

P4 SS 2012

Magnetisierung

Marco A. Harrendorf und Thomas Keck
marco.harrendorf@googlemail.com, t.keck@online.de

Gruppe: 1

Karlsruhe Institut für Technologie, Bachelor Physik

Versuchstag: 04.06.2012

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Hintergründe	3
1.1	Supraleitung und SQUID	3
1.1.1	Supraleitung	3
1.1.2	SQUID	4
1.2	Magnetisierung	6
1.2.1	Diamagnetismus	7
1.2.2	Paramagnetismus	7
1.2.3	Ferromagnetismus	7
2	Versuchsaufbau	9
3	Versuch	10
3.1	Kalibrierung	10
3.2	Messung der Terbiumprobe bei senkrechtem Einbau	12
3.3	Messung der Terbiumprobe bei parallelem Einbau	14
3.4	Messung der Gadoliniumprobe	19
	Literatur	20

1 Theoretische Hintergründe

Im Versuch Magnetisierung soll die Magnetisierung von verschiedenen Substanzen mithilfe eines SQUIDS vermessen werden. Die theoretischen Hintergründe für diesen Versuch umfassen daher die Supraleitung und ihre Anwendung im SQUID sowie die verschiedenen magnetischen Eigenschaften von Festkörpern.

1.1 Supraleitung und SQUID

Ein SQUID (**S**uperconducting **Q**uantum **I**nfere**N**ce **D**evice) ist ein Messgerät für hochempfindliche Magnetisierungsmessungen. Um die Funktionsweise des im Versuch eingesetzten RF-SQUIDS (**R**adio **f**requency **S**QUID) zu verstehen, benötigt man das Phänomen der Supraleitung.

1.1.1 Supraleitung

Die Supraleitung wurde erstmals im 20. Jahrhundert bei einer Quecksilberprobe entdeckt. Bei einer Sprungtemperatur von 4 K findet ein Phasenübergang in den supraleitenden Zustand im Material statt. Im supraleitenden Zustand bilden jeweils 2 Leitungselektronen ein sogenanntes Cooper-Paar. Diese Cooper-Paare besitzen den Gesamtspin 0 und unterliegen daher der Bose-Einstein-Statistik. Die Cooper-Paare können sich stoßfrei durch das Material hindurchbewegen. Das Material verliert infolge dieses Effektes seinen Widerstand und ist damit ein idealer Leiter. Im Gegensatz zu einem reinen idealen Leiter (ein theoretisches Material ohne elektrischen Widerstand) besitzt die supraleitende Phase weitere verblüffende Eigenschaften. So werden von außen angelegte Magnetfelder aus dem Inneren des Supraleiters verdrängt, indem sie durch Ströme im Material kompensiert werden, der Supraleiter ist daher ein idealer Diamagnet. Diesen Effekt bezeichnet man als „Meißner-Ochsenfeld-Effekt“.

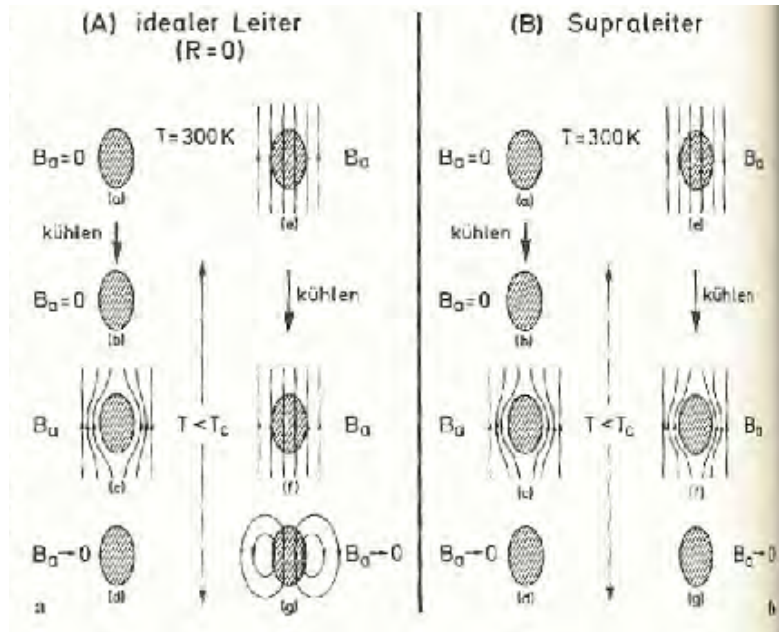


Abbildung 1: Vergleich zwischen einem idealen Leiter und einem Supraleiter anhand des Verhaltens in einem externen Magnetfeld: Entnommen aus [Vorbereitungshilfe].

In den letzten Jahrzehnten ist es gelungen, Supraleiter zu entwickeln, deren Sprungtemperaturen über 77 K liegen und damit durch kühlen mit flüssigem Stickstoff in die supraleitende Phase gebracht werden können. Dies eröffnete der Supraleitung ein breites Anwendungsgebiet in der Technik.

1.1.2 SQUID

Eine dieser Anwendungen dient der präzisen Messung von Magnetfeldänderungen. Das SQUID besteht aus einem geschlitzten supraleitenden Ring, der eine Fläche von einigen mm^2 einschließt. Die Unterbrechung im Ring ist entweder mit einem nicht supraleitendem Material gefüllt oder wie in unserem Versuch bedingt durch lithografisch hergestellte Korngrenzen der supraleitenden Schicht an dieser Stelle und bildet einen sogenannten Josephson-Kontakt, durch ihn können die Cooper-Paare hindurchtunneln.

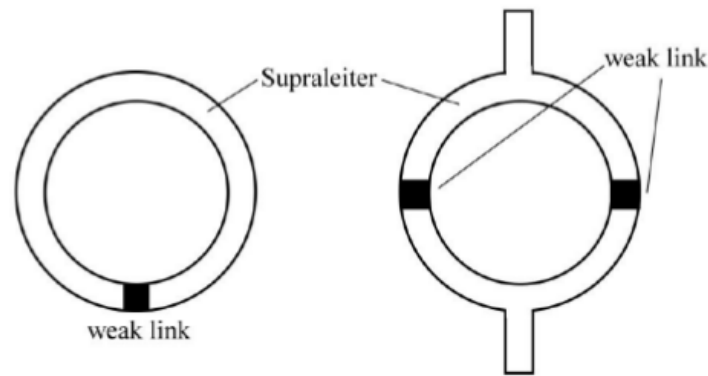


Abbildung 2: Links das im Versuch verwendete RF-SQUID – Rechts eine andere Bauform namens DC-SQUID. Die mit „weak link“ bezeichneten Stellen sind die Josephson Kontakte: Entnommen aus [Vorbereitungshilfe].

Mithilfe der Quantenmechanik kann man theoretisch zeigen, dass der magnetische Fluss durch einen solchen Ring gequantelt ist. Der Fluss durch den Ring beträgt dabei immer ein Vielfaches des sogenannten Flussquants Φ_0 .

$$\Phi = n \cdot \Phi_0 = n \cdot \frac{h}{2e} \quad (1)$$

Ein magnetischer Fluss durch den Ring wird durch einen elektrischen Kreisstrom I im Ring jeweils auf das am nächsten liegende Vielfache eines Flussquants kompensiert. Der supraleitende Strom durch den Ring ist daher proportional zur Magnetfeldänderung im Bereich eines Flussquantes. Dabei können nur Änderungen des Magnetfeldes innerhalb eines Flussquantes erfasst werden, da der Strom im Ring periodisch mit dem Anwachsen des Flusses jeweils auf ein Vielfaches des Flussquants kompensiert. Absolute Magnetfeldmessungen sind daher nicht möglich.

Der im Ring eingelassene Josephson-Kontakt dient zum Auslesen des Stromes und damit zum Auslesen des magnetischen Flusses ($\% \Phi_0$, modulo Flussquant) durch den Ring. Fließt durch den Josephson-Kontakt ein Strom, der größer als der kritische Strom I_C ist, so bricht die Supraleitung im Ring zusammen und über der Unterbrechung fällt eine Spannung ab. Energie dissipiert in Wärme. Über diesen sogenannten Josephson-Effekt kann der Strom bestimmt werden. Der Ring ist so dimensioniert, dass ein Flussquant Φ_0 gerade kompensiert werden kann, bevor der kritische Strom I_C erreicht wird.

Um den kompensierenden Strom I zu messen, wird eine elektrische Wechselspannung über einen Schwingkreis in den Ring eingekoppelt. Durch die Wechselspannung wird der Ring über den Josephson-Kontakt periodisch vom supraleitenden Zustand in den normalleitenden Zustand geschaltet. Je nach Größe des bereits vorhandenen Stromes I , der den Fluss durch den Ring kompensiert, wird aus dem Wechselfeld des Schwingkreises mehr oder weniger Energie eingekoppelt (man bezeichnet den Schwingkreis daher auch als Tankschwingkreis). Dies macht sich als Dämpfung der Spannung in dem Schwingkreis, der das Wechselfeld erzeugt, bemerkbar. Die

Spannung am Schwingkreis kann man messen und damit den Strom im Ring. Letzendlich ergibt sich daraus die Differenz des magnetischen Flusses durch den Ring zu einem Vielfachen des Flussquants. Im folgenden Schaubild sind die am Schwingkreis gemessene Spannung über dem fließenden Strom im Ring aufgetragen.

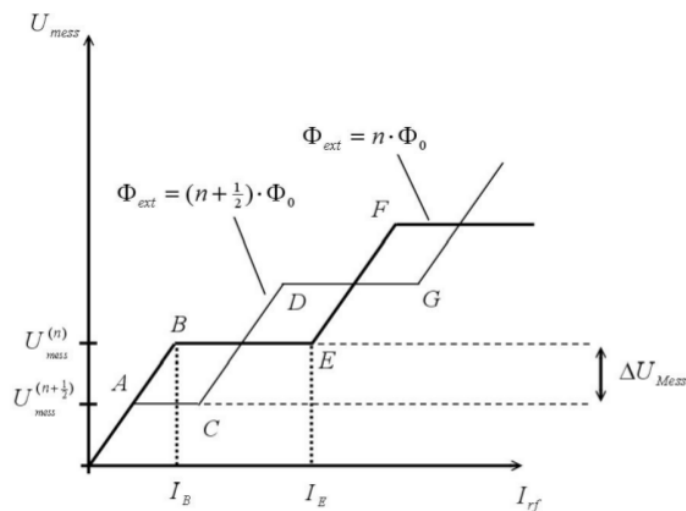


Abbildung 3: Verlauf des supraleitenden Stromes I im Ring: Entnommen aus [Vorbereitungshilfe].

Je nach von außen angelegtem Fluss (dieser verschiebt die treppenstufenförmige Funktion auf der x-Achse, eingezeichnet sind die beiden Extremfälle mit exakt n angelegten Flussquanten und $n + \frac{1}{2}$ angelegten Flussquanten) und Stärke des eingestrahlten Wechselfeldes (diese bestimmt den im Ring fließenden Strom) fällt eine andere Spannung am Tankschwingkreis U_{Mess} ab. Für eine präzise Messung wählt man die Spannung am Tankschwingkreis so, dass man sich gerade zwischen 2 Plateaus befindet. Eine Änderung des Flusses führt dann zu einer starken Änderung der am Tankschwingkreis abfallenden Spannung.

Die genaue Funktion $\Phi(U)$ hängt von der Geometrie des SQUIDS ab und ist im Versuch vorgeben. Im Versuch wird ein fertiges SQUID der Jülicher SQUID GmbH verwendet. Um den Messbereich des SQUIDS zu erhöhen, kann man den Fluss durch das SQUID mit einer weiteren Spule kompensieren und das SQUID als Nulldetektor verwenden. Der Strom durch die Gegenkopplungspule ist elektronisch gesteuert und direkt proportional zur Magnetfeldänderung.

1.2 Magnetisierung

Die magnetischen Eigenschaften eines Festkörpers werden hauptsächlich durch den Spin und die Bahndrehimpulse der Elektronen in den Atomen beeinflusst. Legt man ein Magnetfeld H an ein Material an, so beeinflusst das Material über die magnetische Suszeptibilität χ die entstehende

magnetische Flussdichte B :

$$B = \mu_0 (1 + \chi) H \quad (2)$$

1.2.1 Diamagnetismus

Besitzt ein Material keine permanenten Dipolmomente, so zeigt es diamagnetisches Verhalten. Die magnetische Suszeptibilität ist negativ $\chi < 0$. Das Material kompensiert ein von außen angelegtes Magnetfeld und wird infolge dessen aus Magnetfeldern herausgedrängt. Mikroskopisch werden Dipolmomente im Material erzeugt, die ein von außen angelegtes Magnetfeld kompensieren. Ohne äußeres Feld zeigt das Material keine Magnetisierung. Wie schon erwähnt sind Supraleiter ideale Diamagneten mit $\chi = -1$, sie kompensieren in einem bestimmten Magnetfeldbereich das angelegte Feld komplett. Im Prinzip ist jedes Material diamagnetisch, jedoch wird dieser Effekt häufig durch andere magnetische Effekte überdeckt, da er sehr klein ist. Man zählt daher nur Materialien zu den Diamagneten, die sonst keine magnetischen Eigenschaften aufweisen, wie z.B. He, Ne, O_2, \dots . Diese Materialien besitzen abgeschlossene Elektronenschalen und damit keine ungepaarten Spins oder Bahndrehimpulse.

1.2.2 Paramagnetismus

Beim Paramagnetismus besitzt das Material permanente Dipolmomente aufgrund von ungepaarten Elektronenspins oder von Bahndrehimpulsen. Ohne Magnetfeld sind diese Dipolmomente jedoch aufgrund der thermischen Anregung ungeordnet. Ein äußeres Magnetfeld kann diese Dipolmomente ausrichten, das Feld wird dadurch verstärkt $\chi > 1$. Ohne äußeres Magnetfeld geht die Magnetisierung aufgrund der thermischen Fluktuationen jedoch sofort wieder verloren. Die Suszeptibilität ist daher auch temperaturabhängig und folgt dem Curie-Weißschen Gesetz

$$\chi(T) \sim \frac{1}{T - T_C} \quad , \quad (3)$$

mit der Curie-Temperatur T_C .

1.2.3 Ferromagnetismus

Aufgrund von langreichweitigen Kräften können sich in Ferromagneten die vorhandenen permanenten Dipolmomente spontan gemeinsam ausrichten. Sogenannte Weißsche Bezirke bilden sich aus, in denen alle Dipolmomente der Atome in die gleiche Richtung zeigen. Makroskopisch sind die Weißschen Bezirke wiederum so ausgerichtet, dass diese sich gegenseitig kompensieren. Ein von außen angelegtes Feld kann diese Weißschen Bezirke nun ausrichten, das Magnetfeld wird wesentlich verstärkt $\chi \gg 1$. Die Magnetisierung des Materials bleibt auch nach Ausschalten des äußeren Feldes erhalten. Typisch beim Ferromagnetismus ist die starke Abhängigkeit von der Vorbehandlung des Materials. Bei einem periodischen angelegten Magnetfeld zeigt sich die bekannte Hystereseurve.

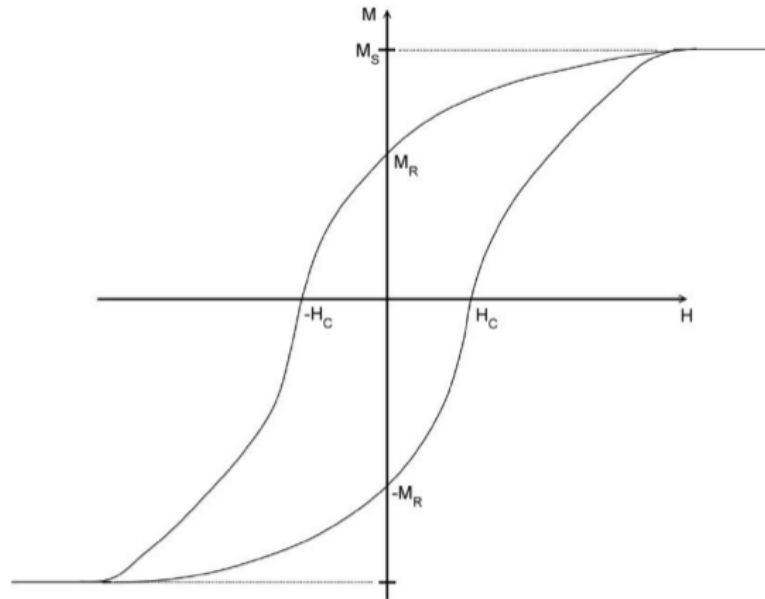


Abbildung 4: Typische Hysteresekurve eines ferromagnetischen Materials:
Aufgetragen ist das angelegte Magnetfeld H und die im Material erzeugte Magnetisierung M . M_S bezeichnet die Sättigungsmagnetisierung, M_R die Remanenzmagnetisierung die nach abschalten des äußeren Magnetfelds verbleibt. H_C ist die Koerzitivfeldstärke die nötig ist um die Remanenzmagnetisierung wieder aufzuheben. Entnommen aus [Vorbereitungshilfe].

Oberhalb der Curie-Temperatur T_C findet ein Phasenübergang im Material zum paramagnetischen Zustand statt.

2 Versuchsaufbau

Das SQUID befindet sich in einem Kryostat, welcher mit flüssigem Stickstoff gekühlt wird. Über ein Kabel kann das externe Wechselfeld des Schwingkreises eingespeist und das SQUID so ausgelesen werden. Um den Kryostat herum ist eine Abschirmung aus Mu-Metall, dieses Material schirmt äußere Magnetfelder ab. Unterhalb des SQUIDS und innerhalb der Abschirmung ist die Probe auf einem Probenhalter positioniert. Über ein Oszilloskop, das an einen Computer angeschlossen ist, kann das Signal des SQUIDS ausgelesen werden. Es wird dann mithilfe eines LabView Programms weiterverarbeitet. Das SQUID besitzt dabei 2 verschiedene Arbeitsmodi. Das Magnetometer, welches die Magnetfeldänderung erfasst, und das Gradiometer, welches den Unterschied des Magnetfelds zwischen 2 Orten misst. Mithilfe des Gradiometers können weit entfernte Störquellen aus dem eigentlich zu messenden Signal herausgefiltert werden.



Abbildung 5: Links das Magnetometer – Rechts das Gradiometer, welches an 2 verschiedenen Stellen im Raum das Magnetfeld misst. Entnommen aus [Vorbereitungshilfe].

Ebenfalls auf dem Probenhalter befindet sich eine Spule zur Kalibrierung und ein Platin-Widerstand, der als Thermometer dient. Der elektrische Widerstand des Platin-Widerstandes kann über das LabView Programm ebenfalls ausgelesen werden und ist proportional zur Temperatur:

$$T = \frac{R - R_0}{\alpha} \quad (4)$$

$$R_0 = -117.36\Omega \quad (5)$$

$$\alpha = 4.093 \frac{\Omega}{\text{K}} \quad (6)$$

Die Probenhalterung selbst besteht aus Kupfer und kann elektrisch geheizt werden, nach der Vorbereitungsmappe ist es jedoch praktischer die Erwärmung über strömende Pressluft zu steuern. Die gesamte Halterung ist nochmals von einem Messingzylinder umschlossen. Im Inneren kann durch eine Pumpe ein Vakuum erzeugt werden, welches zur thermischen Isolation dient.

I in mA	U in mV
0	270
40	200
80	110
120	50
160	60
200	1
240	-30
280	-70
320	-120
360	-210
400	-230

Tabelle 1: Messdaten der Kalibrierung mithilfe der Kupferspule. Die einzelnen Spannungsmesswerte haben einen Fehler von etwa ± 40 mV. Der Fehler des Spulenstroms kann demgegenüber vernachlässigt werden.

3 Versuch

Der eigentliche Versuch Magnetisierung bestand aus der Kalibrierung des SQUIDs und der Magnetisierungsmessung von verschiedenen Proben bei variabler Temperatur.

3.1 Kalibrierung

Zur Kalibrierung kamen zwei verschiedene Verfahren zum Einsatz. Zuerst wurde mithilfe einer Kupfer-Spule die Signalspannung U des SQUIDs in Abhängigkeit des Spulenstromes I vermessen. Die magnetische Flussdichte am Ort des SQUIDs war dabei gegeben durch:

$$B = \frac{\mu_0 R^2}{2x^3} \cdot I \quad (7)$$

$$R = 3.5 \text{ mm} \quad (8)$$

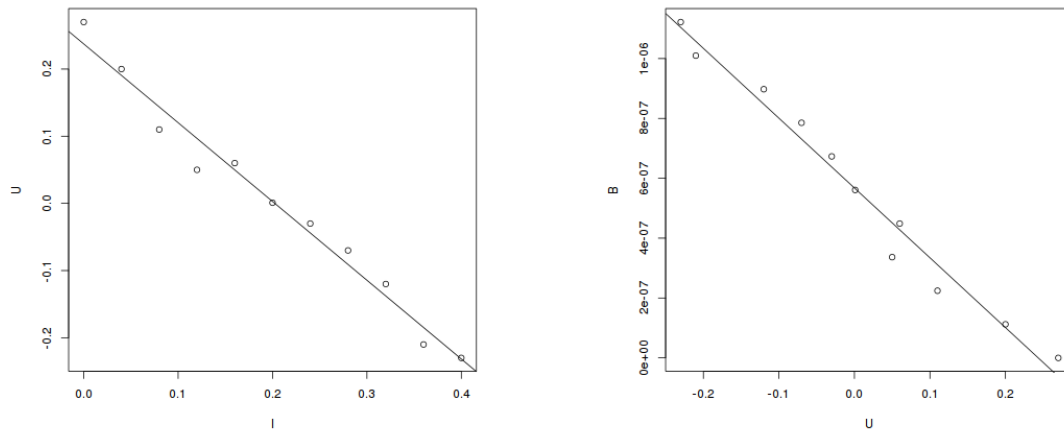
$$x = 14 \text{ mm} \quad (9)$$

Es wurden 10 Messwerte mit verschiedenen Spulenströmen aufgenommen (siehe Tabelle 1). Über eine lineare Regression ergab sich damit der Zusammenhang zwischen Magnetfeld $B(U)$ und Spannung U am SQUID. Nachfolgend ist auch der direkte Zusammenhang $U(I)$ angegeben.

$$U(I) = ((0.23 \pm 0.02) + (-1.17 \pm 0.06) \cdot I) \text{ V} \quad (10)$$

$$B(U) = (-2.33 \pm 0.12) \cdot U \mu\text{T} + c \quad (11)$$

Da das SQUID nur Magnetfeldänderungen misst, enthält die Eichung für $B(U)$ eine Konstante c .



(a) Fit über die gemessene Spannung U am SQUID und dem eingestellten Spulenstrom I

(b) Fit über die gemessene Spannung U am SQUID und dem Magnetfeld B

Abbildung 6: Kalibrierung

Bei der zweiten Kalibrierungsmethode wurde eine Nickelprobe mit bekannter Magnetisierung verwendet. Die Nickelprobe wurde erst in einem bekannten Magnetfeld B aufmagnetisiert bei einem Spulenstrom von $I = 1.15\text{A}$ und einer Spannung von $U = 31.5\text{V}$. In der Vorbereitungsmappe war dabei angegeben, dass 1mA Spulenstrom einem Magnetfeld von $1 \cdot 10^{-4}\text{T}$ entspricht. Insgesamt befand sich die Probe damit in einem Magnetfeld von:

$$B_{EM} = 0.115\text{T} \quad (12)$$

Die Nickelprobe $m = 0.0202\text{g}$ wurde dann mithilfe des SQUIDs zweimal vermessen. Einmal bei senkrechtem Einbau und das andere mal bei parallelem Einbau. Die Sättigungsmagnetisierung der Nickelprobe kann über die bekannte spezifische Sättigungsmagnetisierung $\sigma_S = 55.09 \frac{\text{Am}^2}{\text{kg}}$ bestimmt werden.

$$M_S = m \cdot \sigma_S = 1.113 \cdot 10^{-3}\text{Am}^2 \quad (13)$$

In der Vorbereitungsmappe wird außerdem das zu dieser Sättigungsmagnetisierung notwendige Sättigungsmagnetfeld B_S berechnet.

$$B_S = 0.6169\text{T} \quad (14)$$

Da der im Versuch eingesetzte Elektromagnet diese Magnetfeldstärke nicht erreicht, wird ein linearer Zusammenhang angenommen und für das magnetische Moment der Nickelprobe ergab sich damit

$$M_{Nickel} = M_S \frac{B_{EM}}{B_S} = 0.207 \cdot 10^{-3}\text{Am}^2 \quad (15)$$

Einbauart	U in V	$\alpha = \frac{B}{U-U_0} \text{ in } \frac{\text{T}}{\text{V}}$
Ohne Probe (vor dem senkrechten Einbau) Senkrechter Einbau	$U_0 - 0.020 \pm 0.04$ $U = 6.6 \pm 0.1$	$\alpha_s = (2.28 \pm 0.01) \cdot 10^{-6} \frac{\text{T}}{\text{V}}$
Ohne Probe (vor dem parallelen Einbau) Paralleler Einbau	$U_0 = -0.120 \pm 0.04$ 10.7 ± 0.1	

Tabelle 2: Messdaten der Kalibrierung mithilfe der Nickelprobe. Die Fehler vom Proportionalitätsfaktor α zwischen gemessener Spannung und anliegendem B-Feld wurden mit einem abgeschätzten Fehler von $\pm 30\text{mV}$ für $U - U_0$ über die Gaußsche Fehlerfortpflanzung berechnet.

Das von der Nickelprobe erzeugte Magnetfeld am Ort des SQUIDs war dann gegeben durch:

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2M_{\text{Nickel}}}{x^3} = 1.51 \cdot 10^{-5} \text{T} \quad (16)$$

Die Proportionalitätsfaktoren α_p und α_s unterscheiden sich deutlich voneinander, da die Orientierung der Probe im Versuchsaufbau eine wesentliche Rolle spielt. Zur Umrechnung der gemessenen Spannungen werden deshalb die aus der Nickelkalibrierung gewonnenen orientierungsabhängigen Faktoren α_p und α_s verwendet. In der folgenden Auswertung verändert der gewählte Kalibrierungsfaktor die Ergebnisse sowieso nicht wesentlich.

3.2 Messung der Terbiumprobe bei senkrechtem Einbau

Mit der Terbiumprobe wurde wie in der Aufgabenstellung gefordert bei senkrechtem Einbau eine gekühlte Probe in einem Temperaturbereich zwischen 90K und 200K untersucht. Einmal ohne vorherige Magnetisierung und zweimal mit einer Magnetisierung mit einem Spulenstrom von $I = 150\text{mA}$, laut Vorbereitungsmappe entspricht dies $B_{EM} = 150$ Gauss. B_{EM} steht hier und im folgenden für das Magnetfeld des Elektromagneten in dem die Probe aufmagnetisiert wurde. Bei den Messungen mit Magnetisierung wurde die Probe dabei das erste Mal einem Magnetfeld von $B_{EM} = 150$ Gauss ausgesetzt und danach heruntergekühlt („nullfeldgekühlt“). Und das zweite Mal, wurde die Probe im angeschalteten Magnetfeld heruntergekühlt („feldgekühlt“).

In der Versuchsanleitung wurde verlangt, dass die Probe bei der Nullfeldkühlung zuerst gekühlt, und dann magnetisiert wird. Dies wurde im Versuch falsch durchgeführt. Wir haben, wie bereits oben beschrieben, erst die Probe aufmagnetisiert, und danach

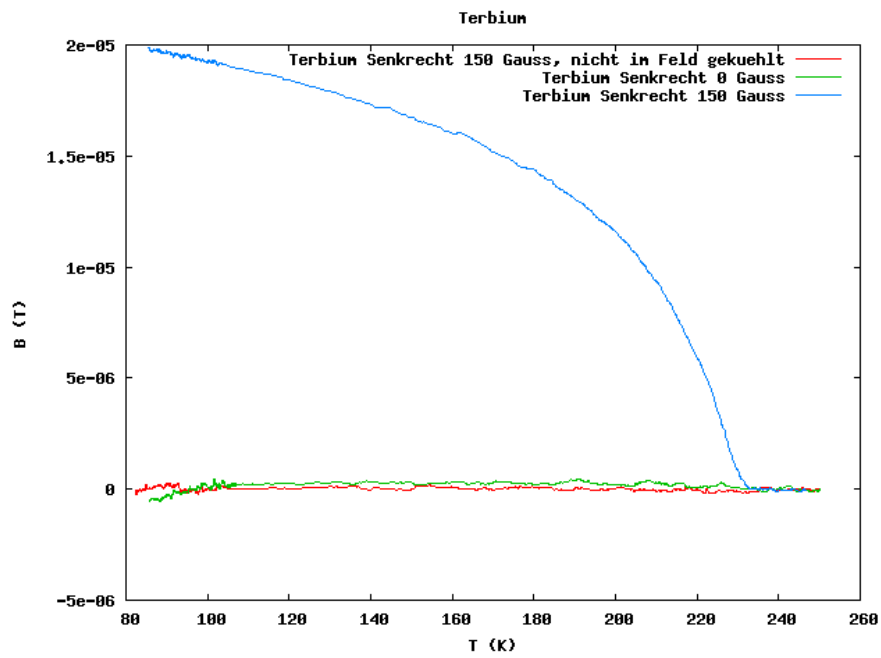


Abbildung 7: Messungen der Terbiumprobe bei senkrechtem Einbau. Die Kurven wurden mit dem Faktor α_s der Nickelprobe kalibriert und ein Offset hinzuaddiert, sodass die Magnetisierung für hohe Temperaturen verschwindet.

Es ist deutlich zu erkennen, dass Terbium bei Zimmertemperatur im paramagnetischen Zustand ist, da die Magnetisierung bei Zimmertemperatur und anschließendem Kühlen das gleiche Ergebnis liefert wie eine gekühlte Probe ohne vorherige Magnetisierung. Bei der Probe, die während des Abkühlvorgangs magnetisiert wurde, kann man den Übergang vom ferromagnetischen Zustand in den paramagnetischen in Schaubild 7 mit steigender Temperatur T gut verfolgen. Für die nachfolgenden Messungen macht es daher auch nur Sinn, die Proben jeweils gleichzeitig zu kühlen und zu magnetisieren. Dies wurde im Folgenden immer getan.

3.3 Messung der Terbiumprobe bei parallelem Einbau

Die Terbiumprobe bei parallelem Einbau wurde insgesamt dreimal bei verschiedenen vorherigen Magnetisierungen vermessen und das am Ort des SQUIDs durch die Probe erzeugte Magnetfeld in Abhängigkeit von der Temperatur bestimmt. Die Ergebnisse kann man Schaubild 8 entnehmen.

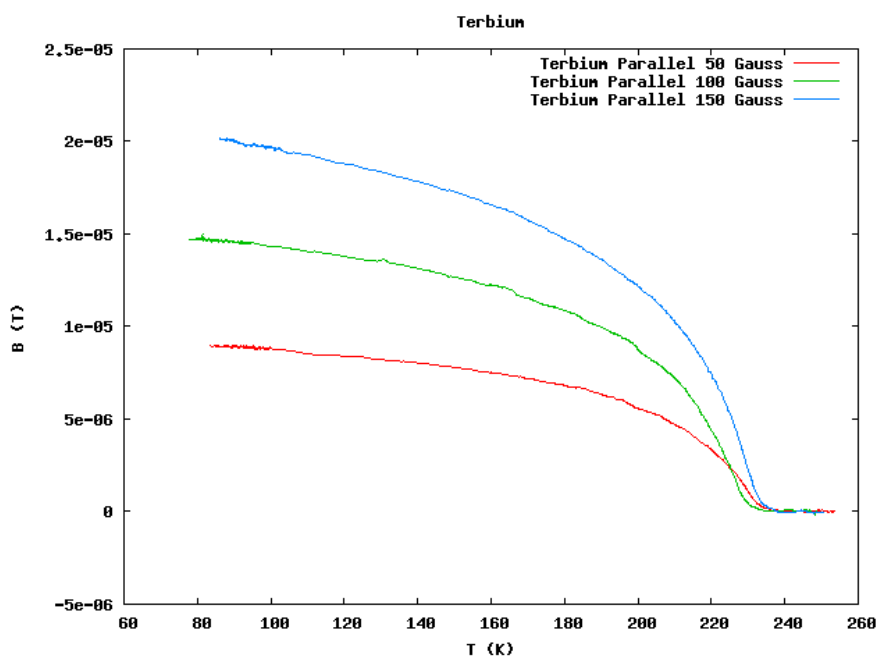


Abbildung 8: Messungen der Terbiumprobe bei parallelem Einbau. Die Kurven wurden mit dem Faktor α_p der Nickelprobe kalibriert und ein Offset hinzuaddiert, sodass die Magnetisierung für hohe Temperaturen verschwindet.

Man erkennt in den aufgenommenen Kurven deutlich, dass die Magnetisierung (die direkt proportional zum hier gemessenen Magnetfeld B ist) linear mit dem Aufmagnetisierungsmagnetfeld B_{EM} ansteigt. Mit steigender Temperatur sinkt die Magnetisierung dann gemäß dem Curie-Gesetz mit $\frac{1}{T-T_C}$ ab; bis die Magnetisierung schließlich ganz verschwindet und ein Phasenübergang vom ferromagnetischen Zustand in den paramagnetischen Zustand stattfindet. Die Magnetisierungen aller Kurven fallen im paramagnetischen Zustand konstant auf 0 ab. Den in

der Vorbereitungsmappe erwähnten helimagnetischen Zustand zwischen 219K und 229K konnten wir im Experiment nicht ausmachen. Die kritische Temperatur, bei der der Phasenübergang stattfindet, kann man aus den Ableitungen der einzelnen Messkurven bestimmen, diese Ableitungen sind in Schaubild 9 aufgetragen.

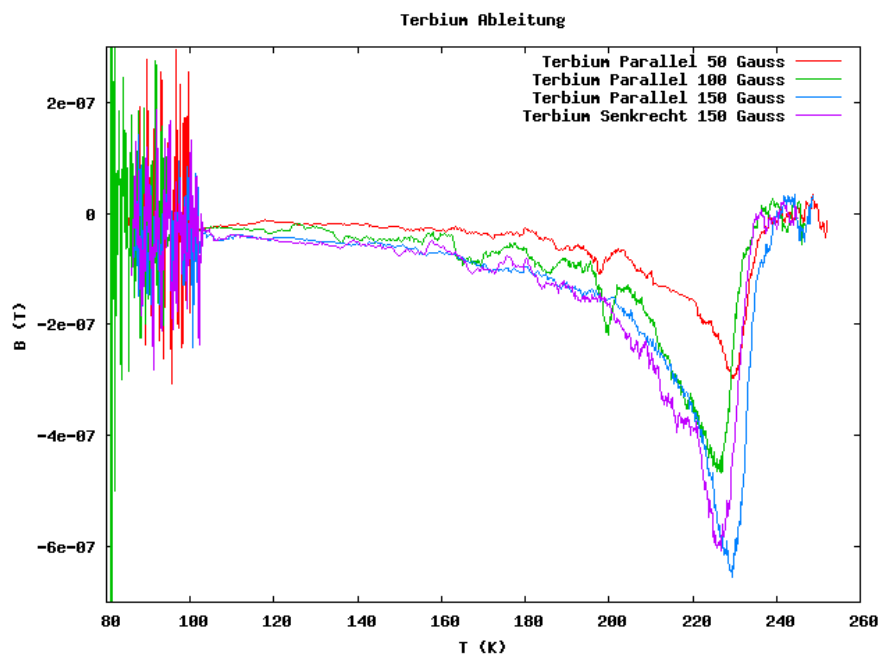


Abbildung 9: Die Ableitungen für die Messungen der Terbiumprobe bei parallelem Einbau. Die Kurven wurden vor der Berechnung der Ableitung mit Hilfe des Differenzenquotienten zunächst mit einem gleitenden Mittelwert (Fenstergröße: 30 Messpunkte) geglättet.

Die kritische Temperatur T_C ist durch das Minimum der Kurven in Schaubild 9 gegeben. Damit ergibt sich eine Temperatur T_C von:

$$T_{C,50,p} = 229.7\text{K} \quad (17)$$

$$T_{C,100,p} = 226.7\text{K} \quad (18)$$

$$T_{C,150,p} = 229.5\text{K} \quad (19)$$

$$T_{C,150,s} = 226.6\text{K} \quad (20)$$

Der Index p steht dabei für die mit parallelem Einbau stattgefundenen Messungen und s für den senkrechten Einbau. Die Zahl im Index gibt die Stärke von B_{EM} in Gauss an. Alle 4 Kurven ergeben ein ähnliches Ergebnis für T_C . Die Abweichungen sind auf Unsicherheiten in der Temperaturmessung und unbekannte Störquellen zurückzuführen. Der Fehler der Messung kann durch die Standardabweichung dieser 4 Messungen abgeschätzt werden. Für die Curie-Temperatur ergibt sich damit ein Messergebnis von:

$$T_C = (228.1 \pm 1.7)\text{K} \quad (21)$$

Dieser Wert stimmt gut mit dem in der Vorbereitungsmappe angegebenen Wert von $T = 229\text{K}$ für den Übergang vom helimagnetischen in den paramagnetischen Zustand überein. Einen Übergang vom ferromagnetischen in den helimagnetischen Zustand kann man in den Messdaten bei der vorhergesagten Temperatur von $T_{C,lit} = 219\text{K}$ in unseren Messdaten nicht finden.

In der Aufgabenstellung war weiterhin gefordert die Neukurve der Magnetisierung zu zeichnen. Hierzu wurden bei einer Temperatur von $T \approx 100\text{K}$ aus den bei parallelem Einbau stattgefundenen Messungen jeweils ein Messwert für B entnommen und die Messwerte über B_{EM} aufgetragen.

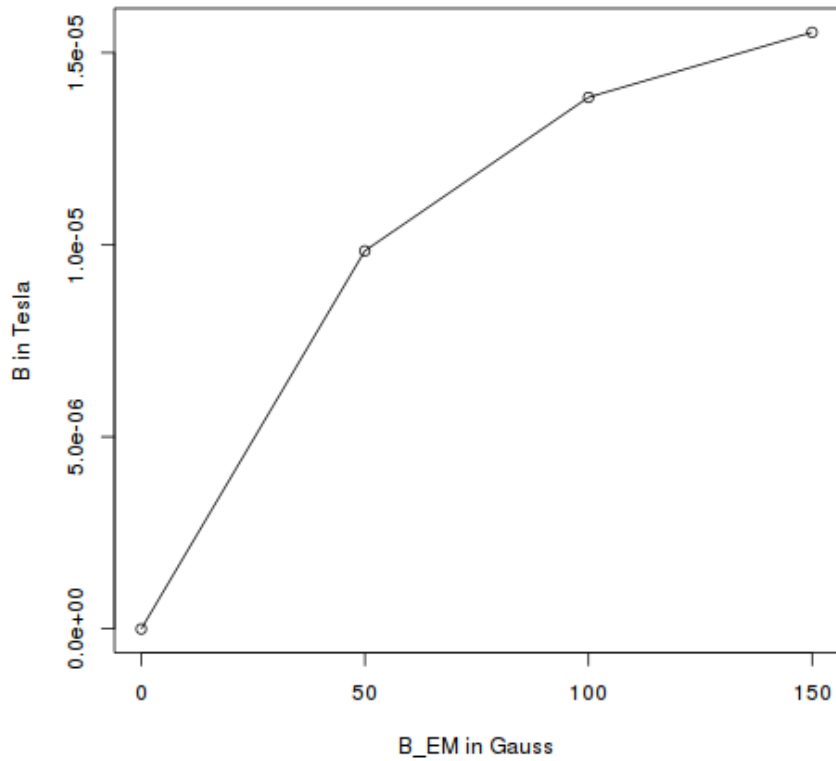


Abbildung 10: Die Neukurve der Magnetisierung als Funktion des gemessenen Magnetfeldes am SQUID B und in Abhängigkeit von der Stärke des Aufmagnetisierungsmagnetfeldes B_{EM} . Die gezeigten Datenpunkte sind bei einer Temperatur von $T = 100.08\text{K}$ entnommen.

Die Neukurve entspricht dem erwarteten Verlauf.

3.4 Messung der Gadoliniumprobe

Mit der Gadoliniumprobe wurde ganz analog zur Terbiumprobe bei parallelem Einbau eine weitere Messung bei $B_{EM} = 1000$ Gauss durchgeführt. Die gemessene Kurve ist in Schaubild 11 aufgetragen:

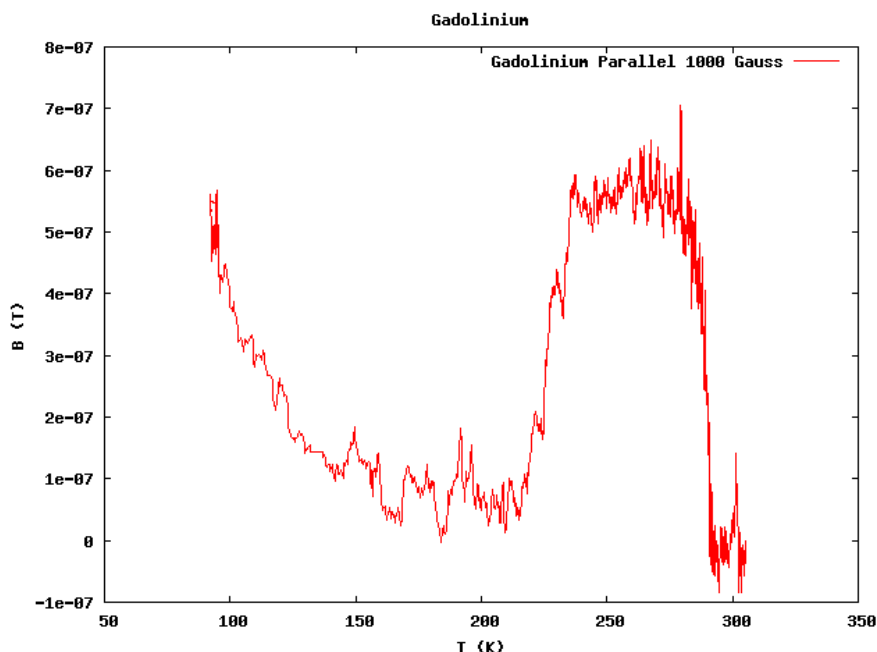


Abbildung 11: Messung der Gadoliniumprobe bei parallelem Einbau. Die Kurven wurden mit dem Faktor α_p der Nickelprobe kalibriert und ein Offset hinzuaddiert, sodass die Magnetisierung für hohe Temperaturen verschwindet.

Gadolinium zeigt eine hohe Curie-Temperatur, erst ab $T_C \approx 290$ K fällt die Magnetisierung stark ab und das Material wird paramagnetisch. Davor ist ein anderer interessanter Effekt zu beobachten. Die Magnetisierungsachse des Materials dreht sich mit steigender Temperatur bis ca. 200 K langsam von der Messachse weg, bis die Magnetisierung fast parallel am SQUID anliegt und das gemessene Magnetfeld fast verschwindet. Über 200 K dreht sich die Magnetisierungsachse sehr schnell wieder in die ursprüngliche Position zurück. Bis zum Zusammenbruch des ferromagnetischen Zustandes misst man dann wieder die volle Magnetisierung.

Der aus dem Schaubild abgeschätzte Wert für $T_C \approx 290$ K stimmt gut mit dem Literaturwert von $T_{C,lit} = 292.5$ K überein.

Literatur

[Vorbereitungshilfe] Nils Laßmann: Versuch „Magnetisierung“ – Messung der Magnetisierung mittels eines HTSL-SQUID Magnetometers (Vorbereitungshilfe zum Versuch Magnetisierung), Staatsexamensarbeit, Physikalisches Institut der Universität Karlsruhe, 2005