
3.16b: Supraleitung

Versuchsprotokoll von
Anton Konrad Cyrol
Matr-Nr.: 1639629
E-Mail: anton.cyrol@stud.tu-darmstadt.de

Erstellt in Zusammenarbeit mit
Andreas Kleiner
Matr-Nr.: 1574166
E-Mail: akleiner@online.de

Betreuer: Dr. Alexei Privalov
Versuch durchgeführt am: 24.10.2011
Abgabedatum: 26.10.2011



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

PHYSIKALISCHES PRAKTIKUM
FÜR FORTGESCHRITTENE

Hiermit versichern wir das vorliegende fortgeschrittenen Praktikumsprotokoll ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 26.10.2011

Anton Konrad Cyrol

Andreas Kleiner

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung, geschrieben von Andreas	2
2	Theoretische Grundlagen	2
2.1	Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstands, geschrieben von Andreas	2
2.2	Supraleitung	2
2.3	Verhalten von Supraleitern im Magnetfeld, geschrieben von Andreas	2
2.4	BCS-Theorie	3
2.5	London- und GLAG-Theorie, geschrieben von Andreas	3
3	Versuchsgrundlagen	4
3.1	Kryotechnik, geschrieben von Andreas	4
3.1.1	Kältemittel	4
3.1.2	⁴ He-Kryostat	4
3.2	Aufbau, geschrieben von Andreas	4
3.3	Messtechnik	5
3.3.1	Lock-In-Verstärker	5
3.3.2	Mutual Inductance Bridge (MIB)	5
3.3.3	Vierpol-Widerstands-Methode	5
3.4	Verwendete Supraleiter	5
3.4.1	Niob	5
3.4.2	Yttrium-Barium-Kupferoxid ($YBa_2Cu_3O_7$)	5
4	Versuchsdurchführung & Auswertung, gemeinsam erstellt	6
4.1	Durchführung	6
4.2	Supraströme bei der resistiven und induktiven Messmethode	6
4.3	Sprungtemperatur und Übergangsbreite von $YBa_2Cu_3O_7$	6
4.4	Kritisches Feld und Zwei-Flüssigkeiten-Modell	7
5	Fazit, gemeinsam erstellt	9

1 Einführung, geschrieben von Andreas

Der Effekt der Supraleitung ist seit ca. 100 Jahren bekannt und hat seither viele Verwendungszwecke in der Technik gefunden. Supraleitende Materialien verlieren ihren inneren Widerstand vollständig und machen so elektrische Leitung ohne Energieverluste möglich, was die Erzeugung sehr starker Magnetfelder ermöglicht. Im Versuch sollen die Sprungtemperaturen von Niob und dem Hochtemperatursupraleiter $YBa_2Cu_3O_7$ ermittelt werden. Weiterhin wird überprüft, ob der Verlauf des kritischen Feldes von Niob dem Zwei-Flüssigkeiten-Modell folgt.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstands, geschrieben von Andreas

Leitende Materialien werden unterteilt in metallische Leiter, Halbleiter und Supraleiter. In metallischen Leitern sind die Valenzelektronen schwach gebunden, sie liegen als Elektronengas vor. Der Widerstand kommt durch Wechselwirkung der beweglichen Elektronen mit den Atomrümpfen zustande. Bei niedrigeren Temperaturen sind die Schwingungen der Atomrümpfe schwächer ausgeprägt und die Wechselwirkungen geringer. Daher sinkt der spezifische Widerstand bei metallischen Leitern mit sinkender Temperatur.

Anders verhält sich der spezifische Widerstand bei Halbleitern. Die Wellenfunktionen der Elektronen überlagern sich, wodurch nach dem Pauli-Prinzip eine Aufspaltung der Energieniveaus in mehrere Energiebänder stattfindet. Die Elektronen im Leitungsband tragen zur elektrischen Leitfähigkeit bei. Da bei höheren Temperaturen mehr Elektronen die Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband überwinden können, sinkt der spezifische Widerstand mit steigender Temperatur. Halbleiter sind am absoluten Nullpunkt Isolatoren mit steigender Leitfähigkeit bis zur Raumtemperatur.

Supraleiter zeigen bei Temperaturen oberhalb der Sprungtemperatur T_c ein für das Material typisches Verhalten des spezifischen Widerstands. Unterhalb von T_c sind alle Komponenten des Tensors des spezifischen Widerstands gleich 0. Der Strom wird dann ohne Wärmeverluste zeitlich unbegrenzt ideal geleitet, solange die Bedingungen für den supraleitenden Zustand erhalten bleiben. Die Sprungtemperaturen der bisher bekannten Supraleiter liegen zwischen wenigen μK und 138 K für $Hg_{0.8}Tl_{0.2}Ba_2Ca_2Cu_3O_8$.

2.2 Supraleitung

Ein Material befindet sich in der supraleitenden Phase, wenn es

- elektrischen Strom ohne messbaren Widerstand leitet und
- ein idealer Diamagnet ist.

Diese beiden Eigenschaften machen die supraleitende Phase zu einer eindeutigen und somit thermodynamischen Phase. Die zweite Eigenschaft ist wichtig für die Eindeutigkeit. Dies soll im Folgenden erläutert werden:

Wird ein Supraleiter ohne äußeres Magnetfeld abgekühlt, sodass er von dem Normalzustand in den supraleitenden Zustand übergeht, so entstehen dabei keine Ströme im Inneren. Wird dann ein äußeres Magnetfeld aufgebaut, dann induziert dieses ein elektrisches Feld. Da kein Widerstand vorhanden ist kann aber kein elektrisches Feld entstehen. Folglich entstehen Ströme, die nach der Lenz'schen Regel ein Magnetfeld erzeugen, das dem induzierenden Magnetfeld entgegengerichtet ist. Das äußere Magnetfeld wird somit abgeschirmt. Im Inneren des Supraleiters existiert kein Magnetfeld.

In der normalleitenden Phase durchdringt ein Magnetfeld den Supraleiter. Wird zuerst ein äußeres Magnetfeld aufgebaut und anschließend der Supraleiter abgekühlt, so ist zu erwarten, dass sich das Magnetfeld zeitlich nicht ändert. Somit wäre das Magnetfeld im Inneren des Supraleiters vorhanden und damit der Zustand nicht eindeutig. Meissner und Ochsenfeld konnten zeigen, dass auch in diesem Fall Ströme entstehen, die das äußere Magnetfeld abschirmen. Dieses Verhalten wird auch „Meissner-Effekt“ genannt. Daher haben Supraleiter die Eigenschaft, ideale Diamagnete zu sein.

2.3 Verhalten von Supraleitern im Magnetfeld, geschrieben von Andreas

Supraleiter sind ideale Diamagnete. Wird der Supraleiter einem äußeren Magnetfeld ausgesetzt, zeigt sich, dass Supraleiter das magnetische Feld - bis auf einen dünnen Bereich an der Oberfläche des Supraleiters - aus ihrem Inneren verdrängen. Gleichzeitig werden Oberflächenströme erzeugt (Meißner-Ochsenfeld-Effekt). Dieser Zustand wird Meißner-Phase genannt. Die Magnetisierungskurve für den Meißner-Ochsenfeld-Effekt ist reversibel.

Für jeden Supraleiter existiert ein kritisches Feld B_c , oberhalb dessen die Supraleitung zusammenbricht und das Material normalleitend wird. Das kritische Feld hängt mit der Sprungtemperatur zusammen und ist gegeben durch

$$B_c(T) = B_c(0) \left(1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right) \quad (1)$$

Nicht alle Supraleiter verhalten sich im äußeren Magnetfeld gleich. Es wird zwischen zwei Typen von Supraleitern unterschieden:

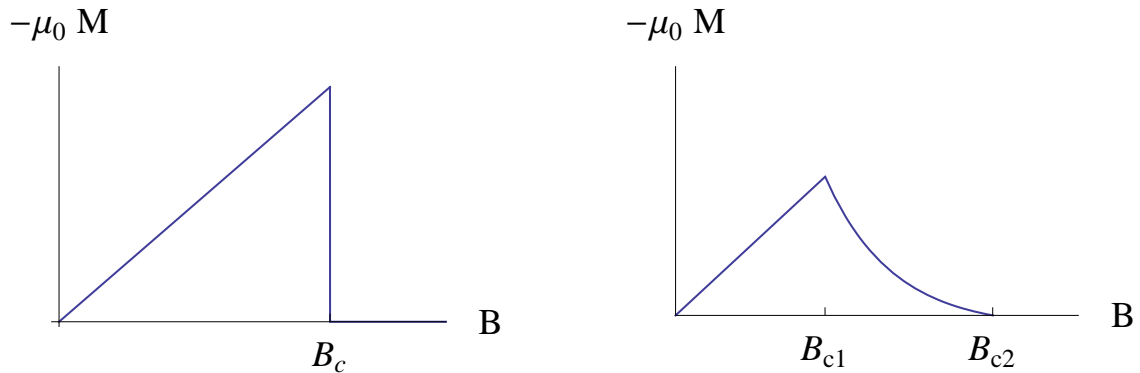


Abbildung 1: Magnetisierung aufgetragen über dem äußeren Magnetfeld B : Links für einen Typ I Supraleiter, rechts für einen Typ II Supraleiter

Typ I Supraleiter

Supraleiter dieses Typs verhalten sich im Magnetfeld wie bereits beschrieben. Bei Überschreiten des kritischen Feldes verlieren sie schlagartig die supraleitenden Eigenschaften. Gleiches geschieht bei Überschreiten eines kritischen Stromes I_c . Für Supraleiter dieser Art ist die Grenzflächenenergie positiv.

Typ II Supraleiter

Supraleiter des zweiten Typs verhalten sich bis zu einem unteren kritischen Feld wie Typ I Supraleiter. Darüber gehen sie in einen Mischzustand aus Supraleitung und normaler Leitung über (Shubnikov-Phase). Hier dringt bis zu einem oberen kritischen Feld ein partieller magnetischer Fluss in den Supraleiter ein. Für Supraleiter dieser Art ist die Grenzflächenenergie negativ. Da das Grenzflächenenergie einen möglichst niedrigen Wert anstrebt, ist ein weiterer Grenzflächenaufbau energetisch vorteilhaft. Als Folge dessen bilden sich im Material Bereiche mit normaler Leitung und supraleitende Bereiche aus.

2.4 BCS-Theorie

Die BCS-Theorie, benannt nach John Bardeen, Leon N. Cooper und John R. Schrieffer, beschreibt das Verhalten von konventionellen Supraleitern.

Sie baut darauf auf, dass es zu einer Anziehung zweier Elektronen kommen kann, diese bilden ein sogenanntes Cooper-Paar. Dafür gibt es eine anschauliche Erklärung: Jedes Elektron zieht wegen seiner negativen Ladung die positiv geladenen Atomkerne in seiner Umgebung an. Diese Ansammlung von positiven Ladungen spüren die beiden an der Cooper-Paar-Bindung beteiligten Elektronen. Die Cooper-Paare bilden sich folglich auf Grund einer Energieabsenkung. Diese ist am größten, wenn die Elektronen entgegengesetzten Spin und Impuls haben. Der Gesamtspin des Cooper-Paars ist $S = 0$. Demnach kann das Cooper-Paar als Quasiboson betrachtet werden.

Damit das Cooper-Paar erhalten bleibt, muss das Gitter den Elektronen folgen. Je leichter die Atomkerne, desto schneller können diese den Elektronen folgen. Demnach ist die kritische Temperatur T_c bei leichteren Isotopen höher. Die BCS-Theorie liefert dazu den folgenden Zusammenhang:

$$T_c = 1.14 \frac{\hbar \omega_D}{k_B} \cdot \exp\left(\frac{-1}{\frac{m^*}{m} - 1}\right) \quad (2)$$

Wobei m^* die effektive Masse, m die elektronische Bandmasse und ω_D die Debye-Frequenz ist.

Die Elektron-Elektron-Wechselwirkung geschieht quantenmechanisch über gequantelte, virtuelle Phononen. Die Cooper-Paare wechselwirken nicht mit dem Gitter, daher können sie verlustfrei leiten. Ab einer bestimmten kinetischen Energie (bzw. ab einer bestimmten Temperatur T_c) der Elektronen ist die Energie ausreichend, um die Cooper-Paar-Bindungen aufzubrechen, dann geht der Supraleiter in den normalleitenden Zustand über.

2.5 London- und GLAG-Theorie, geschrieben von Andreas

Die London-Theorie bietet eine Beschreibung der Supraleitung unter der Voraussetzung, dass die Dichte der an der Supraleitung beteiligten Elektronen im Supraleiter räumlich konstant ist. Dazu werden die Gleichungen

$$\frac{d}{dt} \Lambda \vec{j}_s = \vec{E} \quad (3)$$

und

$$\nabla \times (\Lambda \vec{j}_s) = -\vec{B} \quad (4)$$

eingeführt, mit $\Lambda = m_s / \epsilon_s^2 n_s$. Damit lässt sich die Eindringtiefe der Oberflächenströme bestimmen, die gegeben ist durch

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{\Lambda}{\mu_0}} \quad (5)$$

Ändert sich die Dichte der Elektronen mit dem Ort innerhalb des Materials, bietet die GLAG-Theorie (benannt nach Ginzburg-Landau-Abrikosov-Gorkov) eine bessere Beschreibung. Auch in dieser Theorie wird eine Eindringtiefe der Oberflächenströme eingeführt. Sie ist diejenige Länge, nach welcher das Magnetfeld auf $1/e$ des ursprünglichen Wertes abgefallen ist. Weiterhin spielt in dieser Theorie die Kohärenzlänge eine wichtige Rolle. Die Kohärenzlänge ist der mittlere Abstand der Cooper-Paare. Aus diesen beiden Größen wird der Ginzburg-Landau Parameter κ definiert:

$$\kappa := \frac{\lambda}{\xi}$$

Für Supraleiter erster Art ist $\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}}$, für Supraleiter zweiter Art ist $\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}}$. Weiterhin kann in der GLAG-Theorie mit Hilfe der Grenzflächenenergie $E_G = \Delta E_c - \Delta E_B$ zwischen den beiden Supraleiter-Typen unterschieden werden. Für Typ I Supraleiter nimmt E_G einen möglichst kleinen positiven Wert an, bei Typ II Supraleitern ist E_G negativ.

3 Versuchsgrundlagen

3.1 Kryotechnik, geschrieben von Andreas

3.1.1 Kältemittel

Im Versuch werden ^4He und N_2 als Kältemittel eingesetzt. ^4He wird unterhalb einer Temperatur von 2,1768 K suprafluid, d.h. es verliert seine Viskosität. Desweiterhin kann es entgegen der Gravitation an Objekten hinauffließen und diese dadurch umhüllen. Flüssiges Helium besitzt eine sehr gute Wärmeleitfähigkeit.

Die wichtigsten Eigenschaften der beiden Kältemittel sind in untenstehender Tabelle aufgelistet.

	N_2	^4He
Kritische Temperatur	126.30 K	5.20 K
Lambdapunkt	-	2.1768 K
Siedepunkt	77.36 K	4.21 K

3.1.2 ^4He -Kryostat

Ein ^4He -Badkryostat besteht aus einem mit flüssigem ^4He gefüllten Dewargefäß, das von flüssigem Stickstoff umhüllt wird. Um den flüssigen Stickstoff herum befindet sich ein Vakuum, das den Wärmetransport zur Umwelt verhindern soll. Durch die geringere Temperaturdifferenz zwischen dem Inneren des Gefäßes und dem flüssigen Stickstoff ($T_{\text{LN}_2} = 77$ K) im Vergleich zur Umgebungstemperatur, die meist bei ca. 290 K liegt, findet weniger Wärmetransport nach außen statt. Außerdem dient das LN dazu, das System vorzukühlen. Dies ist sinnvoll, da deutlich mehr Helium verloren geht, wenn das System direkt mit Helium gekühlt wird. Bei dem mit LN vorgekühlten Systemen muss das Helium nur noch von einer Temperatur von 77 K heruntergekühlt werden, was eine geringere Verdampfungswärme und dadurch eine Heliumersparnis bedeutet.

3.2 Aufbau, geschrieben von Andreas

Der Versuchsaufbau besteht aus einem ^4He -Badkryostaten, in dem sich ein adiabatischer Kryo-Einsatz mit den Proben befindet. Die Temperatur wird mit Widerstandsthermometern (Platin-Drahtwiderstand für die Temperaturen im Bereich von ca. 100 K, Kohle-Glas-Widerstand im Bereich von ca. 10 K) gemessen. Zur Erzeugung der Magnetfelder wird ein supraleitender Niob-Titan-Magnet verwendet. An den Kryostaten angeschlossen ist eine Pumpe zur Regulierung der Temperatur und Geräte zur Druckmessung. Zur Versorgung der Proben im Inneren des Kryostaten wird ein Lock-In-Verstärker und zwei Stromquellen eingesetzt. Die Messungen werden über einen Computer durchgeführt, mit dem die Stromquellen verbunden sind.

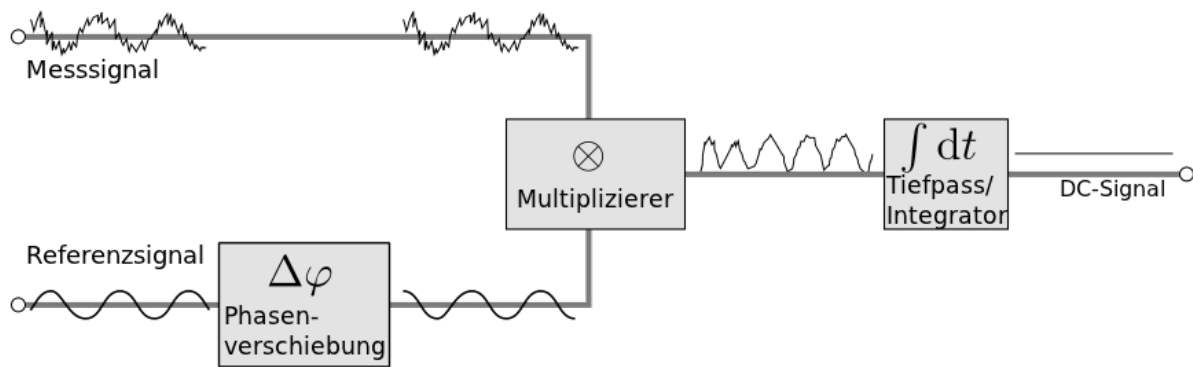


Abbildung 2: Schematischer Aufbau eines Lock-In-Verstärkers, heruntergeladen von:
<http://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Datei:Lock-In-Amplifier.svg&filetimestamp=20101117173442>
 am 23.10.2011, Urheber: Zebear

3.3 Messtechnik

3.3.1 Lock-In-Verstärker

Ein Lock-In-Verstärker ist ein phasensensitiver Detektor. Zu dem Eingangssignal wird ein Referenzsignal mit exakt der gleichen Frequenz benötigt. Diese beiden Signale werden miteinander multipliziert und über einen Tiefpass geglättet. Verschiebt sich die Phase der beiden Frequenzen, so macht sich dies durch eine unterschiedliche Höhe des Ausgangssignals bemerkbar (siehe Abb. 2).

3.3.2 Mutual Inductance Bridge (MIB)

Eine MIB besteht aus einer Primärspule und zwei Sekundärspulen. Die Sekundärspulen befinden sich in der Primärspule und sind entgegengesetzt gewickelt und miteinander verbunden. In einer der Sekundärspulen befindet sich die Probe, welche untersucht werden soll. Wird an der Primärspule eine Wechselspannung angelegt, so wird eine Spannung in den Sekundärspulen induziert. Wegen der Probe ist die Induktivität der Spulen unterschiedlich. Somit erhält man durch die Spannung Informationen über die Probe. Ist die Probe ein Material in supraleitender Phase, dann verdrängt der Supraleiter das Magnetfeld aus seinem Inneren. Daher ist die induzierte Spannung in einer Spule mit supraleitender Probe geringer.

3.3.3 Vierpol-Widerstands-Methode

Ziel der Vierpol-Widerstands-Methode ist es, den Widerstand einer Probe zu messen. Die Probe verfügt über vier Kontakte. Über zwei der Kontakte wird sie von einem bekannten Strom durchflossen. An den beiden anderen Kontakten ist über ein hochohmiges Kabel ein Spannungsmessgerät angeschlossen. Da dieses Messgerät parallel zur Probe geschaltet ist, fließt aufgrund des hohen Widerstands vernachlässigbar wenig Strom durch das Messgerät, d.h. praktisch der gesamte Strom fließt durch die Probe. Dieser Messaufbau verhindert, dass die Widerstände der Leitungen und Anschlüsse den zu messenden Widerstand der Probe verfälschen. Mit dem bekannten Strom und der gemessenen Spannung kann der Widerstand der Probe durch $R = \frac{U}{I}$ berechnet werden. Die Messung wird in zwei Stromrichtungen durchgeführt, um Beiträge durch Thermospannungen auszuschließen.

3.4 Verwendete Supraleiter

3.4.1 Niob

Niob ist ein Element aus dem Periodensystem der Elemente. Es hat die Ordnungszahl 41. Niob zeichnet sich dadurch aus, dass es bereits bei einer Sprungtemperatur von $T = 9.25\text{K}$ in den supraleitenden Zustand übergeht.

3.4.2 Yttrium-Barium-Kupferoxid ($YBa_2Cu_3O_7$)

$YBa_2Cu_3O_7$ wurde 1986 entdeckt und ist der erste Supraleiter, der zu der Klasse der Hochtemperatursupraleiter gehört. Er ist ein Typ 2 Supraleiter und hat eine Sprungtemperatur von $T = 92\text{K}$.

4 Versuchsdurchführung & Auswertung, gemeinsam erstellt

4.1 Durchführung

Das Innere des Kryostats wurde mit flüssigem Stickstoff bis zu einer Temperatur von ca. 100 K heruntergekühlt. Anschließend wurde der Stickstoff aus dem Inneren in den äußeren Behälter umgefüllt. Die Siedetemperatur von Stickstoff liegt bei 77 K und damit unter der Sprungtemperatur von $YBa_2Cu_3O_7$, die bei 92 K erwartet wurde. Da die Geschwindigkeit der Temperaturänderung in diesem Bereich sehr gering ist und diese Temperatur erst nach längerem Warten erreicht worden wäre, wurde der Kryostat mit Helium gefüllt um ihn weiter herunterzukühlen. Während der Abkühlung wurde mit der induktiven Methode das Shielding Signal in Abhängigkeit der Temperatur gemessen. Aus dieser Messung kann die Sprungtemperatur ermittelt werden. Um das kritische Feld von Niob zu untersuchen, wurde der Kryostat auf weniger als 10 K abgekühlt. Bei diesen Temperaturen wurde das kritischen Feld von Niob bei verschiedenen magnetischen Feldstärken mit der resistiven Messmethode gemessen. Bei allen Messungen wurden Messwerte im Abstand von 5 s aufgenommen.

4.2 Supraströme bei der resistiven und induktiven Messmethode

Die resistive Messmethode wurde eingesetzt, um das kritische Feld von Niob zu bestimmen. Dabei wird mit Hilfe der Vierpol-Widerstands-Methode die Spannung und der Strom gemessen und durch den Zusammenhang $R = \frac{U}{I}$ der Widerstand ermittelt. Der Suprastrom fließt bei dieser Messmethode nur innerhalb der supraleitenden Probe und nicht durch die Messapparatur. Die Stromquelle ist Teil des Messaufbaus und befindet sich außerhalb des Kryostaten. Die resistive Methode eignet sich für Niob, da Drähte an die Probe gelötet werden können.

Bei der induktiven Messmethode wird statt des Widerstands ein Shielding-Signal gemessen, das sich aus der Differenz der induzierten Spannungen zwischen Referenz- und Probenspule ergibt. Für diese Messmethode wird die MIB eingesetzt. Der Suprastrom fließt nur durch die Probe. Die induktive Messmethode wird bei dem Hochtemperatursupraleiter angewendet. Dieser besteht aus Keramik, was bedeutet, dass keine Drähte angelötet werden können. Daher ist eine resistive Messung schwieriger durchzuführen.

4.3 Sprungtemperatur und Übergangsbreite von $YBa_2Cu_3O_7$

Zur Bestimmung der Sprungtemperatur und Übergangsbreite von $YBa_2Cu_3O_7$ wurde mit der induktiven Messmethode das Shielding-Signal in Abhängigkeit der Temperatur gemessen. In Abb. 3 sind die Messwerte aufgetragen. Zu sehen ist der Phasenübergang in den supraleitenden Zustand. Um die Sprungtemperatur möglichst genau zu ermitteln wurden zwei lineare Fits erstellt, aus deren Schnittpunkt die Sprungtemperatur hervorgeht. Da wir nicht ausschließen können, dass die diamagnetischen Eigenschaften von $YBa_2Cu_3O_7$ oberhalb der Sprungtemperatur nicht von der Temperatur abhängen, wurden für den oberen Fit nur Messwerte nahe des Übergangs in die supraleitende Phase hergenommen. Da für die Fitgerade $f_1(T)$ nur zwei Messpunkte verwendet wurden, lässt sich numerisch kein Fehler berechnen. Da sich der Fehler aber nicht vernachlässigen lässt, haben wir die Fitparameter graphisch abgeschätzt.

Die Fitgeraden lauten

$$f_1(T) = (-320.1 \pm 1) + (3.66 \pm 0.03)K^{-1} \cdot T \quad (6)$$

$$f_2(T) = (5.42 \pm 0.02) + (0.00812 \pm 0.0002)K^{-1} \cdot T \quad (7)$$

Damit ergibt sich eine Sprungtemperatur von

$$T_c = (89.2 \pm 0.8) \text{ K}$$

Der Fehler wurde durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung aus den Fitgeraden ermittelt. In der Literatur sind für die Sprungtemperatur Werte zwischen 90 K und 92 K zu finden. Die von uns ermittelte Temperatur liegt geringfügig unterhalb des Literaturwertes. Das kann neben der Genauigkeit des Messaufbaus auf Alterungserscheinungen der Probe zurückgeführt werden.

Die Übergangsbreite ist die Temperaturdifferenz zwischen der Sprungtemperatur und derjenigen Temperatur, bei der die Magnetisierung auf 90% des Signals abgefallen ist. Die Übergangsbreite ergibt sich zu

$$\Delta T_c = (1.16 \pm 0.05) \text{ K}$$

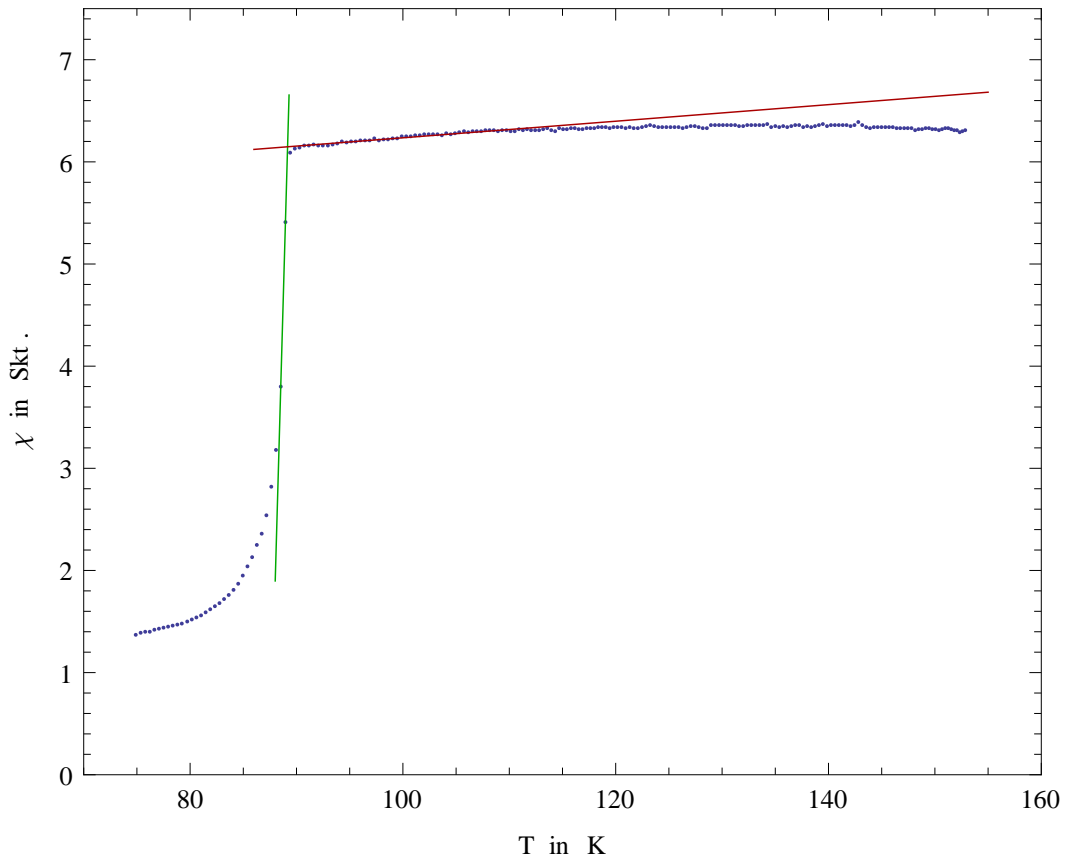


Abbildung 3: Shielding-Signal in Abhängigkeit der Temperatur mit eingezeichneten Fitgeraden.

4.4 Kritisches Feld und Zwei-Flüssigkeiten-Modell

Zur Bestimmung des kritischen Feldes von Niob wurde der Widerstand der Probe bei verschiedenen Temperaturen gemessen. Die Temperatur wurde über eine Heizspirale geregelt. Es wurden Messungen bei Magnetfeldern der Stärke $B = (0.01, 0.03, 0.05, 0.075, 0.1) \text{ T}$ durchgeführt. Der Fehler von B ergibt sich als Ablesefehler zu $\Delta B = 0.0005 \text{ T}$.

In Abb. 4 sind alle Messwerte bei o.g. Feldstärken aufgetragen und die Fits eingezeichnet.

Aus den Fits ergeben sich für die vorgegebenen Magnetfelder folgende Werte für die kritische Temperatur:

B in T	ΔB in T	T_c in K	ΔT_c in K
0	0.0005	9.4	0.2
0.01	0.0005	9.3	0.2
0.03	0.0005	8.9	0.2
0.05	0.0005	8.6	0.2
0.075	0.0005	8.4	0.2
0.1	0.0005	8.2	0.2

Die numerische Berechnung der Fehler von ΔT_c ergab deutlich zu große Werte ($\Delta T_c > 1 \text{ K}$). Aus Abb. 4 lässt sich erkennen, dass ein derart großer Fehler nicht realistisch ist. Trotz intensiver Suche konnten wir keinen Fehler in unserem Algorithmus finden. Deshalb haben wir den Fehler graphisch aus dem Plot (Abb. 4) zu $\Delta T_c = 0.2 \text{ K}$ abgeschätzt.

Aus diesen Werten lässt sich der Verlauf des kritischen Feldes angeben. Abb. 5 zeigt diese Werte und den Verlauf des kritischen Feldes, der sich aus einem parabelförmigen Fit der Daten ergibt. Der Fit ist gegeben durch die Gleichung

$$B_c(T) = 0.38 \cdot \left(1 - \left(\frac{T}{9.38 \text{ K}} \right)^2 \right) \text{ T} \quad (8)$$

Es ergibt sich für $B_c(0) = 0.38 \text{ T}$ ein Fehler von $\Delta B_c(0) = 0.03 \text{ T}$ und für $T_c = 9.38 \text{ K}$ ein Fehler von $\Delta T_c = 0.07 \text{ K}$.

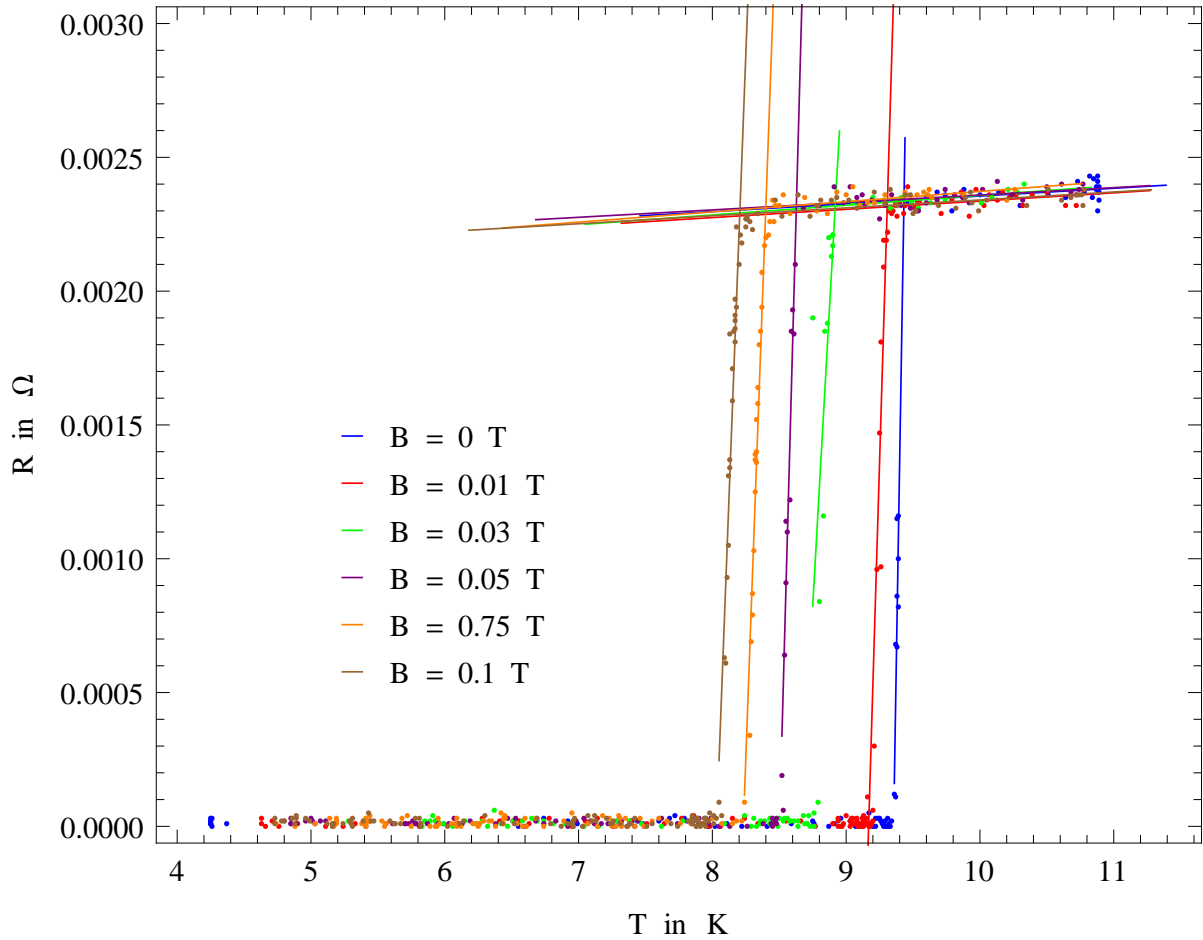


Abbildung 4: Widerstand der Niob-Probe in Abhängigkeit der Temperatur bei unterschiedlichen magnetischen Feldstärken.

Nach dem Zwei-Flüssigkeiten-Modell folgt das kritische Feld (bei Typ II Supraleitern das obere und das untere kritische Feld) dem Verlauf

$$H_c(T) = H_c(0) \cdot \left(1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right) \quad (9)$$

In Abb. 5 ist zu sehen, dass die gewonnenen Werte auf einer parabelförmigen Kurve liegen. Es kann daher und wegen $H \propto B$ angenommen werden, dass das kritische Feld dem Zwei-Flüssigkeiten-Modell folgt. Eine Bestätigung dieses Modell kann damit allerdings nicht erbracht werden, da die Werte auch andere Fits zulassen würden.

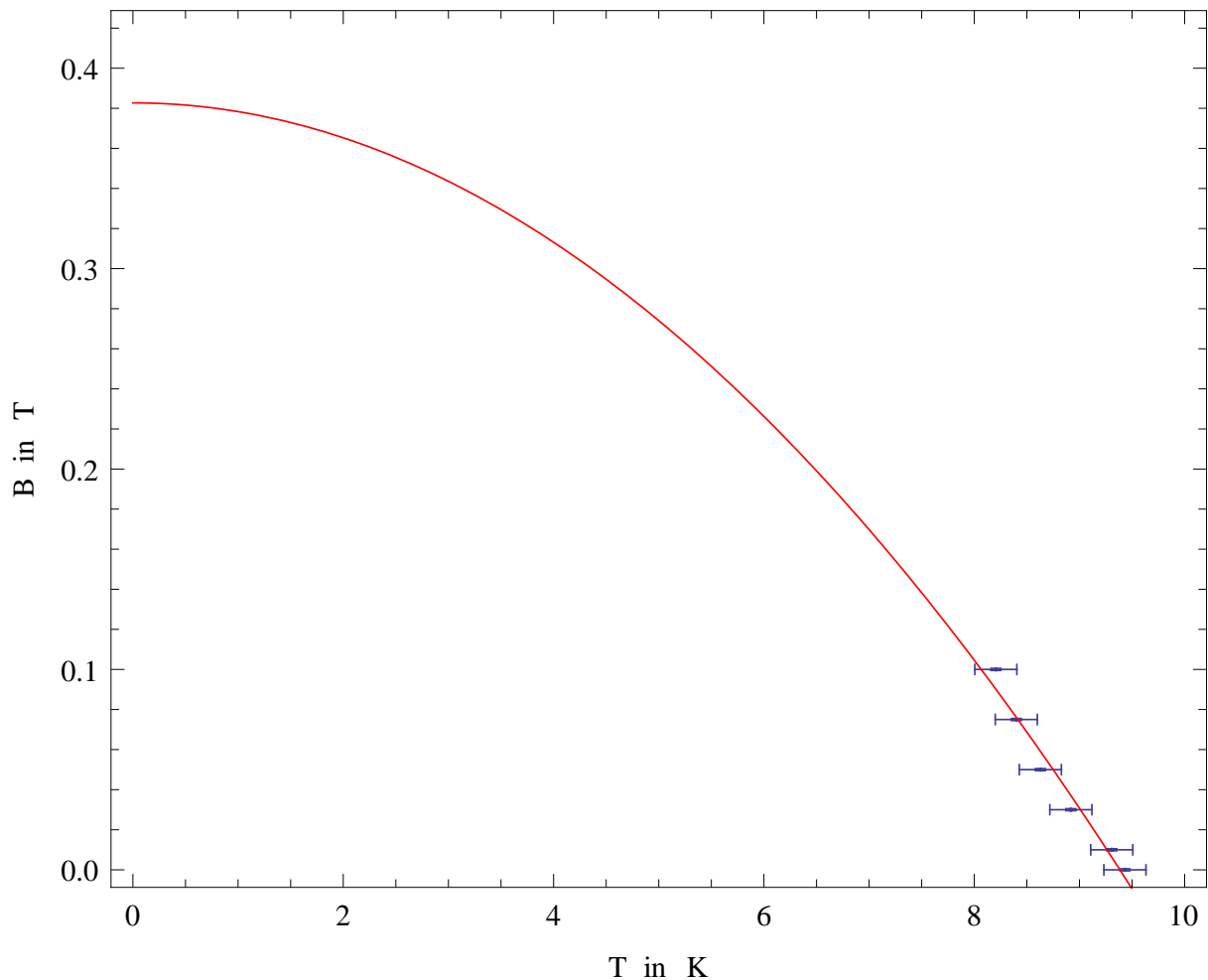


Abbildung 5: Verlauf des kritischen Feldes von Niob

5 Fazit, gemeinsam erstellt

Im Versuch ist es gelungen Bedingungen herzustellen, unter denen ein Hochtemperatursupraleiter und ein gewöhnlicher Supraleiter einen supraleitenden Zustand erreicht haben. Die Sprungtemperatur des Hochtemperatursupraleiters ($YBa_2Cu_3O_7$) konnte in guter Übereinstimmung mit den Literaturwerten ermittelt werden. Auch bei der Bestimmung des kritischen Feldes zeigte sich der erwartete Verlauf. Grundsätzlich wäre es möglich mit dem verwendeten Aufbau die Sprungtemperatur und das kritische Feld einer Probe noch genauer zu bestimmen, dafür müssten aber genauere Messinstrumente verwendet werden, da die Werte in allen durchgeführten Messungen sichtbar streuen. Um das Zwei-Flüssigkeiten-Modell zu bestätigen, könnten weitere Messungen des kritischen Feldes, vor allem bei noch höheren Magnetfeldern durchgeführt werden.

Literatur

- [1] 19. IFF-Ferienkurs: Supraleitung und verwandte Quantenphänomene. KFA Jülich 1988.
- [2] C. Süß: Zulassungsarbeit zur 1. Staatsprüfung nach LPO 1 für das Lehramt an Gymnasien in Bayern. Erlangen-Nürnberg 1989.
- [3] Pobell, Frank: Matter and Methods at Low Temperatures. Berlin: Springer ³2007.