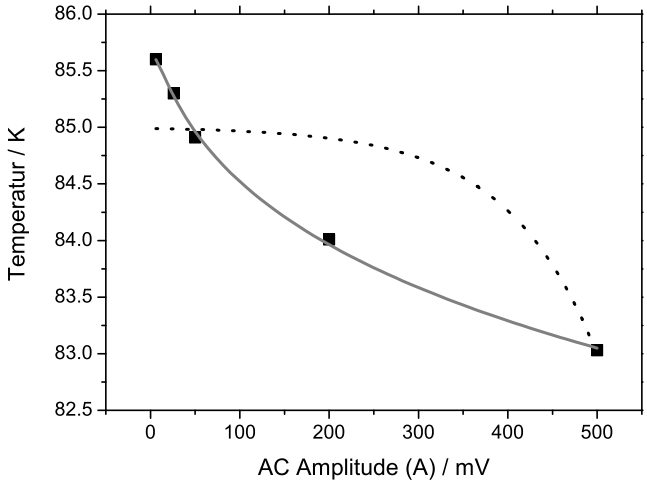



***Abbildung 6.11:*** *Verschiebung des Absorptionsmaximums in $\chi''_{AC}$ in Abhängigkeit von der Anregungsamplitude. Die Frequenz des Wechselfeldes beträgt 101kHz. Die durchgezogene Linie zeigt einen Fit nach Gl. 6.6, in der ein logarithmischer Verlauf für J(A) postuliert wird. In der gepunkteten Kurve wurde hingegen ein exponentieller Verlauf in der J(A)-Kennline angenommen.*

$$T(A) = T_0 - c[ln(A/A_0)]^2. \tag{6.6}$$

In Abb.6.11 sind die Postionen des Absorptionsmaximums für verschiedene Anregungsamplituden aufgetragen, wie sie aus Abb. 6.10 bestimmt wurden. Die durchgezogene Linie ist ein Fit nach Gl. 6.6, mit $T_0 \simeq 85.6K$, $c \simeq 0.12K$ und $A_0 \simeq 5mV$. Zum Vergleich ist mit der gepunkteten Kurve ein exponentieller Zusammenhang für die J(E)-Kennlinie gegeben. Aus dem Vergleich der Kurven ist ersichtlich, dass sich die Verschiebung des Absorptionsmaximums nur mit einer negativen Krümmung der J(E)-Kennlinie anpassen lässt. Dieser Befund ist ein Hinweis darauf, dass sich das Absorptionsmaximum in $\chi''_{AC}$ im TAFF-Bereich oberhalb $T_{irr}$ befindet.

Neben der Abhängigkeit von der Anregungsamplitude lässt sich auch der Einfluss der Anregungsfrequenz auf $\chi_{AC}$ beobachten. Da der Lockin-Verstärker jedoch nur Messungen bis 101kHz ermöglichte, wurde für höhere Frequenzen das Signal aus den Induktionsspulen mit dem HP Speicheroszilloskop detektiert. Mit Hilfe des Messrechners konnten diese Datenpunkte Fourier-transformiert und in dem gewonnenen Spektrum die Amplitude der Anregungsfrequenz errechnet werden. Die HF-Spannung für die Anre-

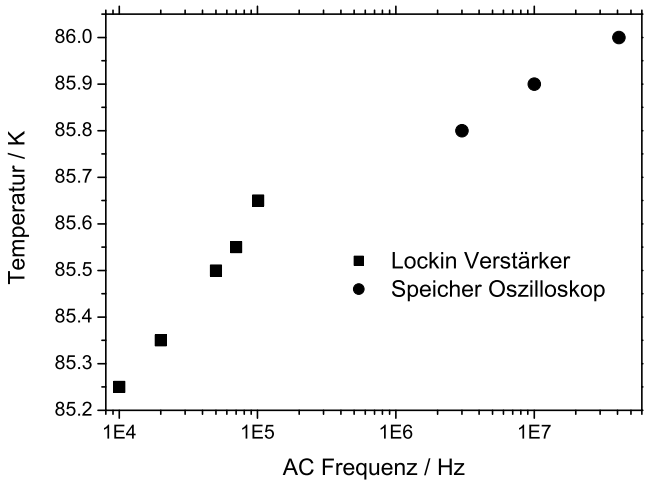



***Abbildung 6.12:*** *Verschiebung des supraleitenden Übergangs in der AC- Suszeptibilität in Abhängigkeit von der Anregungsfrequenz. Bei tiefen Frequenzen wurde die Lage des Absorptionsmaximums in $\chi''_{AC}$ mit Lockin-Technik bestimmt. Für hohe Frequenzen wurde $\chi_{AC}$ über ein Digitalspeicher- Oszilloskop analysiert und die Lage des Wendepunkts in $\chi'_{AC}$ bstimmt.*

gung lieferte dabei der R&S Signalgenerator. Bei hohen Frequenzen ließ sich kein Absorptionsmaximum mehr nachweisen. Daher wurde hier der Wendepunkt im Realteil von $\chi_{AC}$ bestimmt. Beide Punte sind über die Kramers-Kronig Relationen miteinander verknüpft. In Abb. 6.12 ist die Verschiebung des Absorptionsmaximums in $\chi''_{AC}$ bzw. des Wendepunkts in $\chi'_{AC}$ über der Anregungsfrequenz dargestellt. Beide Messreihen zeigen den logarithmischen Zusammenhang, der in [71] beschrieben worden ist (siehe Gl. 6.2).

Das sehr gute SNR durch die Messungen mit Lockin-Technik sowie die hochgradige Reproduzierbarkeit der $\chi_{AC}(T)$-Kurven ermöglichen es, minimale Unterschiede in den Probeneigenschaften nachzuweisen, welche $\chi_{AC}$ beeinflussen. Diese sind z.B. die Leitfähigkeit, Beweglichkeit der Vortices und Pinningeigenschaften. Ein induziertes Depinning durch Schallwellen sollte die Lage und Form von $\chi_{AC}(T)$ beeinflussen. In Abb. 6.13 ist der Einfluss von Schall auf die AC-Suszeptibilität gezeigt. Die Messung wurde bei einem Hintergrundfeld von 10mT durchgeführt. Im oberen Teil der Abbildung sind die nahezu deckungsgleichen Kurven von zwei Messungen mit Schall und einer ohne Schall aufgetragen. Im unteren Bild ist die Differenz zwischen den Kurven aufgetragen. Sie liegt in der Größenordnung von einem Prozent des

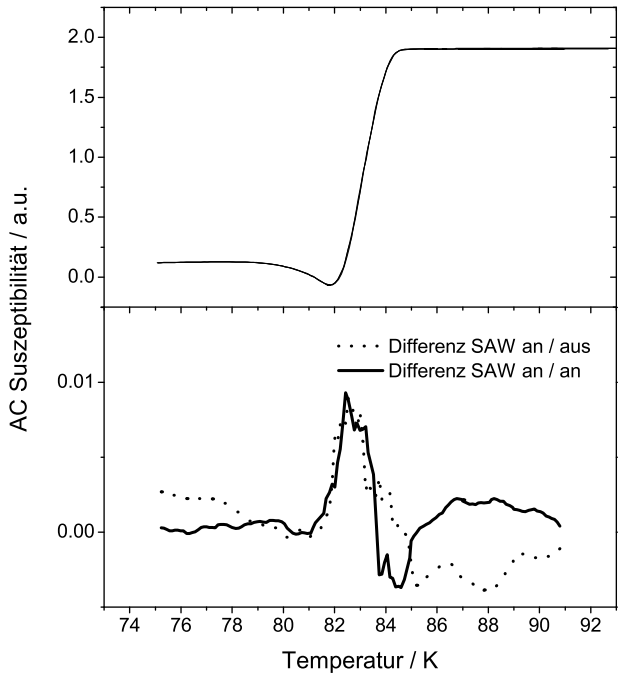



***Abbildung 6.13:*** *Der Einfluss von SAWs auf die AC-Suszeptibilität der Probe. Obere Abbildung: nahe deckungsgleiche Messungen mit Schall (zwei Kurven) und ohne (eine Kurve). Untere Abbildung: Die Differenz zwischen den Kurven (geglättet über 5NN).*

Messwertes. Die Differenz zwischen den beiden Kurven mit Schall beschreibt die Reproduzierbarkeit der Messung und ähnelt dem Unterschied zwischen den Kurven mit und ohne angelegte SAWs. Es handelt sich um eine andere YBCO-Probe als in den zuvor diskutierten Messungen, daher ist $T_c$ verschoben.

Es konnte für verschiedene magnetische Hintergrundfelder und AC-Frequenzen kein Einfluss von den SAWs auf die AC-Suszeptibilität der Probe beobachtet werden. Die Schallwellen haben demnach keinen Einfluss auf die Beweglichkeit der Vortices bzw. die Magnetiseirungsverluste in Wechselfeldern im Rahmen der Messgenauigkeit der Experimente.

## 6.5 Zusammenfassung

Es soll noch einmal darauf hingewiesen werden, was Magnetisierungs- bzw. Suszeptibilitätsmessungen bei granularen Supraleitern aussagen. Die Magnetisierungsmessungen zeigen, welcher Volumenanteil der Probe sich im supraleitenden Zustand befindet. Widerstandsmessungen liefern hingegen einen Nachweis über einen beliebigen supraleitenden Pfad in der Probe. In granularen Supraleitern erfährt die Magnetisierung zudem Beiträge sowohl von induzierten magnetischen Momenten in einzelnen Körnern, d.h. durch „intragrain“ Ströme, als auch durch makroskopische „intergrain“ Wirbelströme. Diese Beiträge können durch eine geschickte Wahl von Probengeometrie und Detektor differenziert werden [74].

Mit SQUID-Messungen konnte der Verlauf der Irreversibilitätslinie $T_{irr}$ bis 100mT bestimmt werden. Die Kurvenform zeigt dabei eine gute Übereinstimmung mit der vorgestellten Theorie. Verschiedene Methoden wurden verwendet, um die Einflüsse von SAWs auf das Pinningverhalten der Probe nachzuweisen. Messungen des magnetischen Streufeldes zeigen hysteretisches Verhalten, was ein Hinweis auf gepinnte Vortices ist. AC-Suszeptibilitätsmessungen zeigen hoch aufgelöst die Magnetisierungsverluste im Supraleiter, die ebenfalls durch das Pinningverhalten und die Vortexbeweglichkeit bestimmt werden. In beiden Fällen konnte kein Einfluss der Oberflächenwellen auf das Pinning von magnetischem Fluss in der Probe beobachtet werden. Die Fläche unter der Hysterese verändert sich in der Anwesenheit von SAWs nicht und auch Form und Lage des Absorptionsmaximums in $\chi''_{AC}$ bleiben davon unberührt.

Ein Schall-induziertes Loslösen der Vortices aus den Pinningsites ließ sich nicht beobachten. Schon Pankert konnte zwar zeigen, dass Ultraschallwellen durch resonante Absorption von Vortices in ihren Pinningsites gedämpft werden, die Energie reichte jedoch nicht aus, um ein Depinnen herbeizuführen [8]. Die Ergebnisse aus diesem Kapitel legen nahe, dass die Wechselwirkung der Oberflächenwellen mit den Vortices ebenfalls auf ein Anregen von Vortexschwingungen beschränkt ist.

# Kapitel 7

# Vortices auf dem Förderband

Während im letzten Kapitel der Einfluss von Schallwellen auf gepinnte Vortices im Vordergrund stand, sollen nun die Wechselwirkungen mit beweglichen, d.h. thermisch aktivierten Flusslinien untersucht werden. In diesem Kapitel werden Ergebnisse vorgestellt, die zeigen, dass die Vortices an die SAWs koppeln und von diesen entlang der Schallausbreitungsrichtung bewegt werden. Zunächst wird dafür die zugrundeliegende Idee vorgestellt und anschließend werden die experimentellen Ergebnisse diskutiert, in denen der Einfluss der Schallwellen auf das Vortexensemble nachgewiesen wird.

## 7.1 Die magnetodynamische Spannung

Wie in Kapitel 4 schon diskutiert worden ist, existieren denkbare Wechselwirkungen, zwischen Oberflächenwellen und Vortices, die zu einer translatorischen Vortexbewegung im Schallpfad führen. Die Ursache hierfür mag in einem dynamischen Pinning durch ein bewegliches Pinninggitter (s. Kapitel 4.5.1) liegen oder durch den akustoelektrischen Effekt (s. Kapitel 4.6) bedingt sein. Wenn Vortices von den SAWs durch den Film geschoben werden, entspricht das einer Bewegung des magnetischen Feldes durch den Supraleiter. Die freien Ladungen im Material erfahren eine Lorentzkraft, die senkrecht zur Bewegungsrichtung und senkrecht zum angelegten Feld orientiert ist. Das führt zu einer Ladungstrennung zwischen den kontaktierten Elektroden am Film. Für die Gleichgewichtsbedingung, bei der eine Lorentzkraft durch ein elektrisches Feld kompensiert wird, ergibt sich:

$$E_y = v_x \times B_z. \tag{7.1}$$

Unter der idealisierten Annahme, dass bei einer Feldstärke von $B_z = 10mT$ sämtliche Vortices mit der Geschwindigkeit der SAWs mitlaufen ($v_x =$

$3500m/s$), ergibt sich bei einem Elektrodenabstand von $d_y = 2mm$ eine Potentialdifferenz von $7mV$. Diese durch Vortexbewegung induzierte Spannung soll im Folgenden als *magnetodynamische Spannung* $U_{MD}$ bezeichnet werden.

Drei wichtige Charakteristika sind von solchen durch die Vortex-Bewegung induzierten Spannungen zu erwarten:

1. $U_{MD}$ muss oberhalb $T_c$ Null sein.
2. $U_{MD}$ muss zu tiefen Temperaturen, d.h. bei stark gepinnter Vortex-Phase, nicht mehr nachweisbar sein.
3. $U_{MD}$ muss antisymmetrisch zur Richtung des angelegten Magnetfeldes sein.

## 7.2 Der Spannungsnachweis

In Abbildung 7.1 ist der Versuchsaufbau dargestellt, der dem Nachweis von $U_{MD}$ gilt.

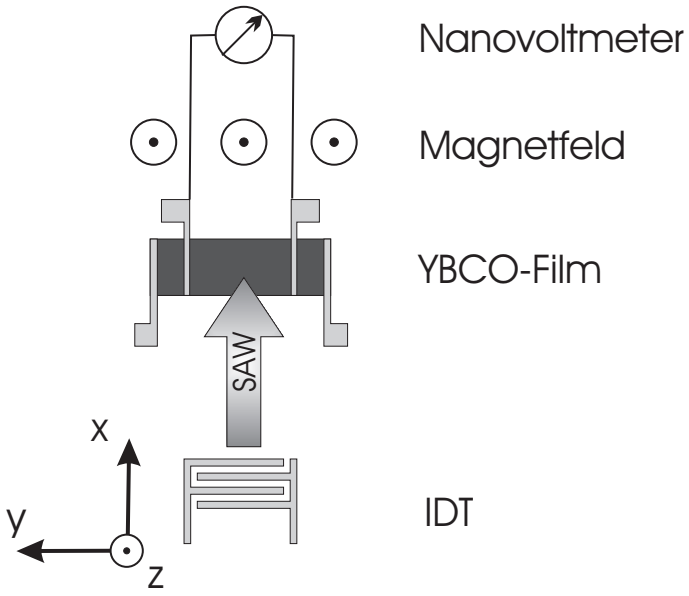



***Abbildung 7.1:*** *Schematischer Versuchsaufbau zum Nachweis von $U_{MD}$. Die Schallwelle läuft in x-Richtung durch den supraleitenden Film, während ein Magnetfeld in z-Richtung angelegt ist. An der Probe wird ein induziertes Gleichspannungspotential in y-Richtung gemessen.*

Während die Schallwelle in $x$-Richtung läuft, wird senkrecht dazu in $y$-Richtung am YBCO-Film das Gleichspannungspotential gemessen. Um eine durch die Vortexbewegung induzierte Spannung zu messen, wurden die

beiden inneren Kontakte am YBCO-Film, d.h. die Potentialkontakte der 4-Punktmessung, mit einem Nanovoltmeter verbunden. Die äußeren Anschlüsse des Filmes wurden hingegen nicht belegt. Um alle Hintergrundeffekte auszuschließen wurde zunächst die Temperatur im Bereich um $T_c$ variiert und die Spannung an den Kontakten vermessen, ohne dass eine HF-Spannung an den Schallwandlern angelegt war. Das resultierende Signal hat keine nennenswerten Charakteristiken und trägt ein Rauschen von $< 50nV$. Anschließend wurden die gleichen Messungen mit einer angeschalteten SAW für verschiedene Magnetfelder senkrecht zum Film durchgeführt. Die Resultate für zwei gleichgroße, entgegengesetzte Felder ($B = \pm 3mT$) sind in Abb. 7.2 gezeigt.

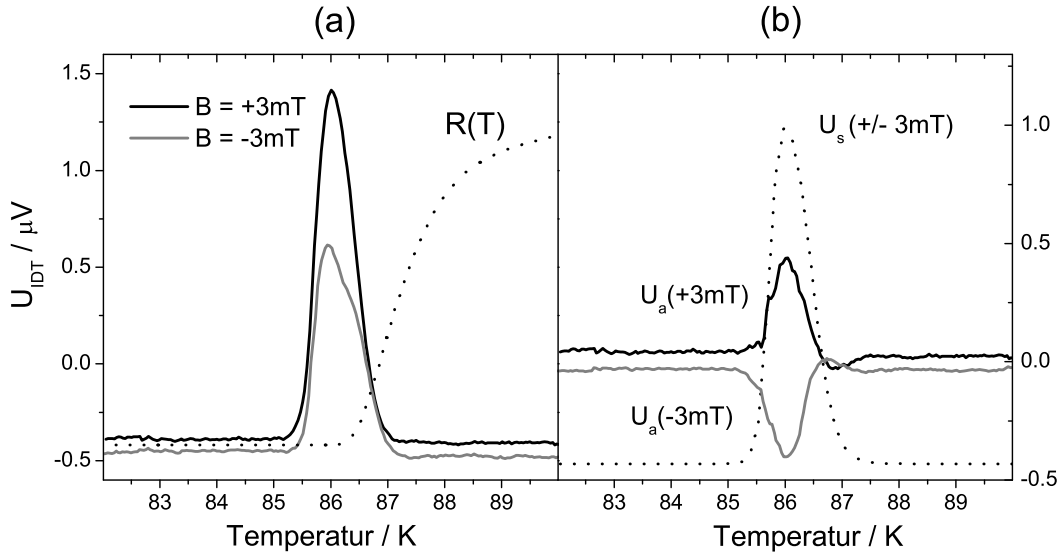



***Abbildung 7.2:*** *(a) Durch die SAWs wird nahe $T_c$ ein Potentialgefälle im YBCO Supraleiter induziert. (b) Die Spannungen können in zwei Anteile separiert werden: $U_s$, die nur von der absoluten Magnetfeldstärke abhängt und ein Anteil, der sich antisymmetrisch zum Magnetfeld verhält ($U_a$)*

Wie zu erkennen ist, zeigt sich ein Maximum am Fuß des resistiven, supraleitenden Übergangs bei etwa $86K$. Während das Signal für positive Felder sehr symmetrisch ist, ist es bei negativen Feldern deutlich kleiner und zeigt eine Schulter.

Um dieses Verhalten der durch SAWs induzierten Spannung zu interpretieren, sind einige physikalische Überlegungen notwendig. Eine Spannung, die einen Ursprung ausschließlich in der Vortexbewegung hat ($U_{MD}$), sollte, wie im vorherigen Abschnitt bereits erwähnt, antisymmetrisch zum angelegten Magnetfeld sein, d.h. ihre Polarität mit der Magnetfeldrichtung ändern. Bei der gemessenen Spannung zeigt sich jedoch nur eine Amplitudendifferenz für

entgegengesetzte Feldstärken und kein Umpolen. Dieses Verhalten legt die Vermutung nahe, dass sich $U_{IDT}$ aus zwei Komponenten zusammensetzt: einem Anteil, der symmetrisch zum angelegten magnetischen Feld ist, d.h. der nur von der absoluten Größe der $B_z$ Komponente abhängt ($U_s$) und einer Komponente, die antisymmetrisch zu $B_z$ ist, d.h. die mit einem Wechsel der Feldrichtung das Vorzeichen ändert ($U_a$). Solche Funktionen werden auch als gerade (U(B)=U(-B)) bzw. ungerade (U(B)=-U(-B)) bezeichnet. Wird die Spannung $U_{IDT}$ bei den Feldstärken +B und -B gemessen, ergeben sich für die symmetrische bzw. antisymmetrische Komponente:

$$U_s(+B) = U_s(-B) = 0.5[U_{IDT}(+B) + U_{IDT}(-B)]$$
$$U_a(+B) = -U_a(-B) = 0.5[U_{IDT}(+B) - U_{IDT}(-B)]$$

Mit dieser Beziehung lassen sich die gemessenen Kurvenverläufe von $U_{IDT}(T)$ in $U_s(T)$ und $U_a(T)$ aufspalten. In Abb. 7.2b sind diese beiden Beiträge aufgetragen. Die antisymmetrische Komponente kann auf den oben beschriebenen Einfluss der Vortexbewegung zurückgeführt werden und ist identisch mit $U_{MD}$. Die Größe von $U_a$ ist mit ca. $0.4\mu V$ um den Faktor Fünf kleiner als die nach Gl. 7.1 bei 3mT maximal zu erwartende Spannung von $2.1\mu V$. Diese Diskrepanz lässt sich leicht damit erklären, dass nur ein Bruchteil der Vortices den Schallwellen folgt. Gl. 7.1 beschreibt eine Obergrenze für $U_{MD}$.

Diese Überlegungen werfen einige neue Fragen auf, die die Wechselwirkung der Schallwellen mit dem Supraleiter betreffen: Wieso taucht $U_{MD}$ nur in einem kleinen Temperaturintervall auf? Wie verhält sich die Spannung bei anderen Magnetfelderstärken? Was ist der Ursprung von $U_s$? Der letzte Punkt konnte im Rahmen dieser Arbeit geklärt werden und wird Kapitel 8 ausführlich behandelt. An dieser Stelle sei nur erwähnt, dass $U_s$ nicht an eine durch Schall-induzierte Vortexbewegung gekoppelt ist.

## 7.3 Temperaturabhängigkeit

Es muss erwähnt werden, dass der Spannungsverlauf von $U_{IDT}$ in Abb. 7.2 im Vergleich zu anderen Proben und höheren Magnetfeldern sehr glatt ist und zur Demonstration des Effektes ausgewählt worden ist. Bei anderen YBCO-Filmen ist das Signal teilweise in Zwischenmaxima strukturiert und kann die Polarität wechseln. Es bleibt aber auf den gleichen, engen Temperaturbereich beschränkt und zeigt *immer* eine deutliche Differenz für entgegengesetzte Magnetfelder. Die Gründe für die unterschiedlichen Signalformen werden genauso wie der Ursprung von $U_s$ in Kapitel 8 behandelt. In diesem Abschnitt

soll nur $U_a$ diskutiert werden, die aus einer gerichteten Wechselwirkung mit den SAWs resultiert.

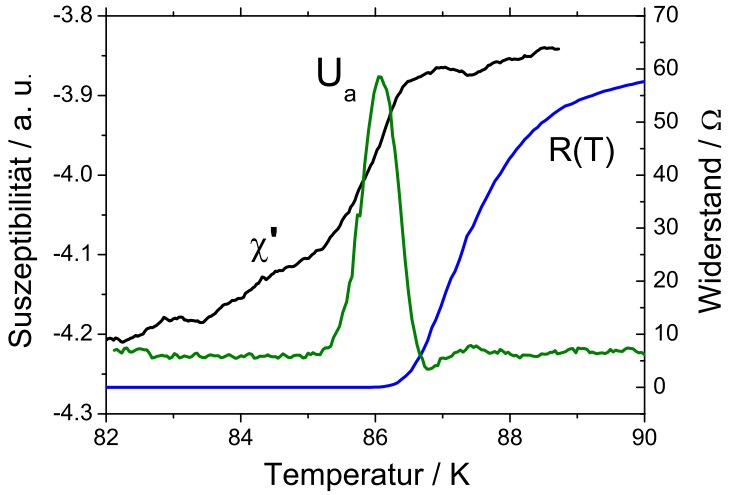



***Abbildung 7.3:*** *Vergleich der SAW-induzierten Spannung mit dem supraleitenden Übergang. Die Ausdehnung von $U_a$ auf der Temperaturskala ist auf den Bereich am Fuß des resistiven Übergangs beschränkt. Das ist die Position der magnetischen Sprungtemperatur, wie sie von der AC-Suszeptibilität bei hohen Frequenzen (41MHz) und kleinen Amplituden (6mV) bestimmt wird (s. Kapitel 6.4).*

Die Lage der induzierten Spannung wird zunächst mit dem supraleitenden Übergang verglichen, wie er durch Leitfähigkeits- und Suszeptibilitätsmessungen bestimmt wurde. Auffällig ist zunächst, dass $U_a$ nur in einem kleinen Bereich unterhalb von $T_c$ auftritt (85K - 87K). Wenn die Ursache der induzierten Spannung in der Vortexbewegung liegt, ergibt sich die Frage, wieso nicht in dem gesamten Temperaturbereich des TAFF zwischen $T_c$ und $T_{irr}$ eine Vortexbewegung zu einer induzierten Spannung $U_a$ führt. Wie in Kapitel 6.1 gezeigt, ist der Bereich des Flussfließens für 3mT bis 83K ausgedehnt.

Um den Kurvenverlauf von $U_a(T)$ mit der AC-Suszeptibilität vergleichen zu können, muss daran erinnert werden, dass letztere stark von den Messparametern wie Anregungsamplitude und -frequenz abhängt (s. Kapitel 6.4). Das Maximum in $U_a$ bei 86K korreliert mit dem Sprung in $\chi'_{AC}$ für hohe Frequenzen und kleine Amplituden (41MHz, 6mV), wie in Abb. 6.12 zu erkennen ist. Die AC-Suszeptibilität spiegelt die diamagnetischen Eigenschaften der Probe wider, genauso wie Magnetisierungsverluste. Die Position der Kante in $\chi'_{AC}$ ist über die Kramers-Kronig Relationen mit der Lage des Maximums in $\chi''_{AC}$ verknüpft. Die Verluste, die sich in $\chi''_{AC}$ widerspiegeln, korrelieren mit dem Produkt aus bewegtem Fluss, Vortexgeschwindigkeit und -viskosität.

Bei einer gerichteten Bewegung, wie einem durch SAWs induzierten Vor-

texwandern, hängt der Verlauf von $U_{MD}(T)$ von der Kopplung der Schallwellen an die Vortices und von der Beweglichkeit der Vortices ab, d.h. von der Viskosität der Vortexphase. Zunächst soll der Einfluss der Temperatur auf die Kopplung zwischen Schall und Vortices betrachtet werden.

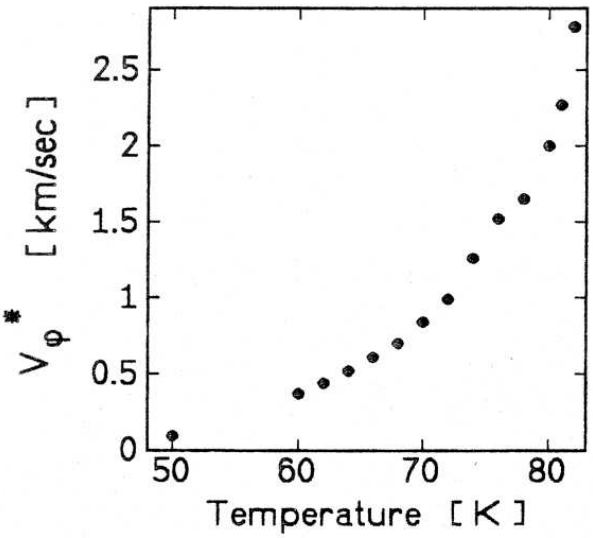



***Abbildung 7.4:*** *Kritische Vortexgeschwindigkeit in einem supraleitenden YBCO-Film. In der Nähe von $T_c = 87K$ sind Geschwindigkeiten über 3500m/s ($v_{SAW}$) zu erwarten. Abb. aus [16]*

In Gl. 2.8 wurde die Temperaturabhängigkeit der Pinningkraft vorgestellt. Diese Relation gilt sowohl für intrinsische Pinningsites, als auch im Fall eines dynamischen Pinninggitters mit durch Schall erzeugten Pinningsites.

Bei dem akustoelektrischen Effekt gilt für die Kopplung zwischen Schall und Vortices die Abhängigkeit von den charakteristischen Längen $\xi_{GL}(T)$ und $\lambda_L(T)$, wie sie von Gutliansky behandelt worden ist [66]. Da genaue Kenntnisse über den Kopplungsmechanismus der Schallwellen an die Vortices fehlen, lassen sich an dieser Stelle keine eindeutigen Aussagen über das Temperaturverhalten dieser Größe machen. Anders sieht es mit der Vortexbeweglichkeit aus. Hierzu gibt es experimentelle Untersuchungen, die der Bestimmung einer kritischen Vortexgeschwindigkeit dienen.

Döttinger et al. bestimmten die kritische Vortexgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Temperatur (Abb. 7.4) [16]. Die untersuchte Probe ähnelt dem hier verwendeten Supraleiter, es handelt sich um einen 100nm dicken, optimal dotierten YBCO-Film. Man erkennt in der Abbildung, dass die kritische Vortexgeschwindigkeit für Temperaturen nahe $T_c = 87K$ nahezu exponentiell ansteigt. Für die Messung zugänglich waren in diesem Experiment nur Werte bis ca. $2800m/s$ bei $82K$. Es lässt sich aber abschätzen, dass bei weiterer

Annäherung an $T_c$ Geschwindigkeiten von über $3500 m/s$ möglich sind, was der Phasengeschwindigkeit der SAWs entspricht.

Dieser Befund ist ein Hinweis darauf, warum der Einfluss von SAWs nur in einem schmalen Temperaturbereich nahe der Sprungtemperatur $T_c$ und nicht bis zu $T_{irr}$ zu beobachten ist: Nur für Temperaturen nahe $T_c$ ist die Beweglichkeit der Vortices hoch genug, um den SAWs folgen zu können.

## 7.4 Magnetfeldabhängigkeit

Um einen Überblick über das Verhalten von $U_a$ bei verschiedenen Feldstärken zu bekommen, wurden Messungen durchgeführt, bei denen gleichzeitig das Magnetfeld und die Temperatur verändert wurden. Das Magnetfeld wurde dabei kontinuierlich durchgefahren ($\pm 50 mT$) und die Temperatur zyklisch zwischen 82K und 95K variiert. Über einen Zeitraum von ca. $48h$ konnten so die induzierte Spannung am YBCO-Film in etwa 200.000 Datenpunkten gesammelt und in einem 2D-Colorplot dargestellt werden (Abb.7.5).

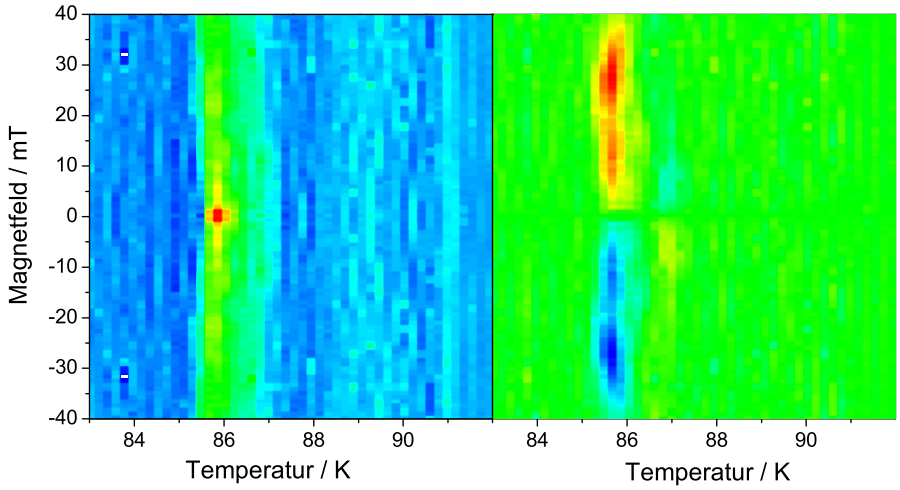



***Abbildung 7.5:*** *$U_{IDT}$ am supraleitenden Film bei variiertem Magnetfeld und Temperaturänderung. Der zum Magnetfeld antisymmetrische Anteil $U_a$ (rechts) wird in Zusammenhang mit einer Vortexbewegung interpretiert. Die Farbcodierung ist in beiden Bildern auf ein Kontrastmaximum optimiert. Die Spannungen liegen rechts zwischen $\pm 0.32 \mu V$ und links im Bereich $0.48 - 1.05 \mu V$.*

Folgende Details mussten dabei beachtet werden, um systematische Messfehler zu vermeiden: Es entsteht ein Offset in der gemessenen Spannung durch die Geschwindigkeit und Richtung, mit der die Temperatur variiert wird. Dieser lässt sich auf eine Thermospannung zurückführen, die beim Heizen bzw. Kühlen durch unterschiedliche Temperaturen an den Anschlüssen der Probe entsteht. Ebenfalls kommt es zu einem Offset in der gemessenen Gleichspannung infolge von magnetischer Induktion durch die Variation des Magnetfeldes. Um diese Einflüsse zu minimieren, wurde die Temperatur mit 5K/h verändert, was zu einer vernachlässigbaren Thermospannung von $< 10nV$ führte. Das Magnetfeld wurde hingegen als Sägezahn variiert (Frequenz: 2mHz), so dass der magnetisch induzierte Offset durch das in der flachen Flanke konstante $\dot{B}$ gleich blieb. Im Moment des Umpolens, d.h. in der steilen Flanke des Sägezahns, ist der magnetisch induzierte Offset sehr groß, so dass sich diese Messpunkte einfach herausfiltern ließen. Um eine genaue Temperaturmessung zu erhalten, wurde als Referenz der Widerstand des Goldstreifens auf der Probe mit einer 4-Punktmessung bestimmt. Der Messstrom wurde mit $1mA$ klein genug gehalten, um ein Aufheizen der Probe zu vermeiden.

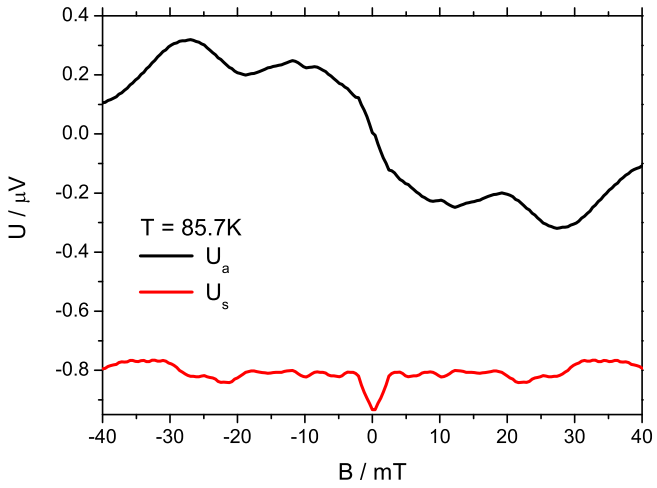



***Abbildung 7.6:*** *Schnitte durch die 2D-Colorplots (Abb. 7.5) bei 85.7K. Der symmetrische Anteil in $U_{IDT}$ bleibt nahezu konstant. Nur für eine magnetische Feldstärke $|B| < 3mT$ lässt sich im Betrag von $U_s$ ein kleines Maximum erkennen. Im antisymmetrischen Anteil entwickelt sich ein Maximum bei etwa $\pm 28mT$. Bei höheren Feldstärken fällt die durch Vortexbewegung induzierte Spannung wieder ab.*

Die gewonnenen Daten-Matrizen wurden mit einer dafür geschriebenen Java-Routine in den zum Magnetfeld symmetrischen und antisymmetrischen Anteil zerlegt. Die Ergebnisse sind in Abb. 7.5 dargestellt. Hier erkennt man, dass der antisymmetrische Anteil in der nahen Umgebung unterhalb von $T_c$ zu finden ist und für Feldstärken größer als $40mT$ verschwindet. Der symmetrische Anteil zeigt sich als gleichmäßiges Band, das dem supraleitenden Übergang folgt: Zu hohen Feldstärken verschiebt sich das symmetrische Potential zu tieferen Temperaturen. Auffallend ist ein prominentes Maximum für kleinste Feldstärken bei 86K, wie es auch als $U_s$ in Abb. 7.2b zu sehen ist. Es bleibt festzustellen, dass die durch Vortexwandern induzierte $U_a$ auch bei höheren Feldern an den Bereich kurz unterhalb $T_c$ gekoppelt ist. Oberhalb von 35mT fällt der antisymmetrische Anteil schnell ab. Da noch zu wenig über den Wechselwirkungs- und Transportmechenismus bekannt ist, lässt sich über die Ursache dafür nur spekulieren.

In Abb. 7.6 ist ein Schnitt durch die 2D-Colorplots bei 85.7K gezeigt. Sie stellen den isothermen Verlauf der induzierten Spannung in Abhängigkeit vom Magnetfeld dar. Der symmetrische Anteil bleibt weitgehend unverändert, wenn von einem kleinen Maximum für kleinste Feldstärken abgesehen wird. Im antisymmetrischen Anteil lässt sich für Feldstärken <3mT hingegen ein rasanter Anstieg feststellen, der bei $\pm 10mT$ in die Sättigung zu gehen scheint. Für größere Felder fällt $U_a$ jedoch zunächst wieder ab und steigt bei $\pm 28mT$ auf ein zweites Maximum.

In Abb. 7.7 sind Schnitte bei konstanten Feldstärken durch Abb. 7.5 dargestellt. Hier lässt sich sehr gut erkennen, dass bei Feldstärken oberhalb von 30mT der antisymmetrische Anteil abfällt und zudem das SNR deutlich schlechter wird. Daher wurden auch keine Daten für Magnetfelder größer als 40mT aufgenommen. Im symmetrischen Anteil ist die Entwicklung des Untergrundes in Abhängigkeit vom Magnetfeld zu erkennen. Das Maximum schiebt dabei leicht zu tieferen Temperaturen und für kleinste Felder ($B = 0mT$) ist $U_s$ etwa um 30% größer als bei höheren Feldstärken ($B > 3mT$).

Wie lässt sich die Entwicklung von $U_a(T)$ in Abhängigkeit vom Magnetfeld verstehen? $U_{MD}$ ist proportional zur Anzahl der bewegten Vortices und proportional zu deren Geschwindigkeit. Für kleinste Felder gibt es tatsächlich einen linearen Zusammenhang zwischen Feldstärke und $U_a$. Bei höheren Feldstärken treten nun zwei Prozesse miteinander in Konkurrenz: Einerseits stehen mehr Vortices zur Verfügung, andererseits scheinen sie weniger beweglich zu sein, bzw. die Kopplung an den Schall scheint nachzulassen. Bei höheren Feldstärken bzw. Vortexdichten macht sich verstärkt die abstoßende Vortex-Vortex Wechselwirkung bemerkbar, die zu einem Ablösen der Vortices von den Pinningsites führen kann und für den schnellen Abfall von $T_{irr}(B)$ verantwortlich ist (siehe Kapitel 2.3). Nach Gl. 2.9 fällt $T_{irr}(B)$ für kleine

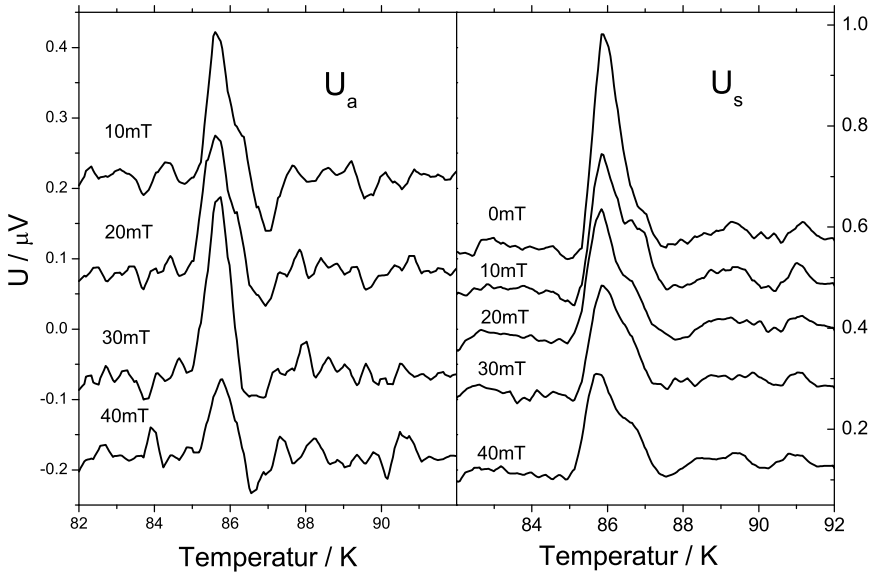



***Abbildung 7.7:*** *Schnitte durch die 2D-Colorplots (Abb. 7.5) bei verschiedenen Magnetfeldern. Die einzelnen Kurven wurden vertikal verschoben. $U_a(T)$ ist ohne magnetisches Feld definitionsgemäß Null.*

Felder mit $B^{-1.2}$. Dieses Verhalten unterstützt die Theorie, dass es sich bei der Vortex-Schall Wechselwirkung um ein Schall-induziertes Pinninggitter handelt. Allerdings berechnet auch Gutliansky eine starke Feldabhängigkeit für den akustoelektrischen Effekt in Supraleitern. Dieser kann sogar zu einem Umpolen der induzierten Spannung führen, was aber erst für wesentlich höhere Feldstärken bei ca. 1T erwartet [66] wird.

# Kapitel 8

# Der symmetrische Untergrund

Eine offene Frage bei der Interpretation der induzierten Spannung ist bislang der Anteil des zum Magnetfeld symmetrischen Hintergrundes ($U_s$). Da er unabhängig von der Polarisation der $B_z$-Komponente ist, sollte er unabhängig von einer gerichteten Bewegung der Vortices sein. Auf der Suche nach möglichen Quellen liegt es nahe, die Einflüsse der HF-Strahlung im Probenraum zu untersuchen. Die HF-Felder induzieren Wirbelströme im supraleitenden Film, die mit diesem hochgradig nichtlineren Material wechselwirken können. In der Literatur findet man ein Phänomen, das als *Gleichrichtung* oder *AC-DC Umwandlung* in Supraleitern bezeichnet wird. Die bekannten Untersuchungen zu diesem Phänomen liefern teilweise außergewöhnliche Interpretationen.

## 8.1 AC-DC Umwandlung in Supraleitern

Die ersten Untersuchungen zum Phänomen der AC-DC Umwandlung an Hochtemperatursupraleitern (HT-Supraleitern) gibt es von Chen et al., bei denen ein Wechselstrom an eine Probe angelegt und parallel zum AC-Strompfad ein DC-Potentialgefälle beobachtet wurde [75]. Die Umwandlung von einem AC-Strom in eine DC-Spannung wurde als umgekehrter AC-Josephson Effekt interpretiert. Es konnten DC-Spannungen bis zu Temperaturen von 240K gemessen werden, was als redundante supraleitende Eigenschaften interpretiert wurde. Mit der gleichen Interpretation wurde dieser Effekt auch von Hiller et al. in Abhängigkeit von AC-Amplitude und einem angelegten Magnetfeld untersucht [76, 77]. Munger et al. wiesen schließlich die AC-DC Umwandlung auch bei 300K nach [78].

Einen anderen Ursprung in der AC-DC Umwandlung glaubten Gerber und Deutscher zu sehen [79]. Sie vermuteten als Ursache den Aharonov-

Bohm-Effekt, der an einzelnen, supraleitenden Schleifen im Probenfilm auftreten sollte.

Diese mutigen Deutungen, die den Ursprung dieses Phänomens in den supraleitenden Eigenschaften des Materials suchen, geben einen Eindruck von dem Entdecker- und Abenteurergeist in der Pionierzeit der Forschung an HT-Supraleitern Ende der 80er und Anfang der 90er Jahre. In den Experimenten wurde dabei sowohl ein direkt an die Probe angelegter Wechselstrom untersucht, als auch ein elektromagnetisches Wechselfeld, das seinerseits AC-Wirbelströme im Supraleiter induziert.

Die erste, plausible Deutung der AC-DC Umwandlung stammt von Ikegawa et al., die sich mit supraleitenden $BaPbBiO$-Proben beschäftigt haben [80]. Sie gehen von einem konventionellen Ansatz aus, der das System Supraleiter-Kontaktelektroden als nichtlineares (nicht-Ohmsches) U(I)-Element interpretiert. Die Kennlinie lässt sich in einer Potenzreihe bis zur dritten Ordnung entwickeln als

$$U(I) = U(0) + \frac{dU}{dI} \mid_0 I + \frac{1}{2!}\frac{d^2U}{dI^2} \mid_0 I^2 + \frac{1}{3!}\frac{d^3U}{dI^3} \mid_0 I^3. \tag{8.1}$$

Bei einem eingespeisten AC-Strom wird neben der Komponente $I_{rf1}$ auf der Grundfrequenz $\omega$ auch noch die Komponente der ersten Harmonischen berücksichtigt, die in jedem realen Netzwerk in unterschiedlicher Amplitude $I_{rf2}$ und Phase $\phi$ anfällt:

$$I = I_{rf1} sin(\omega t) + I_{rf2} sin(2\omega t + \phi). \tag{8.2}$$

Aus diesen Gleichungen lässt sich die DC-Komponente berechnen zu

$$U_{DC} = \frac{dU^2}{dI^2} \mid_0 \left( \frac{I_{rf1}^2 + I_{rf2}^2}{4} \right) + \frac{dU^3}{dI^3} \mid_0 \left( -\frac{I_{rf1}^2 I_{rf2}}{8} \sin\phi \right). \tag{8.3}$$

Zwei Terme tragen nach Gl. 8.3 zu der Erzeugung der DC-Spannung bei. Zum einen findet man einen *Gleichrichtungsterm*, der proportional zum Quadrat der Wechselstromanteile ist. Aber selbst wenn $d^2U/dI^2 = 0$ ist, fällt eine Gleichspannung ab, die von der Phasendifferenz $\phi$ zwischen Grundschwingung und der zweiten Harmonischen abhängt. Dieser zweite Term kommt durch die Interferenz zwischen der Grund- und der Oberschwingung in Kombination mit einem nichtlinearen Übertragungsverhalten zustande. Er wird deshalb *nichtlinearer Interferenzeffekt* genannt. In Gl. 8.3 ist erkennbar, dass das Gleichspannungspotential, das durch die nichtlineare Interferenz erzeugt wird, mit $\sin\phi$ von der Phasenbeziehung zwischen Grund- und Oberwelle abhängt. Durch den Nachweis dieser $\sin\phi$-Abhängigkeit konnten Ikegawa et al. ihre Theorie untermauern. Allerdings konnten andere Autoren dieses Verhalten nicht zeigen, weshalb sie auf Distanz zu diesem Modell gingen [79].

## 8.2 AC-DC Umwandlung im Experiment

Um die Ergebnisse aus der Literatur zu überprüfen und letztlich den Ursprung der symmetrischen Hintergrundsspannung zu klären, wurden Experimente zur AC-DC Umwandlung an den YBCO-Filmen durchgeführt. Dabei war besonders das Verhalten in Abhängigkeit von der Temperatur und in magnetischen Feldern interessant. Es war wichtig, zu klären, ob die Spannungen im gleichen Temperaturbereich wie $U_{IDT}$ auftreten und ob sie symmetrisch zum angelegten magnetischen Feld sind.

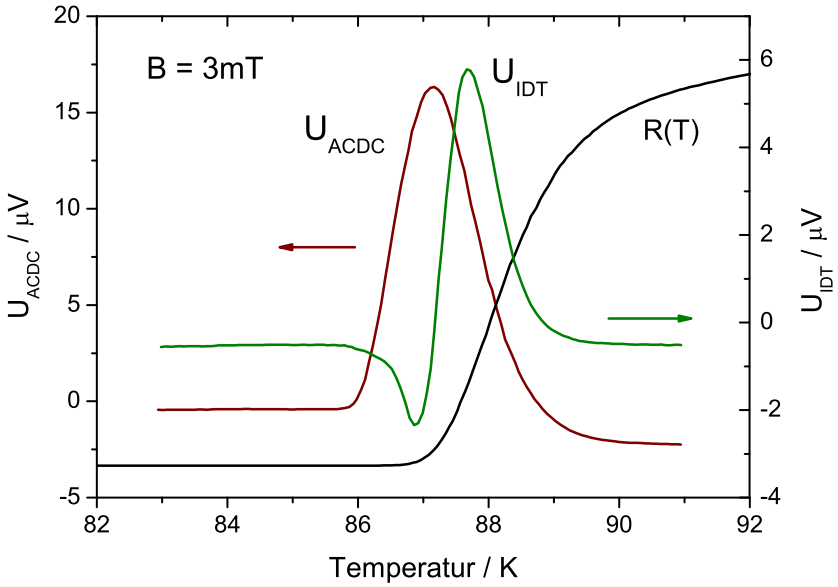



***Abbildung 8.1:*** *AC-DC Umwandlung in der YBCO-Probe. Die Wechselspannung wurde an die äußeren Stromkontakte der Probe angeschlossen und die Gleichspannung an den inneren Spannungskontakten gemessen. Der Temperaturbereich der Gleichrichtung schließt den Bereich von $U_{IDT}$, d.h. der durch SAWs induzierten Gleichspannung, mit ein.*

Zunächst sollte dabei das Gleichrichtungsverhalten bei einem direkt angelegten Wechselstrom und anschließend bei über Antennen abgestrahltem HF-Feld untersucht werden. Das erste Experiment zeigte schnell überzeugende Ergebnisse: Im Bereich von $T_c$ lässt sich eine DC-Spannung von einigen Mikrovolt an der Probe beobachten, wenn sie von einem Wechselstrom durchflossen wird (Abb. 8.1). Allerdings ließ sich ein erstaunliches Phänomen beobachten: Wenn die Anschlüsse der *Wechselspannung* umgedreht werden, ändert sich auch die Polarität der Gleichspannung. Die Ursache hierfür soll im nächsten Abschnitt behandelt werden.

Von besonderem Interesse ist es, zu überprüfen, wie sich ein Magnetfeld

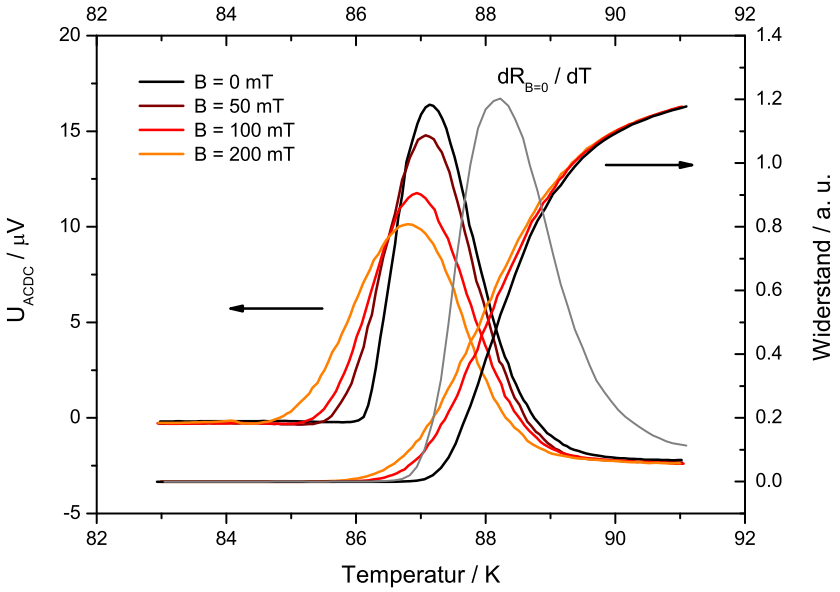



***Abbildung 8.2:*** *Feldabhängigkeit der AC-DC Umwandlung in YBCO Probe. $U_{ACDC}$ nimmt für größer werdende Magnetfelder ab und das Maximum schiebt zu tieferen Temperaturen. Zum Vergleich sind die R(T)-Kurven des Supraleiters sowie $dR/dT$ für $B = 0$ gegeben.*

auf die gemessene Gleichspannung auswirkt. In Abb. 8.2 ist die Spannung für verschiedene Magnetfelder über der Temperatur aufgetragen. Das Maximum fällt zu größeren Feldstärken deutlich ab und schiebt wie der supraleitende Übergang zu tieferen Temperaturen. Dieses Verhalten weckt eine Assoziation mit der Ableitung der Widerstandskennlinie, aber man sieht in Abb. 8.2, dass $dR/dT$ ein Maximum bei höheren Temperaturen hat, es ist um ca. 1K verschoben.

Es wurde weiterhin festgestellt, dass sich im Unterschied zu der induzierten Spannung durch SAWs ($U_{IDT}$) bei $U_{ACDC}$ *kein* Anteil erkennen lässt, der antisymmetrisch zum angelegten Magnetfeld ist.

## 8.3 Die Symmetrie von Wechselspannung

Die hochfrequente Spannung, die an den Film angelegt wurde, wurde von einem konventionellen HF-Generator (Rohde und Schwartz SML01) erzeugt und über einen 50Ω Koaxialausgang zur Verfügung gestellt. Da hier ein unsymmetrischer Effekt (DC Potential) an einem symmetrischen Versuchsaufbau (DC Potential an einer von Wechselspannung durchflossenen, symmetrischen Probe) untersucht wird, müssen an dieser Stelle die Symmetrieeigen-

schaften von Hochfrequenzleitungen überdacht werden. In der HF-Technik unterscheidet man zwischen *symmetrischen* und *unsymmetrischen* Leitungen. Letztere sind z.B. Koaxialleitungen bei denen zwischen Außen- und Innenleiter differenziert wird. Symmetrische Leitungen können aus zwei parallele Leitungen (HF-Flachbandleitungen) oder aus verdrillten Drähten bestehen. Der wesentliche Unterschied ist der Bezug zum Erdpotential. Koaxialleitungen sind deshalb beliebt, weil sie unempfindlich gegen äußere Kapazitäten sind und nahezu bedenkenlos verlegt werden können.

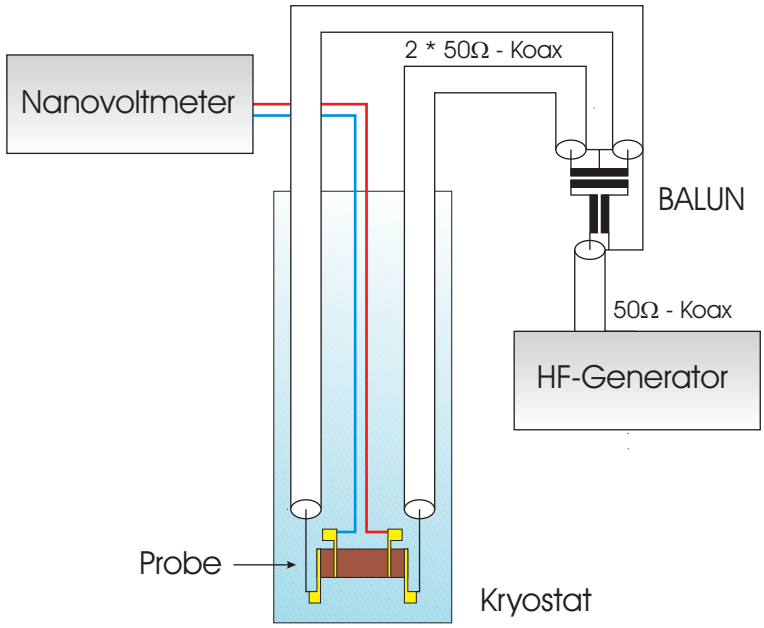



***Abbildung 8.3:*** *Für die Messungen zur AC-DC Umwandlung in der Probe wurde die HF-Spannung über einen BALUN-Transformator an zwei* 50Ω *Koaxialleitungen angepasst und symmetrisch zur Probe geführt.*

Da es sich bei der AC-DC Umwandlung um einen komplizierten Effekt handelt, wurde versucht, die Abhängigkeit der $U_{DC}$ von der *Polarität* der Wechselspannung zu untersuchen. Um Zugriff auf die Symmetrieeigenschaften der HF durch Verschaltungen außerhalb des Kryostaten zu haben, wurden die Anschlusskabel an der Probe für den Wechselstrom als Innenleiter in zwei identischen 50Ω Koaxialleitungen nach außen geführt. Das entspricht einer 100Ω symmetrischen Leitung mit gleichem Abstand zum Erdpotential. Um diese Leitung an den 50Ω Koaxialausgang des Signalgenerators anzupassen, wurde in Absprache mit der Firma Microcircuits eine Transformatorschaltung (BALUN-Schaltung: balanced to unbalanced) gewählt, wie sie in Abb. 8.3 zu sehen ist. Als Übertrager wurden dabei die beiden HF-Transformatoren

ADT2-1T-1P und ADTL1-12 benutzt, die für den Frequenzbereich 20MHz - 600MHz optimiert sind.

Die ersten Experimente sollten prüfen, ob die Polarität der induzierten Gleichspannung nur von dem Erdpotential der HF oder tatsächlich von der *Polung* der HF-Anschlüsse abhängig ist. Die Messungen zeigten, dass das Vorzeichen von $U_{DC}$ tatsächlich nur von Polung der HF-Leitungen abhängt: Ein Vertauschen der Anschlüsse entweder auf der Primär- oder auf der Sekundärseite des BALUN führte zu einer Vorzeichenumkehrung $U_{DC}$. Es ließ sich in diesem Versuchsaufbau auch ein HF-Anschluss der Probe willkürlich auf Masse legen, ohne die Polarität der Gleichspannung zu beeinflussen.

Diese Experimente zeigten, dass die HF-Spannung unabhängig von der Leitungsgeometrie bzw. der Erdung eine unsymmetrische Komponente haben muss, die für die AC-DC Umwandlung verantwortlich ist.

## 8.4 Nichtlineare Interferenz

Nachdem die Ursache für die AC-DC Umwandlung offensichtlich nicht in der unsymmetrischen, geerdeten Zuleitung lag, mussten detailiertere Betrachtungen über die Zusammensetzung der Spannung an der Probe angestellt werden.

Wie aus der Gleichung 8.3 hervorgeht, trägt die erste Oberwelle zu einem Gleichspannungsabfall an der Probe bei und zwar in Abhängigkeit von der Phasenlage zur Grundschwingung. In dem Term der nichtlinearen Interferenz ist zu erkennen, dass $I_{rf2}$ die Polarität dieses Anteils beeinflusst. In Gleichung 8.2 lässt sich in Erinnerung rufen, wie $I_{rf2}$ definiert ist: Es ist der Wert der Amplitude der Oberwelle im Wechselstrom. Eine Änderung der Polung des Wechselstroms an der Probe führt dazu, dass sich $I$ zu $-I$ transformiert und genauso kehren sich auch die Vorzeichen vor $I_{rf1}$ und $I_{rf2}$ um. Nun lässt sich erkennen wie $U_{DC}$ auf einen Wechsel der Polung der HF-Anschlüsse reagiert: $I_{rf1}$ trägt ausschließlich im Quadrat zu der Gleichspannung bei, d.h. $U_{DC}$ ist unabhängig von der Polung der Grundschwingung. Anders sieht es beim Umpolen der Oberwelle aus: Eine Umpolung von $I_{rf2}$ führt zu einem Wechsel im Vorzeichen des zweiten Terms (Gl. 8.3).

Diese Kenntnis erlaubt eine weiterführende Interpretation der Messungen: Die AC-DC Umwandlung wird also nicht wie vermutet über einen Gleichrichtungsprozess bestimmt, sondern von einem Interferenzeffekt dominiert. Ein Umpolen der HF-Spannung führt zu einer Verschiebung der Phasendifferenz zwischen Grund- und Oberwelle um 180° an den Potentialkontakten. In Abb. 8.4a sind zwei Gleichspannungen aufgetragen, die beim Anlegen von 41MHz mit wechselnder Polung (über BALUN) an der YBCO Probe gemessen wur-

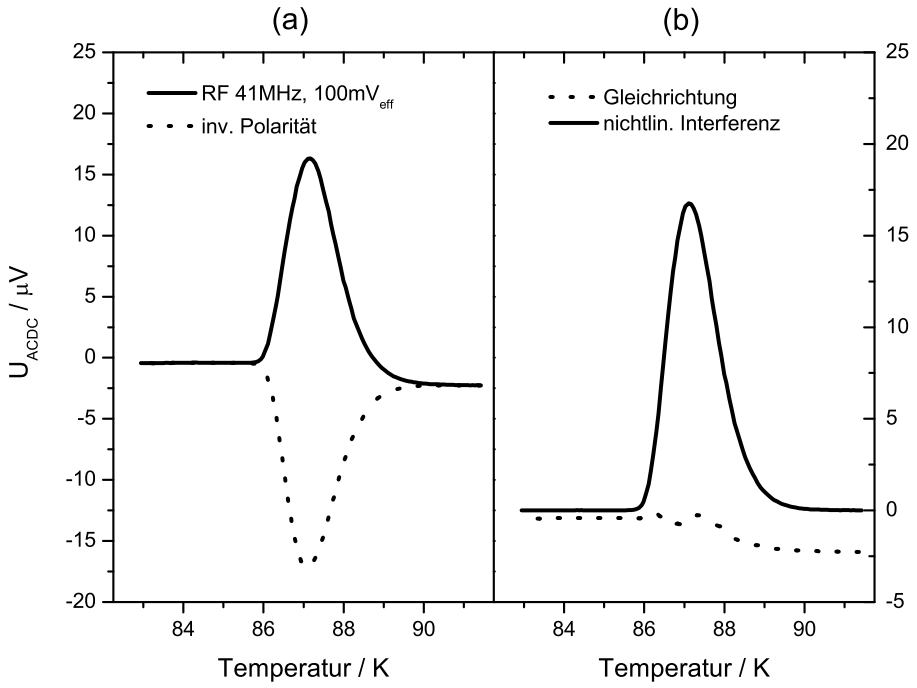



***Abbildung 8.4:*** *Gleichspannung am YBCO-Film bei umgekehrt gepolter HF-Spannung. Man erkennt einen Anteil der mit der Polung der HF wechselt (nichtlineare Interferenz) und einen Anteil, der einer Gleichrichtung entspricht.*

den. Sie zeigen den bekannten Verlauf mit einem einzelnen Extremum am supraleitenden Übergang und eine kleine darunterliegende Stufe. In Abb. 8.4b sind diese Spannungen in zwei Anteile aufgespalten:

- stufenförmiger Anteil, der als gleichgerichtete HF verstanden werden kann. Er hängt nicht von der Polung der Wechselspannung ab und folgt dem supraleitenden Übergang.
- sehr viel größerer, Peak-förmiger Anteil, der durch den nichtlinearen Interferenzeffekt hervorgerufen wird. Er wechselt mit einem Umpolen der HF sein Vorzeichen.

Die Stufe kann dabei auch auf eine unterliegende Gleichspannung auf den HF-Leitungen zurückgeführt werden, wie sie etwa durch Kontaktspannungen auftreten kann.

Es soll daran erinnert werden, dass das Modell, das Ikegawa et al. vorstellten [80], eine Näherung an einen nichtlinearen Effekt darstellt. Terme jenseits der dritten Ordnung wurden vernachlässigt, obwohl die kubischen Terme in den hier vorgestellten Ergebnissen schon dominieren. Das Modell reicht aber an dieser Stelle völlig aus, um diese qualitativ zu beschreiben.

## 8.5 Induzierte Wirbelströme

Im vorherigen Abschnitt wurde gezeigt, wie ein Wechselstrom, der durch einen Supraleiter bzw. ein beliebiges Material mit nicht-Ohmscher U(I)-Charakteristik fließt, ein Gleichspannungsabfall über dem Strompfad verursacht. HF-Strahlung kann zu den gleichen Effekten führen, wobei die zugrunde liegenden Mechanismen die gleichen sind: Das HF-Feld induziert einen AC-Wirbelstrom in der Probe was ebenfalls ein DC-Potential an der Oberfläche zur Folge hat.

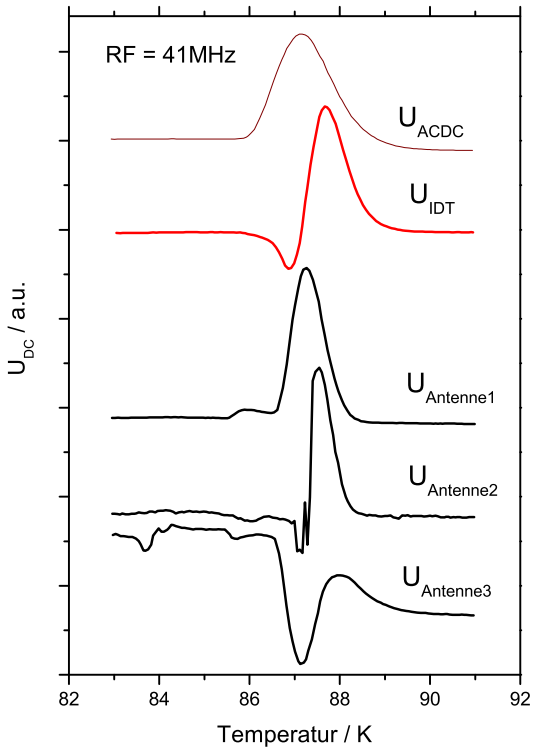



***Abbildung 8.5:*** *Induzierte Gleichspannung in der YBCO-Probe bei verschiedenen HF-Quellen. Die HF wird entweder direkt an die Probe angelegt ($U_{ACDC}$), an den IDT ($U_{IDT}$) oder an verschiedene offene Messleitungen, die als Antennen funktionieren. Die einzelnen Kurven wurden vertikal verschoben und individuell skaliert.*

Wird die Probe anstelle eines direkt angelegten Wechselstromes einem HF-Feld ausgesetzt, treten allerdings einige Besonderheiten auf.

- Im allgemeinen ist die Richtung der HF-Strahlung nicht klar definiert, wenn nicht gerade ein erheblicher apparativer Aufwand betrieben wird (z.B. eine Probe in einem Mikrowellen-Hohlleiter). Es bilden sich im

Kryostaten also zahlreiche Reflexionen und Interferenzen die zu einer starken Frequenzabhängigkeit der induzierten Wirbelströme führen.

- Die unterschiedlichen Laufzeiten zwischen einzelnen reflektierten Wellen führen dazu, dass sich die Phasenbeziehung zwischen Grund- und Oberwelle verändert.
- In den hier vorgestellten Messungen wird ein supraleitender Film verwendet, der stark anisotrope, supraleitende Eigenschaften hat und somit auf die Orientierung des E-Vektors im HF-Feld reagiert.
- Neben Probenraumgeometrie und Frequenz ist auch die Abstrahlcharakteristik der Antenne entscheidend für die HF-Feldstärke und -Orientierung an der Probe.

Man sieht, dass der Effekt der AC-DC Umwandlung im Fall der eingestrahlten HF empfindlich von zahlreichen Parametern abhängt. U(I) ist an Nichtlinearitäten in der Probe gekoppelt ist und man erwartet verstärkte Effekte im Bereich des supraleitenden Übergangs. In Abb. 8.5 sind die gemessenen DC-Potentiale für verschiedene Antennenkonfigurationen und zum Vergleich für direkt angelegten Wechselstrom ($U_{ACDC}$) bzw. der SAW Anregung ($U_{IDT}$) gezeigt. Man erkennt, dass alle HF-Quellen zu Effekten in dem gleichen Temperaturbereich führen, nämlich dem des supraleitenden Phasenübergangs. Diese Anomalien in $U_{IDT}$ können jedoch in Form, Amplitude und Polarität voneinander abweichen.

## 8.6 HF-Abstrahlung der IDTs

Diese Untersuchungen werfen die Frage auf, welcher Anteil der $U_{IDT}$, die von den IDTs im supraleitenden Film induziert wird, auf die HF-Abstrahlung von Zuleitungen und Oberflächenelektroden zurückgeht. An einer Probe wurde der IDT an eine symmetrische Zuleitung, d.h. eine $2 \times 50\Omega$-Koaxialleitung, angeschlossen. Analog zu den Experimenten über die Abhängigkeit der Polarität bei der AC-DC Umwandlung war es nun möglich, die HF-Abstrahlung des IDTs bzw. seiner Zuleitungen umzupolen. Außerhalb des Kryostaten wurde die HF über einen BALUN-Transformator eingekoppelt.

In Abb. 8.6a ist der Einfluss der Verpolung am IDT auf die induzierte $U_{DC}$ dargestellt. Die Messungen wurden jeweils bei invertierten magnetischen Feldern durchgeführt. Man sieht, dass fast das vollständige Signal umgekehrt wird, wie es schon bei direkt angelegtem Wechselstrom beobachtet wurde. Dieses Verhalten spricht dafür, dass dieser Anteil durch abgestrahlte HF entsteht, die AC- Wirbelströme in der Probe induziert. Durch die symmetrische

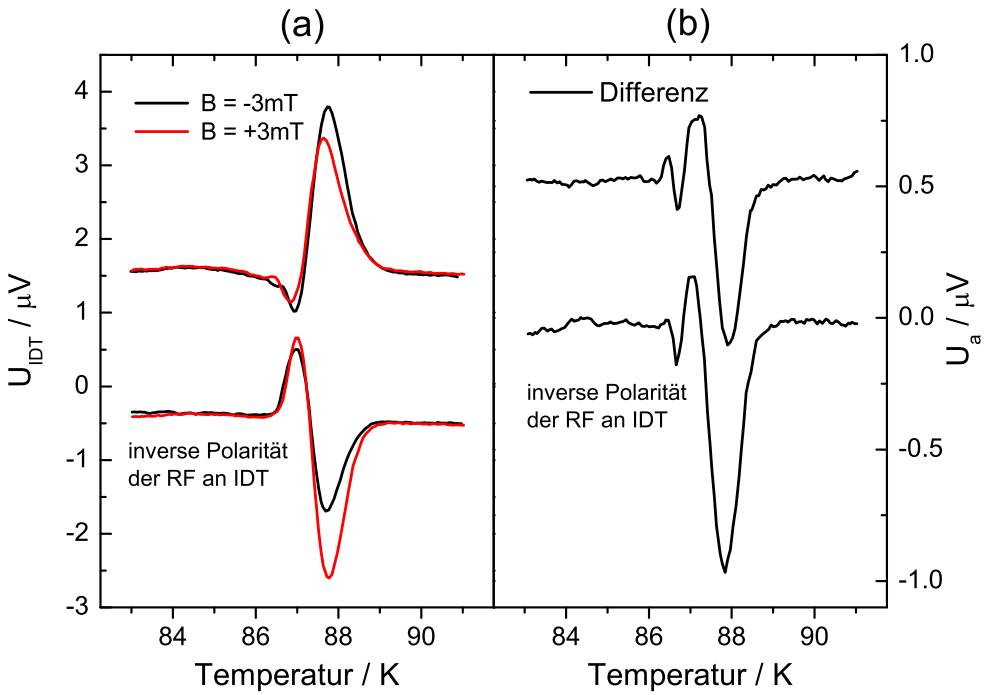



***Abbildung 8.6:*** *In Bild (a) ist die induzierte Gleichspannung an der Probe bei Anregung durch die IDTs zu dargestellt. Die Polarität der HF-Spannung am IDT wurde dabei umgepolt und je für invertierte Magnetfelder gemessen. Die Kurvenpaare sind vertikal verschoben dargestellt. In Bild (b) ist zu erkennen, dass der magnetisch induzierte Anteil $U_a$ unabhängig von der Polung der HF ist.*

Umpolung des IDTs als Antenne drehen sich auch die Abschirmströme bzw. ihre Anteile $I_{rf1}$ und $I_{rf2}$ symmetrisch um. Das ist vergleichbar mit einer Verpolung eines direkt angelegten AC-Stroms an der Probe.

Besonders bemerkenswert ist an der Messung in Abb. 8.6 die Feldabhängigkeit. Die Differenz zwischen $U_{DC}(+B)$ und $U_{DC}(-B)$ wurde schon in Kapitel 7 als antisymmetrische Spannung $U_a$ bezeichnet. In Abb. 8.6b ist zu sehen, dass diese Komponente unabhängig von der Polarität der HF-Spannung am Schallwandler ist, d.h. unabhängig von der Richtung bzw. Phasenverschiebung der durch HF induzierten Wirbelströme im Supraleiter. Dieses Verhalten ist ein weiterer Hinweis darauf, dass $U_a$ tatsächlich durch die Wechselwirkung mit SAWs induziert wird.

# Kapitel 9

# Widerstandsspektren

Wie bereits in Kapitel 6.2 erwähnt, besteht die Möglichkeit, dass akustische Oberflächenwellen (SAWs) die Leitfähigkeit eines Supraleiters beeinflussen. In Kapitel 6.2 wurde diskutiert, dass sich kein Einfluss der SAWs auf die R(T)-Kennlinie feststellen lässt. Im Rahmen dieser Versuche fiel aber eine andere Besonderheit ins Auge: Wenn die Temperatur der Probe konstant im Bereich des supraleitenden Übergangs gehalten wird, kann man eine Abhängigkeit des Widerstands von der Frequenz beobachten, mit welcher der Schallwandler (IDT) angesteuert wurde. Es lassen sich also *Widerstandsspektren* beobachten.

Um diese deuten zu können, ist es nötig das Abstrahlverhalten eines IDTs genauer zu betrachten. Die verwendeten Strukturen haben eine nominelle Resonanzfrequenz von 40MHz bei einem Elektrodenabstand von $80\mu m$. Etwa 20 Elektrodenpaare sind hintereinander geschaltet, um die erzeugte Welle zu verstärken. Da die Elektroden jedoch nicht infinitesimal dünn sind und selber die Ausbreitungsgeschwindigkeit der SAWs innerhalb des IDT beeinflussen, ist der Frequenzgang dieser Struktur ähnlich einem viellagigen, dielektrischen Spiegel: Die Resonanzfrequenz ist in viele kleine Einzelmaxima unterteilt.

Das Abstrahlverhalten eines IDTs lässt sich mit einem Netzwerkanalysator darstellen. Über einen vorgegebenen Frequenzbereich kann ein solches Gerät z.B. den $S_{11}$-Parameter, d.h. die absorbierte Leistung eines 4-Pols, bestimmen. In Abb. 9.1 ist diese Kurve gezeigt. Da es Schwierigkeiten gab, das Gerät über GPIB auszulesen, wurden die wichtigsten Maxima und Minima einzeln vermessen. Der Spline-Fit dient nur der Übersichtlichkeit. Man erkennt, dass das Emissionsspektrum des IDT weitgehend mit dem Spektrum im Filmwiderstand übereinstimmt. Demnach ist die abgestrahlte Leistung des IDTs verantwortlich für die Widerstandsänderung im Film.

Zwei Mechanismen sind nun denkbar, die den Filmwiderstand beeinflussen. Es kann sich in der Tat um eine Veränderung des Pinningverhalten

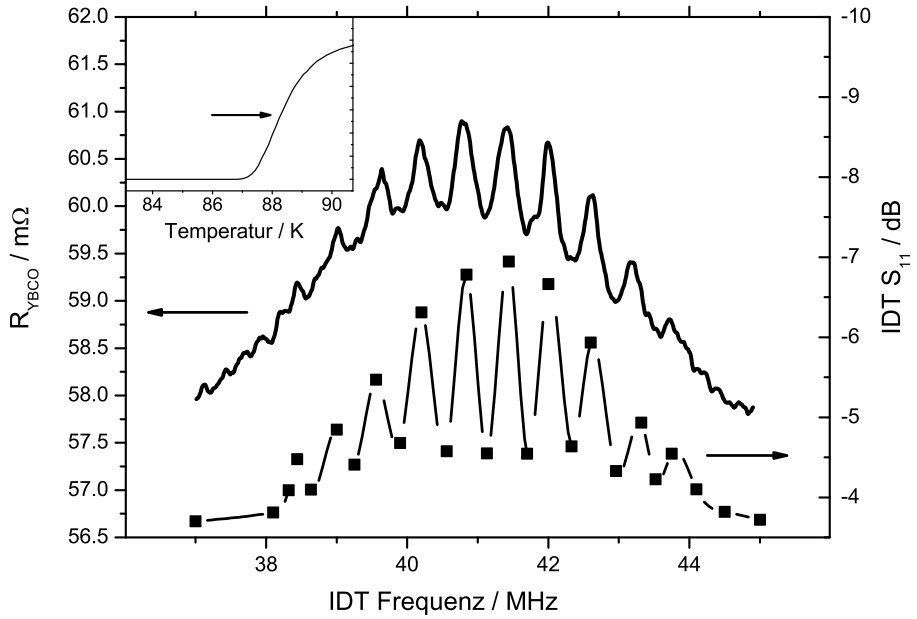



***Abbildung 9.1:*** *Abhängigkeit des Filmwiderstands von der Frequenz der SAWs (über 5NN geglättet). Im Abstrahlspektrum des IDT wurden die Extrema vermessen und mit einem Spline gefittet. Das Inset zeigt den Arbeitspunkt in der R(T)-Kennlinie zur Aufnahme der Spektren.*

handeln, die den Widerstand des Supraleiters verändert. Es wäre auch vorstellbar, dass durch die Erzeugung von SAWs der Film erwärmt wird und somit der Widerstand R(T) moduliert wird. Wenn ein thermischer Effekt vorliegt, sind relativ lange Reaktionszeiten auf eine Veränderung der Anregung zu erwarten. Wird die Anregungsfrequenz z.B. amplitudenmoduliert, wirken die *thermischen Kapazitäten*, d.h. das Wechselspiel aus Wärmekapazität und Wärmeleitung, wie ein Tiefpassfilter (LP) auf die Modulationsfrequenz. Mit der Vermessung dieser LP-Charakteristik lässt sich bestimmen, ob der Effekt thermischer Natur ist und wie hoch die Ansprechzeit bzw. die Grenzfrequenz ist. Für dieses Experiment wurde daher die HF-Erregung amplitudenmoduliert und die Spannung der Widerstandsmessung mit einem auf die Amplitudenmodulation synchronisierten Lockin-Verstärker detektiert (siehe Abb. 9.3). Eine Bestimmung der Modulationstiefe bei konstanter Temperatur zeigt, dass die Amplitude am Lockin-Verstärker mit steigender Modulationsfrequenz tatsächlich exponentiell abfällt, aber nicht gegen Null, sondern gegen einen konstanten Wert strebt.

Um besser zu verstehen, warum auch bei einer schnellen Amplitudenmodulation noch ein konstanter Effekt in der Widerstandsmodulation zu beobachten ist, wurde die Modulationstiefe über der Temperatur aufgezeich-

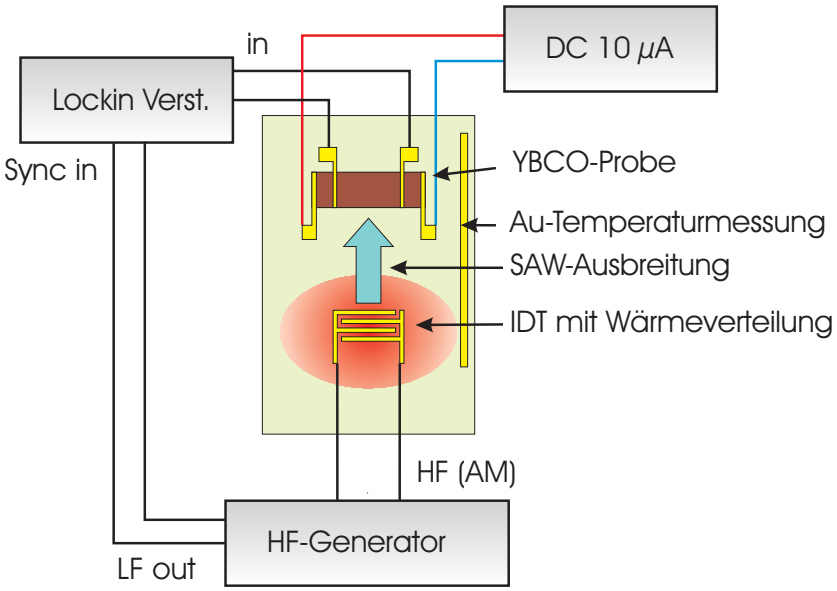



***Abbildung 9.2:*** *Messung der Modulationstiefe: Zur Bestimmung der Ansprechzeit wird von der Gleichspannung, die an den Potentialkontakten abfällt, mit einem Lockin-Verstärker der Anteil gemessen, der synchron mit der Amplitudenmodulation (LF) ist.*

net. Dazu wurde die Temperatur sehr langsam variiert und die Modulationsfrequenz für jede Messung neu eingestellt. Die Ergebnisse sind in Abb. 9.3a dargestellt. Man sieht, dass sich nicht nur die Größe der Modulationstiefe verändert, sondern auch der Verlauf über der Temperatur. Bei einem rein thermischen Effekt hängt die Modulationstiefe nur von der Steigung der R(T)-Kennlinie im Arbeitspunkt ab, d.h. man erwartet einen Verlauf, welcher dR/dT entspricht. Diese sind in Abb. 9.3b vergleichend dargestellt. Bei einer langsamen Modulation (0.3Hz) gleicht der Verlauf der Modulationstiefe der Ableitung von R(T). Allerdings zeigt sich zwischen 86.5K und 88K ein kleiner Offset. Dieser Offset ist genau der Anteil, der bei höheren Frequenzen oberhalb von ca. 10Hz als Untergrund zu sehen ist.

Es darf nicht vergessen werden, dass nicht direkt die Widerstandsmodulation des Films, sondern eine modulierte Spannnung bei einem konstanten Strom ($10\mu A$) über den inneren Potentialkontakten der Probe gemessen wird. Die Messung spiegelt also nicht direkt den Probenwiderstand wider, sondern

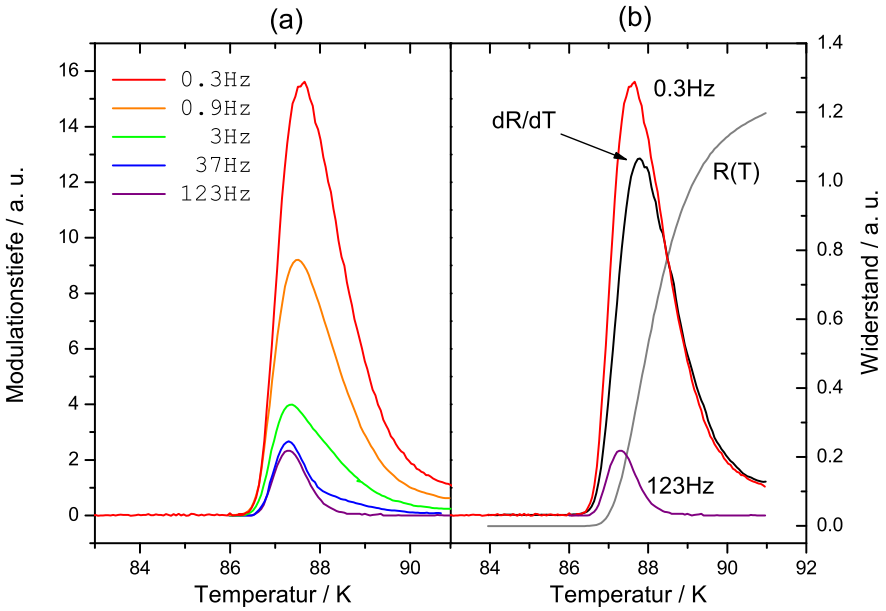



***Abbildung 9.3:*** *(a) Die Modulationstiefe des Widerstandes bei verschiedenen Taktfrequenzen (AM) über der Temperatur aufgetragen. (b) Vergleich der Modulationstiefe mit der Widerstandskennlinie R(T) und deren Ableitung.*

eine mit der Modulationsfrequenz variierte Spannung am Film. Das legt die Erklärung nahe, dass es sich bei dem Offset bzw. dem vermeintlich durch SAWs modulierten Filmwiderstand bei hohen Modulationsfrequenzen um die durch SAWs induzierte $U_{IDT}$ handelt, welche ausführlich in den Kapiteln 7 und 8 diskutiert worden ist.

Somit ist geklärt, dass die Widerstandsspektren am YBCO-Film zwei Ursachen haben: die Erwärmung des Films durch SAWs und die Verfälschung der Widerstandsmessung durch die Induktion von $U_{IDT}$ im Bereich von 86.5K-88K.

Wird die Frequenzabhängigkeit der Modulationstiefe analysiert, zeigt sich, dass die Tiefpass-Charakteristik eine Grenzfrequenz von $f_{LP} = 0.95 \pm 0.09$Hz hat.

Es bleibt noch, den Ursprung der Wärmeentwicklung zu klären. Hierfür bieten sich zwei Interpretationen an:

- Bei der Erzeugung der SAWs entsteht Wärme, die sich über das Substrat ausbreitet.

- Wenn die Welle unter dem Film läuft, schließt der leitende Film die Polarisationswelle kurz und es entstehen Verlustströme, die das Material erwärmen.

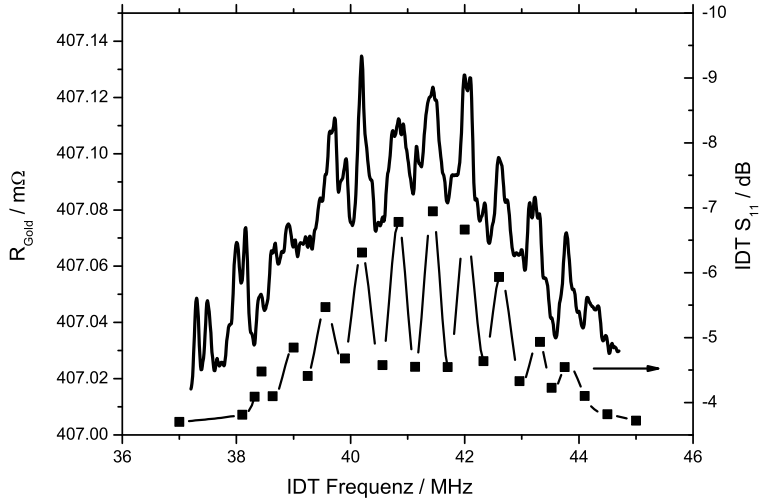



***Abbildung 9.4:*** *Widerstandsspektrum im Goldstreifen. Auch außerhalb des Schallpfades, lässt sich ein Widerstandsspektrum erkennen (geglättet). Eine Widerstandsänderung von* $0.02\Omega$ *entspricht dabei einem Temperaturanstieg von 10mK.*

Es konnte allerdings beobachtet werden, dass der Goldstreifen, der zur Temperaturmessung auf dem Substrat aufgebracht ist, ein ähnliches Spektrum im Widerstand zeigt, obwohl er nicht im Schallpfad der SAWs liegt (Abb. 9.4). Von der Umwandlungswärme, die am IDT entsteht, erwartet man eine nahezu isotrope Ausbreitung über das Substrat und somit auch eine Erwärmung des Goldstreifens .

# Kapitel 10

# Alternative Interpretationen

Neben der Argumentation in Kapitel 7, die für eine gerichtete Wechselwirkung der Vortices mit akustischen Oberflächenwellen spricht, existieren alternative Interpretationsmöglichkeiten für den Ursprung von $U_a$, die in diesem Kapitel vorgestellt und überprüft werden sollen. Dazu sollen der Nernst-Effekt sowie Hallspannungen diskutiert werden.

## 10.1 Der Nernst-Effekt in Supraleitern

Wie bereits in Kapitel 9 diskutiert wurde, ist mit der Dämpfung der SAWs bzw. mit der Schallerzeugung in IDTs eine Wärmeentwicklung verknüpft, die zu einem Temperaturgradienten über der Probe in $x$-Richtung, d.h. senkrecht zu den Spannungskontakten, führt (siehe Abb. 9.2). Der Nernst-Effekt beschreibt in Supraleitern ein Phänomen, das durch die besonderen Eigenschaften der Vortexphase bedingt ist und in Gegenwart eines Temperaturgradienten ($\nabla\mathbf{T}$) und eines magnetischen Hintergrundfeldes ($\mathbf{B}$) zu einem Potentialgefälle ($\mathbf{E}$) in der Probe führt [4].

Ungepinnte Vortices haben die Eigenschaft, gegen den Temperaturgradienten zu wandern, d.h. sich möglichst tief in der supraleitenden Phase aufhalten zu wollen. Das lässt sich anhand des Phasendiagramms erkennen: Je tiefer die Temperatur ist, um so höher liegt das kritische Feld für Supraleiter. Der Durchmesser der Vortices ist hier kleiner und weniger Volumen der supraleitenden Phase wird verdrängt. Bei der translatorischen Bewegung der Vortices bzw. deren rotierender Abschirmströme tritt ein elektromagnetischer Magnuseffekt auf (siehe Kapitel 2.5). Es wird eine Spannung senkrecht zu $\nabla\mathbf{T}$ und senkrecht zu $\mathbf{B}$ induziert. Ein Umpolen des magnetischen Feldes führt dabei zu einem Polaritätswechsel des elektrischen Feldes, d.h. es zeigt die gleichen Charakteristika, wie eine Spannung, die durch SAW angeregte

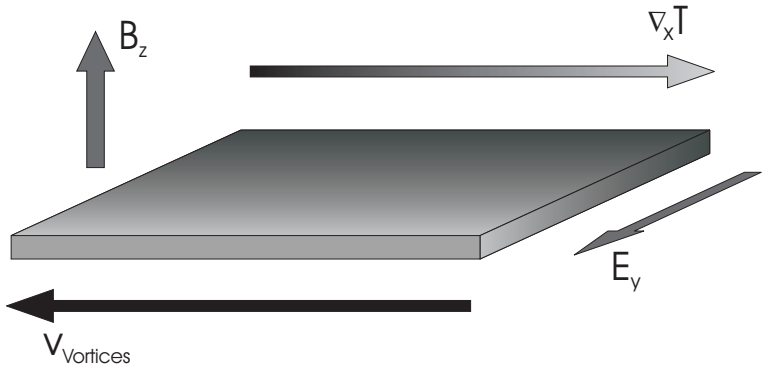



***Abbildung 10.1:*** *Durch den Nernst-Effekt wird in einem Supraleiter senkrecht zu einem Temperaturgradienten $\nabla_x T$ und senkrecht zu einem magnetischen Feld $B_z$ ein elektrisches Feld $E_y$ erzeugt.*

Vortexbewegung induziert wird ($U_a$).

Ob es sich bei $U_a$ um den thermischen Nernst-Effekt handelt, ließ sich mit den Erfahrungen aus Kapitel 9 relativ leicht überprüfen: Thermische Effekte haben eine lange Ansprechzeit in der Größenordnung von 100ms. In einem Kontrollexperiment wurde die HF-Spannung (41MHz) der Transducer amplitudenmoduliert und die induzierte Spannung ($U_{IDT}$) mit einem Lockin-Verstärker gemessen, dessen interner Oszillator auch die Modulationsfrequenz (1.1kHz) für die Amplitudenmodulation lieferte. Problemlos ließ sich wieder $U_a$ nachweisen, was bedeutet, das diese Spannung *keinen* thermischen Ursprung hat (Abb. 10.2).

## 10.2 Nichtlinearitäten im Hallwiderstand

Wie in Kapitel 7 dargelegt wurde, spricht die Magnetfeldabhängigkeit von $U_{IDT}$ für die Existenz eines Beitrags ($U_a$), der sich antisymmetrisch zur Richtung des angelegten magnetischen Feldes verhält. Dieser legt einen Zusammenhang mit der Lorentzkraft nahe. Es stellt sich aber die Frage, ob $U_a$ nicht auch durch die Existenz von AC Abschirmströmen erklärt werden kann. Wie kann aber ein HF-Feld dazu führen, dass ein DC-Potential auftritt, dass sich zudem noch antisymmetrisch zu einem angelegten Magnetfeld verhält? Bis auf die letzte Bedingung konnte diese Frage schon in Kapitel 8 beantwortet werden, d.h. der Ursprung von $U_s$ konnte bereits erklärt werden. Die Verwandtschaft der Fragestellung legt aber nahe, dass auch eine Antwort in einer ähnlichen Wechselwirkung zu finden ist.

Wie bereits in Kapitel 8 diskutiert wurde, kann es aufgrund eines nichtlinearen Verhaltens (U(I)-Kennlinie), zu einer Umwandlung von Wechselströ-

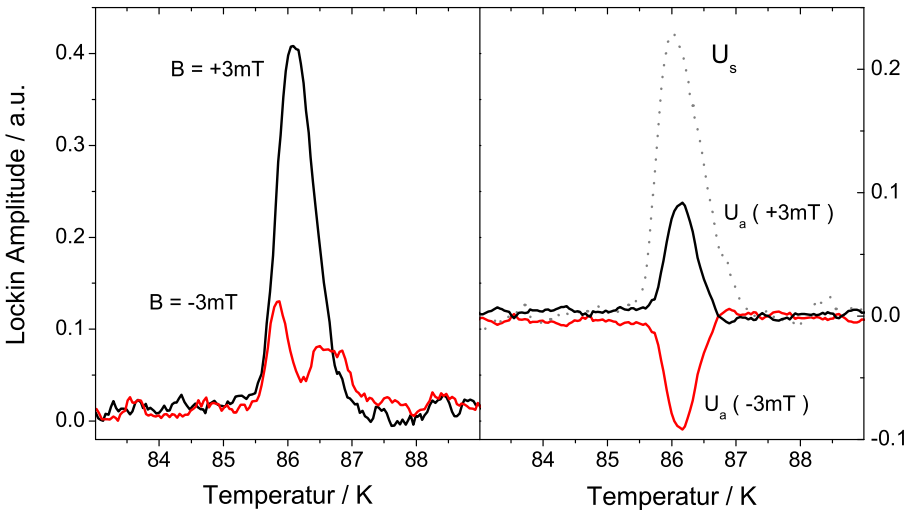



***Abbildung 10.2:*** *Durch SAW/HF induzierte Spannung am YBCO-Film mit Lockin-Technik detektiert. Die Messungen bei $\pm 3mT$ lassen sich wieder in $U_s$ und $U_a$ zerlegen. Die Modulationsfrequenz von 1.1kHz zeigt, dass die Spannungen nicht auf einen thermischen Effekt zurückzuführen sind.*

men in ein DC-Potential kommen. Unklar ist dabei noch, warum sich eine Abhängigkeit von der Polarität des angelegten Magnetfeldes einstellen sollte.

In einem Supraleiter, der einem HF-Feld ausgesetzt ist, werden Wirbelströme induziert, die der Erregung entgegen wirken und das Innere des Supraleiters feldfrei halten. Die Feldstärke in dem Probenraum ist räumlich und zeitlich nicht stationär, sollte aber im zeitlichen Mittel an der Probenposition einen Nettobetrag und -richtung aufweisen. Dieser Vektor soll im Folgenden als $E_{av}$ bezeichnet werden. Stärke und Richtung von $E_{av}$ sind abhängig von Probenraumgeometrie, Probenposition, Antennenform und Abstrahlfrequenz. Die Ebene der Stromschleife, die durch die Abschirmströme gebildet wird, steht Senkrecht auf $E_{av}$. Wenn man die Oberseite der Probe betrachtet, fließt dort im zeitlichen Mittel ein AC-Oberflächenstrom in konstanter Richtung (Abb. 10.3).

Die Hallspannung $U_h$ senkrecht zu einem Magnetfeld $B$, die zwischen zwei Potentialkontakten senkrecht zu einem Strom $I_h$ entsteht, ist über den Hallwiderstand $R_h$ definiert als $U_h = R_h I_h B$. Dabei ist $R_h$ sowohl durch geometrische Eigenschaften der Probe als auch durch Ladungsträgerdichte und Beweglichkeit bestimmt. Es lässt sich jedoch vermuten, dass die Hallspannung einer Probe ähnlich zu der U(I)-Charakteristik Nichtlinearitäten aufweist. Ist $I_h$ ein Wechselstrom, der sich aus der Grundfrequenz $I_{h1} = A_1 \sin \omega t$ und Oberwelle $I_{h2} = A_2 \sin 2\omega t$ zusammensetzt, kann man $U_h(I_h)$ analog zu

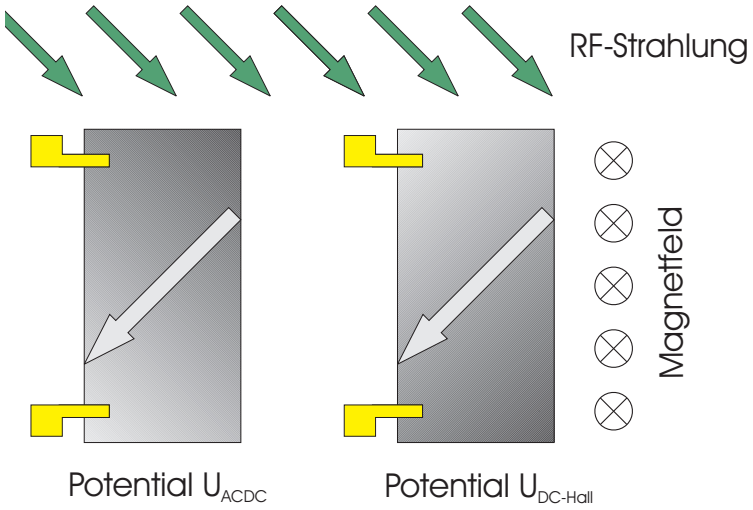



***Abbildung 10.3:*** *Durch HF-Strahlung induzierte Potentiale (Grauschattierung) an der Probenoberfläche: (a) durch die AC-DC Umwandlung ($U_{ACDC}$) und (b) durch einen nichtlinearen AC-Halleffekt ($U_{DCHall}$).*

Gleichung 8.1 als eine Potenzreihe entwickeln:

$$U_h(I_h) = U_h(0) + \frac{dU_h}{dI_h} \mid_0 I_h + \frac{1}{2!}\frac{d^2U_h}{dI_h^2} \mid_0 I_h^2 + \frac{1}{3!}\frac{d^3U_h}{dI_h^3} \mid_0 I_h^3. \tag{10.1}$$

Die Berechnung der Hallkoeffizienten ist analog zu den von Ikegawa et al. berechneten Koeffizienten zur AC-DC Umwandlung [80]:

$$U_{DCHall} = \frac{dU_h^2}{dI_h^2} \mid_0 \left(\frac{I_{h1}^2 + I_{h2}^2}{4}\right) + \frac{dU_h^3}{dI_h^3} \mid_0 \left(-\frac{I_{h1}^2 I_{h2}}{8} \sin\phi\right). \tag{10.2}$$

Wenn in der Probe ein Wechselstrom (inkl. Oberwelle) fließt, erwartet man an den Hallspannungs-Kontakten senkrecht zum Strompfad neben der korrespondierenden Hall-Wechselspannung zusätzlich einen Gleichspannungsanteil, der empfindlich von Amplitude und Phasenlage der Oberwelle abhängt, ähnlich wie es in Kapitel 8 für die AC-DC Umwandlung diskutiert worden ist. In Abb. 10.3 ist die Oberfläche der Probe gezeigt, auf der diagonal ein durch HF-Strahlung induzierter Abschirmstrom fließt. Bei diesem Strom handelt es sich um einen Wechselstrom mit Oberwellen. Die in Kapitel 8 besprochenen Effekte führen dazu, dass sich ein DC-Potentialgefälle *parallel* (Abb. 10.3a) zu dem Strompfad einstellt. Mit den Nichtlinearitäten im Halleffekt ergibt sich zusätzlich ein Gradient *senkrecht* zum Strompfad (Abb. 10.3b), der zudem noch antisymmetrisch zum Magnetfeld sein muss.

Diese beiden Effekte würden eine Erklärung für den zum Magnetfeld symmetrischen und antisymmetrischen Anteil in der gemessenen Gleichspannung am Supraleiter liefern.

Es standen keine Filme zur Verfügung, deren Kontaktierung symmetrisch und somit für eine Hallmessung geeignet wären. Deshalb wurde eine Probe speziell für eine Hallmessung präpariert: Indem der Film von den Kanten her gezielt eingeritzt wurde, konnte der Diagonalwiderstand zwischen je zwei Kontakten auf 0.5% symmetrisiert werden.

In dieser Probe wurde nach einer AC-DC Umwandlung in der Hallspannung im Bereich des supraleitenden Überganges gesucht, d.h. nach einem Anteil in der AC-DC Umwandlung, der sich antisymmetrisch zum Magnetfeld verhält. Der Test verlief negativ. Ebenso konnte auch gezeigt werden, dass der Hallwiderstand in der Probe so klein ist, dass bei den verwendeten Feldern von einigen 10mT keine Hallspannung nachweisbar ist. Damit ist bestätigt, dass es keinen Einfluss von Nichtlinearitäten im Halleffekt auf die antisymmetrische, induzierte Spannung gibt.

# Kapitel 11

# Diskussion

In dieser Arbeit wurde die Interaktion zwischen akustischen Oberflächenwellen und Vortices in einem Typ-II Supraleiter behandelt. Den Untersuchungen waren theoretische Überlegungen vorangestellt, in denen mögliche Wechselwirkungsmechanismen vorgestellt wurden. Als Materialsystem wurde ein dünner Film aus einem granularen HT-Supraleiter (YBCO) auf einem piezoaktiven Substrat ($LiNbO_3$) gewählt. Hierbei bot sich die Möglichkeit neben der Interaktion mit der Schallwelle auch den Einfluss einer Polarisationswelle auf den Supraleiter zu beobachten.

## 11.1 Kopplungsmechanismen

Es wurden zwei Mechanismen diskutiert, über die eine Schallwelle an Vortices koppeln kann. Grundsätzlich kann die Energie einer Schallwelle von gepinnten Vortices absorbiert werden oder der Impuls der Welle auf frei bewegliche Vortices übertragen werden (s. Kapitel 4).

### 11.1.1 Depinning

In einigen grundlegende Arbeiten wurde eine resonante Absorption von Ultraschall durch die Vortices in ihren temperaturabhängigen Pinningpotentialen beschreiben (s. Kapitel 4). Bei einer Erhöhung der Schallintensität oder der Kopplung an die Vortices ist ein Schall-induziertes Depinning denkbar. Die Beweglichkeit der Vortices lässt sich durch makroskopische Größen, wie Leitfähigkeit und Magnetisierbarkeit einer Probe überprüfen.

### 11.1.2 Vortextransport

Der Transport von Vortices durch Schall, d.h. eine Schall-induzierte laterale Bewegung, kann auf zwei Wegen erfolgen: Zum einen wurde der akustoelektrisch Effekt in Typ-II Supraleitern schon theoretisch behandelt [66]. Eine Schallwelle überträgt dabei Impuls an das Vortexsystem. In Abhängigkeit von der Viskosität des Vortexensembles und der Schallgeschwindigkeit können Flussschläuche mit oder entgegen der Schallrichtung verschoben werden. Im Zusammenspiel mit dem Magnuseffekt tritt zudem eine Bewegungskomponente senkrecht zum Schallpfad auf. Eine andere mögliche Wechselwirkung zwischen Schall und Vortices geht auf das Polarisationsfeld zurück, das an die Oberflächenwelle gekoppelt ist. Durch die Oberflächenpolarisation des piezoaktiven Substrats kann die Supraleitung in YBCO bis zu einer Tiefe von $\approx 1nm$ unterdrückt werden. Hierdurch besteht die Möglichkeit, dass ein dynamisches Pinninggitter geschaffen wird, an das Vortices koppeln können.

## 11.2 Einfluss der Schallwellen auf gepinnte Vortices – Ergebnisse

Zur Untersuchung des Schall-induzierten Depinnings von Vortices wurden verschiedene Methoden vorgestellt. Jede einzelne eignet sich dafür, eine frei bewegliche Vortexphase von einer gepinnten zu unterscheiden.

Diese Eigenschaft kann z.B. in einem Restwiderstand der Probe deutlich werden, der durch ungepinnte Vortices bedingt ist. Empfindliche Messungen der Leitfähigkeit können ein verändertes Pinningverhalten in Abhängigkeit der Temperatur bzw. einer Schallwelle nachweisen.

Es wurde ausführlich diskutiert, wie die Magnetisierbarkeit eines Typ-II Supraleiters vom Phasenzustand des Vortexensembles beeinflusst wird. Sind die Vortices frei beweglich, wird die Probe leicht von magnetischem Fluss durchdrungen und die Suszeptibilität ist nahe Null. Falls die Vortices jedoch gepinnt werden, kann sich eine Art Versiegelung an der Außenseite der Probe bilden, die das Eindringen von weiterem Fluss verhindert. Die Probe ist dann diamagnetisch (s. Kapitel 2).

Weiterhin zeigen sich sowohl der Diamagnetismus einer Probe als auch induzierte Verluste durch die Beweglichkeit der Vortices in der AC-Suszeptibilität, d. h. der Reaktion einer Probe auf ein angelegtes magnetisches Wechselfeld. Durch Lockin-Technik ist es hierbei möglich kleinste Veränderungen des supraleitenden Übergangs nachzuweisen.

Es wurde für diese Arbeit hoher messtechnischer Aufwand betrieben, um Auflösung und Reproduzierbarkeit der gerade vorgestellten Verfahren

zu optimieren. Mit SQUID-Messungen wurde zunächst die Lage der Irreversibilitätslinie $T_{irr}(B)$ bestimmt. In den Leitfähigkeitsmessungen konnte der Einfluss von einem magnetischen Feld auf die Übergangscharakteristik des Supraleiters gemessen und in Übereinstimmung mit den SQUID-Messungen gebracht werden. Die Oberflächenwellen zeigten jedoch keinen nachweisbaren Einfluss auf die Leitfähigkeit der Probe.

Mit einer sehr empfindlichen Hallsonde wurde anschließend das Streufeld des Supraleiters vermessen, um Einflüsse des Schalls auf die Magnetisierung des YBCO-Films sichtbar machen zu können. Über die Aufnahme von Hysteresen ließ sich die gepinnte von der ungepinnten Vortexphase unterscheiden. Bei einer Temperatur von 70K konnte kein Einfluss von Schallwellen auf gepinnten Fluss gefunden werden.

Als empfindlichste Methode stellte sich die Messung der AC-Suszeptibilität heraus. Es wurde ein Messaufbau realisiert, der es ermöglichte, im Streufeld von kleinsten Spulen den Verlauf dieser Größe im supraleitenden Film zu beobachten. Über die Auswertung konnte gezeigt werden, dass die größten Magnetisierungsverluste in der thermisch aktivierten Vortexphase auftreten. Dieser Aufbau bestätigte die Ergebnisse der vorangegangenen Experimente: Der Schall scheint keinen Einfluss auf das Pinningverhalten des Supraleiters zu haben.

Es konnte gezeigt werden, dass ein eventuell durch Schall induziertes Depinning die Irreversibilitätslinie um weniger als 0.05K verschiebt (s. Kapitel 6). Das entspricht der Auflösungsgrenze in den hier vorgestellten Experimenten. Diese Ergebnisse decken sich mit den Beobachtungen von Pankert et al., die zwar eine resonante Absorption von Schallwellen durch gepinnte Vortices beobachten konnten, jedoch kein Loslösen der Vortices von Pinningsites [8].

## 11.3 Vortextransport durch Schall – Ergebnisse

Nachdem gezeigt werden konnte, dass Schall auf gepinnte Vortices einen nicht nachweisbaren Einfluss hat, wurde die Wechselwirkung von Oberflächenwellen mit der thermisch aktivierten Flussphase betrachtet. Kurz unterhalb des resistiven, supraleitenden Übergangs wurde dabei eine bemerkenswerte Reaktion des Supraleiters auf eine angelegte Oberflächenwelle deutlich: Bei Einschalten des Ultraschalls, zeigte sich eine induzierte Spannung ($U_{IDT}$) in der Größenordnung von $\approx 1\mu V$ senkrecht zum Schallpfad. Diese Spannung verfügte über eine auffällige Abhängigkeit von einem senkrecht zum Film angelegten magnetischen Feld $B$. $U_{IDT}$ konnte dabei in zwei Anteile zerlegt

werden: einen der nur abhängig von der Stärke des Feldes ist ($U_s$), d.h. der sich symmetrisch zu $B$ verhält, und eine Komponente, die mit dem Vorzeichen von $B$ ihre Polarität wechselt ($U_a$).

Der antisymmetrischer Anteil $U_a$ kann nur mit einer translatorischen Bewegung von Ladungsträgern oder des magnetischen Feldes im Supraleiter erklärt werden. Es ist bekannt, dass freie Elektronen Impuls von Schallwellen aufnehmen können (konventioneller akustoelektrischer Effekt). Die beobachtete Spannung $U_{IDT}$ senkrecht zum Schallpfad würde dann auf den Halleffekt eines akustoelektrischen Stroms zurückzuführen sein. Gegen diese Vermutung spricht, dass $U_{IDT}$ nur auf einen kleinen Temperaturbereich beschränkt ist und nicht auch im normalleitenden Zustand zu beobachten ist. Es wurden ferner Experimente zum Halleffekt im YBCO-Film durchgeführt und er lag bei den verwendeten magnetischen Feldern unter der Nachweisbarkeitsgrenze (s. Kapitel 10.2). Dieses Ergebnis impliziert eine Bewegung von Vortices durch die Schallwellen. Unterstützt wird diese Vermutung durch die temperaturabhängigen Eigenschaften der Vortexensembles. Nur in einem kleinen Temperaturbereich nahe $T_c$ ist dabei die Vortexphase beweglich genug, d.h. hat eine so kleine Viskosität, dass sie den schnellen Schallwellen folgen kann. Bei wenig höheren Temperaturen ist die Probe schon stark von normalleitenden Bereichen durchsetzt und bei tieferen Temperaturen ist die kritische Vortexgeschwindigkeit zu niedrig, um an die Schallwellen koppeln zu können. Diese Bedingungen definieren einen engen Temperaturbereich, in dem eine Schall-induzierte Vortexbewegung möglich ist. In der Magnetfeldabhängigkeit ließ sich beobachten, dass $U_a$ oberhalb von 40mT nicht mehr nachweisbar ist. Die Ursache hierfür wird in der Vortex-Vortex Wechselwirkung vermutet, die mit kleiner werdendem Vortexabstand stark zunimmt (s. Kapitel 7) und den Einfluss des Schalls auf das Vortexensemble überdeckt.

## 11.4 Nichtlineare, elektromagnetische Wechselwirkung

Wie bereits im vorhergehenden Abschnitt erwähnt, wird durch die Oberflächenwellen ein elektrisches Potential im supraleitenden Film erzeugt, das zwei Komponenten hat, die sich in ihrem symmetrischen und antisymmetrischen Verhalten zu einem angelegten Magnetfeld voneinander unterscheiden.

Um den Ursprung des symmetrischen Untergrundes ($U_s$) zu klären, wurde in dieser Arbeit die Wechselwirkung von Hochfrequenzfeldern mit einem Supraleiter untersucht. Ein Wechselstrom oder ein HF-induzierter Wirbelstrom führt in einer supraleitenden Probe zu einem Gleichspannungspotential, das

stark temperaturabhängig und in den hier durchgeführten Versuchen auf den Bereich des supraleitenden Übergangs beschränkt ist. Es wurden einige Veröffentlichungen zu diesem Thema ausgewertet, die jedoch sehr unterschiedliche Erklärungen für dieses Phänomen bereit hielten.

Es ließ sich in dieser Arbeit nachweisen, dass die Polarität von $U_s$ von der Polung der HF-Zuleitungen abhängt. Dieses bislang nicht beobachtete Phänomen konnte mit einer Theorie zur „nichtlinearen Interferenz“ in Einklang gebracht werden, welche von Ikegawa et al. für ein anderes Materialsystem vorgeschlagen worden ist [80]. Hierbei handelt es sich um Terme dritter Ordnung in der Strom-Spannungs Charakteristik, die von der Phasenverschiebung zwischen Grund- und Oberwelle in der hochfrequenten Wechselspannung abhängig sind. Die HF-Strahlung, die von den Anschlüssen des Schallwandlers abgestrahlt wird, ist demnach verantwortlich für den symmetrischen Untergrund $U_s$ in der Schall-induzierten Spannung $U_{IDT}$. Es konnte gezeigt werden, dass $U_a$ hingegen unabhängig von der Polarität der HF-Zuleitungen ist und somit keine Ursache in nichtlinearer Interferenz hat (s. Kapitel 8).

## 11.5 Überprüfung der Theorie zum Vortex-Förderband

Die Existenz von $U_a$ wurde als Hinweis auf eine Schall-induzierte, translatorische Bewegung von Vortices gewertet. Viele Eigenschaften wie die Temperaturabhängigkeit, Magnetfeldabhängigkeit und auch die Unempfindlichkeit gegenüber der Polarität der HF-Anschlüsse unterstützen diese Vermutung. Auch die Größe der induzierten Spannung liegt deutlich unterhalb der theoretischen Obergrenze. In dieser Arbeit wurde dennoch kritisch geprüft, ob es noch andere Erklärungsmöglichkeiten für die Existenz dieser Spannung gibt. Begründet wurden diese Experimente unter anderem durch den Nachweis einer Wärmeabstrahlung der Schallwandler auf dem Substrat. Das fein strukturierte Emissionsspektrum der interdigitalen Transducer zeichnete sich dabei in einem Widerstandsspektrum des YBCO-Films ab (s. Kapitel 9).

Diese Ergebnisse legten es nahe, thermische Ursachen für die Entstehung von $U_a$ zu überprüfen. Tatsächlich beschreibt der Nernst-Effekt ein Phänomen, bei dem ein Temperaturgradient über einem Supraleiter zu einem elektrischen Potentialgefälle führen kann. Mit den Erfahrungen aus den Messungen der Widerstandsspektren ließ sich aber zeigen, das die Ansprechzeit von $U_a$ auf eine Änderung der Erregung, d.h. der Schallintensität, viel zu kurz ist, als dass es sich um einen thermischen Effekt handeln könnte. $U_a$ konnte ohne Verluste im kHz-Bereich modulieren, während die thermischen

Effekte eine Grenzfrequenz von etwa 1Hz haben (s. Kapitel 10.1).

Ebenso wurde überprüft, ob nichtlineare Effekte im Hallwiderstand für die Entstehung von $U_a$ verantwortlich sind. Der Hallwiderstand von YBCO selber war schon so klein, dass er bei den verwendeten Feldern von einigen 10mT nicht gemessen werden konnte. Nichtlineare Komponenten waren ebenfalls nicht nachweisbar (s. Kapitel 10.2).

## 11.6 Ausblicke

Letztlich steht nach den hier vorgestellten Beobachtungen noch die genaue Bestimmung des Wechselwirkungsmechanismus zwischen Schallwellen und depinnten Vortices aus. Zwei Möglichkeiten wurden dazu vorgestellt: Ein Schall-induziertes Pinninggitter, das sich mit Schallgeschwindigkeit durch den Supraleiter bewegt und der akustoelektrische Effekt, wie er von Gutlansky beschrieben worden ist [66]. Das Schall-induzierte Pinninggitter wurde auf elektrostatisch induzierte Pinningsites zurückgeführt. Ließen sich die gleichen Experimente zur Wechselwirkung von SAWs mit supraleitenden Filmen auf nicht piezoaktiven Substraten wiederholen, könnte dieser Mechanismus ggf. ausgeschlossen werden. Die Hürde stellt dabei die Einkopplung der SAWs in das Substrat dar. Ist das Material piezoinaktiv, können mit elektrostatischen Schallwandlern keine SAWs erzeugt werden. Eine Einkopplung lässt sich mechanisch erreichen durch das Zusammenkleben eines SAW-tragenden piezoelektrischen Kristalls mit dem piezo-inaktiven Substrat. Für letzteres würde sich z.B. MgO anbieten, auf dem YBCO sehr defektarm wächst.

Ein weiteres interessantes Experiment wäre die Kontaktierung der Filme zur gleichzeitigen Messung des Potentials *entlang* und *senkrecht* zum Schallpfad. Die gemessene $U_a$ stellt nur letztere Komponente dar. Insbesondere beim akustoelektrischen Effekt in Supraleitern gibt es detailierte Voraussagen über das Verhalten beider Komponenten in Abhängigkeit von Temperatur und magnetischem Feld.

Darüber hinaus sind Experimente in einem SAW-Resonator denkbar. Zwei gegenüberstehende interdigitale Transducer können ein stehendes bzw. langsam driftendes Wellenfeld erzeugen. Damit ließe sich prüfen, ob sich $U_a$ bei einer langsameren Schallwelle auch noch bei tieferen Temperaturen, d.h. bei einer höherer Vortexviskosität beobachten lässt. Bei höheren SAW-Frequenzen wäre es eventuell möglich, ein „Matching“ zwischen Flussdichte und Pinningdichte zu beobachten, wie es in Kapitel 2.7 beschrieben worden ist. Bei etwa 1GHz beträgt die Wellenlänge von SAWs auf $LiNbO_3$ ca. $3.5\mu m$. Bei einem elektrostatischen Pinning in einer stehenden Welle lässt sich z.B. in jedem Wellenberg ein Pinningzentrum erwarten. Nach Gl. 2.17 käme es

alle 0.2mT zu einer Übereinstimmung zwischen Pinninggitter und Vortexgitter. Es ließen sich somit Stufen in der Magnetisierung bzw. Maxima in der Leitfähigkeit beobachten (vergleiche Abb. 2.10 und 2.9).

Denkbar ist auch der Einsatz von magnetooptischen Abbildungssystemen, wie sie in Kapitel 2.6.4 vorgestellt worden sind. Damit ließe sich die Verteilung des magnetischen Streufeldes über der Probe örtlich auflösen und eventuell klären, warum in den hier vorgestellten Streufeldmessungen mit einer Hallsonde nur ein kleiner Einfluss der supraleitenden Probe nachgewiesen werden konnte.

## 11.7 Resümee

In dieser Arbeit wurde erstmals der Transport von Vortices in einem Hochtemperatursupraleiter durch Schallwellen nachgewiesen. Gleichzeitig wurde gezeigt, welchen experimentellen Herausforderungen man sich bei Untersuchungen an diesem hochgradig nichtlinearen Material stellen muss. Die vorgestellten Ergebnisse haben die Grundlage für ein weites Feld von Untersuchungen der Wechselwirkung von Schall mit Vortices geschaffen. Es ergibt sich die Aufgabe, den Wechselwirkungsmechanismus genau zu klären und zu quantifizieren. Sobald hierfür ein Verständnis gewonnen ist, bietet sich die Perspektive, Bauteile zu entwerfen, die magnetischen Fluss als Informationseinheit verarbeiten. Es ist vorstellbar, dass über die Wechselwirkung mit Schall einzelne Flussquanten geschaltet und gespeichert werden können.

# Literaturverzeichnis


[1] Buckel, W.: *Supraleitung, 5. ergänzte und überarbeitete Auflage.* VCH Weinheim, 1994

[2] Essmann, U. ; Träuble, H.: In: *Physics Letters* 24

[3] Hess, H. F. ; Robinson, R. B. ; Dynes, R. C. ; Valles, J. M. ; Waszczak, J. V.: In: *Phys. Rev. Lett.* 62 (1989), S. 214

[4] Poole, C. P. ; Farach, H. A. ; Creswick, R. J.: *Superconductivity.* Academic Press, 1995

[5] Baert, M. ; Metlushko, V. V. ; Jonckheere, R. ; Moshchalkov, V. V. ; Bruynseraede, Y.: In: *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995), S. 3269

[6] Reichhardt, C. ; Zimányi, G. T. ; Scalettar, R. T. ; Hoffmann, A. ; Schuller, I. K.: In: *Phys. Rev. B* 64 (2001), S. 052503

[7] Hucho, C.: *Ultraschalluntersuchungen zum Einfluß der dielektrischen Eigenschaften auf das elastische Verhalten der Hoch-Tc-Supraleiter* $Ba(Pb, Bi)O_3$ *und* $YBa_2Cu_3O_7$

[8] Pankert, J. ; Marbach, G. ; Comberg, A. ; Lemmens, P. ; Fröning, P. ; Ewert, S.: In: *Phys. Rev. Lett.* 65 (1990), S. 3052

[9] Webster, R. T.: *Reighleigh-wave theory and application.* Springer-Verlag, 1985

[10] Lee, S. G. ; Chi, C. C. ; Koren, G. ; Gupta, A.: In: *Phys. Rev. B* 43 (1991), S. 5459

[11] Zouboulis, E. ; Kumar, Sudha ; Welp, U. ; Chen, C. H. ; Chan, S. K. ; Grimsditch, M. ; Downeya, J. ; McNeilb, L.: In: *Physica C* 190 (1992), S. 329

[12] Lei, M.: In: *Bull. Am. Phys. Soc.* 37 (1992), S. 649

[13] Welp, U. ; Grimsditch, M. ; Fleshler, S. ; Nessle, W. ; Downey, J. ; Crabtree, G. W. ; Guimpel, J.: In: *Phys. Rev. Lett.* 69 (1992), S. 2130

[14] Perali, A. ; Varelogiannis, G.: In: *Phys. Rev. B* 61 (2000), S. 3672

[15] Koch, R. H. ; Foglietti, V. ; Gallagher, W. J. ; Koren, G. ; Gupta, A. ; Fisher, M. P. A.: In: *Phys. Rev. Lett.* 63 (1989), S. 1511

[16] Doettinger, S. G. ; Huebener, R. P. ; Gerdemann, R. ; Kühle, A. ; Anders, S. ; Träuble, T. G. ; Villegier, J. C.: In: *Phys. Rev. Lett.* 73 (1994), S. 1691

[17] London, F. ; London, H.: In: *Z. Phys.* 96 (1935), S. 359

[18] Ginsburg, V. L. ; Landau, L. D.: In: *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 20 (1950), S. 1044

[19] Abrikosov, A. A.: In: *Soviet Physics JEPT* 5 (1957), S. 1174

[20] Tinkham, M.: *Introduction to superconductivity, 2nd edition.* McGraw Hill, Inc., 1996

[21] Hucho, C. ; Levy, M.: In: *Phil. Mag. B* 73 (1995), S. 793

[22] Kwok, W. K. ; Fendrich, J. A. ; van der Beek, C. J. ; Crabtree, G. W.: In: *Phys. Rev. Lett.* 73 (1994), S. 2614

[23] Matsuda, Y. ; Ong, N. P. ; Yan, Y. F. ; Harris, J. M. ; Peterson, J. B.: In: *Phys. Rev. B* 49 (1994), S. 4380

[24] Larkin, A. I. ; Ovchinnikov, Yu. N.: In: *JETP* 41 (1976), S. 960

[25] Bean, C. P.: In: *Phys. Rev. Lett.* 8 (1962), S. 250

[26] Koblischka, M. R. ; Wijngaarden, R. J.: In: *Supercond. Sci. Technol.* 8 (1995), S. 199

[27] Jooss, C. ; Albrecht, J. ; Kuhn, H. ; Leonhardt, S. ; Kronmüller, H.: In: *Rep. Prog. Phys.* 65 (2002), S. 651

[28] Go, P. ; Hauglin, H. ; Baziljevich, M. ; Il'yashenko, E. ; Gammel, P. L. ; Johansen, T. H.: In: *Supercond. Sci. Technol.* 14 (2001), S. 729

[29] Daldini, O. ; martinoli, P. ; Olsen, J. L. ; Berner, G.: In: *Phys. Rev. Lett.* 32 (1973), S. 218

[30] Martín, J. I. ; Vélez, M. ; Nogués, J. ; Schuller, I. K.: In: *Phys. Rev. Lett.* 79 (1997), S. 1929

[31] Martinoli, P. ; Daldini, C. ; Leemann, C. ; van den Brandt, B.: In: *Phys. Rev. Lett.* 36 (1976), S. 382

[32] Fiory, A. T.: In: *Phys. Rev. Lett.* 27 (1971), S. 501

[33] Kulik, I. O.: In: *Soviet Physics JEPT* 23 (1966), S. 1077

[34] Schwartz, B. B.: In: *Phys. Lett.* 20 (1966), S. 350

[35] Lee, C.-S. ; Jankó, B. ; Derényi, I. ; Barabási, A.-L.: In: *Nature* 400 (1999), S. 337

[36] Zhu, B. Y. ; Marchesoni, F. ; Nori, F.: In: *Physica E* 18 (2003), S. 318

[37] Zhu, B. Y. ; Look, L. V. ; Moshchalkov, V. V. ; Marchesoni, F. ; Nori, F.: In: *Physica E* 18 (2003), S. 318

[38] Kwok, W. K. ; Olsson, R. J. ; Karapetrov, G. ; Welp, U. ; Vlasko-Vlasov, V. ; Kadowaki, K. ; Crabtree, G. W.: In: *Physica C* 382 (2002), S. 137

[39] Villegas, J. E. ; Savel'ev, S. ; Nori, F. ; Gonzales, E. M. ; Anguita, J. V. ; García, R. ; Vicent, J. L.: In: *Nature* 302 (2003), S. 1188

[40] Cole, D. ; Bending, S. ; Savel'ev, S. ; Grigorenko, A. ; Tamegai, T. ; Nori, F.: In: *Nature Materials* 5 (2006), S. 305

[41] Bednorz, J. G. ; Müller, K. A.: In: *Z. Phys. B* 64 (1986), S. 189

[42] Burns, G. ; Glazer, A. M.: *Space Groups for Solid State Scientists (2nd Edition)*. Academic Press, Inc., 1990

[43] Orenstein, J. ; Millis, A. J.: In: *Science* 288 (2000), S. 468

[44] Emery, V. J. ; Kivelson, S. A.: In: *Physica C* 209 (1993), S. 597

[45] Emery, V. J. ; Kivelson, S. A.: In: *Physica C* 235-240 (1994), S. 189

[46] Morse, R. W.: *Progress in Cryogenics, vol I.* Heywood, London, 1959. – 219 S

[47] Pankert, J. ; Comberg, A. ; Lemmens, P. ; Fröning, P. ; Ewert, S.: In: *Physica C* 182 (1991), S. 291

[48] Lemmens, P. ; Froening, P. ; Ewert, S. ; Pankert, J.: In: *Physica C* 168 (1991), S. 335

[49] Pankert, J.: In: *Physica C* 168 (1990), S. 335

[50] Domínguez, D. ; Bulaevskii, L. ; Ivlev, B. ; Maley, M. ; Bishop, A. R.: In: *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995), S. 2579

[51] Domínguez, D. ; Bulaevskii, L. ; Ivlev, B. ; Maley, M. ; Bishop, A. R.: In: *Phys. Rev. B* 53 (1996), S. 6682

[52] Sonin, E. B.: In: *Phys. Rev. Lett.* 76 (1996), S. 2794

[53] Stotz, J. A. H. ; Hey, R. ; Santos, P. V. ; Ploog, K. H.: In: *Nature Materials* 4 (2005), S. 585

[54] Sogawa, T. ; Santos, P.V. ; Zhang, S.K. ; Eshlaghi, S. ; Wieck, A. D. ; Ploog, K. H.: In: *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001), S. 276601–1

[55] Baum, H.-P. ; Sarma, B. K. ; Levy, M. ; Gavaler, J. ; Hohler, A.: In: *IEEE Transaction on Magnetics* 27 (1991), S. 1280

[56] Konsin, P. ; Sorkin, B.: In: *Phys. Rev. B* 58 (1998), S. 5795

[57] Lemanov, V. V. ; Kholkin, A. L.: In: *Fiz. Tverd. Tela (Leningrad)* 36 (1994), S. 1357

[58] Mannhart, J. ; Bednorz, J. G. ; Müller, K. A. ; Schlom, D. G.: In: *Z. Phys. B* 83 (1991), S. 307

[59] Mannhart, J. ; Schlom, D. G. ; Bednorz, J. G. ; Müller, K. A.: In: *Phys. Rev. Lett.* 67 (1991), S. 2099

[60] Frey, T. ; Mannhart, J. ; Bednorz, J. G. ; Williams, E. J.: In: *Phys. Rev. B* 51 (1995), S. 3257

[61] Moran, O. ; Hott, R. ; Schneider, R. ; Wühl, H. ; Halbritter, J.: In: *J. Appl. Phys.* 94 (2003), S. 6667

[62] Meingast, C. ; Kraut, O. ; Wolf, T. ; Wühl, H. ; Erb, A. ; Müller-Vogt, G.: In: *Phys. Rev. Lett.* 67 (1991), S. 1634

[63] E. D. Gutliansky, T. V. K.: In: *Physica C* 235 (1994), S. 2078

[64] Gutliansky, E. D.: In: *Physica C* 235 (1994), S. 2080

[65] Gutliansky, E. D.: In: *Phys. Solid State* 38 (1996), S. 743

[66] Gutliansky, E. D.: In: *JETP Letters* 67 (1998), S. 239

[67] Gutliansky, E. D.: In: *Physica B* 284 (2000), S. 987

[68] Meinke ; Gundlach: *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik – 5. Auflage.* Springer-Verlag, 1992

[69] Anderson, P. W. ; Kim, Y. B.: In: *Rev. Mod. Phys.* 36 (1964), S. 39

[70] Deak, J. ; McElfresh, M. ; Clem, J. R. ; Hao, Z. ; Koncykowski, M. ; Muenchausen, R. ; Foltyn, S. ; Dye, R.: In: *Phys. Rev. B* 49 (1994), S. 6270

[71] Geshkenbein, V. B. ; Vinokur, V. M. ; Fehrenbacher, R.: In: *Phys. Rev. B* 43 (1991), S. 3748

[72] Kötzler, J. ; Nakielski, G. ; Baumann, M. ; Behr, R. ; Goerke, F. ; Brandt, E. H.: In: *Phys. Rev. Lett.* 50 (1994), S. 3384

[73] Demtröder, W.: *Experimentalphysik 2.* Springer, 1995

[74] Jung, J. ; Isaac, I. ; Mohammed, M.: In: *Phys. Rev. B* 48 (1993), S. 7526

[75] Chen, J. T. ; Wenger, L. E. ; McEwan, C. J. ; Logothetis, E. M.: In: *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987), S. 1972

[76] Hiller, W. ; Kopitzki, K.: In: *Physica C* 174 (1991), S. 467

[77] Hiller, W. ; Buchgeister, M. ; Kopitzki, K. ; Busse, F. ; Mertler, G. ; Nebel, R.: In: *Supercend. Sci. Technol* 4 (1991), S. 283

[78] Munger, R. ; Smith, H. J. T.: In: *Phys. Rev. B* 44 (1991), S. 242

[79] Gerber, A. ; Deutscher, G.: In: *Phys. Rev. Lett.* 64 (1990), S. 1585

[80] Ikegawa, S. ; Honda, T. ; Ikeda, H. ; Maeda, A. ; Takagi, H. ; Uchida, S. ; Uchinokura, K. ; Tanaka, S.: In: *J. Appl. Phys.* 64 (1988), S. 5061

# Danksagung

Ohne die Unterstützung durch meinen Betreuer Dr. Carsten Hucho wäre diese Arbeit nicht denkbar gewesen. Er stand mir während der letzten Jahre immer mit Rat und Tat zur Seite und hat es geschafft, mich auch über die vielen Durststrecken hinweg zu motivieren, die sicherlich während jeder Promotion auftreten.

Genauso möchte ich mich bei den Reinraumtechnikern Herrn Kostial und Herrn Seidel bedanken, die für die Probenprozessierung und das Design der Hall-Sonde verantwortlich sind. Ferner geht auch noch ein besonderer Dank an die mechanische Werkstatt, die mit viel Geduld die zahlreichen Entwürfe für den Versuchsaufbau umgesetzt haben.