

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 29 (1956)  
**Heft:** IV  
  
**Artikel:** Über den Zwischenzustand stromdurchflossener Supraleiter  
**Autor:** Rinderer, L.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-112707>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 18.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

# Über den Zwischenzustand stromdurchflossener Supraleiter

von L. Rinderer.

Institut für Kalorische Apparate und Kältetechnik  
Eidgenössische Technische Hochschule, Zürich

(25. IV. 1956.)

*Inhaltsangabe.* Der Verlauf des Widerstandes bei Zerstörung der Supraleitung durch Ströme wurde an zylinderförmigen Zinnproben von verschiedener Reinheit untersucht und mit den bestehenden Theorien verglichen. Die Übergänge kommen bei Restwiderständen von  $R_{3,8}/R_{300} = 2 \cdot 10^{-4}$  dem von LANGEVIN, LONDON und SHOENBERG angegebenen Verlauf sehr nahe.

Untersucht wurde ferner das Verhalten des Widerstandes stromdurchflossener Supraleiter in longitudinalen Aussenfeldern beim Übergang zwischen Supraleitung und Normalleitung. Die Ergebnisse stehen in guter Übereinstimmung mit den nach einer Erweiterung der Londontheorie berechneten Übergangskurven.

Mit Hilfe von Messungen über die Zerstörung der Supraleitung durch Ströme und transversale Aussenfelder gelang es, das Gebiet des Zwischenzustandes im  $H_I - H_t$ -Diagramm abzugrenzen und den Widerstandsverlauf im Übergangsgebiet anzugeben. Vor allem aber war es mit diesen Untersuchungen möglich, den Zwischenzustandskern des Langevin-London-Modelles experimentell nachzuweisen und seinen Durchmesser auf direkter Weise zu bestimmen. Der Vergleich mit den theoretischen Werten zeigt gute Übereinstimmung.

## 1. Einleitung.

Bereits KAMERLINGH-ONNES<sup>1)</sup> machte die Beobachtung, dass sich in einem stromdurchflossenen Supraleiter wieder ein Widerstand einstellt, sobald der Belastungsstrom über einen bestimmten Wert erhöht wird. SILSBEE<sup>2)3)</sup> stellte später die Hypothese auf, dass die Supraleitung zerstört wird, sobald das vom Belastungsstrom herrührende Magnetfeld an der Probenoberfläche gleich dem von aussen angelegten kritischen Feld wird.

SILSBEE berichtet von der theoretischen Behandlung des stromdurchflossenen zylindrischen Supraleiters durch LANGEVIN<sup>4)</sup>, der bereits von einem „gemischten“ Zustand beim Übergang zur Supraleitung spricht. Später wendet F. LONDON<sup>5)6)</sup> seine Theorie des Zwischenzustandes auf den Phasenübergang eines stromdurchflossenen unendlich langen zylindrischen Supraleiters an. Mit ihr erhält er einen theoretischen Widerstandsverlauf dieses sogenannten „Stromüberganges“, der erst viel später von ALEXEEVSKY<sup>7)</sup> und

SCOTT<sup>8)</sup> experimentell untersucht wurde. Die Diskrepanzen zwischen Theorie und den sehr unvollständigen experimentellen Ergebnissen liessen eine genauere Untersuchung dieses Problems notwendig erscheinen, zumal gerade in jüngster Zeit ein Vorschlag für eine neue Theorie über den Zwischenzustand stromdurchflossener Supraleiter von GORTER<sup>9)</sup> angedeutet wurde.

Über das Verhalten des Widerstandes stromdurchflossener Supraleiter im longitudinalen Aussenfeld bestehen nur einige wenige Messungen von ALEXEEVSKY<sup>7)</sup>. Das Fehlen einer umfassenden Behandlung schien uns eine ernste Lücke. Es wurde deshalb die London-Theorie auf den Stromübergang im longitudinalen Aussenfeld erweitert und mit den Experimenten verglichen.

Über das Problem des Stromüberganges im äusseren transversalen Feld bestehen bisher überhaupt keine Messungen. Seine eingehende Behandlung sollte die Begrenzung des Zwischenzustandsgebietes im Eigenstrom-Aussenfeld-Diagramm ermöglichen. Vor allem sollte aber der Fall des überkritischen Stromes im Transversalfeld eine direkte Bestimmung des Zwischenzustandskernes zulassen und so vom experimentellen Standpunkt zur Klärung der Frage nach der Berechtigung des Langevin-London-Modelles beitragen.

## 2. Proben und Apparatur.

Das für die Untersuchungen über den Widerstandsverlauf beim Übergang zur Supraleitung verwendete Zinn war teilweise chemisch reines Bankazinn (99,98% Reinheit) und teilweise spektroskopisch reines Zinn von JOHNSON und MATTHEY (Lab. Nr. 9875), London. Dieses wurde in einer mit kolloidalem Graphit ausgestrichenen Kupferform zu Stäbchen gegossen und mittels Düsen auf den Durchmesser von 0,75 mm heruntergezogen. Die dabei erhaltenen polykristallinen, zylindrischen Proben wurden etwa 12 Stunden lang bei 100° C getempert. Die mit dem Mikroskop beobachtbaren Unebenheiten an deren Oberfläche waren weniger als  $2 \cdot 10^{-3}$  mm tief. Tabelle 1 gibt eine Zusammenstellung der verwendeten Proben mit ihren Restwiderständen:

Tabelle 1.

Probe	Zinnart	Probenlänge mm	Restwiderstand $R_{3,8}/R_{300}$
Sn 1	Bankazinn	43	$3,2 \cdot 10^{-3}$
Sn 2	Bankazinn	43	$3,2 \cdot 10^{-3}$
Sn 3	Bankazinn	45	$3,2 \cdot 10^{-3}$
Sn 5	Bankazinn	45	$6,0 \cdot 10^{-3}$
Sn 6	Bankazinn	45	$3,8 \cdot 10^{-3}$
Sn 7	Johnson & Matthey	45	$2,0 \cdot 10^{-4}$

Die Befestigungsart der Strom- und Potentialzuführungen an den Proben zum Zwecke der Widerstandsmessungen erwies sich als sehr wichtig für die Güte der Übergangskurven. Bei den ersten Versuchen wurden die Strom- und Spannungssonden mittels Woodschen Metalls an den Zinnproben aufgelötet. Die auf diese Weise erhaltenen Übergangskurven weisen grosse „Füsse“ auf (siehe Fig. 6), wie sie auch in den Messungen von ALEXEEVSKY<sup>7)</sup> beobachtet werden können.

Wesentlich verbessert wurden die Kurven, nachdem die Potentialsonden federnd um die Proben gespannt wurden. Zur Verbesserung des Kontaktes bestanden die Sonden aus verzinnnten Kupferdrähtchen von 0,05 mm Durchmesser (siehe Fig. 1). Zudem haben

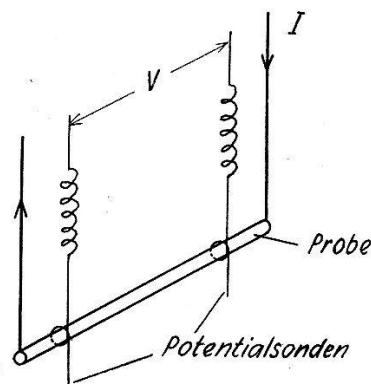


Fig. 1.

Befestigung der Potentialsonden an den zylinderförmigen Zinnproben.

Messungen gezeigt, dass das Feld der Stromzuführungen die Messwerte ein wenig verfälscht, so dass die Stromrückführung schliesslich als ein die Probe coaxial umschliessendes Kupferrohr ausgebildet wurde.

Diese Probehaltung befand sich im Heliumbad eines Kryostaten, bestehend aus einem Heliumdewar aus Pyrexglas, umgeben von einem Dewar für flüssige Luft. Trotz der relativ dicken Stromzuführungen (abgestuft von 1,0 mm bis 0,5 mm Kupferdraht), die gleichzeitig auch Wärme von aussen dem Heliumbad zuführten, war der Kryostat so gut gegen Wärmeverluste geschützt, dass mit einer Heliumfüllung bis zu 12 Stunden gemessen werden konnte. Die Temperatur wurde aus dem Dampfdruck des Heliumbades bestimmt. Dazu befand sich parallel zu einem Quecksilbermanometer ein mit Dibutylphthalat (spez. Gew. 1,1) gefülltes Differentialmanometer, mit dessen Hilfe kleinste Temperaturschwankungen beobachtet und die Widerstandsänderung innerhalb sehr kleiner Temperaturbereiche verfolgt werden konnte.



Die Fehler infolge des hydrostatischen Druckes des Heliums über der Probe waren kleiner als  $0,001^\circ \text{ K}$  und wurden vernachlässigt. Zur Konstanthaltung der Temperatur des Heliumbades wurde ein Manostat in modifizierter Form verwendet. Dabei war das Puffer-volumen, das für den Dampfdruck und somit auch für die Temperatur im Kryostaten verantwortlich ist, mit einem verstellbaren Zusatzvolumen ausgestattet, mit dem der Einfluss von Schwankungen der Zimmertemperatur leicht kompensiert werden konnte. Diese Anordnung gestattete die Temperatur auf  $1/1000^\circ \text{ K}$  genau einzuregulieren. Besonders geeignet war diese Reguliervorrichtung zur mühelosen Verfolgung von Widerstandsänderungen innerhalb einem Temperaturbereich von  $1/100^\circ \text{ K}$ .

Der Probestrom wurde grossen Akkumulatorbatterien entnommen. Um den an den Proben auftretenden Spannungsabfall beachten zu können, war eine Spannungsempfindlichkeit von etwa  $10^{-8}$  Volt notwendig, was mit einem Galvanometerverstärker nach MACDONALD<sup>10)</sup> erreicht werden konnte. Für einzelne Übergangskurven an reinsten Proben und kleinsten Meßströmen wurde ein besonderer Gleichstromverstärker entwickelt, der wie bei BUSCH<sup>11)</sup> an Stelle der geteilten Photozellen zwei Photomultiplier vom Typ 931A

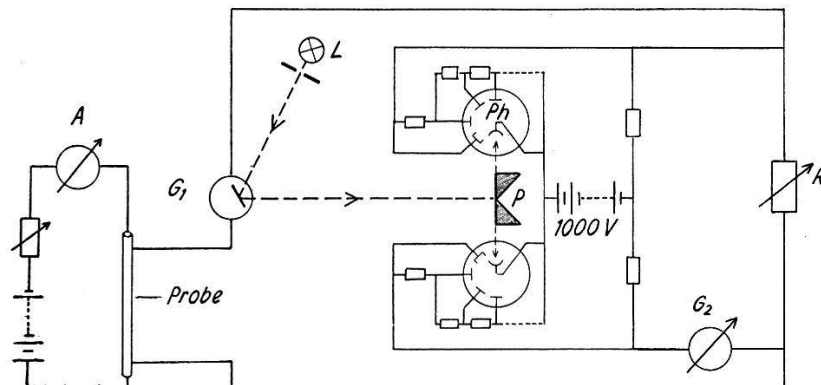


Fig. 2.

Schematische Darstellung der Apparatur zur Verfolgung des Widerstandsverlaufes beim Übergang zwischen Normalleitung und Supraleitung.

$L$  = Lichtquelle;  $G_1$  = Primärgalvanometer;  $P$  = Prismen zur Teilung des Lichtstrahles;  $Ph$  = Photomultiplier Typ 931A;  $R$  = Rückkoppelungswiderstand,  $G_2$  = Anzeigegalvanometer.

besitzt. (Siehe Fig. 2.) Mit ihm konnten Spannungen bis  $3 \cdot 10^{-9}$  Volt gemessen werden.

Das für die Zerstörung der Supraleitung erforderliche Aussenfeld wurde in einer luftgekühlten Kupferspule (Innendurchmesser = 10 cm, Länge = 30 cm) erzeugt, an dessen Enden eine Korrekturwicklung<sup>12)</sup> angebracht war. Dadurch war die Feldinhomogenität über eine Länge von 10 cm längs der Achse kleiner als 0,2%, was

bei Probenlängen von etwa 4,5 cm die Übergangskurven nicht merklich beeinflussen konnte. Das Erdfeld wurde durch zwei Paare Helmholtzspulen, 50 und 35 cm im Durchmesser auf weniger als  $2 \cdot 10^{-3}$  Oersted kompensiert.

### 3. Zerstörung der Supraleitung durch Ströme.

#### 3.1. Grundlagen und bisherige Ergebnisse.

Nach der Silsbeeschen Hypothese stellt sich in einem Supraleiter wieder ein Widerstand ein, sobald das Magnetfeld des Stromes an der Oberfläche des Supraleiters das kritische Feld  $H_c$  (in Oersted) erreicht. Im folgenden sollen die Verhältnisse in einem langen zylindrischen Draht (Radius  $a$  in cm), der von einem Strom  $I$  (in elektromagnetischen Einheiten; 1 EME = 10 Ampère) durchflossen ist, betrachtet werden. Sobald der Strom den Wert  $I_c = aH_c/2$  übersteigt, wird das Feld an der Oberfläche grösser als  $H_c$  und dringt in den Supraleiter ein. Wenn man nun annimmt, dass sich die Supraleitung einfach auf einen Kern zusammenzieht, dessen Radius  $b$  kleiner als der des Drahtes ist, würde sich der gesamte Strom in diesen Kern zurückziehen. An der Grenze zwischen supraleitendem Kern und normalleitendem Mantel erzeugt dieser Strom dann aber ein Feld, das sogar grösser ist als das kritische. Das bedeutet, dass sich der Kern immer mehr verkleinert, bis der ganze Draht wieder normalleitend ist. Dann herrscht aber über dem ganzen Querschnitt wieder eine einheitliche Stromverteilung, und im grössten Teil des Querschnittes wäre das Feld kleiner als  $H_c$ , so dass dieser Teil nicht im normalleitenden Zustand sein könnte. Nun haben LANGEVIN<sup>4)</sup> und LONDON<sup>5) 6)</sup> gezeigt, dass, da der Kern weder supra- noch normalleitend sein kann, er im sogenannten Zwischenzustand sein muss, in dem das Feld überall  $H = H_c$  ist. Um diesen Übergang analytisch erfassen zu können, geht man von folgenden Annahmen aus:

a) Die Stromverteilung im Kern soll so sein, dass überall das Feld gleich dem kritischen ist. Die Stromdichte  $j$  im Kern ist dann  $j = H_c/(4\pi r)$ .

b) An der Grenze von Zwischenzustandskern und normalleitendem Mantel gehen die beiden Zustände stetig ineinander über, so dass die Stromdichte kontinuierlich sein muss, und zwar gleich der, die in der normalleitenden Hülle ist.

Mit diesen beiden Bedingungen erhält man den Radius  $b$  des Kernes in Funktion des die Probe durchsetzenden Gesamtstromes zu

$$b = a [I/I_c - \sqrt{(I/I_c)^2 - 1}]. \quad (1)$$

Nimmt man ferner an, dass das elektrische Feld über dem ganzen Querschnitt konstant ist, so erhält man folgenden Ausdruck für den Widerstandsverlauf des Stromüberganges

$$R/R_n = \frac{1}{2} [1 + \sqrt{1 - (I_c/I)^2}] \quad \text{für } I \geq I_c. \quad (2)$$

Dabei ist  $R$  der Widerstand der Probe (in Ohm),  $R_n$  ihr normalleitender Widerstand,  $I$  der Strom und  $I_c$  der nach SILSBEE definierte kritische Strom. Nach diesem Ausdruck soll der Widerstand bei Erreichen des kritischen Stromes diskontinuierlich von Null bis zum Wert  $R/R_n = 0,5$  ansteigen, um sich bei weiterer Stromerhöhung dem Wert 1,0 asymptotisch zu nähern.

Über die Struktur des Zwischenzustandkernes wird bei obiger Ableitung nichts ausgesagt. SHOENBERG<sup>13)</sup> und F. LONDON<sup>6)</sup> geben aber auch ein schematisches Bild einer möglichen Verteilung der normal- und supraleitenden Bereiche, wonach der Zwischenzustandskern aus abwechselnd supraleitenden Doppelkegeln und normalleitenden Gegenkegeln besteht. Der Zwischenzustand verlangt ja, dass die Stromdichte umgekehrt proportional dem Radius ist, während das elektrische Feld konstant ist, so dass der Widerstand und damit auch die Dicke der normalleitenden Lamellen linear mit dem Radius zunehmen müssen.

Die ersten Messungen über die Zerstörung der Supraleitung durch Ströme stammen von KAMERLINGH ONNES<sup>1)</sup>, doch zeigen diese infolge schlechter Messbedingungen nur qualitativ die Existenz einer kritischen Stromstärke und geben überhaupt keinen Aufschluss über den Widerstandsverlauf der Übergangskurven.

SCHUBNIKOW und ALEXEEVSKY<sup>14)</sup> und ALEXEEVSKY<sup>7)</sup> untersuchten zum ersten Mal die Abhängigkeit des Widerstandes vom Belastungsstrom in polykristallinen (Radius 0,0056 cm) und monokristallinen (Radius 0,0080 cm) Zinn-drähten, und zwar unterhalb des  $\lambda$ -Punktes bei 1,95° K, um eine Aufheizung der Proben zu vermeiden. Die Temperaturerhöhung im Innern der Drähte schätzten sie auf maximal  $10^{-4}$  °K. Die Supraleitung wurde tatsächlich beim Silsbeeschen kritischen Stromwert zerstört, doch stieg der Widerstand bei allen Proben diskontinuierlich auf  $R/R_n = 0,8$  statt auf den nach der Theorie erwarteten Wert  $R/R_n = 0,5$ . An Stelle einer asymptotischen Annäherung an den vollen Wert  $R/R_n = 1,0$  bei weiterer Erhöhung des Stromes wurde der volle Widerstandswert schon bei etwa  $2 \cdot I_c$  erreicht.

Später mass SCOTT<sup>8)</sup> die Zerstörung der Supraleitung durch Ströme an polykristallinen Indiumdrähtchen mit den Durchmes-

sern 0,010, 0,028 und 0,035 cm. Seine Resultate können in folgenden Punkten kurz zusammengefasst werden:

a) Wie erwartet steigt der Widerstand beim kritischen Strom  $I_c = a H_c/2$  sprunghaft an.

b) Die Höhe dieses ersten Sprunges ist zwischen  $T = 3,34$  und  $T_c = 3,38^\circ$  K temperaturunabhängig. Aufheizeffekte sind offenbar zu vernachlässigen, denn die entwickelte Joulesche Wärme variiert im obigen Temperaturbereich um den Faktor 6, während die Höhe des ersten Sprunges immer dieselbe ist.

c) Der Wert  $R/R_n$  beim kritischen Strom ist ein wenig abhängig von der Probengrösse, und zwar entspricht den Durchmessern 0,010, 0,028 und 0,035 cm ein  $R/R_n$  (bei  $I_c$ ) von 0,85, 0,79 und 0,77. Auch liegen diese Werte wesentlich höher, als von der Langevin-London-Theorie vorausgesagt wird.

F. LONDON und SCOTT<sup>8)</sup> vermuten, dass die Unterschiede zwischen Experiment und Theorie bei diesen Untersuchungen von der Natur des Zwischenzustandes herrühre, denn die Grösse und Form der normal- und supraleitenden Bereiche im „gemischten“ Zustand werde von der Oberflächenenergie der Grenzflächen zwischen normal- und supraleitendem Metall beeinflusst. Schon das extrem dünne Gebiet normalleitenden Materials in der Nähe der Achse entsprechend dem Modell des Zwischenzustandkernes solle energetisch untragbar sein, und eine minimale Schicht normalleitenden Materials müsse die supraleitenden Doppelkegel voneinander trennen. Dies würde bei dünnen Drähten zu einer grösseren Abweichung führen als bei dicken und die Ergebnisse qualitativ begründen.

KUPER<sup>15)</sup> macht auf Grund der Abweichungen von der London-Theorie in Alexeevskys und Scotts Experimenten eine theoretische Untersuchung über den Widerstandsverlauf bei Zerstörung der Supraleitung durch Ströme in zylindrischen Drähten. Zugrundegelegt wird das von F. LONDON vorgeschlagene geometrische Modell des Zwischenzustandkernes, nämlich eine Kette supraleitender Doppelkegel entlang der Achse; er berücksichtigt jedoch noch folgende Punkte:

a) Die Strombahnen in den normalleitenden Lamellen des Kerns sind klein, verglichen mit der freien Weglänge der Elektronen im normalleitenden Material. Die Streuung der Elektronen an den normal-supraleitenden Trennwänden, deren Abstände mit der freien Weglänge der Elektronen vergleichbar sind, erhöht also den Widerstand. Die Höhe des ersten diskontinuierlichen Widerstandsanstieges wird damit abhängig vom Winkel  $\psi$ , den die Kegelflächen mit dem Querschnitt einschliessen. Dieser Winkel  $\psi$  wurde aus der Be-

dingung abgeschätzt, dass die mit der magnetischen Energie gebildete Gibbssche Funktion zu einem Minimum wird.

b) Die geometrische Verzerrung der Strombahnen verändert in erster Näherung den Widerstand nicht, beeinflusst jedoch beträchtlich die Gibbssche Funktion.

c) Der Einfluss der Oberflächenenergie auf die Gibbssche Funktion ist vernachlässigbar klein, so dass dadurch ihr Minimum praktisch nicht verschoben wird.

d) Die Singularität der Stromdichte in der Achse des Drahtes entsprechend dem London-Modell wird nicht berücksichtigt; die von SCOTT vorgeschlagene Erklärung, dass sich die supraleitenden Bereiche an der Achse infolge der Oberflächenenergie nicht berühren können, sondern abgerundet werden und einen Minimalabstand haben müssen, wird nicht untersucht.

Damit erhält KUPER für den Widerstandsverlauf folgenden Ausdruck:

$$\frac{R}{R_n} = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \sqrt{1 - \left[ \frac{I_c}{I} \right]^2 \cdot \left[ 1 - 2 \frac{I}{I_c \cdot y_0} \cdot \left( 1 - e^{-\frac{y_0 I_c}{2I}} \right) \right]} \right\} \quad (3)$$

wobei  $y_0 = a/l$  mit  $a$  = Zylinderradius und  $l$  = freie Weglänge der Elektronen (in cm). Der einzige Parameter ist also  $y_0$ , das Verhältnis von Probendurchmesser zur freien Weglänge der Elektronen.

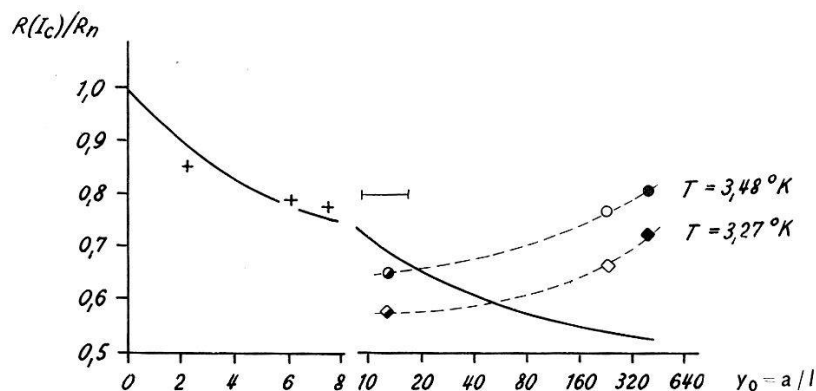


Fig. 3.

Diagramm nach KUPER: Abhängigkeit der ersten Sprunghöhe vom Verhältnis der Probengrösse  $a$  zur freien Weglänge  $l$ .

+++ Resultate von SCOTT an Indium, |—| Messungen von ALEXEEVSKY an Zinn.

—○—○—○— Eigene Messungen an Zinn entsprechend den Proben 7, 6 und 5.

In Fig. 3 ist die Abhängigkeit der Höhe des ersten Widerstandsanstieges  $R(I_c)/R_n$  in Funktion von  $y_0$  nach Kupers Formel graphisch dargestellt.

Die Resultate von ALEXEEVSKY und SCOTT sind in diesem Diagramm eingezeichnet. Da die freie Weglänge der Elektronen in



Indium nicht genau bekannt ist, hat KUPER, wie aus der Figur zu sehen ist, die Resultate von SCOTT mit einem Wert  $l = 2,4 \cdot 10^{-3}$  an seine theoretische Kurve angepasst, um die Abhängigkeit von der Probengrösse bzw. von  $y_0$  verfolgen zu können.

Leider hat ALEXEEVSKY den Probenwiderstand nicht angegeben, so dass dieser nur approximativ aus seiner Abschätzung über die Aufheizung ermittelt werden kann. Demnach liegt der spezifische Widerstand seiner Proben bei  $3,8^\circ \text{K}$  zwischen  $2,4$  und  $3,6 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot \text{cm}$ , was mit  $\sigma_0/l = \text{const.} = 9,5 \cdot 10^{+10} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$  (16) ein  $l = 0,35$  bis  $0,60 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$  und ein  $y_0 = 9$  bis  $16$  ergibt. (Siehe Fig. 3.)

### 3.2. Messung der Stromübergänge an Zinn.

SCOTT erklärt seine Abweichungen von der Theorie und die von ihm beobachtete Abhängigkeit vom Durchmesser mit einem Minimalabstand der supraleitenden Bereiche infolge der Oberflächenenergie. KUPER berücksichtigt diesen Einfluss nicht, kann jedoch mit der freien Weglänge der Elektronen an Hand des London-Modelles eine Abhängigkeit des Widerstandes von  $y_0 = a/l$  herleiten, deren Übereinstimmung nach Anpassung der freien Weglänge relativ gut ist. Es war nun die Frage offen, ob es Bedingungen gäbe, bei denen der klassische Übergang nach LANGEVIN-LONDON wirklich zutrifft. Dies setzt erstens voraus, dass das Verhältnis  $y_0 = a/l$  in viel weiteren Grenzen verändert wird als bisher, und zwar einerseits durch Vergrösserung der Proben und andererseits durch Variation der freien Weglänge der Elektronen durch Verwendung überaus reiner bis zu stark verunreinigten Proben. Zweitens schien es unbedingt notwendig, die Temperatur in weiteren Grenzen zu variieren. ALEXEEVSKY mass nämlich nur bei einer einzigen Temperatur, während die Temperaturunabhängigkeit bei den von SCOTT untersuchten Übergangskurven nicht erstaunlich ist, erstreckten sich seine Messungen doch nur über einen Temperaturbereich von  $0,04^\circ \text{K}$ .

Deshalb wurde an zylinderförmigen Zinnproben mit einem Durchmesser von  $0,75 \text{ mm}$  zwischen  $T_c = 3,72^\circ \text{K}$  und  $T = 3,27^\circ \text{K}$ , also in einem Temperaturbereich von fast  $0,5^\circ \text{K}$  gemessen. Dieses Temperaturintervall war durch die Dicke der Stromzuführungen und den Inhalt des Kryostaten begrenzt. Denn einerseits mussten die Zuführungen möglichst grosse Stromstärken aushalten, also reichlich dimensioniert sein, andererseits sollten sie jedoch möglichst wenig Wärme dem Heliumbad zuführen, mussten also so dünn wie möglich sein. Die von uns gewählte Probengrösse erlaubte mit den

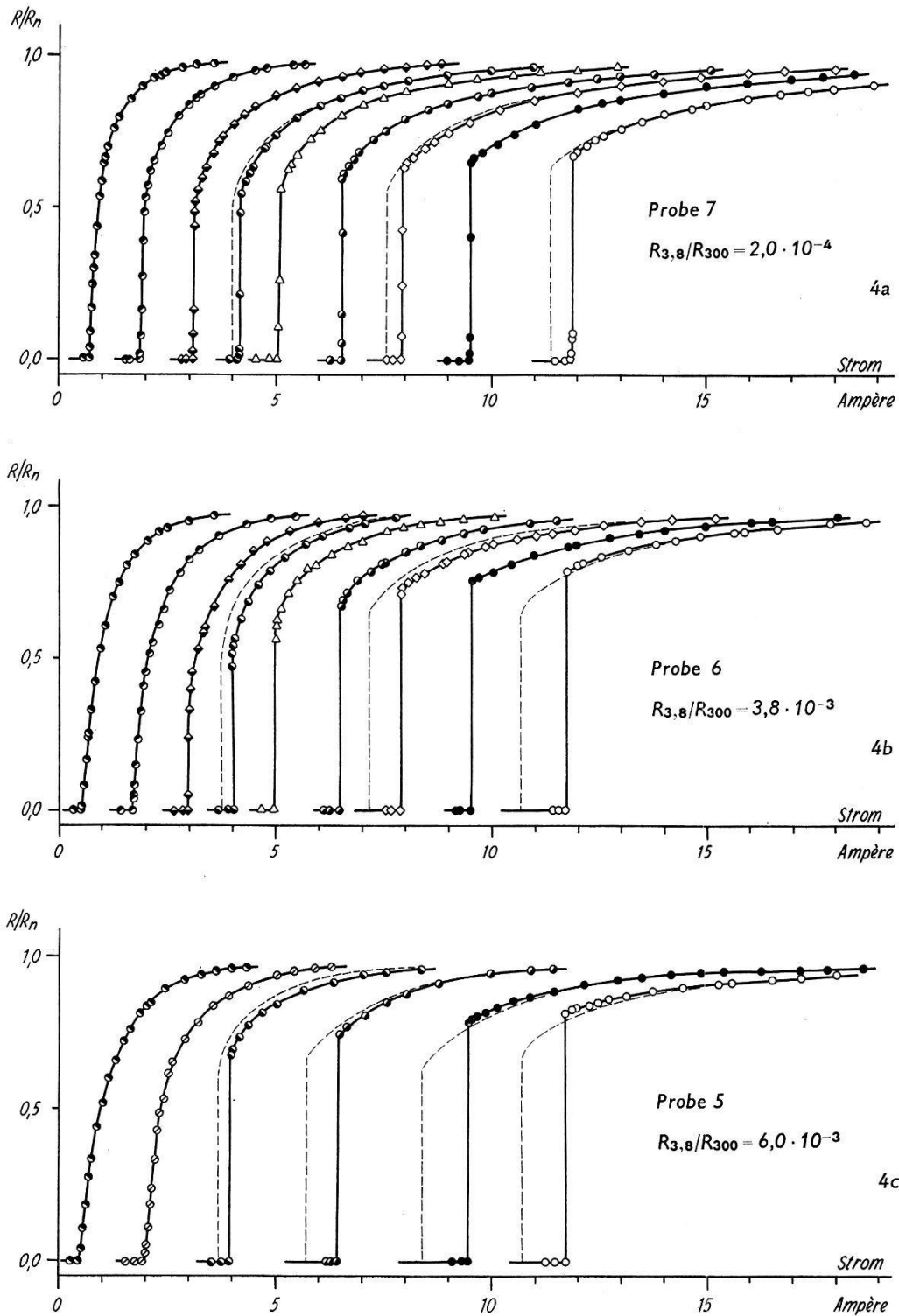


Fig. 4.

Übergangskurven bei Zerstörung der Supraleitung durch Ströme in Abhängigkeit von Temperatur und Restwiderstand. Zinnzylinder (0,75 mm Durchmesser) bei  
 —○—○— 3,27° K, —●—●— 3,36° K, —◇—◇— 3,43° K, —●—●— 3,48° K, —△—△— 3,54° K,  
 —●—●— 3,57° K, —◇—◇— 3,61° K, —○—○— 3,64° K, —●—●— 3,66° K, —●—●— 3,70° K.



früher erwähnten Galvanometerverstärkern die Temperatursprünge mit relativ kleinen Meßströmen und die Stromübergänge noch nahe an der Sprungtemperatur mit genügender Genauigkeit zu bestimmen, und zwar auch für unsere reinsten Proben mit einem Restwiderstand  $R_{3,8}/R_{300}$  von nur  $2,0 \cdot 10^{-4}$ . Zudem war die Länge der Proben und damit bei gegebener Messempfindlichkeit auch ihr Durchmesser durch die Innenweite des Heliumdewars begrenzt. Eine Anordnung der Proben in *W*-Form zur Erhöhung der Empfindlichkeit, wie es teilweise von Scott gemacht wurde, schien uns unzulässig.

Fig. 4 zeigt die Übergangskurven, die man erhält bei Zerstörung der Supraleitung durch Ströme ohne Aussenfelder. Es entsprechen die Kurven der Fig. 4a unserer reinsten Probe, diejenigen der Fig. 4b und 4c den stärker verunreinigten Proben, wobei das Verhältnis  $R/R_n$  in Funktion des Belastungsstromes aufgetragen ist. Dabei ist der Restwiderstand  $R_n$  der Widerstand gerade oberhalb der Sprungtemperatur (oder gemessen im magnetischen Längsfeld, das grösser als das kritische ist). Der Restwiderstand variiert dabei um den Faktor 30 und damit auch die freie Weglänge der normalleitenden Elektronen sowie das Verhältnis  $y_0 = a/l$ . Man sieht, dass bei Erhöhung des Belastungsstromes für alle Temperaturen ein kritischer Stromwert existiert, bei dem der Widerstand einsetzt. Der erste steile Widerstandsanstieg der Übergangskurven ist bei Temperaturen ganz nahe der Sprungtemperatur von endlicher Breite, wird aber bei niedrigeren Temperaturen zu einem eigentlichen Sprung. Bei Erhöhung des Stromes über  $I_c$  nähert sich der Widerstand asymptotisch seinem Restwert  $R/R_n = 1,0$ . Durch Vergleich der Übergänge in Proben mit verschiedener Reinheit erkennt man auch, dass der erste steile Widerstandsanstieg des verunreinigten Zinns ganz nahe bei  $T_c$  viel breiter ist und auch die ersten Sprunghöhen bei entsprechenden Temperaturen höher sind als bei unserer reinsten Probe.

Um die Übergangskurven der verschiedenen Temperaturen gegeneinander und mit der Theorie vergleichen zu können, wurden für Probe 7 die reduzierten Widerstandswerte  $R/R_n$  als Funktion vom reduzierten Strom  $I/I_c$  in Fig. 5 aufgetragen. Der nach der Londonschen Theorie berechnete, durch Gleichung 2 angegebene Verlauf der Übergangskurve ist gestrichelt eingezeichnet.

In diesem Zusammenhang sei noch auf die starke Abhängigkeit dieser Übergangskurven von der Befestigungsart der Strom- und Spannungs sonden hingewiesen. Als Beispiel ist in Fig. 6 der Stromübergang unter sonst gleichen Bedingungen mit verschiedener Hal-

terung gezeigt. Ganz deutlich weist Fig. 6a einen „Fuss“ auf, der in Fig. 6b vollkommen unterdrückt ist. Dabei hat sich herausgestellt, dass die Hauptursache das Anlöten der Spannungssonden

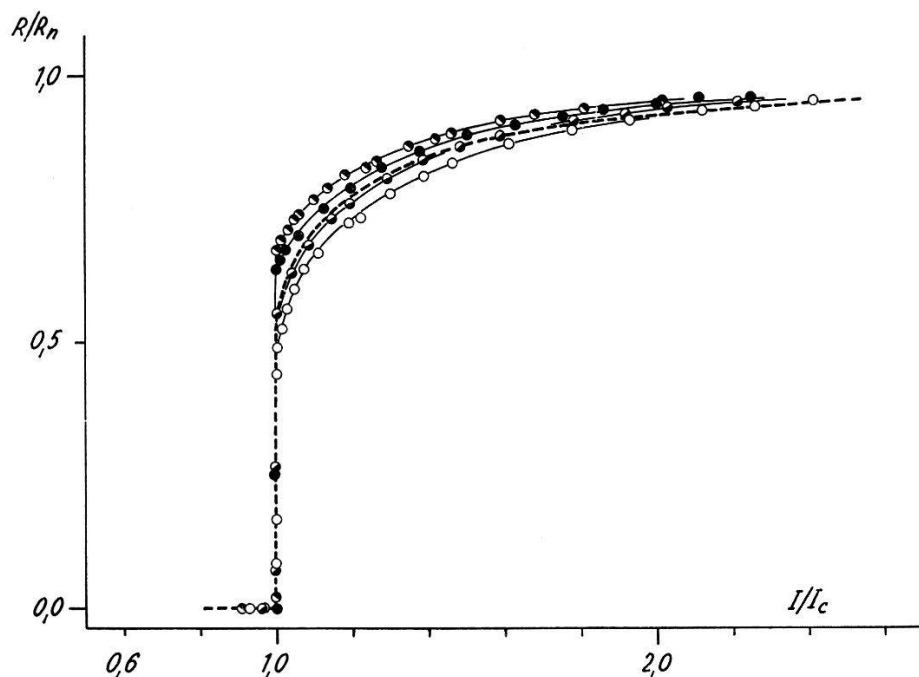


Fig. 5.

Stromübergänge von Zinn (Probe 7) bei verschiedenen Temperaturen, verglichen mit dem Widerstandsverlauf nach LONDON (gestrichelte Kurve).

—○—○—  $T = 3,61^{\circ}\text{K}$ , —◐—◐—  $T = 3,54^{\circ}\text{K}$ , —●—●—  $T = 3,43^{\circ}\text{K}$ , —●—●—  $T = 3,27^{\circ}\text{K}$ .

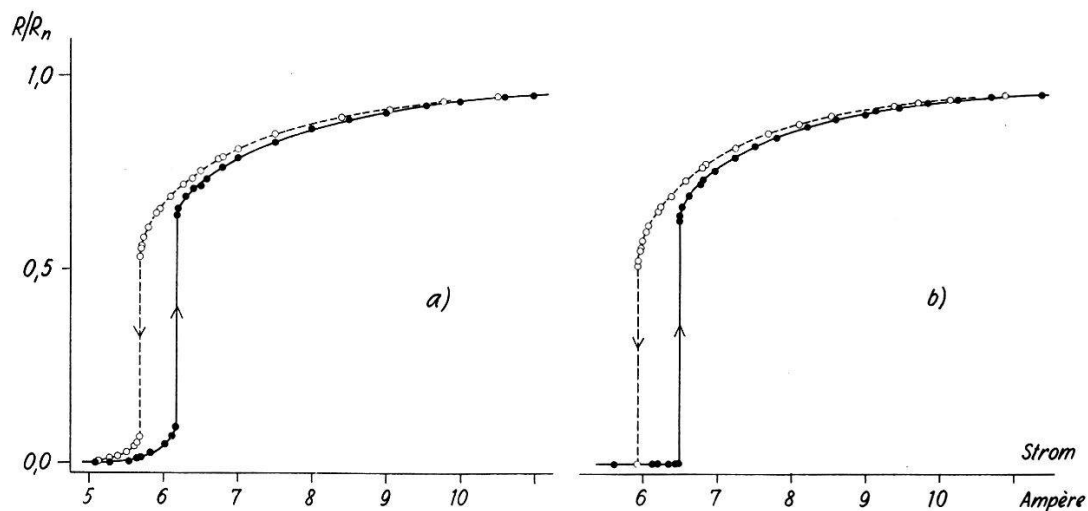


Fig. 6.

Vergleich der Stromübergänge mit verschiedener Probenhalterung. Zinn bei  $3,48^{\circ}\text{K}$ .

a) Angelötete Potentialsonden (Probe 1).

b) Befestigung der Potentialsonden nach Fig. 1 und koaxiale Stromrückführung (Probe 3).

war, weil dadurch das den Lötstellen benachbarte Metall verunreinigt wurde, dass jedoch die von den Stromzuleitungen herrührenden

Querfelder bei der Halterung entsprechend der Fig. 1 nicht ohne Einfluss waren. Messungen von ALEXEEVSKY<sup>7)</sup> und in viel geringerem Masse auch die von SCOTT<sup>8)</sup> weisen ebenfalls solche Füsse auf. Nach unseren Erfahrungen rühren diese ziemlich eindeutig von einer unvollkommenen Probehalterung und von schlechten Strom- und Spannungssonden her, benutzten doch ALEXEEVSKY und SCOTT keine koaxialen Stromrückführungen, wobei ALEXEEVSKY

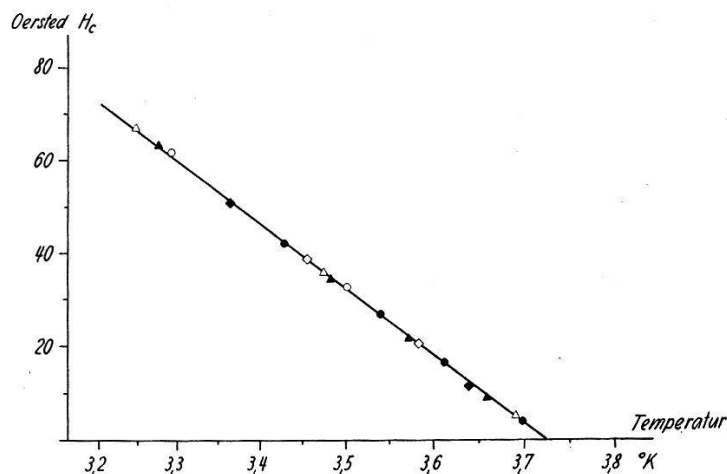


Fig. 7.

Vergleich der Feldwerte entsprechend den kritischen Strömen (ausgefüllte Punkte) mit den kritischen longitudinalen Aussenfeldern (leere Punkte) in Abhängigkeit von der Temperatur für verschiedene Proben. ●—○ Probe 7, ▲—△ Probe 6, ◆—◇ Probe 5. Die ausgezogene Kurve stellt das kritische Feld in Abhängigkeit von der Temperatur nach LOCK-PIPPARD-SHOENBERG<sup>17)</sup> dar.

zudem noch seine Strom- und Spannungssonden an den Proben anlötete.

Fig. 7 gibt eine Darstellung der kritischen Felder. Die leeren Punkte sind Messwerte für die Zerstörung des Widerstandes durch ein von aussen angelegtes Längsfeld, während die ausgefüllten Punkte die kritischen Felder entsprechend den kritischen Strömen darstellen. Die Übereinstimmung ist gut, d. h. die Silsbeesche Hypothese ist erfüllt. Die ausgezogene Linie stellt die kritischen Felder für Zinn nach LOCK-PIPPARD-SHOENBERG<sup>17)</sup> dar.

### 3.3. Über die Aufheizung der Proben.

Im folgenden soll der Einfluss der Aufheizung durch den Probenstrom abgeschätzt werden. Es ist nämlich wichtig, zu wissen, ob die Temperatur der Proben durch Joulesche Wärme, die bei Auftreten eines Widerstandes erzeugt wird, beträchtlich über die Temperatur des umgebenden Heliumbades erhöht wird. Wenn dies nämlich, wie oft vermutet<sup>6) 7) 13)</sup>, der Fall wäre, könnte man

einen Teil des ersten, unstetigen Widerstandsanstieges dieser Temperaturänderung zuschreiben. SCHUBNIKOV und ALEXEEVSKY<sup>14)</sup> und ALEXEEVSKY<sup>7)</sup> führten aus diesem Grunde ihre Messungen an Zinn im Helium unterhalb des  $\lambda$ -Punktes durch, und zwar bei 1,95° K. Wegen der viel grösseren Wärmeleitfähigkeit des He II gegenüber He I sollte eine Aufheizung der Proben gegenüber Badtemperatur vermieden werden, obwohl unter seinen ungünstigsten Verhältnissen bis zu 2 Watt/cm<sup>2</sup> Wärme an das Bad abgegeben wurden. Die Temperaturdifferenz der Drahtachse gegenüber der Oberfläche hat ALEXEEVSKY mit  $10^{-4}$  °K abgeschätzt, was auf seine Resultate sicher ohne Einfluss war.

Im Gegensatz dazu arbeitete SCOTT<sup>8)</sup> ganz nahe an der Sprungtemperatur, wo die kritischen Belastungsströme und somit die Joulesche Wärme noch relativ klein ist. Die maximale Wärmeabgabe seiner Proben an das Bad (bei  $I_c$ ) gibt er mit  $270 \mu \text{ W/cm}^2$  an. Zudem ist das  $R(I_c)/R_n$  seiner Proben temperaturunabhängig in einem Bereich, in dem die Wärmeentwicklung um den Faktor 6 variiert.

Es ist leicht zu zeigen, dass die in einem Supraleiter entwickelte und somit auch an das Bad pro cm Probelänge abgegebene Wärme beim kritischen Strom

$$Q = H_c^2 \cdot R_o \cdot \frac{100}{4\pi} \text{ Watt/cm} \quad (4)$$

beträgt ( $R_o$  = spezifischer Widerstand in Ohm·cm), und zwar ganz unabhängig vom Durchmesser der Probe. Dies ergibt eine Temperaturerhöhung zwischen Achse und Oberfläche des Drahtes von

$$\Delta T_i = \frac{Q}{4\pi\lambda} \text{ °K} \quad (5)$$

(mit  $\lambda$  = Wärmeleitfähigkeit, in Watt/(cm·grad)), ist also ebenfalls unabhängig von der Dicke der Probe. Bei dieser  $\Delta T_i$ -Berechnung ist vorausgesetzt, dass die Wärmeentwicklung über dem ganzen Querschnitt konstant ist, was zutrifft, wenn bei sehr grossen Belastungsströmen  $I \rightarrow \infty$  der ganze Draht normalleitend ist.

Bei endlichem  $I \geq I_c$  bildet sich jedoch entsprechend dem Modell von LANGEVIN und LONDON ein Zwischenzustandskern aus, in dem die Wärmeentwicklung mit  $1/r$  zunimmt. Damit erhält man beim kritischen Strom eine Temperaturerhöhung von

$$\Delta T_i = \frac{Q}{2\pi\lambda} \text{ °K.} \quad (5a)$$

Selbstverständlich wird im Zwischenzustandskern nur in den normalleitenden Bereichen Wärme entwickelt; die Wärmeabfuhr vom

Inneren an die Oberfläche der Probe wird aber auch von den supraleitenden Bereichen getragen, ist doch der Unterschied der Wärmeleitfähigkeiten von Zinn (17) gerade unterhalb der Sprungtemperatur sehr klein ( $\lambda_s/\lambda_n = 0,92$  bei  $3,27^\circ\text{K}$ ).

Diese innere Aufheizung  $\Delta T_i$  ist nach dieser Abschätzung für die am stärksten verunreinigte Probe (Restwiderstand 0,6%) bei unserer tiefsten Temperatur ( $3,27^\circ\text{K}$ ) für  $I = I_c$  etwa  $\Delta T_i = 4 \cdot 10^{-6}^\circ\text{K}$ . Dies ist also auf unsere Resultate sicher ohne Einfluss.

Die gesamte im Draht entwickelte Wärme muss jedoch an das Bad abgeführt werden, was einen das  $\Delta T_i$  absolut nicht beeinflussenden Temperatursprung  $\Delta T_a$  zwischen Drahtoberfläche und Heliumbad bewirkt, der von der Wärmeübergangszahl  $\alpha$  zwischen Zinn und Heliumbad abhängig ist, und zwar nach folgender Beziehung

$$\Delta T_a = \frac{Q}{2\pi a \alpha}. \quad (6)$$

Man sieht daraus, dass das  $\Delta T_a$  proportional  $1/a$  ist, dass man also entgegen der Ansicht verschiedener Autoren<sup>6)</sup> vorteilhaft mit möglichst dicken Proben arbeitet.

Nach vorläufigen Messungen von  $\alpha$ -Helium ( $\approx 3000 \text{ kcal}/(\text{h} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{grad})$ , unpubliziert), erhält man für unseren oben erwähnten ungünstigsten Fall eine  $T$ -Erhöhung von ca.  $\Delta T_a \approx 10^{-2}^\circ\text{K}$ . Das könnte einen leichten Einfluss auf die erste Sprunghöhe haben, doch niemals in dem tatsächlich auftretenden Mass.

Bei unserer reinsten Probe ist die Gesamtaufheizung  $\Delta T = \Delta T_i + \Delta T_a$  noch etwa 30mal kleiner ( $\Delta T \approx 3 \cdot 10^{-4}^\circ\text{K}$  bei  $I = I_c$ ) und kann sicher vernachlässigt werden.

Würde man andererseits annehmen, dass die Überhöhung  $R(I_c)/R_n$  über den nach der Theorie erwarteten Wert 0,5 nur von der Aufheizung herkäme, der Übergang aber streng nach LONDON verlief, so erhielte man für unsere schlechteste Probe bei unserer niedrigsten Temperatur allerdings eine Temperaturerhöhung von  $7 \cdot 10^{-2}^\circ\text{K}$ . Dagegen spricht aber:

a) Das so ermittelte  $\Delta T$  sollte proportional zu  $I_c^2$  sein, was aber nicht der Fall ist.

b) Die Aufheizung bei gleichen Temperaturen, für verschiedenen reine Proben sollte proportional dem Restwiderstand sein, jedoch ergeben sich zwischen Probe 5 und 7 Abweichungen um den Faktor 3.

c) Dies würde heissen, dass die Hysterese von einem Aufheizeffekt herrührt; somit sollte, entgegen unseren Resultaten, die



Hysteresebereite  $\Delta I$  für verschiedene Proben bei sonst gleichen Bedingungen proportional dem Restwiderstand sein.

d) Der Widerstandsverlauf beim Übergang von der Normal- zur Supraleitung deckt sich bei unseren Messungen nur teilweise mit dem Übergang von der Supra- zur Normalleitung. Dies müsste der Fall sein, wenn man beim Zurückgehen mit dem Strom das Temperaturgleichgewicht abwartet. Zudem schneidet sogar bei einigen Messungen die aufsteigende Kurve die absteigende.

e) Wie später bei der experimentellen Bestimmung des Durchmessers des Zwischenzustandkernes gezeigt wird (siehe Kapitel 5), ist der experimentelle Kerndurchmesser grösser als nach der Theorie erwartet, entgegen der Tatsache, dass der Kern, falls die Aufheizung ins Gewicht fällt, kleiner sein sollte, als nach LANGEVIN-LONDON.

Eine Zusammenfassung der Ergebnisse dieses Kapitels folgt am Schluss der Arbeit.

#### 4. Zerstörung der Supraleitung durch Ströme in longitudinalen Aussenfeldern.

##### 4.1. Einführung.

Wie bereits früher kurz berichtet<sup>19)20)</sup>, vermindert sich der kritische Strom in einem zylindrischen Supraleiter (Radius  $a$ ) mit zunehmendem longitudinalen Aussenfeld, um null zu werden, sobald das äussere Feld den Wert  $H_c$  erreicht. Nach der Silsbeeschen Hypothese sollte das Feld in den Supraleiter eindringen und damit die reine Supraleitung zerstört werden, sobald die Resultierende aus Aussenfeld  $\vec{H}_l$  und dem Feld an der Oberfläche des Supraleiters  $\vec{H}_I$  dem kritischen Feld der entsprechenden Temperatur gleich wird. Dies trifft zu, wenn die Beziehung

$$H_c^2 = H_l^2 + \left(\frac{2I}{a}\right)^2 \quad (7)$$

erfüllt ist. Die einzigen Messungen, die eine Nachprüfung dieser Relation zulassen, wurden von ALEXEEVSKY<sup>7)</sup> an Zinn bei 1,95 °K ausgeführt. Die Stromwerte beim steilsten Punkt seiner Übergangskurven stimmen in einem  $I$ - $H_l$ -Diagramm gut mit dem erwarteten Kreisbogen überein.

Einige, vorläufige Messungen an Blei bei 4,2° K und an Zinn (19) bei 3,5° K bestätigen ebenfalls die obigen Überlegungen.

Es schien uns jedoch notwendig, den Widerstandsverlauf bei diesen Stromübergängen im Längsfeld vom theoretischen und experi-

mentellen Standpunkt aus näher zu untersuchen. Denn die einzig existierenden Resultate von ALEXEEVSKY sind unvollständig und durch schlechte Probehaltung verfälscht und verzerrt. Die „grossen Füße“ seiner Übergangskurven weisen — wie durch eigene Experimente gezeigt — vor allem auf ungeeignete Potentialzuführungen hin.

Der schon vielfach untersuchte sogenannte „paramagnetische“ Effekt liess es zudem als notwendig erscheinen, zu sehen, wie sich die Längsfeldübergänge im Gebiet dieses Effektes verhalten.

Überdies sollte durch diese Untersuchungen auch mehr Licht in das Problem der Meßstromabhängigkeit der Übergangskurven bei Zerstörung der Supraleitung durch Längsfelder gebracht werden.

#### 4.2. *Theorie des Stromüberganges bei zusätzlichem longitudinalen Aussenfeld.*

Im folgenden soll der Darstellung von SHOENBERG<sup>13)</sup> folgend kurz gezeigt werden, wie man die London-Theorie des Stromüberganges in Zylindern bei Anwesenheit eines longitudinalen Aussenfeldes erweitern kann. Wie ohne zusätzliches äusseres Feld muss sich auch bei konstantem Aussenfeld  $H_l$  bei Vergrössern des Probenstromes über einen bestimmten Wert ein Zwischenzustandskern ausbilden, und zwar sobald das Feld an der Oberfläche grösser als das kritische wird. Innerhalb dieses Kernes muss das resultierende Feld überall kritisch sein, und zwar nach der Beziehung

$$\sqrt{\left(\frac{2x}{r}\right)^2 + H_l^2} = H_c \quad (8)$$

wobei  $x$  der totale Strom innerhalb einer zylindrischen Oberfläche mit dem Radius  $r$  ist. Speziell gilt für den Rand des Kernes mit dem Radius  $b$

$$\sqrt{\left(\frac{2x_o}{b}\right)^2 + H_l^2} = H_c \quad (8a)$$

Damit erhält man die Stromdichte  $j$  innerhalb des Kernes, gegeben durch  $(dx/dr) \cdot (1/2\pi r)$  zu

$$j = \frac{1}{4\pi r} \cdot \sqrt{H_c^2 - H_l^2} = \frac{x}{2\pi r^2} \quad (9)$$

und an der Kerngrenze

$$j = \frac{x_o}{2\pi b^2} \quad (9a)$$

In der normalleitenden Hülle ist die Stromdichte konstant, und



zwar gleich  $(I - x_0)/\pi(a^2 - b^2)$ . An der Grenze Hülle/Kern ist die Stromdichte stetig, so dass man die Beziehung erhält

$$\frac{x_0}{I} = \frac{2\varrho^2}{1 + \varrho^2} = \frac{\varrho}{i} \cdot \frac{1}{k} \quad (10)$$

mit

$$\varrho = b/a, \quad i = I/I_c \quad \text{und} \quad k = \sqrt{\frac{H_c^2}{H_c^2 - H_l^2}}$$

Daraus ergibt sich die Abhängigkeit des Kerndurchmessers vom Belastungsstrom und Aussenfeld zu

$$\varrho = k \cdot i - \sqrt{k^2 i^2 - 1} \quad \text{für} \quad k \cdot i \geq 1 \quad (11)$$

Da das elektrische Feld über dem ganzen Zylinderquerschnitt konstant ist

$$R \cdot I = \frac{R_n}{1 - \varrho^2} (I - x_0) \quad (12)$$

erhält man für die Widerstandsabhängigkeit

$$R/R_n = \frac{1}{2} \left[ 1 + \sqrt{1 - \frac{1}{k^2 i^2}} \right] \quad \text{für} \quad k i \geq 1 \quad (13)$$

Man sieht, dass der Widerstandsverlauf der Stromübergänge in einem konstant gehaltenen Längsfeld der des normalen London-Überganges ist, jedoch in Richtung der Stromachse um den Faktor  $k$  kontrahiert. Der Widerstand sollte beim Stromwert  $(ki) = 1$  diskontinuierlich zum Wert  $R/R_n = 0,5$  ansteigen, um sich bei weiterer Stromerhöhung dem vollen Restwiderstand asymptotisch zu nähern.

Andererseits erhält man aus Gleichung (13) auch den Widerstandsverlauf bei Zerstörung der Supraleitung durch Längsfelder mit konstant gehaltenem Meßstrom  $I = I_c/\sqrt{c}$  zu

$$\frac{R}{R_n} = \frac{1}{2} \left( 1 + \sqrt{1 - c + c \frac{H_l^2}{H_c^2}} \right) \quad \text{für} \quad H_l \leq H_c \quad (14)$$

Danach gibt es für unendlich kleinen Meßstrom bei  $H_l = H_c$  einen diskontinuierlichen Widerstandsanstieg von  $R/R_n = 0$  auf  $R/R_n = 1,0$ . Für endliche Meßströme steigt der Widerstand beim Aussenfeld  $H_l = \sqrt{H_c^2 - H_I^2}$  auf den Wert  $R/R_n = 0,5$  um bei Vergrößerung des Aussenfeldes auf den Wert  $R/R_n = 1,0$  anzusteigen, den es bei  $H_l = H_c$  erreicht.

### 4.3. Messungen im Längsfeld und Vergleich mit der Theorie.

In Fig. 8 sind die an Probe 6 bei 3,5° K gemessenen Stromübergänge in verschiedenen longitudinalen Aussenfeldern wiedergegeben. Man sieht, dass die Übergangskurven mit Aussenfeld die Form des London-Überganges nach Gleichung (13) haben, dass jedoch bei höheren Aussenfeldern der erste sprunghafte Widerstandsanstieg eine gewisse Breite annimmt.

Fig. 9 zeigt die Längsfeldübergänge für verschieden grosse Messströme. Für nicht zu kleine Ströme nimmt der Widerstand wie erwartet zuerst diskontinuierlich zu, um dann fast linear auf den Normalwert anzusteigen. Der nach Gleichung (14) berechnete Übergang für einen Belastungsstrom von  $I = 5,5$  Ampère wurde mit der entsprechenden experimentellen Kurve gesondert herausgezeichnet, wobei die Übereinstimmung als relativ gut bezeichnet werden kann.

Um jedoch diese Resultate mit den berechneten Ergebnissen besser vergleichen zu können, wurden in einem Aussenfeld-Eigenstrom-Diagramm die Linien gleichen Widerstandes ( $R/R_n = 0,0; 0,1; 0,2 \dots$ ) aufgezeichnet. Aus Gleichung (13) erhält man für diese Linien die Beziehung

$$h_l^2 + 4 i^2 \left[ \frac{R}{R_n} - \left( \frac{R}{R_n} \right)^2 \right] = 1 \quad (15)$$

mit  $h_l = H_e/H_c$ . Es sind also Ellipsen, die für den Fall  $R/R_n = 0$  bis 0,5 zu einem Kreisbogen nach der Relation

$$h_l^2 + i^2 = 1 \quad (15a)$$

degeneriert sind. Wie aus Fig. 10 ersichtlich ist, liegen diese Linien tatsächlich Ellipsen sehr nahe, während sich die Werte für den ersten diskontinuierlichen Aufstieg mit der erwarteten Kreislinie relativ gut decken.

In diesem Zusammenhang soll noch kurz auf den „paramagnetischen Effekt“ hingewiesen werden, der in vielen Laboratorien beobachtet werden konnte<sup>21) 22) 23) 24) 25)</sup>. Danach tritt beim Stromübergang in Gegenwart eines schwachen longitudinalen Aussenfeldes ( $H_l < H_c$ ) im Innern der Probe eine Feldverstärkung auf, die dadurch erklärt wird, dass sich schraubenlinienförmige Strombahnen ausbilden. STEINER<sup>21)</sup> und MEISSNER<sup>22)</sup> geben für Zinn eine Grenzlinie im  $I$ - $H_l$ -Diagramm für das Auftreten dieses Effektes an, die in unserem Stromfeld-Aussenfelddiagramm (siehe Fig. 10) als  $p$ -Linie gestrichelt eingezeichnet ist.

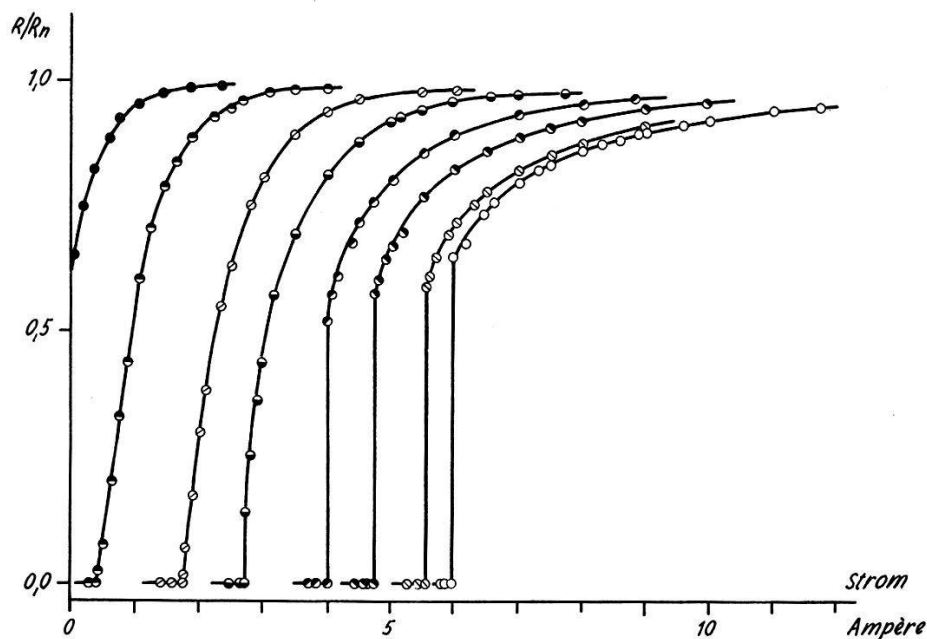


Fig. 8.

Widerstandsverlauf bei Zerstörung der Supraleitung durch Ströme in longitudinalen Aussenfeldern. Zinn, Probe 6 ( $R_{3,8}/R_{300} = 3,8 \cdot 10^{-3}$ ) bei  $3,5^\circ \text{ K}$ .

—○—○—  $H_l = 0$  Oersted, —○—○—  $H_l = 8,5$  Oe., —●—●—  $H_l = 17,0$  Oe.,  
 —●—●—  $H_l = 21,2$  Oe., —●—●—  $H_l = 15,5$  Oe., —○—○—  $H_l = 28,5$  Oe.,  
 —●—●—  $H_l = 31,5$  Oe., —●—●—  $H_l = 33,3$  Oe.

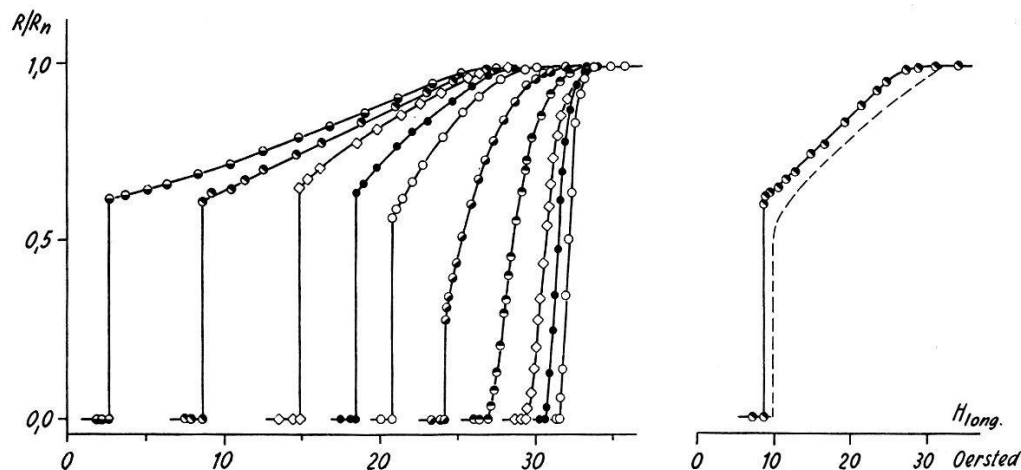


Fig. 9.

Widerstandsverlauf bei Zerstörung der Supraleitung in longitudinalen Aussenfeldern mit verschiedenen grossen Meßströmen. Zinn (Probe 6) bei  $3,5^\circ \text{ K}$ .

—○—○—  $I = 0,1$  Amp. Meßstrom, —●—●—  $I = 0,5$  A, —◇—◇—  $I = 1,0$  A,  
 —●—●—  $I = 2,0$  A, —○—○—  $I = 3,0$  A, —○—○—  $I = 4,0$  A, —●—●—  $I = 4,5$  A,  
 —◇—◇—  $I = 5,0$  A, —●—●—  $I = 5,5$  A, —○—○—  $I = 5,8$  A.

Die gestrichelte Kurve ist ein nach Gleichung 14 berechneter Längsfeldübergang für  $I = 5,5$  Amp. Meßstrom.

Nach den bisherigen Erklärungen soll die Feldverstärkung null sein bei Zerstörung der Supraleitung durch Ströme ohne Aussenfeld. Beobachtet wurde, dass diese für Übergänge bei schwachem Aussenfeld am grössten ist, mit zunehmendem Aussenfeld abnimmt, um beim Schnittpunkt der  $p$ -Linie mit der Linie  $R/R_n = 0,5$  ganz zu verschwinden. Der Widerstandsverlauf unserer Stromübergänge ohne und mit nur schwachem Aussenfeld zeigt, wie aus den

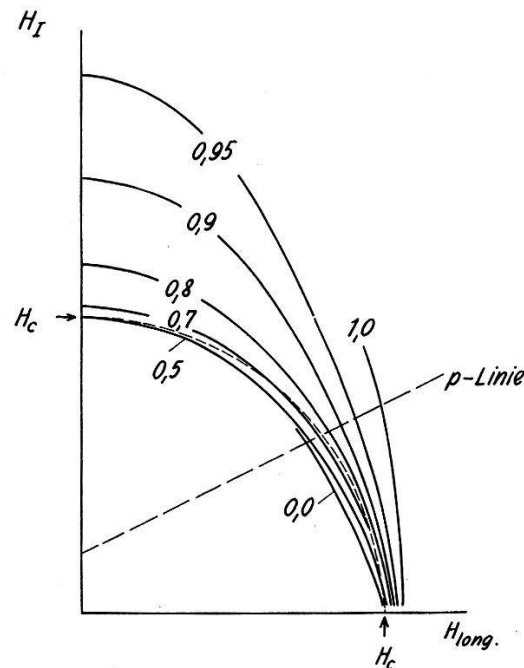


Fig. 10.

Kurven gleichen Widerstandes ( $R/R_n = 0,0, 0,1, \dots, 1,0$ ) im Eigenstrom-Aussenfeld-Diagramm. Zinn (Probe 6) bei  $3,50^\circ \text{ K}$ . Linie  $p$  ist die Grenzlinie des sogenannten „paramagnetischen“ Effektes.

Fig. 8 und 10 ersichtlich ist, überhaupt keinen charakteristischen Unterschied, vielmehr stimmen die Übergangskurven, wenn man die Ströme normiert, verhältnismässig gut überein. Es soll an dieser Stelle nicht mehr näher auf diesen Effekt eingegangen werden, zumal die bisherigen Erklärungen dafür noch unvollständig sind.

#### 4.4. Vergleich der Stromübergänge ohne und mit longitudinalen Aussenfeldern.

Wie leicht ersichtlich ist, kann man Gleichung (13) in folgender Form schreiben:

$$\frac{R}{R_n} = \frac{1}{2} \left[ 1 + \sqrt{1 - \left( \frac{I_c^*}{I} \right)^2} \right] \quad \text{für } \frac{I}{I_c^*} \geq 1 \quad (16)$$

Dabei kann  $I_c^*$  als effektive kritische Stromstärke bezeichnet werden, die gegeben ist durch

$$I_c^* = \frac{I_c}{k} = I_c \cdot \sqrt{\frac{H_c^2 - H_l^2}{H_c^2}} \quad (17)$$

und vom Aussenfeld und der Temperatur abhängig ist.

Gleichung (16) unterscheidet sich von Gleichung (2) für den Stromübergang ohne Aussenfeld nur dadurch, dass  $I_c$  durch  $I_c^*$  ersetzt ist. In § 3 wurden Abweichungen der Stromübergänge von dem nach LONDON zu erwartenden Verlauf festgestellt, die temperaturabhängig sind. Es ist nun sehr instruktiv, die Stromübergänge

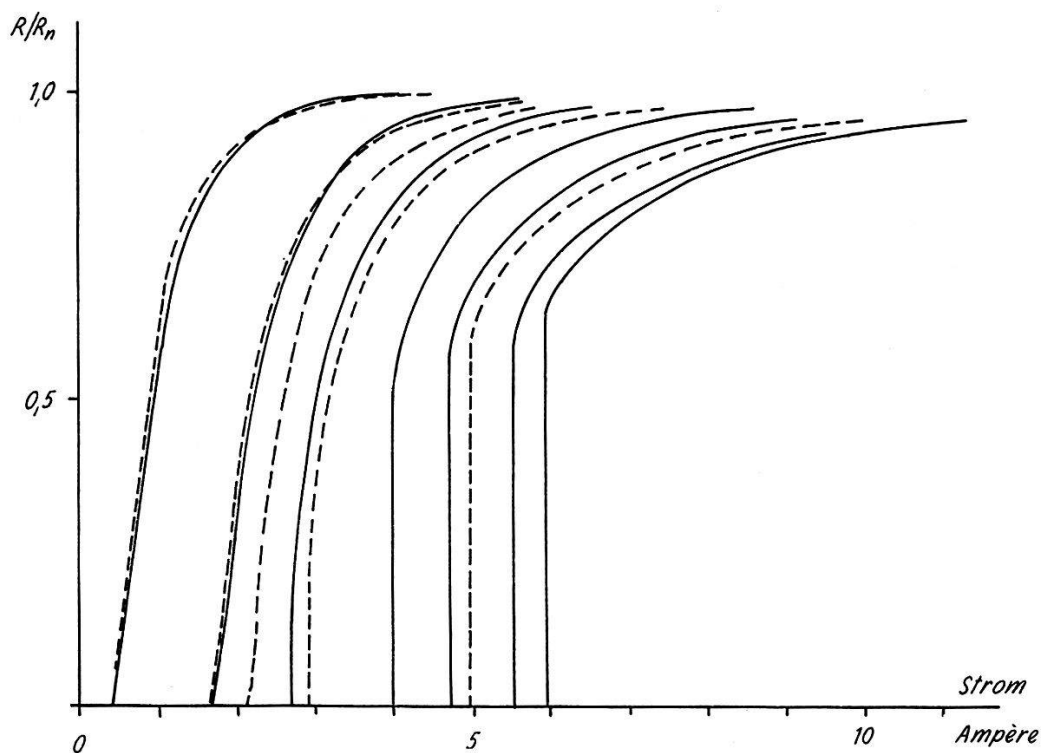


Fig. 11.

Vergleich der Stromübergänge ohne Aussenfeld bei verschiedenen Temperaturen (zwischen  $T = 3,50^\circ \text{ K}$  und  $3,72^\circ \text{ K}$ , gestrichelte Kurven) mit denen bei konstanter Temperatur ( $T = 3,50^\circ \text{ K}$ ) und zusätzlichen longitudinalen Aussenfeldern (ausgezogene Kurven). Zinn, Probe 6, entsprechend den Fig. 4b und 8.

ohne Aussenfeld bei verschiedenen Temperaturen mit denen bei konstanter Temperatur und zusätzlichen longitudinalen Aussenfeldern zu vergleichen. Siehe Fig. 11.

Aus dieser Figur geht deutlich hervor, dass die Übergangskurven mit demselben effektiven kritischen Strom  $I_c^*$  unabhängig von der Temperatur ungefähr die gleichen Abweichungen von dem nach Gleichung (16) berechneten Verlauf aufweisen.

#### 4.5. Längsfeldübergänge in Abhängigkeit von der Temperatur.

In Fig. 12 sind die nach Gleichung (15) gegebenen Linien gleichen Widerstandes  $R/R_n = 0,5$  und  $R/R_n = 1,0$  für zwei verschiedene Temperaturen aufgezeichnet. Diese beiden Linien begrenzen das Zwischenzustandsgebiet im  $H_I$ - $H_I$ -Diagramm und lassen es deshalb zu, die Sprungbreite der Längsfeldübergänge bei verschiedenen

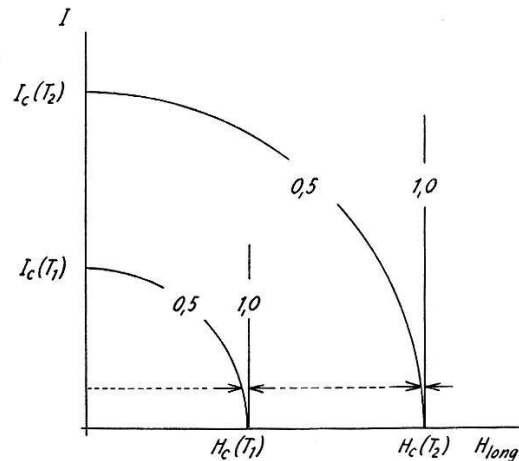


Fig. 12.

Schematische Darstellung der Breite der Längsfeldübergänge bei konstantem Messstrom in Abhängigkeit von der Temperatur.

Temperaturen aber konstantem Meßstrom zu verfolgen. Der Sprung soll also, wie in dieser Figur schematisch gezeigt wird, mit sinkender Temperatur schmaler werden. Bei einem Vergleich von Fig. 12 mit

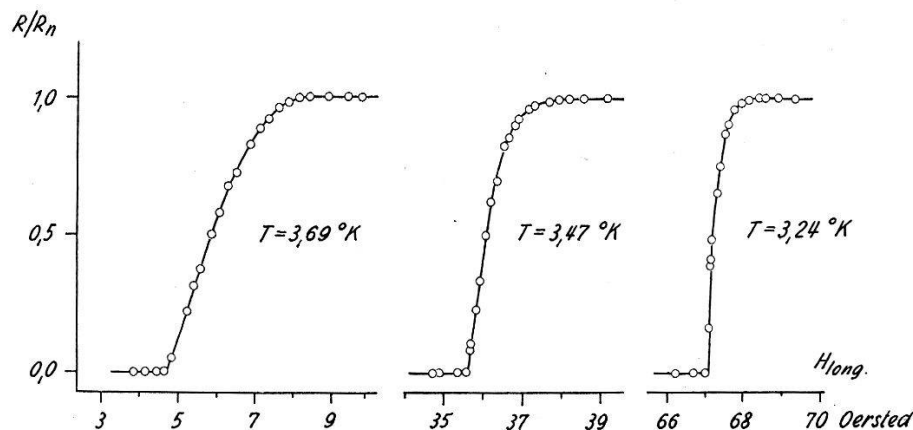


Fig. 13.

Breite der Längsfeldübergänge in Zinn (Probe 6) in Abhängigkeit von der Temperatur bei  $I = 0,1$  Amp. Meßstrom.

Fig. 10 sieht man, dass der experimentell beobachtete Sprung für kleine Meßströme wesentlich breiter ist, als theoretisch zu erwarten wäre, doch dürfte dies ebenso wie die endliche Breite der Temperatursprünge von Inhomogenitäten in der Probe herrühren. Mes-

sungen der Längsfeldübergänge, die an Probe 6 (siehe Fig. 13) ausgeführt wurden, zeigen, dass auch die experimentell beobachteten Sprünge mit abnehmender Temperatur schmaler werden.

Diese Resultate stehen nur in scheinbarem Widerspruch mit Ergebnissen von MACDONALD und MENDELSSOHN<sup>26)</sup>, da die von diesen beobachtete beträchtliche Sprungverbreiterung mit sinkender Temperatur erst weit unterhalb der kritischen Temperatur auftritt (zum Beispiel bei Blei erst unterhalb 4,5° K), während unsere Messungen relativ nahe dem Sprungpunkt ausgeführt wurden.

## 5. Zerstörung der Supraleitung durch Ströme und transversale Aussenfelder.

### 5.1. Einführung.

Über die Zerstörung der Supraleitung in zylindrischen Proben durch Ströme in Gegenwart eines transversalen Aussenfeldes liegen bisher weder theoretische noch experimentelle Arbeiten vor. Oft untersucht wurde lediglich die Meßstromabhängigkeit des supraleitenden Überganges in Querschnitten<sup>27) 28) 29)</sup>, vor allem zur Abklärung des „0,58-Effektes“. Dieser besteht in Folgendem: Legt man an einen supraleitenden Zylinder bei kleinem Meßstrom ein transversales Aussenfeld, so könnte man erwarten, dass das Feld in den Supraleiter eindringt und damit die Probe in den Zwischenzustand übergeht, sobald das Feld an einer Stelle der Oberfläche das kritische Feld  $H_c$  erreicht. Dies trifft, wie zuerst von LAUE<sup>30)</sup> vermutet hat, am „Äquator“ der Probe zu, sobald das Aussenfeld  $H_t$  gleich dem halben kritischen Feld  $H_c$  wird. Es sollte damit auch bei einem Feld  $H_t/H_c = 0,50$  der erste Widerstand auftreten, der bei zunehmendem  $H_t$  auf den vollen Wert  $R/R_n = 1,0$  anwachsen sollte, um diesen bei  $H_t/H_c = 1,0$  zu erreichen. Lange Zeit jedoch wurde für das Eindringen des Feldes der Wert  $H_t/H_c = 0,58$  beobachtet, was nach SHOENBERG darauf zurückzuführen ist, dass nur Proben von sehr kleinem und immer etwa demselben Durchmesser ( $10^{-2}$ ) cm verwendet wurden. MISENER<sup>28)</sup> stellte eine Temperaturabhängigkeit des fraglichen Wertes fest, wobei sich  $H_t/H_c$  bei Annäherung an die kritische Temperatur dem erwarteten Wert 0,50 nähert; diese  $T$ -Abhängigkeit wird jedoch von SHOENBERG Verunreinigungen an der Probenoberfläche zugeschrieben. Dagegen fand ANDREW<sup>29) 31)</sup> eine Abhängigkeit dieses Wertes vom Probendurchmesser und eine nur geringe Abhängigkeit von der Temperatur. Zusammenfassend kann über die bisherigen Messungen gesagt werden, dass sie sich auf Querschnittübergänge mit relativ kleinen Mess-



strömen beschränken und vor allem die Untersuchung des „0,58“-Effektes zum Zwecke hatten. Auch wurde dieser Fall wiederholt theoretisch behandelt und mit verschiedenen Zwischenzustandsmodellen unter Berücksichtigung der Oberflächenenergie zu erklären versucht. SCOTT stellte entgegen allen früheren Ergebnissen jedoch in Übereinstimmung mit unseren Messungen fest, dass es schwierig ist, das kritische Feld  $H_c$  aus Querfeldmessungen zu bestimmen, da der Feldwert, bei dem der volle Widerstand wiederhergestellt ist, stark vom Meßstrom abhängig ist. Er hat jedoch diese Beobachtung nicht weiter verfolgt.

Bei all diesen Untersuchungen kommt vor allem die starke Messstromabhängigkeit des Widerstandsverlaufes zum Ausdruck. Messungen dieser Art wurden jedoch nie auf höhere Belastungsströme ausgedehnt. Befindet sich nämlich ein von einem Strom durchflossener zylindrischer Supraleiter in einem Transversalfeld, so überlagert sich die Feldkomponente des Aussenfeldes mit der des Probenstromes und man würde erwarten, dass das Feld auf der einen Seite in den Zylinder eindringt, sobald die Summe aus dem Aussenfeld am „Äquator“ und dem Eigenstromfeld dem kritischen Feld bei der betreffenden Temperatur gleich wird. Dies sollte nach einer erweiterten Silsbee-Hypothese der Fall sein, sobald

$$H_I + 2 H_t = H_c \quad (18)$$

wird. Dabei ist  $H_I = 2 I/a$ . Diese Relation wurde durch eigene Messungen, wie schon früher kurz berichtet<sup>19) 20) 32)</sup>, an Blei bei 4,2° K und Zinn bei 3,5° K weitgehend bestätigt. Die von MANN, SMITH und WILHELM<sup>33)</sup> ausgeführten Dauerstromversuche im Querfeld lassen nur quantitativ erkennen, dass obige Beziehung Gültigkeit hat, da die maximalen Dauerströme ihrer Versuche nur  $I_c/3$  betragen.

Da bisher Querfeldübergänge nur bei relativ kleiner Stromstärke beobachtet wurden, schien es angezeigt, die Messungen auch auf grössere Ströme auszudehnen und vor allem auch zu untersuchen, wann bei konstantem Meßstrom und zunehmendem Aussenfeld der ganze Zylinder normalleitend wird. Vor allem hat sich aber auch gezeigt, dass die Querfeldmessungen bei Belastungsströmen  $I > I_c$  eine direkte Methode zur Bestimmung des Durchmessers des Zwischenzustandskernes darstellt und so die Möglichkeit bietet, das Langevin-London-Modell des stromdurchflossenen Supraleiters unmittelbar und quantitativ zu prüfen.

### 5.2. Messungen im Querfeld.

Unsere an Zinn (Probe 2) bei  $3,5^\circ\text{K}$  durchgeführten Querfeldmessungen zeigt Fig. 14.

Bei kleinstem Meßstrom ist also in Übereinstimmung mit Andrews Messungen bei  $H_t/H_c = 0,56$  ein erster Widerstand nachzuweisen. Bei weiterer Steigerung des Meßstromes wird der Wert von  $H_t$ , bei dem der erste Widerstand einsetzt, kleiner, während das Grenzfeld, bei dem der Widerstand seinen vollen Restwiderstand erreicht, zu immer höheren Werten ansteigt. Für Ströme  $I > I_c$  bleibt der Widerstand trotz steigendem transversalem Aussenfeld bis zu einem

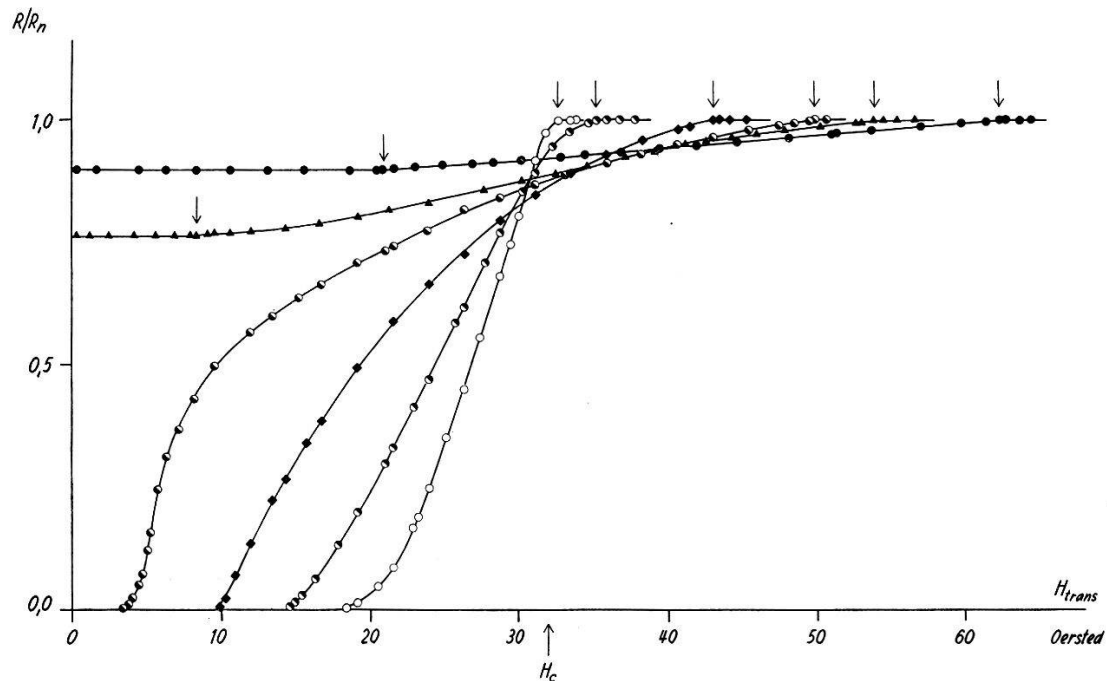


Fig. 14.

Widerstandsverlauf bei Zerstörung der Supraleitung durch transversale Aussenfelder in Abhängigkeit vom Meßstrom. Zinn (Probe 2) bei  $3,50^\circ\text{K}$ .

—○—○— Meßstrom  $I = 0,1\text{ Amp.}$ , —●—●—  $I = 1,1\text{ A}$ , —◆—◆—  $I = 3,2\text{ A}$ ,  
—●—●—  $I = 5,4\text{ A}$ , —▲—▲—  $I = 6,5\text{ A}$ , —●—●—  $I = 8,6\text{ A}$ .

gewissen  $H_t$ -Wert konstant, um erst dann wieder weiter anzusteigen. Zur besseren Übersicht sind diese Ergebnisse in Fig. 15 in Form von Linien gleichen Widerstandes ( $R/R_n = 0,1, 0,2, 0,3, \dots, 1,0$ ) in ein Eigenstromfeld-Aussenfeld-Diagramm eingezeichnet.

Wie bereits oben erwähnt, kann man nach einer einfachen Erweiterung der Silsbeeschen Hypothese das erste Auftreten eines Widerstandes im  $H_I$ - $H_t$ -Diagramm längs einer Geraden erwarten, die durch folgenden Ausdruck gegeben ist

$$H_I + 2H_t = H_c \quad (18)$$

Diese theoretisch zu erwartende Grenzlinie  $s$  zwischen Normal-

leitungsgebiet und Zwischenzustandsgebiet ist in Fig. 15 gestrichelt eingezeichnet. Die entsprechenden experimentellen Werte, das heisst die Werte, bei denen der Widerstand gerade noch null ist, sind durch die 0,0-Linie wiedergegeben. Diese beiden Linien liegen sehr nahe beieinander; Versuch und Theorie stimmen also gut überein.

Wie zudem aus Fig. 14 und Fig. 15 ersichtlich ist, existieren sogar für  $H_t > H_c$  Bereiche, in denen  $R < R_n$  ist. Dementsprechend zeigt auch Fig. 16, dass der Widerstand bei konstantem  $H_t > H_c$  und zunehmendem  $H_I$  von einem gewissen  $H_I$  an abnimmt, ein Minimum

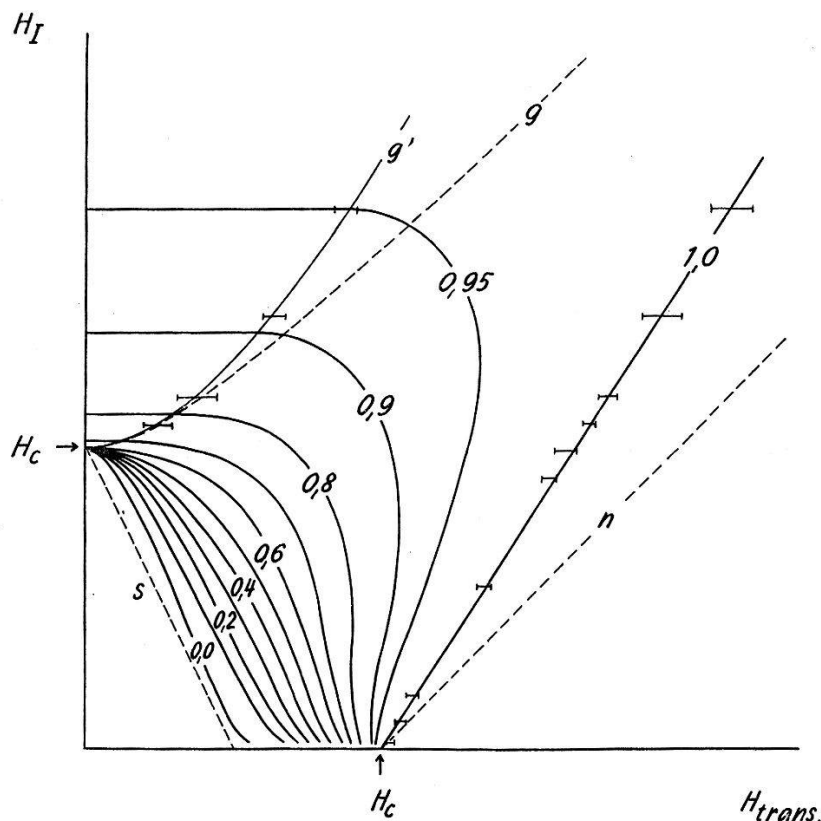


Fig. 15.

Kurven gleichen Widerstandes ( $R/R_n = 0,0, 0,1, \dots, 1,0$ ) eines Zinnzylinders (Probe 2) im Eigenstromfeld  $H_I$  und transversalen Aussenfeld  $H_t$  bei  $3,50^\circ \text{ K}$  (bezogen auf zunehmendes  $H_t$  bzw.  $H_I$ ).

durchläuft, um erst dann wieder langsam anzusteigen. Dies ist verständlich, da sich das transversale Aussenfeld dem zirkulären Feld des Eigenstromes überlagert und dieses auf der einen Seite des zylinderförmigen Drahtes verstärkt, auf der anderen jedoch vermindert. Daraus folgt, dass in gewissen Bereichen trotz  $H_t > H_c$  ein unterkritisches Feld herrscht und so Ursache eines lokalen Zwischenzustandsgebietes ist. Solche Gebiete sind zu erwarten, solange

$$H_t - H_I < H_c \quad (19)$$

In Fig. 15 ist der Grenzfall dieses Ausdrucks als  $n$ -Linie einge-

zeichnet. Unsere Messungen (1,0-Linie) zeigen jedoch, dass die Supraleitung schon bei einem etwas kleineren  $H_t$  vollständig zerstört ist, doch ist trotzdem die beobachtete Beziehung zwischen  $H_t$  und  $H_I$  für die experimentelle Grenzlinie sehr genau linear.

Für  $H_I > H_c$  und  $H_t = 0$  nimmt die Langevin-London-Theorie einen zentralen Kern im Zwischenzustand an, der von normalleitendem Metall umgeben ist. Theoretisch soll dieser Kern einen Durchmesser haben von

$$b = a [I/I_c - \sqrt{(I/I_c)^2 - 1}] \quad (1)$$

Um zu sehen, wie sich dieser von einem überkritischen Strom durchflossene Supraleiter im transversalen Aussenfeld  $H_t$  verhält, be-

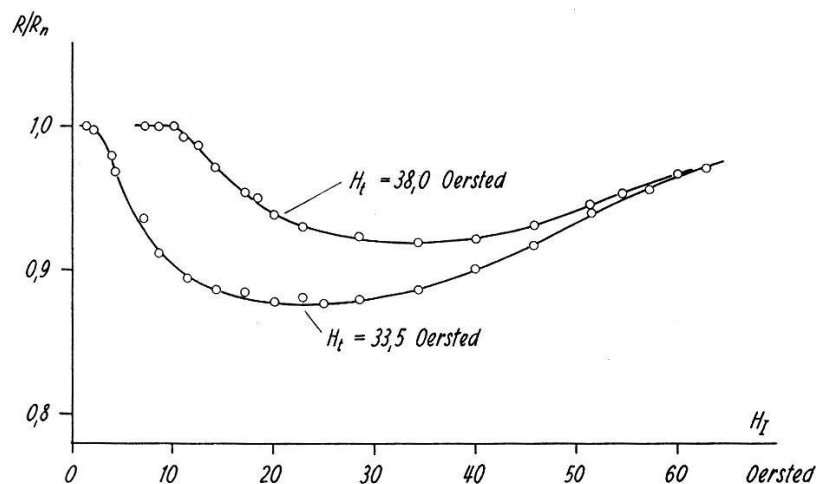


Fig. 16.

Abhängigkeit des Widerstandes vom Belastungsstrom im überkritischen Transversalfeld  $H_t > H_c$ . Zinn (Probe 2) bei 3,50° K.

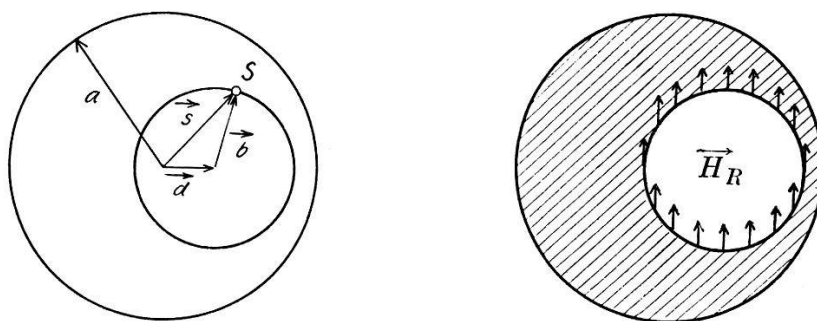


Fig. 17.

Feldverhältnisse in der Bohrung eines stromdurchflossenen, exzentrischen Hohlzylinders.

trachten wir einen zylindrischen stromdurchflossenen Leiter mit einer exzentrischen, zur Achse parallelen Ausbohrung, siehe Fig. 17. Am Punkt  $S$  kann man sich das Feld zusammengesetzt denken aus einer Komponente, die einem Draht ohne Ausbohrung entspricht,

abzüglich der entsprechend einem Strom in der Bohrung

$$\vec{H}_R = \frac{2 \pi s^2 \vec{j}_n \times \vec{s}}{s^2} - \frac{2 \pi b^2 \vec{j}_n \times \vec{b}}{b^2}. \quad (20)$$

Dabei ist  $j_n$  die Stromdichte im Metall. Der Feldvektor an der inneren Oberfläche dieses exzentrischen Hohlzylinders ist also konstant und von der Grösse

$$\vec{H}_R = 2 \pi \vec{j}_n \times \vec{d}. \quad (21)$$

Betrachtet man einen von einem überkritischen Strom durchflossenen zylindrischen Supraleiter, der an Stelle der obenerwähnten Bohrung seinen Zwischenzustandskern hat, so würde sich dem Feld des Kernes beim Verschieben aus der zentralen Lage ein zusätzliches homogenes Feld nach Gleichung (21) überlagern. Eine exzentrische Lage des Kernes ist jedoch nur stabil, wenn dieses zusätzliche Feld  $\vec{H}_R$  durch ein von aussen angelegtes Transversalfeld  $\vec{H}_t = -\vec{H}_R$  kompensiert wird, so dass die Feldverhältnisse im verschobenen Kern mit Aussenfeld sich nicht unterscheiden von denen des unverschobenen ohne Aussenfeld. Andererseits kann man sagen, dass die Wirkung eines äusseren transversalen Feldes auf den Zwischenzustandskern aufgehoben wird durch Seitwärtsverschieben des Kernes um den Betrag  $d$ , der gegeben ist durch

$$H_t = 2 \pi j_n d. \quad (22)$$

Würde sich der Kern unter Einwirkung dieses Feldes  $H_t$  weiter oder weniger weit als um den Betrag  $d$  aus der zentralen Lage verschieben, so würden auf ihn, da die Stromdichte des Kernes grösser als die des Mantels ist, ponderomotorische Kräfte wirken und ihn in die Gleichgewichtslage zurückdrängen. Man könnte auch sagen, dass sich ein Zwischenzustandskern, der nicht genau um  $d$  verschoben ist, auf der einen Seite im überkritischen, auf der anderen im unterkritischen Feld befände, so dass er sich auf der einen Seite ab- und auf der anderen Seite aufbauen würde, bis er um den nach Gleichung (22) gegebenen Betrag  $d$  von der zentralen Lage entfernt ist. Sicher beginnen sich die Verhältnisse jedoch zu ändern, wenn der Kern soweit verschoben wird, dass er die Drahtoberfläche berührt. Dies bedeutet aber, dass für konstantes  $I > I_c$  der Widerstand trotz zunehmendem  $H_t$  so lange konstant bleibt, bis der Zwischenzustandskern die äussere Zylinderfläche berührt und durch diese deformiert wird, wie in Fig. 18 angedeutet.

Dies tritt ein, sobald

$$d + b = a \quad (23)$$

Berücksichtigen wir noch, dass die Stromdichte  $j_n$  im normalleitenden Mantel

$$j_n = H_c / 4 \pi b \quad (24)$$

ist, und führen wir diese in Gleichung (22) ein, so erhält man

$$H_t / H_c = \frac{d}{2b} \quad (25)$$

Eliminiert man nun  $d$  aus Gleichung (23) und setzt es in Gleichung (25) ein, so erhält man für  $b/a$  den Ausdruck

$$\frac{b}{a} = \frac{1}{1 + 2(H_t / H_c)} \quad (26)$$

Führt man dies in Gleichung (1) für die Kerngrösse ein, so erhält

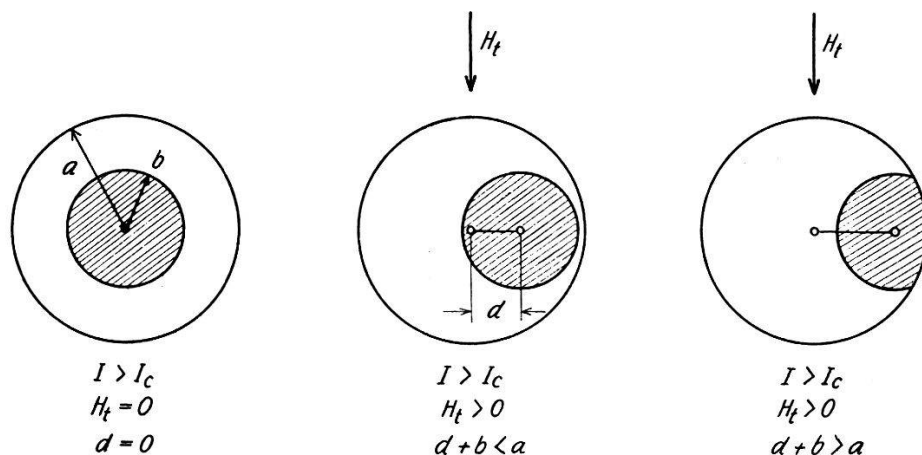


Fig. 18.

Verhalten des Zwischenzustandskernes im transversalen Aussenfeld.

man für die Begrenzung des Gebietes konstanten Widerstandes im  $H_I$ - $H_t$ -Diagramm die Beziehung

$$H_I = H_c \left[ \frac{2 (H_t / H_c)^2}{2 (H_t / H_c) + 1} + 1 \right] \quad (27)$$

Diese theoretische Grenzlinie  $g$  ist in Fig. 15 gestrichelt eingezeichnet, während die ausgezogene Linie  $g'$  die entsprechende experimentell ermittelte Grenzkurve darstellt. Die Übereinstimmung ist relativ gut, doch ist die experimentelle Begrenzungslinie der  $H_I$ -Achse näher als die theoretische, was den Schluss zulässt, dass der Zwischenzustandskern etwas grösser ist, als nach LANGEVIN-LONDON zu erwarten wäre.



### 5.3. Direkte Bestimmung des Zwischenzustandkernes.

Die Quersfeldmessungen bieten nun, wie bereits kurz berichtet<sup>34)</sup>, die Möglichkeit, den Durchmesser des Zwischenzustandskernes in einem von überkritischem Strom  $I > I_c$  durchflossenen zylindrischen Supraleiter experimentell zu bestimmen.

Nach dem Modell von LANGEVIN und LONDON sollte dieser Kern die Grösse haben

$$b = a [I/I_c - \sqrt{(I/I_c)^2 - 1}] \text{ für } I \geq I_c. \quad (1)$$

(In Fig. 19 sind die nach dieser Gleichung berechneten Werte als ausgezogene Linie eingezeichnet.) Es weisen jedoch — wie in Kapitel 3 ausführlich diskutiert — die experimentellen Ergebnisse über den Widerstandsverlauf in Abhängigkeit vom Belastungsstrom gewisse Abweichungen gegenüber dem nach diesem Modell zu erwartenden Widerstandsverlauf auf. Deshalb wurden die Kerndurchmesser mit Hilfe von Messungen im Quersfeld auf direkte Weise bestimmt und mit den nach Gleichung (1) theoretisch berechneten Werten verglichen. Dazu ging man auf Grund früherer Überlegungen dieses Kapitels davon aus, dass sich ein im Zwischenzustand befindlicher Kern beim Anlegen eines äusseren transversalen Feldes  $H_t$  um den Betrag

$$d = \frac{H_t}{2\pi j_n} \quad (22a)$$

aus der zentralen Lage verschiebt. Bei konstantem  $I > I_c$  und zunehmendem Aussenfeld bleibt nun der Widerstand der Probe solange konstant, bis der Zwischenzustandskern an der äusseren Oberfläche anstösst. Diese Überlegung ergibt den Kernradius  $b$  zu

$$b = a - d \quad (23a)$$

und unter Berücksichtigung des experimentell beobachtbaren Grenzfeldes  $(H_t)_{\text{eff}}$

$$b = a - \frac{(H_t)_{\text{eff}}}{2\pi j_n}. \quad (28)$$

Die Stromdichte  $j_n$  im normalleitenden Mantel kann nicht direkt beobachtet werden, wohl aber der bei dem jeweiligen Strom auftretende Widerstand  $R_{\text{eff}} = V/I$  und der Normalleitungswiderstand  $R_n = V_n/I_n$ . Mit dem Ansatz

$$j_n = V/R_o l_p \quad (29)$$

( $l_p$  = Probenlänge) und dem spezifischen Widerstand  $R_o$

$$R_o = \frac{V_n}{I_n} \cdot \frac{\pi a^2}{l_p} \quad (30)$$



erhält man die Stromdichte  $j_n$  im Mantel aus Belastungsstrom und dem dabei beobachteten Widerstand

$$j_n = \frac{R_{\text{eff}}}{R_n} \cdot \frac{I}{\pi a^2}. \quad (31)$$

Führt man diesen Ausdruck in Gleichung (28) ein, so erhält man für den gesuchten Kernradius  $b$  in Abhängigkeit der aus dem Experiment bestimmbaren Grössen, Belastungsstrom  $I$ , effektiver Widerstand  $R_{\text{eff}}$  und effektives transversales Grenzfeld  $(H_t)_{\text{eff}}$ :

$$b = a \left( 1 - \frac{(H_t)_{\text{eff}}/H_c}{(R_{\text{eff}}/R_n)(I/I_c)} \right). \quad (32)$$

Aus den an Probe 2 ausgeführten Quersfeldmessungen wurden nun die entsprechenden experimentellen Werte entnommen und in obige Relation eingeführt. Die so gewonnenen Kerndurchmesser wurden zum Vergleich mit der Theorie in Fig. 19 eingetragen.

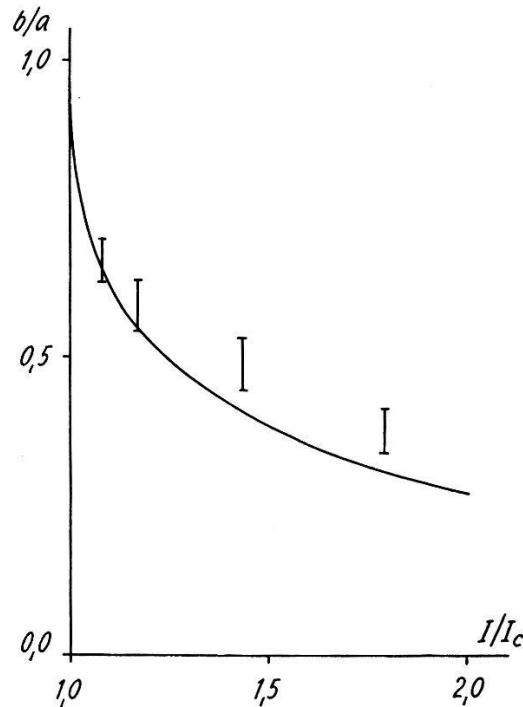


Fig. 19.

Experimentell ermittelter Durchmesser des Zwischenzustandskernes eines zylinderförmigen Supraleiters (Probe 2) in Abhängigkeit vom Belastungsstrom sowie theoretischer Kerndurchmesser nach LONDON (ausgezogene Linie).

Man sieht, dass die experimentellen Resultate etwas grösser sind als nach der Langevin-London-Theorie erwartet, was von Unregelmässigkeiten im Kernaufbau herrühren dürfte. Doch ist die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment so gut, dass diese Messungen als ein Beweis für die Richtigkeit des Langevin-Londonischen Zwischenzustandsmodelles angesehen werden können.

Die Messungen an Probe 2 bei 3,5 °K zeigen, dass ihr effektiver Widerstand sowie die Kerndurchmesser grösser sind, als man nach der Theorie erwartet. Daraus ist zu schliessen, dass auch der Widerstand des Kernes grösser sein muss als derjenige, der aus der Doppelkegelanordnung folgt. Die Volumenverteilung der normal- und supraleitenden Bereiche ist offenbar nicht so einfach. In der durch unsere Querfeldmessungen erhärteten Langevin-London-Theorie wird ja nichts über die Struktur des Kernes ausgesagt, und die von LONDON angedeutete Möglichkeit der Doppelkegelverteilung geht weder in seine Theorie ein, noch ergibt sie sich aus ihr.

## 6. Zusammenfassung.

### 6.1.

Die bei unseren Untersuchungen über die Eigenstromübergänge (Kapitel 3) in Zinn erzielten Resultate können in folgenden Punkten kurz zusammengefasst werden:

a) Das von uns verwendete Zinn erfüllt die Silsbeesche Hypothese.

b) Die Übergangskurven waren reproduzierbar und wurden besonders bei unserer reinen Probe durch Aufheizeffekte praktisch nicht verfälscht.

c) Der Vergleich der Sprunghöhe mit dem klassischen Langevin-London-Übergang zeigt, dass die Abweichungen für reine Proben relativ gering sind (siehe Fig. 5).

d) Die Höhe des ersten Sprungs  $R(I_c)/R_n$  ist abhängig von der Temperatur sowie von der freien Weglänge der Elektronen, das heisst von der Reinheit. Trägt man das Verhältnis  $y_0 = a/l$  für unsere Proben bei verschiedener Temperatur im Kuperdiagramm auf, so sieht man, dass die Übereinstimmung nur qualitativ ist (siehe Fig. 3) und dass  $R(I_c)/R_n$  mit wachsendem  $y_0$  entgegen Kupers Theorie zunimmt.

e) Die endliche Breite des ersten steilen Widerstandsanstieges bei Stromübergängen ganz nahe an der Sprungtemperatur dürfte genau so wie die endliche Breite der Temperatursprünge von Verunreinigungen herrühren. Diese bewirken eine gewisse Bandbreite des kritischen Feldes, die bemerkbar wird, solange sie mit  $H_c$  selbst vergleichbar ist, was in unmittelbarer Nähe von  $T_c$  sicher der Fall ist (siehe Fig. 20).

Erhärtert wird diese Interpretation dadurch, dass, wie in Fig. 4 zu sehen ist, sich dieses Gebiet des endlichen Widerstandsanstieges bei den stärker verunreinigten Proben viel weiter ausdehnt.

## 6.2.

Unsere Resultate über die Eigenstromübergänge in longitudinalen Aussenfeldern (Kapitel 4) können wie folgt zusammengefasst werden:

a) Die mit einer Erweiterung der London-Theorie berechneten Stromübergänge in longitudinalen Aussenfeldern stimmen relativ gut mit unseren Messungen an Zinn überein. Zur besseren Übersicht für das Verhalten im Zwischenzustand wurden die Linien gleichen Widerstandes in einem  $H_I$ - $H_c$ -Diagramm aufgezeichnet.

b) Es wurde gezeigt, dass die Breite der Längsfeldübergänge mit sinkender Temperatur abnehmen sollte. Trotz der probenbedingten Bandbreite des kritischen Feldes wurden auch unsere an Zinn untersuchten Übergänge mit abnehmender Temperatur schmaler.

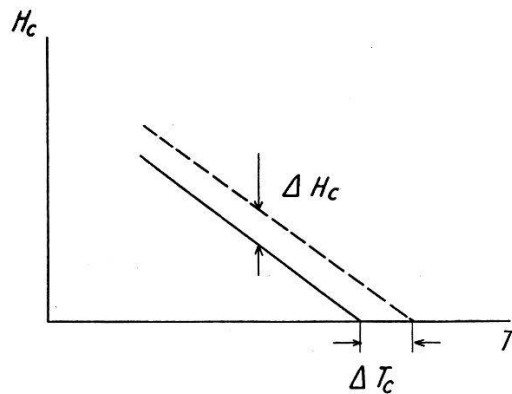


Fig. 20.

Schematische Darstellung der „Bandbreite“ des kritischen Feldes und der kritischen Temperatur nahe der Sprungtemperatur. Die ausgezogene und gestrichelte Linie begrenzen die Breite der Übergangskurven.

c) Der „paramagnetische Effekt“ wurde von anderer Seite damit erklärt, dass der Strom spiralförmige Bahnen beschreibt. Die von uns gemessenen Stromübergänge im longitudinalen Aussenfeld stimmen jedoch mit der Theorie, die achsenparallele Strombahnen annimmt, im Gebiet des paramagnetischen Effektes relativ gut überein.

## 6.3.

Die Ergebnisse über den Widerstandsverlauf beim Übergang zwischen Supraleitung und Normalleitung eines stromdurchflossenen Supraleiters im transversalen Aussenfeld (Kapitel 5) können wie folgt zusammengefasst werden:

a) Die Quersfeldübergänge bei kleinen Meßströmen  $I \ll I_c$  stimmen mit den bisherigen Messungen anderer Autoren überein.

b) Die nach einer einfachen Erweiterung der Silsbee-Hypothese berechnete Grenzlinie  $s$  zwischen reiner Supraleitung und Zwischen-

zustandsgebiet im  $H_I$ - $H_t$ -Diagramm (Fig. 15) weicht nur sehr wenig von den experimentellen Ergebnissen ab.

c) Für Meßströme  $I > 0$  wurde der Zustand der vollen Normalleitung erst für Felder  $H_t > H_c$  erreicht. In unserem Fall konnten für entsprechend hohe Belastungsströme Zwischenzustandsgebiete in Querschnitten bis zu  $2 \cdot H_c$  beobachtet werden. Man kann zeigen, dass solche Gebiete zu erwarten sind, solange

$$H_t - H_I < H_c$$

was mit unseren Beobachtungen übereinstimmt.

d) Schickt man durch einen im überkritischen Transversalfeld  $H_t > H_c$  befindlichen Supraleiter einen Strom, so sinkt der Widerstand trotz Erhöhung des Belastungsstromes von seinem normalleitenden Wert  $R/R_n = 1,0$  ab, um nach Durchlaufen eines Minimums wieder auf  $R/R_n = 1,0$  asymptotisch anzusteigen. Siehe Fig. 16.

e) In einem von einem überkritischen Strom  $I > I_c$  durchflossenen Supraleiter bildet sich ein Zwischenzustandskern aus. Es kann nun ein transversales Aussenfeld angelegt werden, ohne dass sich der Widerstand der Probe ändert. Daraus wurde eine Methode entwickelt, die eine direkte Bestimmung der Grösse des Zwischenzustandskernes zulässt. Die Resultate stimmen gut mit den nach LANGEVIN-LONDON theoretisch berechneten Werten für den Kernradius überein. Diese Messungen beweisen zudem die Richtigkeit des Zwischenzustandsmodelles von LANGEVIN und LONDON.

Die vorliegende Arbeit entstand auf Anregung von Herrn Prof. Dr. P. GRASSMANN, Vorstand des Institutes für Kalorische Apparate und Kältetechnik, der ihr stets reges Interesse entgegenbrachte und sie mit vielen wertvollen Ratschlägen entscheidend förderte. Es sei mir darum an dieser Stelle gestattet, ihm meinen herzlichen Dank auszusprechen. Besonderer Dank gebührt auch Herrn Dr. J. L. OLSEN, der das Kältelaboratorium betreut und mir bei der Durchführung dieser Arbeit stets mit Rat und Tat zur Seite stand. Unsere wertvollen Diskussionen haben viel zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Ferner bin ich der Schenkung der *A.G. Brown, Boveri & Cie., Baden*, für die Bereitstellung finanzieller Mittel zu bestem Dank verpflichtet.

## 7. Literaturangaben.

- <sup>1)</sup> H. KAMERLINGH ONNES, Comm. Leiden Suppl. **34** (1913); 133a, b, c, d.
- <sup>2)</sup> F. B. SILSBEE, J. Wash. Acad. Sci. **6**, 597 (1916).
- <sup>3)</sup> F. B. SILSBEE, Bull. Bur. Stand. **14**, 301 (1918).

- 4) P. LANGEVIN, private Mitteilung an F. B. SILSBEE in F. B. SILSBEE, Bull. Bur. Stand. **14**, 301 (1918).
  - 5) F. LONDON, Une conception nouvelle de la supraconductibilité, Paris, Hermann & Cie. (1937).
  - 6) F. LONDON, Superfluids, vol. I, S. 120 (1950).
  - 7) N. E. ALEXEEVSKY, J. Exp. Theor. Phys. USSR. **8**, 342 (1938).
  - 8) R. B. SCOTT, J. Res. Nat. Bur. Stand. **41**, 581 (1948).
  - 9) C. J. GORTER, Commun. Conf. Phys. des basses Temp. Paris, Annexe 3, 543 (1955).
  - 10) D. K. C. MACDONALD, J. Sci. Instrum. **24**, 232 (1947).
  - 11) G. BUSCH, Helv. Phys. Acta **27**, 204 (1954).
  - 12) A. BÜHL und F. COETERIER, Phys. Z. **33**, 773 (1932).
  - 13) D. SHOENBERG, Superconductivity, S. 130 (1952).
  - 14) L. W. SCHUBENKOW und N. E. ALEXEEVSKY, Nature **138**, 804 (1936).
  - 15) C. G. KUPER, Phil. Mag. **43**, 1264 (1952).
  - 16) R. G. CHAMBERS, Nature **165**, 239 (1950).
  - 17) J. M. LOCK, A. B. PIPPARD and D. SHOENBERG, Proc. Camb. Phil. Soc. **47**, 811 (1951).
  - 18) J. K. HULM, Proc. Roy. Soc. A. **64**, 867 (1951).
  - 19) P. GRASSMANN und L. RINDERER, Helv. Phys. Acta **27**, 309 (1954).
  - 20) L. RINDERER, Commun. Conf. Phys. des basses Temp. Paris, Annexe 3, 548 (1955).
  - 21) K. STEINER, Z. Naturf. **4a**, 271 (1949).
  - 22) W. MEISSNER, F. SCHMEISSNER und H. MEISSNER, Z. f. Physik **130**, 521, 529 (1951); **132**, 529 (1952).
  - 23) J. C. THOMPSON und C. F. SQUIRE, Phys. Rev. **96**, 287 (1954).
  - 24) Y. SHIBUYA und S. TANUMA, Phys. Rev. **98**, 938 (1955).
  - 25) H. MEISSNER, Phys. Rev. **97**, 1627 (1955), Phys. Rev. **101**, 31 (1956).
  - 26) D. K. C. MACDONALD und K. MENDELSSOHN, Proc. Roy. Soc. A. **200**, 66 (1949).
  - 27) W. J. DE HAAS, J. VOOGD und J. M. JONKER, Physica I, 281 (1934); Comm. Leiden 229c.
  - 28) A. D. MISENER, Proc. Camb. Phil. Soc. **35**, 95 (1939).
  - 29) E. R. ANDREW, Proc. Roy. Soc. A. **194**, 80 (1948).
  - 30) H. von LAUE, Phys. Zs. **33**, 793 (1932).
  - 31) E. R. ANDREW, Proc. Roy. Soc. A. **194**, 98 (1948).
  - 32) L. RINDERER, Zs. Naturf. **10a**, 174 (1955).
  - 33) K. C. MANN, H. C. SMITH und J. O. WILHELM, Phys. Rev. **54**, 758 (1938).
  - 34) L. RINDERER, Helv. Phys. Acta **28**, 453 (1955).
-