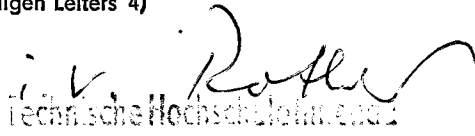


## zum Forschungs- und Entwicklungsbericht bzw. zur Dissertation

<b>1</b> Übergeordnetes Wirtschafts- bzw. zentrales Organ: Ministerium für Hoch- und Fachschulwesen	<b>4</b> Vertraulichkeitsgrad: 1) offen <input checked="" type="checkbox"/> VD <input type="checkbox"/> NfD <input type="checkbox"/> VVS <input type="checkbox"/>
<b>2</b> Anschrift des Betriebes / Institution; Hochschule / Sektion (bei Diss. auch Name des Autors) Technische Hochschule Ilmenau Sektion Elektrotechnik  Mencke, Harald  Betriebsnummer: 058 48 005	<b>5</b> Einstufung: 2), 1) Gruppe A: <input checked="" type="checkbox"/> Gruppe B: <input type="checkbox"/> <hr/> Nur für VD-Arbeiten: Titel und Referat für den internationalen Austausch (RGW-Länder) freigegeben ja: <input type="checkbox"/> nein: <input type="checkbox"/>
<b>3</b> Auftraggeber (nur für Aufgaben, die im Rahmen vertragl. Vereinbarungen gelöst wurden):  Betriebsnummer:	<b>6</b> Dokumentenart: 1) Abschlußbericht: <input type="checkbox"/> Bericht zum Teilergebnis: <input type="checkbox"/> Abbruchbericht: <input type="checkbox"/> Diss. A } 3) <input checked="" type="checkbox"/> Zwischenbericht: <input type="checkbox"/> Diss. B } <input type="checkbox"/>
<b>7</b> Aufgabe bzw. Thema: (Bezeichnung) <del>Supraleitende</del> Schalter unter besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung in Verbindung mit supraleitenden Magneten	
<b>8</b> Abschluß der Arbeit: (Jahr) 1978	<b>9</b> Erreichte Arbeitsstufe:
<b>10</b> Unterschrift des Leiters der F/E-Stelle bzw. Aufgabenverantwortlichen im Hochschulwesen	<b>12</b> Unterschrift des für die F/E-Aufgabe zuständigen Leiters 4)  Technische Hochschule Ilmenau Sektion Elektrotechnik Prof. Dr.-Ing. techn. Pfeiler Sektionsdirektor
<b>11</b> Unterschrift des Auftraggebers: (soweit erforderlich)	
<b>Erläuterungen:</b> 1) Zutreffendes ist anzukreuzen 2) Erläuterungen zu Position 5: Die Einstufung in Gruppe A und Gruppe B dient der differenzierten Behandlung der F/E-Ergebnisse im internationalen Austausch zwischen den RGW-Ländern. A) ist die Bezeichnung für F/E-Berichte, deren Ergebnisse nicht unmittelbar in der Produktion nutzbar sind und die zwischen den RGW-Ländern unmittelbar ausgetauscht werden können. Dazu gehören z. B. Instruktionen über Arbeitssicherheit, den Arbeitsschutz, Standards und Normen, allgemeine Lösungsalgorithmen, Berechnungen und Studien sowie Ergebnisse, die keine Aussagen über volkswirtschaftliche Entwicklungstendenzen sowie Betriebs- und Industriezweiguntersuchungen enthalten. B) ist die Bezeichnung für F/E-Berichte, deren Ergebnisse produktionstechnisch genutzt werden können und die nur nach direkten Verhandlungen zwischen Urheber und Interessenten ausgetauscht werden. Dazu gehören u. a. Arbeiten, die Erfindungen beinhalten, die durch Patent geschützt sind bzw. für die ein Patent angemeldet wurde sowie Arbeitsergebnisse mit Produktionserfahrungen, Forschungsberichte und Dissertationen die Aussagen zu konkreten Ergebnissen von Betriebs- und Industriezweiguntersuchungen sowie prognostische Aussagen enthalten. 3) entsprechend der Einstufung der Promotionsordnung A und B, Gbl. Teil II, Nr. 14 vom 19. 2. 1969 4) Das sind Generaldirektoren der Kombinate, Betriebsdirektoren bzw. Leiter anderer Einrichtungen, denen F/E-Stellen unterstehen, sowie Direktoren der Sektionen im Hochschulwesen bei Aufgaben aus Forschungsplänen oder Dissertationen.	

#### Referat (maximal 1000 Zeichen, ca. 15 Schreibmaschinenzeilen)

Zielstellung ist die Erarbeitung einer Theorie des supraleitenden Schalters, die experimentell bei Energieauskopplung aus supraleitenden Magneten überprüft wird. Die Auslegung der Ansteuerung und die Dimensionierung des Schalt drahtes erfolgt mittels einfacher Näherungslösungen. Der Übergangsvorgang des Schalt drahtes vom supraleitenden in den normaleitenden Zustand wird aus der Ausbreitungsgeschwindigkeit der durch die Ansteuerung erzeugten normaleitenden Stellen berechnet. Die Theorie kann durch einfache Näherungsformeln mit unterschiedlicher Genauigkeit ersetzt werden. Die Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie beweist die Anwendbarkeit der abgeleiteten Berechnungsgrundlagen.

#### Referiervorschrift

Das Referat ist eine kurze Darlegung des Inhalts eines F/E-Berichtes bzw. Dissertation und muß den Hauptinhalt der durchgeführten Forschungsarbeit widerspiegeln. Es muß dem Nutzer die Entscheidung über die Anschaffung einer Originalarbeit ermöglichen. Die wichtigsten Angaben über Zielstellung, Problematik und Methodik des F/E-Ergebnisses müssen mit hohem Verdichtungsgrad durch den Autor selbst dargelegt werden.

Die nachfolgenden Gliederungspunkte sollen bei der Anfertigung des Referates helfen, die Übersichtlichkeit zu wahren und die Aussagefähigkeit zu sichern.

#### Gliederungspunkte:

1. Ziel der Forschungs- und Entwicklungsaufgabe bzw. der Dissertation
2. Problemstellung — Benennung von Technologien, Maschinen, Geräten, bei unbekanntem Prinzip Charakterisierung der wesentlichen Grundzüge
3. Angewandte Methoden — Beschreibung des Prinzips der Arbeit, des Gegenstandes, der Produktionsmethode, Produktionsverfahren
4. Resultate und Schlußfolgerungen — Angaben besonderer Gesichtspunkte, Folgerungen für weitere Arbeiten, Anwendungsgebiete, Bedingungen, Angabe von Gründen für Abbruch einer Arbeit.

#### Hinweise zur sprachlichen Gestaltung:

Das Ergebnis der Inhaltsanalyse ist so wortsparend wie möglich niederzuschreiben, Telegrammstil ist erlaubt, Wiederholungen und überflüssige Aussagen sind zu vermeiden. Die Wiederholung des Titels im Referat ist überflüssig.

Beispiel: Titel Induktive und kapazitive Wandler für Tastaturen

unzulässige Einleitung: Es werden induktive und kapazitive Wandler auf ihre Einsetzbarkeit in Tastaturen untersucht.

Im Referatext sind einheitliche Termini zu verwenden und genormte bzw. gebräuchliche Fachtermini einzusetzen. Neue Termini sind in Klammern zu erläutern. Termini, die mehrfach eingesetzt werden, sind nach der erstmaligen Verwendung durch den ersten Buchstaben abzukürzen. Formeln und Tabellen etc. sind nur dann in das Referat aufzunehmen, wenn ohne sie die abschließenden Schlußfolgerungen des Berichts nicht ausgedrückt werden können und ihre Aufnahme das Verständnis des Inhalts erleichtert. Die Angabe von Maß- und Gewichtseinheiten, Formeln und Symbolen erfolgt entsprechend den bestehenden Standards.

Die Verwendung betriebsinterner Abkürzungen ist nicht zulässig.

Supraleitende Schalter  
unter besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung  
in Verbindung mit supraleitenden Magneten

D i s s e r t a t i o n

zur Erlangung des akademischen Grades

Dr.-Ing.

eingereicht bei der Fakultät für Technische Wissenschaften  
des Wissenschaftlichen Rates der Technischen Hochschule  
Ilmenau

vorgelegt von: Dipl.-Ing. Harald Mencke

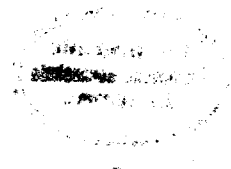
Geb. am : 23. 1. 1942 in : Magdeburg

Gutachter : Prof. Dr.-Ing. habil. G. Müller  
Prof. Dr. der techn. Wissensch. A. G. Seldowitsch  
Dr. rer. nat. A. Gladun  
Dr.-Ing. K. Müller

Eingereicht am : 16. 2. 1978

Verteidigung am : 3.11. 1978

Verfahrens-Nr. : T 689



Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit am Vereinigten Institut für Kernforschung Dubna. Mein besonderer Dank gilt dem Leiter der Kryoabteilung des VIK Dubna, Herrn Prof. Dr. A. G. Seldowitsch, der mir in großzügiger Weise die Durchführung der Arbeit ermöglichte. Von den Mitarbeitern der Gruppe "Supraleitende Magnete", im besonderen von Gruppenleiter Kandidat der technischen Wissenschaften J. A. Schischov erhielt ich wertvolle Hilfe bei der Durchführung der umfangreichen und aufwendigen Experimente.

Meinem Betreuer, Herrn Prof. Dr. G. Müller bin ich zu Dank verpflichtet für die gründliche Durchsicht der Arbeit und für viele wertvolle Hinweise, die wesentlich zum Gelingen der Arbeit beitrugen.

Weiterhin bedanke ich mich bei den Mitarbeitern der Gruppe "Kryoelektrotechnik" des IPH Berlin unter Leitung von Dr. K. Müller für ihre Hilfe durch Diskussionen und Anregungen zum Fortgang der Arbeit.

## Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einführung	1
2. Begriffsbestimmung	2
3. Darstellung der Problematik	3
4. Grundsätzliche Schaltungen mit supraleitenden Schaltern	9
4.1 Kurzschlußbetrieb supraleitender Magnete	9
4.2 Energieauskopplung aus einem supraleitenden Magneten bei Kurzschlußbetrieb	11
4.3 Schutz supraleitender Magnete bei ununterbrochener Speisung	13
5. Ansteuerung supraleitender Schalter	14
5.1 Ansteuerprinzipien	14
5.2 Ansteuerenergie	17
5.3 Vergleich der Ansteuerprinzipien	23
6. Löscheinrichtung	24
7. Dimensionierung des Schaltdrahtes	28
8. Theorie des supraleitenden Schalters	30
8.1 Einführung	30
8.2 Ausbreitung normalleitender Stellen in Supraleitern	31
8.2.1 Temperaturverteilung	31
8.2.2 Die Phasengrenze	35
8.2.3 Die Geschwindigkeit der Phasengrenze	37
8.3 Zeitverlauf des Widerstandes	44
9. Der supraleitende Schalter zum Auskoppeln der Energie eines supraleitenden Magneten auf eine Löscheinrichtung	46

		Seite
9.1	Löschwiderstand	46
9.2	Lichtbogengitter	49
10.	Beschreibung des Widerstandsverlaufs durch einfache mathematische Zusammenhänge	50
10.1	Einführung	50
10.2	Linear bis zum Endwert ansteigender Schalt Drahtwiderstand	51
10.3	Exponentiell bis zum Endwert ansteigender Schalt Drahtwiderstand	53
10.4	Linear unbegrenzt ansteigender Schalt Drahtwiderstand	55
10.5	Ergebnisse der Berechnungen	56
10.6	Zusammenhang der vorgegebenen Widerstandsverläufe mit der Theorie	60
11.	Experimente zur Materialauswahl und Festlegung der Technologie	61
11.1	Schalt Draht	61
11.2	Einbettungsmaterial	66
11.3	Technologie	68
12.	Experimente zur Auskopplung der Energie eines supraleitenden Magneten auf eine Löscheinrichtung	70
12.1	Einführung	70
12.2	Magnet im Kurzschlußbetrieb	71
12.2.1	Schalterherstellung (Schalter 1)	71
12.2.2	Versuchsaufbau	72
12.2.3	Versuchsergebnisse	73
12.3	Magnet mit ununterbrochener Speisung	76
12.3.1	Schalterherstellung (Schalter 2)	76
12.3.2	Versuchsaufbau	79
12.3.3	Versuchsergebnisse	81
12.3.3.1	Löschwiderstand	81
12.3.3.2	Lichtbogengitter	86

	Seite	
13.	Diskussion der Ergebnisse	87
13.1	Kritischer Strom	87
13.2	Ansteuerung	97
14.	Der Widerstandsanstieg im Schaltaht	100
14.1	Berechnungsgrundlagen	100
14.2	Thermische Ansteuerung	102
14.2.1	Theoretischer Widerstandsverlauf	102
14.2.2	Vorgegebener Widerstandsverlauf	105
14.3	Elektrische Ansteuerung	109
14.3.1	Theoretischer Widerstandsverlauf	109
14.3.2	Vorgegebener Widerstandsverlauf	110
14.4	Einfluß der Löscheinrichtung auf den Schaltahtwiderstand	112
15.	Zusammenfassung	114
16.	Literaturverzeichnis	115
16.1	Literatur zum supraleitenden Schalter	115
16.2	Literatur zu Materialkennwerten	122
16.3	Literatur zu Fragen der Supraleitung und zu sonstigen Problemen	124
17.	Rechnerischer Anhang	129
	Anhang 1	129
	Anhang 2	131
	Anhang 3	132
	Anhang 4	133
	Anhang 5	135
	Anhang 6	137
18.	Formelzeichenverzeichnis	142

## 1. Einführung

Die Suche nach neuen Wirkprinzipien zur Sicherstellung des ständig steigenden Energiebedarfs in den hochindustrialisierten Ländern der Erde hat zu einer verstärkten Forschungsaktivität auf dem Gebiet der technischen Anwendung der Supraleitung geführt.

Große Fortschritte wurden bereits bei der Schaffung von Modellstrecken supraleitender und normalleitender tiefgekühlter Kabel erzielt. Bei der Energieerzeugung liegt der Schwerpunkt der Entwicklungsarbeiten auf dem Gebiet supraleitender Kraftwerksgeneratoren und in weiterer Zukunft der Schaffung neuartiger Energieerzeugungssysteme, vor allem MHD-Generatoren und Fusionskraftwerke. Die dazu in den letzten Jahren forcierten Arbeiten auf dem Gebiet der Plasmaphysik erfordern gepulste Magnetfelder in Volumina von einigen  $m^3$ , die nur durch supraleitende Magnete realisierbar sind. Die Bereitstellung der notwendigen Energie durch Kondensatorbatterien hat eine gewisse Grenze erreicht, und der Übergang zu induktiven supraleitenden Energiespeichern scheint unerlässlich zu sein. Dabei kann auf die vorhandenen Erfahrungen vom Bau großer Magnete der Hochenergiephysik, z. B. Strahltransport- und Ablenkmagnete sowie Blasenkammermagnete zurückgegriffen werden /3.1/.

Zur Auskopplung der Energie aus dem Speicher auf den Verbraucher hat sich der supraleitende Schalter bereits als geeignetes Schaltelement erwiesen, das nach dem heutigen Erkenntnisstand anderen Schaltern überlegen ist. Um die bei der Auskopplung der Energie auf einen z. B. in der Plasmaphysik hauptsächlich induktiven Verbraucher ohnehin vorhandenen Verluste nicht durch den Schalter zu vergrößern, wird ein möglichst verlustarm wirkender supraleitender Schalter gefordert.

Eine weitere wesentliche Anwendung supraleitender Schalter liegt auf dem Gebiet des Kurzschlußbetriebes supraleitender



Magnete zur Erzeugung von Gleichfeldern. Besonders in Hinblick auf den geplanten Bau von auf Magnetkissen schwebenden Fahrzeugen bietet sich die Anwendung supraleitender Schalter zum Kurzschließen der erforderlichen Stützmagnete an. In großem Umfang wird der Kurzschlußbetrieb bereits bei Magneten mit hochhomogenen Magnetfeldern angewendet, um auf hochstabilisierte Spannungsquellen verzichten zu können. Beim Kurzschlußbetrieb steht der Schutz der mit hohen Stromdichten betriebenen Magnete im Vordergrund und es wird eine schnelle Auskopplung der gespeicherten Energie aus dem Magneten gefordert. Die im Schalter auftretenden Verluste sind dabei nicht von so entscheidender Bedeutung wie im Falle des Energiespeichers.

Die Anwendung des supraleitenden Schalters in der Energieversorgung zum Schutz supraleitender Anlagenteile vor Überströmen bzw. zur Kurzschlußstrombegrenzung, wie in /1.1/... /1.7/ vorgeschlagen, wird in der vorliegenden Arbeit nicht betrachtet. Die Arbeiten auf diesem Gebiet befinden sich im Stadium der theoretischen Voruntersuchung bzw. der Laborerprobung von Modellen. Ein praktischer Einsatz des supraleitenden Schalters ist im Gegensatz zur Anwendung in Verbindung mit supraleitenden Magneten in der Energieversorgung noch nicht aktuell.

## 2. Begriffsbestimmung

Ein supraleitender Schalter ist ein veränderlicher Widerstand, d. h. er ist kein Schalter mit einer galvanischen Trennung des Stromkreises. Bei Betrachtungen des supraleitenden Schalters in der Energieversorgung wird deshalb der Begriff supraleitende Strombegrenzungseinrichtung verwendet. In der Rechentechnik mit supraleitenden Schaltern als Schaltelementen ist der Begriff Kryotron, bei Schaltern hoher Stromstärke auch die Bezeichnung Starkstromkryotron gebräuchlich.

Der supraleitende Schaltdraht ändert seinen Widerstand von  $r_s = 0$  im supraleitenden Zustand auf einen endlichen Wert  $r_s = R_s$  im normalleitenden Zustand.

Der Übergang vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand erfolgt bei Überschreiten der kritischen Temperatur  $T_c$ , des kritischen Stromes  $I_c$  oder der kritischen magnetischen Induktion  $B_c$ .

Bei einem idealen supraleitenden Schalter erfolgt der Übergang sprunghaft.

Unter einer Ansteuerung des supraleitenden Schalters ist der gezielt eingeleitete Übergang des Schaltdrahtes zu verstehen, wozu eine Ansteuerwicklung vorhanden sein kann. In der Literatur werden auch die Begriffe Triggern, Auslösung oder Steuerung verwendet.

Je nach Auswahl des zur Ansteuerung verwendeten kritischen Parameters handelt es sich um eine thermische Ansteuerung ( $T_c$ ), eine elektrische Ansteuerung ( $I_c$ ) oder eine magnetische Ansteuerung ( $B_c$ ).

Die mittels supraleitendem Schalter aus dem Magneten ausgekoppelte Energie wird in einer Löscheinrichtung, z. B. einem Löschwiderstand umgesetzt.

### 3. Darstellung der Problematik

Erstmals im Jahre 1964 wurde ein supraleitender induktiver Energiespeicher realisiert, dessen gespeicherte Energie mit Hilfe eines supraleitenden Schalters auf einen Löschwiderstand ausgekoppelt wurde /1.8/. Zur Berechnung des Stromkreises wurde der zeitliche Verlauf des Schaltdrahtwiderstandes angenommen zu

$$r_s(t) = R_s \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau_s}} \right) . \quad (3.1)$$

Die Experimente zeigten, daß der größte Teil der gespeicherten Energie im Löschwiderstand und im Schaltdraht umgesetzt wird, bevor  $r_s(t)$  seinen Endwert erreicht hat. Deshalb wurde Gleichung (3.1) vereinfacht zu

$$r_s(t) = \frac{R_s}{\tau_s} t \quad (3.2)$$

Der zeitliche Verlauf der Spannung am Löschwiderstand wurde oszillographiert und daraus  $\tau_s$  ermittelt. Die Nachrechnung dieses Spannungsverlaufs mit  $r_s(t)$  nach Gleichung (3.2) ergab gute Übereinstimmung mit den Meßergebnissen, wobei der Schalter sowohl thermisch als auch magnetisch angesteuert wurde.

Das Verhalten eines supraleitenden Schalters bei der Energieauskopplung aus einem supraleitenden induktiven Speicher auf einen Löschwiderstand wurde ebenfalls in /1.9/ untersucht. Die Theorie geht von der Vorstellung aus, daß der Übergang des Schaltdrahtes in den normalleitenden Zustand in zwei Abschnitten erfolgt. Im ersten Abschnitt werden durch die Ansteuerung  $n$  Stellen einer Länge  $l_1$  des Schaltdrahtes sprunghaft normalleitend geschaltet. Dieser Zustand bleibt während der Zeit  $t_1$  unverändert und der vom konstanten Anfangsstrom durchflossene Schaltdraht hat den Widerstand  $R_{s1}$ . Im zweiten Abschnitt breiten sich die normalleitenden Stellen mit einer dem Anfangsstrom proportionalen Geschwindigkeit aus. Der zeitliche Verlauf des Widerstandes wird angesetzt zu

$$0 \leq t \leq t_1 \quad r_s(t) = R_{s1} \quad (3.3)$$

$$t > t_1 \quad \frac{dr_s(t)}{dt} = 2nkj_0 \frac{\varphi}{A} \quad (3.4)$$

Dabei ist  $k$  der Proportionalitätsfaktor zwischen der Geschwindigkeit der Phasengrenze und der konstanten Stromdichte  $j_0$ . Der Widerstand steigt also im zweiten Bereich linear mit der Zeit an. Im Ergebnis der Berechnungen wird unter Vorgabe von  $R_{s1}$ ,  $l_1$ ,  $t_1$  sowie zweier Korrekturfaktoren die Verlustenergie im Schaltdraht erhalten. Übereinstimmung zwischen errechneter

und gemessener Verlustenergie des Schaltdrahtes wird erhalten, wenn die Vorgabewerte einer Anzahl der normalleitenden Stellen von  $25 \leq n \leq 300$  entsprechen. Für den thermisch oder magnetisch angesteuerten Schalter hängt die Größe von  $n$  vom Anfangsstrom und den Parametern des Ansteuerkreises ab.

Der Widerstandsanstieg des Schaltdrahtes wurde in /1.10/ aus der Ausbreitung einer normalleitenden Stelle unter der Voraussetzung berechnet, daß der Strom im Schaltdraht konstant ist, die latente Wärme des Phasenüberganges vernachlässigbar sowie die Wärmeleitfähigkeit und die spezifische Wärme im supraleitenden und normalleitenden Zustand gleich sind. Die Anwendbarkeit der abgeleiteten Gleichung

$$\frac{dr_s}{dt} = a_k \frac{b_k i_s^2 + 2 \frac{i_s}{I_c} - 2}{\sqrt{\left(1 - \frac{i_s}{I_c}\right) \left[b_k i_s^2 + \frac{i_s}{I_c} - 1\right]}} \quad (3.5)$$

wurde an einem Schaltermodell bewiesen, bei dem die thermische Ansteuerung nur an einem Punkt des Schaltdrahtes wirkte.  $a_k$  und  $b_k$  sind Konstanten, die die Materialdaten des Schaltdrahtes enthalten. Verglichen wurden der theoretisch und experimentell ermittelte Widerstandsanstieg. Der untersuchte Schaltkreis bestand aus Spannungsquelle, Vorwiderstand zur StromEinstellung und supraleitendem Schalter. Eine Energieauskopplung aus einem Magneten wurde nicht untersucht. Auch bei magnetischer und elektrischer Ansteuerung zeigte Gleichung (3.5) brauchbare Ergebnisse, wobei die Abweichungen gegenüber dem thermisch angesteuerten Schalter durch das Auftreten mehrerer normalleitender Stellen erklärt werden konnten.

Um zu einfachen mathematischen Ausdrücken für  $r_s = f(t)$  zu gelangen, wurden die oszillographierten Verläufe von Strom und Spannung am Schaltdraht durch Geraden angenähert und eine erste Näherung für den Widerstand des Schaltdrahtes erhalten zu

$$r_s(t) = \frac{u_s(t)}{i_s(t)} = \frac{k_1 \cdot t}{k_2 - k_3 t} \quad (3.6)$$

Da bei dieser Näherung

$$\left. \frac{dr_s}{dt} \right|_{t=0} = \frac{K_1}{K_2} = \text{const.} , \quad (3.7)$$

die tatsächlichen Verläufe von  $u_s$ ,  $i_s$  und  $r_s$  aber mit horizontaler Tangente beginnen, wurde Gleichung (3.6) als nicht optimal angesehen.

Es wurde deshalb eine Näherung gesucht, die die Verläufe von  $u_s$  und  $i_s$  in möglichst weitem Bereich genau wiedergibt. Dazu eigneten sich Exponentialfunktionen, womit unter einigen vereinfachenden Annahmen Gleichung (3.1) abgeleitet wurde.

Ein direkter Vergleich zwischen Gleichung (3.1) und dem theoretisch ermittelten Widerstandsanstieg nach Gleichung (3.5) wurde nicht vorgenommen.

Der Übergangsvorgang eines supraleitenden Schalters wurde in /1.11, 1.12/ bei elektrischer Ansteuerung untersucht. Die Arbeiten hatten das Ziel, den Ansteuerkreis so zu dimensionieren, daß mit einem einmaligen Stromimpuls aus einer Kondensatorentladung der Schaltdraht ohne Transportstrom vollständig in den normalleitenden Zustand überführt wird. Der untersuchte Stromkreis bestand aus dem Ansteuerkondensator der Kapazität  $C$  und dem Schaltdraht mit dem Widerstand  $r_s(t)$  und einer - sehr geringen, aber doch vorhandenen - Induktivität  $L_s$ . Es wurden mathematische Ansätze für  $r_s(t)$  versucht, die eine geschlossene Lösung der Differentialgleichung für den Ansteuerstrom ermöglichen. Die theoretischen Ergebnisse wurden mit dem oszillographierten Stromverlauf verglichen und so die Auswahl geeigneter Näherungsgleichungen für  $r_s(t)$  getroffen. Gute Ergebnisse wurden mit einem Schaltdrahtwiderstand erzielt, der sofort mit Zuschalten des Kondensators ansteigt gemäß

$$r_s(t) = 2 \sqrt{\frac{L_s}{2C}} \tanh \frac{t}{\sqrt{2L_s C}} . \quad (3.8)$$

Das ist zwar physikalisch nicht haltbar, da der Widerstandsanstieg erst bei Erreichen des kritischen Stromes einsetzt,

liefert aber mathematisch brauchbare Ergebnisse.

Eine zweite Möglichkeit wurde mit einem nach einer Verzögerungszeit  $t_v$  beginnenden Widerstand entsprechend Gleichung (3.1) gefunden. Die Verzögerungszeit und die Zeitkonstante des Widerstandsanstieges  $\tau_s$  wurden so gewählt, daß die theoretischen Ergebnisse den Meßwerten entsprachen.

In einer eigenen Arbeit /1.13/ wurde ausgehend von einer Analyse des Ausbreitungsvorganges normalleitender Stellen der Widerstandsanstieg des Schaltdrahtes theoretisch untersucht. Unter Beachtung der Zeitabhängigkeit des Stromes im Schaltdraht bei der Energieauskopplung aus einem supraleitenden Magneten auf eine Löscheinrichtung ergab sich ein System zweier Differentialgleichungen für den Schaltdrahtwiderstand  $r_s$  und den Strom im Magneten  $i_L$  in der Form

$$\frac{dr_s}{dt} = f(r_s, i_L) \quad (3.9)$$

$$\frac{di_L}{dt} = f(r_s, i_L) \quad (3.10)$$

Die Auswertung der abgeleiteten Gleichungen kann nur numerisch über einen Rechner erfolgen.

In den Arbeiten /1.14...1.23/ wurde die Auslegung supraleitender Schalter ohne Berücksichtigung des Übergangsvorganges betrachtet. Unter Annahme eines idealen supraleitenden Schalters wurde das für eine bestimmte Schaltaufgabe erforderliche supraleitende Volumen des Schaltdrahtes bzw. das zu realisierende Verhältnis von Schaltdrahtwiderstand zu Löschwiderstand bestimmt. Weiterhin wurde die zum Aufheizen des Schaltdrahtes von der Badtemperatur bis zu seiner kritischen Temperatur benötigte Ansteuerenergie berechnet.

Die im Literaturverzeichnis aufgeführten Arbeiten /1.24...1.38/ berichten vorwiegend über Konstruktionsfragen und experimentelle Ergebnisse .

Als Material für den Schalt Draht fand vor allem Nb-Ti, sowohl als Multifilamentleiter mit Cu-Ni-Matrix als auch in Form unstabiler Folien und Filaments, Verwendung. Die Eignung anderer Materialien wie  $Nb_3Sn$  oder NbN wurde nur in kleinen Modellen untersucht.

Alle drei Ansteuerarten wurden erprobt und es konnte kein grundlegender Vor- oder Nachteil des einen oder anderen Prinzips gesehen werden. Nur im speziellen Anwendungsfall des supraleitenden Energiespeichers für die Plasmaphysik wurde die elektrische Ansteuerung bevorzugt. Die Ansteuerung erfolgte mit einem Stromimpuls aus einem Kondensator geringer Kapazität und einer Ladespannung von einigen 10 kV. Die hohe Ansteuerspannung bedeutet in diesen Fällen keine zusätzliche Schwierigkeit, da die Anlagen der Plasmaphysik ohnehin für Spannungen am Verbraucher in der Größenordnung 100 kV ausgelegt sind /1.15, 1.20, 1.36, 1.37/.

Die Auswertung der Literatur zeigt, daß sich nur wenige Arbeiten mit der Theorie und Berechnung supraleitender Schalter befassen, während eine große Zahl von Veröffentlichungen über experimentelle Ergebnisse berichtet.

Die theoretischen Arbeiten gehen von verschiedenen Modellen und Annahmen bei der Berechnung des zeitlichen Verlaufs des Schalt Drahtwiderstandes aus. Ebenso erfolgt die Überprüfung der Theorie durch das Experiment auf unterschiedliche Art. Es werden der Spannungsverlauf am Löschwiderstand, der Stromverlauf im Schalt Draht, die im Schalt Draht umgesetzte Energie oder der Widerstandsanstieg des Schalt Drahtes verglichen. Die vereinfachten Widerstandsverläufe auf der Basis vorgegebener mathematischer Zusammenhänge werden für einzelne Spezialfälle auf ihre Brauchbarkeit hin untersucht, ohne die Grenzen ihrer Anwendbarkeit zu bestimmen.

Für die vorliegende Arbeit wird das Ziel gestellt, eine Theorie des supraleitenden Schalters zu entwickeln, die experimentell unter den realen Bedingungen der Energieauskoppung auf eine Löscheinrichtung überprüft wird. Mathematisch

einfache Beziehungen für den Schaltdrahtwiderstand sollen ausgewählt und auf die Grenzen ihrer Anwendbarkeit untersucht werden.

Es ergibt sich folgende Aufgabenstellung:

1. Erarbeitung eines Modells der Entstehung normaleitender Stellen.
2. Analyse der Ausbreitung normaleitender Stellen entlang des Schaltdrahtes.
3. Ableitung des Widerstandsverlaufs des Schaltdrahtes.
4. Bau und Erprobung eines supraleitenden Schalters.
5. Überprüfung und Korrektur der theoretischen Ergebnisse durch das Experiment.
6. Untersuchung vorgegebener Widerstandsverläufe auf ihre Eignung und ihren Geltungsbereich.

#### 4. Grundsätzliche Schaltungen mit supraleitenden Schaltern

##### 4.1. Kurzschlußbetrieb supraleitender Magnete

Die für Gleichfeldmagnete geringer gespeicherter Energie häufig angewendete Kurzschlußschaltung zeigt Bild 4.1. Solange der Magnet gespeist wird, befindet sich der Schaltdraht im normaleitenden Zustand. Dazu wird er gewöhnlich durch einen Heizer geringer Leistung über seine kritische Temperatur erwärmt. Um ein Durchbrennen des Schaltdrahtes zu vermeiden, kann ein niederohmiger Shunt parallel zur Spannungsquelle geschaltet werden /1.39/.

Wenn der Nennstrom des Magneten erreicht ist, wird der Heizer abgeschaltet und der Schaltdraht kühlt sich auf Badtemperatur ab. Danach wird die Spannungsquelle abgeschaltet und damit zum Kurzschlußbetrieb übergegangen /1.40/. Um Heliumverluste zu vermeiden, werden die Durchführungen abgetrennt und nach oben in den warmen Teil des Kryostaten gezogen. Der Vorteil des Kurzschlußbetriebes liegt in der guten Konstanz des Magnetfeldes über einen langen Zeitraum begründet, da die Zeitkonstante des Abklingens des Stromes bedingt durch



**Bild 4.1: Kurzschlußbetrieb supraleitender Magnete**

die normalerweise große Induktivität des Magneten und die kleinen Widerstände im Kreis sehr groß ist. Dabei werden an die Speisequelle keine besonderen Anforderungen in Hinblick auf die Regelung des Stromes gestellt.

Der Kurzschließer hat einen Schaltdraht geringer Länge, der bifilar aufgewickelt und mit einem Heizer versehen ist /1.41/. Die einzigen im Kurzschlußkreis vorhandenen ohmschen Widerstände sind die Lötkontakte zwischen Schaltdraht und Magnet. Diese Widerstände haben bei einfachen Lötverbindungen von 10 cm Länge eine Größenordnung von  $10^{-8} \Omega$  und sind durch besondere Ausführung wie Ultraschallötung mit Blei-Wismut-Lot auf etwa  $10^{-12} \Omega$  zu verkleinern.

Demgegenüber haben mechanische Kontaktschalter außer dem Nachteil bewegter Mechanismen auch bei Verwendung von supra-leitendem Kontaktmaterial einen zusätzlichen Kontaktwiderstand in der Größenordnung von  $10^{-6} \Omega$  /1.42...1.44/.

Ein supraleitender trennbarer Kontakt läßt sich nur bei einem tiefgekühlten Vakuumschalter realisieren, da unter Vakuum die Fremdschichtbildung auf der Kontaktfläche vermieden wird /1.45/.

Begrenzt ist die Anwendung des Kurzschlußbetriebes wegen der fehlenden Energieauskopplung auf Magnete geringer gespeicherter Energie, deren Wicklung im Havariefall durch die freiwerdende Energie nicht zerstört wird.

#### 4.2 Energieauskopplung aus einem supraleitenden Magneten bei Kurzschlußbetrieb

Bei Magneten großer gespeicherter Energie muß im Fehlerfall die gespeicherte Energie auf eine Löscheinrichtung ausgekoppelt werden, da die Gefahr der Zerstörung des Magneten besteht. Bild 4.2 zeigt eine solche Schaltung.

Der Schaltdraht muß nach einem Signal von einer Sonde, die eine normalleitende Stelle im Magneten anzeigt, normalleitend geschaltet werden. Der Schalter besitzt deshalb neben dem Heizer, der bei Speisung des Magneten den Schaltdraht auf  $T \geq T_c$  aufheizt, eine zweite Ansteuerwicklung. Bei der elektrischen Ansteuerung kann diese Wicklung entfallen, da der Stromimpuls direkt auf den Schaltdraht gegeben wird. Nachteilig bei dieser Schaltung ist, daß die Durchführungen auch während des Kurzschlußbetriebes nicht entfernt werden können.

Bei der Entstehung einer normalleitenden Zone soll die Energie möglichst schnell aus dem Magneten auf den Löschwiderstand ausgekoppelt werden, um die Wicklung sicher vor Übererwärmung zu schützen. Das erfordert eine hohe Spannung der Energieauskopplung und damit einen großen Löschwiderstand und dementsprechend auch einen großen Schaltdrahtwiderstand. Dann können die Probleme der Spannungsfestigkeit der Durchführungen und der Aufheizung des langen Schaltdrahtes während der Magnetspeisung zu Schwierigkeiten führen.

Eine Schaltung nach Bild 4.3 vermeidet diese Probleme, indem der Schaltdraht aufgeteilt wird in einen Kurzschließer geringer Drahtlänge, der während der Magnetspeisung leicht im normalleitenden Zustand gehalten werden kann, und den eigentlichen Schaltdraht, der nur im Havariefall des Magneten angesteuert wird /1.46, 1.47/. Spannungsprobleme bei den Durchführungen treten nicht auf, da der Löschwiderstand in der warmen Zone des Kryostaten angeordnet wird. Dabei wird der Löschwiderstand vom kalten Abgas gekühlt, so daß nur ein geringer Teil der umgesetzten Energie durch Wärmeleitung entlang der Zuleitungen in das Heliumbad gelangt. Außerdem können diese Zuleitungen unterdimensioniert werden, da sie nur kurzzeitig Strom führen.

Bild 4.3: Schaltung zum Schutz supraleitender Magnete

#### 4.3 Schutz supraleitender Magnete bei ununterbrochener Speisung

Ist ein Kurzschlußbetrieb des Magneten unmöglich oder handelt es sich um einen Magneten mit zeitlich veränderlichem Magnetfeld, z. B. bei Teilchenbeschleunigern, kann eine Schaltung gemäß Bild 4.4 angewendet werden. Bei dieser Schaltung begrenzt der Schalter im Fehlerfall den Strom der Speisequelle auf ungefährliche Werte, und der Reststrom wird durch die Speisequelle abgeschaltet. Die im Magneten gespeicherte Energie wird im Löschwiderstand umgesetzt.

Der supraleitende Schalter kann sich in diesem Falle auch in einem getrennten Kryostaten befinden.

Bild 4.4: Schutz supraleitender Magnete bei ununterbrochener Speisung

## 5. Ansteuerung supraleitender Schalter

### 5.1. Ansteuerprinzipien

Aus der Physik des supraleitenden Zustandes sind grundsätzlich drei Parameter bekannt, deren Änderung einen Supraleiter vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand überführen kann. Die Grenzen der Supraleitung werden durch den kritischen Strom  $I_c$ , die kritische Temperatur  $T_c$  und die kritische magnetische Induktion  $B_c$  bestimmt. Für einen technischen Supraleiter mit hohen kritischen Parametern (nichtidealer Supraleiter 2. Art, z. B. Nb-Ti oder Nb<sub>3</sub>Sn) zeigt Bild 5.1 die Grenzkurven des supraleitenden Zustandes.

Bild 5.1: Phasendiagramm eines nichtidealen Supraleiters  
2. Art

Der kritische Strom hängt linear von der Temperatur ab, wie für Nb-Ti und Nb<sub>3</sub>Sn in /3.2, 3.3/ experimentell gezeigt wurde. Es gilt

$$I_C(T) = I_{c0} \left[ 1 - \frac{T}{T_C} \right] . \quad (5.1)$$

Der in der Literatur normalerweise als kritischer Strom des Supraleiters bezeichnete Wert wird bei Badtemperatur  $T_B$  bestimmt und ist in Bild 5.1 mit  $I_{cB}$  bezeichnet. Zu einem Transportstrom  $I < I_{cB}$  gehört die Übergangstemperatur  $T_t$ . Zwischen dem Strom  $I$  und der Übergangstemperatur  $T_t$  besteht unter Verwendung der Größen  $I_{cB}$ ,  $T_B$  und  $T_C$  nach Gleichung (5.1) der Zusammenhang

$$\frac{I}{I_{cB}} = 1 - \frac{T_t - T_B}{T_C - T_B} . \quad (5.2)$$

Für die Abhängigkeit der kritischen Induktion von der Temperatur gilt nach /3.4/ näherungsweise

$$B_c(T) \approx B_{c0} \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 \right] . \quad (5.3)$$

Wird der Supraleiter vom Strom  $I$  durchflossen, so wird die Supraleitfähigkeit bei Badtemperatur  $T_B$  bei einer magnetischen Induktion von  $B \geq B_c(T_B, I)$  aufgehoben. Bei hinreichend großem Strom kann  $B_c(T_B, I) \ll B_{c0}$  sein.

Die Beziehung  $I_c = f(B)$  kann näherungsweise durch eine empirische Gleichung beschrieben werden. Nach /3.5/ gilt in einem weiten Bereich mit guter Genauigkeit

$$I_c \approx \frac{I_k B_k}{B_k + B} . \quad (5.4)$$

Dabei sind  $I_k$  und  $B_k$  materialabhängige Konstanten.

Bei der technischen Realisierung der Ansteuerung wird immer eine Kombination der kritischen Parameter den Übergang bewirken. Die Klassifizierung der Ansteuerung bezieht sich daher nur auf den jeweils vorherrschenden bzw. auslösenden Effekt.

### Thermische Ansteuerung

Durch einen Heizer wird der Schaltdraht auf eine Temperatur von  $T \geq T_t$  erwärmt. Ein vollständiger Übergang des Schaltdrahtes in den normalleitenden Zustand unabhängig von der Stärke des Transportstromes wird durch Aufheizen auf  $T \geq T_c$  sichergestellt. Um eine schnelle Aufheizung zu gewährleisten, muß der thermische Kontakt zwischen Heizer und Schaltdraht möglichst gut sein. Der Strom im Heizer bewirkt auch eine Erhöhung des Magnetfeldes am Schaltdraht; der dominierende Effekt ist aber die Erwärmung des Schaltdrahtes.

### Elektrische Ansteuerung

Der Strom im Supraleiter wird durch eine zusätzliche Strombelastung über seinen kritischen Wert erhöht. Bei impulsförmigem Ansteuerstrom erfolgt durch Wechselfeldverluste eine geringe Wärmezufuhr und das Eigenfeld wird erhöht. Der auslösende Effekt des Überganges ist aber die Überschreitung des kritischen Stromes.

### Magnetische Ansteuerung

Das Anlegen eines äußeren Magnetfeldes einer Induktion von  $B \geq B_c(T_B, I=0)$  stößt bei Hochfeldsupraleitern auf erhebliche Schwierigkeiten und wird nur in Ausnahmefällen zu realisieren sein. Die Ansteuerung kann durch ein Magnetfeld einer Induktion von  $B \geq B_c(T_B, I)$  erfolgen, wobei die erforderliche Induktion aber nur bei einem Transportstrom nahe dem kritischen Strom niedrig ist.

Eine zweite Art der magnetischen Ansteuerung besteht im Anlegen eines zeitlich schnell veränderlichen Magnetfeldes, wobei der Übergang durch eine Kombination von transformatorisch bedingter Stromerhöhung, Temperaturerhöhung durch Wechselfeldverluste und aufgeprägtem Magnetfeld eingeleitet wird. Bei hinreichend großem  $dB/dt$  kann der Maximalwert der Induktion des Ansteuerfeldes niedriger als die kritische Induktion sein.

### 5.2 Ansteuerenergie

Die bei thermischer Ansteuerung zur Aufheizung des Schalt drahtes von der Badtemperatur bis zu seiner kritischen Temperatur benötigte Energie muß dem Schalt draht über die Ansteuerung zugeführt werden. Ebenso muß dem Schalt draht bei der elektrischen und magnetischen Ansteuerung im Falle der impulsförmigen Ansteuerung, d. h. wenn ein Strom- bzw. Magnetfeldimpuls den Übergang auslöst, eine Energie zugeführt werden, die ihn auf  $T_c$  erwärmt. Diese Erwärmung ist notwendig,



damit der Schaltdraht nach Abklingen des Ansteuerimpulses unabhängig von der Stärke des Transportstromes im normalleitenden Zustand verbleibt.

Zur Abschätzung der benötigten Ansteuerenergie werden adiabatische Bedingungen für den Schaltdraht angenommen. Dann errechnet sich diese Energie zu

$$W_c = \int_{T_B}^{T_c} (m_s c_s + m_k c_k) dT \quad . \quad (5.5)$$

Außer der Wärmekapazität des Schaltdrahtes  $m_s c_s$  ist auch die Wärmekapazität von Isolations- und Konstruktionswerkstoffen  $m_k c_k$  zu berücksichtigen, die sich in thermischem Kontakt mit dem Schaltdraht befinden und somit ebenfalls aufgeheizt werden. Die spezifische Wärme von Supraleitern im supraleitenden Zustand ergibt sich nach /3.6/ zu

$$c_s = 3\gamma_c T_c \left(\frac{T}{T_c}\right)^3 + \beta T^3 \quad . \quad (5.6)$$

Dabei sind  $\beta$  und  $\gamma_c$  Konstanten und so kann geschrieben werden

$$c_s = \alpha_s T^3 \quad (5.7)$$

mit 
$$\alpha_s = \frac{3\gamma_c}{T_c^2} + \beta \quad . \quad (5.8)$$

Für Epoxidharze, die vorteilhaft zur Befestigung des Schaltdrahtes verwendet werden können, gilt nach /2.1, 2.2/ eine ähnliche Temperaturabhängigkeit mit

$$c_k = \alpha_k T^3 \quad . \quad (5.9)$$

Damit kann die auf das Schaltdrahtvolumen  $V_s$  bezogene Ansteuerenergie berechnet werden.

$$\frac{W_c}{V_s} = \frac{T_c^4 - T_B^4}{4} \alpha_s \gamma_s \left( 1 + \frac{\alpha_k \gamma_k V_k}{\alpha_s \gamma_s V_s} \right) . \quad (5.10)$$

$\gamma_s$  und  $\gamma_k$  sind die Dichten der Schaltdraht- und Einbettungsmaterialien.

Außer von Materialdaten wird die Ansteuerenergie vom Verhältnis des Schaltdrahtvolumens  $V_s$  zum mit aufzuheizenden Einbettungsvolumen  $V_k$  bestimmt. Kann dieses Verhältnis durch konstruktive Maßnahmen klein gehalten werden bzw. wird die Ansteuerenergie direkt im Schaltdraht umgesetzt, wie bei der elektrischen und magnetischen Ansteuerung, so kann Gleichung (5.10) vereinfacht werden zu

$$\frac{W_c}{V_s} = \frac{T_c^4 - T_B^4}{4} \alpha_s \gamma_s . \quad (5.11)$$

Für den stromdurchflossenen Schaltdraht ist zur Einleitung des Übergangsvorganges eine Aufheizung auf die Übergangstemperatur  $T_t$  ausreichend. Nach Gleichung (5.10) und (5.11) folgt für diese Ansteuerenergie

$$\frac{W_t}{W_c} = \frac{T_t^4 - T_B^4}{T_c^4 - T_B^4} . \quad (5.12)$$

Für einen gegebenen Transportstrom  $I$  ergibt sich unter Beachtung von Gleichung (5.2), daß z. B. für  $I/I_c = 0,5$  eine Ansteuerenergie von  $W_t = 0,24 W_c$  zur Einleitung des Übergangsvorganges ausreicht. Für  $I/I_c = 0,8$  folgt  $W_t = 0,06 W_c$ .

Die Bereitstellung der Ansteuerenergie kann durch einen Kondensator erfolgen. Dann ergeben sich prinzipielle Schaltungen für den Ansteuerkreis nach Bild 5.2. Unter der Voraussetzung, daß die Ansteuerenergie vollständig im Schaltdraht umgesetzt wird, muß dann gelten

$$W_c = C \frac{U_{st}^2}{2} . \quad (5.13)$$

Bild 5.2: Prinzipielle Schaltungen zur Ansteuerung

Bei der thermischen Ansteuerung hängt die Realisierung der angenommenen Voraussetzung, daß  $W_e$  nach Gleichung (5.10) vollständig im Schaltdraht und im Einbettungsmaterial umgesetzt wird, nur von den Kühlbedingungen von Schaltdraht und Heizer ab. Da im Sinne eines schnellen Überganges des Schaltdrahtes ohnehin schlechte Kühlbedingungen gefordert werden (s. Kapitel 8.2), kann der Ansteuerkreis nach Gleichung (5.10) dimensioniert werden.

Bei Voraussetzung von idealem Wärmeübergang zwischen Heizer und Schaltdraht kann die Verzögerungszeit des Schalters berechnet werden. Die Verzögerungszeit  $t_v$  ist die Zeit vom Schließen des Heizkreises (Bild 5.2 a) bis zum Beginn des Übergangsvorganges des Schaltdrahtes. Der Übergang beginnt, wenn der Schaltdraht auf die Übergangstemperatur  $T_t$  erwärmt wurde, d. h. im Heizer die Energie  $W_t$  umgesetzt wurde.

Die Verzögerungszeit ist dann bestimmt durch

$$W_t = \int_0^{t_v} i_H^2 R_H dt \quad . \quad (5.14)$$

Für den Strom im Heizkreis gilt

$$i_H = \frac{U_{st}}{R_H} \exp\left(-\frac{t}{\tau_H}\right) \quad (5.15)$$

mit  $\tau_H = C R_H \quad . \quad (5.16)$

Damit wird Gleichung (5.10) zu

$$W_t = W_c \left[ 1 - \exp\left(-\frac{2t_v}{\tau_H}\right) \right] \quad . \quad (5.17)$$

Es ergibt sich damit die Verzögerungszeit zu

$$t_v = \frac{\tau_H}{2} \ln \frac{1}{1 - \frac{W_t}{W_c}} \quad . \quad (5.18)$$

Das Verhältnis  $W_t/W_c$  ist durch Gleichung (5.12) gegeben, wobei die Abhängigkeit  $T_t = f(I_0)$  nach Gleichung (5.2) eingeführt wird. Damit folgt

$$t_v = \frac{\tau_H}{2} \ln \frac{T_c^4 - T_B^4}{T_c^4 - \left[ T_B + (T_c - T_B) \left( 1 - \frac{I_0}{I_{cB}} \right) \right]^4} \quad . \quad (5.19)$$

Die Verzögerungszeit ist somit eine Funktion der Zeitkonstanten des Heizkreises und des Anfangsstromes  $I_0$ .

Bei der elektrischen Ansteuerung nach Bild 5.2 b wird ein Teil der Ansteuerenergie im Löschwiderstand umgesetzt. Bei Annahme eines idealen supraleitenden Schalters ergibt sich, daß eine Ansteuerenergie bereitgestellt werden muß von

$$W_{st} = \left( 1 + \frac{R_s}{R} \right) W_c \quad . \quad (5.20)$$

Dann ist sichergestellt, daß im Schaltdraht die Energie  $W_c$  umgesetzt wird.

Die Verzögerungszeit sollte sehr kleine Werte annehmen, da sie nur durch die sehr kleine Induktivität des Ansteuerkreises bestimmt wird.

Die in /1.26/ erstmals vorgeschlagene Schaltung nach Bild 5.2 c hat den Vorteil, daß der Löschwiderstand nicht vom Ansteuerstrom durchfließen wird. Allerdings gehen die beiden Schaltdrahthälften nicht gleichzeitig in den normalleitenden Zustand über. Der Teil des Schaltdrahtes, in dem der Strom  $I_o$ , dem Ansteuerstrom  $i_{st}$  gleichgerichtet ist, wird normalleitend, wenn der Summenstrom gleich dem kritischen Strom ist. Der Übergangsvorgang im zweiten Teil beginnt erst, wenn

$$i_{st} = I_c + I_o \quad . \quad (5.21)$$

Dementsprechend wird auch im zweiten Teil des Schaltdrahtes ein geringerer Teil der Ansteuerenergie umgesetzt als im ersten. Es wurde bereits experimentell nachgewiesen, daß für diese Schaltung die nach Gleichung (5.17) bestimmte Ansteuerenergie nicht ausreicht, um beide Schaltdrahthälften in den normalleitenden Zustand zu überführen. Nach /1.22/ muß, wie für verschiedene Wicklungsanordnungen und Materialien gezeigt wurde, eine Ansteuerenergie bereitgestellt werden von

$$W_{st} \approx (30 \dots 100) W_c \quad . \quad (5.22)$$

Bei der magnetischen Ansteuerung nach Bild 5.2 d kann nicht angegeben werden, welcher Teil der im Ansteuerfeld gespeicherten Energie im Schaltdraht umgesetzt wird. Erste experimentelle Ergebnisse zeigen, daß die Größe von  $dB/dt$  entscheidend für die Wirksamkeit der Ansteuerung ist. Für Nb-Ti in Cu-Ni-Matrix wurde in /1.11/ erhalten, daß der Übergang bereits beginnt, wenn die Induktion einen Wert von  $B = 0,01 B_c$  erreicht. Dazu wurde ein Feldanstieg von  $dB/dt = (300 \dots 1000) T/s$  benötigt.

Die abgeleiteten Gleichungen zur Auslegung des Ansteuerkreises können bei der thermischen und elektrischen Ansteuerung verwendet werden, bei der magnetischen Ansteuerung hingegen muß die Auslegung auf der Basis experimenteller Ergebnisse erfolgen.

### 5.3 Vergleich der Ansteuerprinzipien

Die thermische Ansteuerung hat einen vom Hauptstromkreis galvanisch getrennten Ansteuerkreis, wodurch gegenseitige Beeinflussungen weitgehend vermieden werden. Der Forderung nach gutem thermischen Kontakt zwischen Schaltdraht und Heizer stehen die Anforderungen der elektrischen Isolation entgegen.

Bei der elektrischen Ansteuerung wird der Ansteuerimpuls direkt auf den Hauptstromkreis geschaltet. Der Aufwand für den Ansteuerkreis ist gering und er ist leicht zu realisieren. Die Verzögerungszeit des Widerstandsanstieges ist sicher geringer als bei thermischer oder magnetischer Ansteuerung. Nur muß der Hauptstromkreis die Zuschaltung der eventuell recht hohen Ansteuerspannung gestatten.

Die magnetische Ansteuerung hat wie die thermische eine galvanische Trennung zwischen Hauptstromkreis und Ansteuerkreis. Der Aufwand zur Realisierung des Ansteuerfeldes sollte allerdings größer als bei den anderen Ansteuerprinzipien sein.

## 6. Löscheinrichtung

In der Löscheinrichtung wird im Havariefall die im Magneten gespeicherte Energie umgesetzt. Bei Voraussetzung eines schnellwirkenden Schutzsystems und eines idealen supraleitenden Schalters bestimmt nur die Löscheinrichtung, wie schnell dem Magneten die Energie entzogen wird, d. h. wie sicher er vor Wicklungsschäden geschützt wird.

Die einfachste Löscheinrichtung ist ein Löschwiderstand, der auch allgemein verwendet wird. Eine schnellere Energieauskopplung ist mit einem nichtlinearen Widerstand zu erreichen, der einen mit sinkendem Strom steigenden Widerstand hat. Für geringe Stromstärken wurde das bereits mit Varistoren erprobt /3.7/.

Für hohe Stromstärken läßt sich eine konstante Spannung der Energieauskopplung durch Anwendung des Lichtbogengitters eines sogenannten Feldlöschautomaten erzielen /1.38, 3.8, 3.9/. Ein solches Gitter besteht aus einer Anzahl leitender Scheiben, zwischen denen Teillichtbögen brennen. Durch die in weitem Strombereich unveränderliche Bogenspannung wird eine konstante Spannung der Energieauskopplung mit guter Näherung erreicht.

Zum Vergleich der Wirkungsweisen von Löschwiderstand und Lichtbogengitter wird ein idealer supraleitender Schalter angenommen. Unter der Voraussetzung, daß alle Induktivitäten im Kreis gegen die große Magnetinduktivität vernachlässigbar klein sind, läßt sich der Schaltkreis der Energieauskopplung auf ein vereinfachtes Schaltbild mit konzentrierten Schaltelementen nach Bild 6.1 zurückführen.

Für den Fall des Löschwiderstandes gelten die Kreisgleichungen

$$L \frac{di_L}{dt} + i_S R_S = 0 \quad (6.1)$$

$$i_S R_S = i_R R \quad (6.2)$$

$$i_L = i_S + i_R \quad (6.3)$$

**Bild 6.1: Vereinfachtes Schaltbild zur Energieauskopplung auf einen Löschwiderstand oder ein Lichtbogengitter mit idealem supraleitenden Schalter**

Die Anfangsbedingung lautet, daß im Schaltmoment  $t = 0$  der Strom im Magneten  $i_L = I_0$  ist.

Dann folgen die Stromverläufe zu

$$i_L = I_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) \quad (6.4)$$

$$i_R = I_0 \frac{R_S/R}{1 + R_S/R} \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) \quad (6.5)$$

$$i_S = I_0 \frac{1}{1 + R_S/R} \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) \quad (6.6)$$

$$\text{mit } \tau_1 = \frac{L}{R_S} \left(1 + \frac{R_S}{R}\right) \quad (6.7)$$

Bei Anwendung des Lichtbogengitters ergeben sich die Gleichungen des Kreises zu

$$L \frac{di_L}{dt} + U_G = 0 \quad (6.8)$$

$$i_S R_S = U_G \quad (6.9)$$

$$i_L = i_S + i_G \quad (6.10)$$



Die Spannung  $U_G$  ist eine von der Anzahl der Teillichtbögen abhängige bekannte Größe.

Mit der gleichen Anfangsbedingung wie für den Löschwiderstand errechnen sich die zeitlichen Verläufe der Ströme im Kreis zu

$$i_L = I_0 - \frac{U_G}{L} t \quad (6.11)$$

$$i_G = I_0 - U_G \left( \frac{t}{L} + \frac{1}{R_S} \right) \quad (6.12)$$

$$i_S = \frac{U_G}{R_S} \quad (6.13)$$

Der Strom im Magneten wird zu Null zum Zeitpunkt

$$\tau_0 = I_0 \frac{L}{U_G} \quad (6.14)$$

Damit läßt sich der Strom im Magneten ausdrücken zu

$$i_L = I_0 \left( 1 - \frac{t}{\tau_0} \right) \quad (6.15)$$

Die konstante Spannung  $U_G$  ist zugleich die maximal auftretende Spannung.

Beim Löschwiderstand ergibt sich die maximale Spannung der Energieauskopplung  $U_M$  zum Zeitpunkt  $t=0$  zu

$$U_M = i_R (t=0) \cdot R = I_0 \frac{R_S}{1 + R_S/R} \quad (6.16)$$

Bei Voraussetzung gleicher Spannungsbeanspruchung in beiden Fällen, d. h.  $U_M = U_G$  ergibt sich

$$\tau_1 = \tau_0 \quad (6.17)$$

Die Verläufe von Strom und Spannung sind in Bild 6.2 dargestellt. Beim Lichtbogengitter ist der Strom durch den Magneten zum Zeitpunkt  $t = \tau_1$  bereits verschwunden, während er bei Anwendung des Löschwiderstandes erst auf rund 37 % seines Anfangswertes abgeklungen ist.

Bild 6.2: Zeitverläufe von Strom im Magneten  $i_L$  und Spannung an der Löscheinrichtung  $u$  bei Auskopplung der Energie auf einen Löschwiderstand  $R$  oder ein Lichtbogengitter

Die im Schalt draht umgesetzte Verlustenergie, berechnet für den Löschwiderstand, ist

$$W_{SR} = \int_0^{\infty} i_s^2 R_s dt . \quad (6.18)$$

Mit  $i_s$  nach Gleichung (6.6) wird die auf die gespeicherte Energie des Magneten  $W_L$  bezogene Verlustenergie erhalten

$$\frac{W_{SR}}{W_L} = \frac{1}{1 + R_s/R} \quad (6.19)$$

mit

$$W_L = \frac{I_0^2 L}{2} . \quad (6.20)$$

Bei Anwendung des Lichtbogengitters wird

$$W_{SG} = \int_0^{\tau_0} \frac{U_G^2}{R_s} dt . \quad (6.21)$$

Mit  $\tau_0$  nach Gleichung (6.14) ergibt sich

$$\frac{W_{SG}}{WL} = 2 \frac{U_G}{I_0 R_S} \quad (6.22)$$

Bei Annahme gleicher maximaler Spannung  $U_G = U_M$  wird unter Verwendung der Gleichungen (6.19) und (6.22) erhalten

$$W_{SG} = 2 W_{SR} \quad (6.23)$$

Die für einen sicheren Schutz des Magneten vorteilhafte schnelle Energieauskopplung mit Hilfe des Lichtbogengitters bringt im Schaltdraht die doppelte Verlustenergie gegenüber dem Löschwiderstand. Wenn aber der Schutz des Magneten die vorrangige Aufgabe darstellt und erhöhte Heliumverluste in Kauf genommen werden können, ist das Lichtbogengitter trotzdem vorzuziehen.

### 7. Dimensionierung des Schaltdrahtes

Das Schaltdrahtvolumen eines supraleitenden Schalters ergibt sich mit vorgegebenen Werten für den kritischen Strom  $I_c$  und den Widerstand im normalleitenden Zustand  $R_S$  unter Verwendung der Beziehungen

$$I_c = j_c A \quad (7.1)$$

$$R_S = \rho \frac{l}{A} \quad (7.2)$$

$$V_S = l A \quad (7.3)$$

zu umgekehrt proportional zur Verlustdichte  $\rho j_c^2$  mit

$$V_S = \frac{R_S I_c^2}{\rho j_c^2} \quad .$$

Es muß jedoch ein Mindestvolumen an Schaltdrahtmaterial vorhanden sein, um eine unzulässige Erwärmung des Schaltdrahtes zu vermeiden. Das minimal notwendige Schaltdrahtvolumen folgt aus der Bedingung, daß sich der Schaltdraht nicht über eine maximale Temperatur erwärmen darf. Diese maximal zulässige Temperatur  $T_{\max}$  liegt weit unter der Schmelztemperatur, für

Nb-Ti z. B. beträgt  $T_{\max} \approx 450 \text{ K}$  /1.19/, und wird durch Änderungen der kritischen Parameter vor allem des kritischen Stromes begrenzt.

Unter Annahme adiabatischer Kühlbedingungen muß die Verlustenergie  $W_S$  vom Schaltdraht aufgenommen werden und es gilt

$$W_S = \int_{T_B}^{T_{\max}} V_S \gamma_S c_S dT \quad . \quad (7.5)$$

Daraus folgt das minimale Schaltdrahtvolumen  $V_{S\min}$  zu

$$V_{S\min} = \frac{W_S}{T_{\max} \int_{T_B} \gamma_S c_S dt} \quad . \quad (7.6)$$

Für den Fall der Energieauskopplung aus dem Magneten kann als ein Maß für die Effektivität dieser Auskopplung eingeführt werden

$$\eta = 1 - \frac{W_S}{W_L} \quad . \quad (7.7)$$

Unter Verwendung der nach Gleichung (6.19) ermittelten Schaltdrahtverluste sowie mit den Beziehungen (6.16), (7.1), (7.2) und (7.3) wird für den Fall des Löschwiderstandes

$$V_{SR} = \frac{U_M I_0}{\rho j_c^2 (1-\eta) \left(\frac{I_0}{I_c}\right)^2} \quad . \quad (7.8)$$

Bei Anwendung des Lichtbogengitters folgt entsprechend der doppelten Schaltdrahtverluste nach Gleichung (6.23)

$$V_{SG} = 2 V_{SR} \quad . \quad (7.9)$$

Die maximale Spannung  $U_M$ , der Strom  $I_0$  und die Effektivität sind vorgegeben. Das Verhältnis  $I_0/I_c$  bleibt aus Sicherheitsgründen auf  $I_0/I_c \leq 0,8$  beschränkt. Damit folgt als Kriterium für die Materialauswahl ebenso wie in der allgemeinen Beziehung (7.4) die Verlustdichte  $\rho j_c^2$ . Das Material mit dem höchsten Wert erfordert den geringsten Materialeinsatz.

Bei supraleitenden Drähten mit elektrisch leitender Matrix muß ein mittleres  $\rho$  des gesamten Drahtes eingesetzt und die kritische Stromdichte auf den Gesamtquerschnitt bezogen werden.

## 8. Theorie des supraleitenden Schalters

### 8.1 Einführung

Der supraleitende Schalter, der die in einem Magneten gespeicherte Energie auf eine Löscheinrichtung oder einen Verbraucher auskoppeln soll, muß durch die Ansteuerung vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand überführt werden. Bis zum Beginn des Übergangsvorganges wird der Schaltdraht vom Strom  $I_0$  durchflossen, dann kommt es zur Stromaufteilung zwischen Schaltdraht und Löscheinrichtung.

Da die kritischen Parameter des supraleitenden Schaltdrahtes aus Gründen von Fertigungstoleranzen über die Drahtlänge in gewissen Grenzen verschieden sind, werden unabhängig vom Ansteuerprinzip zuerst nur einige Stellen normalleitend werden und nicht der Schaltdraht auf seiner gesamten Länge sprunghaft in den normalleitenden Zustand übergehen.

Die normalleitenden Stellen breiten sich auf Grund der Wärmeleitung entlang des Drahtes aus, bis der Schaltdraht auf seiner gesamten Länge normalleitend ist.

Zur theoretischen Ermittlung des Schaltdrahtwiderstandes in Abhängigkeit von der Zeit wird ausgehend von der Wärmeleitungsgleichung die Temperaturverteilung entlang des Schaltdrahtes berechnet. Aus der Wärmebilanz an der Phasengrenze wird dann die Ausbreitungsgeschwindigkeit der normalleitenden Stellen erhalten. Mit Kenntnis dieser Geschwindigkeit wird der zeitabhängige Widerstand des Schaltdrahtes berechnet.

## 8.2 Ausbreitung normalleitender Stellen in Supraleitern

### 8.2.1 Temperaturverteilung

Es wird ein gestreckter supraleitender Draht unendlicher Länge im Kühlmedium betrachtet. Dabei werden die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$ , die spezifische Wärme  $c$  und der spezifische Widerstand  $\rho$  als temperaturunabhängig vorausgesetzt. Weiterhin besteht linearer Wärmeübergang zum Kühlmittel mit einem konstanten Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha$ . Der Leiter hat kreisförmigen Querschnitt und wird vom konstanten Strom  $I_0$  durchflossen. Die Wärmeströme eines Volumenelements  $dV$  zeigt Bild 8.1.

Bild 8.1: Darstellung der Wärmeströme eines Volumenelements

Der radiale Wärmestrom in das Kühlmittel beträgt für das Längenelement  $dx$

$$P_a = 2\pi r \alpha (T - T_B) dx \quad . \quad (8.1)$$

Der achsiale Wärmestrom in das Volumenelement ist bei einem Drahtquerschnitt  $A$

$$P_e = -\lambda A \frac{\partial T}{\partial x} \quad . \quad (8.2)$$

Der aus dem Volumenelement in axialer Richtung austretende Wärmestrom beträgt

$$P_e' = P_e + \frac{\partial P_e}{\partial x} dx . \quad (8.3)$$

Im normalleitenden Teil des Drahtes treten noch Stromwärmeverluste auf mit

$$P_i = I_0^2 \frac{\rho}{A} dx . \quad (8.4)$$

Damit folgt die Wärmebilanz eines normalleitenden Elements der Temperatur  $T_N$  mit den entsprechenden Materialdaten für den normalleitenden Draht  $\lambda_N, c_N$

$$c_N \gamma A dx \partial T_N = I_0^2 \frac{\rho}{A} dx \partial t + (P_e - P_e') \partial t - 2 \pi r \alpha (T_N - T_B) dx \partial t . \quad (8.5)$$

Die Differenz der Wärmeströme  $P_e - P_e'$  ergibt sich aus den Gleichungen (8.2) und (8.3) zu

$$P_e - P_e' = \lambda A \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} dx . \quad (8.6)$$

Damit kann nach Eliminierung von  $dx$  die Wärmeleitungsgleichung für den normalleitenden Teil des Drahtes angegeben werden

$$\frac{\partial T_N}{\partial t} = a_N \frac{\partial^2 T_N}{\partial x^2} + \frac{j_0^2 \rho}{c_N \gamma} - \frac{2 \alpha}{c_N \gamma r} (T_N - T_B) . \quad (8.7)$$

Für den supraleitenden Teil des Drahtes (Index S), in dem keine Stromwärmeverluste auftreten, ergibt sich

$$\frac{\partial T_S}{\partial t} = a_S \frac{\partial^2 T_S}{\partial x^2} - \frac{2 \alpha}{c_S \gamma r} (T_S - T_B) . \quad (8.8)$$

Dabei ist die Temperaturleitfähigkeit  $a$  eingeführt mit

$$a = \frac{\lambda}{c \gamma} . \quad (8.9)$$

Unter der Voraussetzung, daß sich die Phasengrenze zwischen normal- und supraleitendem Gebiet mit einer bestimmten

Geschwindigkeit  $v$  entlang des Drahtes bewegt und dabei das Temperaturprofil unverändert bleibt, kann nach /3.10...3.12/ zu einem bewegten Koordinatensystem übergegangen werden. Dazu wird der Koordinatenursprung  $x=0$  an die Stelle gelegt, an der die Drahttemperatur gleich der Übergangstemperatur  $T_t$  ist. Es wird gesetzt

$$T_N(x, t) = T_N(x') \quad (8.10)$$

$$T_S(x, t) = T_S(x') \quad (8.11)$$

Dabei wird die neue Koordinate  $x'$  eingeführt mit

$$x' = x - vt \quad (8.12)$$

$$\frac{dT}{dt} = \frac{dT}{dx'} \frac{\partial x'}{\partial t} = -v \frac{dT}{dx'} \quad (8.13)$$

$$\frac{dT}{dx} = \frac{dT}{dx'} \frac{\partial x'}{\partial x} = \frac{dT}{dx'} \quad (8.14)$$

$$\frac{d^2T}{dx^2} = \frac{d^2T}{dx'^2} \quad (8.15)$$

Die partiellen Differentialgleichungen (8.7) und (8.8) werden durch diese Transformation zu gewöhnlichen Differentialgleichungen 2. Ordnung.

$$\frac{d^2 T_N}{dx'^2} + \frac{v}{a_N} \frac{dT_N}{dx'} - \frac{2\alpha}{\lambda_N r} (T_N - T_B) + \frac{j_0^2 \rho}{\lambda_N} = 0 \quad (8.16)$$

$$\frac{d^2 T_S}{dx'^2} + \frac{v}{a_S} \frac{dT_S}{dx'} - \frac{2\alpha}{\lambda_S r} (T_S - T_B) = 0 \quad (8.17)$$

Die dazugehörenden Randbedingungen ergeben sich aus den Temperaturen weit im normal- bzw. supraleitenden Bereich sowie an der Phasengrenze.

Weit im supraleitenden Bereich ist

$$x' \longrightarrow +\infty \quad T_{S\infty} = T_B \quad (8.18)$$

An der Phasengrenze ist die Temperatur des Drahtes gleich der Übergangstemperatur, wobei vorerst vorausgesetzt wird, daß die Phasengrenze eine verschwindende räumliche Ausdehnung hat.

$$x' = 0 \quad T_t = T_{S0} = T_{N0} \quad (8.19)$$



Im normalleitenden Bereich, weit von der Phasengrenze entfernt, muß Gleichgewicht zwischen entstehender und abgeführter Wärme herrschen, d. h.

$$P_i = P_a \quad . \quad (8.20)$$

Mit den Gleichungen (8.1) und (8.4) ergibt sich dann die letzte Randbedingung zu

$$x' \longrightarrow -\infty \quad T_{N\infty} = T_B + \frac{j_0^2 g r}{2\alpha} \quad . \quad (8.21)$$

Die Lösung der Gleichungen (8.16) und (8.17) erfolgt mittels Ansatz

$$T = \exp(\delta x') \quad , \quad (8.22)$$

womit einschließlich Partikulärlösung folgt

$$T_N - T_B = C_1 \exp(\delta_1 x') + C_2 \exp(\delta_2 x') + \frac{j_0^2 g r}{2\alpha} \quad (8.23)$$

$$T_S - T_B = C_3 \exp(\delta_3 x') + C_4 \exp(\delta_4 x') \quad (8.24)$$

$$\text{mit } \delta_{1,2} = -\frac{\nu}{2a_N} \left[ 1 \pm \sqrt{1 + \frac{8\alpha a_N^2}{\nu^2 \lambda_N r}} \right] \quad (8.25)$$

$$\delta_{3,4} = -\frac{\nu}{2a_S} \left[ 1 \pm \sqrt{1 + \frac{8\alpha a_S^2}{\nu^2 \lambda_S r}} \right] \quad . \quad (8.26)$$

Die Bestimmung der Integrationskonstanten erfolgt mit Hilfe der Randbedingungen gemäß den Gleichungen (8.18), (8.19) und (8.21). Damit ergibt sich die Temperaturverteilung zu

$$T_N - T_{N\infty} = (T_t - T_{N\infty}) \exp(\delta_2 x') \quad (8.27)$$

$$\text{mit } \delta_2 = \frac{\nu}{2a_N} \left[ \sqrt{1 + \frac{8\alpha a_N^2}{\nu^2 \lambda_N r}} - 1 \right] \quad (8.28)$$

$$T_S - T_B = (T_t - T_B) \exp(\sigma_3 x') \quad (8.29)$$

mit

$$\sigma_3 = -\frac{v}{2a_S} \left[ \sqrt{1 + \frac{8\alpha a_S^2}{v^2 \lambda_S r}} + 1 \right] \quad (8.30)$$

Die Darstellung der Temperaturverteilung in Bild 8.2 zeigt wegen des Unterschiedes der Materialdaten im supraleitenden und normalleitenden Bereich eine Unstetigkeit an der Phasengrenze  $x' = 0$ .

Um aus  $T_N = f(x', v)$  und  $T_S = f(x', v)$  die Geschwindigkeit  $v$  zu erhalten, müssen die Verhältnisse an der Phasengrenze näher untersucht werden.

Bild 8.2: Temperaturverteilung entlang des Drahtes

### 8.2.2 Die Phasengrenze

Der Übergang vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand erfordert für alle Temperaturen  $0 < T < T_c$  (ohne äußeres Magnetfeld) die Zufuhr einer endlichen Wärmemenge  $Q_t$ . Diese Übergangswärme folgt aus dem Unterschied der Entropie  $S$  in den beiden Zuständen zu /3.4, 3.13/

$$Q_t = T_t (S_N - S_S) \quad (8.31)$$

Weiterhin gilt

$$S_N - S_S = -V \frac{B_c}{\mu_0} \frac{\partial B_c}{\partial T} \quad (8.32)$$

Unter Berücksichtigung der Abhängigkeit  $B_c(T)$  nach Gleichung (5.3) ergibt sich aus Gleichung (8.31)

$$Q_t = \gamma_c T_t^2 \left[ 1 - \left( \frac{T_t}{T_c} \right)^2 \right] \quad (8.33)$$

mit

$$\gamma_s = 2 \frac{V}{\mu_0} \frac{B_{c0}^2}{T_c^2} \quad (8.34)$$

Der Faktor  $\gamma_c$  ist die sogenannte Sommerfeldkonstante. Zahlenwerte für diese Konstante lassen sich besser als nach Gleichung (8.34) aus Meßwerten der spezifischen Wärme des Leiters im normalleitenden Zustand gewinnen. Es gilt

$$C_N = \gamma_c T + \beta \left( \frac{T}{\Theta_D} \right)^3 \quad (8.35)$$

Für einen stromdurchflossenen Leiter kann die Übergangswärme nicht exakt angegeben werden. Deshalb wird, wie in /3.6/ vorgeschlagen, ein Faktor  $p$  eingeführt, um die effektive Wärmemenge des Überganges  $Q_{eff}$  zu erhalten. Dabei ist

$$0,1 \leq p \leq 0,4 \quad (8.36)$$

Für die weitere Rechnung wird die Übergangswärme pro Volumeneinheit benötigt. Deshalb ist noch mit der Dichte des Materials  $\gamma$  zu multiplizieren. Es ergibt sich die bezogene effektive Übergangswärme zu

$$q_{eff} = p \gamma Q_t \quad (8.37)$$

Nach der Theorie der Supraleitung kann die Dichte der Cooperpaare an der Phasengrenze nur über eine minimale Länge, der Kohärenzlänge  $\xi_K$ , zu Null werden /3.4/. Im Bild 8.3 kann also die Größe des Abschnitts  $dx'$  angegeben werden zu

$$dx' \geq \xi_K \quad (8.38)$$

Im Abschnitt  $dx'$  befindet sich der Supraleiter im gemischten Zustand.

Bild 8.3 : Temperaturverteilung an der Phasengrenze

Die Annahme der verschwindenden räumlichen Ausdehnung ist aber für die Formulierung der Randbedingung nach Gleichung (8.19) gerechtfertigt, da z. B. für Ni-Ti die Kohärenzlänge einen Wert von  $\xi_K = 50 \text{ \AA} / 3.14 /$  aufweist.

### 8.2.3 Die Geschwindigkeit der Phasengrenze

Mit der Wärmebilanzgleichung des Volumenelements  $A dx'$  an der Phasengrenze nach Bild 8.3 läßt sich eine zusätzliche Bestimmungsgleichung erhalten, aus der die Geschwindigkeit der Phasengrenze berechnet werden kann.

Wegen der geringen Länge  $dx'$  kann die Wärmeabgabe an das Kühlmittel vernachlässigt werden. Die in das Volumenelement aus dem normalleitenden Bereich einströmende Wärmemenge muß dann gleich der ausströmenden Wärmemenge und der für die Phasenumwandlung benötigten Wärmemenge sein.

$$A \lambda_N \left. \frac{\partial T_N}{\partial x'} \right|_{-\frac{dx'}{2}} dt = A \lambda_S \left. \frac{\partial T_S}{\partial x'} \right|_{+\frac{dx'}{2}} dt + q_{\text{eff}} A dx' . \quad (8.39)$$

Bei Vernachlässigung des Unterschiedes der Temperaturgradienten an den Stellen  $x' = 0$  und  $x' = \pm dx'/2$  sowie unter

Beachtung der Transformationsgleichungen (8.12) und (8.13) wird

$$-\lambda_N \left. \frac{\partial T_N}{\partial x'} \right|_{x'=0} + \lambda_S \left. \frac{\partial T_S}{\partial x'} \right|_{x'=0} = v q_{eff} . \quad (8.40)$$

Durch Differenzieren der Gleichungen (8.27) und (8.29) und Einsetzen in Gleichung (8.40) ergibt sich

$$-\lambda_N (T_t - T_{N\infty}) \sigma_2 + \lambda_S (T_t - T_B) \sigma_3 = v q_{eff} . \quad (8.41)$$

Mit  $\sigma_2$  und  $\sigma_3$  entsprechend den Gleichungen (8.28) und (8.30) folgt

$$\begin{aligned} - (T_t - T_{N\infty}) v c_N \gamma \sqrt{\left(1 + \frac{8\alpha a_N^2}{v^2 \lambda_N r} - 1\right)} - (T_t - T_B) v c_S \gamma \sqrt{\left(1 + \frac{8\alpha a_S^2}{v^2 \lambda_S r} + 1\right)} \\ = 2 v q_{eff} . \quad (8.42) \end{aligned}$$

Durch Eliminierung von  $T_N$  mittels Gleichung (8.21) wird schließlich

$$\begin{aligned} (T_t - T_B) \left[ \left( v c_N \gamma - \sqrt{v^2 c_N^2 \gamma^2 + 8 \frac{\alpha \lambda_N}{r}} \right) - \left( v c_S \gamma + \sqrt{v^2 c_S^2 \gamma^2 + 8 \frac{\alpha \lambda_S}{r}} \right) \right] \\ - \frac{j_0^2 \rho r}{2\alpha} \left( v c_N \gamma - \sqrt{v^2 c_N^2 \gamma^2 + 8 \frac{\alpha \lambda_N}{r}} \right) = 2 v q_{eff} . \quad (8.43) \end{aligned}$$

Aus Gleichung (8.43) kann  $v = f(j_0)$  nicht allgemein abgeleitet werden. Es läßt sich aber die maximal mögliche Geschwindigkeit  $v_{max}$  angeben, die mit  $T_t - T_B = 0$  erhalten wird. Physikalisch bedeutet das nach Bild 5.1 entweder

1. Die Stromdichte ist gleich der kritischen, d. h.  $j_0 = j_{cB}$  oder
2. Die Badtemperatur wird bis zur Übergangstemperatur erhöht, d. h.  $T_B = T_t$ . Dieser Fall kann beim supraleitenden Schalter dann eintreten, wenn bei der thermischen Ansteuerung die Umgebung des Schaltdrahtes gleichmäßig entlang der gesamten Schaltdrahtlänge aufgeheizt wird.

Aus Gleichung (8.43) folgt mit  $T_t - T_B = 0$

$$V_{max} = \sqrt{\frac{\frac{j_0^2 \rho r}{2\alpha} \sqrt{\frac{2\alpha \lambda_N}{r}}}{q_{eff}^2 + q_{eff} \frac{j_0^2 \rho r}{2\alpha} C_N \gamma}} \quad (8.44)$$

Wirkt eine thermische Ansteuerung jedoch nur an wenigen hinreichend weit voneinander entfernten Stellen, so bleibt die Umgebungstemperatur des Schaltdrahtes unverändert und Gleichung (8.44) gilt nur für den Fall  $j_0 = j_{CB}$ .

Aus Gleichung (8.43) läßt sich außerdem die für einen supraleitenden Schalter wesentliche Tatsache ableiten, daß sich eine normalleitende Stelle nur dann entlang des Drahtes ausbreitet, wenn die Stromdichte einen gewissen Mindestwert überschreitet. Die Geschwindigkeit hat nur dann positive Werte, wenn die Stromdichte größer als die Ausbreitungsstromdichte  $j_p$  /3.15/ ist. Aus Gleichung (8.43) folgt für  $v = 0$  mit  $j_0 = j_p$

$$\frac{j_p^2 \rho r}{2\alpha (T_t - T_B)} = 1 + \sqrt{\frac{\lambda_s}{\lambda_N}} \quad (8.45)$$

Die Übergangstemperatur  $T_t$  wird mittels Gleichung (5.2) eliminiert und der Stabilitätskoeffizient nach Stekly /3.16/ eingeführt.

$$\alpha_{st} = \frac{j_{CB}^2 \rho r}{2\alpha (T_c - T_B)} \quad (8.46)$$

Es folgt damit

$$\frac{j_p}{j_{CB}} = \frac{1}{2\alpha_{st}} \left(1 + \sqrt{\frac{\lambda_s}{\lambda_N}}\right) \left[ \sqrt{1 + \frac{4\alpha_{st}}{1 + \sqrt{\frac{\lambda_s}{\lambda_N}}}} - 1 \right] \quad (8.47)$$

Eine geschlossene Lösung für  $v = f(j_0)$  läßt sich aus Gleichung (8.43) erhalten, wenn entsprechend /3.10, 3.11, 3.12/ die Umwandlungswärme  $q_{\text{eff}}$  vernachlässigt wird.

Mit  $q_{\text{eff}} = 0$  wird erhalten

$$\frac{T_{N\infty} - T_t}{T_t - T_B} = \frac{v C_S \gamma + \sqrt{v^2 C_S^2 \gamma^2 + 8 \frac{\alpha \lambda_S}{r}}}{-v C_N \gamma + \sqrt{v^2 C_N^2 \gamma^2 + 8 \frac{\alpha \lambda_N}{r}}} \quad (8.48)$$

Für die linke Seite der Gleichung wird abkürzend geschrieben

$$\varepsilon = \frac{T_{N\infty} - T_t}{T_t - T_B} \quad (8.49)$$

Aus Gleichung (8.49) wird unter Verwendung der Gleichungen (5.2) und (8.21)

$$\varepsilon = \frac{j_0^2 \rho r}{2 \alpha (T_C - T_B) \left(1 - \frac{j_0}{j_{cB}}\right)} - 1 \quad (8.50)$$

Mit dem Stabilitätskoeffizienten nach Gleichung (8.46) ergibt sich

$$\varepsilon = \alpha_{st} \frac{\frac{j_0}{j_{cB}}}{\left(1 - \frac{j_0}{j_{cB}}\right)^2} - 1 \quad (8.51)$$

Damit kann aus Gleichung (8.48) die Geschwindigkeit als Funktion von  $\varepsilon = f(j_0)$  berechnet werden.

$$v_1 = \xi_1 \frac{\varepsilon - \frac{\lambda_S}{\varepsilon \lambda_N}}{\sqrt{\left(\frac{C_S}{C_N}\right)^2 + \frac{C_S}{C_N} \left(\varepsilon + \frac{\lambda_S}{\varepsilon \lambda_N}\right) + \frac{\lambda_S}{\lambda_N}}} \quad (8.52)$$

mit

$$\xi_1 = \sqrt{\frac{2 \alpha \lambda_N}{C_N^2 \gamma^2 r}} \quad (8.53)$$

Eine Analyse der Stromabhängigkeit der Geschwindigkeit nach Gleichung (8.52) ergibt, daß die Geschwindigkeit für  $j_0 = j_{cB}$

unendliche Werte annimmt. Da aber bereits durch Gleichung (8.44) gezeigt wurde, daß eine endliche maximale Geschwindigkeit existiert, kann Gleichung (8.52) nur für  $j_0 < j_{cB}$  gelten.

Eine wesentlich übersichtlichere Beziehung für die Geschwindigkeit erhält man bei Vernachlässigung des Unterschiedes von  $c$  und  $\lambda$  im supraleitenden und normalleitenden Zustand. Diese Vereinfachung sollte durchaus zulässig sein, da ohnehin die Temperaturabhängigkeit dieser Größen außer Betracht gelassen wurde. Mit

$$\lambda_S = \lambda_N = \lambda \quad , \quad C_S = C_N = C \quad (8.54)$$

wird aus Gleichung (8.48) oder ebenso aus Gleichung (8.52) erhalten

$$V_2 = \xi_2 \sqrt{\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon}} \quad (8.55)$$

mit

$$\xi_2 = \sqrt{\frac{2 \alpha \lambda}{c^2 \gamma^2 r}} \quad . \quad (8.56)$$

Die Größe  $\varepsilon$  ist durch Gleichung (8.51) bestimmt.

Gleichung (8.55) erlaubt eine einfache Beurteilung der Stromabhängigkeit der Geschwindigkeit.

Die Ausbreitungstromdichte  $j_p$  ergibt sich für  $v = 0$ , d. h. für  $\varepsilon = 1$ . Aus Gleichung (8.51) folgt für  $\varepsilon = 1$

$$\frac{j_p}{j_{cB}} = \frac{1}{\alpha_{st}} \left( \sqrt{1 + 2 \alpha_{st}} - 1 \right) \quad . \quad (8.57)$$

Das gleiche Resultat wird natürlich auch aus Gleichung (8.47) mit  $\lambda_S = \lambda_N$  erhalten.

Einen Grenzwert der Geschwindigkeit erhält man mit  $\varepsilon = 0$ , da die Geschwindigkeit dann minus unendlich zustrebt. Aus Gleichung (8.51) wird die sogenannte minimale Stromdichte, bei der eine normalleitende Zone existieren kann /3.15/, erhalten.



Es ergibt sich

$$\frac{j_{min}}{j_{cB}} = \frac{1}{2 \alpha_{st}} \left( \sqrt{1 + 4 \alpha_{st}} - 1 \right) \quad (8.58)$$

Bei adiabatischen Verhältnissen, d. h.  $\alpha = 0$  und gemäß Gleichung (8.46) folglich  $\alpha_{st} \rightarrow \infty$  führt Gleichung (8.55) zu einer weiteren vereinfachten Form der Geschwindigkeit, die auch aus den Differentialgleichungen (8.16) und (8.17) bei Vernachlässigung der Wärmeabgabe an das Kühlmittel erhalten wird.

$$v_3 = \xi_3 \sqrt{\frac{\frac{j_0}{j_{cB}}}{1 - \frac{j_0}{j_{cB}}}} \quad (8.59)$$

mit

$$\xi_3 = \frac{j_{cB}}{c \vartheta} \sqrt{\frac{\rho \lambda}{T_c - T_B}} \quad (8.60)$$

Es ergibt sich in diesem Fall, daß  $j_{min} = 0$  und  $j_p = 0$ . Eine normalleitende Zone breitet sich also bei jeder Stromdichte größer Null aus.

Eine qualitative Darstellung der berechneten Gleichungen für die Geschwindigkeit der Phasengrenze zeigt Bild 8.4. Zwischen  $v_1$  und  $v_2$  besteht kein nennenswerter Unterschied. Ein Vergleich mit der maximalen Geschwindigkeit  $v_{max}$  zeigt, daß für  $j_0/j_{cB} \geq 0,8 \dots 0,9$  mit  $v_1$  und  $v_2$  zu große Werte erhalten werden.

Die Geschwindigkeit hängt außer von der Stromdichte und der Kühlung auch von den Materialdaten des Supraleiters ab. Sie wird groß mit hohem spezifischen Widerstand, geringer spezifischer Wärme und hoher Wärmeleitfähigkeit. Allerdings liegt die spezifische Wärme aller in Frage kommender Materialien in der gleichen Größenordnung, so daß sie auf die Materialauswahl keinen Einfluß hat.

**Bild 8.4:** Ausbreitungsgeschwindigkeit normalleitender Stellen in Supraleitern in Abhängigkeit von der Anfangstromdichte  $j_0$   
 $v_{\max}$  nach Gleichung (8.44),  $v_1$  nach Gleichung (8.52),  
 $v_2$  nach Gleichung (8.55),  $v_3$  nach Gleichung (8.59)

Bei der zahlenmäßigen Berechnung der Geschwindigkeit wird erfahrungsgemäß Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment erzielt, wenn die temperaturabhängigen Größen  $\rho$ ,  $\lambda$  und  $c$  entsprechend der Übergangstemperatur  $T_t$  eingesetzt werden /3.6, 3.17, 3.18/. Die Geschwindigkeit liegt bei unstabilmisierten Drähten

mit  $I_0/I_{CB} = 0,8$  in der Größenordnung  $v = (10^3 \dots 10^4)$  m/s.

Bei Kupferstabilisierten Drähten mit einem Matrix- Supraleiterverhältnis von  $A_{Cu} : A_{Sl} = 2$  beträgt die Geschwindigkeit  $v = (10 \dots 10^2)$  m/s.

Der Einfluß des spezifischen Widerstandes, der bei unstabilierten Leitern um einige Größenordnungen höher ist als bei Cu- stabilisierten Drähten, überwiegt die schlechtere Wärmeleitfähigkeit unstabilierteter Leiter.

### 8.3 Zeitverlauf des Widerstandes

Bei der Ausbreitung von  $n$  normalleitenden Stellen ergibt sich die Gesamtlänge des zum Zeitpunkt  $t$  im normalleitenden Zustand befindlichen Teiles des Schaltdrahtes zu

$$l_N = 2n \int_0^t v dt \quad . \quad (8.61)$$

Der Faktor 2 berücksichtigt dabei, daß die Ausbreitung einer normalleitenden Stelle nach beiden Seiten entlang des Drahtes erfolgt.

Die Geschwindigkeit ist eine Funktion der Stromdichte im Schaltdraht, die wiederum zeitabhängig ist. Es ist demnach

$$v = v [ j (t) ] \quad . \quad (8.62)$$

Der Widerstandsanstieg im Schaltdraht errechnet sich unter Verwendung von Gleichung (8.61) zu

$$\frac{dr_s(t)}{dt} = 2n \frac{\rho}{A} v [ j (t) ] \quad . \quad (8.63)$$

Das gilt solange, bis sich die Fronten getroffen haben. Dabei soll gleich vorausgesetzt werden, daß der Leiter hinreichend schlecht gekühlt ist, so daß die Fronten bei Verringerung der Stromdichte nicht zum Stillstand kommen.

Im Idealfall sind alle  $n$  Stellen gleichmäßig über die Länge des Schaltdrahtes  $l_s$  verteilt im Abstand  $l_n$  mit

$$l_n = \frac{l_s}{n-1} \quad . \quad (8.64)$$

Dann treffen sich die Fronten nach einer Zeit  $t_s$ , die bestimmt ist durch (Bild 8.5)

$$\frac{l_n}{2} = \int_0^{t_s} v(t) dt \quad . \quad (8.65)$$

Für den Schaltdrahtwiderstand ergibt sich dann

$$0 \leq t \leq t_s \quad r_s(t) = 2n \frac{\rho}{A} \int_0^t v(t) dt \quad (8.66)$$

$$t \geq t_s \quad r_s(t) = R_s \quad . \quad (8.67)$$

**Bild 8.5: Widerstandsanstieg im Schaltdraht bei gleichmäßiger Verteilung der normalleitenden Stellen**

Die Geschwindigkeit wird dabei entsprechend den Ergebnissen von Kapitel 8.2.3 in Abhängigkeit von der Stromdichte angesetzt zu

$$0,9 \leq \frac{j}{j_{cB}} \leq 1 \quad v = v_{max} (j) \quad (8.68)$$

$$\frac{j_{min}}{j_{cB}} \leq \frac{j}{j_{cB}} < 0,9 \quad v = v_2 (j) \quad (8.69)$$

Für den über die gesamte Schaltdrahtlänge gleichmäßig aufgeheizten Schalter muß gesetzt werden

$$0 \leq \frac{j}{j_{cB}} \leq 1 \quad v = v_{max} (j) \quad (8.70)$$

Im realen Schalter werden die normalleitenden Stellen statistisch verteilt auftreten, so daß sich einzelne Fronten früher und andere später treffen. Insgesamt ändert das aber nichts Grundlegendes am Verlauf des Widerstandes nach Gleichung (8.66).

Die Berechnung der Geschwindigkeit geht vom eingeschwungenen Zustand aus, der in der Anfangsphase des Überganges sicher nicht vorherrscht. Es muß also angenommen werden, daß die Anfangsgeschwindigkeit  $v_0 = f(j_0)$  zu groß berechnet wird.

## 9. Der supraleitende Schalter zum Auskoppeln der Energie eines supraleitenden Magneten auf eine Löscheinrichtung

### 9.1 Löschwiderstand

Für einen realen supraleitenden Schalter mit einem zeitabhängigen Schaltdrahtwiderstand ergibt sich analog zu Bild 6.1 das Schaltbild der Energieauskopplung zu Bild 9.1.

Der Magnet arbeitet im Kurzschlußbetrieb, d. h. der Strom  $I_0$  fließt durch Magnet und Schaltdraht. Durch den Löschwiderstand erfolgt kein Stromfluß. Im Schaltmoment  $t=0$  beginnt der Übergangsvorgang des Schaltdrahtes. Die Differentialgleichung für den Strom durch den Magneten lautet

$$L \frac{di_L}{dt} + i_L \frac{r_s(t)}{1 + \frac{r_s(t)}{R}} = 0 \quad (9.1)$$

**Bild 9.1: Vereinfachtes Schaltbild zum Auskoppeln der Energie auf einen Löschwiderstand**

Die Anfangsbedingung ergibt sich aus der Voraussetzung, daß im Schaltmoment  $t=0$  der Strom durch den Magneten den Wert  $I_0$  hat. Durch den Schaltdraht und den Löschwiderstand fließen die Ströme

$$i_s = i_L \frac{1}{1 + \frac{r_s(t)}{R}} \quad (9.2)$$

$$i_R = i_L \frac{\frac{r_s(t)}{R}}{1 + \frac{r_s(t)}{R}} \quad (9.3)$$

Der Widerstandsanstieg des Schaltdrahtes errechnet sich nach Gleichung(8.63). Für den allgemeinen Fall mit  $v_2$  und  $\epsilon$  gemäß Gleichung (8.55) bzw. (8.51) wird

$$\frac{dr_s(t)}{dt} = 2n \frac{g}{A} \sqrt{\frac{2 d \lambda}{c^2 \gamma^2 r}} \frac{\alpha_{st} \frac{\left(\frac{i_s}{I_{cB}}\right)^2}{1 - \frac{i_s}{I_{cB}}} - 2}{\alpha_{st} \frac{\left(\frac{i_s}{I_{cB}}\right)^2}{1 - \frac{i_s}{I_{cB}}} - 1} \quad (9.4)$$

Dabei ist  $I_{cB}$  der kritische Strom des Schaltdrahtes bei Badtemperatur.

Durch Ersetzen von  $i_s$  durch  $i_L$  mittels Gleichung (9.2) wird

$$\frac{dr_s(t)}{dt} = 2n \frac{\rho}{A} \sqrt{\frac{2\alpha\lambda}{c^2\gamma^2r}} \frac{\alpha_{st} \frac{\left(\frac{i_L}{I_{cB}}\right)^2}{\left(1 + \frac{r_s}{R}\right)^2 - \frac{i_L}{I_{cB}} \left(1 + \frac{r_s}{R}\right)} - 2}{\sqrt{\alpha_{st} \frac{\left(\frac{i_L}{I_{cB}}\right)^2}{\left(1 + \frac{r_s}{R}\right)^2 - \frac{i_L}{I_{cB}} \left(1 + \frac{r_s}{R}\right)} - 1}} \quad (9.5)$$

Aus der Differentialgleichung (9.1) folgt

$$\frac{di_L}{dt} = - \frac{i_L r_s}{L \left(1 + \frac{r_s}{R}\right)} \quad (9.6)$$

Damit stehen zwei Gleichungen zur Verfügung

$$\frac{dr_s}{dt} = f(i_L, r_s) \quad (9.7)$$

$$\frac{di_L}{dt} = f(i_L, r_s) \quad (9.8)$$

die über einen Rechner numerisch zu lösen sind.

Für die Fälle, für die nach Kapitel 8.3 anstelle von  $v_2$  die Geschwindigkeit  $v_{\max}$  einzusetzen ist, ergibt sich aus Gleichung (8.63) unter Verwendung von Gleichung (8.44)

$$\frac{dr_s(t)}{dt} = 2n \frac{\rho}{A} \frac{\frac{i_s^2 \rho}{2\alpha\pi^2 r^3} \sqrt{\frac{2\alpha\lambda}{r}}}{\sqrt{q_{eff}^2 + q_{eff} \frac{i_s^2 \rho c_N \gamma}{2\alpha\pi^2 r^3}}} \quad (9.9)$$

Nach Ersetzen von  $i_s$  durch  $i_L$  mit Gleichung (9.2) ergibt sich

$$\frac{dr_s(t)}{dt} = 2n \frac{\rho}{A} \frac{\frac{\rho}{2\alpha\pi^2 r^3} \sqrt{\frac{2\alpha\lambda}{r}} \frac{i_L^2}{\left(1 + \frac{r_s}{R}\right)^2}}{\sqrt{q_{eff}^2 + q_{eff} \frac{\rho}{2\alpha\pi^2 r^3} \frac{i_L^2}{\left(1 + \frac{r_s}{R}\right)^2}}} \quad (9.10)$$

Mit den Gleichungen (9.10) und (9.6) stehen damit auch für diesen Fall zwei Gleichungen in der Form der Gleichungen (9.7) und (9.8) zur Verfügung.

## 9.2 Lichtbogengitter

Der zeitliche Verlauf des Schaltdrahtwiderstandes bei Verwendung eines Lichtbogengitters als Löscheinrichtung errechnet sich für den Fall der Geschwindigkeit  $v_2$  aus Gleichung (9.4). Dabei wird der Strom durch den Schaltdraht aus Gleichung (6.13) mit zeitlich veränderlichem Schaltdrahtwiderstand erhalten zu

$$i_s = \frac{U_G}{r_s(t)} \quad (9.11)$$

Für den Widerstandsanstieg folgt dann

$$\frac{dr_s(t)}{dt} = 2n \frac{\rho}{A} \sqrt{\frac{2\alpha\lambda}{c^2 \gamma^2 r}} \frac{\alpha_{st} \frac{\left(\frac{U_G}{r_s I_{cB}}\right)^2}{1 - \frac{U_G}{r_s I_{cB}}} - 2}{\sqrt{\alpha_{st} \frac{\left(\frac{U_G}{r_s I_{cB}}\right)^2}{1 - \frac{U_G}{r_s I_{cB}}} - 1}} \quad (9.12)$$

Der Strom im Magneten ist nach Gleichung (6.15) vom Schalt-



drahtwiderstand unabhängig. Gleichung (9.12) kann mittels numerischer Näherungsverfahren gelöst werden.

Auf die Gleichungen für den Fall der Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v_{\max}$  wird verzichtet, da die Versuche zum Lichtbogengitter nur mit elektrisch angesteuertem Schalter durchgeführt werden. Der Widerstandsanstieg kann aus den Gleichungen (9.9) und (9.11) sofort angegeben werden.

Es stehen somit Beziehungen für den Schaltdrahtwiderstand zur Verfügung, die sowohl die Besonderheiten der Ansteuerung und der Löscheinrichtung als auch den zeitlichen Verlauf des Stromes im Schaltdraht berücksichtigen. Die einzige theoretisch nicht zu berechnende Größe ist die Anzahl der normalleitenden Stellen  $n$ , die durch den Vergleich mit dem Experiment ermittelt werden muß.

## 10. Beschreibung des Widerstandsverlaufes durch einfache mathematische Zusammenhänge

### 10.1 Einführung

Die in Kapitel 9 abgeleiteten Beziehungen für den Schaltdrahtwiderstand sind für den praktischen Gebrauch sehr unhandlich und erfordern den Einsatz eines Rechners. Es sollen deshalb mathematische Beziehungen vorgegeben werden, die eine geschlossene Lösung der Differentialgleichung der Energieauskopplung (9.1) ermöglichen.

Die Lösung dieser Differentialgleichung erfolgt dann bei vorgegebenem  $r_s = f(t) = f(i_s)$  durch Trennung der Variablen und führt bei Normierung auf den Anfangsstrom  $I_0$  zu dem Ergebnis

$$\frac{i_L}{I_0} = \exp \left[ -\frac{1}{L} \int \frac{r_s(t)}{1 + \frac{r_s(t)}{R}} dt \right] \cdot \quad (10.1)$$

Die Integrationskonstante hat den Wert Eins. Die Ströme durch den Schalt draht und den Löschwiderstand errechnen sich aus dem Strom durch den Magneten entsprechend den Gleichungen (9.2) und (9.3).

Außer der durch Gleichung (6.7) bestimmten Zeitkonstanten  $\tau_1$  werden eingeführt

$$\tau_2 = \frac{L}{R} \quad (10.2)$$

$$\tau_3 = \frac{L}{R_S} \quad (10.3)$$

Zum Vergleich der einzelnen Widerstandsverläufe wird es erforderlich, alle Gleichungen auf  $\tau_3$  zu normieren. Dazu bestehen die Zusammenhänge

$$\tau_1 = \tau_3 \left(1 + \frac{R_S}{R}\right) \quad (10.4)$$

$$\tau_2 = \tau_3 \frac{R_S}{R} \quad (10.5)$$

## 10.2 Linear bis zum Endwert ansteigender Schalt drahtwiderstand

Die mathematisch einfachste Form des Widerstandes ist ein linearer Verlauf bis zum Endwert  $R_S$ . Die zeitliche Abhängigkeit des Schalt drahtwiderstandes wird nach Bild 10.1 definiert mit

$$0 \leq t \leq \tau_S \quad r_S(t) = \frac{R_S}{\tau_S} t \quad (10.6)$$

$$t \geq \tau_S \quad r_S(t) = R_S \quad (10.7)$$

Die Lösung der Kreisgleichung zur Energieauskopplung (9.1) erfolgt in Anhang 1 entsprechend der Definition des Schalt drahtwiderstandes in zwei Bereichen.

Für den ersten Bereich  $0 \leq t \leq \tau_S$  gilt

$$\frac{i_{L_1}}{I_0} = \left[1 + \frac{R_S}{R} \frac{t}{\tau_S}\right] \frac{\tau_S}{\tau_3} \left(\frac{R}{R_S}\right)^2 \exp\left[-\frac{t}{\tau_3} \frac{R}{R_S}\right] \quad (10.8)$$

Bild 10.1: Linear bis zum Endwert ansteigender Schaltdrahtwiderstand

$$\frac{i_{R1}}{I_0} = \frac{R_S}{R} \frac{t}{\tau_S} \left[ 1 + \frac{R_S}{R} \frac{t}{\tau_S} \right] \frac{\tau_S \left( \frac{R}{R_S} \right)^2}{\tau_3 \left( \frac{R}{R_S} \right)^2 - 1} \exp \left[ - \frac{t}{\tau_3} \frac{R}{R_S} \right] \quad (10.9)$$

$$\frac{i_{S1}}{I_0} = \left[ 1 + \frac{R_S}{R} \frac{t}{\tau_S} \right] \frac{\tau_S \left( \frac{R}{R_S} \right)^2}{\tau_3 \left( \frac{R}{R_S} \right)^2 - 1} \exp \left[ - \frac{t}{\tau_3} \frac{R}{R_S} \right] \quad (10.10)$$

Im zweiten Bereich  $t \geq \tau_S$  ist der Schaltdrahtwiderstand konstant. Für die Stromverläufe ergibt sich nach Anhang 1

$$\frac{i_{L2}}{I_0} = \frac{i_{L1}(\tau_S)}{I_0} \exp \left[ - \frac{t - \tau_S}{\tau_3 \left( 1 + \frac{R_S}{R} \right)} \right] \quad (10.11)$$

$$\frac{i_{R2}}{I_0} = \frac{i_{R1}(\tau_S)}{I_0} \exp \left[ - \frac{t - \tau_S}{\tau_3 \left( 1 + \frac{R_S}{R} \right)} \right] \quad (10.12)$$

$$\frac{i_{S2}}{I_0} = \frac{i_{S1}(\tau_S)}{I_0} \exp \left[ - \frac{t - \tau_S}{\tau_3 \left( 1 + \frac{R_S}{R} \right)} \right] \quad (10.13)$$

Zur experimentellen Beobachtung des Schaltdrahtverhaltens eignet sich besonders der Strom durch den Löschwiderstand, da er durch Oszillographieren des Spannungsabfalls am Löschwiderstand leicht ermittelt werden kann. In Anhang 2 wird

der Zeitpunkt des Strommaximums im Löschwiderstand  $t_R$  für den ersten Bereich bestimmt. Er ergibt sich zu

$$t_R = \sqrt{\tau_S \tau_3} \quad (10.14)$$

In normierter Darstellung ist

$$\frac{t_R}{\tau_3} = \sqrt{\frac{\tau_S}{\tau_3}} \quad (10.15)$$

Damit ist eine direkte Verknüpfung zwischen der bekannten Zeitkonstanten  $\tau_3$  und der experimentell zu ermittelnden Zeit des Strommaximums  $t_R$  sowie der unbekannt Zeit  $\tau_S$  gegeben.

Es muß aber beachtet werden, daß  $t_R$  aus dem Stromverlauf nach Gleichung (10.9) bestimmt wird, deren Geltungsbereich auf  $0 \leq t \leq \tau_3$  beschränkt ist. Das Maximum kann sich nur ausbilden, wenn  $\tau_S \geq \tau_3$  ist, d. h. der Schaltdrahtwiderstand relativ langsam anwächst (Bild 10.2 a).

Für den Fall  $\tau_S \leq \tau_3$  erreicht der Schaltdrahtwiderstand bereits seinen Endwert  $R_S$ , bevor der Strom  $i_{R1}$  sein Maximum durchläuft. Dann steigt der Strom entsprechend Gleichung (10.9) bis zur Zeit  $t = \tau_S$  an und fällt weiter gemäß Gleichung (10.12) exponentiell ab (Bild 10.2 b). Es ist also der Zeitpunkt des Maximums gleich der Widerstandsanstiegszeit, d. h.

$$\tau_S \leq \tau_3 \quad t_R = \tau_S \quad (10.16)$$

### 10.3 Exponentiell bis zum Endwert ansteigender Schaltdrahtwiderstand

Der exponentielle Widerstandsanstieg, wie er in /1.8, 1.10/ vorgeschlagen wurde, hat die Form

$$r_S(t) = R_S \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_S}\right) \right] \quad (10.17)$$

a)

b)

Bild 10.2: Zeitliche Verläufe des Schaltdrahtwiderstandes  $r_s$  und des Stromes durch den Löschwiderstand  $i_R$  bei linear bis zum Endwert ansteigendem Schaltdrahtwiderstand

a)  $\tau_s \geq \tau_3$

b)  $\tau_s \leq \tau_3$

Mit diesem Schaltdrahtwiderstand nach Bild 10.3 ergeben sich aus der Lösung der Differentialgleichung (9.1) nach Anhang 3 die Stromverläufe zu

$$\frac{i_L}{I_0} = \left[ 1 + \frac{r_s(t)}{R} \right] \frac{\tau_s R}{\tau_3 R_s \left( 1 + \frac{R_s}{R} \right)} \exp \left[ - \frac{t}{\tau_3 \left( 1 + \frac{R_s}{R} \right)} \right] \quad (10.18)$$

$$\frac{i_R}{I_0} = \frac{r_s(t)}{R} \left[ 1 + \frac{r_s(t)}{R} \right] \frac{\tau_s}{\tau_3} \frac{R}{R_s \left( 1 + \frac{R_s}{R} \right)^{-1}} \exp \left[ - \frac{t}{\tau_3 \left( 1 + \frac{R_s}{R} \right)} \right] \quad (10.19)$$

$$\frac{i_s}{I_0} = \left[ 1 + \frac{r_s(t)}{R} \right] \frac{\tau_s}{\tau_3} \frac{R}{R_s \left( 1 + \frac{R_s}{R} \right)^{-1}} \exp \left[ - \frac{t}{\tau_3 \left( 1 + \frac{R_s}{R} \right)} \right] \quad (10.20)$$

Bild 10.3: Exponentiell bis zum Endwert ansteigender Schalt-  
drahtwiderstand

Der Strom durch den Löschwiderstand erreicht sein Maximum  
nach Anhang 4 zum Zeitpunkt

$$t_R = 2 \tau_s \operatorname{arsinh} \sqrt{\frac{\tau_3}{4\tau_s}} \quad (10.21)$$

In normierter Darstellung ist

$$\frac{t_R}{\tau_3} = 2 \frac{\tau_s}{\tau_3} \operatorname{arsinh} \sqrt{\frac{\tau_3}{4\tau_s}} \quad (10.22)$$

Gegenüber der linearen Näherung nach Kapitel 10.2 besteht  
ein direkter Zusammenhang zwischen der experimentell zu er-  
mittelnden Zeit  $t_R$  und der unbekanntem Zeitkonstanten  $\tau_s$ ,  
ohne daß die Größe von  $\tau_s/\tau_3$  eine Rolle spielt.

#### 10.4 Linear unbegrenzt ansteigender Schaltdrahtwiderstand

Der in /1.8/ aus dem exponentiellen Widerstandsverlauf ab-  
geleitete linear unbegrenzt ansteigende Schaltdrahtwider-  
stand kann nur dann sinnvoll sein, wenn für den Fall  $\tau_s \gg \tau_3$   
(Bild 10.2a) die Umschaltung des Stromes aus dem Schalt-  
draht auf den Löschwiderstand praktisch beendet ist, bevor  
der Schaltdrahtwiderstand seinen Endwert erreicht hat. Dann  
ist der weitere Verlauf von  $r_g(t)$  uninteressant geworden,  
und es kann geschrieben werden

$$0 \leq t \leq \infty \quad r_s(t) = \frac{R_S}{\tau_s} t \quad (10.23)$$

Dann gelten die Stromverläufe gemäß den Gleichungen (10.8), (10.9) und (10.10) für den gesamten Zeitbereich und auch die Zeit des Strommaximums im Löschwiderstand nach Gleichung (10.15) gilt ohne Einschränkung.

Vorteilhaft ist dieser Verlauf des Schaltdrahtwiderstandes in mathematischem Sinn, da hierbei im Gegensatz zu den in den Kapiteln 10.2 und 10.3 angenommenen Verläufen eine geschlossene Lösung für die im Schaltdraht umgesetzte Verlustenergie angegeben werden kann. Die Verlustenergie im Schaltdraht errechnet sich bezogen auf die im Magneten gespeicherte Energie zu

$$\frac{W_s}{W_L} = \frac{2}{I_0^2 L} \int_0^{\infty} i_{s1}^2 \frac{R_s}{\tau_s} t dt \quad . \quad (10.24)$$

Mit dem Strom durch den Schaltdraht nach Gleichung (10.10) ergibt sich

$$\frac{W_s}{W_L} = \frac{2}{\tau_s \tau_3} \int_0^{\infty} t \left[ 1 + \frac{R_s}{R} \frac{t}{\tau_s} \right]^2 \left[ \frac{\tau_s}{\tau_3} \left( \frac{R}{R_s} \right)^2 - 1 \right] \exp \left[ -2 \frac{t}{\tau_3} \frac{R}{R_s} \right] dt \quad . \quad (10.25)$$

Die Lösung dieser Gleichung ist in Anhang 5 dargestellt.

### 10.5 Ergebnisse der Berechnungen

Der Zusammenhang zwischen der Zeitkonstanten des Widerstandsanstieges  $\tau_s$  und dem Zeitpunkt des Strommaximums im Löschwiderstand  $t_R$  ist in Bild 10.4 dargestellt. Es zeigt sich, daß bereits für  $\tau_s/\tau_3 > 1$  Übereinstimmung zwischen den angenommenen Schaltdrahtverläufen besteht.

Der Maximalwert des Stromes durch den Löschwiderstand errechnet sich aus den Gleichungen (10.9) und (10.12) für den linear ansteigenden Schaltdrahtwiderstand, wobei der Zeitpunkt des Maximums  $t_R$  gemäß den Gleichungen (10.15) bzw. (10.16) eingesetzt wird.

Bild 10.4: Zeitkonstante des Widerstandsanstieges  $\tau_s$  als Funktion des Zeitpunktes des Strommaximums im Löschwiderstand  $t_R$

- 1- Linear ansteigender Schaltdrahtwiderstand
- 2- Exponentiell ansteigender Schaltdrahtwiderstand

In Abhängigkeit von  $\tau_s / \tau_3$  wird

$$\tau_s \geq \tau_3 \frac{i_{R1M}}{I_0} = \frac{R_s}{R} \sqrt{\frac{\tau_3}{\tau_s}} \left[ 1 + \frac{R_s}{R} \sqrt{\frac{\tau_3}{\tau_s}} \right] \frac{\tau_s}{\tau_3} \left( \frac{R}{R_s} \right)^2 \exp \left[ - \frac{R}{R_s} \sqrt{\frac{\tau_s}{\tau_3}} \right] \quad (10.26)$$

$$\tau_s \leq \tau_3 \frac{i_{R2M}}{I_0} = \frac{R_s}{R} \left[ 1 + \frac{R_s}{R} \right] \frac{\tau_s}{\tau_3} \left( \frac{R}{R_s} \right)^2 \exp \left[ - \frac{R}{R_s} \sqrt{\frac{\tau_s}{\tau_3}} \right] \quad (10.27)$$

Im Fall des exponentiell anwachsenden Schaltdrahtwiderstandes nach Gleichung (10.17) folgt für das Strommaximum im Löschwiderstand mit den Gleichungen (10.19) und (10.21)



$$\frac{i_{RM}}{I_0} = \frac{r_s(t)}{R} \left[ 1 + \frac{r_s(t_R)}{R} \right] \frac{\tau_s}{\tau_3} \frac{R}{R_s \left( 1 + \frac{R_s}{R} \right)^{-1}} \exp \left[ - \frac{t_R}{\tau_3 \left( 1 + \frac{R_s}{R} \right)} \right] \quad (10.28)$$

mit  $t_R/\tau_3$  nach Gleichung (10.22) und

$$\frac{r_s(t_R)}{R} = \frac{R_s}{R} \left[ 1 - \exp \left( - 2 \operatorname{arsinh} \sqrt{\frac{\tau_3}{4\tau_s}} \right) \right] \quad (10.29)$$

Das Ergebnis ist gemeinsam mit den Werten für den linear anwachsenden Schaltdrahtwiderstand nach Gleichung (10.26) und (10.27) in Bild 10.5 dargestellt. Die Unterschiede zwischen den angenommenen Widerstandsverläufen sind vor allem für  $R_s/R \gg 1$  sehr gering.

Bild 10.5: Maximalwert des Stromes durch den Löschwiderstand  $i_{RM}$  in Abhängigkeit von der Zeitkonstanten des Widerstandsanstiegs  $\tau_s$

- 1- Linear ansteigender Schaltdrahtwiderstand
- 2- Exponentiell ansteigender Schaltdrahtwiderstand

Einen Vergleich der bei den verschiedenen angenommenen Fällen des Widerstandsverlaufs errechneten Verlustenergie zeigt Bild 10.6. Für den idealen Schalter ergibt sich  $W_S/W_L$  nach Gleichung (6.19) und für den unbegrenzt linear ansteigenden Schaltdrahtwiderstand nach Gleichung (10.25). In den Fällen des linear bzw. exponentiell bis zum Endwert ansteigenden Schaltdrahtwiderstandes wird die Verlustenergie mittels Näherungsverfahren auf einem Digitalrechner ermittelt.

Für z. B.  $R_S/R = 100$  zeigt Bild 10.6, daß der Schalter bereits für  $\tau_S/\tau_3 \leq 1$  als ideal betrachtet werden kann. Der Unterschied der Verlustenergie für linear oder exponentiell bis zum Endwert ansteigenden Schaltdrahtwiderstand ist gering.

Bild 10.6: Verlustenergie im Schaltdraht  $W_S$  in Abhängigkeit von der Zeitkonstanten des Widerstandsanstieges  $\tau_S$

- 1- Linear bis zum Endwert ansteigender Schaltdrahtwiderstand
- 2- Exponentiell bis zum Endwert ansteigender Schaltdrahtwiderstand
- 3- Linear unbegrenzt ansteigender Schaltdrahtwiderstand
- 4- Idealer Schalter

Der Fall des linear unbegrenzt ansteigenden Schaltdrahtwiderstandes führt für  $\tau_s/\tau_3 \leq 10$  zu unsinnigen Ergebnissen, da die Verlustenergie kleiner als für den idealen Schalter erhalten wird. Die Anwendung dieser einfachen Form des Widerstandsanstieges ist also auf  $\tau_s/\tau_3 \gg 10$  beschränkt.

Für kleinere Widerstandsverhältnisse  $R_s/R$  verschieben sich die Grenzen der Anwendbarkeit nach Bild 10.6 zu kleineren Werten von  $\tau_s/\tau_3$  und für größere Widerstandsverhältnisse entsprechend zu größeren Werten.

#### 10.6 Zusammenhang der vorgegebenen Widerstandsverläufe mit der Theorie

---

Nach der Theorie ergibt sich der Widerstandsanstieg zur Zeit  $t=0$  nach Gleichung (8.63) zu

$$\left. \frac{dr_s}{dt} \right|_{t=0} = 2n \frac{g}{A} v_0 \quad (10.30)$$

mit

$$v_0 = v(I_0) \quad (10.31)$$

Für den linear oder exponentiell ansteigenden Schaltdrahtwiderstand nach Gleichung (10.6) bzw. (10.17) ist

$$\left. \frac{dr_s}{dt} \right|_{t=0} = \frac{R_s}{\tau_s} \quad (10.32)$$

Durch Gleichsetzen der Gleichungen (10.30) und (10.32) folgt die theoretische Zeitkonstante des Widerstandsanstieges zu

$$\tau_s = \frac{R_s}{2n \frac{g}{A} v_0} = \frac{L_s}{2n v_0} \quad (10.33)$$

Dabei wird  $v_0$  entsprechend Kapitel 8.3 je nach Schaltertyp zu  $v_2(I_0)$  bzw.  $v_{\max}(I_0)$  eingesetzt.

Der linear vorgegebene Widerstandsverlauf entspricht also einer konstanten Ausbreitungsgeschwindigkeit mit dem Anfangsstrom  $I_0$ . Da aber nach der Theorie die Geschwindigkeit mit sinkendem Strom abnimmt, sollte der exponentiell anstei-

gende Schaltdrahtwiderstand die realen Verhältnisse besser beschreiben.

In Kapitel 8.4 wurde darauf hingewiesen, daß die Anfangsgeschwindigkeit  $v_0 = f(I_0)$  wegen der nichterfüllten Voraussetzung des eingeschwungenen Zustandes zu groß ermittelt wird. Deshalb wird die theoretische Zeitkonstante nach Gleichung (10.33) zu klein errechnet. Inwieweit sie trotzdem brauchbar ist, muß durch den Vergleich mit den aus dem Maximum des Stromes durch den Löschwiderstand experimentell erhaltenen Werten ermittelt werden.

## 11. Experimente zur Materialauswahl und Festlegung der Technologie

### 11.1 Schaltdraht

Nach Kapitel 7 ist die Verlustdichte  $\rho j_c^2$  das Kriterium zur Materialauswahl für den Schaltdraht. Entsprechend den Gleichungen (7.4) bzw. (7.8) sollte sie möglichst groß sein, um minimalen Materialaufwand zu erzielen. Die Größen  $\rho$  und  $j_c$  sind experimentell zu bestimmen.

Der spezifische Widerstand verschiedener supraleitender Materialien wird bei Raumtemperatur, in flüssigem Stickstoff und in kaltem Heliumgas durch Strom- Spannungs- Messung bestimmt. Die Temperaturmessung erfolgt mit Allen- Bradley- Widerständen /3.20, 3.21/. Die Meßergebnisse nach Bild 11.1 zeigen für Nb-Ti die höchsten Werte. Auch eine Einbettung in eine Cu- Ni- Matrix senkt den spezifischen Widerstand nur unwesentlich.

Bei der Nb<sub>3</sub>Sn- Folie wurde versucht, durch Entfernen der technologisch bedingten oberen Sn- Schicht den spezifischen Widerstand zu erhöhen. Die starke Temperaturabhängigkeit bleibt aber erhalten, so daß der spezifische Widerstand bei tiefen Temperaturen um eine Größenordnung geringer ist als der von Nb- Ti.

**Bild 11.1: Spezifischer Widerstand von Supraleitern im normalleitenden Zustand**

1- Nb-Ti, 19 Filaments  $\phi$  65  $\mu$ m

2- Nb-Ti, 61 Filaments  $\phi$  21  $\mu$ m in Cu-Ni-Matrix  
 $\phi$  0,25 mm (NIOMAX CN)

3- Nb<sub>3</sub>Sn ohne Sn, Dicke 37  $\mu$ m

4- Nb<sub>3</sub>Sn mit Sn, Dicke 40  $\mu$ m

5- Nb<sub>3</sub>Sn mit Cu, Dicke 100  $\mu$ m

6- Nb-Ti, 19 Filaments  $\phi$  65  $\mu$ m in Cu-Matrix  $\phi$  0,5 mm

Der kritische Strom wird an Einzeldrähten gemessen, aus denen durch Parallelschaltung mehrerer Drähte der Schaltdraht für den entsprechenden Nennstrom gebildet wird. Da das Eigenfeld des Schaltdrahtes dann höher ist als das des Einzeldrahtes,

wird der kritische Strom bei geringen Magnetfeldern bestimmt. Das Magnetfeld ist dabei senkrecht zur Drahtachse gerichtet. Die Kurzproben werden mit Indium an die Durchführungen gelötet und in der Bohrung eines Magneten angeordnet. Der kritische Strom wird durch Registrierung des Spannungsabfalls über der Probe bei steigendem Strom bestimmt. Typische Kurven des x- y- Schreibers sind in Bild 11.2 dargestellt.

Bild 11.2: Messung des kritischen Stromes von Kurzproben  
(Parameter B in T)

- 1- Nb-Ti, 19 Filaments  $\phi$  65  $\mu$ m in Cu-Matrix  $\phi$  0,5 mm
- 2- Nb-Ti, 61 Filaments  $\phi$  65  $\mu$ m in Cu-Matrix  $\phi$  0,7 mm

Der lange Übergangsbereich des Drahtes mit 0,5 mm Durchmesser zeugt von unzureichender Technologie der Drahtherstellung. Im vorliegenden Fall sind einzelne Filaments gerissen und so bewirkt der Stromfluß durch die Matrix an den Bruchstellen bereits bei  $I = I_c'$  einen Spannungsabfall. Bei den anderen untersuchten Materialien erfolgt der Übergang in den normalleitenden Zustand wie beim Draht mit 0,7 mm Durchmesser.

Die Ergebnisse der  $I_c$ -Messung sind in Bild 11.3 dargestellt. Bei der  $Nb_3Sn$ -Folie ist das Magnetfeld entsprechend der vorgesehenen Parallelschaltung senkrecht zur Folienbreite gerichtet. Der steile Abfall des kritischen Stromes bei geringen Magnetfeldern macht die Folie schlecht geeignet zur Parallelschaltung mehrerer Leiter. Im Sinne der Parallelschaltung ist der Niomax-Draht mit Cu-Ni-Matrix am besten geeignet.

Bild 11.3: Kritischer Strom von Kurzproben

- 1- Nb-Ti, 61 Filaments  $\phi$  65  $\mu$ m in Cu-Matrix  $\phi$  0,7 mm
- 2- Nb-Ti, 19 Filaments  $\phi$  65  $\mu$ m in Cu-Matrix  $\phi$  0,5 mm
- 3-  $Nb_3Sn$  ohne Sn, Dicke 37  $\mu$ m, Breite 2 mm
- 4- Nb-Ti, 61 Filaments  $\phi$  21  $\mu$ m in Cu-Ni-Matrix  
 $\phi$  0,25 mm (NIOMAX CN)

Um die Eignung von unstabiliertem Nb- Ti zu überprüfen, wird vom Draht mit 0,5 mm Durchmesser die Kupfermatrix abgeätzt. Der kritische Strom sinkt auf etwa 40 % des Wertes von stabilisiertem Material ab. In Bild 11.4 sind die Meßergebnisse von in Paraffin vergossenen Filaments mit angegeben, da die Filaments im Schalter durch Verguß mechanisch befestigt werden müssen. Die verschlechterte Kühlung bringt ein weiteres Absenken des kritischen Stromes.

Aus den Meßergebnissen des spezifischen Widerstandes und des kritischen Stromes wird die Verlustdichte der Kurzproben errechnet. Die Cu- stabilisierten Materialien sind in Bild 11.5 nicht mit angegeben, da bei ihnen  $\rho j_c^2 < 10^{10} \text{ W/m}^3$  ist. Zum Vergleich ist die speziell für supraleitende Schalter erarbeitete Folie aus Pb- Bi /1.14/ mit angegeben.

Bild 11.4: Kritischer Strom unstabilierteter Nb- Ti- Filaments, Probenlänge 10 cm, 19 Filaments  $\phi 65 \mu\text{m}$   
1- In flüssigem Helium  
2- In Paraffin vergossen



Bild 11.5: Verlustdichte supraleitender Kurzproben

- 1- Nb-Ti, 19 Filaments  $\phi$  65  $\mu$ m, in flüssigem Helium
- 2- Nb-Ti, 19 Filaments  $\phi$  65  $\mu$ m, in Paraffin vergossen
- 3- Nb<sub>3</sub>Sn ohne Sn, Dicke 37  $\mu$ m, Breite 2 mm
- 4- Nb-Ti in Cu-Ni-Matrix (NIOMAX CN)
- 5- Pb- 65% Bi, Dicke 1...2  $\mu$ m /1.14/

Die Folie hat bei sehr geringen Magnetfeldern die größte Verlustdichte, bei höheren Magnetfeldern ist unstabiliertes Nb-Ti vorteilhafter, auch bei Berücksichtigung des verringerten kritischen Stromes der vergossenen Filaments.

### 11.2 Einbettungsmaterial

Um den Schalt draht mechanisch zu befestigen, was besonders bei Verwendung unstabiliertes Nb-Ti-Filaments wesentlich ist, muß die Wicklung vergossen werden. An die Vergußmasse werden folgende Forderungen gestellt:

Bei thermischer Ansteuerung muß ein guter thermischer Kontakt zum Heizer gewährleistet werden, wobei gleichzeitig den Anforderungen der elektrischen Isolation zwischen Heiz- und Schalt draht entsprochen werden muß. Um bei der Abkühlung

ein Reißen der supraleitenden Filaments zu verhindern, sollen die thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Schalt draht und Vergußmasse möglichst wenig voneinander abweichen. Beim Übergang in den normalleitenden Zustand heizt sich der Schalt draht auf, während die Oberfläche der vergossenen Wicklung vom Helium umspült wird. Die Vergußmasse muß deshalb thermische Schocks aushalten ohne zu reißen. Außerdem muß eine gute Gießbarkeit durch nicht zu große Zähigkeit gewährleistet sein.

Um die Technologie des Vergießens möglichst einfach zu gestalten, werden Versuche mit kalthärtendem Epoxidharz durchgeführt. Zur Prüfung in Hinblick auf thermische Schocks werden Probekörper abwechselnd in kochendes Wasser und flüssigen Stickstoff getaucht. Ungefülltes Harz reißt auf, während gefüllte Harze ab etwa 10 Gewichtsprozent Füllstoff den Test bestehen. Die Art des Füllstoffs ist dabei von untergeordneter Bedeutung.

Die Längenänderung fester Körper ist bei der Abkühlung von Raumtemperatur bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffs im wesentlichen beendet. Eine weitere Abkühlung auf  $T = 4,2 \text{ K}$  bringt nur noch eine unbedeutende Änderung /2.3/. Die relative Längenänderung wird an Probekörpern eines Durchmessers von  $d = 1 \text{ cm}$  und einer Länge von  $l = 10 \text{ cm}$  bei Abkühlung von Raumtemperatur auf die Temperatur des flüssigen Stickstoffs gemessen. Um der relativen Längenänderung von Metallen von etwa  $\Delta l/l = 3 \dots 4 \text{ mm/m}$  /2.3/ nahezukommen, sind Metallpulver die besten Füllstoffe. Da solche Harze aber den Anforderungen der elektrischen Isolation nicht genügen, scheidet sie aus. Die nach Bild 11.6 /2.4/ hinsichtlich der relativen Längenänderung günstigen Füllstoffe Talkum ( $4 \text{ SiO}_2 \cdot 3 \text{ MgO} \cdot \text{H}_2\text{O}$ ) und Quarzsand ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) ergeben allerdings sehr dickflüssige Vergußmassen. Hinsichtlich der Zähigkeit ist Bornitrid (BN) der geeignetste Füllstoff, da eine Zugabe von 40 Gewichtsprozenten das am besten gießbare Harz ergibt. Die relative Längenänderung von  $\Delta l/l = 6 \text{ mm/m}$  ist dabei ausreichend. Jedoch ist auch die richtige Wahl des Härters entscheidend.

Bild 11.6: Relative Längenänderung von kalthärtendem Epoxidharz ED-5 + 10% DEG-1 bei Abkühlung von Raumtemperatur auf die Temperatur des flüssigen Stickstoffs

- 1- Bornitrid, Härter L-20
- 2- Bornitrid, Härter Polyäthylempolyamin
- 3- Talkum
- 4- Quarzsand

### 11.3 Technologie

Die Zähigkeit des kalthärtenden Harzes kann durch Erwärmung verringert werden. Allerdings verkürzt sich damit die Anharztezeit. Durch Probegüsse wird als Optimum eine Harztemperatur von  $T = 30 \dots 35 \text{ } ^\circ\text{C}$  ermittelt. Durch Zusatz einer weiteren Harzkomponente DEG-1 wird die Zähigkeit weiter verringert /2.5/. Als geeignet zum Vergießen von Wicklungen supraleitender Schalter ergibt sich damit eine Mischung aus Harz ED-5 + 10 Gew.-% DEG-1 + 40 Gew.-% Bornitrid + Härter Polyäthylempolyamin.

Der Draht mit 0,5 mm Durchmesser hat eine Isolierung aus gewickelten Mylarfäden, die nach dem Abätzen des Kupfers erhalten bleibt. Bild 11.7 zeigt die Schliffe dieses Drahtes in der Cu- Matrix und nach dem Abätzen und Vergießen. Das Harz dringt durch die Isolierung zwischen die Filaments.

Das Schliffbild eines vergossenen Schaltdrahtes zeigt Bild 11.8. Es sind die Filaments von 4 Drähten ohne Cu- Matrix und in der Mitte ein mitvergossener Heizdraht zu sehen.

Die Vorversuche ergeben als günstigste Variante für den Schaltdraht unstabilisierte Nb- Ti- Filaments, die mit Epoxidharz vergossen werden. Damit wird gleichzeitig ent-

Bild 11.7: Nb-Ti-Filaments in der Kupfermatrix und nach dem Abätzen des Kupfers und Vergießen mit Epoxidharz

Bild 11.8: Schliffbild eines in Epoxidharz vergossenen Schaltdrahtes

sprechend der Theorie der Ausbreitung normalleitender Stellen durch verschlechterte Kühlung eine hohe Ausbreitungsgeschwindigkeit sichergestellt.

## 12. Experimente zur Auskopplung der Energie eines supraleitenden Magneten auf eine Löscheinrichtung

### 12.1 Einführung

In den Experimenten wird die Auskopplung der Energie aus supraleitenden Magneten im Kurzschlußbetrieb und bei ununterbrochener Speisung untersucht. Erprobt werden das thermische und das elektrische Prinzip der Ansteuerung. Auf die magnetische Ansteuerung wird wegen des großen Aufwandes für den Ansteuerkreis verzichtet.

Zum Vergleich mit der Theorie werden die Spannung an der Löscheinrichtung und der Strom durch den Magneten oszillographiert. Für beide Größen sind in den Kapiteln 9 und 10 die entsprechenden Gleichungen abgeleitet, so daß ein Vergleich zwischen Experiment und Theorie auf der Basis dieser Größen vorgenommen werden kann.

## 12.2 Magnet im Kurzschlußbetrieb

### 12.2.1 Schalterherstellung (Schalter 1)

Das Ausgangsmaterial für den Schalt draht bildet der Draht mit 19 Filaments aus Nb- Ti eines Durchmessers von  $65\mu\text{m}$  in einer Kupfermatrix von 0,5 mm Durchmesser. Die Matrix wird mit Salpetersäure ( $\text{HNO}_3$ ) abgeätzt, wobei die gewickelte Mylarisolation erhalten bleibt /1.17/. Zur Sicherheit, falls ein Draht bei der Herstellung des Schalt drahtes reißen sollte, wird zu den benötigten 18 Drähten ein weiterer Draht hinzugenommen. Die Drähte werden in drei Gruppen aufgeteilt zu zweimal 6 und einmal 7 Drähten. Jede Gruppe wird mit einem Heizer aus Konstantan umwickelt. Die so entstandenen 3 Teilleiter werden zum Schalt draht verflochten. Die 3 Heizleiter bilden parallelgeschaltet den Heizer für die thermische Ansteuerung.

Der Schalt draht wird dann mit einem weiteren Heizdraht umwickelt, der den Heizer zum Erwärmen des Schalt drahtes während der Speisung des Magneten bildet.

Zum Verguß mit Epoxidharz wird der Schalt draht mit den ihm umgebenden Heizern bifilar in eine Form aus Plexiglas gewickelt. Dabei werden noch Kühlbleche und ein Allen- Bradley-Widerstand zur Temperaturmessung mit vergossen. Den fertigen Schalter zeigt Bild 12.1.

Der nach der Fertigstellung des Schalt drahtes mit einer Meßbrücke bestimmte Widerstand von  $R_{300\text{K}} = 3,2\ \Omega$  ändert sich nicht nach den verschiedensten Experimenten, d. h. außer den bereits bei der Draht herstellung gerissenen Filaments werden durch wiederholte Abkühlungen und Erwärmungen keine weiteren Filaments zerstört.

Mit einem kritischen Strom von  $I_c = 920\ \text{A}$  und einem Widerstand bei einer Temperatur nahe  $T_c$  von  $R_c = 2,6\ \Omega$  hat der Schalter eine Verlustdichte von  $\rho_{j_c}^2 = 4,5 \cdot 10^{11}\ \text{W/m}^3$ .

Bild 12.1: Querschnitt und Ansicht von Schalter 1

### 12.2.2 Versuchsaufbau

Der Magnet und der Schalter sind in einem gemeinsamen Kryostaten angeordnet. Der Innendurchmesser des Schalters ist größer als der Außendurchmesser des Magneten, so daß der Schalter in einem Raum sehr geringer magnetischer Feldstärke den Magneten umgibt. Dadurch wird erreicht, daß der kritische Strom des Schalters durch das Feld des Magneten nicht verringert wird.

Der Schalter wird unter einer Haube aus Schichtpreßstoff angeordnet, so daß sich bei Einschalten des Heizers während der Magnetspeisung ein Gaspolster bildet und so eine Heizleistung von  $P_H = 0,6$  W ausreicht, um den Schaltdraht auf  $T \geq T_0$  zu erwärmen. Nach Einstellung des gewünschten Stromes im Magneten wird der Heizer des Schalters abgeschaltet und nach Rückkühlung des Schalters wird zum Kurzschlußbetrieb übergegangen.

Die Meßanordnung zeigt Bild 12.2.

Bild 12.2: Versuchsaufbau mit Schalter 1

Im Kurzschlußbetrieb wird der Strom im Magneten über sein Magnetfeld mit einer Hallsonde kontrolliert. Der Magnet hat eine Induktivität von  $L = 0,25$  mH. Da er nicht spannungsfest ausgeführt ist, kann der Schalter nur thermisch angesteuert werden.

Die Auskopplung der im Magneten gespeicherten Energie auf den Löschwiderstand wird durch Öffnung des Thyristors im Ansteuerkreis eingeleitet. Gleichzeitig wird der Oszillograph getriggert, der die Spannung am Löschwiderstand registriert.

### 12.2.3 Versuchsergebnisse

Zur Bestimmung von  $I_{CB}$  des Schaltdrahtes wird der Strom linear hochgeregelt, bis die Normalleitung einsetzt. Die Abhängigkeit des kritischen Stromes von der Stromänderungsgeschwindigkeit ist in dem für Magnetanwendungen interessierenden Bereich von  $di/dt \leq 10$  A/s unwesentlich (Bild 12.3). Ein Trainingseffekt, wie er häufig bei epoxidharzgetränkten Magnetwicklungen auftritt, wird nicht festgestellt.

Die Abkühlzeit des Schalters nach Abschalten des Heizers



Bild 12.3: Einfluß der Stromänderungsgeschwindigkeit auf den kritischen Strom

nach erfolgter Magnetspeisung bis zum Eintritt des supraleitenden Zustandes beträgt  $t_A \approx 10$  s. Es kann also nach sehr kurzer Zeit zum Kurzschlußbetrieb übergegangen werden.

Ein Oszillogramm der Energieauskopplung zeigt Bild 12.4. Am Löschwiderstand tritt nach der Verzögerungszeit  $t_v$  ein Spannungsabfall auf. Die Verzögerungszeit ist die Zeit vom Beginn des Ansteuerimpulses bis zum Beginn des Überganges des Schalt drahtes in den normalleitenden Zustand. Die Größe der Verzögerungszeit in Abhängigkeit vom Anfangsstrom ist in Bild 12.5 für verschiedene Ladespannungen des Ansteuerkondensators dargestellt.

Bild 12.4: Spannungabfall am Löschwiderstand bei thermischer Ansteuerung

$$U_{st} = 130 \text{ V}, I_o/I_{cB} = 0,79$$

Bild 12.5: Verzögerungszeit in Abhängigkeit vom Anfangsstrom

Bild 12.6: Verzögerungszeit in Abhängigkeit von der Ansteuerspannung

Eine Erhöhung der Ansteuerspannung und damit der Ansteuerenergie gestattet bereits bei  $U_{st} \geq 100 \text{ V}$  die Erzielung von Verzögerungszeiten von  $t_v < 1 \text{ ms}$  (Bild 12.6).

### 12.3 Magnet mit ununterbrochener Speisung

#### 12.3.1 Schalterherstellung (Schalter 2)

Aufbauend auf den Erfahrungen vom Bau und der Erprobung des kleineren Schalters 1 wird ein zweiter Schalter für einen Nennstrom von  $I_N = 1 \dots 2 \text{ kA}$  für Spannungen von  $U = 1 \dots 2 \text{ kV}$  projektiert.

Das Ausgangsmaterial für den Schaltdraht ist der Draht mit 0,7 mm Durchmesser, bestehend aus 61 Filaments aus Nb-Ti eines Durchmessers von  $65 \mu\text{m}$  in Kupfermatrix. Der Draht ist lackisoliert und vor dem Abätzen des Kupfers wird die

Isolierung mechanisch entfernt. Die benötigten 15 Drähte werden in 3 Gruppen zu je 5 parallelen Drähten aufgeteilt. Diese 3 Gruppen werden wie bei Schalter 1 verflochten. Wegen der fehlenden Isolierung des Schaltdrahtes und den höheren Anforderungen an die Isolation wird die Wicklung lagenweise mit Epoxidharz vergossen. In Bild 12.7 ist dargestellt, daß abwechselnd eine Lage des Heizdrahtes und des Schaltdrahtes vergossen wird. Die beiden Lagen des Schaltdrahtes werden gegensinnig vom Strom durchflossen.

Der Schalter besteht aus 4 Sektionen, wodurch die Möglichkeit besteht, durch unterschiedliche Schaltung der Sektionen den Schalter der jeweiligen Aufgabe anzupassen. Die inneren Sektionen haben eine Schaltdrahtlänge von  $l_s = 30$  m, die äußeren von  $l_s = 50$  m. Dementsprechend beträgt der Widerstand im normalleitenden Zustand bei  $T \approx T_c$  der inneren Sektionen  $R_s \approx 6 \Omega$  und der äußeren Sektionen  $R_s \approx 10 \Omega$ .

Tabelle 12.1: Schaltungsvarianten von Schalter 2

Der kritische Strom des Schalters wird bei Reihenschaltung aller 4 Sektionen zu  $I_{cB} = 950$  A ermittelt. Zwei Sektionen einzeln gemessen zeigen ein unwesentlich abweichendes Ergebnis, so daß angenommen werden kann, daß der kritische Strom aller Sektionen näherungsweise gleich ist. Die möglichen Schaltungsvarianten sind in Tabelle 12.1 zusammengestellt. Dabei ist zu beachten, daß der angegebene kritische Strom bei Parallelschaltung nur bei idealer Stromaufteilung zwischen den Sektionen erreicht werden kann. Normalerweise wird er geringer sein als in der Tabelle angegeben.

Der im Experiment verwendete Magnet hat einen kritischen Strom von  $I_{cB} = 1,5$  kA, so daß die Schaltungsvariante mit  $R_s \approx 8 \Omega$  verwendet wird.

### 12.3.2 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau mit Schalter 2 ist in Bild 12.8 dargestellt. Der Magnet und der Schalter sind in Reihe mit dem Generator geschaltet. Der Magnet ist in einem 800- mm- Kryostaten angeordnet. Er hat eine Induktivität von  $L = 0,128 \text{ H}$  und in einer Bohrung von  $d = 35 \text{ cm}$  eine zentrale Induktion von  $B = 2,5 \text{ T} / 3.9/$ . Der Schalter befindet sich getrennt vom Magneten in einem 300- mm- Kryostaten. Die Löscheinrichtung ist parallel zum Schalter angeordnet, und es kann wahlweise auf einen Löschwiderstand oder ein Lichtbogengitter umgeschaltet werden.

Die Ansteuerung des Schalters erfolgt mittels Kondensator-entladung entweder bei thermischer Ansteuerung über den Heizer oder bei elektrischer Ansteuerung direkt über den Schalt- draht. Bei Auslösung des Thyristors wird gleichzeitig der Oszillograph angesteuert, der die Spannung am Schalter bzw. der Löscheinrichtung und über einen Meßshunt den Strom im Hauptstromkreis registriert. Bei den Versuchen werden zwei

Bild 12.8: Versuchsaufbau mit Schalter 2  
LB- Lichtbogengitter

2-Strahl-Speicher-Oszillographen parallel geschaltet, von denen einer mit einer Zeitablenkung im Millisekunden-Bereich den Beginn des Widerstandsanstieges und der andere im Sekunden-Bereich den vollständigen Prozeß der Energieauskopp- lung registriert.

Das Lichtbogengitter ist ein umgebauter Feldlöschautomat /3.8/. Bei den von der Industrie gelieferten Geräten wird im Schaltmoment elektromechanisch ein Kontakt geöffnet und damit ein Lichtbogen gezogen. Unter der Wirkung zweier Hilfswick- lungen wandert der Lichtbogen in das Gitter, wo er in kurze Teillichtbögen aufgespalten wird und dort rotiert, bis die Energie des Kreises in Wärme umgewandelt ist. Der Nachteil dieser Geräte besteht in der relativ langen Zeit vom Zeitpunkt der Ansteuerung an bis der Lichtbogen das Gitter erreicht. Bei Stromstärken in der Größenordnung Kiloampere kann diese Zeit  $t = 100$  ms betragen.

Um diesen Zeitraum zu verkürzen, wird entsprechend /1.38/ direkt im Gitter ein dünner Zünddraht angeordnet und das Ge- rät mit ständig geöffnetem Kontakt betrieben. Solange sich der Schaltdraht im supraleitenden Zustand befindet, fließt kein Strom im Parallelkreis. Mit Beginn des Widerstandsan- stieges im Schaltdraht fließt ein Strom durch den Zünddraht, der durchbrennt und den Lichtbogen direkt im Gitter zündet. Damit wird die Zeit vom Schaltmoment bis zum Brennen des Lichtbogens im Gitter um zwei Größenordnungen gesenkt.

Eine Ansicht des gesamten Versuchsaufbaus zeigt Bild 12.9

Bild 12.9: Gesamtansicht des Versuchsaufbaus mit Schalter 2

### 12.3.3 Versuchsergebnisse

#### 12.3.3.1 Löschwiderstand

Bei der Auskopplung der Energie auf den Löschwiderstand werden bei thermischer Ansteuerung des Schalters Oszillogramme erhalten, die einen ähnlichen Spannungsverlauf zeigen wie bei den Experimenten mit Schalter 1 nach Bild 12.4. Die daraus ermittelte Verzögerungszeit zeigt Bild 12.10. Die Verzögerungszeit liegt auch bei diesem Schalter mit  $t_v \leq 1$  ms sehr niedrig.

Die Verhältnisse bei der elektrischen Ansteuerung zeigt prinzipiell Bild 12.11. Der Generator und alle Meßeinrichtungen fehlen dabei, da sie für das grundsätzliche Verständnis unwesentlich sind. Zum Zeitpunkt  $t = 0$  wird der Ansteuerkreis geschlossen und der Kondensator entlädt sich über den vorerst



Bild 12.10: Verzögerungszeit von Schalter 2 bei thermischer Ansteuerung

Bild 12.11: Prinzipschaltung der elektrischen Ansteuerung

noch im supraleitenden Zustand befindlichen Schaltdraht. Der Ansteuerstrom wird vom Zuleitungswiderstand  $R_0$  begrenzt. Zum Zeitpunkt  $t = t_v$  beginnt der Widerstandsanstieg des Schaltdrahtes und der Oszillograph registriert von diesem Zeitpunkt an einen Spannungsabfall, der aus der Überlagerung der Spannungsabfälle durch den Ansteuerstrom und den Strom durch den

Magneten hervorgerufen wird.

Bei der Darstellung der prinzipiellen Spannungsverläufe in Bild 12.12 ist der Spannungsabfall über dem Zuleitungswiderstand vernachlässigt, so daß die Ansteuerspannung direkt am Schaltdraht anliegt. Der Beginn des oszillographierten Signals ist dann die Ansteuerspannung zum Zeitpunkt  $t = t_v$ . Damit kann näherungsweise die Verzögerungszeit errechnet werden. Solange der Schaltdraht noch supraleitend ist, hat die Ansteuerspannung den Verlauf

$$0 \leq t \leq t_v \quad u_{st} = U_{st} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{st}}\right) \quad (12.1)$$

mit  $\tau_{st} = C R_0$  . (12.2)

Zum Zeitpunkt  $t = t_v$  hat die Ansteuerspannung den Wert

$$u_{st}(t_v) = U_{st} \exp\left(-\frac{t_v}{\tau_{st}}\right) \quad (12.3)$$

Damit folgt die Verzögerungszeit aus dem Oszillogramm zu

$$t_v = \tau_{st} \ln \frac{U_{st}}{u_{st}(t_v)} \quad (12.4)$$

$u_{st}(t_v)$  ist der Beginn des oszillographierten Spannungssignals (Bild 12.12, 12.13).

Die mit der bekannten Zeitkonstanten des Ansteuerkreises erhaltenen Verzögerungszeiten nach Bild 12.14 zeigen, daß für  $U_{st} \geq 1000$  V Verzögerungszeiten in der Größenordnung 10 Mikrosekunden zu erzielen sind.

Den vollen Prozeß der Umsetzung der Energie des Magneten in der Parallelschaltung von Schaltdraht und Löschwiderstand zeigt Bild 12.15. Strom und Spannung fallen exponentiell ab mit einer Zeitkonstanten von  $\tau \approx 200$  ms.

Bild 12.13: Spannung am Löschwiderstand bei elektrischer Ansteuerung

$$I_0 = 550 \text{ A}, R = 0,7 \Omega$$

Bild 12.14: Verzögerungszeit in Abhängigkeit von der Ansteuer-  
spannung bei elektrischer Ansteuerung

1-  $I_0 = 200 \text{ A}$

2-  $I_0 = 550 \text{ A}$

3-  $I_0 = 1000 \text{ A}$

Bild 12.15: Spannung am Löschwiderstand und Strom durch den  
Magneten bei Auskopplung der Energie auf einen  
Löschwiderstand

$I_0 = 800 \text{ A}$ ,  $R = 0,7 \Omega$ ,  $U_{st} = 1000 \text{ V}$

### 12.3.3.2 Lichtbogengitter

Der Vorteil des Lichtbogengitters mit der konstanten Spannung während der Energieauskopplung und dem damit verbundenen linearen Abfall des Stromes im Magneten ist in Bild 12.16 zu sehen. Bereits nach  $\tau_0 \approx 175$  ms ist die Energie des Magneten vollständig im Lichtbogengitter umgesetzt. Die Spannungskonstanz ist dabei in guter Näherung verwirklicht.

Der Zünddraht brennt bei richtiger Wahl seines Durchmessers in wenigen Millisekunden durch und zündet den Lichtbogen. Bei zu großem Zünddrahtdurchmesser kann es zu einer beachtlichen Verzögerung kommen. In Bild 12.17 ist ein solcher Fall dargestellt, bei dem erst nach  $t_v = 15$  ms ein Lichtbogen gezündet wird.

Bild 12.16: Spannung am Lichtbogengitter und Strom im Magneten bei Auskopplung der Energie auf ein Lichtbogengitter  
 $I_0 = 750$  A,  $U_{st} = 1000$  V, Zünddrahtdurchmesser 0,41 mm

Bild 12.17: Spannung am Lichtbogengitter und Strom im Magneten  
bei zu dickem Zünddraht  
 $I_0 = 500 \text{ A}$ ,  $U_{st} = 1000 \text{ V}$ , Zünddrahtdurchmesser  $0,5 \text{ mm}$

### 13. Diskussion der Ergebnisse

#### 13.1 Kritischer Strom

Der kritische Strom der Schalter weist eine starke Degradation auf, d. h. er erreicht nicht die an Einzeldraht- Kurzproben gemessenen Werte.

Als erste mögliche Ursache der Degradation wird die Stromverteilung zwischen den parallelgeschalteten Drähten von Schalter 2 untersucht. Dazu wird mittels zusätzlicher Durchführungen der kritische Strom der einzelnen Drähte des Schaltdrahtes gemessen. Es wird  $I_0 = 67...73 \text{ A}$  für die einzelnen Drähte erhalten. Die unverflochtenen 5 parallelen Drähte einer der 3 Gruppen zeigen nach Bild 13.1 eine ungleichmäßige Stromverteilung. Die gestrichelte Linie gibt den theoretischen kritischen Strom bei gleichmäßiger Strombelastung der parallelen Drähte an.

**Bild 13.1: Kritischer Strom bei Parallelschaltung nicht  
verflochtener Drähte**

Werden dagegen je ein, zwei oder alle fünf Drähte aus jeder der verflochtenen Gruppen parallelgeschaltet, so ergibt sich nach Bild 13.2 eine nahezu ideale Stromverteilung. Auch innerhalb einer Gruppe wird also bei verflochtenen Gruppen eine gleichmäßige Stromverteilung erreicht.

Die Ursache der Degradation muß deshalb im Einzeldraht und nicht in der Parallelschaltung gesucht werden.

Eine Analyse der vorhandenen Kurzprobenwerte und Meßergebnisse der Schalter zeigt überraschenderweise eine fallende Tendenz der kritischen Stromdichte in Abhängigkeit von der Drahtlänge (Bild 13.3).

Bild 13.2: Kritischer Strom bei Parallelschaltung verflochtener Drähte

Bild 13.3: Kritische Stromdichte unstabilisierter Nb- Ti-Multifilamentleiter in Abhängigkeit von der Probenlänge

1- Kurzproben in Paraffin

2- Schalter in Epoxidharz



Stabilitätsfragen der relativ dicken Filaments ( $d= 65\mu\text{m}$ ) können für dieses Ergebnis nicht entscheidend sein, da ein einzelnes Filament nach Bild 13.4 eine wesentlich höhere und längenunabhängige kritische Stromdichte aufweist.

Zusätzliche Versuche mit dünneren Filaments ( $d= 25\mu\text{m}$ ) bestätigen diese Aussage, da nach Bild 13.5 eine ähnliche Längenabhängigkeit erhalten wird. Dagegen zeigt ein Draht mit Cu-Ni-Matrix eine nur sehr schwach ausgeprägte Längenabhängigkeit.

Es muß daher angenommen werden, daß die Ursache der Degradation in der nichtleitenden Einbettung der Filaments gesucht werden muß.

**Bild 13.4: Kritische Stromdichte eines einzelnen Filaments eines Durchmessers von  $d= 65\mu\text{m}$  in Abhängigkeit von der Probenlänge**

Bild 13.5: Kritischer Strom in Abhängigkeit von der Probenlänge

- 1- Nb-Ti, 61 Filaments  $\phi$  21  $\mu$ m in Cu-Ni-Matrix  
 $\phi$  0,25 mm (NIOMAX CN)
- 2- Nb-Ti, 199 Filaments  $\phi$  25  $\mu$ m in Paraffin

Die Stromverteilung zwischen supraleitenden Filaments in nichtleitender Matrix wird an einem vereinfachten Modell eines Multifilamentleiters untersucht. Die Filaments sind gemäß Bild 13.6 auf zwei Kreisen angeordnet, der Leiter ist gestreckt und der Abstand der Filaments zueinander auf der gesamten Drahtlänge konstant. Nach /3.22/ kann man Einzelleitern eine Induk-

Bild 13.6: Vereinfachtes Modell eines Multifilamentleiters mit nichtleitender Matrix

tivität zuordnen, wenn ihre Länge groß ist gegen den Abstand zum benachbarten Leiter und der Rückleiter weit genug entfernt ist, so daß er die Parallellleiter nicht beeinflusst. Ebenso wird eine Gegeninduktivität definiert. Die Teilströme in den Filaments tragen die Bezeichnungen

$$i_{11} \dots i_{1n} \quad \text{und} \quad i_{21} \dots i_{2m} \quad (13.1)$$

Die Selbstinduktivitäten der Filaments werden mit

$$L_{11} \dots L_{1n} \quad \text{und} \quad L_{21} \dots L_{2m} \quad (13.2)$$

und die Gegeninduktivitäten eines Filaments mit den Filaments des gleichen Kreises mit

$$M_{12} \dots M_{1n} \quad \text{und} \quad M_{21} \dots M_{2m} \quad (13.3)$$

bezeichnet. Die Gegeninduktivitäten der Filaments des einen Kreises mit denen des anderen Kreises sind

$$M_{g21} \dots M_{g2m} \quad \text{und} \quad M_{g11} \dots M_{g1n} \quad (13.4)$$

Der Eingangswiderstand für alle Filaments wird als gleich vorausgesetzt. An den Kontakten sind die Filaments in die Cu-Matrix eingebettet und R entspricht dem Widerstand der Matrix und dem Übergangswiderstand zwischen Kupfer und Supraleiter. Bild 13.7 zeigt die Schaltung, wobei angenommen wird, daß die Spannung sprunghaft zugeschaltet wird. Mit dieser Annahme ist es einfacher zu Aussagen über die Stromverteilung zu gelangen, auch wenn im realen Experiment die Spannung hochgeregelt wird, bis der kritische Strom des Supraleiters erreicht ist.

Unter der Voraussetzung, daß die Teilströme des jeweiligen Teilkreises auf Grund der angenommenen Symmetrie gleich sind, d. h.

$$i_{11} = i_{12} \dots i_{1n} = i_1 \quad (13.5)$$

Bild 13.7: Ersatzschaltbild eines Multifilamentleiters mit nichtleitender Matrix

und ebenso für den zweiten Teilkreis

$$i_{21} = i_{22} \dots i_{2m} = i_2 \quad (13.6)$$

werden in Anhang 6 die Zeitverläufe der Ströme berechnet. Die Lösungen der Differentialgleichung haben die allgemeine Form

$$i_1 = \frac{U}{R} (1 + K_1' e^{\alpha_1 t} + K_2' e^{\alpha_2 t}) \quad (13.7)$$

$$i_2 = \frac{U}{R} (1 + K_3' e^{\alpha_1 t} + K_4' e^{\alpha_2 t}) \quad (13.8)$$

Es ergibt sich, daß der Strom in den Filaments des Außenkreises  $i_2$  beim Einschalten der Spannung durch die induktive Beeinflussung der Filaments schneller ansteigt als der Strom im Innenkreis. Dabei hängt die Größe der Zeitkonstanten von der Länge des Drahtes ab, da alle Induktivitäten längenabhängig sind. Der kritische Strom ist dann erreicht, wenn der Strom im Außenkreis zum Zeitpunkt  $t = t_c$  gleich dem kritischen Strom eines Filaments  $I_{CF}$  ist. Dabei führen die Filaments des Innenkreises einen Strom von  $i_1(t_c) < I_{CF}$  (Bild 13.8).

Bild 13.8: Prinzipielle Verläufe der Ströme in den Filaments  
des Außenkreises  $i_2$  und des Innenkreises  $i_1$

Der kritische Strom des Drahtes ergibt sich zu

$$I_c = n i_1(t_c) + m I_{cF} \quad . \quad (13.9)$$

Bei gleichmäßiger Stromverteilung wäre der kritische Strom

$$I_{cg} = (n+m) I_{cF} \quad . \quad (13.10)$$

Die zahlenmäßige Ausrechnung mit  $R = 10^{-8} \Omega / 3.23, 3.24/$   
zeigt, daß bei extrem kurzen Drahtstücken von  $l = 1$  cm der  
gleiche Endwert der Ströme nach kurzer Zeit erreicht ist, da

$$\tau'_1 = \frac{1}{\alpha_1} = 8 \text{ s} \quad , \quad \tau'_2 = \frac{1}{\alpha_2} = 0,4 \text{ s} \quad . \quad (13.11)$$

Bei großen Drahtlängen dagegen ergibt sich, daß die Teil-  
ströme sich erst zu Zeiten angleichen, die wesentlich größer  
als die Experimentzeiten sind. Für  $l = 100$  m errechnen sich  
Zeitkonstanten von

$$\tau'_1 = 3 \cdot 10^5 \text{ s} \quad , \quad \tau'_2 = 4 \cdot 10^3 \text{ s} \quad . \quad (13.12)$$

Das Verhältnis  $I_c/I_{cg}$  bei Experimentzeiten in der üblichen Größenordnung von wenigen Minuten zeigt, daß für geringe Drahtlängen von  $l \leq 10$  cm der kritische Strom dem Idealfall  $I_c/I_{cg} = 1$  nahekommt, bei Drahtlängen von  $l \geq 100$  m dagegen dem minimalen kritischen Strom (Bild 13.9). Im betrachteten Modell mit  $n = 4$  und  $m = 8$  als Anzahl der Teilleiter beträgt der minimale kritische Strom

$$\frac{I_{c \min}}{I_{cg}} = \frac{n}{n+m} = 0,6667 \quad (13.13)$$

Dabei fließt der Strom nur in den Filaments des Außenkreises.

Bei realen Leitern mit mehr als 12 Filaments, die auf mehr als 2 Teilkreisen angeordnet sind, muß mit einer viel stärker ausgeprägten Längenabhängigkeit gerechnet werden.

Es kann daher geschlußfolgert werden, daß neben anderen Ursachen wie Kühlbedingungen, mechanische Spannungen durch das Epoxidharz und Häufigkeit von Fehlstellen im Supraleitermaterial die Stromverteilung zwischen den Filaments die wesentliche Degradationsursache ist.

Bild 13.9: Kritischer Strom  $I_c$  eines Multifilamentleiters mit nichtleitender Matrix bezogen auf den kritischen Strom bei idealer Stromverteilung  $I_{cg}$   
1-  $t_c = 30$  s, 2-  $t_c = 150$  s, 3-  $t_c = 300$  s,  
4-  $I_{c \min}/I_{cg}$

Wenn diese Degradation nicht zugelassen werden soll, bleibt als Ausweg die Verkürzung der Drahtlänge, von der das Kupfer abgeätzt wird. Es müssen sich dann unstabilisierte Drahtstücke geringer Länge mit Drahtstücken in Cu-Matrix abwechseln. In den Cu-stabilisierten Teilen des Drahtes kann es zu einer Vergleichmäßigung der Stromverteilung kommen. An Kurzproben nach Bild 13.10 wird dieser Effekt nachgewiesen.

Die Kurzprobe nach Bild 13.10 a hat bei einer Länge des unstabilisierten Teiles von  $l = 40$  cm eine kritische Stromdichte von  $j_c = 1,5 \cdot 10^9$  A/m<sup>2</sup>. Die aus 4 Stücken von je  $l/4 = 10$  cm bestehende Probe nach Bild 13.10 b hat dagegen bei gleicher Gesamtlänge von  $l = 40$  cm eine kritische Stromdichte von  $j_c = (1,8 \dots 2,3) \cdot 10^9$  A/m<sup>2</sup>. Das entspricht ziemlich genau der Kurzprobe mit einer unstabilisierten Länge von  $l = 10$  cm, für die  $j_c = (1,9 \dots 2,3) \cdot 10^9$  A/m<sup>2</sup> erhalten wird.

Die Länge der stabilisierten Drahtstücke liegt bei diesen Versuchen bei  $l_{Cu} = 2 \dots 10$  cm, wobei keine Abhängigkeit des kritischen Stromes von dieser Länge festzustellen ist.

Bild 13.10: Kurzproben zur Bestimmung der kritischen Stromdichte in Abhängigkeit von der Länge des unstabilisierten Teiles des Drahtes

### 13.2 Ansteuerung

Das verwendete Supraleitermaterial aus Nb- 50 At.% Ti hat nach /2.6, 3.6/ eine kritische Temperatur von  $T_c = 9,35$  K und eine Konstante der spezifischen Wärme von  $\alpha_s = (7,19...7,28) 10^{-3}$  J/kg K<sup>4</sup> sowie eine Dichte von  $\gamma_s = 7,2 10^3$  kg/m<sup>3</sup>.

Für verschiedene Epoxidharze werden aus /2.1, 2.7/ die Werte für  $\alpha_k$  und  $\gamma_k$  entnommen. Es werden  $\alpha_k = (1,80...2,87) 10^{-2}$  J/kg K<sup>4</sup> und  $\gamma_k = (1,179...1,192) 10^3$  kg/m<sup>3</sup> verwendet. Die spezifische Wärme von Nb- Ti und verschiedenen Epoxidharzen ist in Bild 13.11 dargestellt.

Die bezogene Ansteuerenergie des thermisch angesteuerten Schalters ergibt sich nach Gleichung (5.10) mit einem Volumenverhältnis von Epoxidharz zu Supraleitermaterial von  $V_k/V_s = 20...25$  zu

$$W_c/V_s = (0,8...1,6) 10^6 \text{ J/m}^3 \quad (13.14)$$

Für Schalter 1 wird dann eine Ansteuerenergie von  $W_c = 4,2...8,4$  J und mit einem Ansteuerkondensator von  $C = 400 \mu\text{F}$  nach Gleichung (5.13) eine Ansteuerspannung von  $U_{st} = 145...205$  V benötigt.

Für Schalter 2 ergibt sich entsprechend  $W_c = 364...728$  J und mit  $C = 1000 \mu\text{F}$  folgt  $U_{st} = 850...1200$  V.

Ein Vergleich mit der unter der Annahme idealen Wärmeübergangs vom Heizer zum Schaltdraht abgeleiteten Gleichung (5.19) zeigt für Schalter 1 in Bild 13.12 gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie, da der Heizer in den Schaltdraht eingeflochten ist. Bei Schalter 2 beträgt die Epoxidharzschicht zwischen Heizer und Schaltdraht ungefähr 2 mm. Deshalb müsste zur Erzielung der berechneten Kurve für  $W_{st} = W_c$  bei diesem Schalter die Ansteuerenergie um das 2...4- fache vergrößert werden.



Bild 13.11: Spezifische Wärme von Nb-Ti und Epoxidharz

Nb- 50 At.% Ti: 1- nach /2.6/

2- errechnet aus den spezifischen  
Wärmen von Nb und Ti nach /2.3/

Epoxidharz : 3- nach /2.1/

4- nach /2.7/

5- nach /2.8/

6- nach /2.5/

Bild 13.12: Vergleich der errechneten und gemessenen Verzögerungszeit bei thermischer Ansteuerung

Theoretisch nach Gleichung (5.19): 1-  $W_{st} = 1,5 W_c$ ,  
2-  $W_{st} = W_c$ , 3-  $W_{st} = 0,5 W_c$ , 4-  $W_{st} = 0,25 W_c$   
Schalter 1: 5-  $W_{st} = 18 J$ , 6-  $W_{st} = 4,5 J$   
Schalter 2: 7-  $W_{st} = 500 J$

Für den elektrisch angesteuerten Schalter 2 wird die Ansteuerenergie unter der Annahme, daß sie vollständig im Schaltdraht umgesetzt wird, nach Gleichung (5.11) bestimmt. Da aber die verwendete Schaltung Bild 5.2 b entspricht, muß entsprechend des Parallelwiderstandes die Ansteuerenergie nach Gleichung (5.20) vergrößert werden. Aus den Gleichungen (5.11) und (5.20) folgt für Schalter 2 mit einem Löschwiderstand von  $R = 0,7 \Omega$  eine Ansteuerenergie von  $W_{st} = 566 J$  und mit  $C = 1000 \mu F$  eine Ansteuerspannung von  $U_{st} = 1065 V$ .

## 14. Der Widerstandsanstieg im Schaltaht

### 14.1 Berechnungsgrundlagen

Nach Kapitel 8.2.3 werden die temperaturabhängigen Größen  $\rho$ ,  $c$  und  $\lambda$  bei der Berechnung des Widerstandsanstieges entsprechend der Übergangstemperatur  $T_t$  eingesetzt. Der spezifische Widerstand ist nach Bild 11.1 im interessierenden Temperaturbereich konstant und wird mit  $\rho = 6,5 \cdot 10^{-7} \Omega \text{ m}$  angesetzt. Die spezifische Wärme ist in Bild 13.11 dargestellt und wird durch Gleichung (5.7) beschrieben. Die Wärmeleitfähigkeit von Nb-Ti ist in Bild 14.1 dargestellt.

Bei der Abschätzung des Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha$  kann davon ausgegangen werden, daß nur eine Änderung um Größenordnungen die Ausbreitungsgeschwindigkeit wesentlich ändert. Praktisch bedeutet das den Unterschied zwischen blanken Drähten im Helium, isolierten Drähten oder, wie im vorliegenden Fall, vom flüssigen Helium durch eine relativ dicke Schicht aus Epoxidharz thermisch isolierten Drähten.

Bild 14.1: Wärmeleitfähigkeit von Nb-Ti

- 1- Nb-40 At.% Ti nach /2.9/
- 2- Nb-42 At.% Ti nach /2.10/
- 3- Nb-Ti nach /2.11, 2.12/

Der Querschnitt der Schalterwicklung nach Bild 12.7 zeigt, daß angenommen werden kann, daß der Wärmestrom in erster Näherung nur radial zur gekühlten Oberfläche der Wicklung verläuft. Es wird deshalb angesetzt, daß nur die halbe Drahtoberfläche zur Kühlung zur Verfügung steht. Der Wärmeübergangskoeffizient kann als Wärmedurchgangskoeffizient betrachtet werden, der sich aus dem thermischen Widerstand des Epoxidharzes und dem Wärmeübergang zum flüssigen Helium zusammensetzt. Es ist dann

$$\alpha \approx \frac{1}{2} \frac{1}{\frac{1}{\alpha_{He}} + \frac{a_E}{\lambda_E}} \quad (14.1)$$

Dabei ist  $a_E$  der Abstand des Schaltdrahtes von der gekühlten Oberfläche,  $\lambda_E$  die Wärmeleitfähigkeit des Epoxidharzes und  $\alpha_{He}$  der Wärmeübergangskoeffizient von der Wicklungsoberfläche zum flüssigen Helium. Setzt man während der kurzen Zeit des Widerstandsanstieges an der gekühlten Oberfläche Blasenverdampfung voraus, so ist

$$\alpha \approx \frac{1}{2} \frac{\lambda_E}{a_E} \quad (14.2)$$

Die Wärmeleitfähigkeit von Epoxidharz ist in Bild 14.2 dargestellt. Die Angaben anderer Autoren stimmen mit den Werten im Diagramm überein.

Einzigste unbekannteste Größe zur Berechnung des zeitlichen Verlaufs des Schaltdrahtwiderstandes ist, wie bereits in Kapitel 9 dargestellt, die Anzahl der normalleitenden Stellen  $n$ . Diese Größe  $n$  wird durch Vergleich der Theorie mit dem Experiment ermittelt. Dazu werden die in Kapitel 9 abgeleiteten Gleichungen für den Widerstandsverlauf und die Stromverläufe mittels eines Rechenprogramms in FORTRAN auf dem Digitalrechner CDC 6400 gelöst und dabei  $n$  solange variiert, bis die errechnete Spannung am Löschwiderstand mit der oszillographierten übereinstimmt.

Bild 14.2: Wärmeleitfähigkeit von Epoxidharz

- 1- Parameter: Gewichtsprozent Quarzsand, nach /2.13/
- 2- Harz ED-6 + (20...40) Gewichtsprozent Bornitrid,  
nach /2.5/

## 14.2 Thermische Ansteuerung

### 14.2.1 Theoretischer Widerstandsverlauf

Die Lösung des Gleichungssystems (9.6) und (9.10) mit vorgegebener Anzahl der normalleitenden Stellen sowie die Gleichungen (9.2) und (9.3) liefern die Widerstands- und Stromverläufe. Damit ist gleichzeitig bei bekanntem Löschwiderstand der Spannungsabfall am Löschwiderstand gegeben.

Bild 14.3 zeigt den Einfluß der Anzahl der normalleitenden Stellen auf den errechneten Spannungsverlauf am Löschwiderstand. Mit  $n = 300$  wird gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment erzielt. Gleichzeitig ist zu sehen, daß die Anfangsphase durch die Theorie ungenau wiedergegeben wird. Wie in Kapitel 8 dargelegt, wird die Anfangsgeschwindigkeit der normalleitenden Stellen zu groß berechnet und damit der Widerstandsanstieg in der Anfangsphase zu groß erhalten.

Bild 14.3: Spannung am Löschwiderstand bei thermischer Ansteuerung

$$I_0 = 1100 \text{ A}, R = 0,7 \Omega, U_{st} = 1000 \text{ V}$$

- 1- Theorie, Parameter Anzahl der normalleitenden Stellen  $n$
- 2- Experiment

Sehr wichtig ist, daß die Theorie die Stromabhängigkeit des Widerstandsanstieges richtig wiedergibt. Bild 14.4 zeigt die gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment für verschiedene Löschwiderstände, d. h. für unterschiedliche Ströme im Schaltdraht. In allen Fällen ist  $n = 300$  entsprechend der gleichen Ansteuerenergie.

Die dazugehörenden Widerstandsverläufe sind in Bild 14.5 dargestellt. Ein größerer Löschwiderstand bewirkt einen größeren Strom im Schaltdraht und folglich ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit der normalleitenden Stellen größer, was einen steileren Widerstandsanstieg zur Folge hat.

Bild 14.4: Spannung am Löschwiderstand bei thermischer Ansteuerung

$I_0 = 1100 \text{ A}$ ,  $U_{st} = 1000 \text{ V}$ , Parameter Löschwiderstand R

1- Theorie

2- Experiment

Bild 14.5: Theoretischer Schaltdrahtwiderstand bei thermischer Ansteuerung

$I_0 = 1100 \text{ A}$ ,  $U_{st} = 1000 \text{ V}$

### 14.2.2 Vorgegebener Widerstandsverlauf

Nach Kapitel 10 kann die Zeitkonstante des Schaltdrahtwiderstandes sowohl bei linear als auch bei exponentiell bis zum Endwert ansteigendem Widerstand entweder experimentell aus dem Zeitpunkt des Strommaximums im Löschwiderstand oder theoretisch aus der Anfangsgeschwindigkeit der normalleitenden Stellen ermittelt werden.

Die theoretische Zeitkonstante des Schaltdrahtwiderstandes ergibt sich für den vorliegenden Fall mit  $n=300$  nach Gleichung (10.33) zu  $\tau_s = 9,9$  ms. Ein Vergleich mit dem theoretischen Widerstand zeigt nach Bild 14.6 eine ziemlich starke Abweichung der vorgegebenen Verläufe.

Bild 14.6: Vergleich der Schaltdrahtwiderstände

1- Theorie ( $n=300$ )

Theoretische Zeitkonstante  $\tau_s$  nach Gleichung (10.33):

2- Exponentiell bis zum Endwert ansteigender Schaltdrahtwiderstand

3- Linear bis zum Endwert ansteigender Schaltdrahtwiderstand



Die mit diesen Verläufen des Schaltdrahtwiderstandes errechneten Spannungsabfälle am Löschwiderstand zeigen dann auch unterschiedliche Verläufe (Bild 14.7). Der theoretische Verlauf entspricht dabei, wie in Bild 14.4 bereits gezeigt, sehr genau der experimentellen Kurve.

Als wesentlich genauer erweist sich die zweite Methode der Bestimmung von  $\tau_s$  aus dem Zeitpunkt des Strommaximums im Löschwiderstand nach Gleichung (10.14) für den linear anstei-

Bild 14.7: Spannung am Löschwiderstand bei thermischer Ansteuerung

- 1- Theorie ( $n= 300$ )

Theoretische Zeitkonstante  $\tau_s$  nach Gleichung (10.33):

- 2- Exponentiell bis zum Endwert ansteigender Schaltdrahtwiderstand
- 3- Linear bis zum Endwert ansteigender Schaltdrahtwiderstand

genden Schaltdrahtwiderstand bzw. nach Gleichung (10.21) für den exponentiell ansteigenden Schaltdrahtwiderstand. Es ergeben sich Werte von  $\tau_{slin} \approx 28$  ms und  $\tau_{sexp} \approx 29$  ms. Die Widerstandsverläufe nach Bild 14.8 stimmen wesentlich besser mit dem theoretischen Verlauf überein als nach Bild 14.6. Vor allem der exponentiell ansteigende Schaltdrahtwiderstand erweist sich als geeignet zur angenäherten Beschreibung des tatsächlichen Verlaufs.

Bild 14.8: Vergleich der Schaltdrahtwiderstände

1- Theorie (n= 300)

Experimentell ermittelte Zeitkonstante  $\tau_s$  :

2- Exponentiell bis zum Endwert ansteigender Schaltdrahtwiderstand mit  $\tau_s$  nach Gleichung (10.21)

3- Linear bis zum Endwert ansteigender Schaltdrahtwiderstand mit  $\tau_s$  nach Gleichung (10.14)

Entsprechend gut stimmen dann auch die errechneten Spannungsverläufe am Löschwiderstand nach Bild 14.9 überein.

Die exponentielle Beschreibung des Schaltdrahtwiderstandes mit der experimentell ermittelten Zeitkonstanten ist also sehr gut geeignet, die recht komplizierte Theorie zu ersetzen.

Bild 14.9: Spannung am Löschwiderstand bei thermischer Ansteuerung

1- Theorie ( $n=300$ )

Experimentell ermittelte Zeitkonstante  $\tau_s$  :

2- Exponentiell bis zum Endwert ansteigender Schaltdrahtwiderstand mit  $\tau_s$  nach Gleichung (10.21)

3- Linear bis zum Endwert ansteigender Schaltdrahtwiderstand mit  $\tau_s$  nach Gleichung (10.14)

### 14.3 Elektrische Ansteuerung

#### 14.3.1 Theoretischer Widerstandsverlauf

Im Falle der elektrischen Ansteuerung liefern die Gleichungen (9.5) und (9.6) sowie (9.2) und (9.3) die zeitlichen Verläufe der Ströme und des Schaltdrahtwiderstandes.

Durch die Überlagerung der Ansteuerspannung ist bei der elektrischen Ansteuerung der Vergleich zwischen Experiment und Theorie erschwert. Das Maximum der Spannung am Löschwiderstand ist nur für Ansteuerspannungen von  $U_{st} < 1000 \text{ V}$  festzustellen (vergl. Bild 12.13). Bei größeren Ansteuerspannungen kann der Vergleich nur zu Zeiten erfolgen, zu denen  $U_{st}$  abgeklungen ist, wodurch die Bestimmung der Anzahl der normalleitenden Stellen  $n$  ungenau wird. Bild 14.10 zeigt die Größe von  $n$  in Abhängigkeit von der Ansteuerspannung.

Bild 14.10: Anzahl der normalleitenden Stellen  $n$  in Abhängigkeit von der Ansteuerspannung bei elektrischer Ansteuerung

□ -  $I_0 = 200 \text{ A}$ , X -  $I_0 = 550 \text{ A}$ , ○ -  $I_0 = 800 \text{ A}$ ,  
● -  $I_0 = 1000 \text{ A}$

### 14.3.2 Vorgegebener Widerstandsverlauf

Die theoretische Zeitkonstante des Widerstandsanstieges nach Gleichung (10.33) ergibt sich für  $n=2000$  zu  $\tau_S = 4,2$  ms. Die damit errechneten Spannungsverläufe am Löschwiderstand zeigen nach Bild 14.11 ebenso wie bei der thermischen Ansteuerung eine starke Abweichung vom theoretischen Verlauf.

Bei Nachrechnung der Spannung am Löschwiderstand mit der aus dem Maximum der Spannung am Löschwiderstand nach Gleichung (10.14) für den linear bzw. nach Gleichung (10.21) für den

Bild 14.11: Spannung am Löschwiderstand bei elektrischer Ansteuerung

1- Theorie ( $n=2000$ )

Theoretische Zeitkonstante nach Gleichung (10.33):

2- Exponentiell bis zum Endwert ansteigender Schaltahtwiderstand

3- Linear bis zum Endwert ansteigender Schaltdrahtwiderstand

exponentiell bis zum Endwert ansteigenden Schaltdrahtwiderstand ermittelten Zeitkonstante ergibt sich dagegen eine gute Übereinstimmung. Bild 14.12 zeigt, daß ebenso wie bei der thermischen Ansteuerung der exponentiell ansteigende Schaltdrahtwiderstand die theoretische Kurve sehr genau wiedergibt. Dabei werden die Zeitkonstanten  $\tau_{lin} \approx 14$  ms und  $\tau_{sexp} \approx 13,5$  ms ermittelt. Diese Werte sind wie bei der thermischen Ansteuerung näherungsweise um den Faktor 3 größer als die theoretische Zeitkonstante des Widerstandsanstieges.

Bild 14.12: Spannung am Löschwiderstand bei elektrischer Ansteuerung

1- Theorie ( $n=2000$ )

Experimentell ermittelte Zeitkonstante  $\tau_s$  :

2- Exponentiell bis zum Endwert ansteigender Schaltdrahtwiderstand mit  $\tau_s$  nach Gleichung (10.21)

3- Linear bis zum Endwert ansteigender Schaltdrahtwiderstand mit  $\tau_s$  nach Gleichung (10.14)

#### 14.4 Einfluß der Löscheinrichtung auf den Schaltdrahtwiderstand

---

Bei der Berechnung des Widerstandsverlaufes im Schaltdraht bei Auskopplung der Energie auf ein Lichtbogengitter wird idealisiert angenommen, daß die Spannung am Lichtbogengitter bei  $t=0$  auf den Nennwert  $U_g = 560$  V springt. Physikalisch bedeutet das die Vernachlässigung der Durchbrennzeit des Zünddrahtes im Gitter. Diese Vereinfachung hat zur Folge, daß bei der Berechnung des zeitlichen Verlaufes des Schaltdrahtwiderstandes nach Gleichung (9.12) zum Zeitpunkt  $t=0$  der Schaltdrahtwiderstand von Null verschieden angesetzt werden muß, um reelle endliche Werte für  $r_s(t)$  zu erhalten. Es muß gesetzt werden

$$r_s(t=0) > \frac{U_g}{I_{cB}} \quad . \quad (14.3)$$

Ein Vergleich des Widerstandsverlaufes im Schaltdraht bei Anwendung des Lichtbogengitters mit dem Widerstandsverlauf bei Verwendung eines Löschwiderstandes zeigt, daß der Widerstandsanstieg beim Gitter steiler verläuft. Die konstante Spannung am Gitter bewirkt einen langsameren Abfall des Stromes im Schaltdraht, wodurch die Ausbreitungsgeschwindigkeit der normalleitenden Stellen größer ist als beim Löschwiderstand.

Nach Kapitel 13.2 ist sowohl für den elektrisch als auch den thermisch angesteuerten Schalter eine Ansteuerspannung von  $U_{st} \approx 1000$  V erforderlich. In Bild 14.13 werden die Schaltdrahtwiderstände bei dieser Ansteuerspannung miteinander verglichen. Dabei ist auch nach Gleichung (6.16) in erster Näherung gleiche maximale Spannung der Energieauskopplung vorausgesetzt. Es ist zu erkennen, daß die elektrische Ansteuerung der thermischen überlegen ist und das Lichtbogengitter einen steileren Widerstandsanstieg bewirkt als der Löschwiderstand.

Bild 14.13: Verlauf des Schaltdrahtwiderstandes bei Anwendung eines Löschwiderstandes R oder eines Lichtbogen-gitters LB

- 1- Thermische Ansteuerung,  $R = 0,7 \Omega$
- 2- Elektrische Ansteuerung,  $R = 0,7 \Omega$
- 3- Elektrische Ansteuerung, LB



## 15 Zusammenfassung

Der supraleitende Schalter ist ein geeignetes und schnellwirkendes Schaltelement zum Auskoppeln der Energie aus supraleitenden Magneten. Als Löscheinrichtung ist neben einem ohmschen Widerstand vor allem ein Lichtbogengitter mit konstanter Spannung vorteilhaft einzusetzen.

Die Dimensionierung des Ansteuerkreises und des Schaltdrahtes ist auf der Basis einfacher Näherungsgleichungen möglich. Der Materialeinsatz für den Schaltdraht wird vor allem durch die Verlustdichte des Materials bestimmt.

Die aufgestellte Theorie des Übergangsvorganges beschreibt die Abhängigkeit des Widerstandsverlaufs vom Strom im Schaltdraht mit guter Genauigkeit. Die Anzahl der normalleitenden Stellen ist eine Funktion der Ansteuerung. Sie kann nur experimentell ermittelt werden.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der normalleitenden Stellen und damit der Widerstandsanstieg werden groß durch einen kleinen Wärmeübergangskoeffizienten, geringe spezifische Wärme, hohen spezifischen Widerstand und hohe Wärmeleitfähigkeit des Drahtes. Unter adiabatischen Bedingungen ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit proportional  $\sqrt{\rho\lambda}/c$ . Je näher der Anfangsstrom im Schaltaugenblick dem kritischen Strom des Schaltdrahtes ist, desto größer ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit.

Die vorgeschlagenen mathematischen Zusammenhänge einer vereinfachten Beschreibung des Widerstandsverlaufes sind begrenzt anwendbar. Eine gute Genauigkeit wird mit einem exponentiell bis zum Endwert ansteigenden Schaltdrahtwiderstand erzielt, wobei die Zeitkonstante experimentell aus dem Zeitpunkt des Strommaximums am Löschwiderstand ermittelt wird.

16. Literaturverzeichnis

16.1 Literatur zum supraleitenden Schalter

- /1.1/ Mc Fee R.  
Application of superconductivity to the generation  
and distribution of electric power  
Electr. Eng. 81 (1962) H.2, S. 122-129
- /1.2/ Klaudy P.  
Überlastschutz supraleitender Starkstromgeräte  
E. und M. 85 (1968) H. 3, S. 89-98
- /1.3/ Heller I.  
Die Verwendung von supraleitenden Materialien als  
Schalter bei der Übertragung elektrischer Energie  
Dissertation, TH Aachen 1970
- /1.4/ Lein P., Mencke H.  
Möglichkeiten zur Strombegrenzung in supraleitenden  
Energieübertragungsstrecken  
Elektrie 25 (1971) H. 8, S. 320-321
- /1.5/ Lein P., Müller K.  
Starkstromkryotron  
Wiss.- Techn. Mitt. IPH Berlin (1973) H. 14, S. 12-18
- /1.6/ Harrowell R. V.  
A new superconducting switch  
Journ. of Phys. D: Appl. Phys. 7 (1974) H. 4, S. 491-499
- /1.7/ Müller K., Mencke H., Gerlach H., Lein P., Schida H.,  
Schroth D., Thiede F.  
Superconducting current-limiting device for alternating  
current  
Weltkongreß für Elektrotechnik, Moskau 1977, Vortrag 1.49

- /1.8/ Ameen D. L., Wiederhold P. R.  
Fast-acting superconducting power switches  
Rev. of Scient. Instr. 35 (1964) H. 6, S. 733-737
- /1.9/ Rejmers A. V., Fedotov L. N., Sokolova G. H.,  
Mironova L. S.  
Poteri énergii sverhprovodjaščem vyključatele iz splva  
s vysekoj kritičeskoj naprjazennost'ju magnitnogo polja  
Električestvo 27 (1971) H. 10, S. 81-83  
(Verlustenergie in einem supraleitenden Schalter aus  
einer Legierung mit hohem kritischem Magnetfeld)
- /1.10/ Grawatsch K.  
Grundlegende Untersuchungen über die Einsatzmöglich-  
keiten supraleitender Schalter in der kryogenen Ener-  
gietechnik  
Berichte der Kernforschungsanlage Jülich, Jül-1132-SE, 1974
- /1.11/ Grawatsch K., Köfler H., Komarek P., Kornmann H.,  
Ulbricht A.  
Investigations for the development of superconducting  
power switches  
IEEE Transact. on Magn. MAG-11 (1975) H. 2, S. 586-589
- /1.12/ Köfler H.  
Supraleitender Schalter mit Stoßstromauslösung  
Bericht des Kernforschungszentrums Karlsruhe, KFK 2123, 1975
- /1.13/ Mencke H.  
Rascet cverhprovodjaščih vyključatelja  
Soobščenie OIJAI Dubna, B 1-8-10230, 1976  
( Berechnung supraleitender Schalter  
Mitteil. des VIK Dubna, B 1-8-10230, 1976)

- /1.14/ Krebs J. P., Santamaria E., Malady J.  
Superconducting devices for energy storage and  
switching  
Proc. 4. Intern. Cryogen. Eng. Conf., Eindhoven 1972,  
S. 172-176
- /1.15/ Laquer H. L., Lindsay J. D. G., Little E. M.,  
Rogers J. D., Weldon D. M.  
Design options and trade-offs in superconducting mag-  
netic energy storage with irreversible switching  
Bericht des Los Alamos Scientific Laboratory,  
LA-5314-MS, 1973
- /1.16/ Kornmann H.  
Aufbau eines supraleitenden Energiespeichers mit einer  
Energie von 12 kJ und kurzer Entladezeit  
Diplomarbeit Universität Karlsruhe 1974
- /1.17/ Mencke H., Šišov J. A.  
Model' sil'notočnogo i vysokevol'tnogo sverhprovodjascego  
vyklučatelja  
Preprint OIJAI Dubna, R 8-7855, 1974  
(Modell eines supraleitenden Schalters hoher Stromstärke  
für hohe Spannung  
Preprint des VIK Dubna, R 8-7855, 1974)
- /1.18/ Salvy C.  
Les progrès du stockage d'énergie supraconducteur  
Entropie 56 (1974)H. 3/4, S. 23-28
- /1.19/ Pillsticker M.  
Grundlegende Betrachtungen zur Entwicklung von schnell  
wirkenden SL/NL Strombegrenzern (Kryotron)  
Bericht des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik  
Garching, IPP 4/127, 1974

- /1.20/ Komarek P., Ulbricht A.  
Investigations on superconducting energy storage systems concerning fusion technology  
Proc. 5. Intern. Symp. Magn. Techn., Rom 1975, S. 313-319
- /1.21/ Köfler H., Maurer W., Nöther G., Ulbricht A.  
Fundamental aspects for conductor arrangements with high and very small inductances and a technical realization  
Bericht des Kernforschungszentrums Karlsruhe, KFK 2052, 1975
- /1.22/ Amenda W., Pillsticker M., Söll M.  
Experimentierergebnisse mit SL/NL- Schaltern  
Bericht des Max- Planck- Instituts für Plasmaphysik Garching, IPP 4/128, 1975
- /1.23/ Pillsticker M.  
Investigations on fast switching superconductive/normal-conductive current breakers (cryotron)  
Proc. Fusion Eng. Symp., San Diego 1975, S. 1-5
- /1.24/ Cornish D. N., Hoare F. J., Kubale J. C. R., Whittle H. R.  
A 30 kG room- temperature aperture superconducting solenoid  
Proc. 2. Intern. Conf. on Magnet Techn., Oxford 1967, S. 537-542
- /1.25/ Biltcliffe M. Hanley P.  
A method for safely discharging a superconducting magnet in persistent mode when the helium supply becomes exhausted  
Journ. of Phys. E: Scient. Instr. 4 (1971) H 5, S. 622-623
- /1.26/ Laquer H. L., Lindsay J. D. G., Little E. M., Weldon D. M.  
Superconducting energy storage and transfer  
Proc. Appl. Supercond. Conf., Anapolis 1972, S. 98-101

- /1.27/ Wipf S. L.  
Supraleitende Energiespeicher  
Bericht des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik  
Garching, IPP 2/211, 1973
- /1.28/ Hagedorn D., Dullenkopf P.  
A fast-acting superconducting switch for protection  
of superconducting coils in the persistent current mode  
Cryogenics 14 (1974) H. 8, S. 429-430
- /1.29/ Laquer H. L.  
Superconducting magnetic energy storage  
Proc. 5. Intern. Cryogen. Eng. Conf., Kyoto 1974, S. 71-77
- /1.30/ Heinz W., Komarek P.  
Supraleitende induktive Energiespeicher  
VDI-Berichte Nr. 223, 1974, S. 103-107
- /1.31/ Wipf S. L.  
Reversible energy transfer between inductances  
Proc. Intern. Conf. on Energy Storage, Compression  
and Switching, Asti 1974, S. 2-7
- /1.32/ Gluhik V. A., Kostenko A. I., Monoson N. A., Stolov A. N.,  
Tušcenko V. A., Trohačev G. V., Judakov J. V.  
Sverhprovodjaščaja sil'notočnaja kommutacionnaja  
apparatura  
Tezisy dokladov konferencii po tehničeskomu isspol'zovaniju  
sverhprovodimosti, Alushta 1975, S. 14-15  
(Supraleitender Apparat zur Kommutierung hoher Ströme  
Thesen der Vorträge der Konferenz über technische  
Anwendung der Supraleitung, Alushta 1975, S. 14-15)
- /1.33/ Lindsay J. D. G., Blevin D. J., Laquer H. L., Miranda  
G. A., Rogers J. D., Swannack C. E., Weldon D. M.  
Development of a superconducting switch for magnetic  
energy storage systems  
IEEE Transact. on Magn. MAG-11 (1975) H. 2, S. 594-597

- /1.34/ Swannack C. E., Blevin D. J., Harder D. J., Lindsay J. D. G., Rogers J. D., Weldon D. M.  
10 kA, 300 kJ magnetic energy transfer and storage test facility  
IEEE Transact. on Magn. MAG-11 (1975) H. 2, S. 504-507
- /1.35/ Laquer H. L.  
Superconducting magnetic energy storage  
Cryogenics 15 (1975) H. 2, S. 73-78
- /1.36/ Komarek P.  
Bereitstellung von Supraleitungstechnologie für die Fusionsforschung  
Kernforschungszentrum Karlsruhe Nachrichten 7 (1975) H. 1, S. 1-10
- /1.37/ Maurer W.  
Entwicklungen auf dem Gebiet der Hochstromsupraleitung im Kernforschungszentrum Karlsruhe  
Bericht des Kernforschungszentrums Karlsruhe KFK 2290, 1976
- /1.38/ Aniscenko N. G., Mencke H., Šišov J. A.  
Usoveršenstvovanie i issledovanie ustrojstv na osnove avtomatov gašenija polja dlja évakuacii énergii is sverhprovodjaščih magnitnyh sistem  
Preprint OIJAI Dubna 9-10006, 1976  
(Verbesserung und Untersuchung einer Einrichtung zur Auskopplung der Energie aus supraleitenden Magnet-systemen auf der Basis von Feldlöschautomaten  
Preprint VIK Dubna 9-10006, 1976 )
- /1.39/ Schindler H. C., Drautmann J. J.  
Protectiv apparatus for superconductive switch  
Patent USA Nr. 3513421, H 01 f 7/22, 24. 11. 1967

- /140/ Dobrero V. P., Šlipak I. S.  
Sverhprovodjašci magnit  
Avtorskoe svidetel'stvo SSSR Nr. 311299, H 01 f 7/22,  
28. 4. 1970  
(Supraleitender Magnet  
Patent UdSSR Nr. 311299, H 01 f 7/22, 28. 4. 1970)
- /1.41/ Mencke H., Šišov J. A.  
Sverhprovodjaščaja peremyčka  
Soobscenie OIJAI Dubna 8-7019, 1973  
(Supraleitender Kurzschließer  
Mitteil. des VIK Dubna 8-7019, 1973)
- /1.42/ Zar J. L.  
Electrical switch contact resistance at 4,2 K  
Advances in Cryogen. Eng. 13 (1968), S. 95-101
- /1.43/ Atherton D.  
Mechanical semi-persistent switches for superconducting  
solenoids  
Cryogenics 8 (1968) H. 2, S. 248-255
- /1.44/ Krueger P.  
A remotely operated electro-mechanical cryogenic switch  
100 A,  $1 \mu \Omega$  to infinite resistance  
Proc. 4. Intern. Cryogen. Eng. Conf., Eindhoven 1972
- /1.45/ Kuwabara K., Sugawara H.  
Development of vakuum-type persistent current switches  
Proc. 5. Intern. Cryogen. Eng. Conf., Kyoto 1974, S. 409-411
- /1.46/ Mencke H., Šišov J. A.  
Sverhprovodjaščaja magnitnaja sistema  
Avtorskoe svidetel'stvo SSSR Nr. 537560, H 01 f 7/22,  
26. 2. 1974  
(Supraleitendes Magnetsystem  
Patent UdSSR Nr. 537560, H 01 f 7/22, 26.2.1974)



- /1.47/ Kabat D., Lüdemann R., Mencke H., Shishov Y.A.  
Protection of the superconducting magnets operated  
in the persistent current mode  
Abstr. 6. Intern. Conf. on Magnet Technol., Bratislava  
1977, S. 152

## 16.2 Literatur zu Materialkennwerten

- /2.1/ Bewilogua L., Kattner C.  
Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit, der Temperaturleitfähigkeit und der spezifischen Wärme von Epilox EG-34 bei tiefen Temperaturen  
Exper. Techn. der Phys. 22 (1974) H. 4, S. 345-353
- /2.2/ Brechna H.  
Materials and conductor configurations in superconducting magnets  
Proc. of the 1968 summer study on superconducting devices and accelerators, Brookhaven 1968, S. 478-488
- /2.3/ Malkov M. P., Danilov I. V., Zel'dovič A. G., Fradkov A. B.  
Spravočnik po fiziko-tehničeskim osnovam kriogeniki  
Isdatel'stvo "Energija", Moskva 1973  
(Handbuch der physikalisch-technischen Grundlagen der Kryotechnik, Verlag "Energie", Moskau 1973)
- /2.4/ Aniščenko N. G., Javorskij Ė.  
Vybor élektroizoljacionnyh materialov dlja kriogennyh i sverhprovedjaščih ustrojstv i issledovanie ih fizičeskich svojstv  
Soobščenie OIJAI Dubna R 8-7663, 1974  
(Auswahl von Elektroisulationsmaterialien für kryotechnische und supraleitende Einrichtungen und die Untersuchung ihrer physikalischen Eigenschaften  
Mitteil. des VIK Dubna R 8-7663, 1974)

- /2.5/ Batakov J. P., Baranceva G. E., Vasil'ev V. G.,  
Turin S. P., Hurdjukova Z. A., Kostenko A. I.,  
Monoson S. P., Mesalevskij I. A., Trohačev G. V.  
Razrabotka i issledovanie impul'snyh sverhprovodjaščih  
selenoidov  
Trudy 3. vsesojuznogo soveščanija po uskoriteljam  
zarjažennyh častio, Moskva 1972, S. 227-232  
(Bau und Erprobung supraleitender Impulssolenoide  
Arbeiten der 3. Allunionskonferenz über Beschleuniger  
für geladene Teilchen, Moskau 1972, S. 227-232)
- /2.6/ Savickij E. M., Suharevskij B. J., Baron V. V.,  
Alapina A. V., Bučkova M. I., Dušečkin J. A.,  
Ščetkin I. S., Harčenko M. N.  
Teploemkost' splavov sistemy niobij- titan vblizi  
temperatury perehoda v sverhprovodjaščee sostojanie  
Trudy 6. vsesojuznogo sovescanija po probleme  
sverhprovodjascih materialov, Moskva 1972, S. 87-101  
(Spezifische Wärme von Legierungen des Systems Niob-  
Titan in der Nähe der Temperatur des Überganges in  
den supraleitenden Zustand.  
Arbeiten der 6. Allunionskonferenz über Probleme  
supraleitender Materialien, Moskau 1972, S. 87-101)
- /2.7/ Wigley D. A.  
Mehaničeskie svojstva materialov pri nizkih temperatur  
Isdatel'stvo "Mir", Moskva 1974  
(Mechanische Eigenschaften von Materialien bei tiefen  
Temperaturen  
Verlag "Frieden", Moskau 1974)
- /2.8/ Van der Veeerde M.  
Results of physical tests on polymer materials at  
cryogenic temperatures  
European Organisation for Nuclear Research,  
CERN ISR-MA 73-13

- /2.9/ Brechna H.  
Tieftemperatureigenschaften metallischer und nicht-  
metallischer Werkstoffe für supraleitende und Tief-  
temperaturmagnete  
Nachrichten des Kernforschungszentrums Karlsruhe  
3 (1972) H. 1, S. 31-40
- /2.10/ Schiller A., Rayroux J. M.  
Steady- state stability of composite superconductors  
with a copper- solder stabilising substrate  
Proc. 3. Intern. Cryogen. Eng. Conf., Berlin 1970,  
S. 341-345
- /2.11/ Stekly Z. J. J.  
State of the art of superconducting magnets  
Journ. of Appl. Phys. 42 (1971) H. 1, S. 65-72
- /2.12/ Stekly Z. J. J., Thome R., Strauss B.  
Principles of stability in cooled superconducting  
magnets  
Proc. of the 1968 summer study on superconducting  
devices and accelerators, Brookhaven 1968, S. 748-764
- /2.13/ Brechna H., Hartwig G., Schauer W.  
Cryogenic properties of metallic and nonmetallic  
utilized in low temperature and superconducting magnets  
Proc. 8. Intern. Conf. on high- energy accelerators,  
CERN Geneva 1971, S. 218-223
- 16.3 Literatur zu Fragen der Supraleitung und zu sonstigen  
Problemen
- 
- /3.1/ Seldowitsch A. G., Djatschkov J. I., Schischov J. A.,  
Mencke H.  
Supraleitende Magnete in der Hochenergiephysik  
Elektrie 31 (1977) H.12, S. 645-649

- /3.2/ El Bindari A.  
Critical current of a 50 At.% Nb-Ti alloy as a function  
on temperature and magnetic field  
Advances in Cryogen. Eng. 18 (1972), S. 423-426
- /3.3/ Amenda W., Martinelli A. P.  
Stability evaluation of Nb<sub>3</sub>Sn superconductive tape in  
a helium gas environment  
Bericht des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik  
Garching, IPP 4/84, 1971
- /3.4/ Buckel W.  
Supraleitung  
Akademie-Verlag Berlin 1973
- /3.5/ Kim Y. B., Hempstead C. F., Strnad A. R.  
Magnetisation and critical supercurrents  
Phys. Rev. 129 (1963) H. 6, S. 528-535
- /3.6/ Overton W. C.  
Theory of thermal destruction of superconductivity  
by a current  
Journ. of Low Temp. Phys. 5 (1971) H. 4, S. 397-418
- /3.7/ Hagedorn D. J.  
Übergangsverhalten von Supraleitungsspulen mit hoher  
Stromdichte und elektronische Schutzschaltungen  
Dissertation Ruhr-Universität Bochum, 1973
- /3.8/ Bron O. B.  
Avtomaty gašenija polja  
Gosudarstvennoe energetičeskoe isdatel'stvo Moskva,  
Leningrad 1961  
(Feldlöschautomaten  
Staatlicher energetischer Verlag Moskau, Leningrad 1961)

- /3.9/ Anišcenko N. G., Vasil'ev V. A., Volkov V. J.,  
Zel'dovič A. G., Zel'dovič N. K., Krylov V. V.,  
Prihodko D. V., Šišov J. A.  
Sverhprovodjascaja magnitnaja sistema s solenojdom  
vnutrennim diametrom 35 sm  
Soobscenie OIJAI Dubna 8-4882, 1969  
(Supraleitendes Magnetsystem mit einem Solenoid eines  
Innendurchmessers von 35 cm  
Mitteil. des VIK Dubna 8-4882, 1969)
- /3.10/ Cherry W. H., Gittlemann J. I.  
Thermal and electrodynamic aspects of the supercon-  
ductive transition process  
Solid- State Electronics Vol 1, Pergamon Press  
London 1960, S. 287-305
- /3.11/ Broom R. F., Rhoderick E. H.  
A new type of bistable element involving thermal  
propagation of a normal region in a thin supercon-  
ducting film  
Solid- State Electronics Vol 1, Pergamon Press  
London 1960, S. 314-318
- /3.12/ Broom R. F., Rhoderick E. H.  
Thermal propagation of a normal region in a thin  
superconducting film and its application to a new  
type of bistable element  
Brit. Journ. of Appl. Phys. 11 (1960) H. 6, S. 292-296
- /3.13/ Williams J. E. C.  
Sverhprovodimost' i ee primenenie v tehnike  
Isdatel'stvo "Mir", Moskva 1973  
(Supraleitung und ihre Anwendung in der Technik  
Verlag "Frieden", Moskau 1973)
- /3.14/ Söll M.  
Kritische Ströme gestörter Filamentleiter  
Dissertation Technische Universität München 1974

- /3.15/ Zenkevič V. B., Syčev V. V.  
Magnitnye sistemy na sverhprovodnikah  
Isdatel'stvo "Nauka", Moskva 1972  
(Supraleitende Magnetsysteme  
Verlag "Wissenschaft", Moskau 1972)
- /3.16/ Stekly Z. J. J., Thome R., Strauss B.  
Principles of stability in cooled superconducting  
magnets  
Journ. of Appl. Phys. 40 (1969) H. 5, S. 2238-2245
- /3.17/ Hagedorn D., Dullenkopf P.  
The propagation of the resistive region in high current  
density superconducting coils  
Cryogenics 14 (1974) H. 5, S. 264-270
- /3.18/ Mulhall B. E.  
Quenching of superconducting coils  
Cryogenics 16 (1976) H. 2, S. 113-115
- /3.19/ Gradštejn I. S., Ryžik I. M.  
Tablicy integralov, summ, rjadov i proizvedinij  
Isdatel'stvo "Nauka", Moskva 1971  
(Tabellen von Integralen, Summen, Reihen und Produkten  
Verlag "Wissenschaft", Moskau 1971)
- /3.20/ Mencke H., Zvinjova G. P.  
Kohlewiderstände zur Messung tiefer Temperaturen  
Experiment. Techn. der Phys. 24 (1976) H. 4, S. 369-375
- /3.21/ Mencke H., Cvineva G. P.  
Ugol'nye soprotivlenija dlja izmerenija nizkih temperatur  
Preprint OIJA Dubna R 8-9055, 1975  
(Kohlewiderstände zur Messung tiefer Temperaturen  
Preprint des VIK Dubna R8-9055, 1975)

/3.22/ Von Weiß A.

Übersicht über die theoretische Elektrotechnik  
Akademische Verlagsgesellschaft Geest und Portig,  
Leipzig 1959

/3.23/ Duchateau J. L., Turek B.

Self- field degradation effect in adiabatic condition  
Cryogenics 14 (1974) H. 9, S. 481-486

/3.24/ Duchateau J. L., Turek B.

Theoretical and experimental study of magnetic  
instabilities in multifilamentary Nb- Ti superconducting  
composites  
Proc. Appl. Supercond. Conf., Oakbrook 1974, S. 73-78

17. Rechnerischer Anhang

Anhang 1: Stromverlauf bei linear bis zum Endwert ansteigendem Schaltdrahtwiderstand

Für den ersten Bereich  $0 \leq t \leq \tau_s$  wird mit den Gleichungen (10.1) und (10.6)

$$\frac{i_{L1}}{I_0} = \exp \left[ - \frac{1}{L} \int \frac{\frac{R_s}{\tau_s} t}{1 + \frac{R_s}{R \tau_s} t} dt \right] \quad (A 1.1)$$

Aus der Integraltabelle /3.19/ folgt

$$\int \frac{t dt}{1 + \frac{R_s}{R} \frac{t}{\tau_s}} = \frac{R \tau_s}{R_s} \left[ t - \frac{R \tau_s}{R_s} \ln \left( 1 + \frac{R_s}{R} \frac{t}{\tau_s} \right) \right] \quad (A 1.2)$$

Damit errechnet sich der Strom durch den Magneten zu

$$\frac{i_{L1}}{I_0} = \exp \left[ - \frac{R}{L} t + \frac{R^2 \tau_s}{L R_s} \ln \left( 1 + \frac{R_s}{R} \frac{t}{\tau_s} \right) \right] \quad (A 1.3)$$

und mit Einführung von  $\tau_2$  wird

$$\frac{i_{L1}}{I_0} = \left[ 1 + \frac{R_s}{R} \frac{t}{\tau_s} \right]^{\frac{\tau_s}{\tau_2} \frac{R}{R_s}} \exp \left[ - \frac{t}{\tau_2} \right] \quad (A 1.4)$$

Unter Verwendung von Gleichung (10.5) wird  $\tau_3$  eingeführt und es ist

$$\frac{i_{L1}}{I_0} = \left[ 1 + \frac{R_s}{R} \frac{t}{\tau_s} \right]^{\frac{\tau_s}{\tau_3} \left( \frac{R}{R_s} \right)^2} \exp \left[ - \frac{t}{\tau_3} \frac{R}{R_s} \right] \quad (A 1.5)$$

Die Ströme durch den Schaltdraht und den Löschwiderstand werden aus Gleichung (A 1.5) mit den Beziehungen (9.2) und (9.3) erhalten.



Für den zweiten Bereich ist  $i_{L1}$  zum Zeitpunkt  $t = \tau_s$  der Anfangswert mit

$$i_{L1}(\tau_s) = I_0 \left[ 1 + \frac{R_s}{R} \right] \frac{\tau_s}{\tau_3} \left( \frac{R}{R_s} \right)^2 \exp \left[ - \frac{\tau_s}{\tau_3} \frac{R}{R_s} \right] \quad (A 1.6)$$

Mit  $r_s(t) = R_s$  und dem Anfangswert  $i_{L1}(\tau_s)$  folgt aus Gleichung (10.1) für  $t \geq \tau_s$

$$\frac{i_{L2}}{i_{L1}(\tau_s)} = \exp \left[ - \frac{1}{L} \int \frac{R_s}{1 + \frac{R_s}{R}} d(t - \tau_s) \right] \quad (A 1.7)$$

Das ergibt

$$\frac{i_{L2}}{i_{L1}(\tau_s)} = \exp \left[ - \frac{t - \tau_s}{\tau_1} \right] \quad (A 1.8)$$

Wie im ersten Bereich wird auf  $I_0$  normiert mit

$$\frac{i_{L2}}{I_0} = \frac{i_{L1}(\tau_s)}{I_0} \exp \left[ - \frac{t - \tau_s}{\tau_1} \right] \quad (A 1.9)$$

Mit Einführung der Zeitkonstanten  $\tau_3$  wird schließlich

$$\frac{i_{L2}}{I_0} = \frac{i_{L1}(\tau_s)}{I_0} \exp \left[ - \frac{t - \tau_s}{\tau_3 \left( 1 + \frac{R_s}{R} \right)} \right] \quad (A 1.10)$$

**Anhang 2: Zeitpunkt des Strommaximums im Löschwiderstand  
bei linear ansteigendem Schalt drahtwiderstand**

Aus dem Strom durch den Löschwiderstand nach Gleichung (10.9) wird

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left( \frac{i_{R1}}{I_0} \right) &= \frac{R_S}{R \tau_S} \left\{ \left[ 1 + \frac{R_S}{R} \frac{t}{\tau_S} \right]^{\frac{\tau_S}{\tau_3} \left( \frac{R}{R_S} \right)^2 - 1} \right. \\ &\quad + t \left[ \frac{\tau_S}{\tau_3} \left( \frac{R}{R_S} \right)^2 - 1 \right] \frac{R_S}{R \tau_S} \left[ 1 + \frac{R_S}{R} \frac{t}{\tau_S} \right]^{\frac{\tau_S}{\tau_3} \left( \frac{R}{R_S} \right)^2 - 2} \\ &\quad \left. - t \left[ 1 + \frac{R_S}{R} \frac{t}{\tau_S} \right]^{\frac{\tau_S}{\tau_3} \left( \frac{R}{R_S} \right)^2 - 1} \frac{R}{\tau_3 R_S} \right\} \exp \left[ - \frac{t}{\tau_3} \frac{R}{R_S} \right] \cdot \quad (A2.1) \end{aligned}$$

Der Zeitpunkt des Strommaximums  $t_R$  wird erhalten aus

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{i_{R1}}{I_0} \right) = 0 \quad . \quad (A2.2)$$

Durch Multiplikation von Gleichung (A 2.1) mit

$$\frac{R \tau_S}{R_S} \left[ 1 + \frac{R_S}{R} \frac{t}{\tau_S} \right]^{-\frac{\tau_S}{\tau_3} \left( \frac{R}{R_S} \right)^2 + 2} \exp \left[ + \frac{t}{\tau_3} \frac{R}{R_S} \right]$$

wird

$$1 + \frac{R_S}{R} \frac{t_R}{\tau_S} + \frac{R_S}{R} \frac{t_R}{\tau_S} \left[ \frac{\tau_S}{\tau_3} \left( \frac{R}{R_S} \right)^2 - 1 \right] - \frac{R}{R_S} \frac{t_R}{\tau_3} \left[ 1 + \frac{R_S}{R} \frac{t_R}{\tau_S} \right] = 0 \quad , \quad (A2.3)$$

Daraus folgt

$$t_R = \sqrt{\tau_S \tau_3} \quad . \quad (A2.4)$$

**Anhang 3: Stromverlauf bei exponentiell bis zum Endwert ansteigendem Schaltstromwiderstand**

Aus den Gleichungen (10.1) und (10.17) wird

$$\frac{i_L}{I_0} = \exp \left[ -\frac{1}{L} \int \frac{R_s (1 - e^{-\frac{t}{\tau_s}})}{1 + \frac{R_s}{R} (1 - e^{-\frac{t}{\tau_s}})} dt \right] \quad (A 3.1)$$

Das Integral wird umgeformt mit der Substitution

$$Z = 1 - e^{-\frac{t}{\tau_s}} \quad , \quad dt = \tau_s \frac{dz}{1-Z} \quad (A 3.2)$$

Es ist dann

$$\frac{1}{\tau_s} \int \frac{1 - e^{-\frac{t}{\tau_s}}}{1 + \frac{R_s}{R} (1 - e^{-\frac{t}{\tau_s}})} dt = \frac{\tau_s}{\tau_s} \int \frac{z dz}{(1-z)(1 + \frac{R_s}{R} z)} \quad (A 3.3)$$

Das führt zu einer Partialbruchzerlegung mit

$$\frac{z}{(1-z)(1 + \frac{R_s}{R} z)} = \frac{-1}{(1 + \frac{R_s}{R})(1 + \frac{R_s}{R} z)} + \frac{1}{(1 + \frac{R_s}{R})(1-z)} \quad (A 3.4)$$

Nach Integration wird

$$\frac{i_L}{I_0} = \exp \left\{ \frac{\tau_s}{\tau_s (1 + \frac{R_s}{R})} \left[ -\ln(1-z) - \frac{R}{R_s} \ln\left(1 + \frac{R_s}{R} z\right) \right] \right\} \quad (A 3.5)$$

Die Rücksubstitution führt zu dem Ergebnis

$$\frac{i_L}{I_0} = \left[ 1 + \frac{r_s(t)}{R} \right]^{\frac{\tau_s}{\tau_s} \frac{R}{R_s (1 + \frac{R_s}{R})}} \exp \left[ -\frac{t}{\tau_s (1 + \frac{R_s}{R})} \right] \quad (A 3.6)$$

Die Ströme  $i_s$  und  $i_R$  werden aus den Gleichungen (9.2) und (9.3) erhalten.

**Anhang 4: Zeitpunkt des Strommaximums im Löschwiderstand bei  
exponentiell ansteigendem Schaltdrahtwiderstand**

Aus dem Strom durch den Löschwiderstand nach Gleichung (10.19) wird

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left( \frac{i_R}{I_0} \right) = & \left\{ \frac{1}{R} \frac{dr_s}{dt} \left[ 1 + \frac{r_s}{R} \right] \frac{\tau_s}{\tau_3} \frac{R}{R_s \left( 1 + \frac{R_s}{R} \right)}^{-1} \right. \\ & + \frac{r_s}{R} \left[ \frac{\tau_s}{\tau_3} \frac{R}{R_s \left( 1 + \frac{R_s}{R} \right)} - 1 \right] \left[ 1 + \frac{r_s}{R} \right] \frac{\tau_s}{\tau_3} \frac{R}{R_s \left( 1 + \frac{R_s}{R} \right)}^{-2} \\ & \left. - \frac{1}{\tau_3 \left( 1 + \frac{R_s}{R} \right)} \frac{r_s}{R} \left[ 1 + \frac{r_s}{R} \right] \frac{\tau_s}{\tau_3} \frac{R}{R_s \left( 1 + \frac{R_s}{R} \right)}^{-1} \right\} \exp \left[ - \frac{t}{\tau_3 \left( 1 + \frac{R_s}{R} \right)} \right] \cdot (A.4.1) \end{aligned}$$

Der Zeitpunkt des Strommaximums  $t_R$  ergibt sich aus

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{i_R}{I_0} \right) = 0 \quad (A.4.2)$$

Gleichung (A.4.1) wird multipliziert mit

$$\left[ 1 + \frac{r_s}{R} \right]^{-\frac{\tau_s}{\tau_3} \frac{R}{R_s \left( 1 + \frac{R_s}{R} \right)} + 2} \exp \left[ + \frac{t}{\tau_3 \left( 1 + \frac{R_s}{R} \right)} \right]$$

und es wird erhalten

$$\begin{aligned} \frac{1}{R} \frac{dr_s}{dt} \left[ 1 + \frac{r_s}{R} \right] + \frac{r_s}{R} \frac{1}{R} \frac{dr_s}{dt} \left[ \frac{\tau_s}{\tau_3} \frac{R}{R_s \left( 1 + \frac{R_s}{R} \right)} - 1 \right] \\ - \frac{1}{\tau_3 \left( 1 + \frac{R_s}{R} \right)} \frac{r_s}{R} \left[ 1 + \frac{r_s}{R} \right] = 0 \quad (A.4.3) \end{aligned}$$

Daraus ergibt sich

$$\frac{1}{R} \frac{dr_s}{dt} \left[ 1 + \frac{r_s}{R} \frac{\tau_s}{\tau_3} \frac{R}{R_s \left( 1 + \frac{R_s}{R} \right)} \right] - \frac{1}{\tau_3 \left( 1 + \frac{R_s}{R} \right)} \frac{r_s}{R} \left[ 1 + \frac{r_s}{R} \right] = 0 \quad (A.4.4)$$

Mit

$$\frac{r_s}{R} = \frac{R_s}{R} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_s}}\right) \quad (\text{A 4.5})$$

$$\frac{1}{R} \frac{dr_s}{dt} = \frac{R_s}{R \tau_s} e^{-\frac{t}{\tau_s}} \quad (\text{A 4.6})$$

wird nach Ausmultiplikation aller Klammerausdrücke

$$e^{-2\frac{t_R}{\tau_s}} \left(-\frac{\tau_s}{\tau_3} - \frac{R_s}{R} \frac{\tau_s}{\tau_3}\right) + e^{-\frac{t_R}{\tau_s}} \left(1 + \frac{R_s}{R} + 2\frac{\tau_s}{\tau_3} + 2\frac{R_s}{R} \frac{\tau_s}{\tau_3}\right)$$

$$- \frac{\tau_s}{\tau_3} - \frac{R_s}{R} \frac{\tau_s}{\tau_3} = 0 \quad (\text{A 4.7})$$

Durch Multiplikation mit  $e^{+\frac{t_R}{\tau_s}}$  und Ausklammern von  $(1 + R_s/R)$  wird

$$1 + 2\frac{\tau_s}{\tau_3} - \frac{\tau_s}{\tau_3} \left(e^{+\frac{t_R}{\tau_s}} + e^{-\frac{t_R}{\tau_s}}\right) = 0 \quad (\text{A 4.8})$$

Mit

$$e^{+\frac{t_R}{\tau_s}} + e^{-\frac{t_R}{\tau_s}} = 2 \cosh\left(\frac{t_R}{\tau_s}\right) \quad (\text{A 4.9})$$

folgt

$$\cosh\left(\frac{t_R}{\tau_s}\right) = 1 + \frac{\tau_3}{2\tau_s} \quad (\text{A 4.10})$$

Weiter wird umgeformt mit der Beziehung

$$\sinh^2\left(\frac{t_R}{2\tau_s}\right) = \frac{1}{2} \left[ \cosh\left(\frac{t_R}{\tau_s}\right) - 1 \right] \quad (\text{A 4.11})$$

Das führt zu

$$\sinh^2\left(\frac{t_R}{2\tau_s}\right) = \frac{\tau_3}{4\tau_s} \quad (\text{A 4.12})$$

Damit lautet das Ergebnis

$$t_R = 2\tau_s \operatorname{arsinh} \sqrt{\frac{\tau_3}{4\tau_s}} \quad (\text{A 4.13})$$

**Anhang 5: Verlustenergie im Schaltdraht bei linear unbegrenzt ansteigendem Schaltdrahtwiderstand**

---

Im Ausdruck für die bezogene Verlustenergie im Schaltdraht nach Gleichung (10.25) wird substituiert

$$\mu = 2 \frac{\tau_s}{\tau_3} \left( \frac{R}{R_s} \right)^2, \quad x = \frac{R_s}{R\tau_s} t, \quad dt = \frac{R\tau_s}{R_s} dx. \quad (\text{A 5.1})$$

Damit ergibt sich das Integral

$$\frac{W_s}{W_L} = \mu \int_0^{\infty} x (1+x)^{\mu-2} e^{-\mu x} dx. \quad (\text{A 5.2})$$

Für vorgegebene Werte von  $\mu$  kann das Integral gelöst werden:

1.  $\mu = 1$

$$\frac{W_s}{W_L} = \int_0^{\infty} \frac{x}{1+x} e^{-x} dt. \quad (\text{A 5.3})$$

Nach /3.19/ lautet die Lösung

$$\frac{W_s}{W_L} = 1 + e \cdot Ei(-1) = 0,4036. \quad (\text{A 5.4})$$

Dabei ist

$$Ei(x) = \int_{-\infty}^{-x} \frac{e^{-t}}{t} dt. \quad (\text{A 5.5})$$

2.  $\mu = 2, 4, 6, \dots$

Durch Ausmultiplizieren des Ausdrucks  $x(1+x)^{\mu-2}$  ergeben sich Teilintegrale der Form

$$\int_0^{\infty} x^n e^{-\mu x} dx = n! \mu^{-n-1}. \quad (\text{A 5.6})$$

3.  $\mu < 1$

Nach /3.19/ lautet die allgemeine Lösung

$$\frac{W_S}{W_L} = \mu \left[ \mu^{-\frac{\mu-1}{2}} e^{\frac{\mu}{2}} W_{\frac{\mu-3}{2}, \frac{\mu}{2}}(\mu) \right]. \quad (A 5.7)$$

Dabei ist W die Whittaker-Funktion mit

$$\begin{aligned} W_{\frac{\mu-3}{2}, \frac{\mu}{2}} &= \frac{\Gamma(-\mu)}{\Gamma(2-\mu)} \mu^{\frac{\mu+1}{2}} e^{-\frac{\mu}{2}} F_1(2, \mu+1; \mu) \\ &+ \frac{\Gamma(\mu)}{\Gamma(2)} \mu^{-\frac{\mu+1}{2}} e^{-\frac{\mu}{2}} F_1(2-\mu, 1-\mu; \mu). \end{aligned} \quad (A 5.8)$$

Es sind hierbei  $\Gamma$  die Gamma-Funktion und  $F_1$  die entartete hypergeometrische Funktion mit

$$F_1(a, b; z) = 1 + \frac{a z}{b 1!} + \frac{a(a+1)z^2}{b(b+1)2!} + \frac{a(a+1)(a+2)z^3}{b(b+1)(b+2)3!} + \dots \quad (A 5.9)$$

Die Lösung lautet damit

$$\frac{W_S}{W_L} = \frac{\Gamma(-\mu)}{\Gamma(2-\mu)} \mu F_1(2, \mu+1; \mu) + \Gamma(\mu) \mu^{1-\mu} F_1(2-\mu, 1-\mu; \mu). \quad (A 5.10)$$

Die Funktion  $F_1$  konvergiert für den vorliegenden Fall mit  $\mu < 1$  sehr schnell und kann bereits mit dem 4. Glied abgebrochen werden.





Damit lassen sich die Klammerausdrücke zusammenfassen zu

$$M_1 = M_{12} + M_{13} + \dots + M_{1n} = (n-1) \frac{\mu_0 l}{2\pi} \left( \ln \frac{2l}{a_{1n}} - 1 \right), \quad (\text{A 6.8})$$

mit

$$a_{1n} = \sqrt[n-1]{n} a_1. \quad (\text{A 6.9})$$

Dabei ist  $a_1$  nach Bild 13.6 der Teilkreisradius des Innenkreises.

Ebenso wird

$$M_2 = M_{22} + M_{23} + \dots + M_{2m} = (m-1) \frac{\mu_0 l}{2\pi} \left( \ln \frac{2l}{a_{2m}} - 1 \right), \quad (\text{A 6.10})$$

mit

$$a_{2m} = \sqrt[m-1]{m} a_2 \quad (\text{A 6.11})$$

und  $a_2$  Teilkreisradius des Außenkreises.

Analog werden die Gegeninduktivitäten zwischen den Teilkreisen zusammengefaßt:

$$M_{g21} + M_{g22} + \dots + M_{g2m} = m \frac{\mu_0 l}{2\pi} \left( \ln \frac{2l}{a'} - 1 \right) = m M_g \quad (\text{A 6.12})$$

$$M_{g11} + M_{g12} + \dots + M_{g1n} = n \frac{\mu_0 l}{2\pi} \left( \ln \frac{2l}{a'} - 1 \right) = n M_g, \quad (\text{A 6.13})$$

mit

$$M_g = \frac{\mu_0 l}{2\pi} \left( \ln \frac{2l}{a'} - 1 \right). \quad (\text{A 6.14})$$

Dabei ist  $a'$  der mittlere geometrische Abstand der Leiter des einen Teilkreises mit denen des anderen mit

$$a' = \sqrt[m]{a_{11/12} a_{11/13} \dots a_{11/2m}} = \sqrt[n]{a_{21/11} a_{21/12} \dots a_{21/1n}}. \quad (\text{A 6.15})$$

Es ist  $a_{11/21}$  der Abstand des Leiters 11 des ersten Kreises vom Leiter 21 des zweiten Kreises (Bild 13.6).

Für das vorliegende Modell ergibt sich

$$a_{21/11} = a_1 \quad (A 6.16)$$

$$a_{21/13} = 3 a_1 \quad (A 6.17)$$

$$a_{21/12} = a_{21/14} = \sqrt{5} a_1 \quad (A 6.18)$$

$$a' = \sqrt[4]{15} a_1 \quad (A 6.19)$$

Die Induktivität des Einzelleiters berechnet sich nach /3.22/ zu

$$L = \frac{\mu_0}{2\pi} l \left( l \ln \frac{2l}{r_0} - \frac{3}{4} \right) . \quad (A 6.20)$$

Damit kann das Gleichungssystem (A 6.5) und (A 6.6) umgeschrieben werden zu

$$i_1 R + (L + M_1) \frac{di_1}{dt} + m M_g \frac{di_2}{dt} = U \quad (A 6.21)$$

$$i_2 R + (L + M_2) \frac{di_2}{dt} + n M_g \frac{di_1}{dt} = U . \quad (A 6.22)$$

Die Anfangsbedingung lautet, daß im Einschaltmoment zum Zeitpunkt  $t = 0$  die Ströme  $i_1 = 0$  und  $i_2 = 0$  sind.

Der Gesamtstrom durch den Draht beträgt

$$i = n i_1 + m i_2 . \quad (A 6.23)$$

Als Abkürzung wird noch eingeführt

$$L_1 = L + M_1 \quad (A 6.24)$$

$$L_2 = L + M_2 . \quad (A 6.25)$$

Die Lösung der Gleichungen (A 6.21) und (A 6.22) wird unter Beachtung von (A 6.24) und (A 6.25) durch Multiplikation von Gleichung (A 6.21) mit  $L_2$  und von Gleichung (A 6.22) mit  $m M_g$  sowie Subtraktion von Gleichung (A 6.22) von Gleichung (A 6.21) vorgenommen. Es ergibt sich

$$i_2 = \frac{L_2}{m M_g} i_1 + \frac{L_1 L_2 - n m M_g^2}{m M_g R} \frac{di_1}{dt} - \frac{L_1 - m M_g}{m M_g R} U . \quad (A 6.26)$$

Für  $i_1$  folgt die Differentialgleichung

$$(L_1 L_2 - n m M_g^2) \frac{d^2 i_1}{dt^2} + R(L_1 + L_2) \frac{di_1}{dt} + R^2 i_1 = UR \quad (A 6.27)$$

Mittels Ansatz  $i_{1h} = e^{\alpha t}$  ergibt sich die Lösung der homogenen Gleichung zu

$$i_{1h} = K_1 e^{\alpha_1 t} + K_2 e^{\alpha_2 t} \quad (A 6.28)$$

mit

$$\alpha_{1,2} = -\frac{R(L_1 + L_2)}{2(L_1 L_2 - n m M_g^2)} \pm \sqrt{\left[ \frac{R(L_1 + L_2)}{2(L_1 L_2 - n m M_g^2)} \right]^2 - \frac{R^2}{L_1 L_2 - n m M_g^2}} \quad (A 6.29)$$

Das wird umgeformt zu:

$$\alpha_1 = \frac{-(L_1 + L_2) + \Delta}{2 L_D^2} R \quad (A 6.30)$$

$$\alpha_2 = \frac{-(L_1 + L_2) - \Delta}{2 L_D^2} R \quad (A 6.31)$$

$$L_D^2 = L_1 L_2 - n m M_g^2 \quad (A 6.32)$$

$$\Delta = \sqrt{(L_1 - L_2)^2 + 4 n m M_g^2} \quad (A 6.33)$$

Die Partikulärlösung der vollständigen Gleichung lautet

$$i_{1p} = \frac{U}{R} \quad (A 6.34)$$

Es ergibt sich für  $i_1$  und  $i_2$  unter Beachtung von Gleichung (A 6.26)

$$i_1 = \frac{U}{R} \left[ 1 + K'_1 e^{\alpha_1 t} + K'_2 e^{\alpha_2 t} \right] \quad (A 6.35)$$

$$i_2 = \frac{U}{R} \left[ 1 + K'_3 e^{\alpha_1 t} + K'_4 e^{\alpha_2 t} \right] \quad (A 6.36)$$

Die Konstanten sind dabei

$$K'_1 = \frac{1}{2\Delta} (L_2 - L_1 - 2nm M_g - \Delta)$$

$$K'_2 = \frac{1}{2\Delta} (L_2 - L_1 - 2nm M_g + \Delta)$$

$$K'_3 = K'_1 \frac{L_2 - L_1 + \Delta}{2m M_g}$$

$$K'_4 = K'_2 \frac{L_2 - L_1 - \Delta}{2m M_g} \quad .$$

18 Formelzeichenverzeichnis

- A - Querschnittsfläche des Drahtes  
a - Temperaturleitfähigkeit  
 $a_N$  - Temperaturleitfähigkeit im normalleitenden Zustand  
 $a_S$  - Temperaturleitfähigkeit im supraleitenden Zustand  
 $a_k$  - Konstante in Gleichung (3.5)  
 $a, a_1, a_2, a_{1n}, a_{2m}, a_{11/21} \dots a_{11/2m}, a_{21/11} \dots a_{21/1n}$   
a' - Abstände der Filaments in Anhang 6  
 $a_E$  - Dicke der Epoxidharzschicht in Gleichung (14.1)
- B - magnetische Induktion  
 $B_c$  - kritische magnetische Induktion  
 $B_{c0}$  - kritische magnetische Induktion bei  $I=0$  und  $T=0$   
 $B_k$  - Konstante in Gleichung (5.4)  
 $b_k$  - Konstante in Gleichung (3.5)
- C - Kapazität  
c - spezifische Wärme  
 $c_N$  - spezifische Wärme im normalleitenden Zustand  
 $c_S$  - spezifische Wärme im supraleitenden Zustand  
 $c_K$  - spezifische Wärme des Einbettungsmaterials  
 $C_1, C_2, C_3, C_4$  - Integrationskonstanten
- d - Durchmesser
- I - Strom  
 $I_c$  - kritischer Strom  
 $I_{cB}$  - kritischer Strom bei Badtemperatur  
 $I_{c0}$  - kritischer Strom bei  $T=0$  und  $B=0$   
 $I_{cF}$  - kritischer Strom eines Filaments  
 $I_o$  - Anfangsstrom  
 $I_k$  - Konstante in Gleichung (5.4)  
 $I_{cg}$  - idealer kritischer Strom  
 $I_{cmin}$  - minimaler kritischer Strom  
 $i_S$  - Strom durch den Schaltdraht  
 $i_R$  - Strom durch den Löschwiderstand  
 $i_L$  - Strom durch den Magneten

- $i_G$  - Strom durch das Lichtbogengitter  
 $i_{st}$  - Ansteuerstrom  
 $i_{RM}$  - Maximalwert des Stromes durch den Löschwiderstand  
 $i_{11} \dots i_{1n}, i_{21} \dots i_{2m}, i_1, i_2$  - Teilleiterströme in Anhang 6
- $j_0$  - Dichte des Anfangsstromes  
 $j_c$  - kritische Stromdichte  
 $j_{cB}$  - kritische Stromdichte bei Badtemperatur  
 $j_p$  - Ausbreitungsstromdichte  
 $j_{min}$  - minimale Stromdichte der Existenz einer normalleitenden Zone
- $K$  - Konstante in Gleichung (3.4)  
 $K_1, K_2, K_3$  - Konstanten in Gleichung (3.6)  
 $K_1', K_2', K_3', K_4'$  - Konstanten in Anhang 6
- $L$  - Induktivität des Magneten  
Induktivität eines Filaments in Anhang 6  
 $L_S$  - Induktivität des Schaltdrahtes  
 $L_{11}, \dots, L_{1n}, L_{21}, \dots, L_{2m}, L_1, L_2$  - Teilinduktivitäten in Anhang 6  
 $l$  - Länge  
 $l_1$  - Länge einer normalleitenden Stelle  
 $l_S$  - Länge des Schaltdrahtes  
 $l_n$  - Abstand der normalleitenden Stellen zueinander  
 $l_N$  - Länge des im normalleitenden Zustand befindlichen Teiles des Schaltdrahtes
- $M, M_1, M_2, M_g, M_{12}, \dots, M_{1n}, M_{22}, \dots, M_{2m}, M_{g11}, \dots, M_{g1n},$   
 $M_{g21}, \dots, M_{g2m}$  - Gegeninduktivitäten in Anhang 6  
 $m$  - Anzahl der Filaments in Anhang 6
- $n$  - Anzahl der normalleitenden Stellen  
Anzahl der Filaments in Anhang 6
- $P_a$  - Wärmestrom in das Kühlmittel  
 $P_e, P_e'$  - achsiale Wärmeströme  
 $P_i$  - Stromwärmeverluste  
 $p$  - Korrekturfaktor

- $Q_t$  - latente Wärme des Phasenüberganges bei  $T = T_t$   
 $q_{\text{eff}}$  - bezogene effektive Wärme des Phasenüberganges
- $R$  - Löschwiderstand  
Eingangswiderstand in ein Filament in Anhang 6
- $R_S$  - Widerstand des Schaltdrahtes im normalleitenden Zustand  
 $R_{S1}$  - Widerstand des Schaltdrahtes im ersten Stadium des Überganges nach Gleichung (3.3)
- $r$  - Radius des Drahtes  
 $r_o$  - Filamentradius  
 $r_S$  - zeitlich veränderlicher Widerstand des Schaltdrahtes
- $S$  - Entropie  
 $S_N$  - Entropie im normalleitenden Zustand  
 $S_S$  - Entropie im supraleitenden Zustand
- $T$  - Temperatur  
 $T_c$  - kritische Temperatur  
 $T_B$  - Badtemperatur  
 $T_t$  - Übergangstemperatur vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand  
 $T_N$  - Temperatur des normalleitenden Teiles des Schaltdrahtes  
 $T_S$  - Temperatur des supraleitenden Teiles des Schaltdrahtes  
 $T_{N\infty}$  - Temperatur weit im normalleitenden Bereich  
 $T_{S\infty}$  - Temperatur weit im supraleitenden Bereich  
 $T_{Nc}$  - Temperatur des normalleitenden Teiles an der Phasengrenze  
 $T_{Sc}$  - Temperatur des supraleitenden Teiles an der Phasengrenze  
 $T_{\text{max}}$  - maximal zulässige Temperatur  
 $t$  - Zeit  
 $t_1$  - erster Abschnitt des Überganges nach Gleichung (3.3)  
 $t_v$  - Verzögerungszeit  
 $t_S$  - Widerstandsanstiegszeit des Schaltdrahtwiderstandes  
 $t_R$  - Zeitpunkt des Strommaximums im Löschwiderstand  
 $t_c$  - Zeitpunkt des Erreichens des kritischen Stromes
- $U_{\text{st}}$  - Ansteuerspannung  
 $U_c$  - Kondensatorspannung  
 $U_M$  - maximale Spannung

$U_G$  - Spannung am Lichtbogengitter

$u_S$  - Spannung am Schaltdraht

$V$  - Volumen

$V_S$  - Schaltdrahtvolumen

$V_{Smin}$  - minimales Schaltdrahtvolumen

$V_{SR}$  - Schaltdrahtvolumen bei Löschwiderstand

$V_{SG}$  - Schaltdrahtvolumen bei Lichtbogengitter

$V_K$  - Volumen des Einbettungsmaterials

$v$  - Geschwindigkeit der Phasengrenze

$v_{max}$  - maximal mögliche Geschwindigkeit der Phasengrenze

$v_0$  - Anfangsgeschwindigkeit der Phasengrenze

$v_1, v_2, v_3$  - Geschwindigkeiten der Phasengrenze bei unterschiedlichen Annahmen

$W_{st}$  - Ansteuerenergie

$W_c$  - Ansteuerenergie zur Aufheizung auf  $T = T_c$

$W_t$  - Ansteuerenergie zur Aufheizung auf  $T = T_t$

$W_S$  - Verlustenergie im Schaltdraht

$W_{SR}$  - Verlustenergie im Schaltdraht bei Löschwiderstand

$W_{SG}$  - Verlustenergie im Schaltdraht bei Lichtbogengitter

$W_L$  - gespeicherte Energie des Magneten

$x$  - Koordinate

Substitution in Anhang 5

$x'$  - Koordinate

$z$  - Substitution in Anhang 3

$\alpha$  - Wärmeübergangskoeffizient

$\alpha_{He}$  - Wärmeübergangskoeffizient von der Schalteroberfläche zum flüssigen Helium

$\alpha_{st}$  - Stabilitätskoeffizient

$\alpha_s$  - Konstante in Gleichung (5.3)

$\alpha_k$  - Konstante in Gleichung (5.5)

$\alpha_1, \alpha_2$  - Konstanten in Anhang 6



$\beta$  - Konstante der spezifischen Wärme  
 $\gamma$  - Dichte  
 $\gamma_s$  - Dichte des Schaltdrahtmaterials  
 $\gamma_k$  - Dichte des Einbettungsmaterials  
 $\gamma_c$  - Sommerfeldkonstante

$\Delta$  - Konstante in Anhang 6  
 $\delta$  - Konstante in Gleichung (8.22)  
 $\delta_1, \delta_2$  - Konstanten in Gleichung (8.23)  
 $\delta_3, \delta_4$  - Konstanten in Gleichung (8.24)

$\varepsilon$  - Abkürzung in Gleichung (8.49)

$\xi_K$  - Kohärenzlänge  
 $\xi_1$  - Konstante in Gleichung (8.52)  
 $\xi_2$  - Konstante in Gleichung (8.55)  
 $\xi_3$  - Konstante in Gleichung (8.59)

$\lambda$  - Wärmeleitfähigkeit  
 $\lambda_N$  - Wärmeleitfähigkeit im normalleitenden Zustand  
 $\lambda_S$  - Wärmeleitfähigkeit im supraleitenden Zustand  
 $\lambda_F$  - Wärmeleitfähigkeit von Epoxidharz

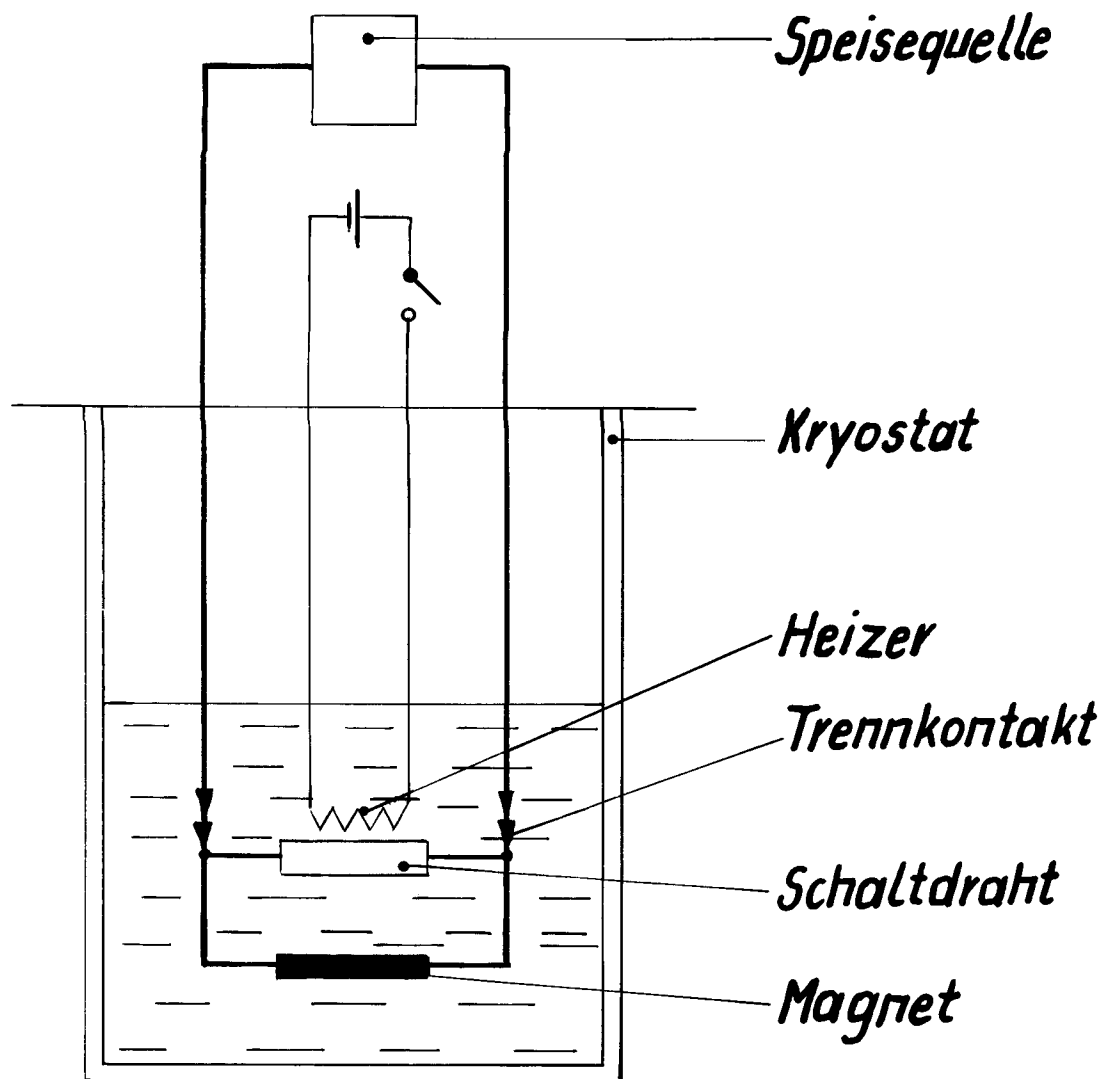
$\mu$  - Abkürzung in Anhang 5  
 $\mu_0$  - Permeabilität

$\eta$  - Effektivität der Energieauskopplung

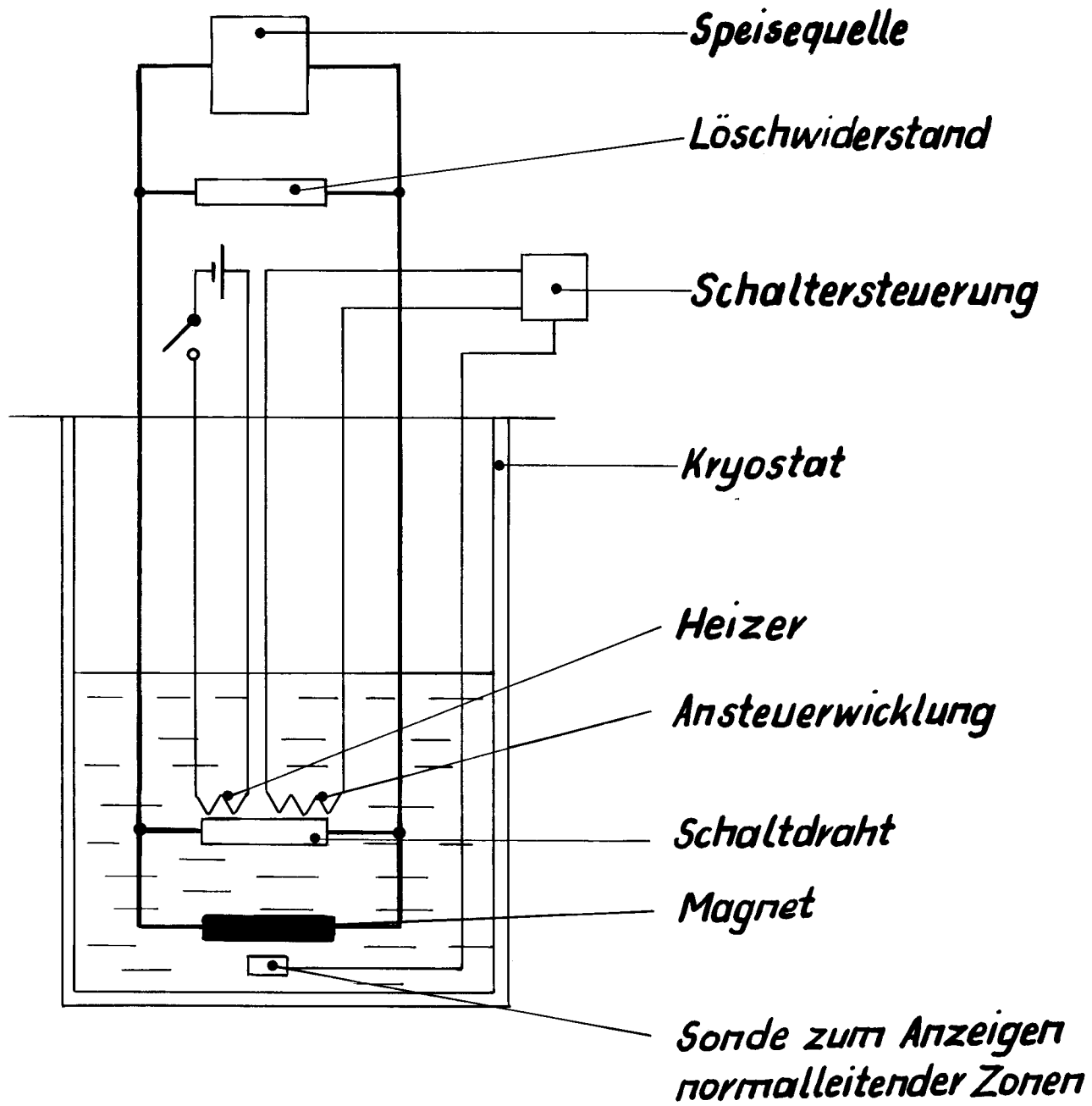
$\rho$  - spezifischer Widerstand

$\tau_1, \tau_2, \tau_3$  - Zeitkonstanten der Energieauskopplung  
 $\tau'_1, \tau'_2$  - Zeitkonstanten in Gleichung (13.11) und (13.12)  
 $\tau_0$  - Zeitdauer der Energieauskopplung mit Lichtbogengitter  
 $\tau_s$  - Zeitkonstante des Schaltdrahtwiderstandes

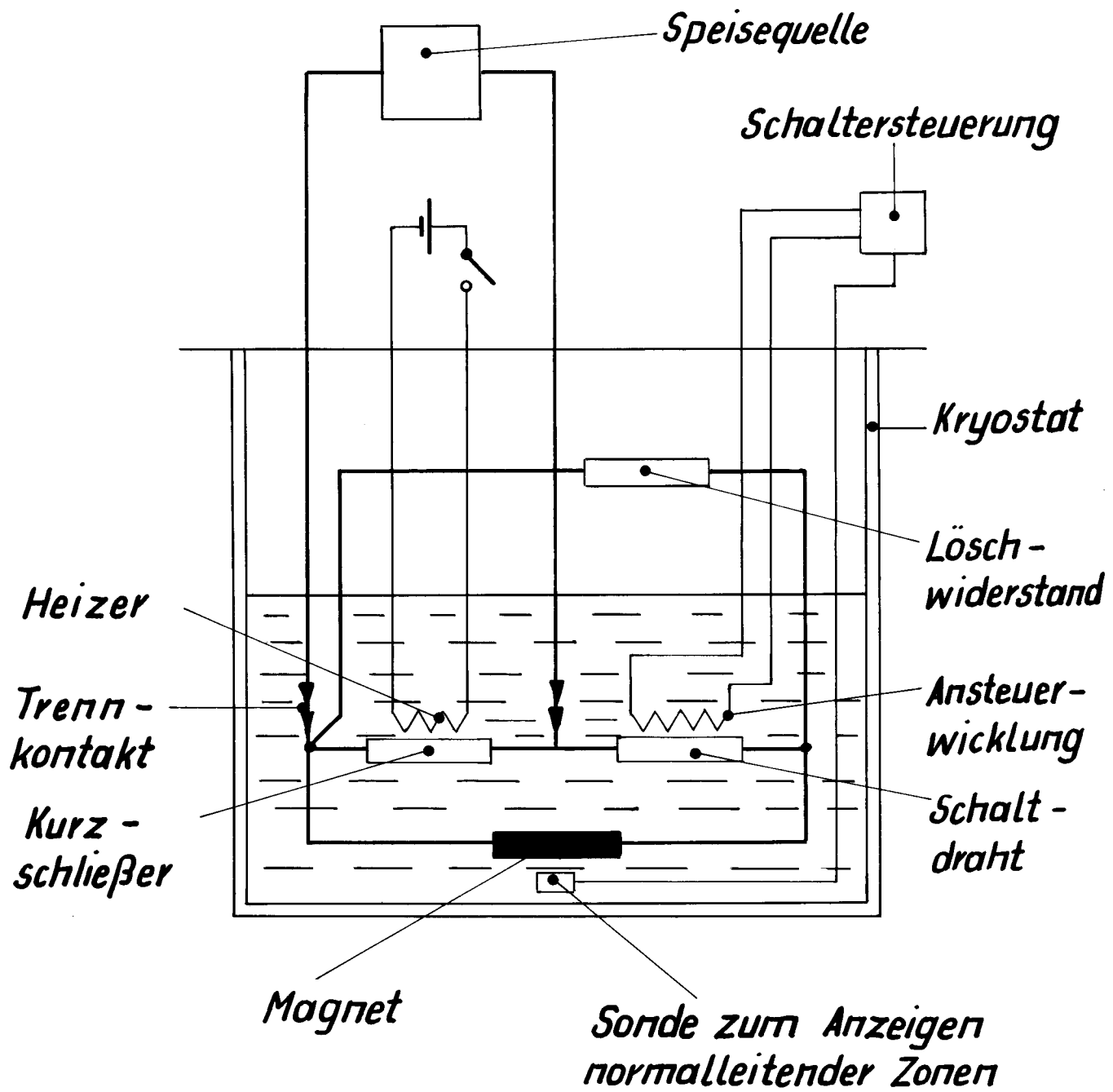
$\Theta_D$  - Debye-Temperatur



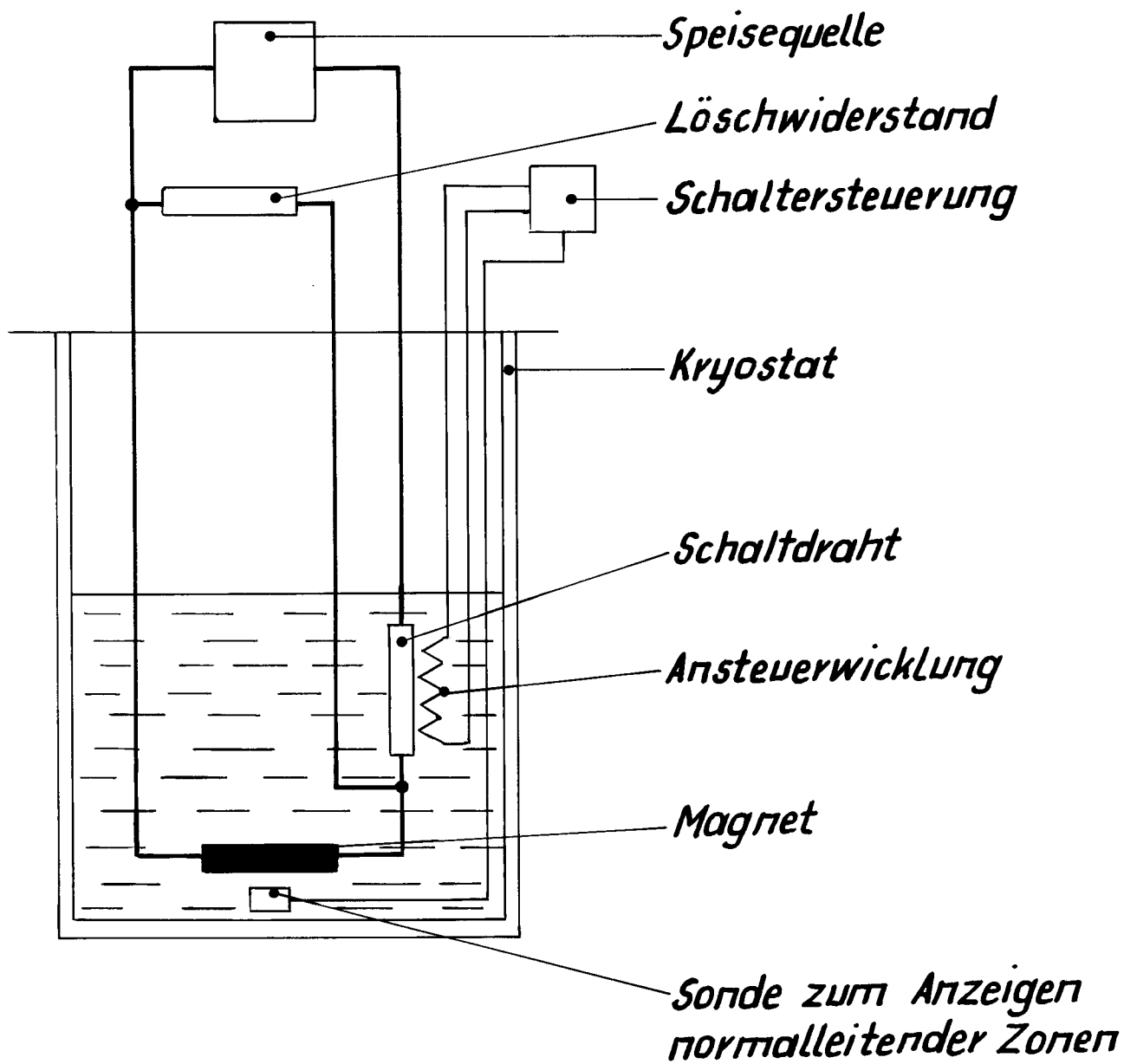
4.1 12x12



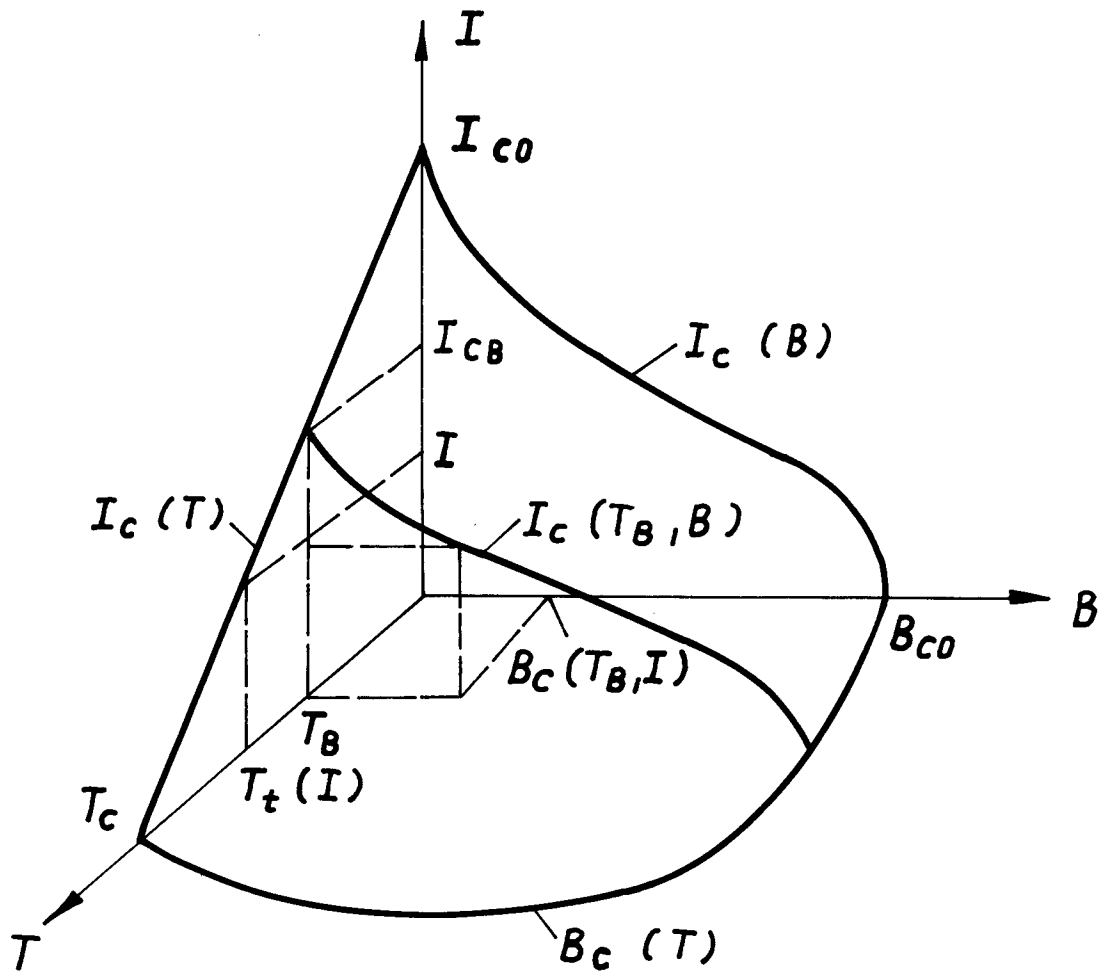
4.2 12x12



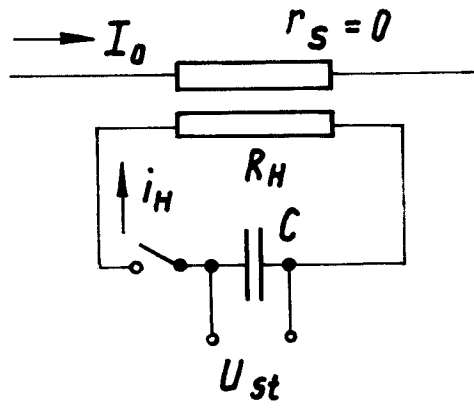
4.3 12x12



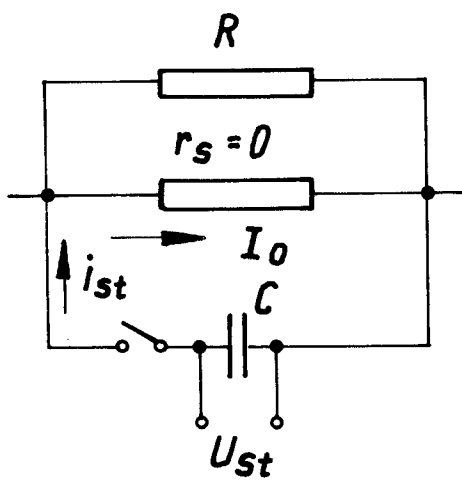
4.4 12 x 12



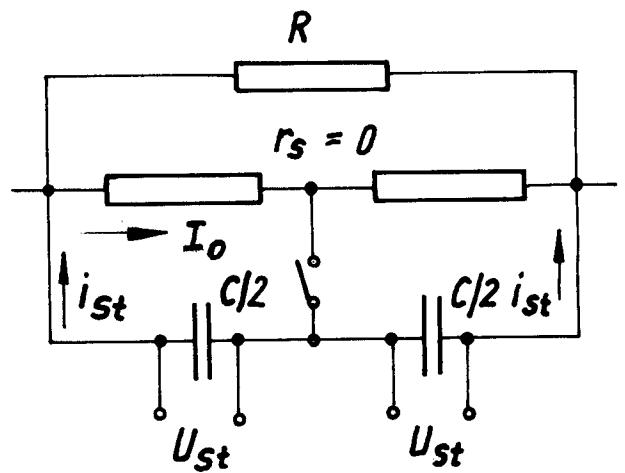
5.1 12x12



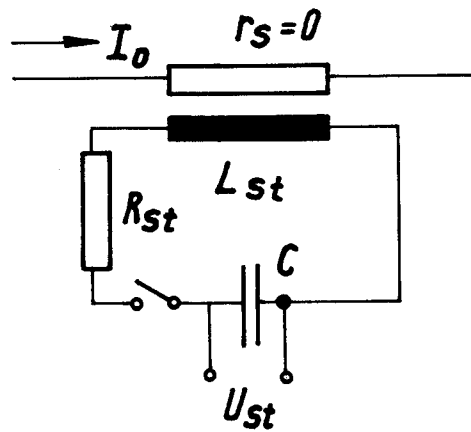
a) Thermisch



b) Elektrisch

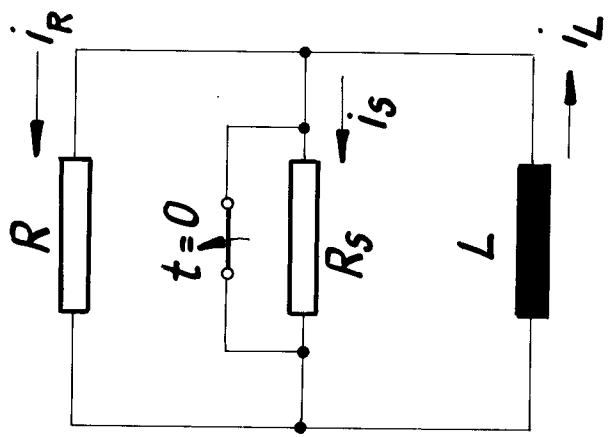


c)

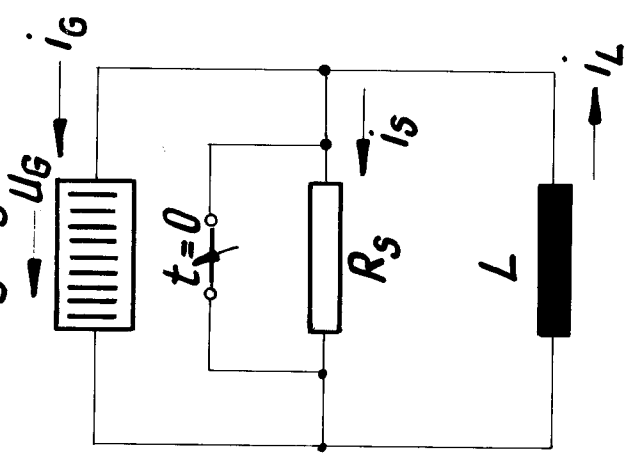


d) Magnetisch

Widerstand

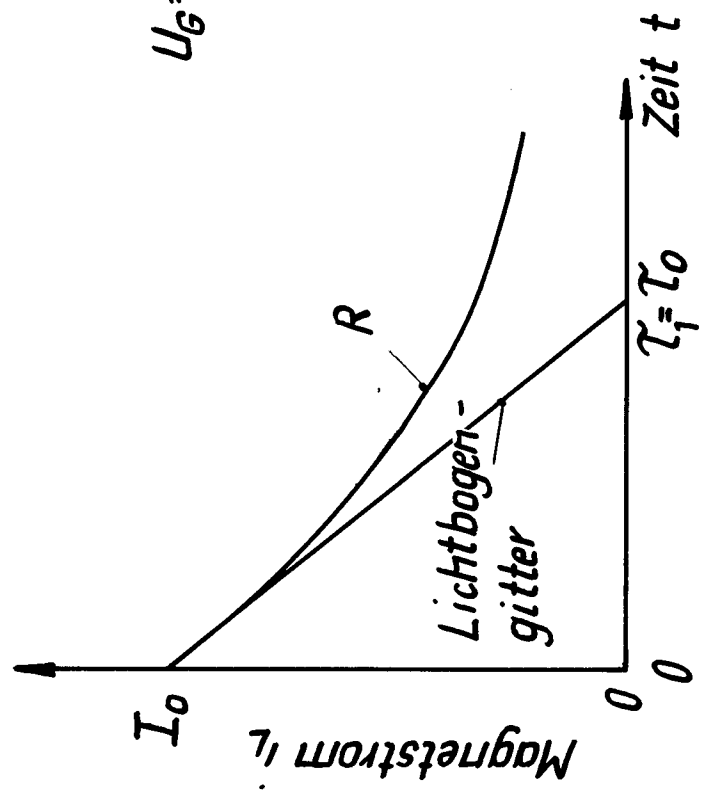
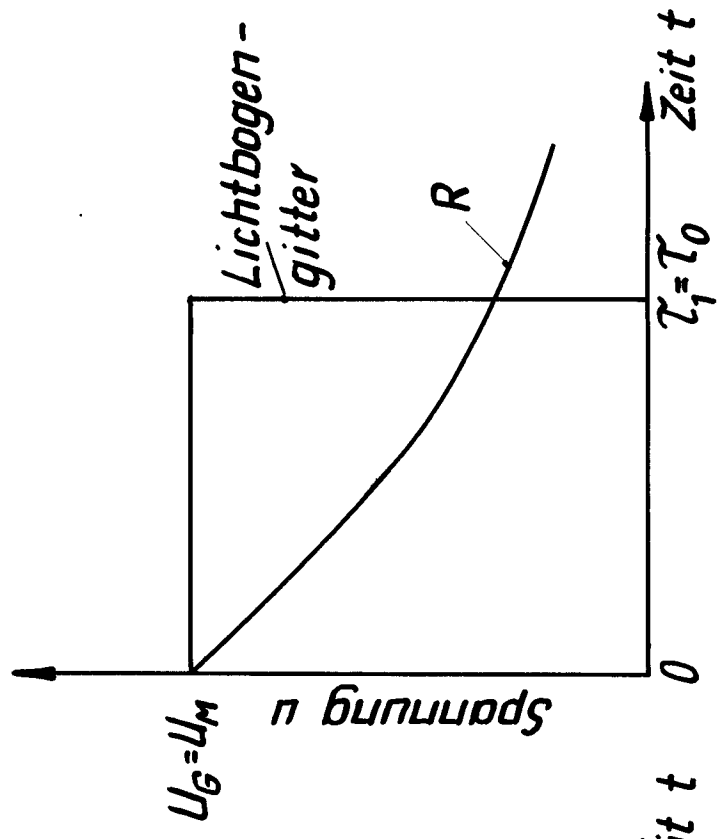


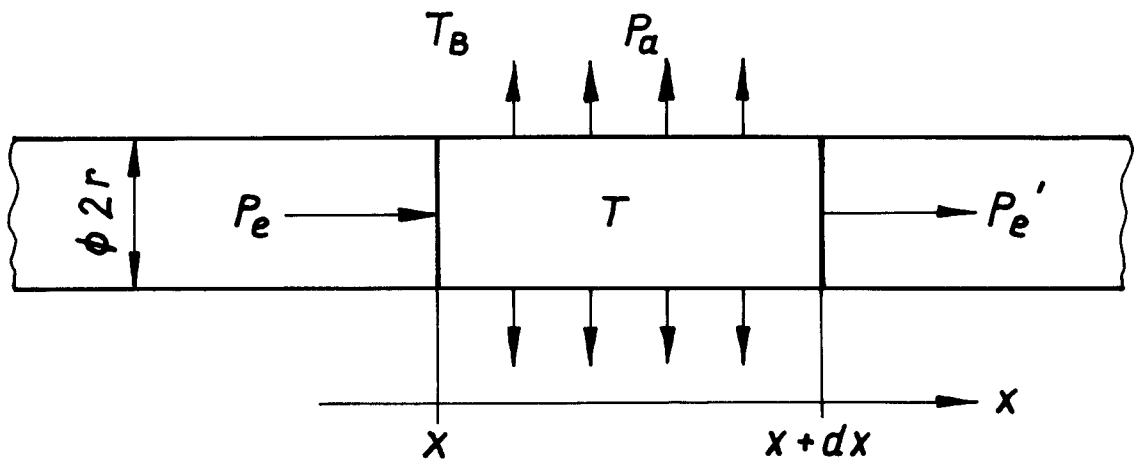
Lichtbogengitter



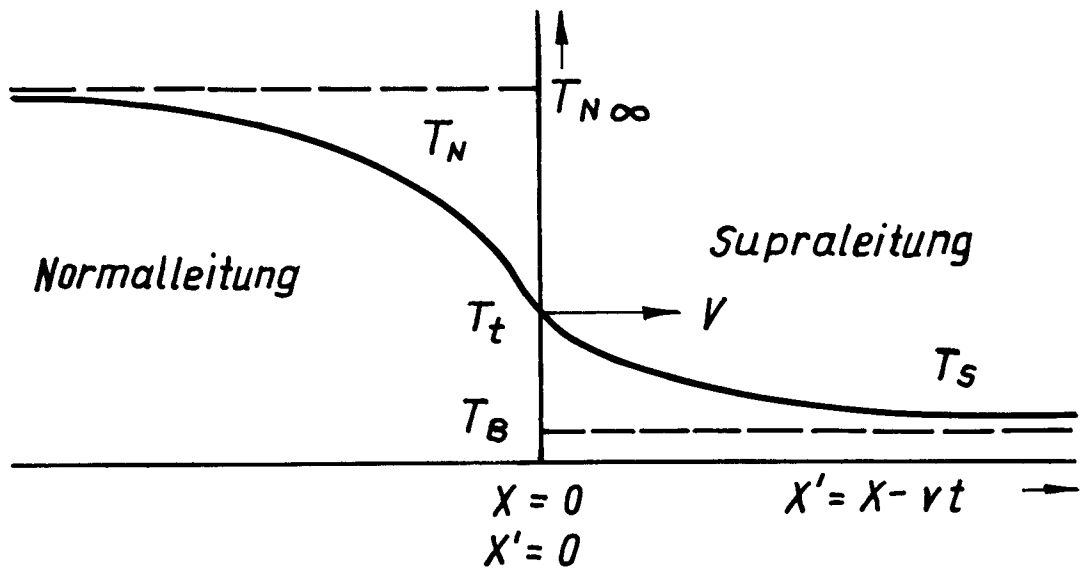
6.1 9x12



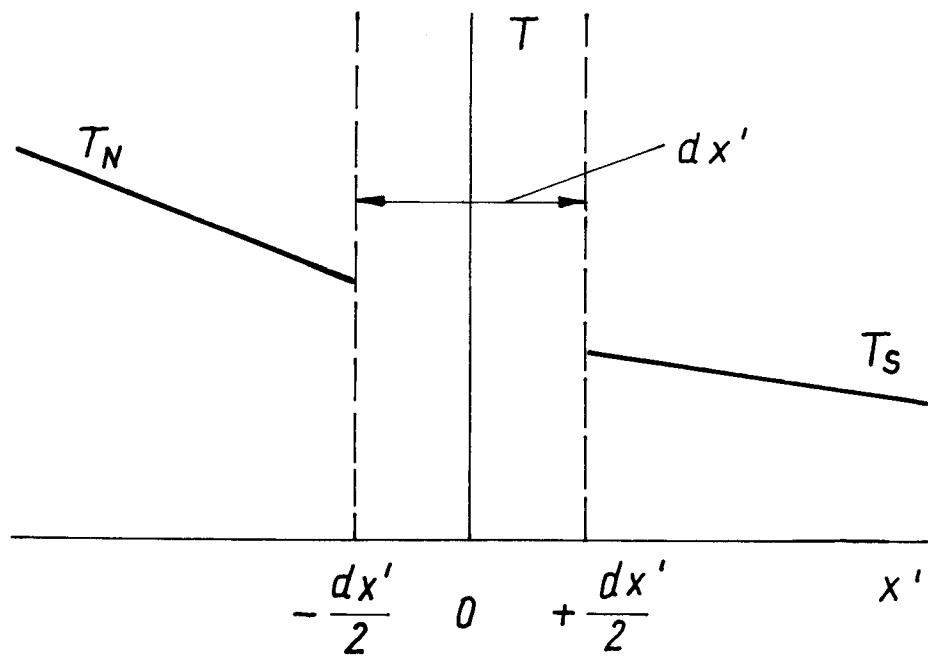




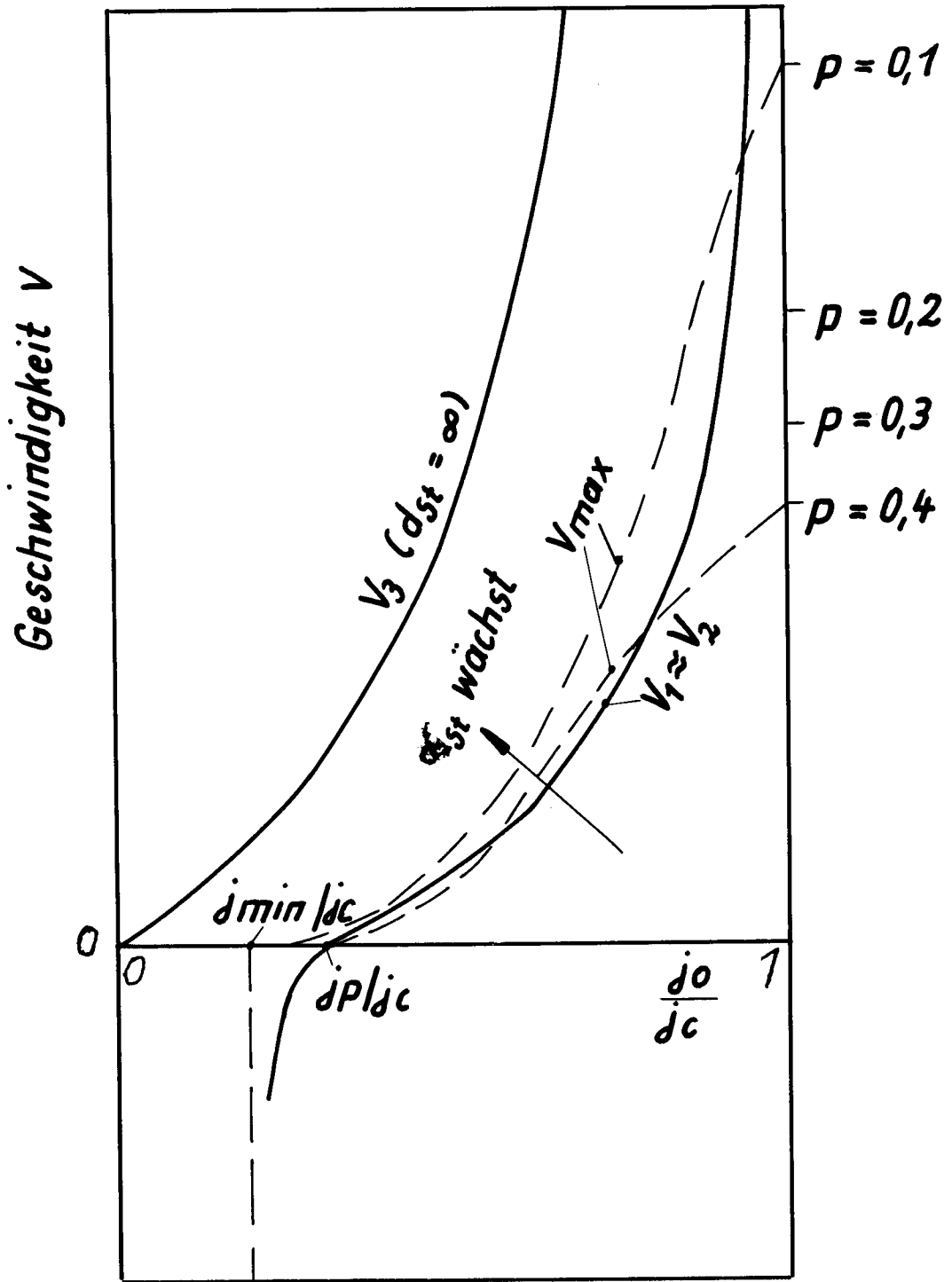
**8.1 9x12**



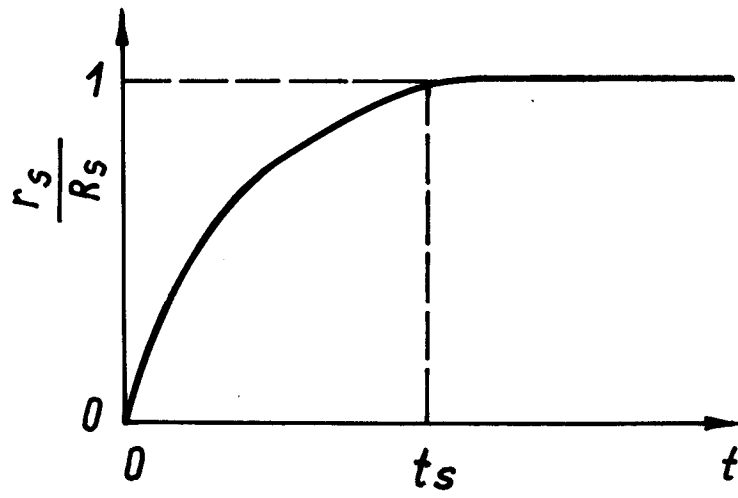
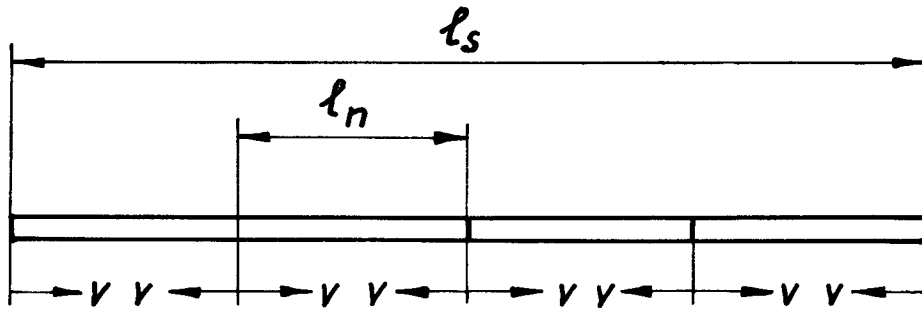
8.2  $9 \times 12$



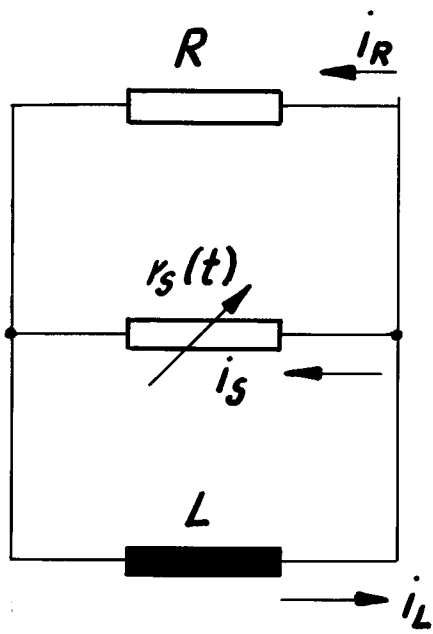
8.3 6x9'



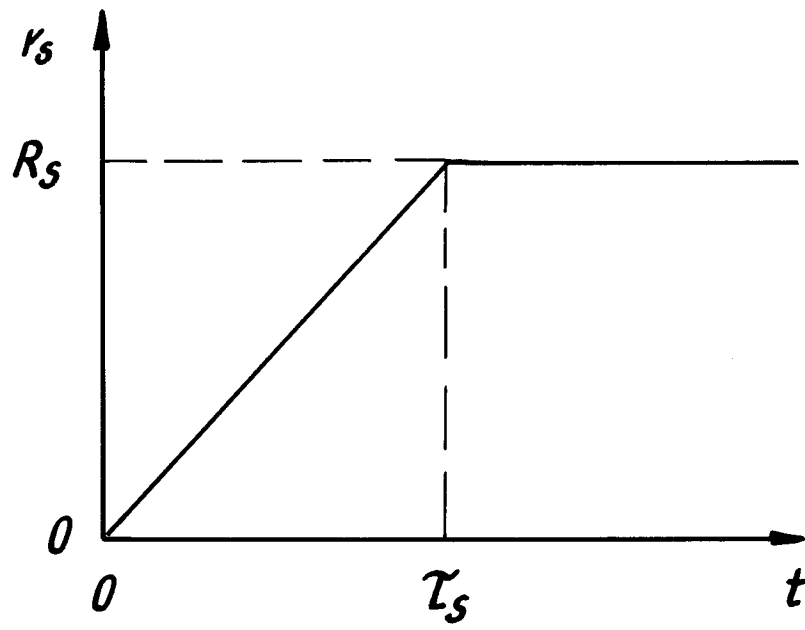
8.4 13x18



**P.5 12x12**

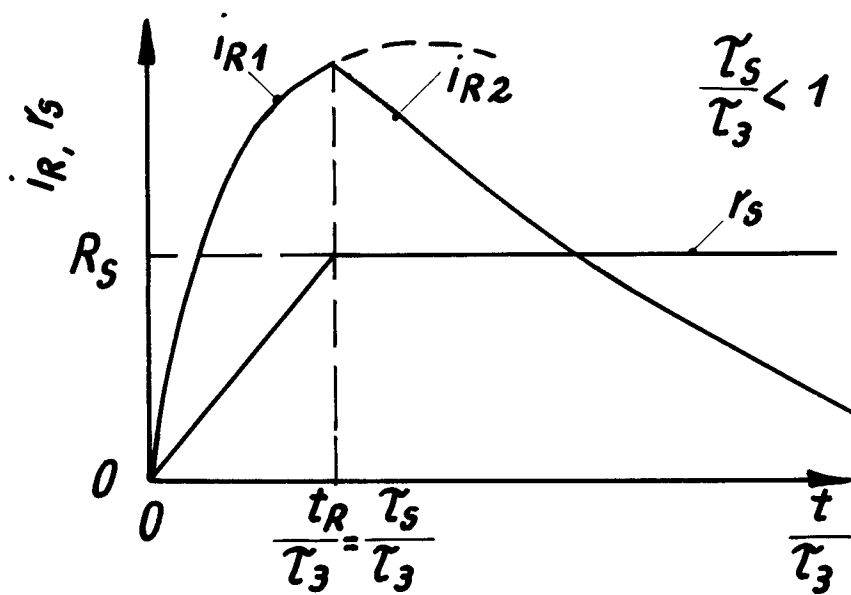
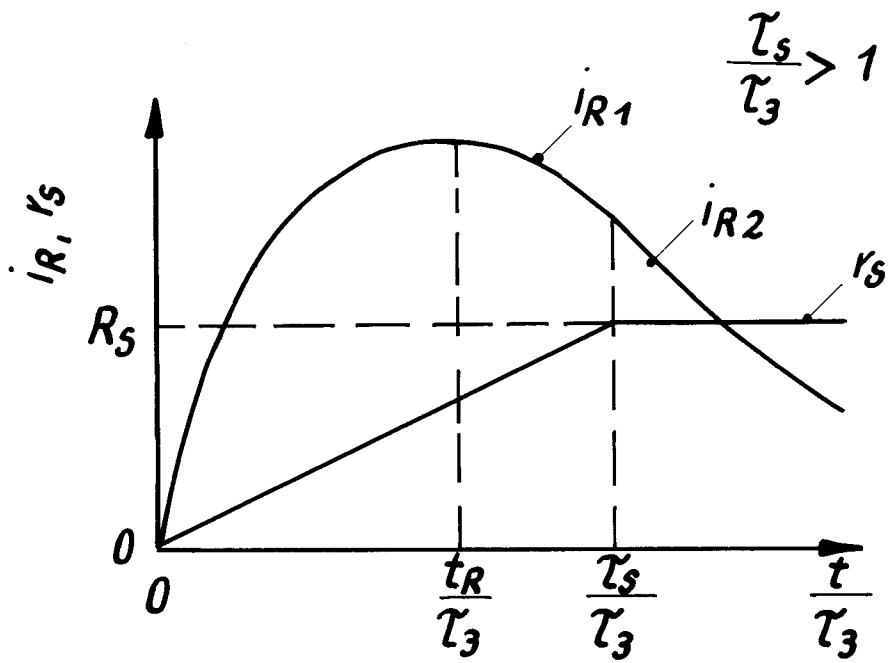


9.1 9x12

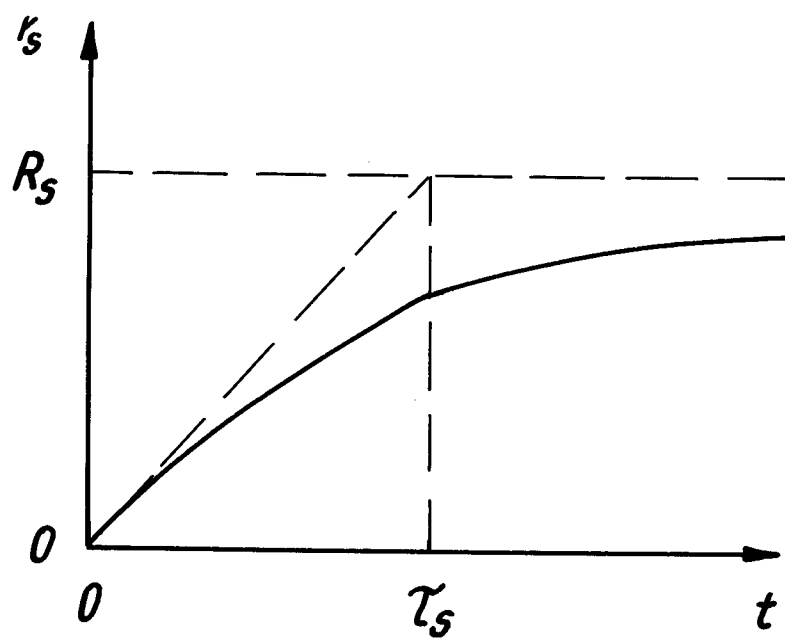


10.1 6x9

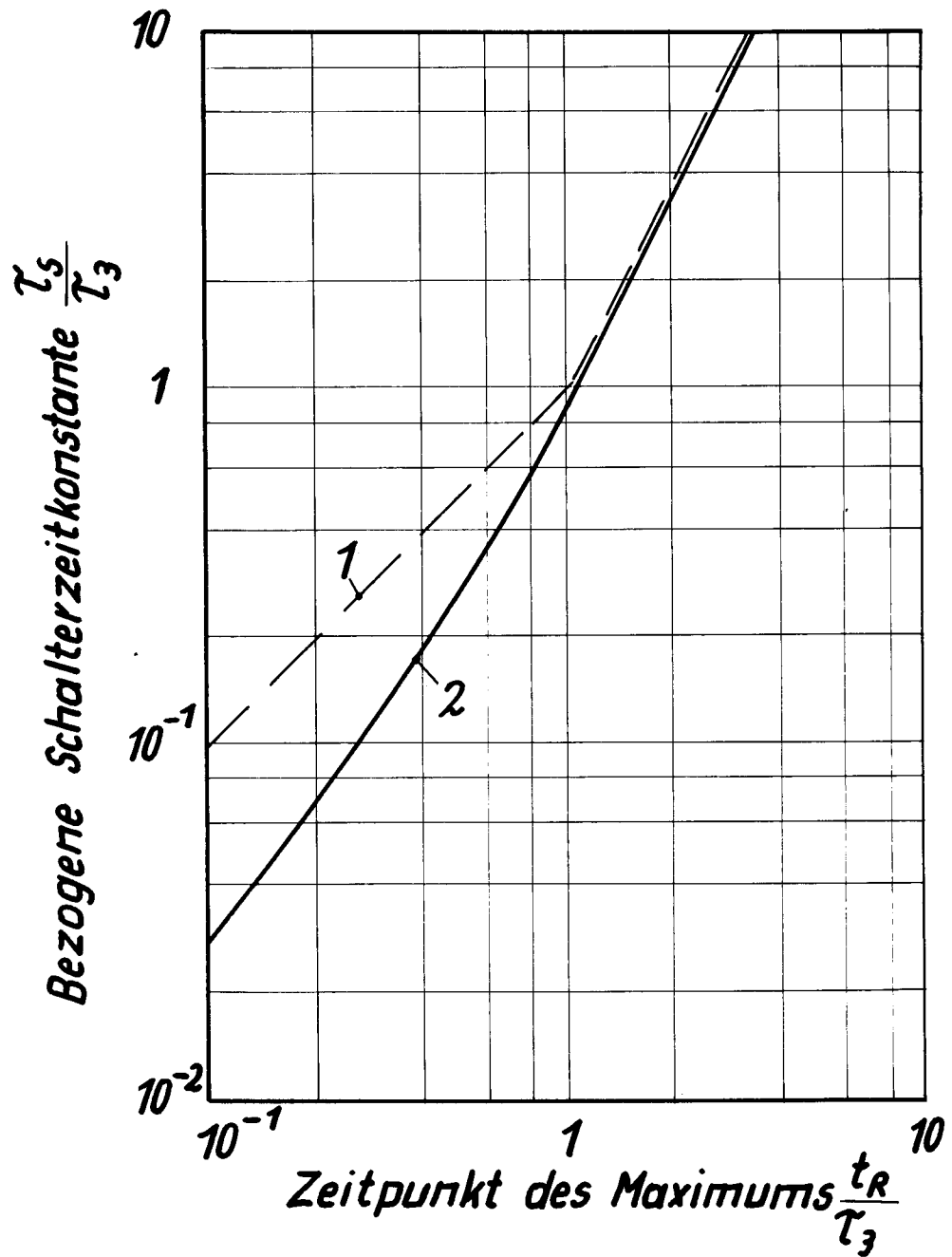




10.2 13x18

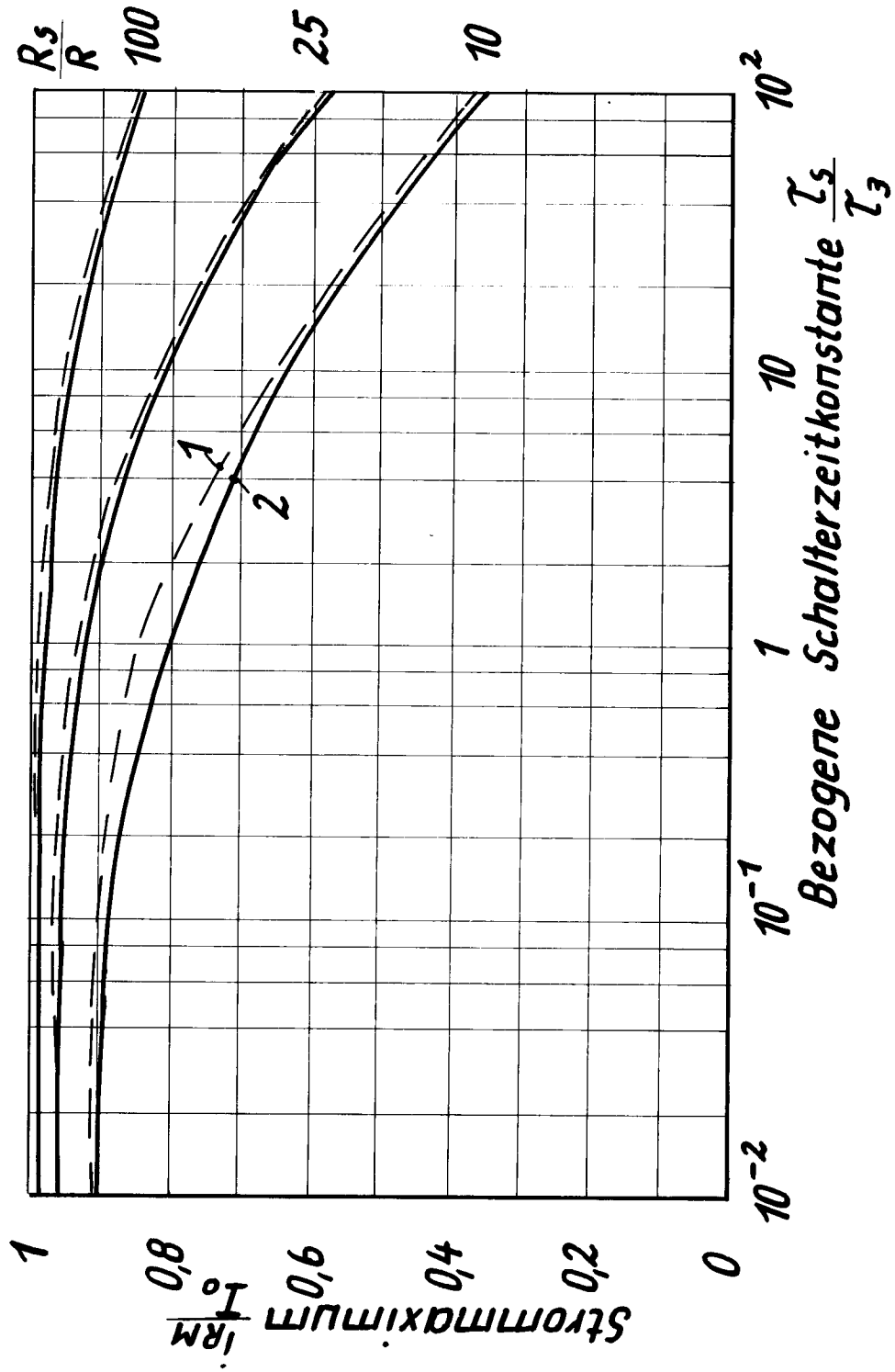


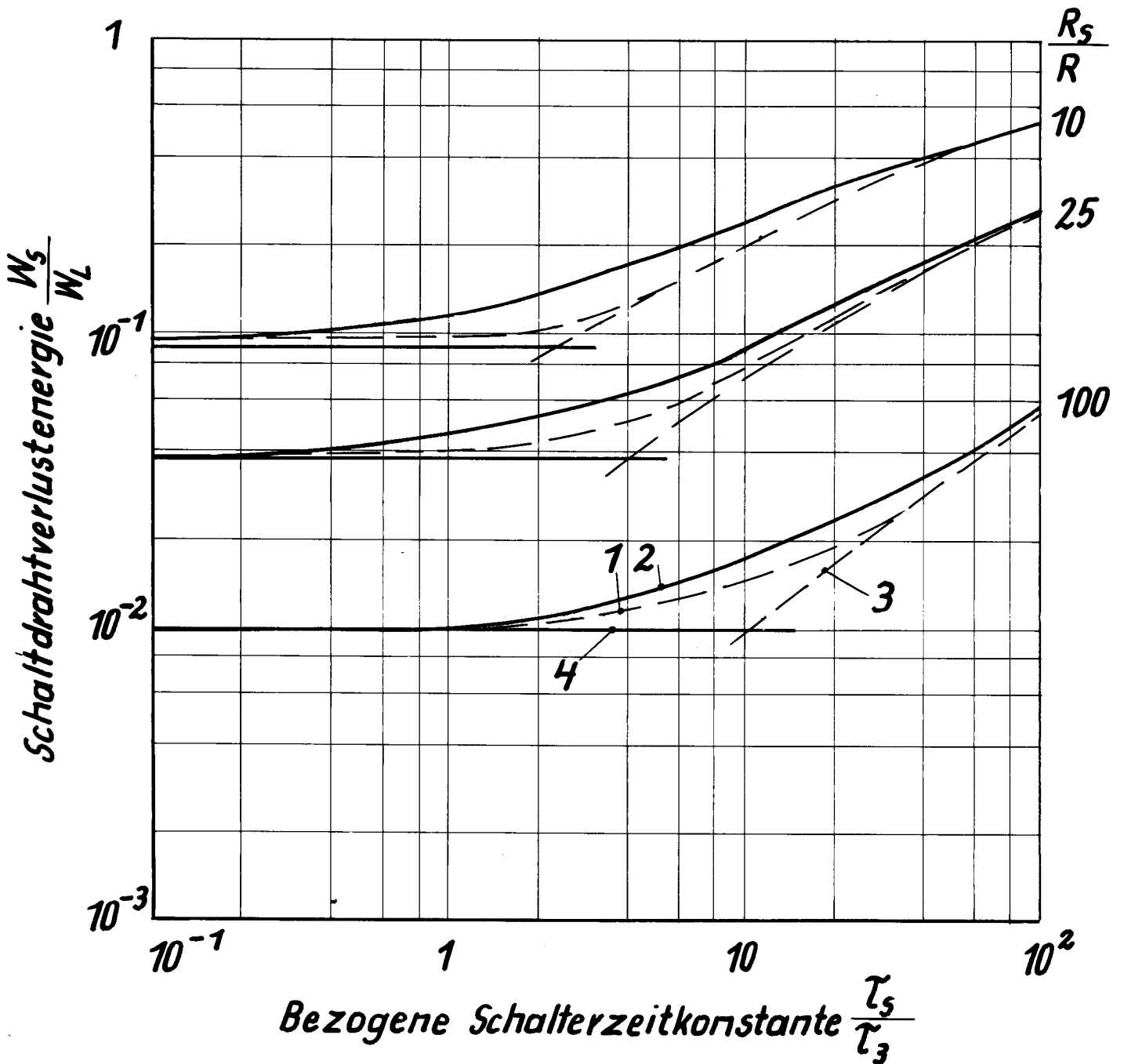
10.3 6x9

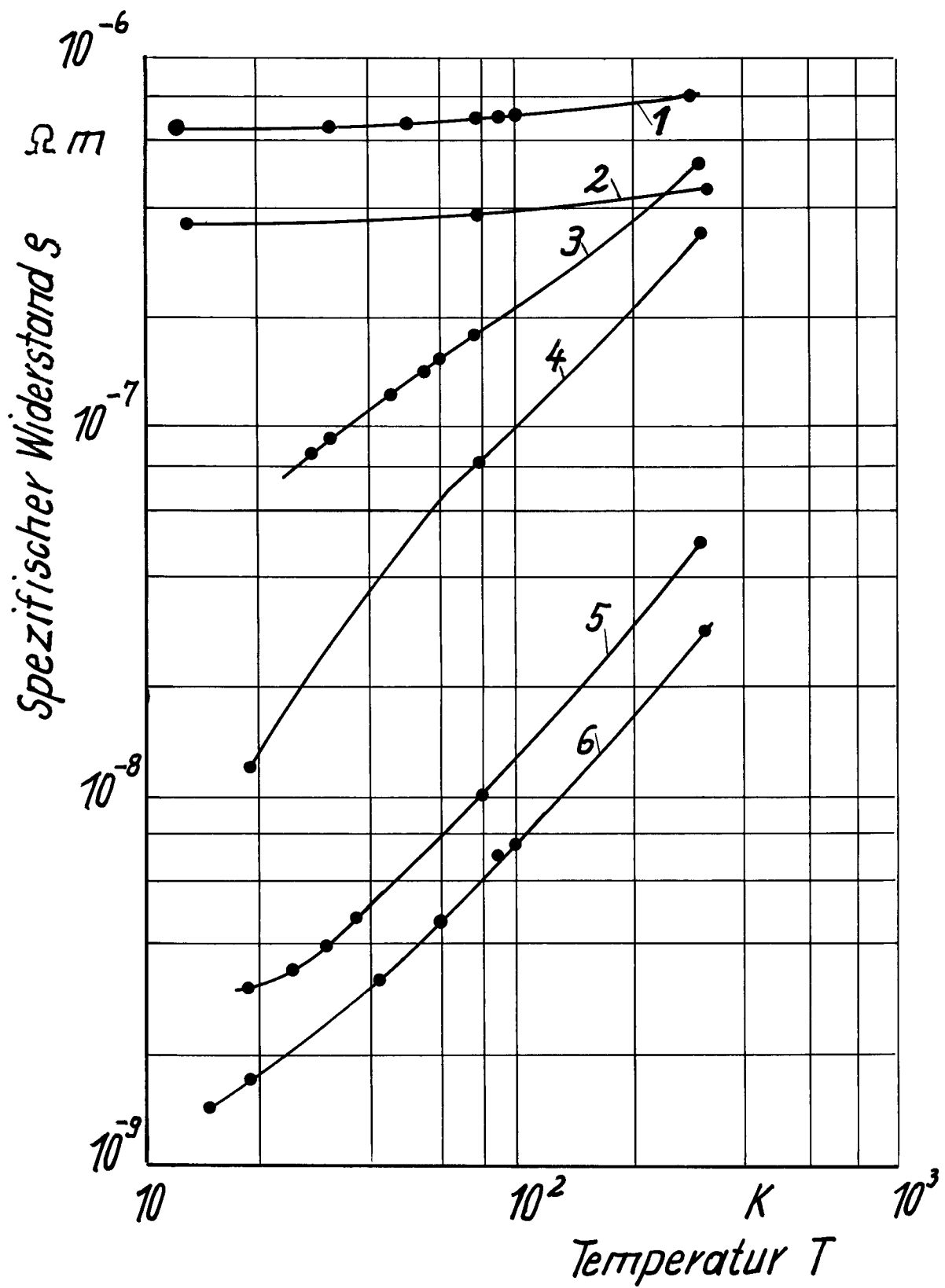


10.4 13x18

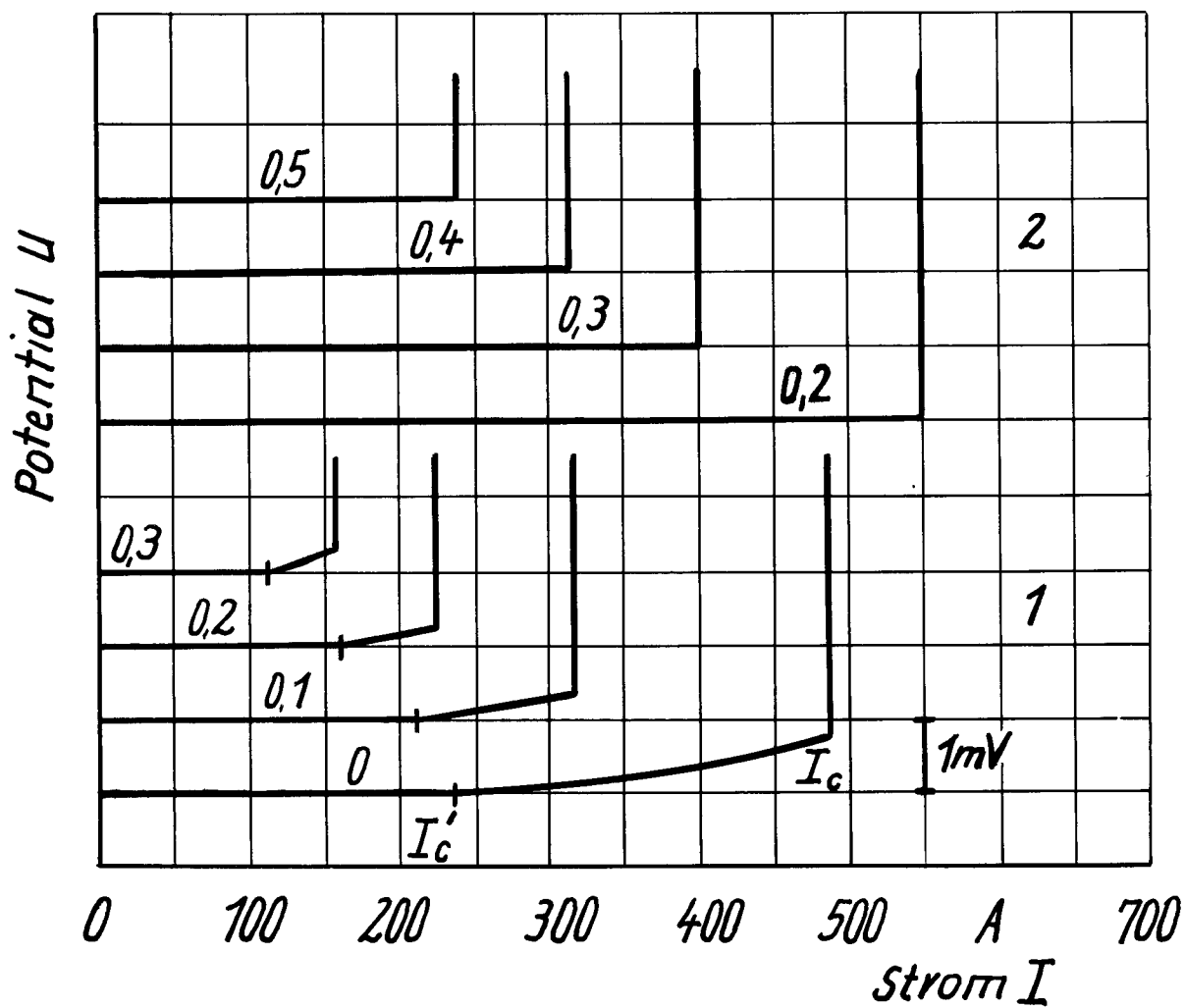
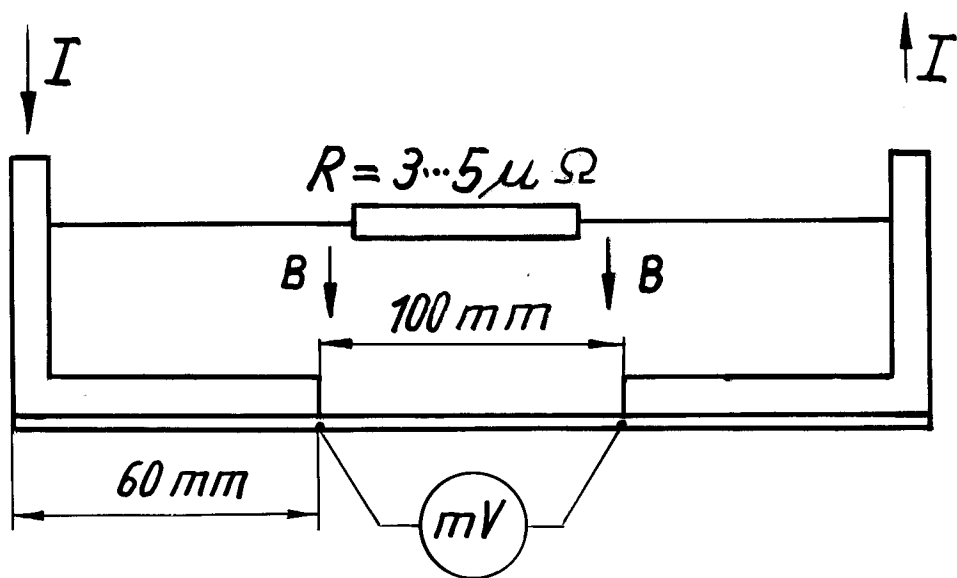
10.5 13x18



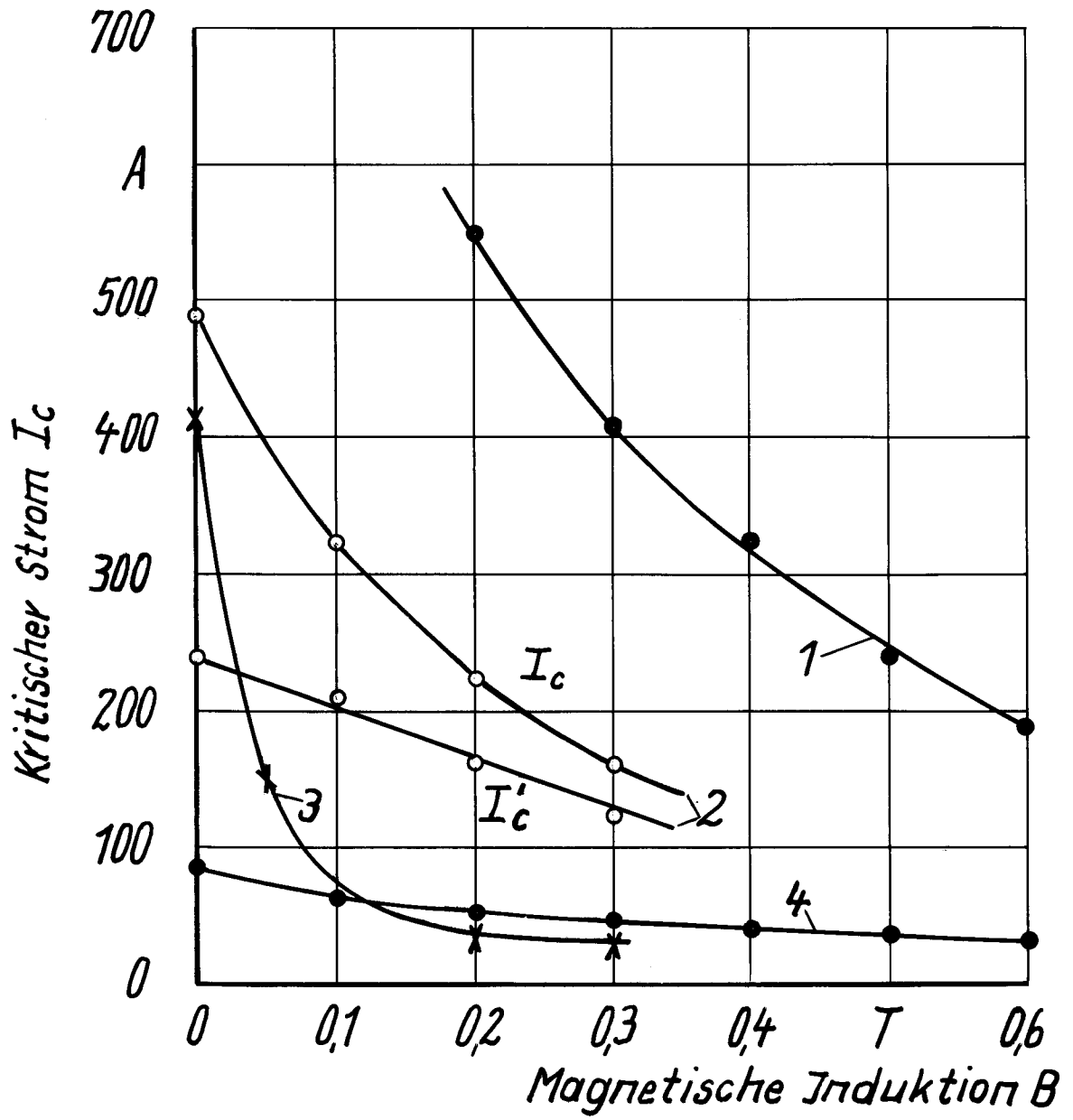




11.1 13x18

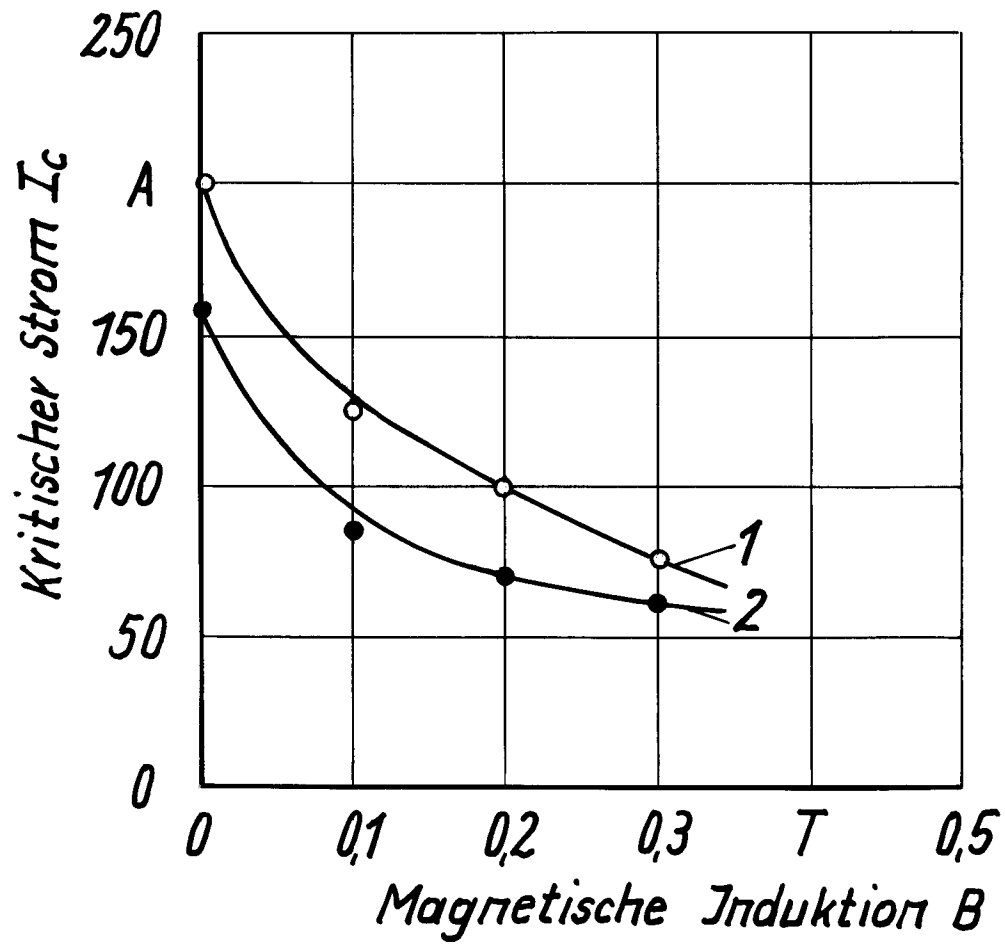


11.2 13x18



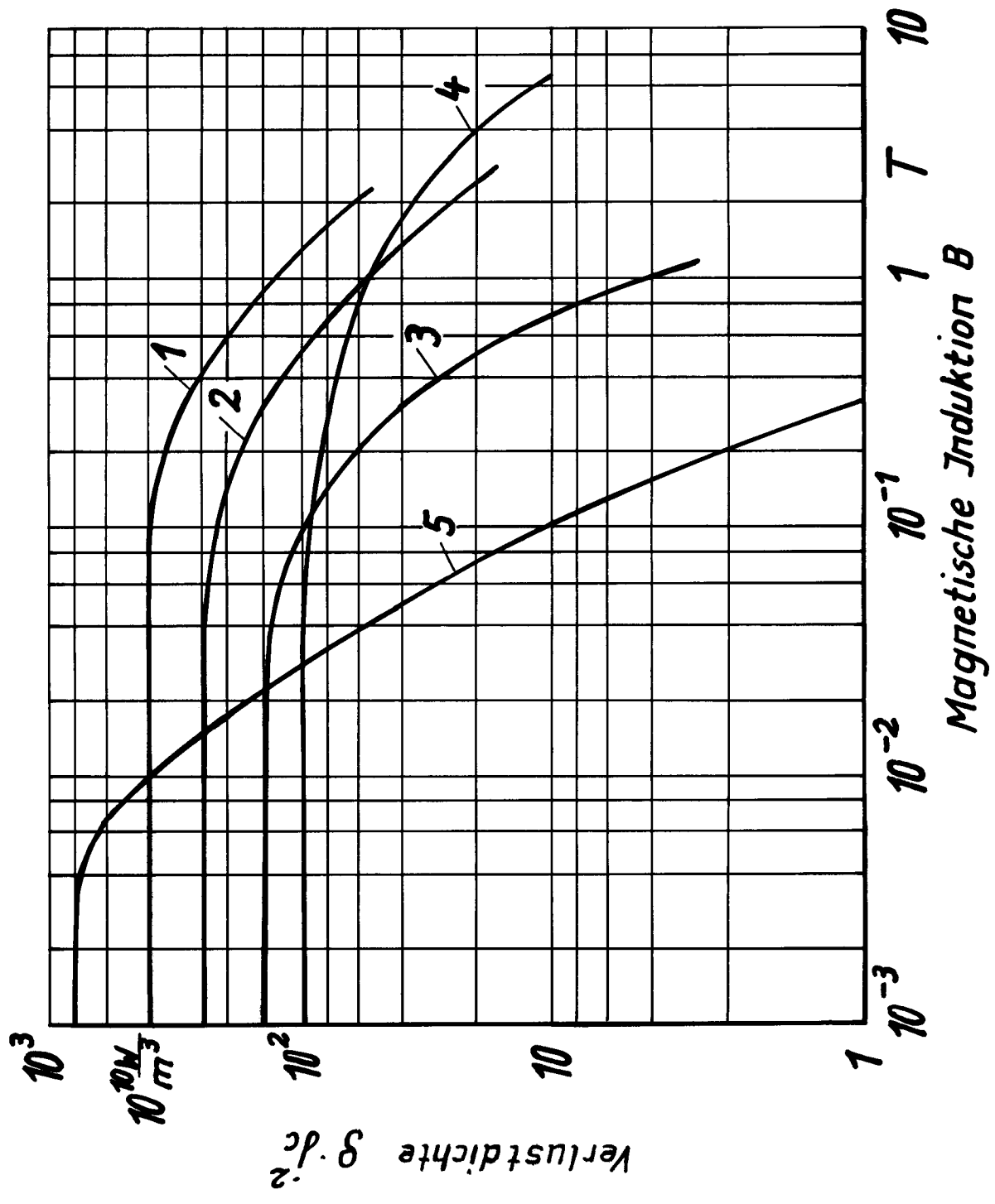
11.3 12x12

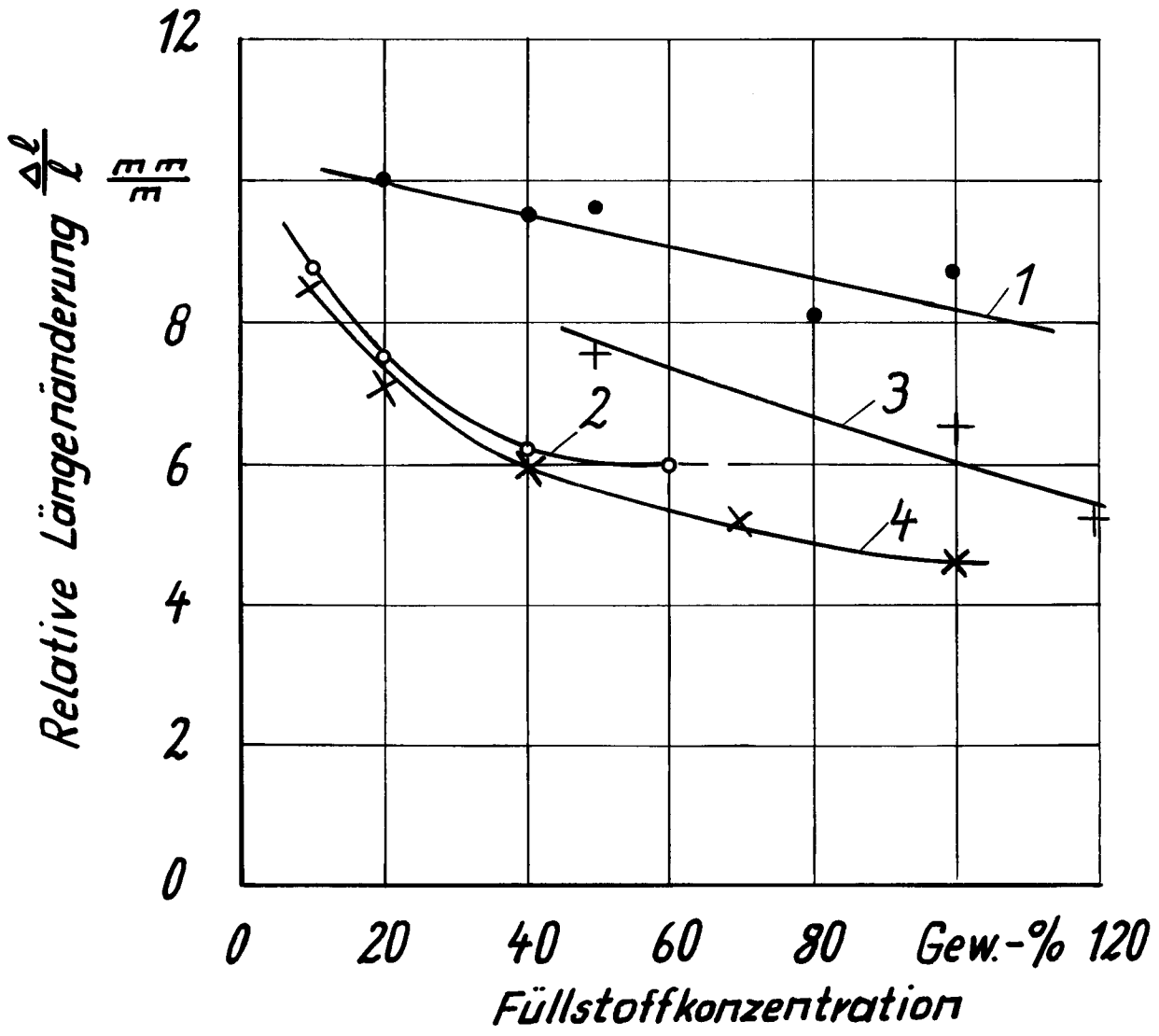




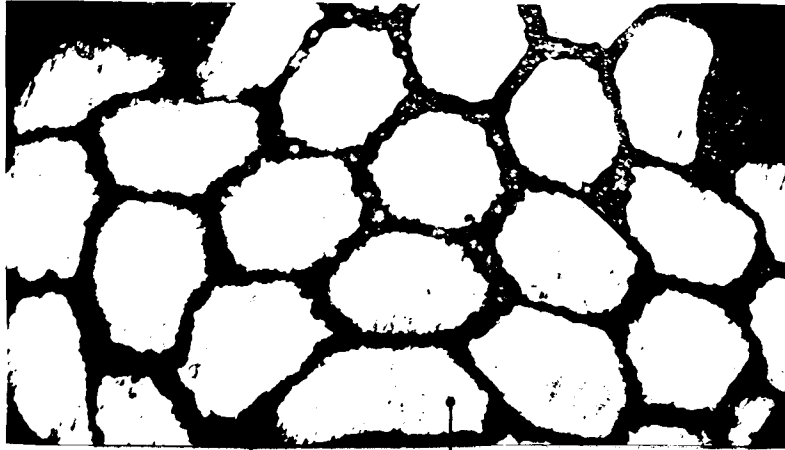
11.4 12 x 12

11.5 9x12





11.6 12x12

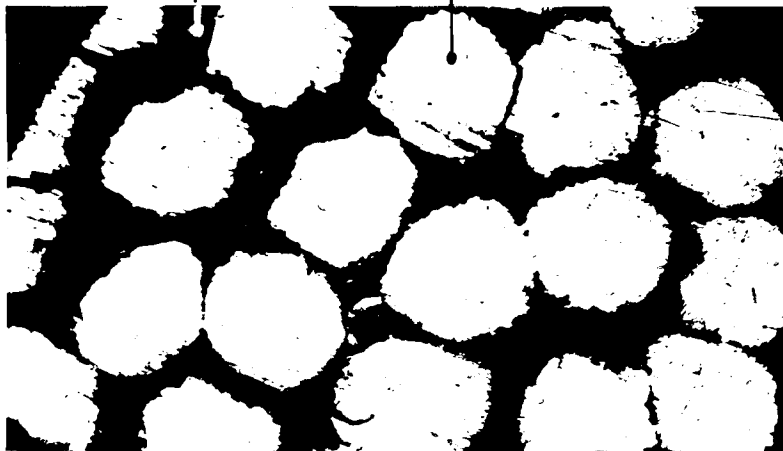


*Kupfer*

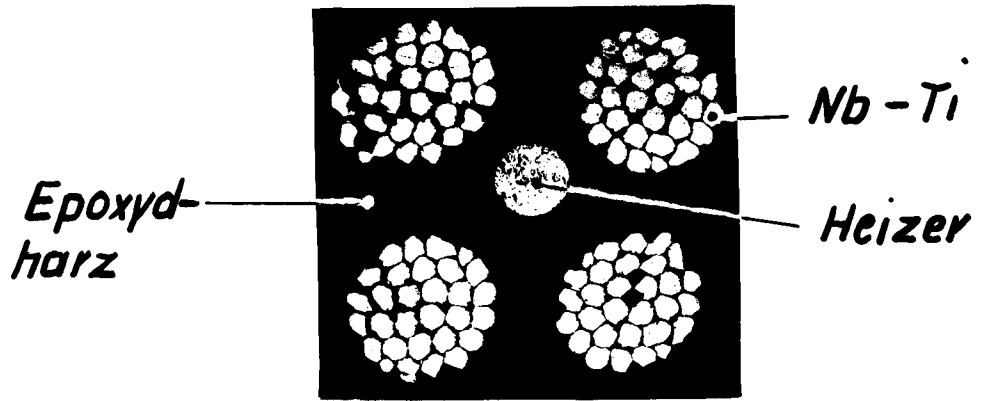
*Nb-Ti*

*100 μm*

*Epoxydharz*

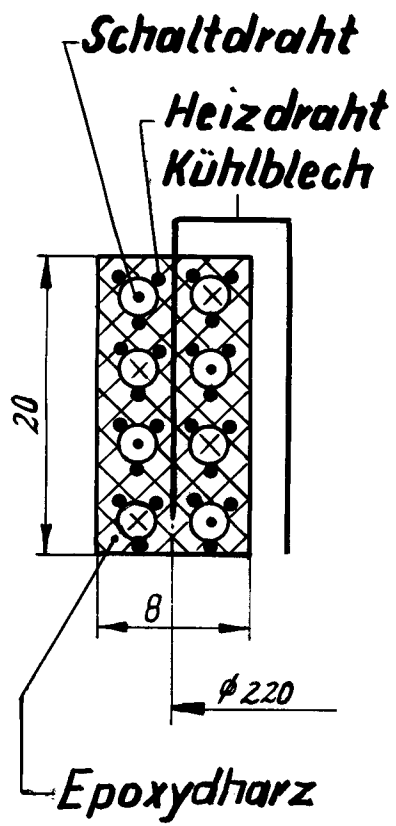


*11.7 9x12*

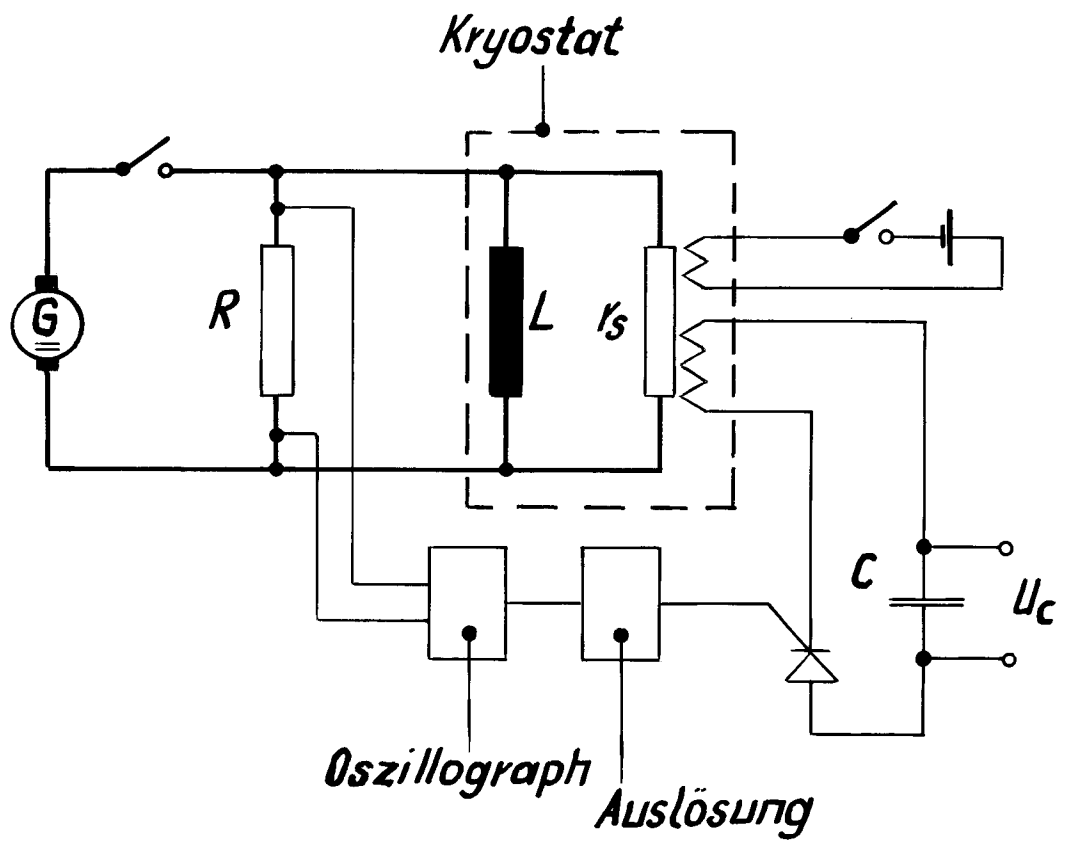


200  $\mu\text{m}$

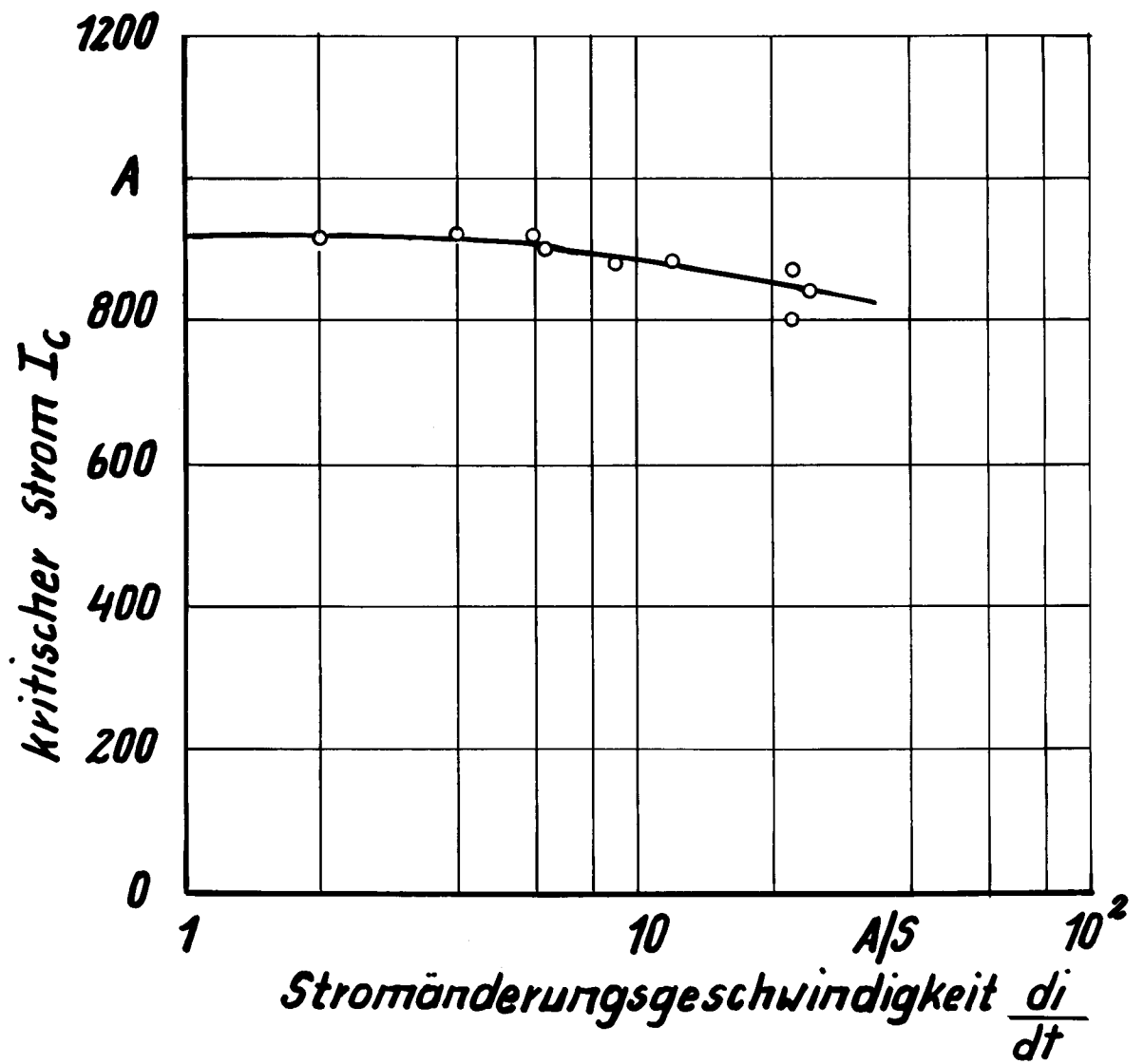
11.8 9x12



12.1 13x18

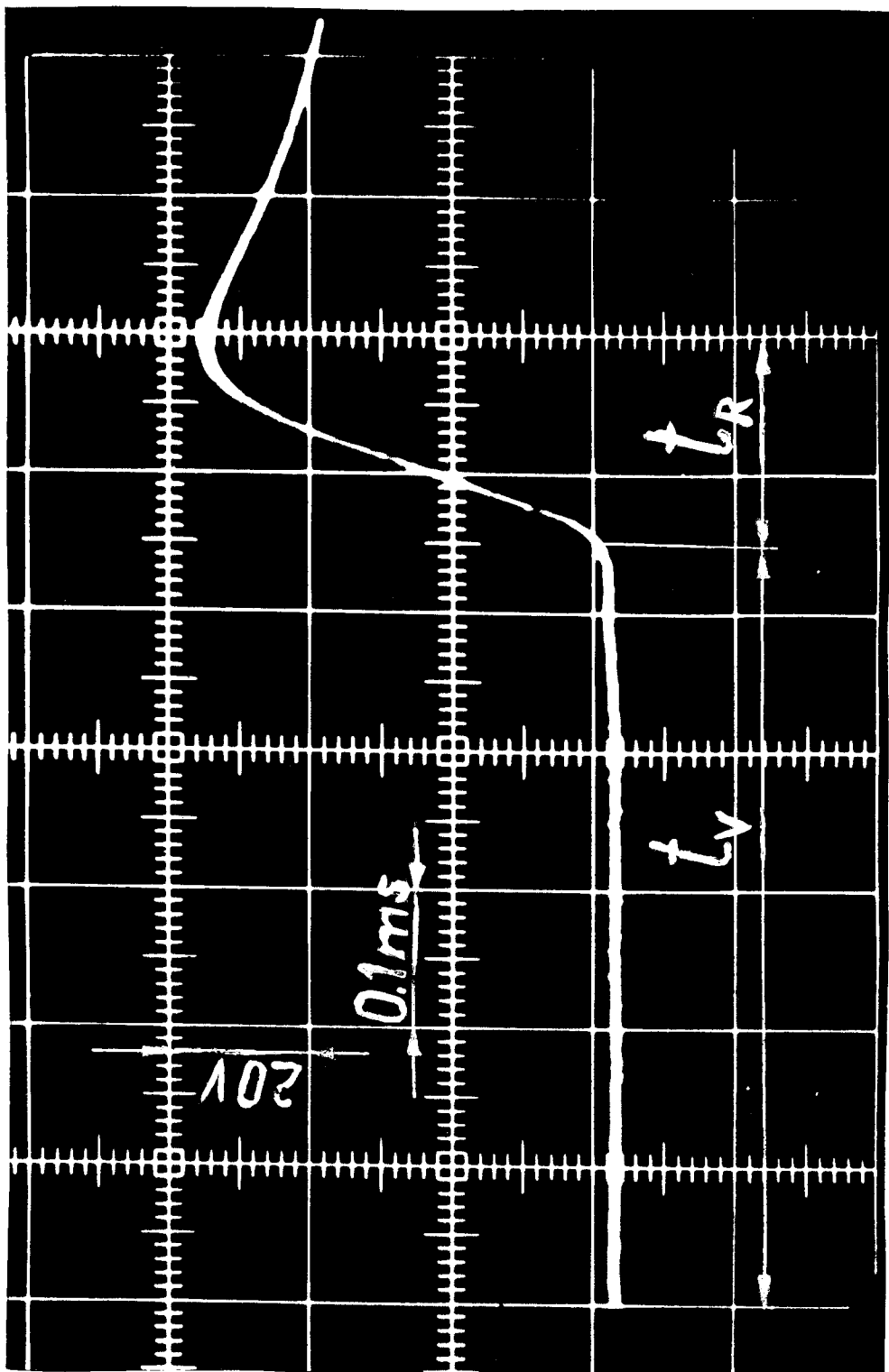


12.2 8x12

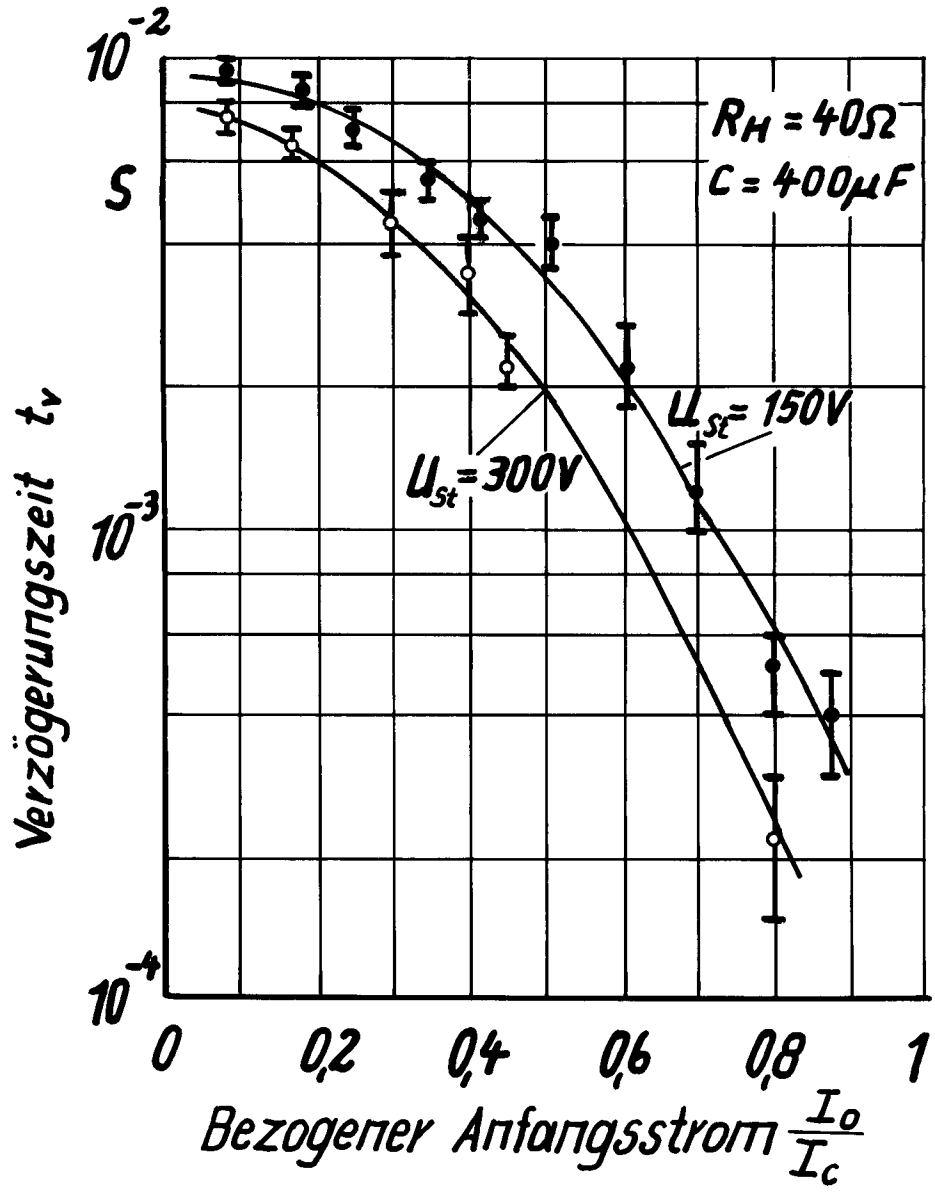


12.3 12x12

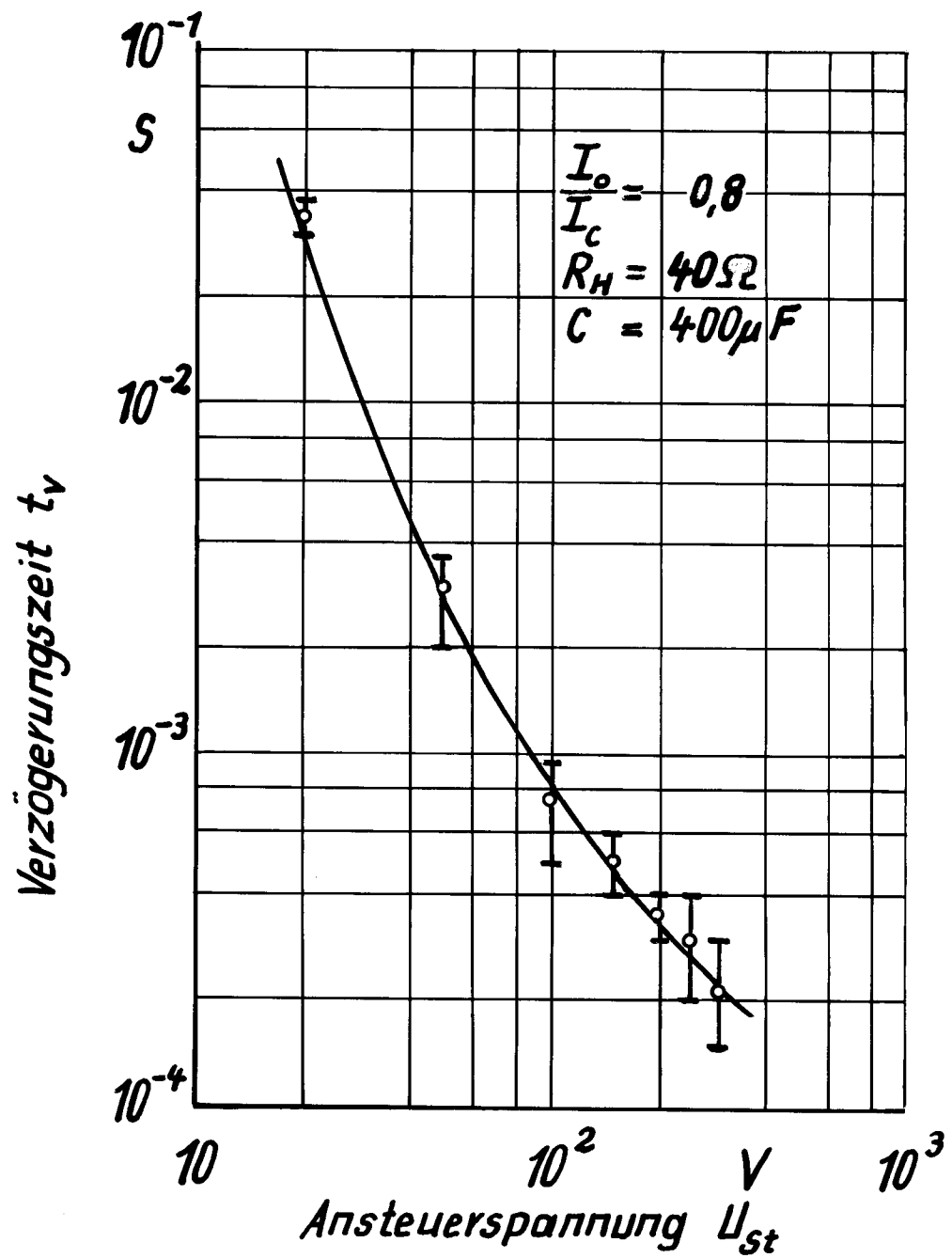




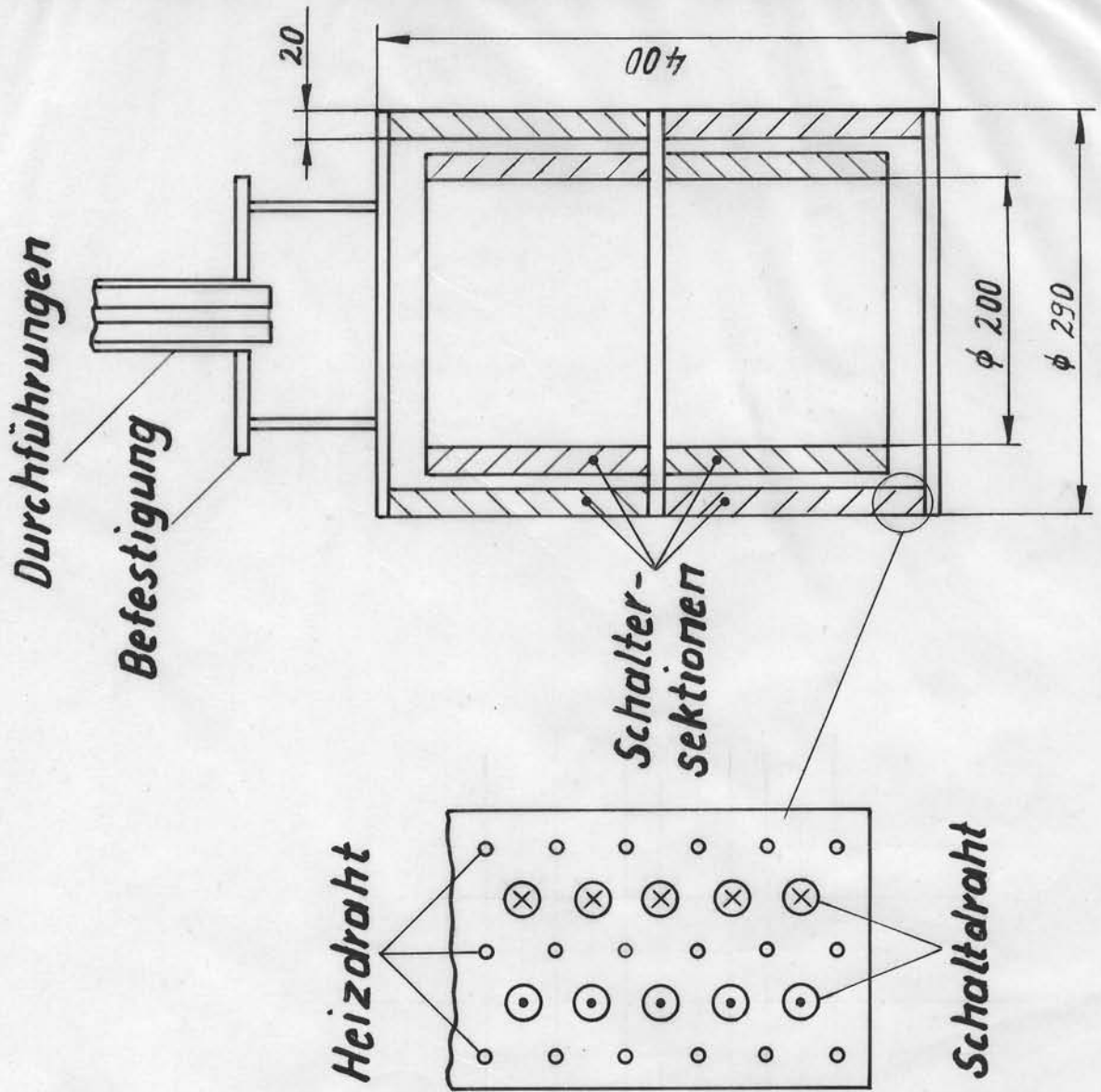
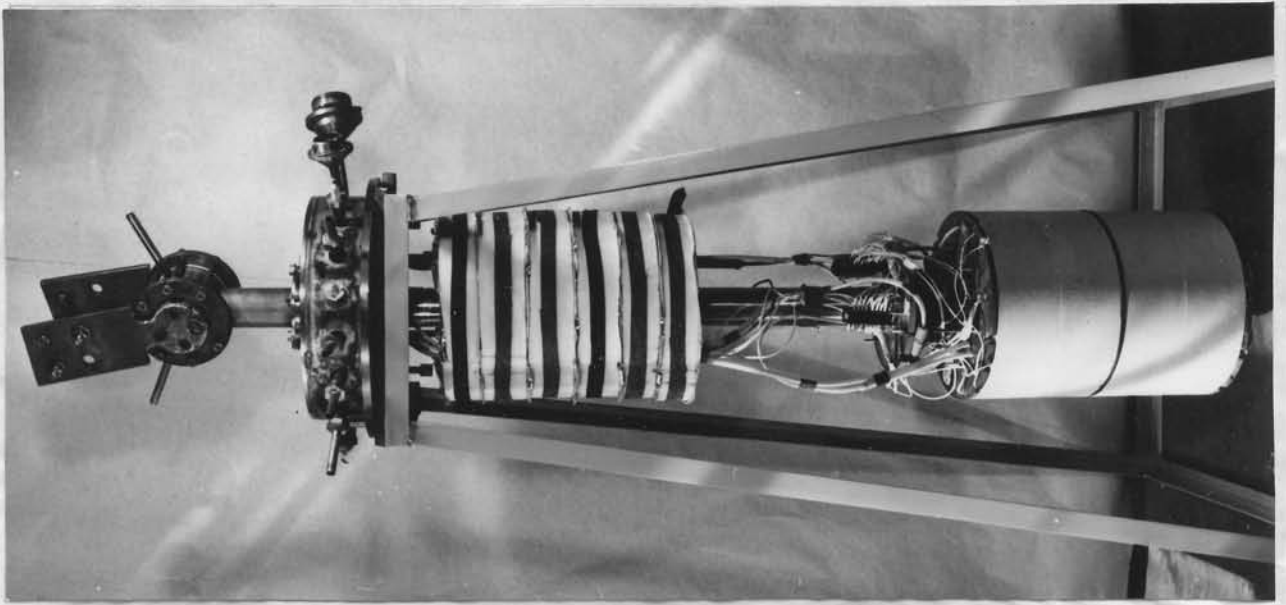
12.4 9x12



12.5 9x12



12.6 3x6



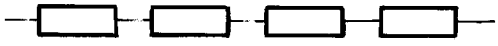
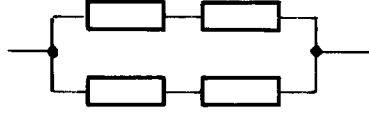
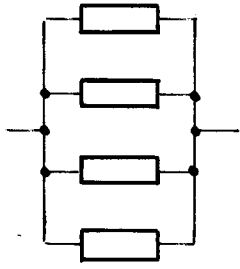
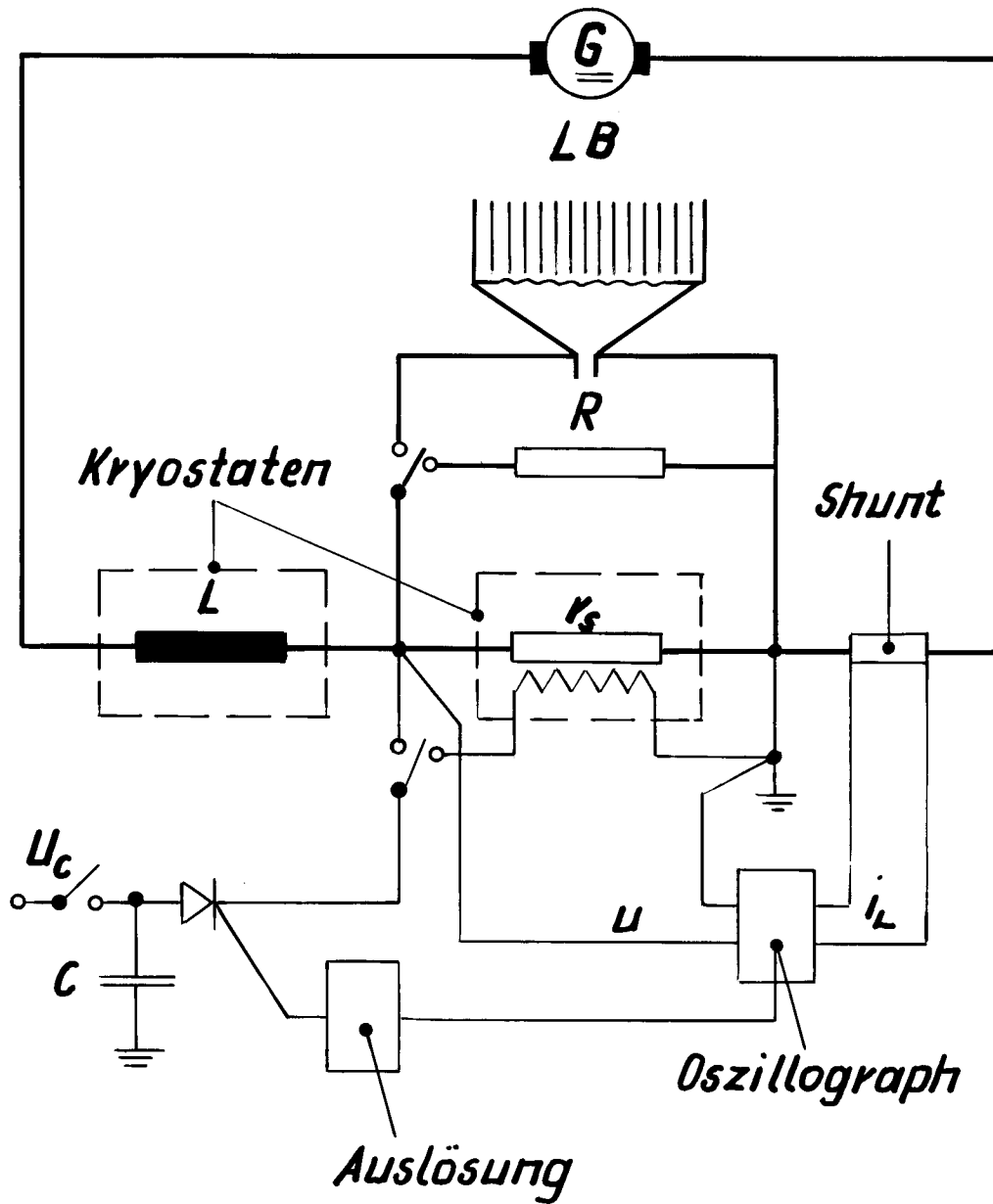
<i>Schaltung</i>	$R_{10K} [\Omega]$	$I_c [A]$
	$\approx 32$	950
	$\approx 8$	$\leq 1900$
	$\approx 2$	$\leq 3800$

Tabelle 12.1

12 x 12

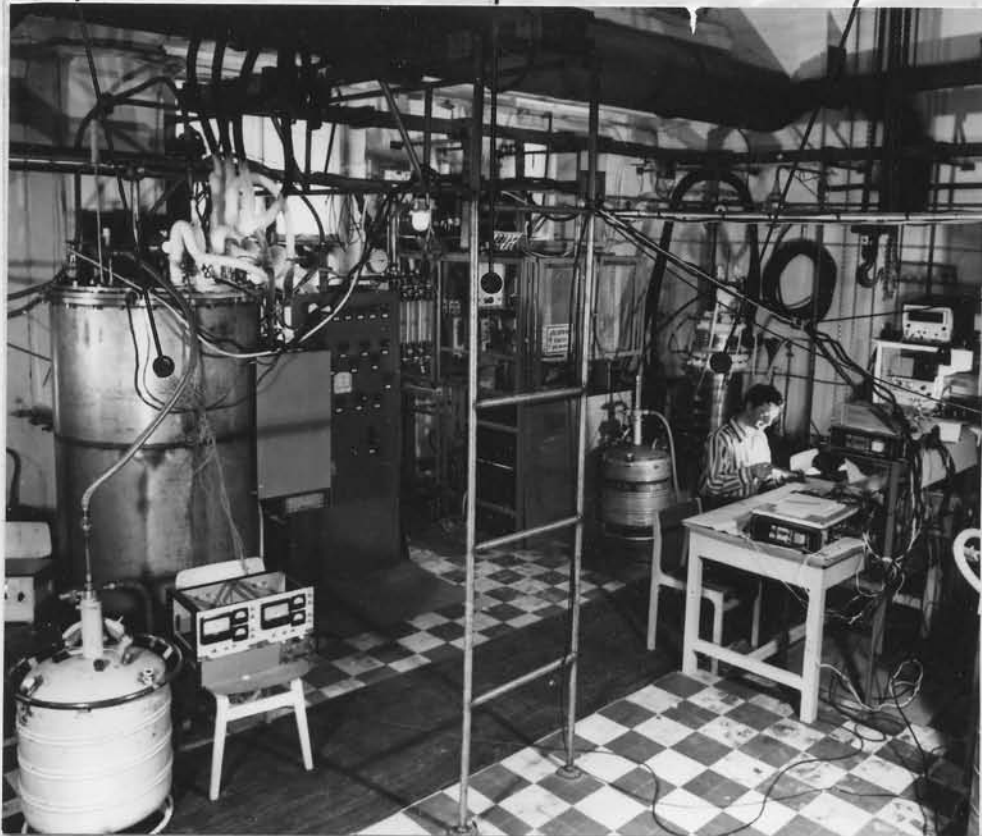


12.8 9x12

*800-mm-Kryostat  
mit Magnet*

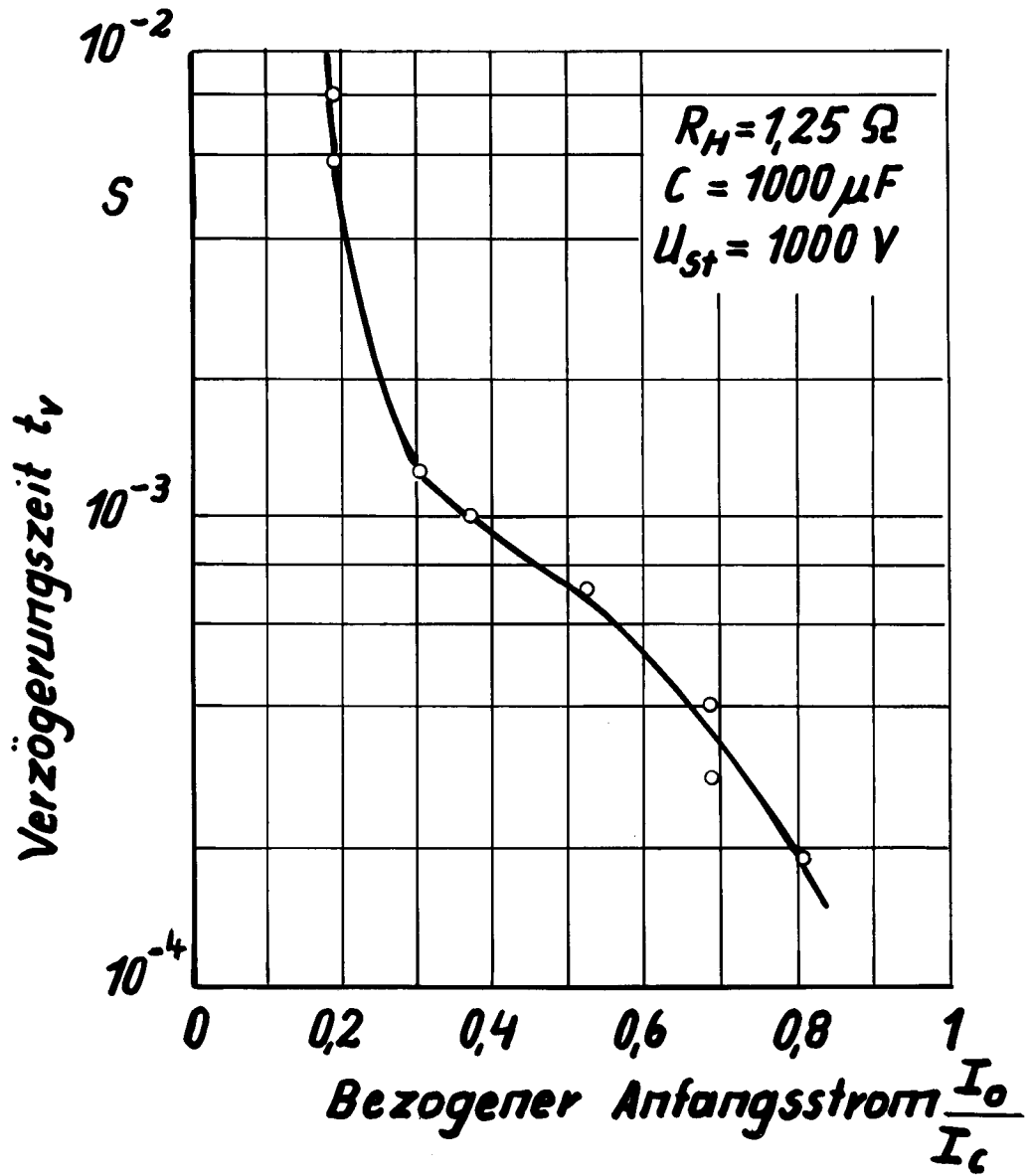
*Löschwiderstand  
Lichtbogengitter*

*300-mm-Kryostat  
mit Schalter*



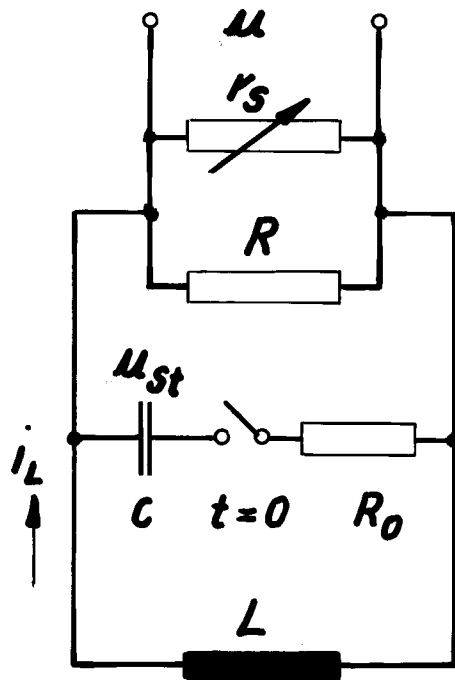
**12.9 13x18**

13x18

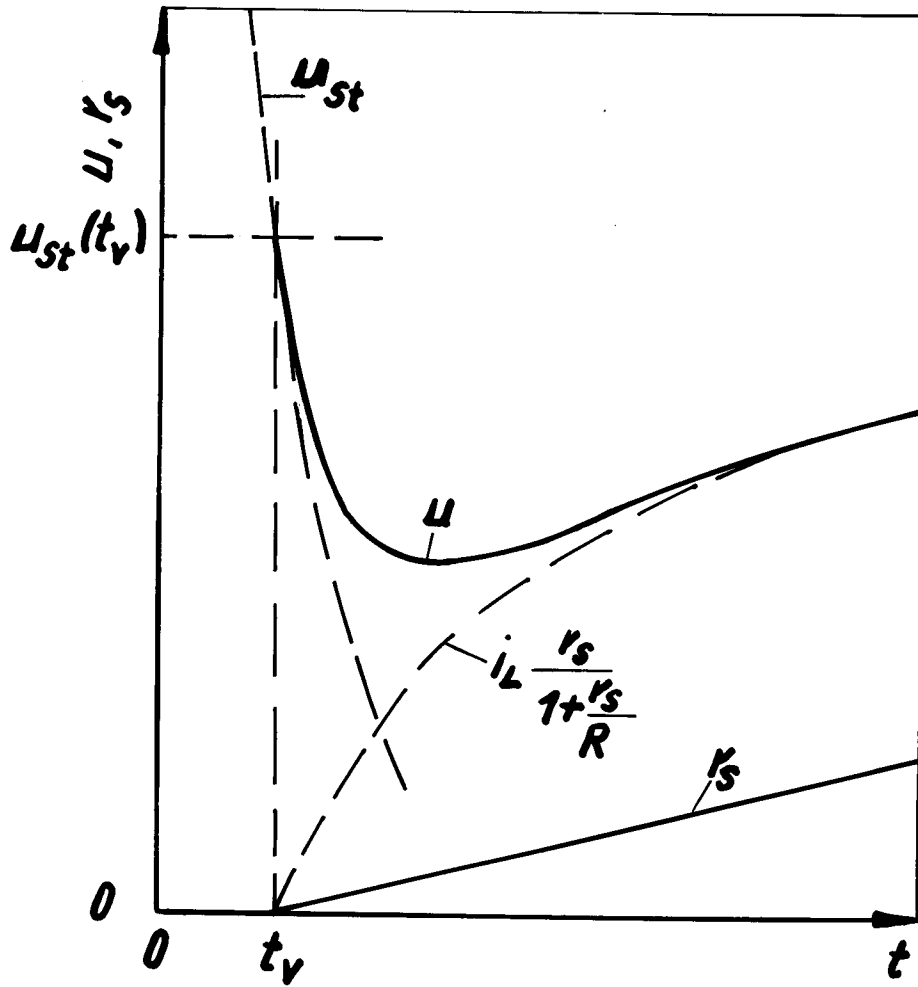


12.10 9x12

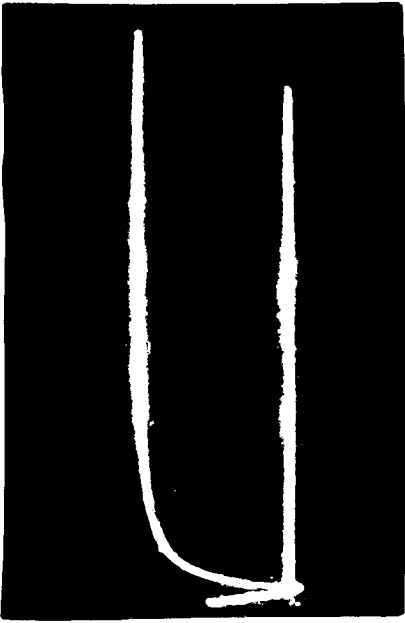




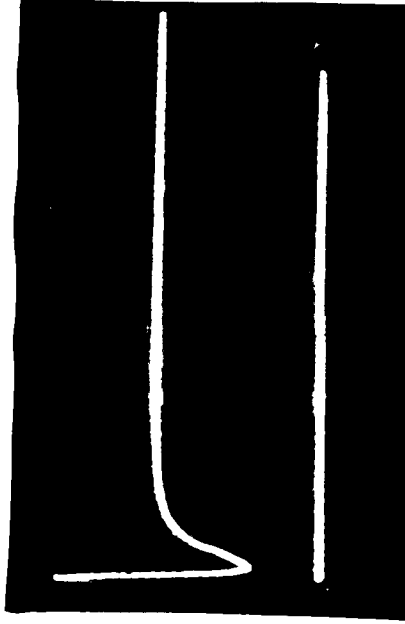
12.11 6x9



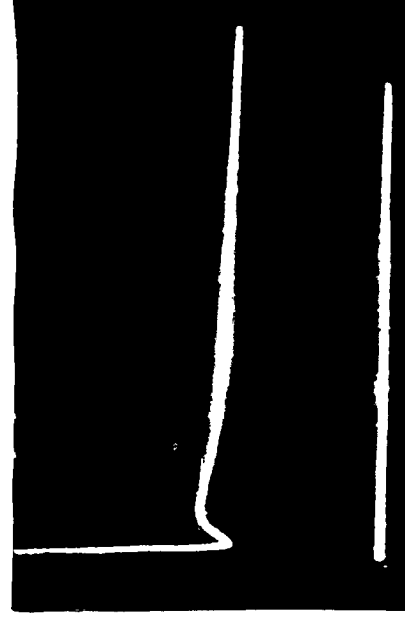
12.12      12x12



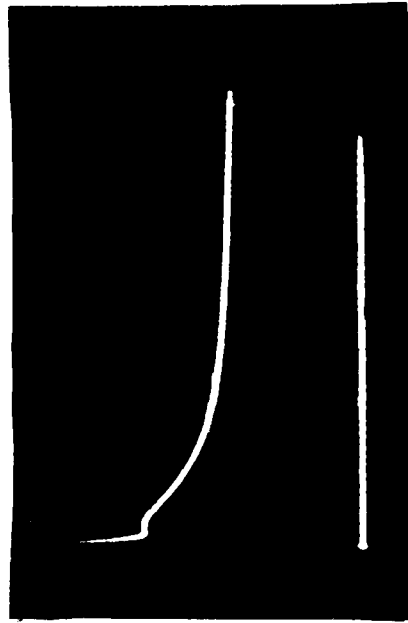
$U_{st} = 600 \text{ V}$



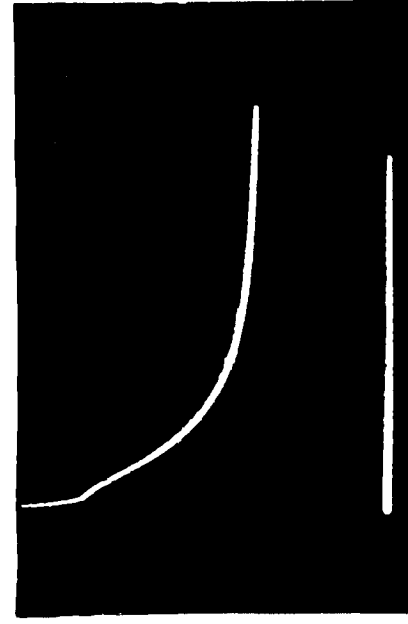
$U_{st} = 800 \text{ V}$



$U_{st} = 1000 \text{ V}$



$U_{st} = 1200 \text{ V}$

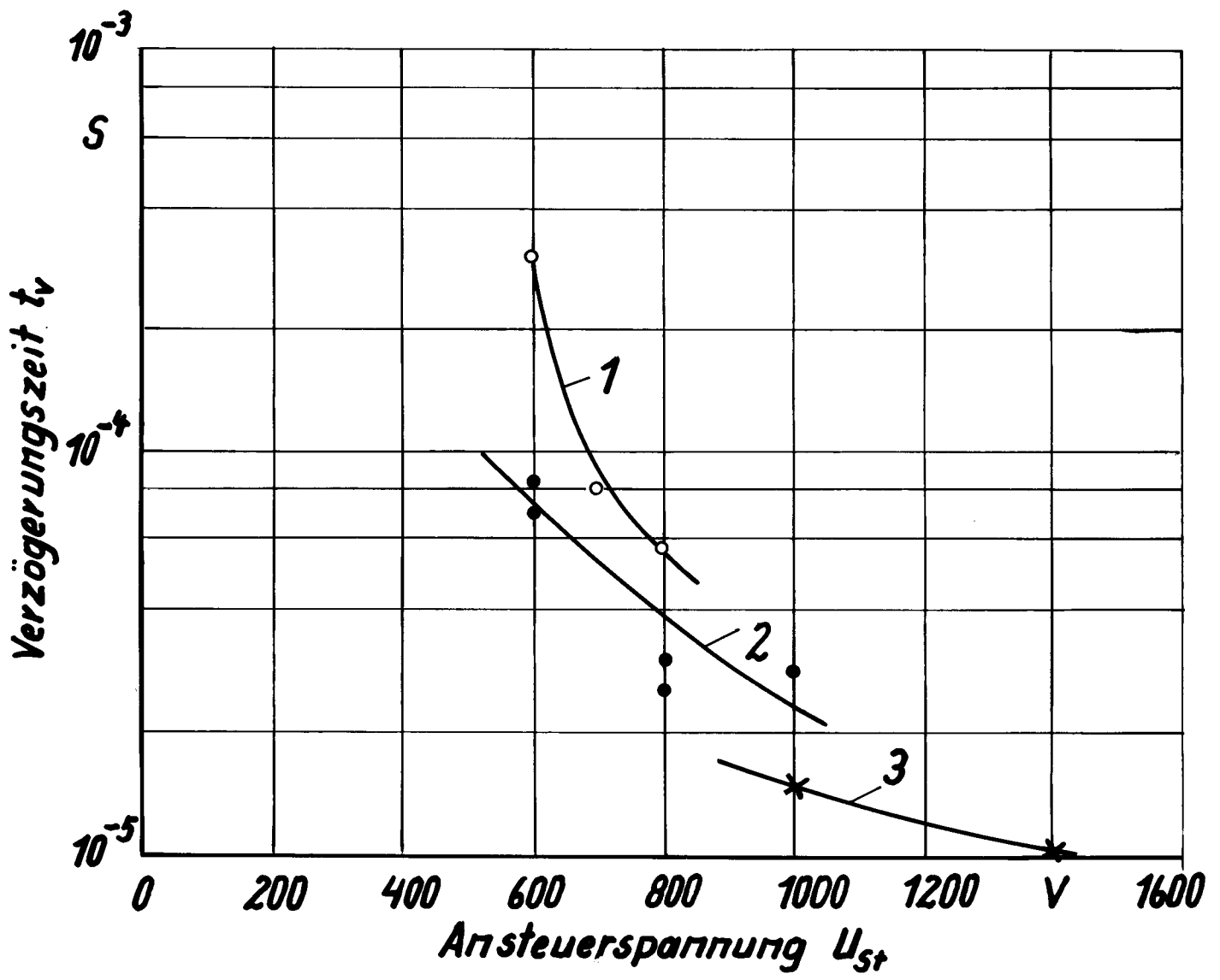


$U_{st} = 1400 \text{ V}$

I 100 V

1ms

AL-13 43x18



12.14 12x12



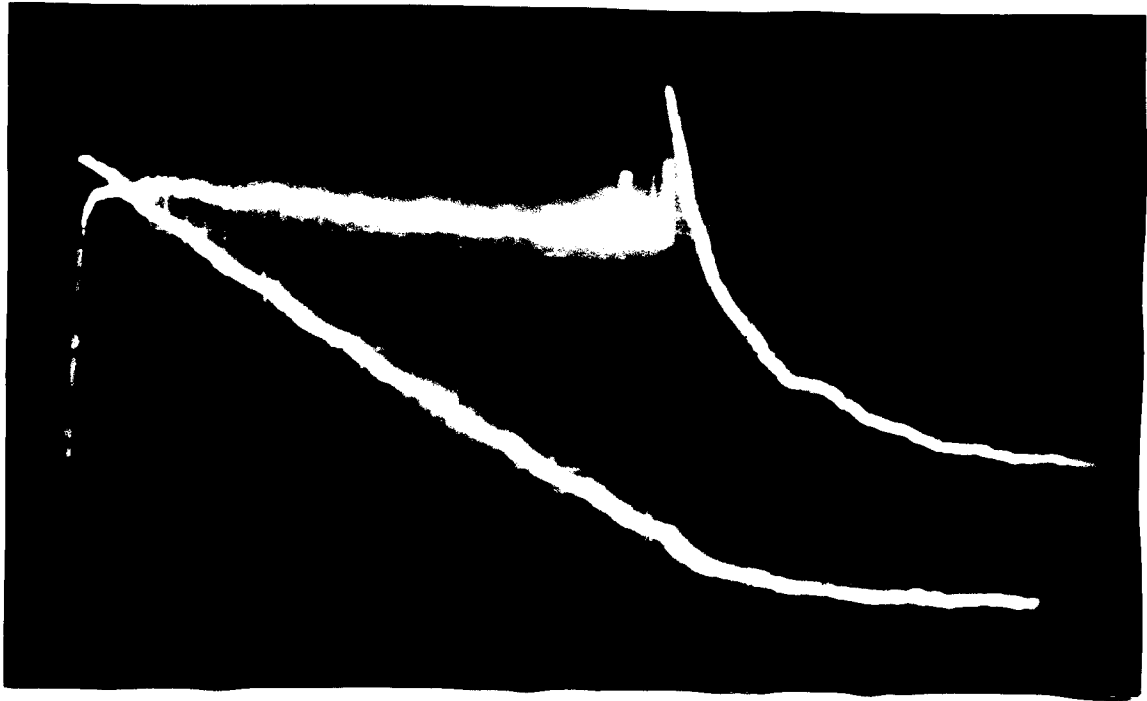
u  
i

| 230 V

| 200 A

50 ms

12.15 9x12



$\mu$   
 $i$

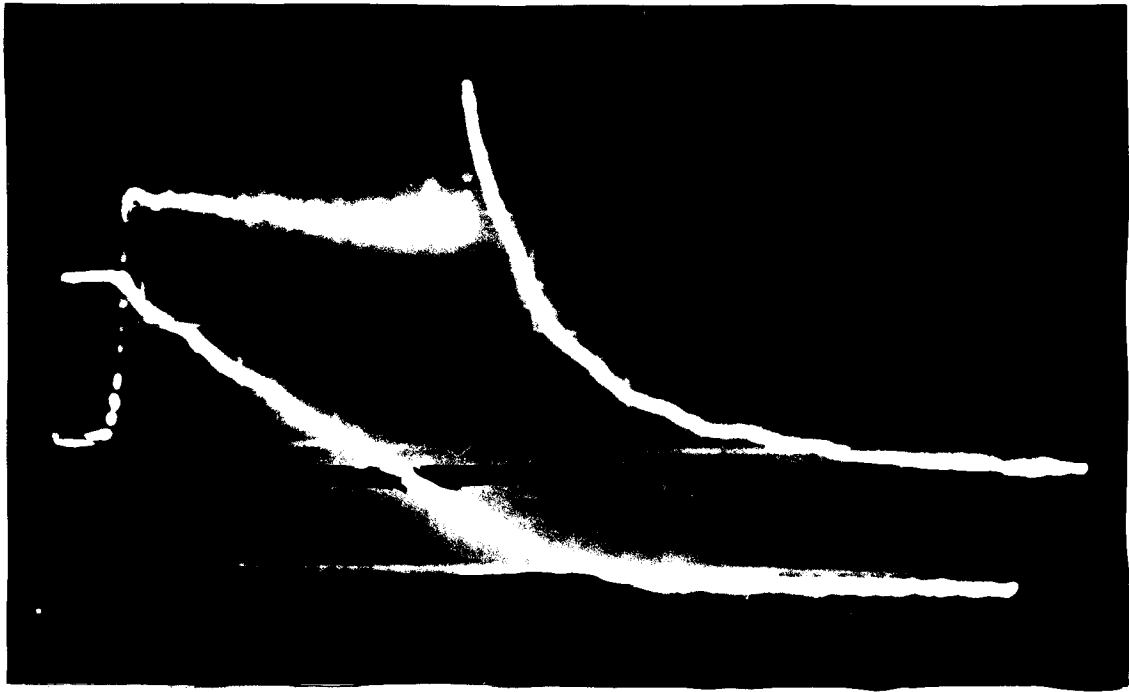
| 230 V

| 200 A

| 25 ms

12.16

9x12



$\mu$   
 $i$

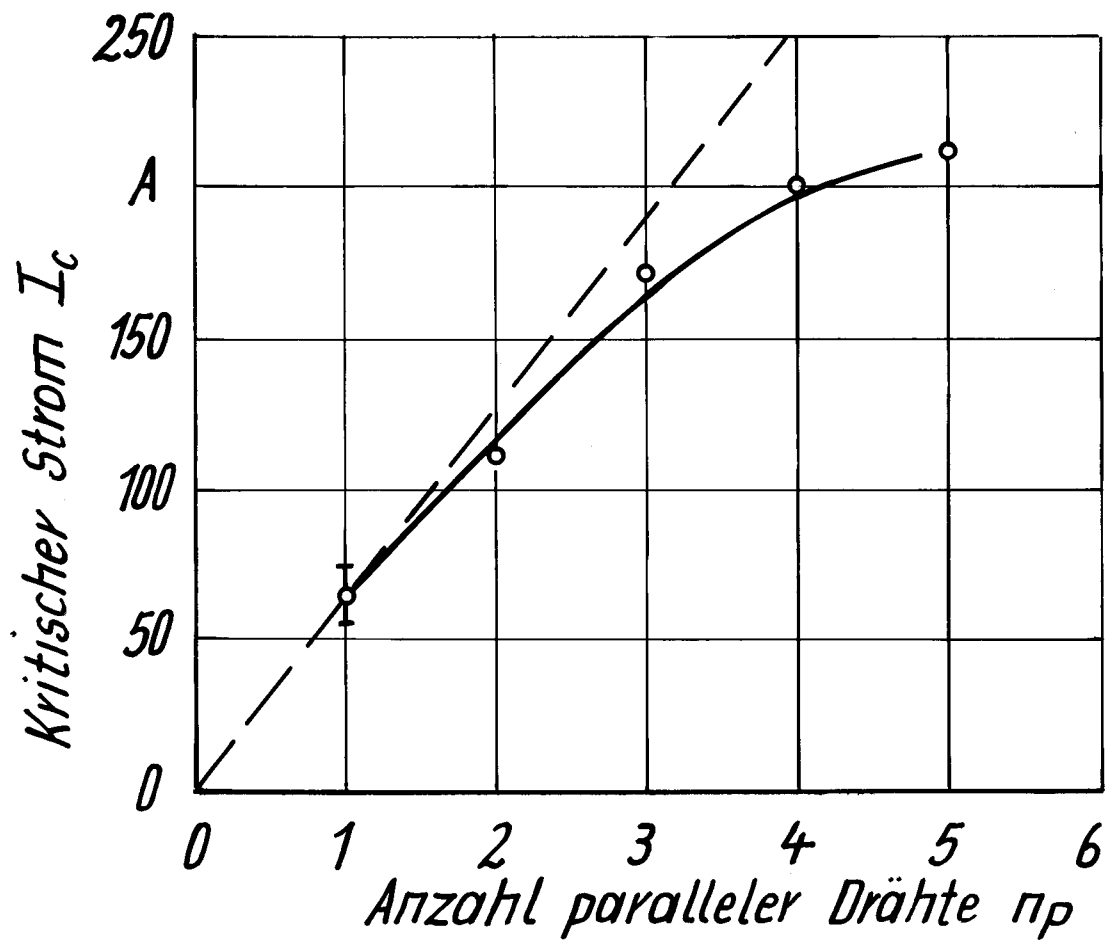
[ 230 V

[ 200 A

25 ms

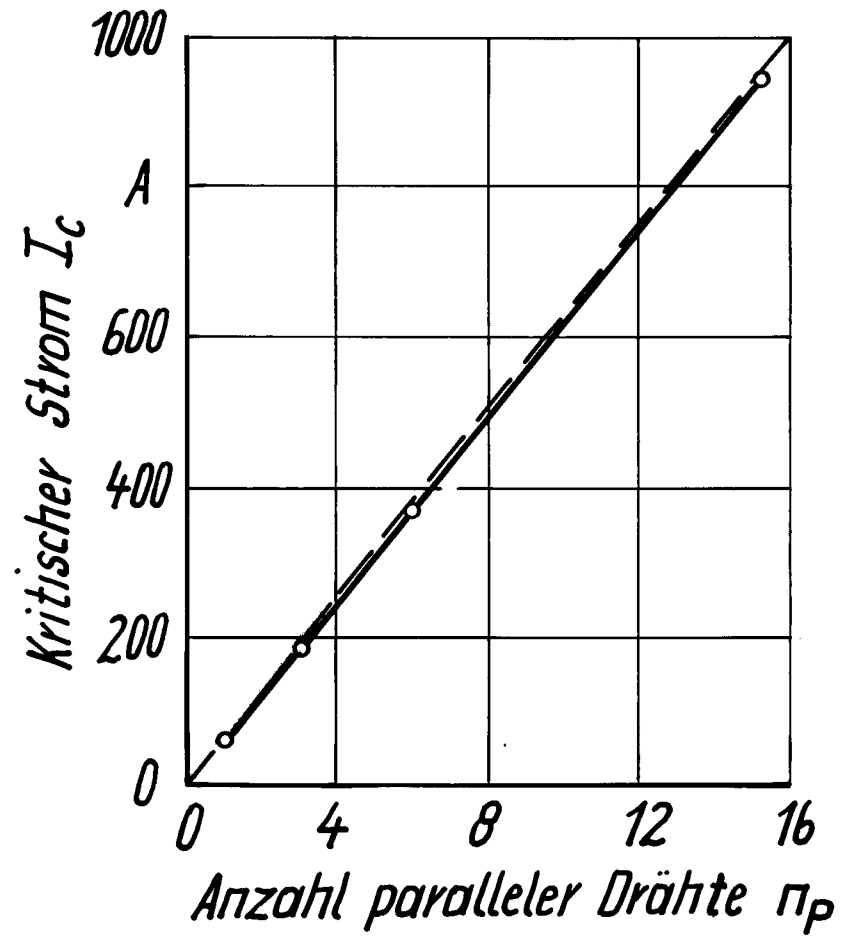
12.17

9x12

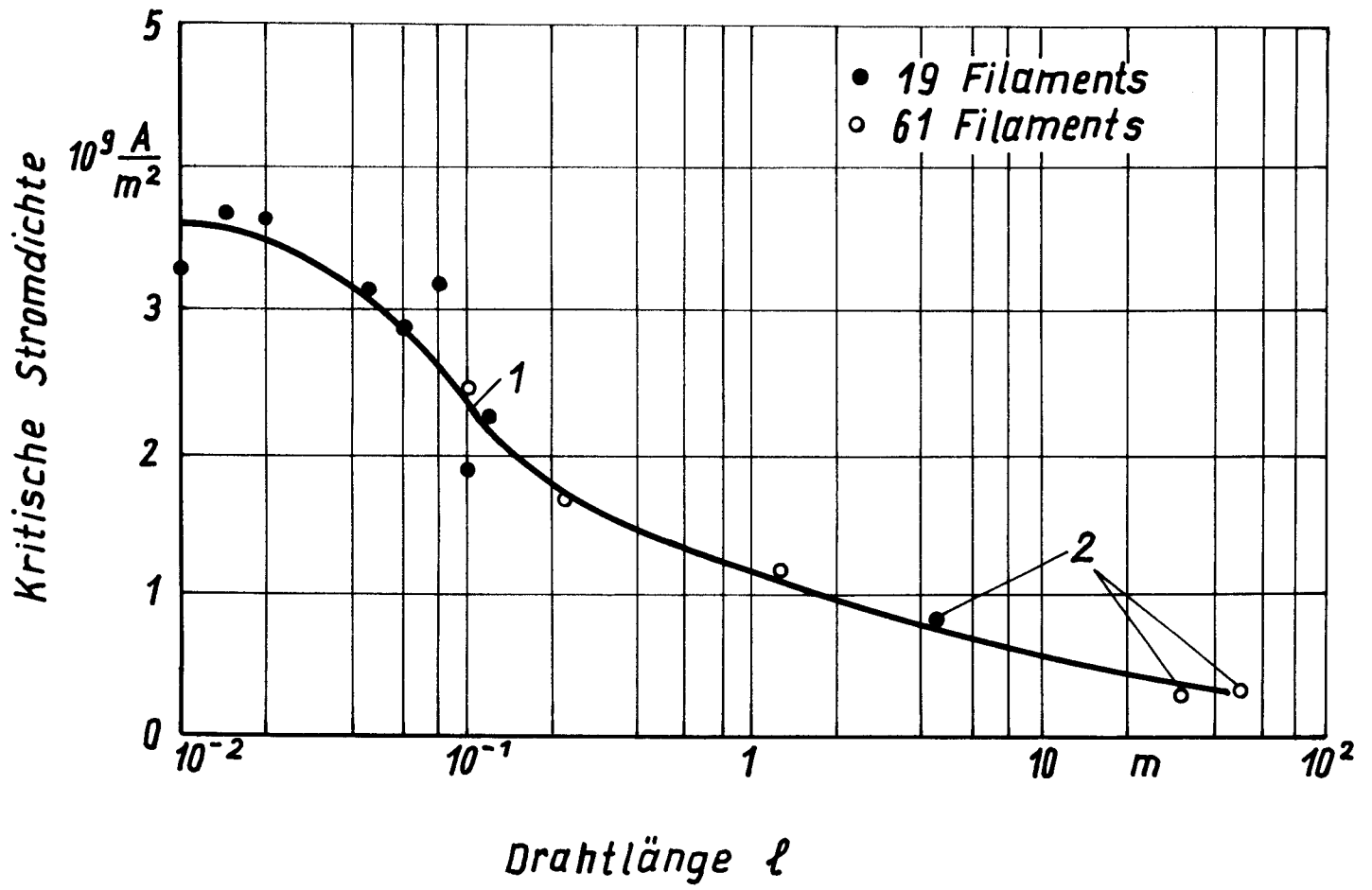


13.1 12x12

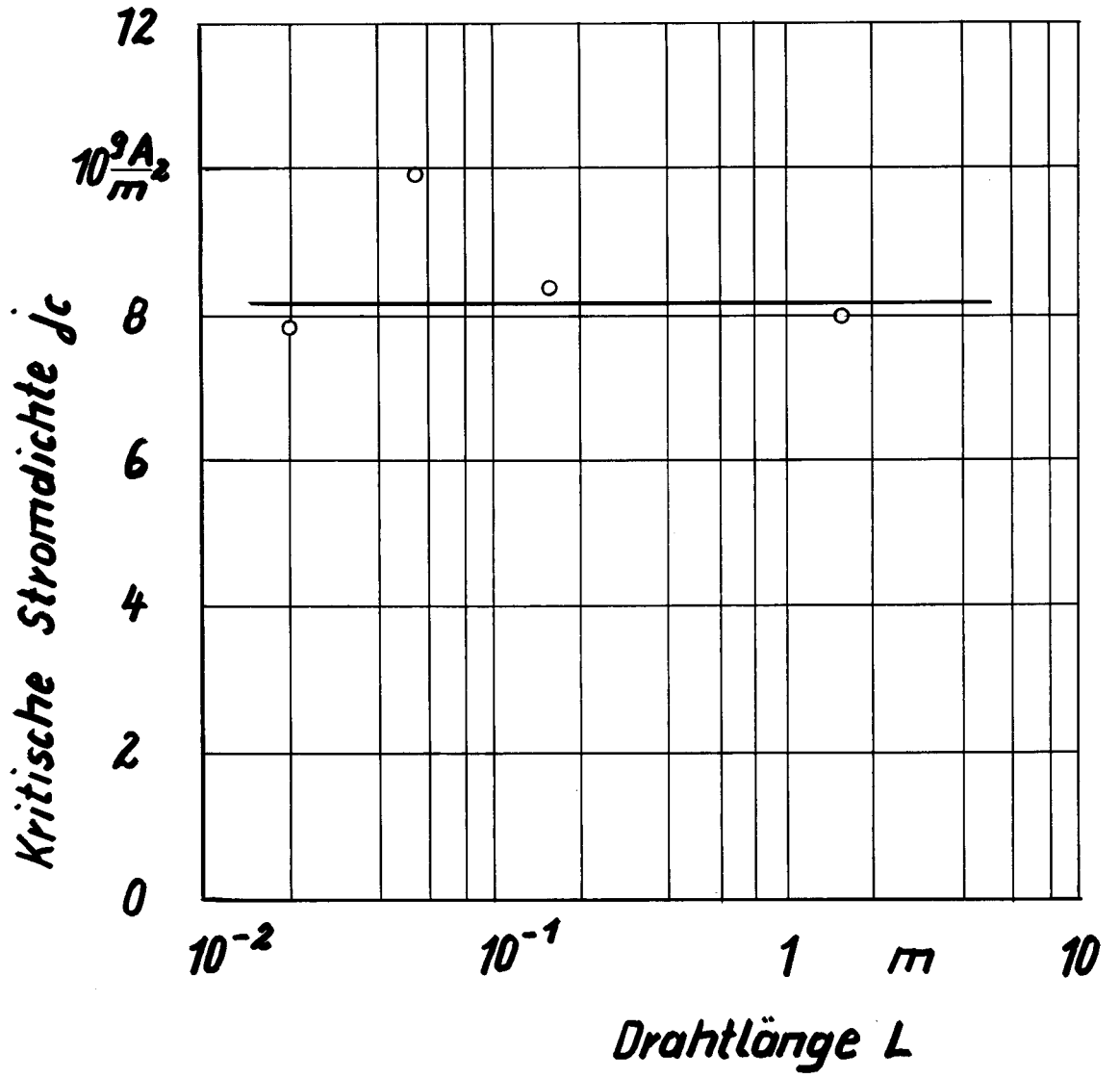




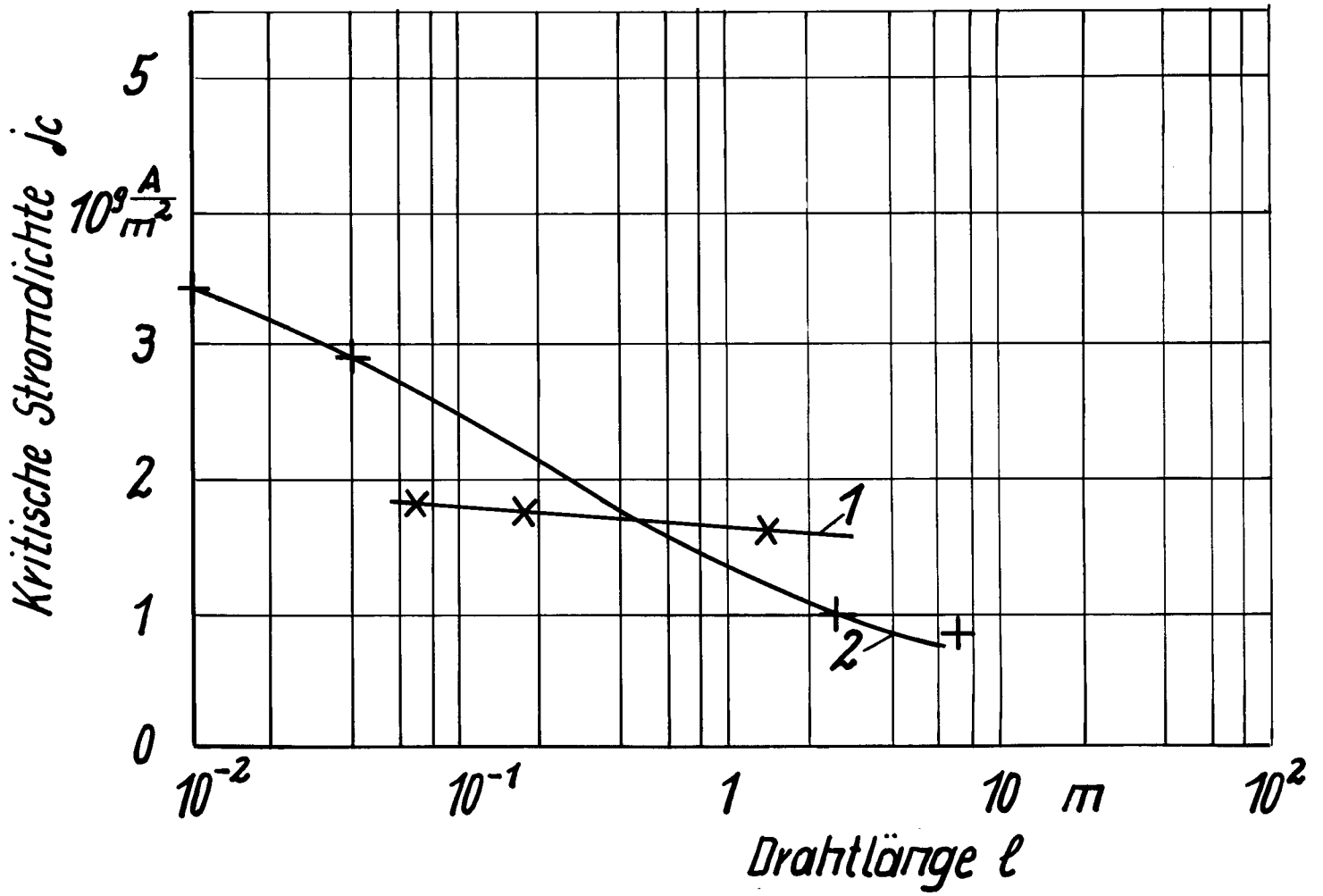
**13.2 12x12**



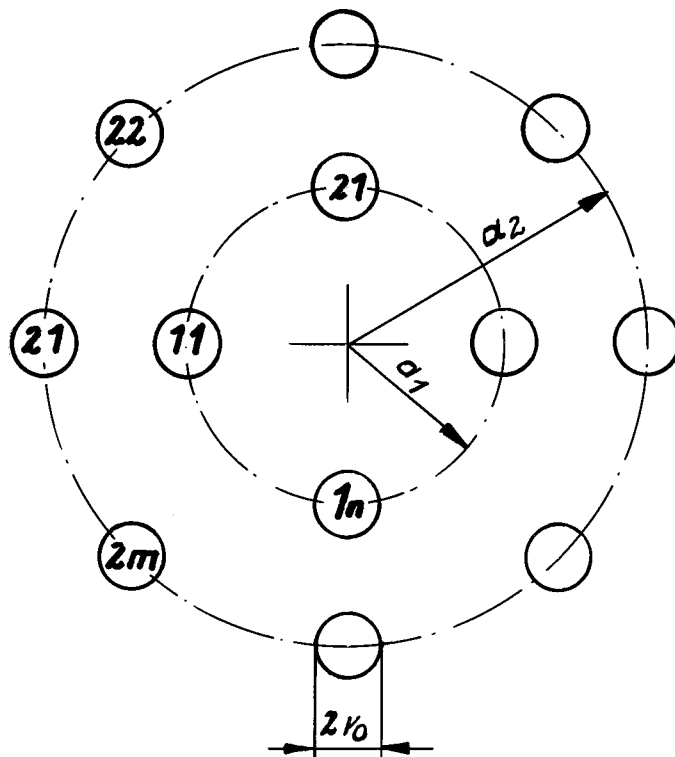
13.3 9x12



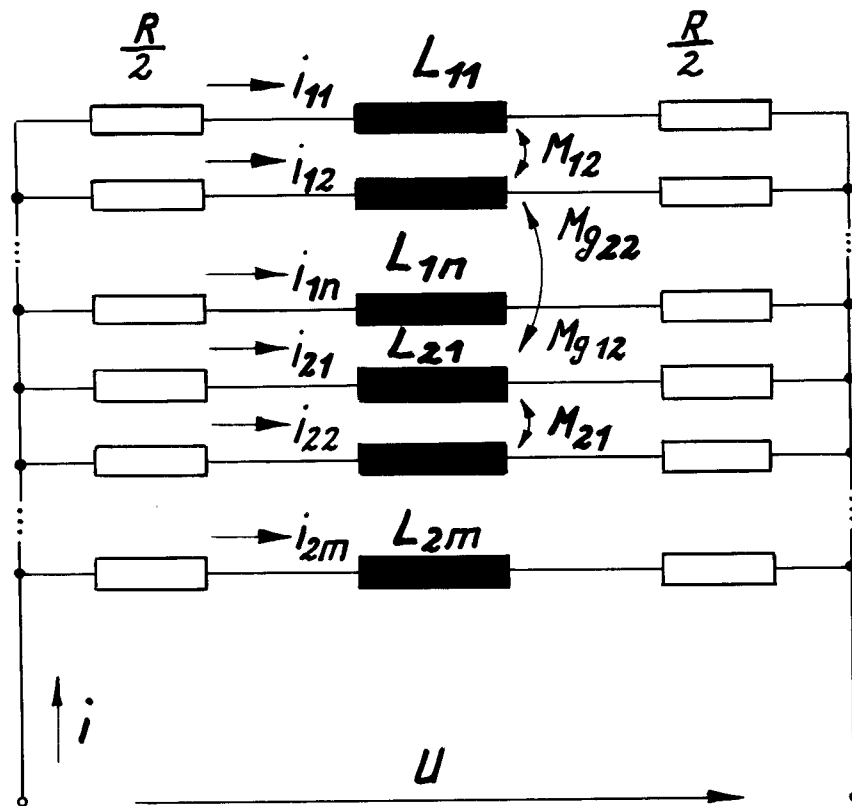
13.4 12x12



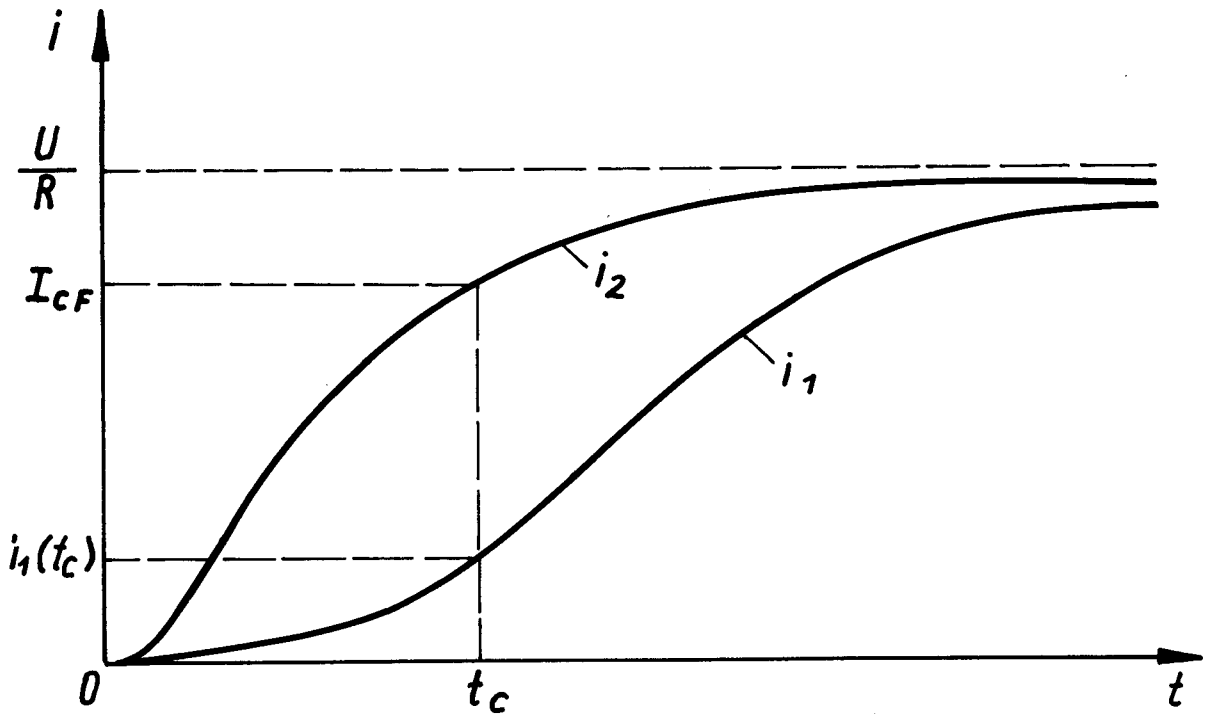
13.5  $9 \times 12$



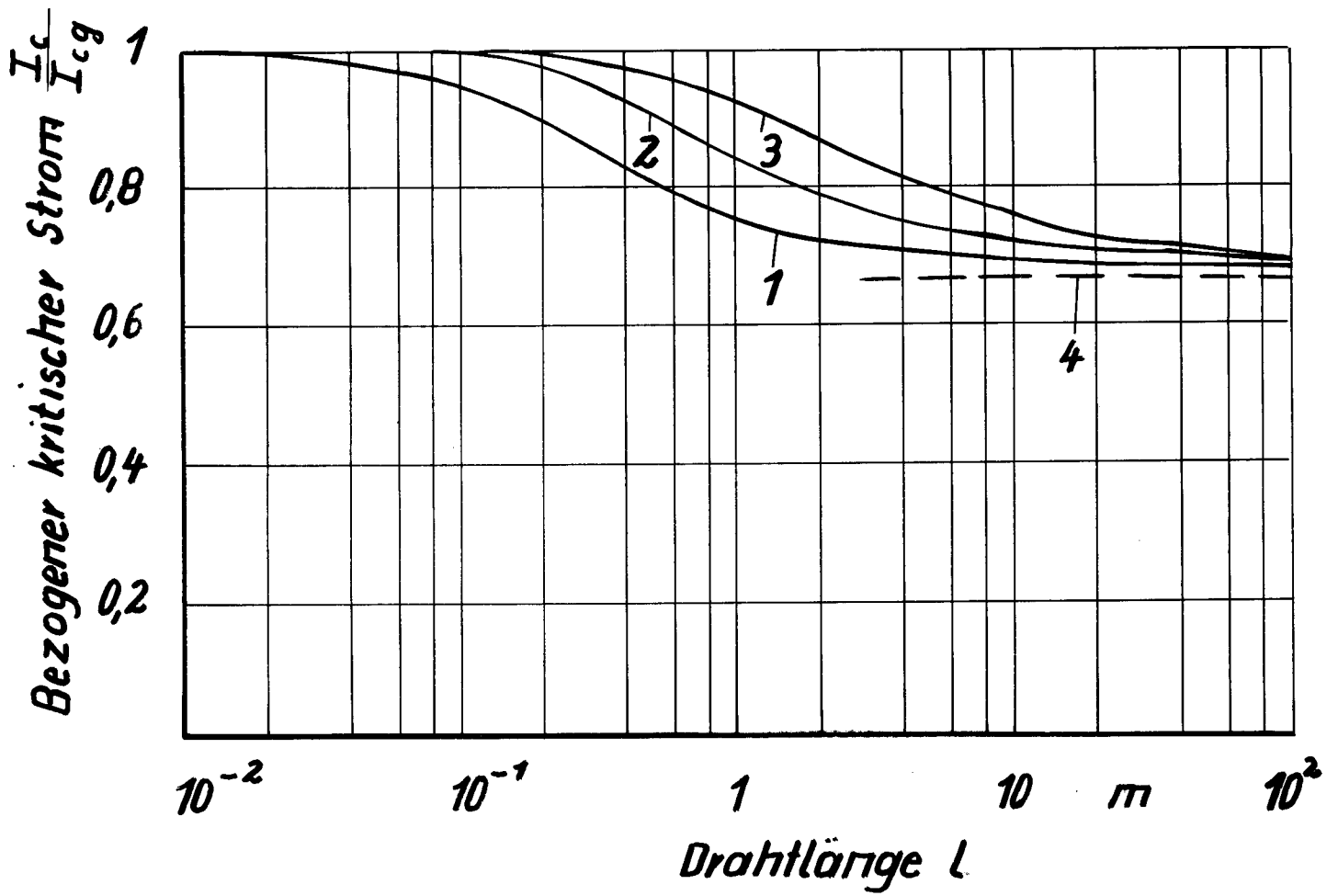
13.6 9x12



13.7  $9 \times 12$



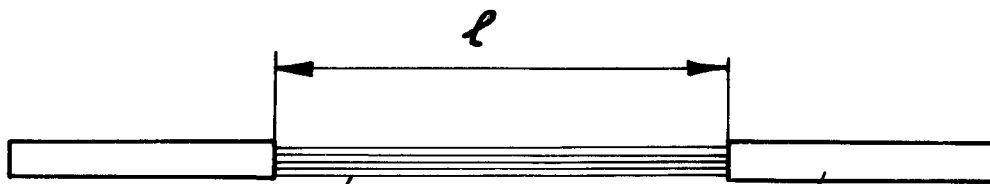
13.8 9x12



13.9 9x12



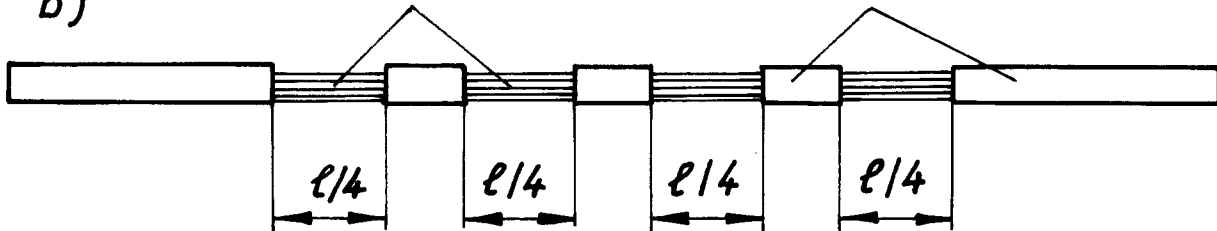
a)



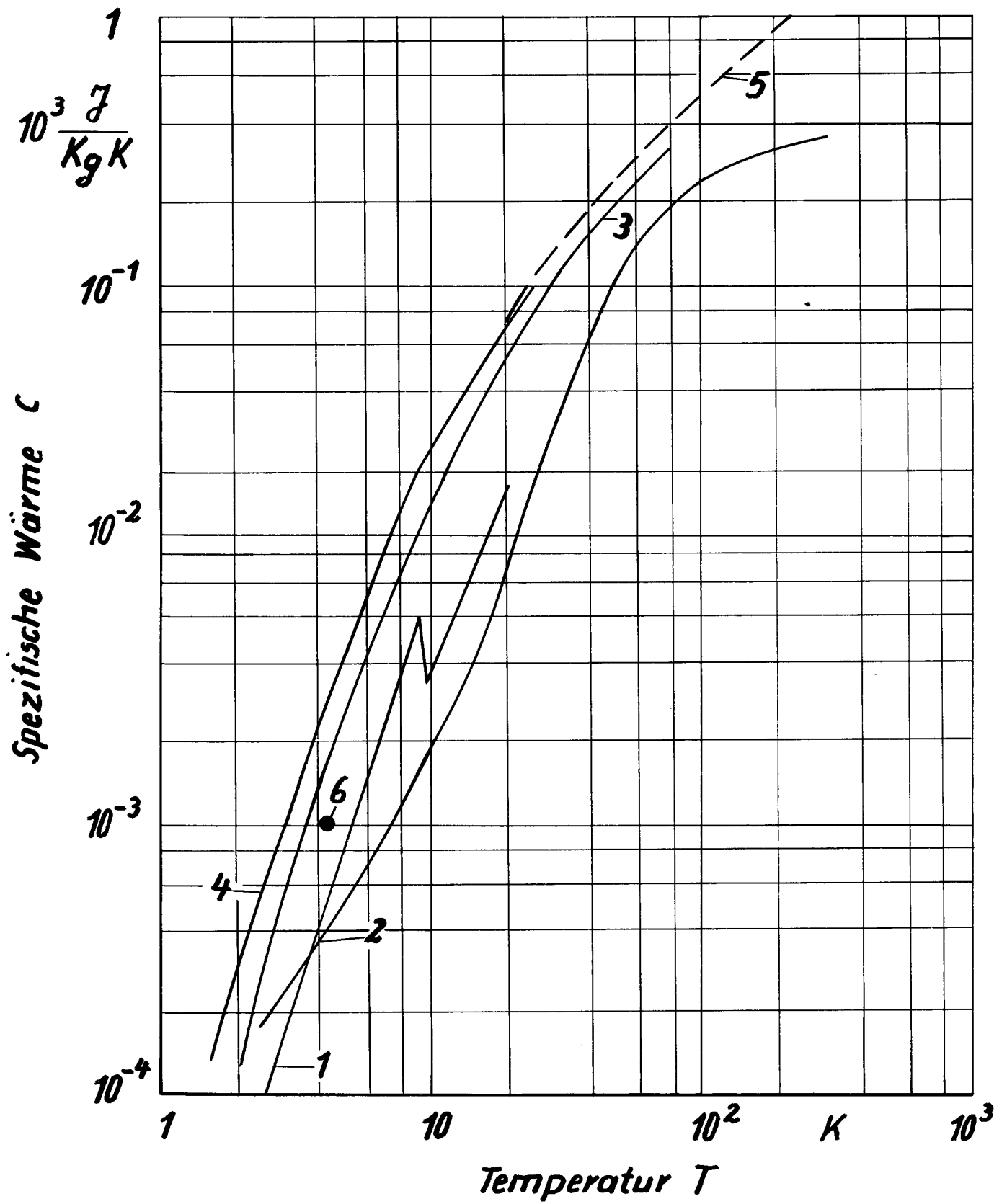
Nb-Ti-Filaments

Cu-Matrix

b)

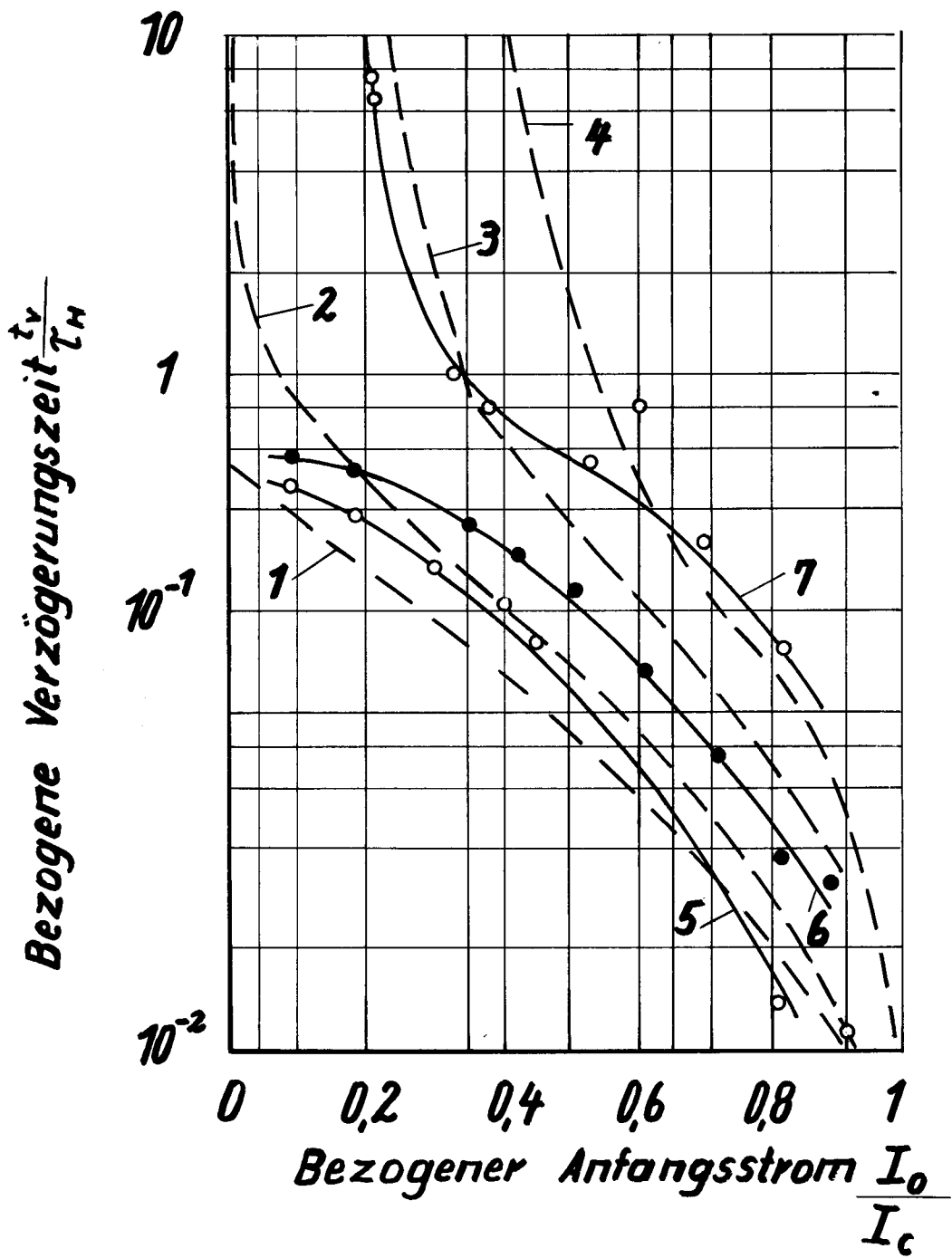


13.10 9x12



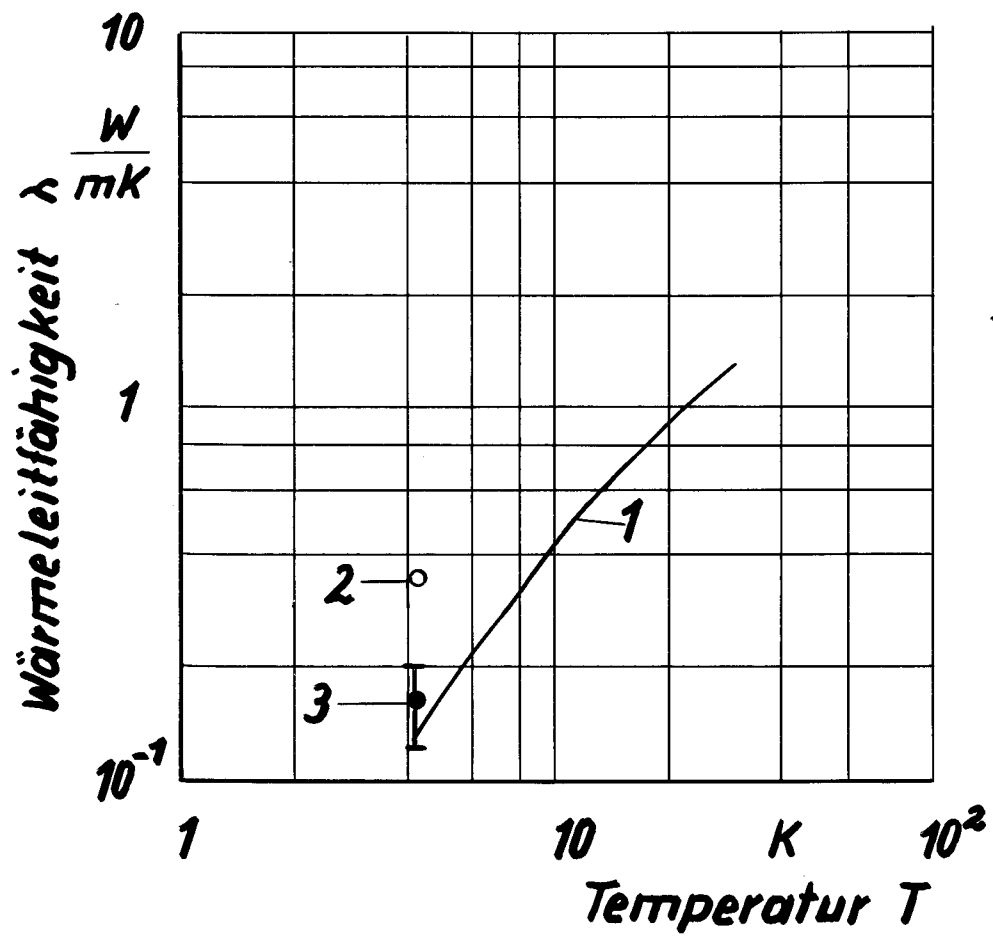
13.11

13x18



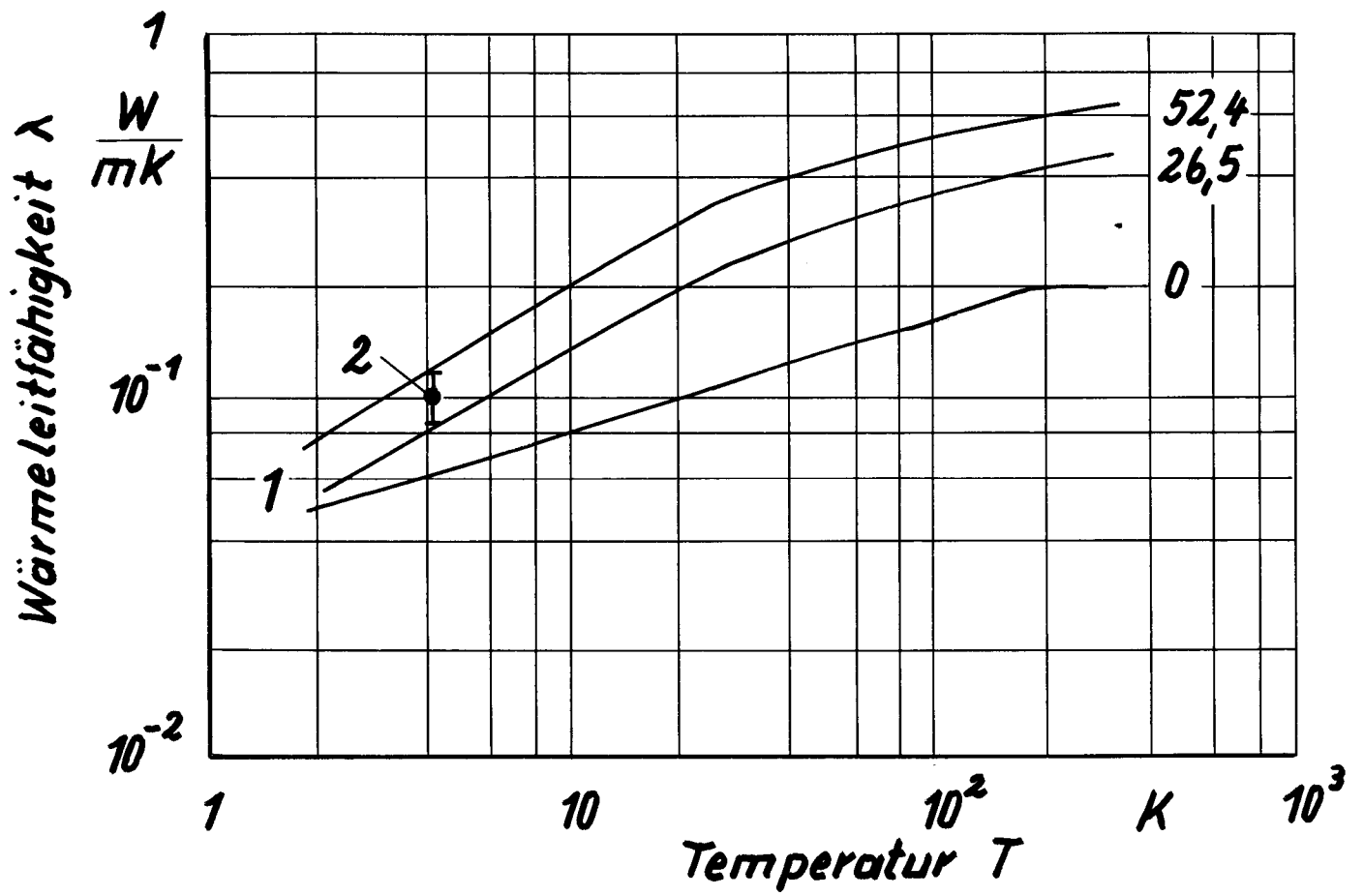
13.12

9x12

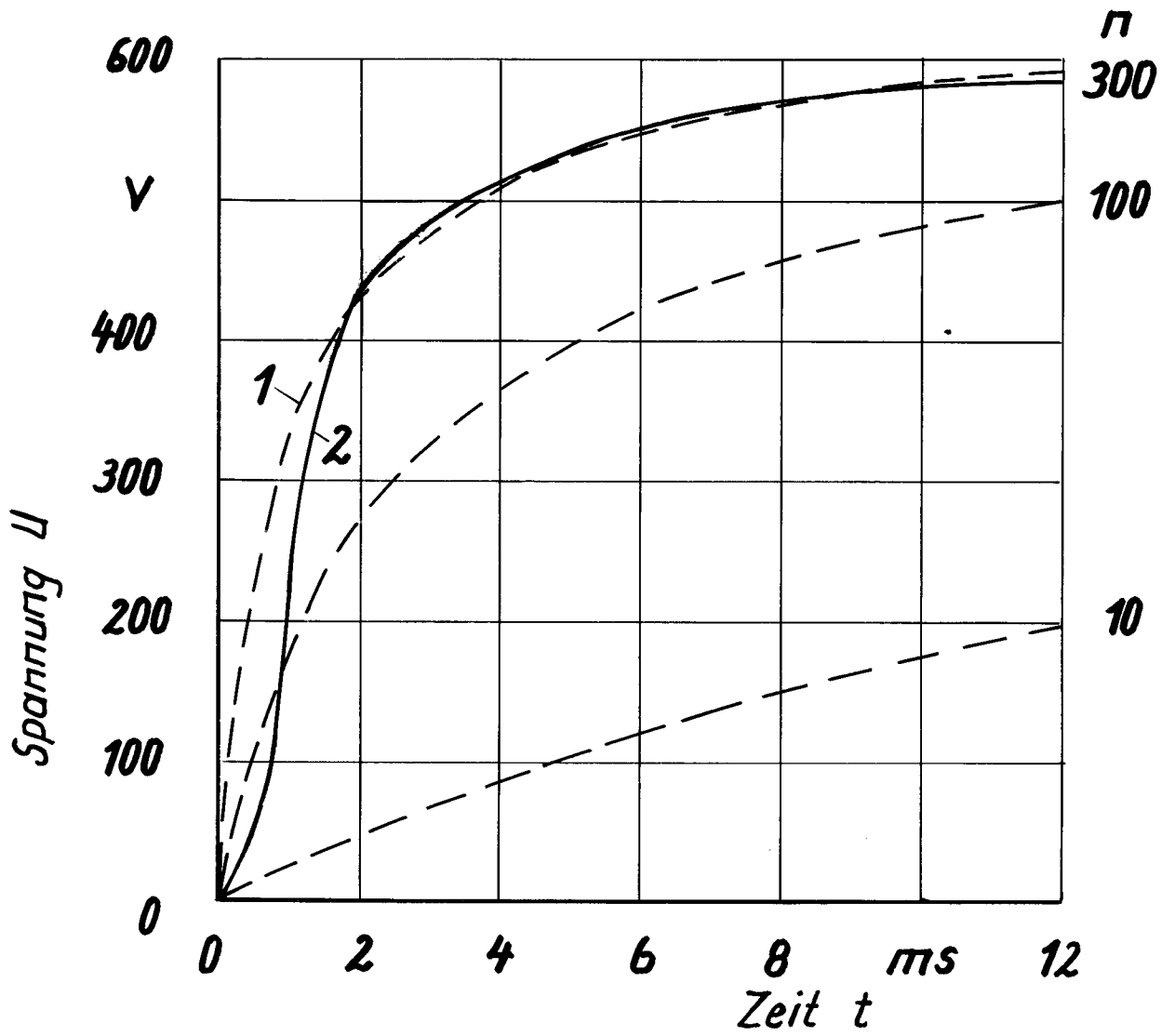


14.1

9x12

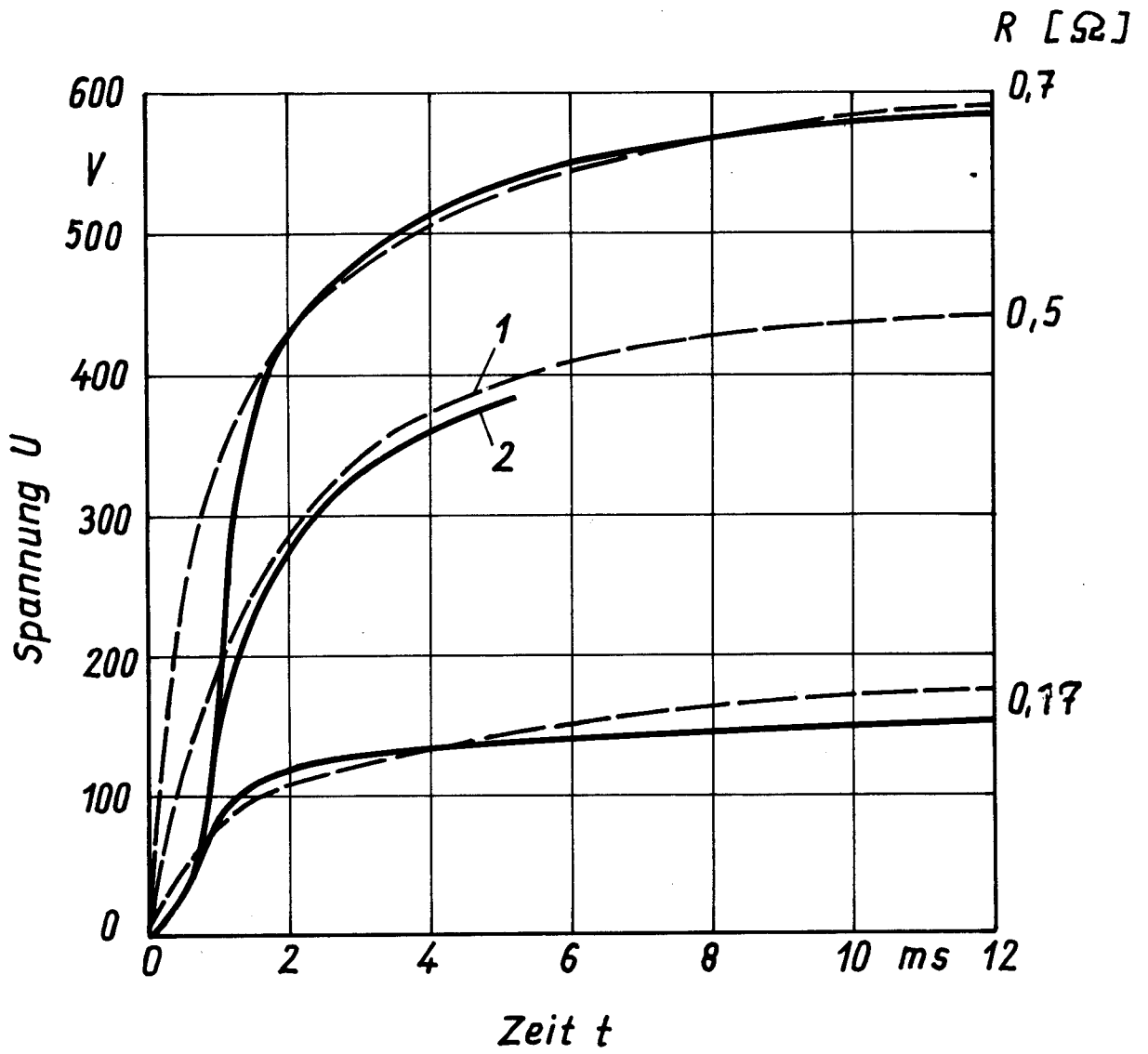


14,2 9x12

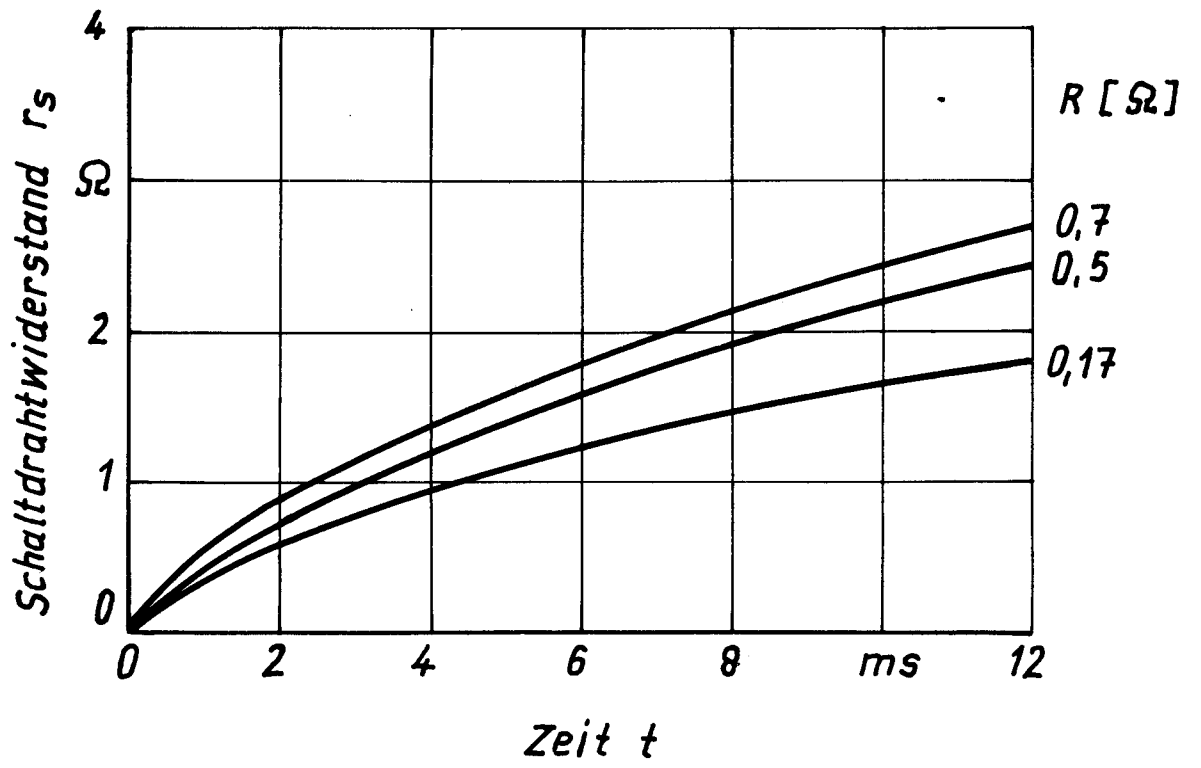


143

12x12

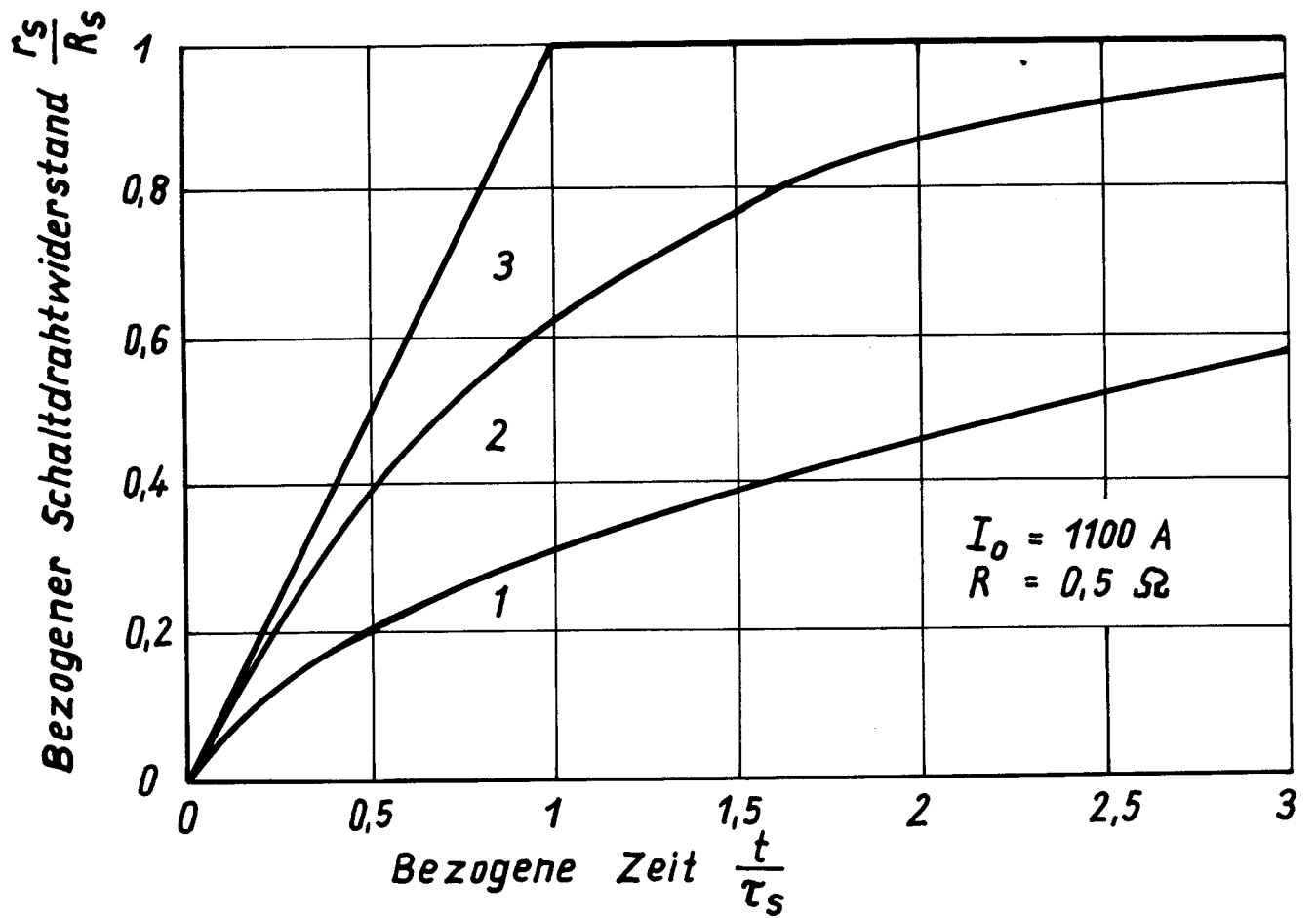


14.4 12 × 12

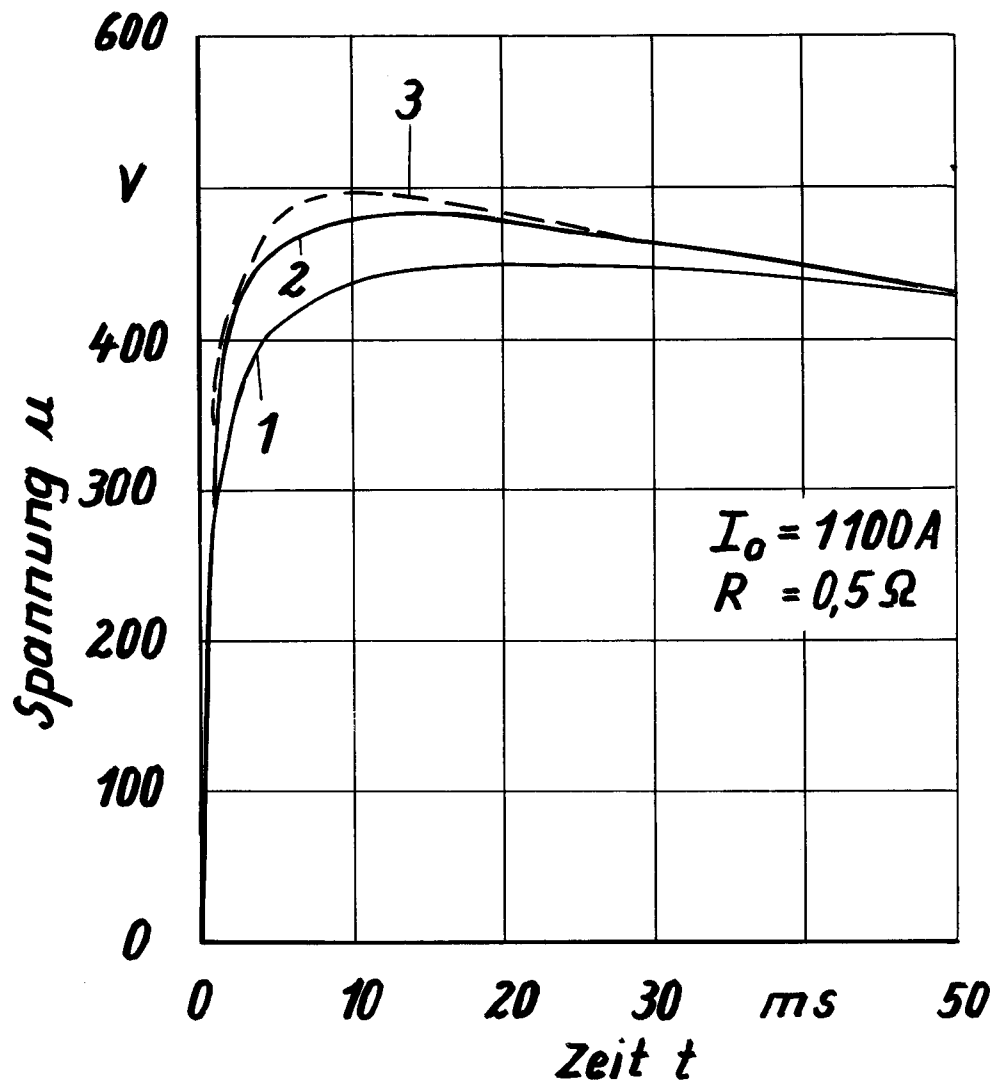


14.5 12x12

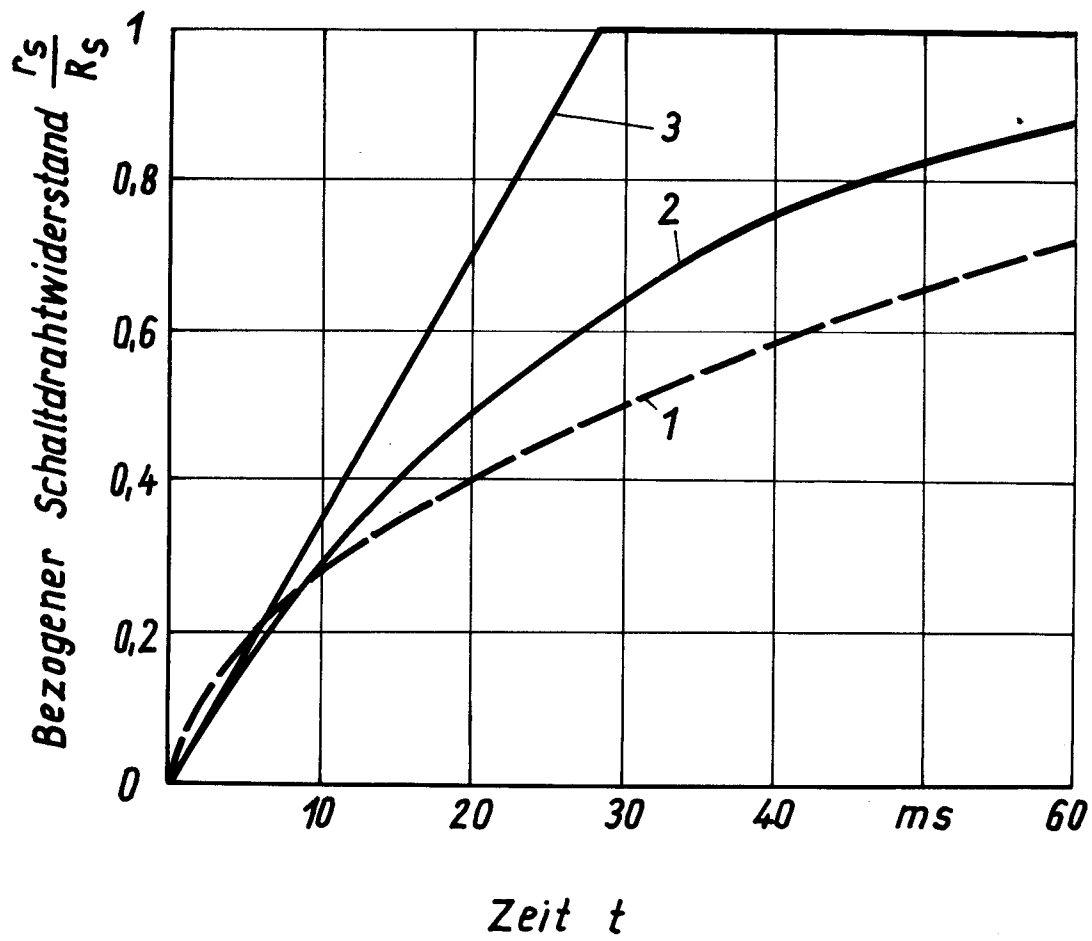




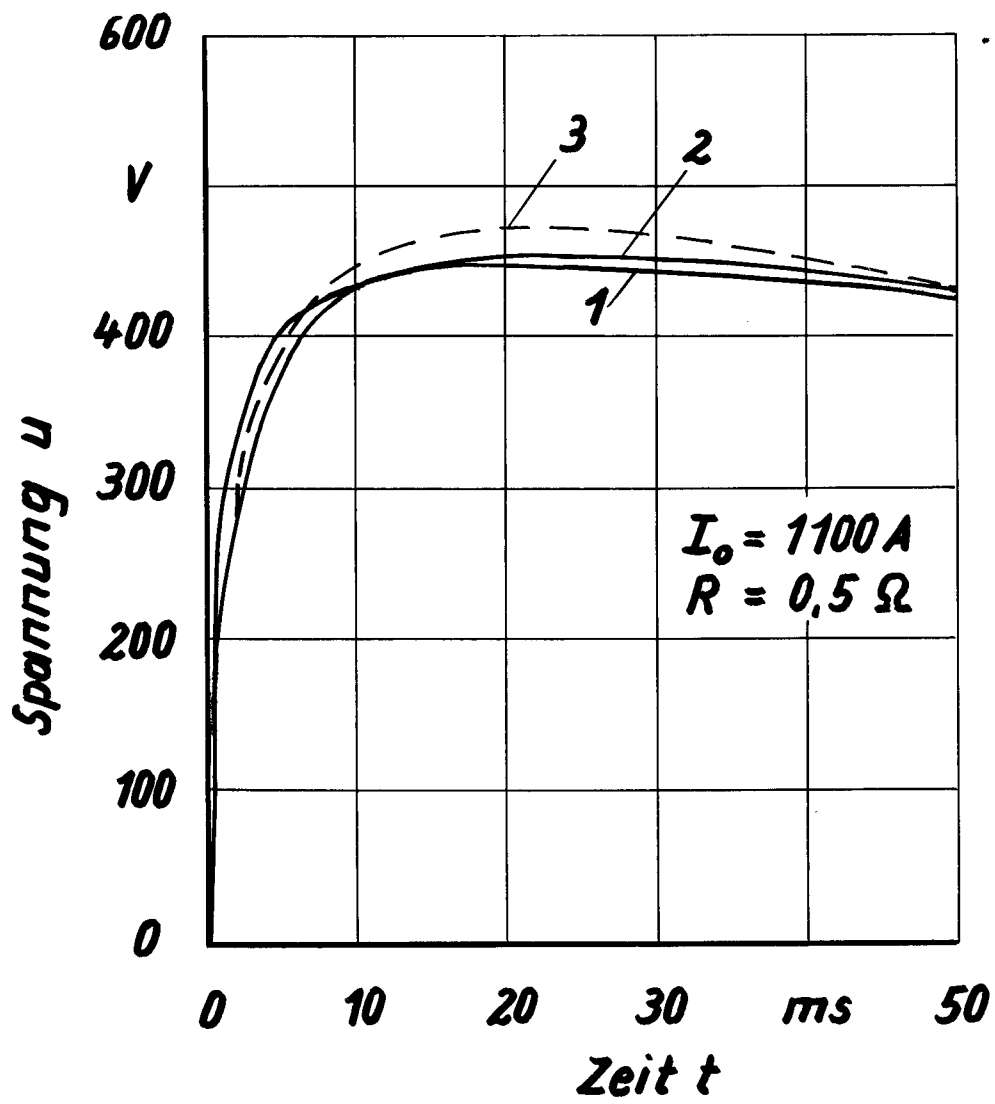
14.6 12x12



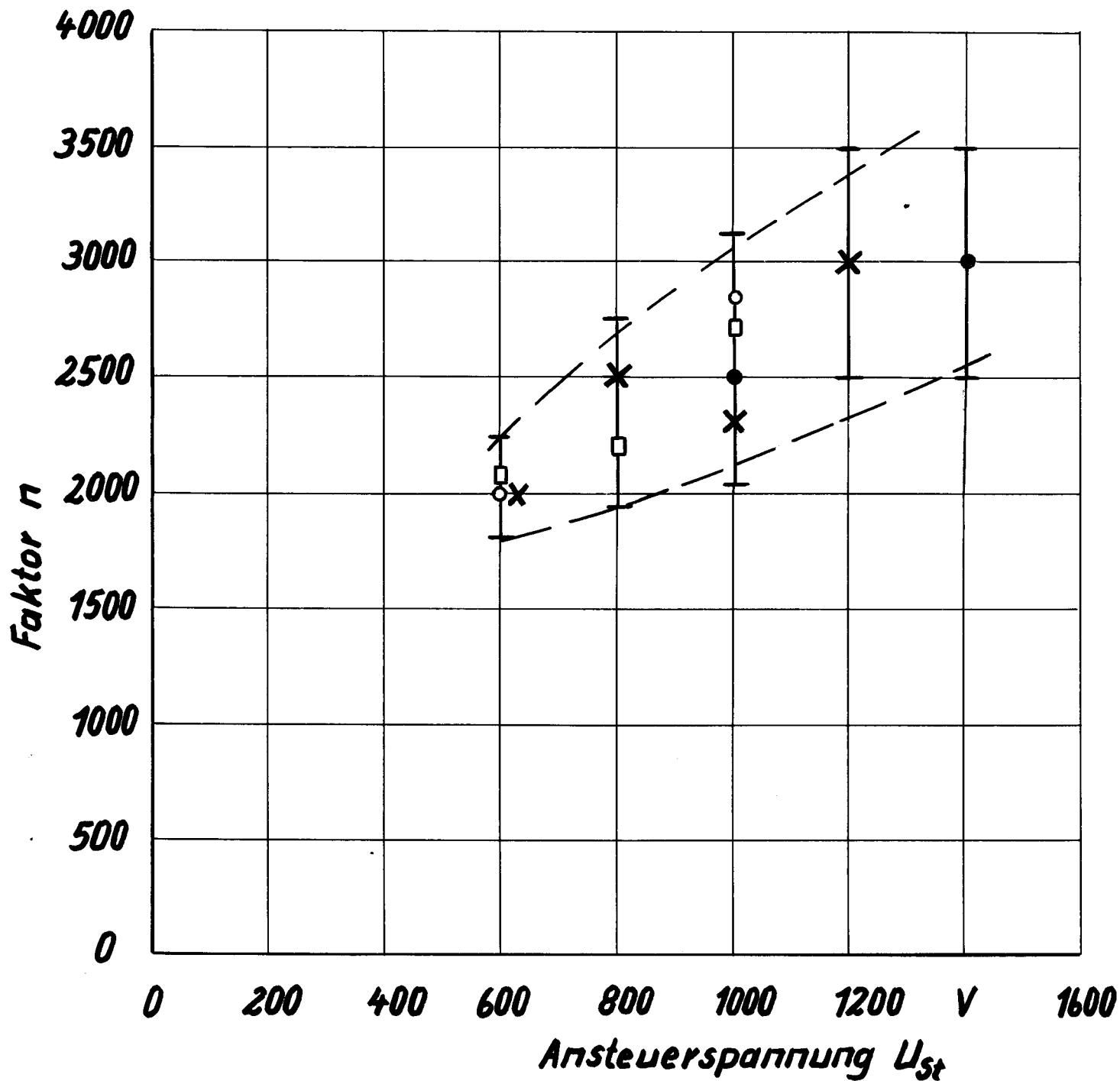
147 12x12



148 12x12

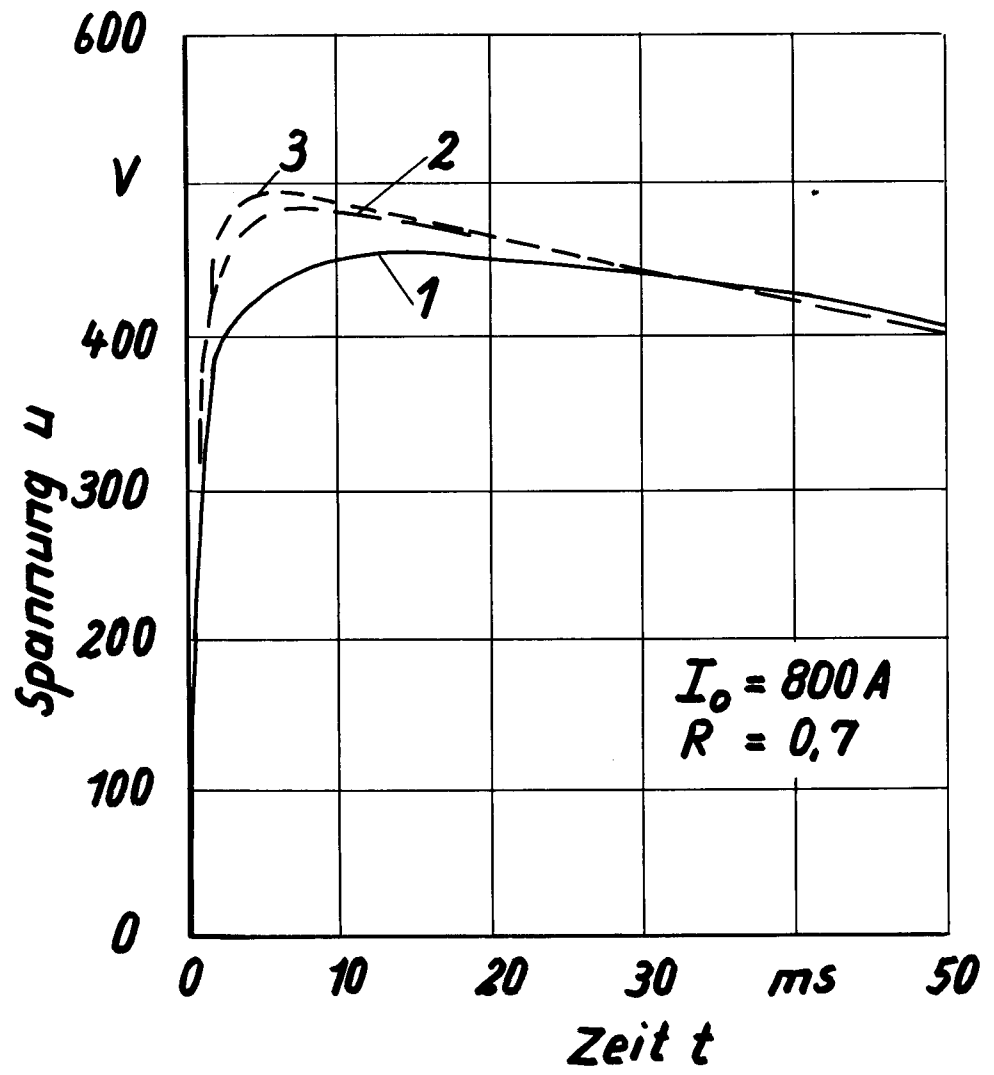


149 12 x 12

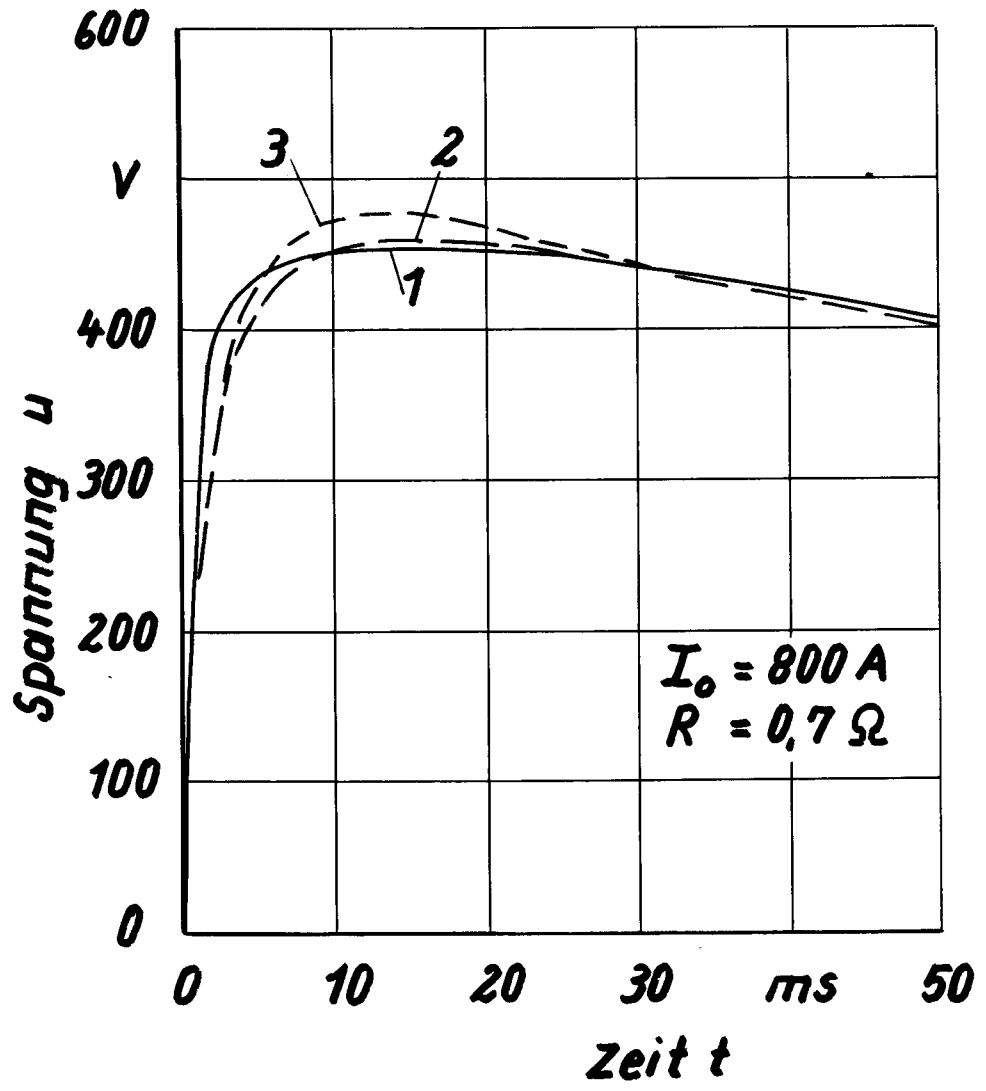


14.10

12 x 12

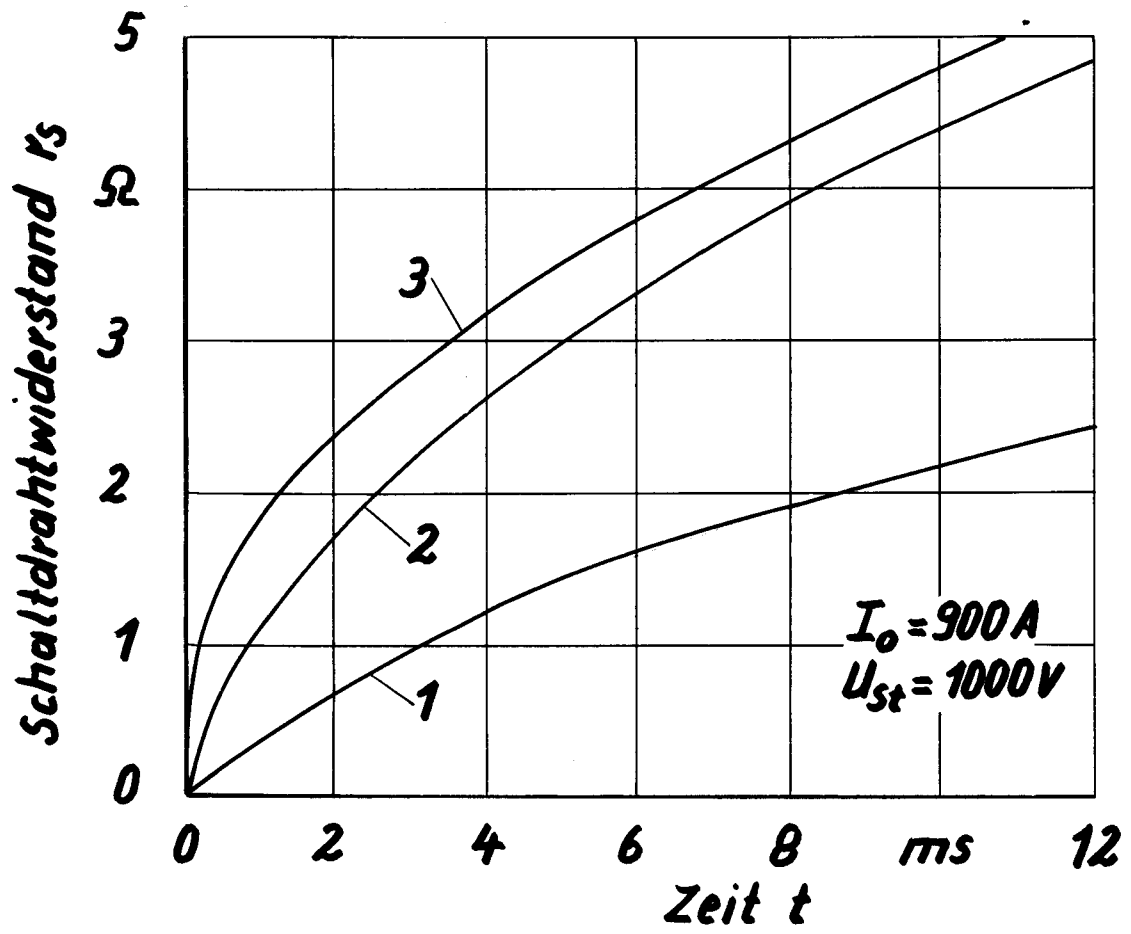


14.11 12 x 12



14.12

12x12



14.13 12 x 12