

## Inhaltsverzeichnis

1	Aufgabenstellung.....	2
1.1	Widerstandsmessung an Metallen bei Tieftemperaturen.....	2
1.2	Wechselstrom-Josephson-Effekt.....	2
2	Grundlagen.....	3
2.1	Eigenschaften der Supraleitung.....	3
2.2	Theorie der Tieftemperatursupraleitung.....	4
2.3	Verwendete Elemente und Verbindungen.....	7
2.4	Anwendungen.....	8
3	Versuchsaufbau und -durchführung.....	9
3.1	Temperatur- und Widerstandsmessungen.....	9
3.2	Josephson-Effekt.....	10
4	Protokoll.....	11
5	Messdaten.....	12
6	Auswertung.....	13
6.1	Weitere Formeln.....	13
6.2	Berechnungen.....	14
7	Ergebnisse und Diskussion.....	18
7.1	Temperaturverteilung in der Heliumkanne.....	18
7.2	Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes.....	19
7.3	Magnetfeldabhängigkeit.....	21
7.4	Josephson-Effekt.....	22
	Literaturverzeichnis.....	23

# 1 Aufgabenstellung

## 1.1 Widerstandsmessung an Metallen bei Tiefsttemperaturen

1. Temperaturverteilung in der Heliumkanne
2. Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstands
3. Restwiderstandsverhältnis
4. Magnetfeldabhängigkeit der Supraleitung
5. Überprüfung der Temperaturmessung

## 1.2 Wechselstrom-Josephson-Effekt

1. Inbetriebnahme
2. Kennenlernen der Kennlinien eines Punktkontaktes ohne und mit Mikrowelleneinstrahlung
3. Vergleich der Stufenabstände mit der Josephson-Spannungs-Frequenz-Beziehung (Mikrowellenfrequenz bei 35 GHz anzusetzen).

## 2 Grundlagen

### 2.1 Eigenschaften der Supraleitung

#### 2.1.1 Elektrischer Widerstand

Als es dem niederländischen Physiker Heike Kamerlingh Onnes (1853-1926) im Jahre 1908 gelang Helium zu verflüssigen (Siedepunkt  ${}^4\text{He}$ : 4,2 K), war die Messung des elektrischen Widerstands eine der ersten Untersuchungen, die man bei diesen Temperaturen durchführte. Dabei ergab sich der bis dahin unerwartete Umstand, dass bei einigen Elementen der Widerstand unterhalb einer kritischen Temperatur  $T_c$  - auch Sprungtemperatur genannt - plötzlich sehr stark abfällt. Ein verbleibender ohmscher Widerstand konnte bei diesen Supraleitern mit den damaligen Messmethoden nicht festgestellt werden. Man untersuchte in den folgenden Jahren mit Hilfe anderer Methoden (z.B. der Beobachtung von induzierten Dauerströmen), ob der Widerstand wirklich gleich Null ist. Man weiß heute, dass er beim Übergang zur Supraleitung um mindestens 14 Größenordnungen

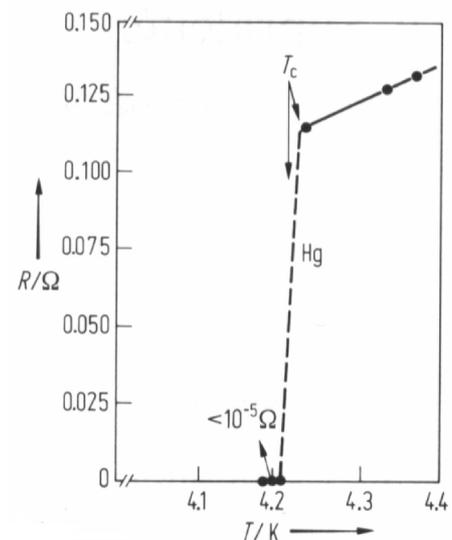


Abb. 1 - Widerstandsverhalten von Quecksilber [1]

kleiner wird und der spezifische Widerstand um 17 Zehnerpotenzen geringer ist als der des Kupfers. Dieser Unterschied entspricht etwa dem Verhältnis von Normalleiter zu Isolator, deshalb gelten die Supraleiter als Idealeiter.

#### 2.1.2 Einflüsse von Magnetfeldern auf die Supraleitung

Neben dem Verschwinden des elektrischen Widerstands haben Supraleiter auch besondere magnetische Eigenschaften. Befindet sich ein sogenannter Typ-I-Supraleiter (unterhalb seiner kritischen Temperatur) innerhalb eines Magnetfeldes, verdrängt er das Magnetfeld bis zu einer kritischen Feldstärke  $H_c$  vollständig aus seinem Inneren (Meissner-Ochsenfeld-Effekt), indem sich Kreisströme im oberflächennahen Bereich ausbilden. Er verhält sich wie ein idealer Diamagnet mit Suszeptibilität  $\chi = -1$ . Für die kritische Flußdichte gilt nach [2], Seite 112, in guter Näherung:

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

Ähnlich verhalten sich Typ-II-Supraleiter, nur treten hier zwei kritische Felder auf, das „obere“ und das „untere“ ( $H_{c \text{ unten}} < H_c < H_{c \text{ oben}}$ ). Unterhalb des unteren kritischen Feldes entspricht das Verhalten dem Typ-I-Supraleiter. Bei höheren Feldstärken treten jedoch zunehmende sogenannte Flußschläuche auf (die *Shubnikov-Phase*), das sind normalleitende Bereiche, durch die das

Magnetfeld in den Supraleiter eindringen kann. Dadurch wird die Oberfläche des Supraleiters vergrößert und eine vollständige Feldverdrängung aus dem „restlichen“ Supraleiter möglich. Treten schließlich Feldstärken auf, die das obere kritische Feld überschreiten, so wird das Material vollständig normalleitend und vom Magnetfeld durchsetzt.

Fließt ein elektrischer Strom, so tritt aufgrund des durch die Flußschläuche eindringenden magnetischen Feldes eine Lorentzkraft auf, die eine Verschiebung der Flußschläuche mit sich bringt [3]. Die daraus resultierende Erwärmung kann das Material (lokal) über die kritische Temperatur bringen und damit die Supraleitung zunichte machen. Um dies zu verhindern bzw. die kritische Stromdichte zu erhöhen, verwendet man sogenannte Typ-III-Supraleiter (auch: „harte“ Supraleiter), die sich vom Typ II dadurch unterscheiden, daß sie Haftzentren beinhalten, die die Flußschläuche in ihrer Position fixieren.

Elemente sind in der Regel Typ-I-Supraleiter, Nb, V, Zr und die meisten Legierungen bilden die Gruppe der Typ-II-Supraleiter. Typ-III-Supraleiter werden aus Legierungen erzeugt, indem man gezielt Störungen des Kristallgitters erzeugt (z.B. durch Verformung).

## 2.2 Theorie der Tieftemperatursupraleitung

### 2.2.1 Flußquantisierung

Man kann in einen supraleitenden Ring Ströme induzieren, in dem man den Ring in einem Magnetfeld von Raumtemperatur unter die Sprungtemperatur abkühlt und dann das äußere Magnetfeld entfernt. Nach makroskopischer Vorstellung sollte so jeder beliebige Strom eingestellt werden können. Aus quantenmechanischer Sicht weiß man aber, dass stationäre Zustände nur diskrete Werte annehmen können. Unter der Annahme, dass Elektronen die Ursache für den Suprastrom sind, sollte der magnetische Fluss ein Vielfaches von  $\frac{h}{2e}$  ergeben. Durch experimentelle Messungen fand man jedoch Vielfache von  $\Phi_0 = \frac{h}{2e}$ . Somit müssen Teilchen mit doppelter Elementarladung den Suprastrom erzeugen. Diese Tatsache führte zu der Annahme, dass Elektronenpaare die Ursache für die Supraleitung sind.

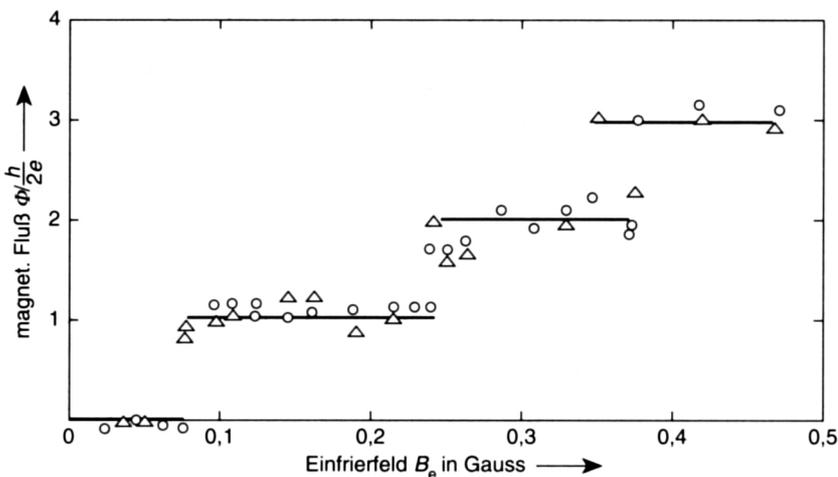


Abbildung 2: Ergebnisse von Deaver und Fairbank zur Flußquantisierung in einem Sn-Zylinder (aus [2], Kap. 3.2, Abb. 24)

## 2.2.2 Isotopeneffekt

H. K. Onnes versuchte bereits 1922 eine Abhängigkeit der Sprungtemperatur von der Isotopenmasse festzustellen. Es standen ihm jedoch nur zwei Bleiisotope zur Verfügung anhand derer er keine Abhängigkeit nachweisen konnte. Erst als es die Kernphysik möglich machte, verschiedene Isotope eines Elements herzustellen, konnte man genauere Untersuchungen durchführen. Dabei ergab sich eine Proportionalität der Sprungtemperatur  $T_c \sim m^{-\beta}$  ( $\beta \approx 0,5$ ;  $m$ : Atommasse). Nimmt man für die Gitterschwingung einen harmonischen Oszillator an, so ist deren Frequenz (Debye-Frequenz)  $\omega_D \sim m^{-1/2}$ . Demzufolge ist die Sprungtemperatur proportional der Frequenz der Gitterschwingung der Rumpfatome. Man hat deshalb für die prinzipielle Deutung der Supraleitung die Gitterschwingung mit einbezogen.

## 2.2.3 Paarbildung

Die Flussquantisierung hat gezeigt, dass als „supraleitende Teilchen“ nur zwei korrelierte Elektronen in Frage kommen. Der supraleitende Zustand existiert unterhalb von Sprungtemperaturen  $T_c < 23$  K (für klassische Supraleiter). Die entsprechenden thermischen Energien betragen  $k_B T < 2$  meV. Somit ist die Paarbildungsenergie klein gegenüber der kinetischen der Leitungselektronen (5 - 15 eV [1]). Die Ursache für die Paarbildung ist bei den Atomrümpfen zu suchen, was der Isotopeneffekt (Kap. 2.2.2) belegt.

## 2.2.4 BCS-Theorie, Cooper-Paare

Man kann eine Möglichkeit finden, dass zwei Elektronen miteinander korrelieren, indem man das Atomgitter, bzw. dessen Schwingungen (Phononen) mit einbezieht. Die Gitteratome sind bei  $T > 0$  nicht starr an ihre Ruhelagen gebunden, sondern können elastisch ausgelenkt werden. Ein Elektron, das sich durch das Gitter bewegt, zieht aufgrund seiner Ladung die Rumpfatome an. Das Gitter ist an dieser Stelle durch den kürzeren Abstand dieser beiden positiv geladenen Teilchen positiv polarisiert, wodurch ein zweites Elektron angezogen werden kann. Es hat betragsmäßig den gleichen Impuls wie das erste, die Richtung des Impulses ist jedoch genau entgegengesetzt. Diese Bedingung ist durch eine Absenkung der Gesamtenergie gegeben. Für das statistische Verhalten ist es noch wichtig, dass die Teilchen entgegengesetzten Eigendrehimpuls (Spin) haben. Diese beiden miteinander korrelierenden Elektronen nennt man auch ein Cooper-Paar:  $\{+p\uparrow, -p\downarrow\}$ . Man betrachtet jetzt nicht mehr die zwei Elektronen, sondern nimmt ein Cooper-Paar als ein einzelnes Teilchen an. Alle Cooper-Paare befinden sich alle im gleichen Quantenzustand und folgen deshalb der Bose-Einstein-Statistik. Sie besitzen alle den gleichen Impuls, der ohne äußeres Feld Null ist, und müssen aufgrund der daraus resultierenden extremen Ortsunschärfe als Wellen betrachtet werden. Diese besitzen alle die gleiche Phase, wobei sich diese Phasenkorrelation durch den ganzen Supraleiter zieht.

## 2.2.5 Josephson-Effekt

### 2.2.5.1 Gleichstrom-Josephson-Effekt

Die 1962 von B. D. Josephson theoretisch vorhergesagten Effekte beziehen sich auf das Durchtunneln von Cooper-Paaren durch einen Supraleiter-Supraleiter-Punktkontakt oder eine Isolatorschicht zwischen zwei Supraleitern (SIS), deren maximale Dicke in der Größenordnung von 2 nm liegt [2].

Da alle Cooper-Paare in einem Supraleiter den gleichen Zustand annehmen (vgl. Kap. 2.2.4), besteht eine feste Phasenkorrelation. Sind die beiden betrachteten Supraleiter mit „1“ und „2“ bezeichnet, die Phasen ihrer Cooper-Paare mit  $\varphi_1$  und  $\varphi_2$ , so fließt über den Kontakt bzw. die Grenzschicht ein Strom  $I_S = I_{Smax} \cdot \sin(\varphi_2 - \varphi_1)$ , dessen mögliches Maximum  $I_{Smax}$  nur von den Eigenschaften des Kontaktes / der Isolatorschicht abhängt.

Läßt man einen Strom durch den Kontakt fließen, geschieht dies bis zu einem Maximalwert ohne Spannungsabfall. Diesen Effekt bezeichnet man als Josephson-Gleichstrom.

Wird der Strom hingegen weiter erhöht, tritt ein Spannungsabfall auf.

### 2.2.5.2 Wechselstrom-Josephson-Effekt

Liegt an dem Kontakt / der Isolatorschicht eine Spannung  $U_K$  an, fließt ein hochfrequenter Wechselstrom (ca. 484 GHz pro mV), wodurch Anwendungen in der Mikrowellen- und Meßtechnik möglich werden (vgl. Kapitel ).

Durch  $U_K$  haben die Cooper-Paar-Systeme in 1 und 2 eine Energiedifferenz  $\Delta E = 2e \cdot U_K = \frac{U_K}{\phi_0} \cdot h$ . Dem entspricht die Frequenzdifferenz  $\Delta \nu = \frac{\Delta E}{h} = \frac{U_K}{\phi_0}$ . Für eine konstante Spannung und damit konstante Frequenzen ergibt sich daraus  $\Delta \varphi = 2\pi \cdot \Delta \nu \cdot t$ , und nach Kap. 2.2.5.1 bedeutet dies einen Wechselstrom  $I_S = I_{Smax} \cdot \sin(\Delta \varphi) = I_{Smax} \cdot \sin(2\pi \Delta \nu \cdot t)$  mit der Frequenz  $\Delta \nu$ .

Wird umgekehrt der Kontakt mit Mikrowellen der Frequenz  $\nu_{MW}$  bestrahlt, ergeben sich in der Strom-Spannungs-Kennlinie charakteristische, äquidistante Stufen im Abstand  $\Delta U_K$ , für die gilt:

$$\nu_{MW} = \frac{\Delta U_K}{\phi_0} = \frac{U_K \div N}{\phi_0} = \frac{\Delta \nu}{N} \quad \text{wobei} \quad N = \frac{U_K}{\Delta U_K} \quad \text{ist [2].}$$

Bewirkt werden die Stufen durch eine Überlagerung des Josephson-Wechselstromes mit dem Mikrowellenfeld, wobei sich jeweils bei  $\Delta \nu = N \cdot \nu_{MW}$  ein zusätzlicher Josephson-Gleichstrom ergibt, und damit ein höherer Stromfluß bei gleicher Spannung.

## 2.3 Verwendete Elemente und Verbindungen

### 2.3.1 Supraleiter

<i>Stoff</i>	<i>Sprungtemperatur <math>T_c</math> ([1])</i>	<i>Typ</i>
Tantal (Ta)	4,4 K	I
Niob-Zirkon (Nb <sub>3</sub> Zr)	10,8 K	II
Lötzinn (60% Zn, 38% Pb, 2% Cu)	7,2 K <sup>1</sup>	I
Aluminium (Al)	1,19 K	I

### 2.3.2 Normalleiter

Konstantan ist eine Kupfer-Nickel-Legierung (55% Cu, 44% Ni, 1% Mn Massengehalt [4]), die einen über weite Bereiche annähernd konstanten spezifischen elektrischen Widerstand (Temperaturkoeffizient bei 20 °C:  $4 \cdot 10^{-5} \Omega/K$  [5]) aufweist.

Kupfer ist nach Silber der Normalleiter mit dem niedrigsten spezifischen elektrischen Widerstand und wird in fast allen elektrischen Leitungen verwendet.

Platin wird in Form eines Platinwiderstandsthermometers als definierendes Meßinstrument der Temperaturskala von 13,8033 K bis 961,78°C (ITS-90, [6]) genutzt, da der Widerstand des Platins in diesem Bereich eine sehr lineare Temperaturabhängigkeit aufweist.

Für die Messung tiefer Temperaturen wird eine Halbleiterdiode mit negativem Temperaturkoeffizient (NTC) verwendet, die gerade im Bereich des Flüssighelium einen hohen Widerstand hat, welcher genaue Messungen ermöglicht.

---

<sup>1</sup> Ursächlich für die Supraleitung ist der Bleianteil

## **2.4 Anwendungen**

Für die Anwendung unterscheidet man zwischen Tieftemperatursupraleitung (LTSC – low temperature superconductivity) und Hochtemperatursupraleitung (HTSC – high TSC). Bei der LTSC wird als Kühlmittel flüssiges Helium (LHe) benötigt, während bei der HTSC der deutlich billigere Flüssigstickstoff (Siedepunkt 77,3 K) aufgrund von Sprungtemperaturen von ca. 100 K verwendet werden kann. Da die kritische Stromdichte sowie das kritische Magnetfeld von der Temperatur abhängt, wird Tieftemperatursupraleitung immer dann verwendet, wenn hohe Ströme und Magnetfelder gebraucht werden. So werden in der Medizin die Magnetresonanztomographen und die Umlenkspulen einiger Teilchenbeschleuniger mit LHe gekühlten Supraleitern betrieben. Die Hochtemperatursupraleitung wird überall da gebraucht, wo der Einsatz für Flüssighelium nicht rentabel ist. So versucht man zur Energieübertragung und -verteilung supraleitende Kabel, Energiespeicher, Kurzschlussstrombegrenzer, Transformatoren, Motoren und Generatoren zu bauen. Weiterhin werden supraleitende SQUIDs (superconducting quantum interference devices) für die Messung von sehr kleinen Magnetfeldern und in der Elektronik verwendet. Diese Anwendungen befinden sich allerdings noch im Entwicklungsstadium.

Mit Hilfe des Josephsoneffektes kann der Wert für  $h/e$  auf eine Frequenzmessung zurückgeführt und deshalb genauer bestimmt werden als mit anderen Methoden. Entsprechend ist Spannungsmessung auf eine Frequenzmessung rückführbar, wodurch die Meßgenauigkeit um Größenordnungen verbessert werden kann. Im Mikrowellenbereich versucht man mit Josephsonkontakten als Sender bzw. Empfänger zu arbeiten. Weiterhin hat man Versuche unternommen, Kryotrons als Schaltelemente einzusetzen. Prinzipiell wäre der Einsatz supraleitender Elemente in jedem Bereich der Elektronik denkbar, allerdings muß in der Praxis die dafür nötige Kühlung sinnvoll realisierbar und rentabel sein.

### 3 Versuchsaufbau und -durchführung

Für die Messungen wird ein Kryostat (DP 25-4) mit LN<sub>2</sub>-Kühlung verwendet, das über eine Helium-Rückleitung mit dem Rückverflüssiger verbunden ist. Der Druck muß mittels des angeschlossenen Manometers kontrolliert werden, um unnötige Heliumverluste zu vermeiden. Diese Maßnahmen sind aufgrund der hohen Verflüssigungskosten des Heliums und dessen geringer Verdampfungswärme (4,85 kcal/kg [7]) notwendig.

#### 3.1 Temperatur- und Widerstandsmessungen

Am Meßstab sind im Allgemeinen Anschlüsse zur Vierpolmessung vorhanden, damit Kontaktwiderstände, die z.T. größer als der zu messende Widerstand sein können, nicht ins Gewicht fallen.

Durch Variation der Einführtiefe des Meßstabes in die Heliumkanne wird die Temperatur am Meßkopf verändert.

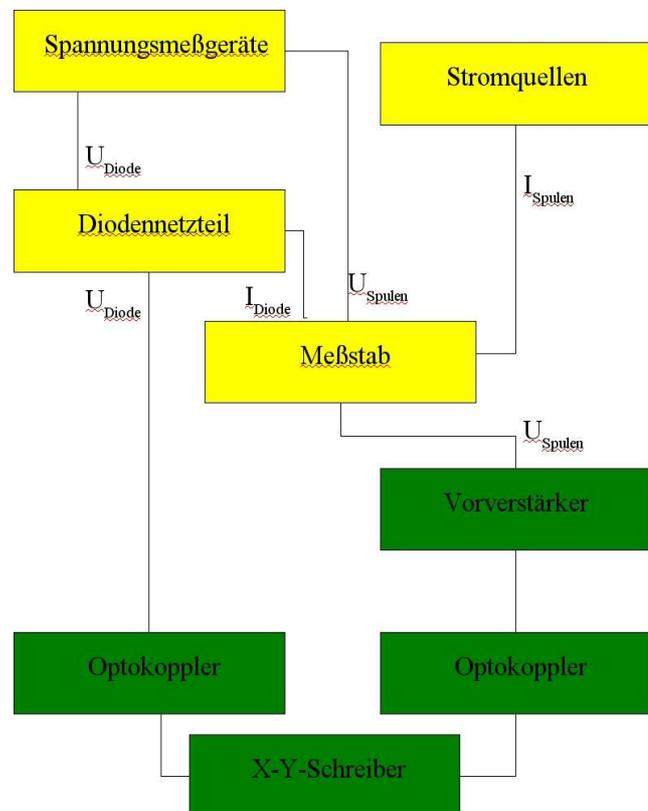


Abbildung 3: Versuchsaufbau zu Widerstands- und Temperaturmessungen

### 3.2 Josephson-Effekt

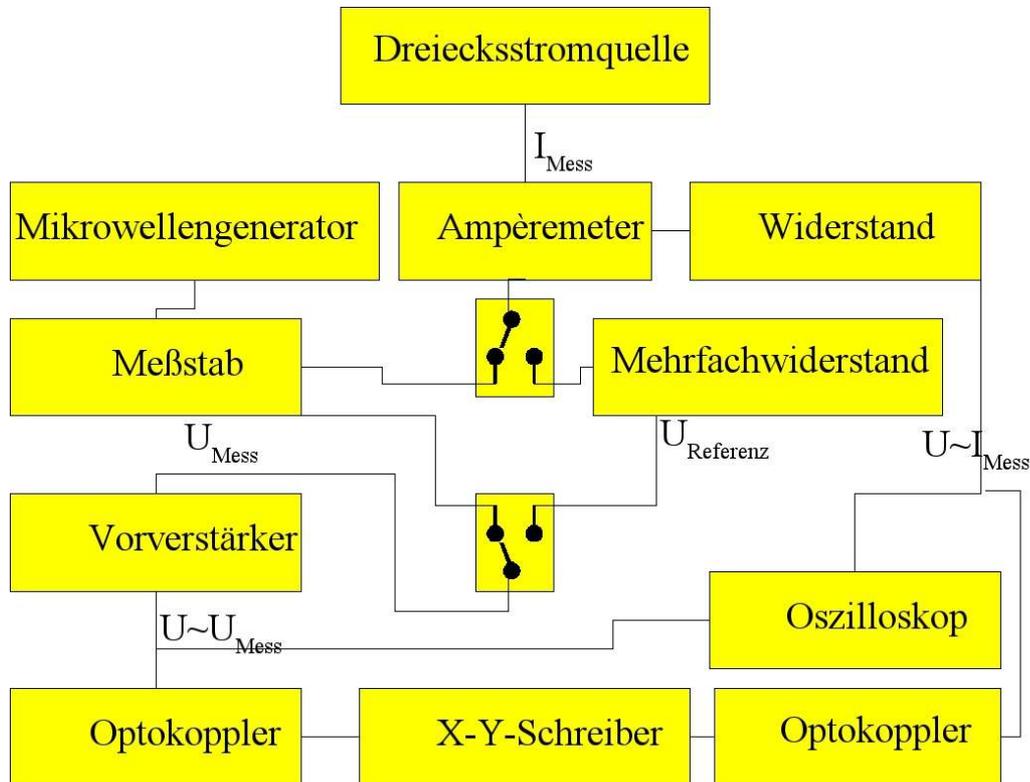


Abbildung 4: Versuchsaufbau zum Josephson-Effekt

Zunächst wurde mittels Oszilloskop (ohne Mikrowelleneinstrahlung und X-Y-Schreiber) der Punktkontakt am Meßstab eingestellt, wofür ein Draht vom Kontakt zum oberen Stabende herausgeführt war. War eine Kennlinie zu erkennen, die sowohl den Gleichstrom-Josephson-Effekt als auch einen ohmschen Widerstand erkennen ließ (keine reine Supraleitung, die auftrat, wenn der Kontakt zu stark wurde), wurden die Mikrowellen über den im Stab befindlichen Wellenleiter eingekoppelt, wodurch die Kennlinie bezüglich der Stromachse „zusammengeschoben“ wurde. Durch weiteres Einstellen des Punktcontactes mußten nun deutlich die typischen Stufen in der Kennlinie erkennbar werden, die dann mittels X-Y-Schreiber aufgezeichnet wurden.

## **4 Protokoll**

## **5 Messdaten**

## 6 Auswertung

### 6.1 Weitere Formeln

Bei der Temperaturbestimmung mit Hilfe der Diode wurden die jeweiligen Werte  $T$  aus den nächstliegenden Tabellenwerten ( $T_0, U_0$ ) über lineare Näherung mit entsprechendem Anstieg  $dT/dU$  aus der gemessenen Spannung berechnet.

$$T_{Diode} = T_0 + (U - U_0) \frac{dT}{dU}$$

$$\Delta T_{Diode} = \Delta U \cdot \frac{dT}{dU} + (U - U_0) \cdot \frac{1}{2} \cdot \left| \frac{dT}{dU}_1 - \frac{dT}{dU}_2 \right|$$

Die Tabellenwerte  $T_0$  und  $U_0$  wurden als konstant angenommen und für den Fehler des Anstieges die halbe Differenz zwischen den beiden benachbarten Ableitungen verwendet.

Für den Platinwiderstand wurde über Differenzbildung der beiden am nächsten liegenden Werte ( $T_{min}, T_{max}$ ) die Temperatur berechnet. Auch hier wurden die Tabellenwerte als konstant angenommen und für die lin. Näherung kein Fehler angenommen, da der Platinwiderstand sehr genau linear von der Temperatur abhängt.

$$T_{Pt100} = T_{min} + (R - R_{min}) \frac{T_{max} - T_{min}}{R_{max} - R_{min}}$$

$$\Delta T_{Pt100} = \Delta R \frac{T_{max} - T_{min}}{R_{max} - R_{min}}$$

Als Restwiderstandsverhältnis wurde das Verhältnis des Widerstandes bei Raumtemperatur zum kleinsten noch meßbaren Widerstand bei Supraleitern bzw. zum Widerstand im flüssigen Helium gebildet.

Das Magnetfeld im Inneren einer mit Strom  $I$  durchflossenen Zylinderspule mit  $n$  Windungen berechnet sich wie folgt:

$$B = \mu_0 \cdot \mu_r \cdot \frac{n \cdot I}{l} \quad \text{wobei } \mu_r = 1 \text{ angenommen wurde.}$$

## 6.2 Berechnungen

### 6.2.1 Temperaturverteilung und Widerstände (26. 11. '03)

L [cm]	L' [cm]	T <sub>Diode</sub> [K]	T <sub>Pt100</sub> [K]	Differenz T <sub>Pt100</sub> -T <sub>Diode</sub>	Abweichung
75,6 ± 0,2	66,4 ± 0,4	219,39 ± 0,09	222,5491 ± 35E-5	3,16	1,44%
70,6 ± 0,2	61,4 ± 0,4	135,08 ± 0,09	138,4945 ± 30E-5	3,42	2,53%
64,3 ± 0,2	55,1 ± 0,4	131,65 ± 0,09	133,6682 ± 29E-5	2,02	1,53%
57,8 ± 0,2	48,6 ± 0,4	121,96 ± 0,09	124,0579 ± 29E-5	2,1	1,72%
52,1 ± 0,2	42,9 ± 0,4	55,49 ± 0,11	56,2574 ± 27E-5	0,77	1,39%
50,5 ± 0,2	41,3 ± 0,4	31,3 ± 2,4	31,7768 ± 47E-5	0,44	1,39%
48,5 ± 0,2	39,3 ± 0,4	20,21 ± 0,11	20,70863 ± 65E-6	0,5	2,45%
47,5 ± 0,2	38,3 ± 0,4	12,67 ± 0,07	13,8232 ± 16E-5	1,15	9,09%
46,4 ± 0,2	37,2 ± 0,4	9,41 ± 0,07			
45,3 ± 0,2	36,1 ± 0,4	7,95 ± 0,07			
41,2 ± 0,2	32,0 ± 0,4	5,88 ± 0,03			
38,5 ± 0,2	29,3 ± 0,4	5,06 ± 0,05			

Stablänge in cm: 96,0 ± 0,2  
 Kannenboden bei L (in cm): 9,2 ± 0,2  
 L' bezeichnet die Höhe des Stabendes über dem Kannenboden

L [cm]	L' [cm]	R <sub>Ta</sub> [Ω]	R <sub>NbZr</sub> [Ω]	R <sub>Cu</sub> [Ω]	T <sub>Diode</sub> [K]
75,6 ± 0,2	66,4 ± 0,4	6,270 ± 4,14E-2	15,6500 ± 1,28E-1	76,2 ± 0,2	219,39 ± 0,09
70,6 ± 0,2	61,4 ± 0,4				135,08 ± 0,09
64,3 ± 0,2	55,1 ± 0,4				131,65 ± 0,09
57,8 ± 0,2	48,6 ± 0,4				121,96 ± 0,09
52,1 ± 0,2	42,9 ± 0,4	1,276 ± 8,38E-3	0,0690 ± 2,35E-3	11,59 ± 0,02	55,49 ± 0,11
50,5 ± 0,2	41,3 ± 0,4	0,752 ± 5,76E-3	0,0220 ± 2,11E-3	8,29 ± 0,02	31,34 ± 2,40
48,5 ± 0,2	39,3 ± 0,4	0,620 ± 5,10E-3	0,0160 ± 2,08E-3	7,68 ± 0,02	20,21 ± 0,11
47,5 ± 0,2	38,3 ± 0,4	0,592 ± 4,96E-3	0,0155 ± 2,08E-3	7,47 ± 0,02	12,67 ± 0,07
46,4 ± 0,2	37,2 ± 0,4	0,588 ± 4,94E-3	0,0079 ± 1,40E-4	7,8 ± 0,02	9,41 ± 0,07
45,3 ± 0,2	36,1 ± 0,4	0,588 ± 4,94E-3	0,0001 ± 4,00E-7	8,78 ± 0,02	7,95 ± 0,07
41,2 ± 0,2	32,0 ± 0,4	0,587 ± 4,94E-3	Nicht meßbar	7,39 ± 0,02	5,88 ± 0,03
38,5 ± 0,2	29,3 ± 0,4	0,587 ± 4,94E-3	Nicht meßbar	7,26 ± 0,02	5,06 ± 0,05

**6.2.2 Temperaturverteilung und Widerstände (27. 11. '03)**

L [cm]			L' [cm]	T <sub>Diode</sub> [K]	T <sub>Pt100</sub> [K]
Raumtemp.			Raumtemp.	293,51 ± 0,08	300,5071 ± 19E-5
LN2			LN2	77,07 ± 0,10	77,97589 ± 29E-6
46,7	±	0,2	37,5 ± 0,4	8,5 ± 0,09	
46,7	±	0,2	37,5 ± 0,4	8,89 ± 0,05	
45,4	±	0,2	36,2 ± 0,4	8,06 ± 0,01	
44,8	±	0,2	35,6 ± 0,4	7,41 ± 0,05	
41,8	±	0,2	32,6 ± 0,4	5,87 ± 0,13	
32,9	±	0,2	23,7 ± 0,4	4,49 ± 0,06	
31,8	±	0,2	22,6 ± 0,4	4,35 ± 0,01	
25,3	±	0,2	16,1 ± 0,4	4,24 ± 0,06	
10,1	±	0,2	0,9 ± 0,4	4,25 ± 0,06	

L [cm]	L' [cm]	R <sub>Ta</sub> [Ω]	R <sub>NbZr</sub> [Ω]	R <sub>Cu</sub> [Ω]	T <sub>Diode</sub> [K]
Raumtemp.	Raumtemp.	8,34 ± 52E-3	1,3380 ± 8,7E-3	102,29 ± 0,02	293,51 ± 0,08
LN2	LN2	2,00 ± 12E-3	0,1700 ± 3,9E-3	17,62 ± 0,02	77,07 ± 0,10
46,7 ± 0,2	37,5 ± 0,4	0,58 ± 13E-3	0,00095 ± 55E-6	7,73 ± 0,02	8,55 ± 0,09
46,7 ± 0,2	37,5 ± 0,4		0,00185 ± 1,1E-4		8,89 ± 0,05
45,4 ± 0,2	36,2 ± 0,4		0,0002 ± 10E-5		8,06 ± 0,01
44,8 ± 0,2	35,6 ± 0,4		Nicht meßbar		7,41 ± 0,05
41,8 ± 0,2	32,6 ± 0,4	0,587 ± 49E-4	Nicht meßbar	7,26 ± 0,02	5,87 ± 0,13
32,9 ± 0,2	23,7 ± 0,4	0,587 ± 49E-4	Nicht meßbar	6,93 ± 0,02	4,49 ± 0,06
31,8 ± 0,2	22,6 ± 0,4	Nicht messbar	Nicht meßbar		4,35 ± 0,01
25,3 ± 0,2	16,1 ± 0,4	Nicht messbar	Nicht meßbar	6,49 ± 0,02	4,24 ± 0,06
10,1 ± 0,2	0,9 ± 0,4	Nicht messbar	Nicht meßbar		4,25 ± 0,06

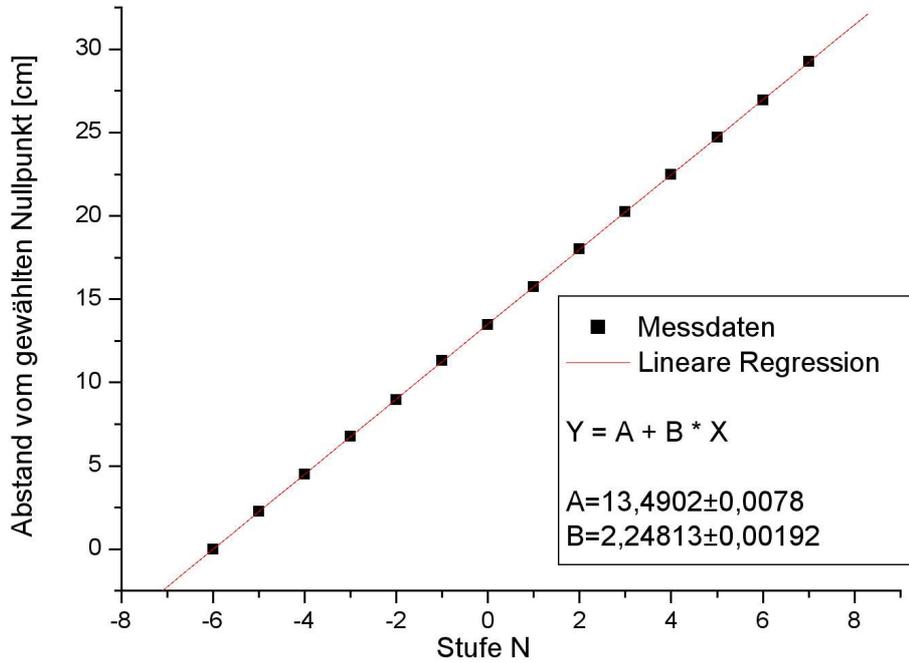
**6.2.3 Magnetfeldmessung (4.12.'03)**

I [A]	B [T]	Messung 1 Tc [K]	Messung 2 Tc [K]	Messung 3 Tc [K]
0	0 ± 2E-5 <sup>1)</sup>	4,59 ± 0,04	4,68 ± 0,04	4,64 ± 0,04
0,24	7,2E-4 ± 30E-6		4,56 ± 0,04	
0,25	7,5E-4 ± 30E-6	4,52 ± 0,04		
0,26	7,8E-4 ± 30E-6			4,61 ± 0,11
0,5	1,5E-3 ± 30E-6	4,51 ± 0,04	4,51 ± 0,04	4,54 ± 0,11
0,8	2,4E-3 ± 30E-6		4,48 ± 0,04	
1	3,0E-3 ± 30E-6	4,42 ± 0,04	4,45 ± 0,04	4,47 ± 0,07

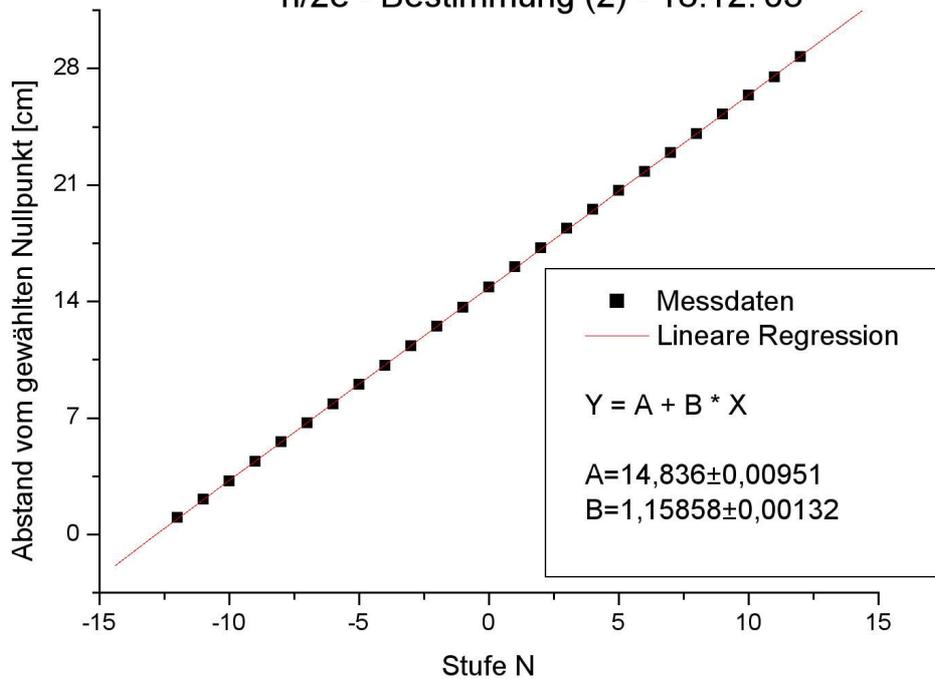
1) Als Fehler wurde die Größenordnung des Erdmagnetfeldangenommen

6.2.4  $h/2e$  Bestimmung (17.12. '03 / 18.12.'03)

$h/2e$  - Bestimmung (1) - 17.12.'03



$h/2e$  - Bestimmung (2) - 18.12.'03



**h/2e-Bestimmung (1)**

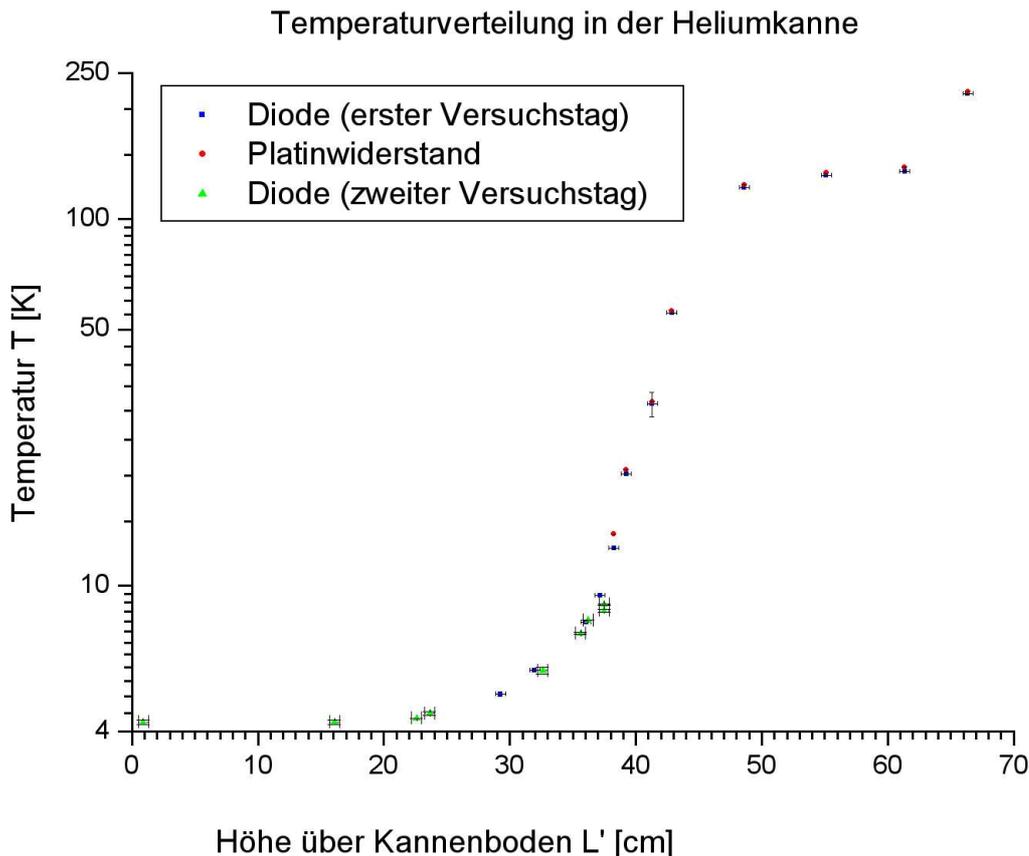
aus lin. Regression – B	2,2481 ± 0,0020	cm
U <sub>1</sub>	226 ± 1	mV
U <sub>2</sub>	390 ± 1	mV
U <sub>1</sub> + U <sub>2</sub>	616 ± 2	mV
Abstand in der Messkurve – s	22,4 ± 0,1	cm
Maßstab – M = (U <sub>1</sub> + U <sub>2</sub> )/s	27,50 ± 0,21	mV/cm
Mikrowellenfrequenz – ν	35,0 ± 0,5	GHz
Abstand der Stufen – ΔU <sub>k</sub>	61,82 ± 0,53	mV
Vorverstärkungsfaktor V	860 ± 5	
h/2e = ΔU <sub>k</sub> /(V·ν)	<b>2,054 ± 0,059</b>	· 10 <sup>-15</sup> Vs
h/2e theoretisch	2,06784	· 10 <sup>-15</sup> Vs

**h/2e-Bestimmung (2)**

aus lin. Regression – B	1,1586 ± 0,0014	cm
U <sub>1</sub>	717 ± 1	μV
U <sub>2</sub>	851 ± 1	μV
U <sub>1</sub> + U <sub>2</sub>	1568 ± 2	μV
Abstand in der Messkurve – s	25,4 ± 0,1	cm
Maßstab – M = (U <sub>1</sub> + U <sub>2</sub> )/s	61,73 ± 0,32	μV/cm
Mikrowellenfrequenz – ν	35,0 ± 0,5	GHz
Abstand der Stufen – ΔU <sub>k</sub>	71,52 ± 0,46	μV
h/2e = ΔU <sub>k</sub> /ν	<b>2,043 ± 0,042</b>	· 10 <sup>-15</sup> Vs
h/2e theoretisch	2,06784	· 10 <sup>-15</sup> Vs

## 7 Ergebnisse und Diskussion

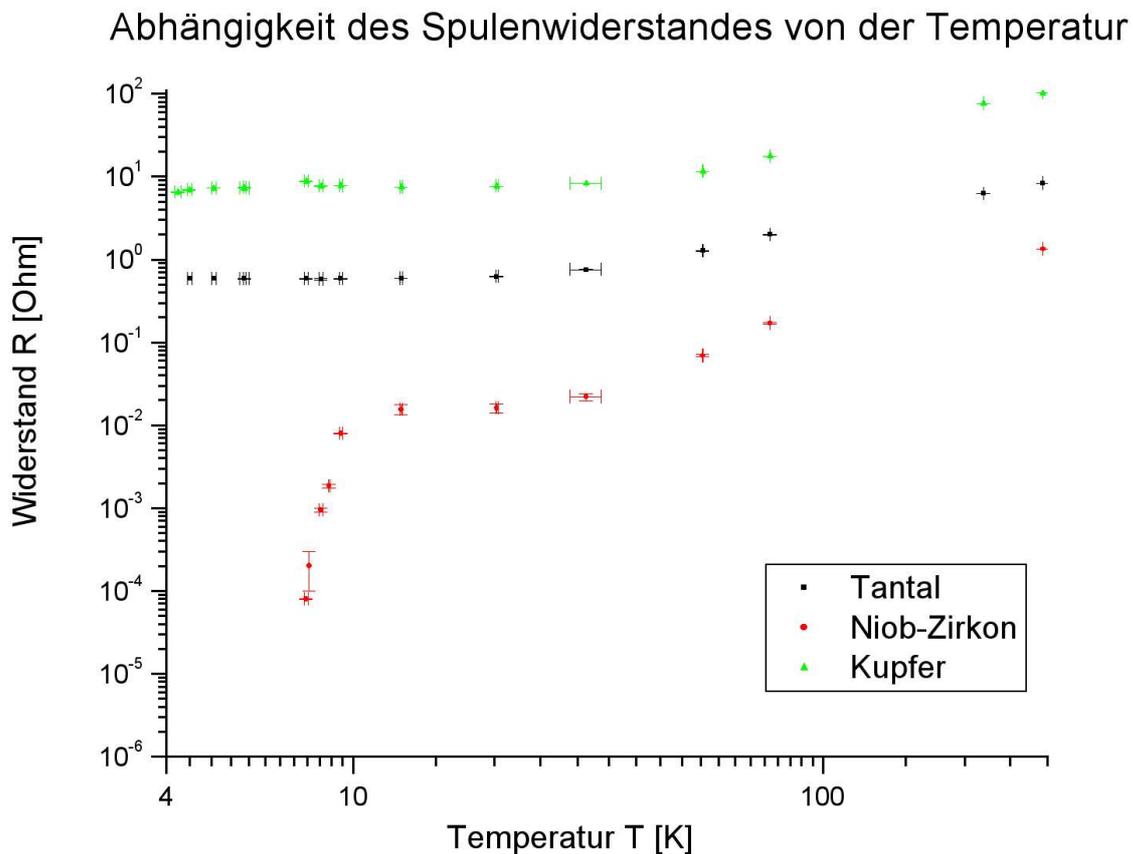
### 7.1 Temperaturverteilung in der Heliumkanne



Im oberen Drittel der Kanne fällt die Temperatur bis auf ca. 130 K ab und bleibt in einem Bereich von etwa 15 cm nahezu konstant. Bei einer Höhe des unteren Stabendes von 45 cm über dem Kannenboden beginnt der Bereich des Heliumbehälters, die Temperatur fällt durch den Heliumdampf zunächst sehr stark (innerhalb von ca. 10 cm auf etwa 10 K) und danach langsamer bis zur Flüssigkeitsoberfläche bei ca. 23 cm und ca. 4,4 K ab. Innerhalb des flüssigen Heliums mißt die Diode  $4,25 \pm 0,06$  K.

Auffällig ist die Abweichung zwischen den Meßwerten der Diode und denen des Pt100. Diese liegt zum einen daran, daß sie nicht in einem Punkt liegen, was besonders in Bereichen eines starken Höhentemperaturgradienten in der Kanne Wirkung zeigt. Zudem kommt noch die Tatsache, daß durch den Meßstrom von 10 mA, wie in einer Überprüfung der Abhängigkeit des Widerstandes vom Strom bei gleicher Temperatur (vgl. Protokoll vom 4. Dezember 2003) festgestellt wurde, die Temperatur des Pt100 besonders bei hohen Temperaturen um 1 - 3 K (bei Raumtemperatur sogar 7 K) erhöht wurde. Der abnehmende Einfluß des Stromes bei tieferen Temperaturen erklärt sich durch die Proportionalität der umgesetzten Leistung zum ohmschen Widerstand, der quasi-linear mit der Temperatur abnimmt.

## 7.2 Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes



	Restwiderstandsverhältnis
Konstantan	1,016 ± 0,001
Kupferlackdraht	50,8 ± 3,1
verzinnter Kupferdraht	41,4 ± 0,9
Aluminiumblech	12,5 ± 2,9
Lötzinn	40,3 ± 3,1
Tantal-Spule	14,2 ± 0,2
Niob-Zirkon-Spule	86 ± 12
Kupfer-Spule	15,76 ± 0,05

Der ohmsche Widerstand der Kupferspule nimmt nahezu linear ab bis ca. 31 K, bei weiterer Temperatursenkung bleibt er etwa konstant bei ca. 6-8% des Wertes bei Raumtemperatur. Dies entspricht einem Restwiderstandsverhältnis von 12-16. Allerdings ergab die Bestimmung des Restwiderstandsverhältnisses für Kupferlackdraht, wie auch für verzinnten Kupferdraht einen deutlich höheren Wert von 51 bzw. 41. Dies liegt möglicherweise daran, daß die

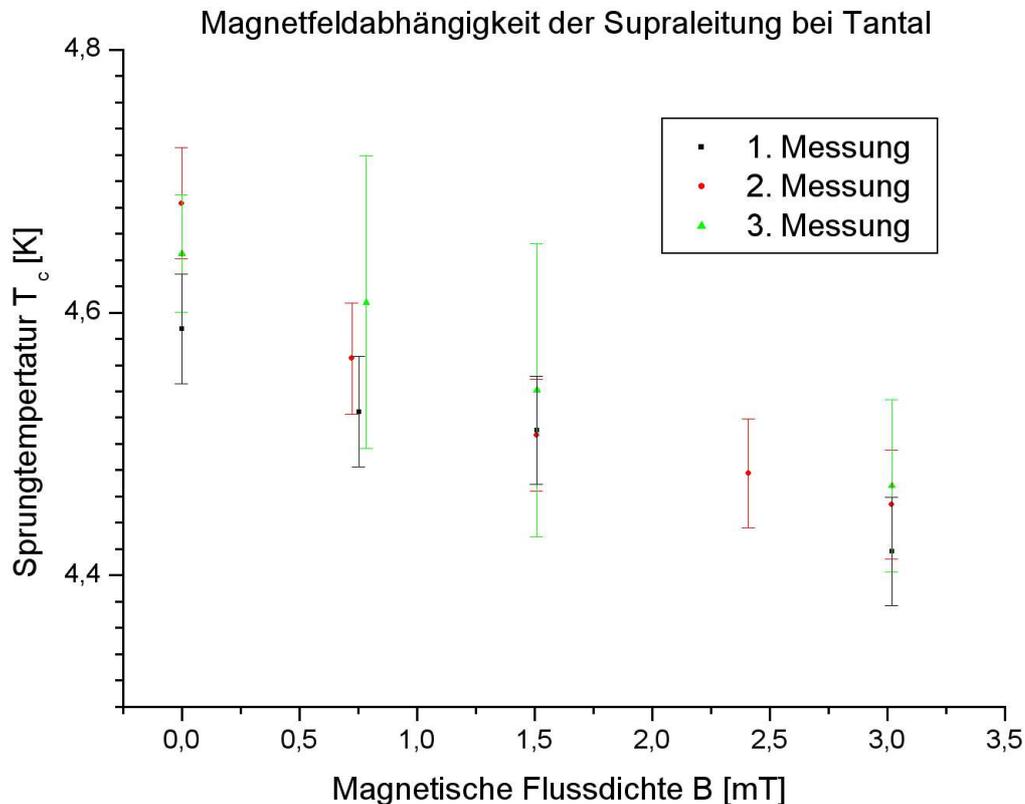
Messung an der Kupferspule als Zweipunktmessung ausgeführt wurde, und dadurch die Kontaktwiderstände den gemessenen Wert vergrößert haben (um auf einen Wert von 41 zu kommen, müßten die Kontaktwiderstände allerdings größer als 5 Ohm sein). Da der Widerstand bei tiefen Temperaturen stark von Unreinheiten und der Struktur des Materials abhängt, können auch von dieser Seite Ursachen erwartet werden. Um dies zu überprüfen, wären allerdings aufwendige Materialuntersuchungen notwendig.

Auch der ohmsche Widerstand der Tantal- und Niob-Zirkon-Spule fällt im Bereich von Raumtemperatur bis etwa 30 K näherungsweise linear, Tantal auf etwa 9 % des Raumtemperaturwertes, die Niob-Zirkon-Spule auf rund 1,6 %. Für tiefere Temperaturen fallen die Widerstände zunächst nur noch langsam. Tantal geht zwischen 4,49 K und 4,35 K in den Supraleitenden Zustand über (der Widerstand fällt unter den kleinsten meßbaren Wert von  $5 \mu\Omega$ , das ist ein Abfall um mindestens das  $10^5$ -fache). Dies stimmt gut mit dem Literaturwert 4,4 K überein.

Der ohmsche Widerstand der Niob-Zirkon-Spule beginnt unterhalb von ca. 12,7 K stark abzufallen, wird aber erst zwischen 7,95 K und 5,88 K (bei 100 mA) bzw. 8,06 K und 7,41 K (bei 10 mA) nicht mehr meßbar. Dies läßt die Annahme zu, daß der Stromfluß bei 100 mA bereits Einfluß auf die Sprungtemperatur hat. Durch den hier beobachteten gekrümmten Abfall der Widerstandskurve zur Supraleitung kann kein genauer Sprungpunkt festgelegt werden, der Literaturwert von 10,8 K liegt aber im Anfangsbereich des Abfalls. Für das Restwiderstandsverhältnis wurde deshalb der niedrigste Temperaturwert im annähernd konstanten Bereich (bei 12,67 K) genutzt.

Das Restwiderstandsverhältnis von Konstantan wurde mit  $1,016 \pm 0,001$  bestimmt, wie aufgrund seiner Eigenschaft, über große Temperaturbereiche seinen Widerstand nicht wesentlich zu verändern, zu erwarten war.

### 7.3 Magnetfeldabhängigkeit



Da die Einführgeschwindigkeit des Meßstabes hatte deutlichen Einfluß auf die Form der Meßkurve: Bei zu schnellem Einführen des Meßstabes war der Ansatz des Sprunges nicht zu identifizieren, da die Diodentemperatur der Kannentemperatur „hinterherhinkte“, weshalb die Diodenspannung zu träge war. Dadurch entstand ein verzerrter Kurvenverlauf. Umgekehrt ergaben sich bei geringerer Einführgeschwindigkeit zunehmend starke Verfälschungen der Kennlinie durch Störungen, die sich durch plötzlich auftretende heftige Schwankungen am X-Y-Schreiber in Richtung der Diodenspannung äußerten. Somit mußte ein Kompromiß gefunden werden, der den qualitativen Einfluß des Magnetfeldes auf die Sprungtemperatur erkennen läßt. Dafür wurden in den Kurven stets die Punkte am Beginn des „Widerstandssprunges“ ausgewertet.

So ist eine deutliche Abhängigkeit der Supraleitungs-Sprungtemperatur vom Magnetfeld zu erkennen: Nimmt die den Supraleiter umgebende Feldstärke zu, so verschiebt sich der Sprungpunkt zu niedrigeren Temperaturwerten.

Eine genauere quantitative Aussage kann daher allerdings nicht gemacht werden, weil die Trägheit der Diodenspannung eine Verschiebung der absoluten Temperaturwerte nach oben bewirkt. So liegen die bestimmten Sprungtemperaturen deutlich über dem Literaturwert von 4,4 K (ohne äußeres Magnetfeld). Eine nachträgliche rechnerische Korrektur ist nicht möglich, da der Einführvorgang manuell durchgeführt wurde und daher die Geschwindigkeiten weder konstant noch bei allen Messungen gleich waren.

## 7.4 Josephson-Effekt

### 7.4.1 Kennlinien

Während des Experimentierens zeigte sich, daß Form und Auftreten der Josephson-Kennlinie sehr empfindlich von der Stellung des Punktkontaktes abhing. Kam der Niobdraht mit der Kupferummantelung in Kontakt, ergab sich eine ohmsche Gerade. Falls der Kontakt zu stark war, trat eine reine Supraleitung auf, bei der sich die kritische Stromstärke durch Einkoppeln von Mikrowellen deutlich verringerte.

Die Josephson-Kennlinie war dadurch gekennzeichnet, daß bei Einkopplung von Mikrowellen die charakteristischen Stufen (vgl. Kapitel 2.2.5.2) auftraten.

### 7.4.2 $h/2e$ -Bestimmung

Aus diesen Stufen wurde  $h/2e$  mittels der Josephson-Spannungs-Frequenz-Beziehung bestimmt. Dazu wurden zwei Messkurven ausgewertet (Messung (1) am 17.12.03 mit 14 Stufen:  $h/2e = (2,054 \pm 0,059) \cdot 10^{-15}$  Vs; Messung (2) am 18.12.03 mit 25 Stufen:  $h/2e = (2,043 \pm 0,042) \cdot 10^{-15}$  Vs). Beide Ergebnisse stimmen unter Beachtung des abgeschätzten Fehlerintervalls mit dem Theoriewert überein. Dabei ergab sich bei der zweiten Messung ein deutlich kleinerer Fehler, weil kein Vorverstärker als zusätzliche Fehlerquelle vorhanden war, und fast doppelt so viele Stufen ausgemessen werden konnten. Auffällig ist, daß beide Werte unterhalb des Literaturwertes von  $2,0678 \cdot 10^{-15}$  Vs liegen, was vermuten läßt, daß die tatsächliche Mikrowellenfrequenz weniger als 35 GHz betrug.

## Literaturverzeichnis

*Folgende Quellen wurden zur Erarbeitung dieses Dokuments genutzt:*

- [1] - Bergmann & Schaefer, Experimentalphysik Band 6 - Festkörper, 1992,
- [2] - W. Buckel, Supraleitung - Grundlagen und Anwendungen, 1994, VCH Verlagsgesellschaft mbH
- [3] -  
[http://www.nonmet.mat.ethz.ch/silva/ETH/dmatl/research/groups/nonmet/education/courses/Ceramic\\_Laboratory\\_Practice/8\\_Supraleitung.pdf](http://www.nonmet.mat.ethz.ch/silva/ETH/dmatl/research/groups/nonmet/education/courses/Ceramic_Laboratory_Practice/8_Supraleitung.pdf)
- [4] - <http://physik2.physik.uni-heidelberg.de/vrlsg2/data/kap2/str-fest.htm>
- [5] - <http://www.wamister.ch/arbeitsbl/widtemp/index.html>
- [6] - <http://www.bipm.fr/en/committees/cipm/>
- [7] - W. G. Fastowski, J. W. Petrowski, A. E. Rowinski, Kryotechnik, 1970, Akademie-Verlag
- [8] - F. Kohlrausch, Praktische Physik Band 1, 1968
- [9] - Autorenkollektiv, Taschenbuch der Physik, 2000, Verlag Harri Deutsch
- [10] - F. Kohlrausch, Praktische Physik 2, 1996, Teubner Verlag