

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

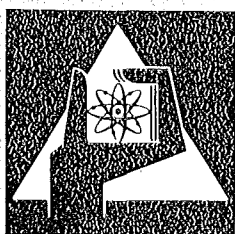
Mai 1976

KFK 2290

Institut für Experimentelle Kernphysik

**Entwicklungen auf dem Gebiet der Hochstrom-
Supraleitung
im
Kernforschungszentrum Karlsruhe**

Redaktion: W. Maurer



**GESELLSCHAFT
FÜR
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 2290

Institut für Experimentelle Kernphysik

Entwicklungen auf dem Gebiet
der Hochstrom-Supraleitung
im
Kernforschungszentrum Karlsruhe⁺)

Redaktion: W. Maurer

Autoren dieses Berichtes sind: F. Arendt, N. Brünner, J. Erb,
N. Fessler, G. Hartwig, W. Heinz, A. Hofmann, K.P. Jüngst,
H. Katheder, P. Komarek, W. Lehmann, W. Maurer, G. Nöther,
B. Obst, W. Schauer, C. Schmidt, E. Seibt, W. Specking,
P. Turowski, A. Ulbricht

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

⁺) Die Arbeiten wurden mit Mitteln des Bundesministeriums für
Forschung und Technologie, Bonn gefördert

Entwicklungen auf dem Gebiet der
Hochstrom-Supraleitung

im

Kernforschungszentrum Karlsruhe

ABSCHLUSSBERICHT ZUM FÖRDERVORHABEN
NT263 DES BMFT

Institut für Experimentelle Kernphysik

April 1976

Entwicklungen auf dem Gebiet der
Hochstrom-Supraleitung

Zusammenfassung:

In diesem Bericht werden die Entwicklungsarbeiten, die im IEKP III in den Jahren 1971 bis 1975 in der Hochstrom-Supraleitung durchgeführt wurden, dargestellt. Es wird über Entwicklung, Bau und Betrieb von supraleitenden Magneten, über die dafür erforderlichen Materialuntersuchungen und über die verfolgten Anwendungen der Supraleitungs-Magnettechnologie in Forschung und Technik berichtet.

Developments in the area of
High-Current-Superconductivity

Abstract:

In this report the development work is presented which has been done from 1971 to 1975 on High-Current-Superconductivity at the institute IEKP III. The report deals with the development, construction and operation of superconducting magnets, with material investigations and with the pursued applications of superconducting Magnetetechnology in research and industry.

I N H A L T S V E R Z E I C H N I S
=====

	<u>Seite</u>
I. <u>Zielsetzungen des Programms" Hochstrom- supraleitung" und Zusammenfassung der Ergeb- nisse</u>	I-1-1
1. Zielsetzungen	I-1-1
2. Zusammenfassung der Ergebnisse	I-1-2
2.1 Entwicklung, Bau und Betrieb von Supraleitungsmagneten	I-1-2
2.2 Materialuntersuchungen	I-1-4
2.3 Anwendungen der Supraleitungsmagnet- technologie	I-1-5
II. <u>Materialuntersuchungen</u>	II-0-1
Einleitung	II-0-2
1. Grundlagenforschung zur Supraleitung	II-1-1
1.1 Druckexperimente an Supraleitern	II-1-2
1.2 Die direkte Beobachtung magnetischer Flußstrukturen in Supraleitern	II-1-9
1.3 Die viskose Flußbewegung in Supraleitern 2. Art	II-1-13
1.4 Dynamische Zwischenzustände in dünnen Supraleitern	II-1-19
1.5 Magnetische Flußprofile in Supraleitern 2. Art	II-1-21
1.6 Fluß-Pinning in Niob-Zirkon-Legierungen	II-1-25
1.7 Weiterführende Arbeiten	II-1-29
Zusammenfassung	II-1-31
Literatur zu Kap. II.1.	II-1-33

2. <u>Untersuchungen an technischen Supraleitern</u>	II-2-1
2.1 Leiteraufbau	II-2-2
2.2 Kritischer Strom	II-2-7
2.21 Kurzprobenmessung	II-2-7
2.22 Messung mit kurzgeschlossenen Spulen	II-2-9
2.23 Volumenpinningkraft	II-2-13
2.24 Winkelabhängigkeit des kritischen Stromes und der Volumenpinningkraft	II-2-17
2.25 Untersuchungen an Nb ₃ Sn-Vielkernleitern	II-2-22
2.3 Verluste in Multifilamentleitern	II-2-25
2.31 Messungen der Hystereseverluste	II-2-26
2.32 Messungen der frequenzabhängigen Verluste	II-2-33
Literatur zu Kap. II.2.	II-2-38
3. <u>Tieftemperatur-Bestrahlungsuntersuchungen an Supraleitern</u>	II-3-1
1. Experimentelle Aufbauten und Meßmethoden	II-3-3
1.1 Heliumbad-Bestrahlungsanlage	II-3-3
1.2 Meßapparatur für den kritischen Strom	II-3-8
1.3 Verdampferkryostat für Temperaturmessungen	II-3-10
2. Messungen an technischen Supraleitern	II-3-11
2.1 Legierungssupraleiter	II-3-11
2.2 Verbindungssupraleiter mit A15-Struktur	II-3-19
2.3 Zusammenstellung der Ergebnisse	II-3-31
3. Ergänzende Untersuchungen	II-3-35
3.1 Grundlegende Betrachtungen	II-3-35
3.2 Pinningverhältnisse	II-3-43
3.3 Simulationsexperimente am Reaktor	II-3-46
4. Strahlenresistenzkriterien	II-3-46
Literatur zu Kap. II.3.	II-3-49

4.	<u>Das Widerstandsverhalten von Reinstaluminium in Abhängigkeit von Temperatur, Magnetfeld und Reinheitsgrad</u>	II-4-1
4.1	Experimentelles	II-4-2
4.2	Die Messungen und ihre Ergebnisse	II-4-5
4.3	Diskussion der Meßergebnisse	II-4-12
	Literatur zu Kap. II.4.	II-4-18
5.	<u>Epoxyde in der Tieftemperaturtechnologie</u>	II-5-1
	Literatur zu Kap. II.5.	II-5-14
6.	<u>Hystereseverlustmessungen an einigen Eisenproben bei 295 K und 4,2 K</u>	II-6-1
	Literatur zu Kap. II.6.	II-6-7
7.	<u>Wärmewiderstand (Kapitza-widerstand) an Grenzflächen zwischen Testkörpern</u>	II-7-1
	Literatur zu Kap. II.7.	II-7-7

III. <u>Magnetbau und Magnetbetrieb</u>	III-0-1
Einleitung	III-0-2
1. <u>Computerprogramme für Magnetberechnungen</u>	III-1-1
1.1 Programme für Magnetfeldberechnungen	III-1-1
a) Programme für Magnete ohne Eisen	III-1-1
b) Programme für Magnete mit Eisen	III-1-2
1.2 Sonstige Programme	III-1-6
2. <u>Konstruktionsprinzipien von Supraleitungsmagneten</u>	III-2-1
Literatur zu Kap. III.2.	III-2-10
3. <u>Fertigungseinrichtungen und Fertigungstechniken</u>	III-3-1
3.1 Fertigungseinrichtungen	III-3-2
3.2 Fertigungstechniken	III-3-10
3.21 Wickelkörperherstellung	III-3-10
3.22 Kontaktierungen	III-3-12
3.23 Wickeltechniken	III-3-12
3.24 Kühltechniken	III-3-19
3.25 Vergußtechniken	III-3-21
4. <u>Kryotechnische Versorgung</u>	III-4-1
4.1 Einleitung	III-4-1
4.2 Der Kühlkreis zum Test supraleitender Magnete	III-4-3
4.3 Kryostate, Transferleitungen und Stromzuführungen	III-4-6
4.4 Kleine Experimente in Badkryostaten	III-4-14
4.5 Sicherheitsfragen	III-4-17
4.6 Zusammenfassung und Ausblick	III-4-18
Literatur zu Kap. III.4.	III-4-19

5.	<u>Elektrotechnische, elektronische und meß- technische Hilfsmittel für den Betrieb von Supraleitungsmagneten</u>	III-5-1
5.1	Energieversorgung	III-5-1
5.2	Magnetfeldmessung	III-5-4
	Literatur zu Kap. III.5.2	III-5-9
5.3	Elektronikentwicklungen für supraleitende Magnete	III-5-10
IV.	<u>Beschreibung der wichtigsten im IEKP III gebauten Magnete</u>	IV-0-1
	Übersicht	IV-0-2
1.	<u>Gepulste Dipolmagnete</u>	IV-1-1
1.1	Kupfer-Modelldipol	IV-1-1
1.2	Erster supraleitender Dipol D1	IV-1-3
	Literatur zu Kap. IV.1.1,2	IV-1-8
1.3	Tiefemperatur-Magnet DT mit Spulen aus Reinstaluminium	IV-1-9
1.3.1	Der Aluminium-Leiter	IV-1-10
1.3.2	Aluminium-Kryomagnet	IV-1-13
1.3.3	Testergebnisse	IV-1-17
1.3.4	Diskussion und Optimierungsfragen, Vergleich mit Supraleitungsmagneten	IV-1-22
	Literatur zu Kap. IV.1.3	
1.4	Der Magnet DT mit supraleitender Spule	IV-1-30
1.4.1	Auslegung des Magneten	IV-1-30
1.4.2	Die Experimente	IV-1-34
	Literatur zu Kap. IV.1.4	IV-1-46
1.5	Der pulsare Prototyp-Dipol D2a	IV-1-47
1.5.1	Magnetkonzeption	IV-1-47
1.5.2	Spulenaufbau	IV-1-50

1.5.3 Kryostat und Kälteversorgung	IV-1-51
1.5.4 Stromversorgung und Schutz- einrichtungen	IV-1-53
1.5.5 Untersuchungen am Magneten	IV-1-54
Literatur zu Kap. IV.1.5	IV-1-70
2. <u>Supraleitende Quadrupole</u>	IV-2-1
2.1 Supraleitende Quadrupole für einen Linearbeschleuniger	IV-2-1
Literatur zu Kap. IV.2.1	IV-2-8
2.2 Supraleitende Quadrupole für ein Hoch- energie-Experiment mit Hyperonen am SPS in CERN	IV-2-9
3. <u>Supraleitende Solenoide</u>	IV-3-1
3.1 Auslegung	IV-3-1
3.2 Solenoide mit Lagenkühlung	IV-3-5
3.3 Solenoide ohne Lagenkühlung	IV-3-11
3.4 Tests	IV-3-14
Literatur zu Kap. IV.3.	IV-3-29
4. <u>Trainingseffekte in supraleitenden Magneten</u>	IV-4-1
Literatur zu Kap. IV.4.	IV-4-4
V. <u>Anwendungen der Supraleitungs-Magnettechno- logie in der Technik</u>	V-0-1
Einleitung	V-0-2
1. <u>Supraleitungsmagnete in der Hochenergie- physik</u>	V-1-1
Literatur zu Kap. V.1.	V-1-3

2. <u>Magnete für die Fusion</u>	V-2-1
2.1 Allgemeines	V-2-2
2.2 Das Magnetsystem des Tokamak	V-2-5
2.3 Magnetsysteme anderer Einschluß- konfigurationen	V-2-15
2.4 Bisherige experimentelle Arbeiten zu Fusionsmagneten im IEKP	V-2-17
2.4.1 Das Energiespeicher-Experiment ESPE 1	V-2-21
2.4.1.1 Grundlagen supraleitender Leistungs- schalter	V-2-21
2.4.1.2 Probleme der Supraleiter-Material- auswahl	V-2-23
2.4.1.3 Schalterentwicklung im Rahmen des ESPE 1-Experimentes	V-2-29
2.4.1.4 Energietransferuntersuchungen im Rahmen des ESPE 1-Experimentes	V-2-39
2.4.2 Das Energiespeicher-Experimente ESPE 2	V-2-44
A Aufbau	V-2-44
B Bisherige experimentelle Ergebnisse des Experimentes ESPE 2	V-2-53
B1 Verluste des Kryostaten	V-2-53
B2 Das Verhalten der Speicherspule bei der Inbetriebnahme	V-2-55
B3 Der supraleitende Schalter von ESPE 2	V-2-58
B4 Die Stoßstromauslösung des supralei- tenden Schalters	V-2-62
B5 Der Speicherbetrieb von ESPE 2	V-2-64
B6 Tieftemperatur-Hochspannungsunter- suchungen für ESPE 2 - Das Verhalten der Hochspannungsdurchführungen	V-2-64
Literatur zu Kap. V.2.	V-2-67
3. <u>Rotierende supraleitende Erregerwicklung für Generatoren</u>	V-3-1
3. Stand der Arbeiten	V-3-4
3.1 Kühlung eines rotierenden SL-Magneten	V-3-4
3.1.1 Zustandsänderung des Heliums in einem rotierenden System	V-3-6
3.1.2 Strömungswiderstand und Wärmeübergangs- zahl in rotierenden Kanälen	V-3-8

3.1.4 Optimierung der Kälteanlage für einen supraleitenden Rotor	V-3-12
3.2 Experimentiereinrichtung zur Untersuchung von Wärmeübergangsmechanismen in rotieren- den radial ausgerichteten Kanälen	V-3-15
Literatur zu Kap. V.3.	V-3-19
4. <u>Magnetische Katheterführung in der Medizin</u>	V-4-1
1. Funktionsprinzip	V-4-1
2. Stand der Forschung beim Einsatz von Magneten in der Medizin	V-4-2
3. Einsatz der magnetischen Katheterführung beim Plazieren von Herzschrittmacherelek- troden	V-4-3
3.1 Führungsmagnet	V-4-4
3.2 Magnetische Katheterspitze	V-4-5
3.3 Ablenkung von Herzschrittmacherelek- troden durch Magnetfelder im Tierversuch	V-4-6
3.4 Beschreibung des Tierversuchs	V-4-8
4. Schlußbemerkungen	V-4-11
Literatur zu Kap. V.4.	V-4-13

I. Zielsetzungen des Programms "Hochstromsupraleitung" und Zusammenfassung der Ergebnisse

1. Zielsetzungen

Entwicklungen zur Anwendung der Supraleitungs- und Kryotechnik werden im Institut für Experimentelle Kernphysik (IEKP), Kernforschungszentrum Karlsruhe, seit etwa 1965 betrieben. Arbeiten zur Hochstromsupraleitung und die Entwicklung supraleitender Magnete wurden 1970 im Teilinstitut III des IEKP begonnen. Ausgangspunkt der Entwicklungen waren kernphysikalische Instrumentierungen, insbesondere die Entwicklung und der Bau gepulster Tieftemperaturmagnete zum Einsatz bei einem Hochenergieprotonensynchrotron, etwa beim großen europäischen Beschleuniger (CERN II). Die Arbeiten wurden in Zusammenarbeit mit der Industrie (Siemens AG Erlangen, Vakuumschmelze Hanau, Linde Höllriegelskreuth, VAW Bonn, u.a.) und anderen europäischen Forschungslaboratorien (insbesondere dem Rutherford Laboratory (RL) England und dem Département du Synchrotron Saturne, Saclay (CEN) Frankreich durchgeführt. Sie wurden zum Teil mit Mitteln des BMFT gefördert (NT 263).

Während der Förderungsphase konkretisierten sich die Anwendungsmöglichkeiten der Supraleitungs-Magnettechnologie in vielen Bereichen der Technik, so z.B. beim Bau supraleitender Wechselstrommaschinen, in der Medizinischen Technik als Führungsmagnete bei der Plazierung von Sonden, bei der Separation magnetischer Erze und bei Fusionsreaktoren zum magnetischen Einschluß des Plasmas. Aufbauend auf den in der kernphysikalischen Instrumentierung erarbeiteten Kenntnissen wurden deshalb auch zunehmend Untersuchungen zu den genannten technischen Anwendungen begonnen.

In diesem Bericht werden die Ergebnisse der Entwicklungsarbeiten, die im IEKP III in den Jahren 1971 - 1975 in der Hochstrom- und Hochfeldsupraleitung durchgeführt wurden, dargestellt. Zusammenfassend ergeben sich folgende wesentliche Ergebnisse.

2. Zusammenfassung der Ergebnisse

2.1 Entwicklung, Bau und Betrieb von Supraleitungsmagneten

- Das Ziel der Entwicklung, einen pulsbaeren supraleitenden Dipolmagneten mit Beschleunigerspezifikationen zu bauen, wurde erreicht. Dieser Magnet hat sich im Dauerbetrieb bewaehrt. Die Entwicklung dieses Magneten erfolgte ueber mehrere Zwischenstufen. Ausgehend von einem Kupfer-Modell-dipol, der als Vorstufe fuer den ersten supraleitenden gepulsten Dipol D1 diente, konnten im Laufe der Entwicklung Konstruktion und Fertigung der Supraleitungsmagnete staendig verbessert werden. Der gepulste (Prototyp-) Dipol D2a mit 1,4 m Laenge und 8 cm Spulenapertur erreicht sein Betriebsfeld (4,5 T) in wenigen Trainingsschritten, hat im Pulsbetrieb (5 sec Feldanstieg) Verluste von etwa 30 W/m und eine Feldgenauigkeit von etwa 10^{-3} im nutzbaren Bereich. An diesem Magneten sind Langzeituntersuchungen (ca. 250 000 Zyklen) vorgenommen worden, die die Zuveraessigkeit von Supraleitungsmagneten solcher Groeoe demonstrieren.
- An einer Zwischenstufe (Dipolmagnet DT) wurde ein Vergleich von gepulsten Supraleitermagneten und gepulsten Magneten mit Reinstaluminium als Leitermaterial durchgefuehrt, der zeigte, daoo Supraleitermagnete den Kryomagneten ueberlegen sind.
- Im Laufe der Entwicklung wurden Computerprogramme zur Magnetberechnung im IEKP III erstellt oder von anderen Forschungseinrichtungen (CERN, IPP, RL etc.) uebernommen und implementiert. Mit Hilfe dieser Programme lassen sich die interessierenden physikalischen Groeoen wie Staerke des Magnetfeldes, Feldverlauf, Homogenitaet, Induktivitaet, Kraefte in den Leitern, Staebilitaet der Struktur unter dem Einfluoo der Kraefte, Waermetransport, Bahnen geladener Teilchen in den Magnetfeldern usw. berechnen.
- Konstruktionsprinzipien fuer supraleitende Magnete wurden erarbeitet. Fertigungseinrichtungen wurden aufgebaut, die bei der Entwicklung der Supraleitungs-Magnettechnologie moeglichst

vielseitig eingesetzt werden können. Wickeltechniken mit Möglichkeiten der Drahtführung in verschiedenen Richtungen, wie dies für komplexe Magnetkonfigurationen erforderlich ist, wurden entwickelt und erprobt.

- Der Betrieb supraleitender Magnete ist ohne eine leistungsfähige und sichere Versorgung mit flüssigem Helium nicht möglich. Im IEKP sind zwei Kälteanlagen installiert, die bei 4,4 K ca. 800 W Kälteleistung haben. Mit diesen beiden Anlagen ist ein Refrigeratorbetrieb möglich, d.h. der Anschluß von (mehreren) Magnetkryostaten im direkten Kreislaufbetrieb. Ein Refrigeratorkreislauf zum direkten Betrieb von Magnetkryostaten wurde aufgebaut, der sich bei den Experimenten ausgezeichnet bewährte.
- Die Energieversorgung von gepulsten supraleitenden Magneten erfolgt mit Netzgeräten. Zwei thyristorgesteuerte Netzgeräte mit Ausgangsströmen von 3000 A und 6000 A wurden erprobt. Bei Pulsbetrieb können dreiecks- und trapezförmige Pulse mit verschiedenen Anstiegs-, Dach- und Abfallzeiten eingestellt werden.
- Zur Messung des Magnetfeldes wurden Meßeinrichtungen entwickelt, die je nach den gestellten Anforderungen (Genauigkeit) unterschiedlich ausgelegt wurden.
- Für den sicheren Betrieb supraleitender Magnete wurden elektronische Geräte entwickelt, die zur Steuerung und Überwachung nötig sind. Es wurden ebenfalls Meßgeräte gebaut, die zur Analyse der Vorgänge in supraleitenden Magneten dienen. Nach dem heutigen Stand der Kenntnisse ist der Bau gepulster supraleitender Magnete mit Beschleuniger-Spezifikationen möglich; es können die im Beschleunigerbau geforderten engen Toleranzen mit "eisenfreien" Supraleitungswicklungen erreicht werden, und sie erweisen sich als zuverlässig und betriebs-sicher.

2.2 Materialuntersuchungen

Die beim Magnetbau verwendeten kommerziellen Supraleiter wurden hinsichtlich ihrer I_c -H-Werte, ihrer Wechselstromverlustcharakteristiken, sowie ihres Verhaltens unter Bestrahlung untersucht und analysiert.

Die wichtigsten Ergebnisse sind:

- Es wurde eine Meßmethode für I_c -H-Werte mit Hilfe von kurzgeschlossenen Spulen entwickelt, die es gestattet, sehr hohe kritische Transportströme zu messen.
- Es wurde die Anisotropie des kritischen Stromes und der Volumenspinnkraft und ihr Einfluß auf das Verlustverhalten technischer Supraleiter untersucht. Eine Theorie der Wechselfeldverluste im longitudinalen Magnetfeld wurde entwickelt und experimentell bestätigt.
- NbTi-Supraleiter zeigen bei Bestrahlung mit 50 MeV-Deuteronen bis zu Flüßen von 10^{18} cm^{-2} nur eine relativ geringe Abnahme (max. 10 %) der kritischen Stromdichte. Die Übergangstemperatur bleibt nach Bestrahlung nahezu unverändert. Dagegen nimmt bei A15-Supraleitern (Nb_3Sn , V_3Ga) die kritische Stromdichte stark ab, wenn der Deuteronenfluß ca. $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ übersteigt. Vergleichende Messungen mit Neutronen zeigen, daß die gleichen Effekte dort erst bei einer 20-fach höheren Dosis auftreten.
- Das Widerstandsverhalten von Reinstaluminium, das als Leitermaterial alternativ zu Supraleitern in Betracht gezogen wurde, wurde in Abhängigkeit von Temperatur, Magnetfeld und Reinheitsgrad untersucht. Entgegen den Erwartungen wächst der Magnetowiderstand im Hochfeldbereich mit der Temperatur an und geht bei etwa 20 K über ein Maximum, dessen Wert mit steigender Reinheit zunimmt. Damit erweisen sich Magnete aus Reinstaluminium gegenüber supraleitenden Magneten auch bei Pulsbetrieb als unterlegen.
- Eine Reihe der für die Anwendung entscheidenden mechanischen

und thermischen Eigenschaften von Verguß-, Struktur- und Armierungsmaterialien wurden ermittelt. Dynamische Messungen bei tiefen Temperaturen (bis LHe) zeigten im Gegensatz zum Verhalten bei Raumtemperatur keine Änderung des Elastizitätsmoduls von Epoxyden bei Wechsellast bis zum Bruch selbst bei Amplituden nahe der Bruchgrenze. Bei tiefen Temperaturen ist die Wärmeleitfähigkeit von Epoxyden von ihrer chemischen Struktur abhängig, die spezifische Wärme dagegen nicht. Die Wärmeleitfähigkeit kann durch Pulverfüllung vergrößert werden, bis der Korngrößenabhängige Kapitza-Widerstand merklich wird.

- Die Hystereseverluste bei Eisen sind bei 4,2 K nur etwa 10 % höher als die Werte bei Zimmertemperatur. Die projektorientierten Materialuntersuchungen wurden durch Grundlagenuntersuchungen des $I_c-H_c-T_c$ und des Wechselfeldverhaltens von Supraleitern ergänzt, so wurde z.B. zur Bestimmung der kritischen Stromverteilung in Supraleitern eine Wechselfeldmethode entwickelt.

2.3 Anwendungen der Supraleitungsmagnettechnologie

Beim Aufbau der Tieftemperaturtechnologie im IEKP wurde von Anfang an die Absicht verfolgt, die bei den Entwicklungsarbeiten gewonnenen Erfahrungen über den Bereich der Kernphysik hinaus in anderen Zielgebieten zum Einsatz zu bringen.

Supraleitende Magnete gestatten das Experimentieren mit hohen und extrem stabilen Magnetfeldern. In der Festkörperphysik sind hohe Magnetfelder z.B. zur Erforschung der Bandstruktur von Metallen und Halbleitern dienlich. Dazu kommt das Studium magneto-optischer Effekte, von Transporterscheinungen in Magnetfeldern oder des Verhaltens von Supraleitern in starken Magnetfeldern. In der Biophysik, Biologie und Chemie werden starke Magnetfelder benutzt, um die Beeinflussung von Reaktionsmechanismen zu studieren oder um eine magnetische Orientierung von Molekülen in Kristallen, Makromolekülen oder Hochpolymeren zu erzeugen. Für viele dieser Anwendungen können die benötigten Magnete von der Industrie gebaut werden, vor allem wenn die

maximalen Felder 8 - 9 T nicht übersteigen, so daß NbTi-Supraleiter ausreichen. Magnete mit höheren Feldern sind in vielen Fällen noch als Entwicklungsobjekte zu betrachten, vor allem wenn der Einsatz der noch nicht ausgereiften A15-Vielkernleiter angestrebt oder erforderlich ist.

Beim Einsatz supraleitender Magnete tritt immer mehr der Wirtschaftlichkeitsaspekt in den Vordergrund. Sowohl hinsichtlich der Investitionskosten als auch insbesondere hinsichtlich der laufenden Betriebskosten wird dies deutlich. Wirtschaftlichkeitsüberlegungen haben nun dazu geführt, den industriellen Einsatz von supraleitenden Magneten bei der Separation von magnetischen Erzen zu erwägen. Hierzu hat KHD und die GfK einen Zusammenarbeitsvertrag geschlossen. (Über die Ergebnisse wird an anderer Stelle berichtet.)

Die Steigerung der Einheitsleistung von Synchrongeneratoren sowie die Forderung nach immer größerer Leistung pro Gewichtseinheit bei elektrischen Maschinen haben die konventionellen Maschinen mit Magnetfeldführung im Eisen an die Grenze ihrer Technologie geführt. Daher erfordert die weitere Entwicklung eine neuartige Technologie. Die Maschinenhersteller in allen größeren Industrieländern setzen u.a. auf den Maschinentyp mit supraleitender Erregerwicklung. Das Ersetzen der normalleitenden wassergekühlten Erregerwicklung im Rotor durch eine supraleitende Wicklung hat Änderungen an allen übrigen Komponenten zur Folge. Im IEKP III werden grundlegende Beiträge zur Entwicklung von SL-Turboläufern durchgeführt. Mittelfristiges Ziel ist es, einen Supraleitungsmagneten unter ähnlichen Bedingungen wie in einem großen Turbogenerator zu betreiben. Bei diesen Entwicklungsarbeiten kommt der Zusammenarbeit mit der Industrie große Bedeutung zu. Verträge mit den Firmen BBC und Siemens tragen dem Rechnung.

Im klinischen Bereich ist es häufig erforderlich, zu diagnostischen oder therapeutischen Zwecken Sonden an schwer zugänglichen Stellen des Körpers zu führen und dort zu plazieren. Am Beispiel von Herzschrittmachersonden wird im IEKP ein Verfahren

risikolos erprobt, das es gestattet, die Sonde (Katheder) mit Hilfe magnetischer Felder zu dirigieren. Dadurch würde die Operationszeit verkürzt und die Röntgenstrahlenbelastung für Patient und Operateur verringert werden. Nach dem bisherigen Verfahren überläßt man die Lage der Elektroden spitze in der rechten Herzkammer dem Zufall, bzw. dem Geschick des Operateurs. Versieht man das Katheterende jedoch mit einem magnetisierbaren Körper, so wirkt auf diesen in einem von außen angelegten inhomogenen Magnetfeld eine Kraft, die es erlaubt, die Lage der Elektrode zu beeinflussen. Weitere Anwendungsmöglichkeiten ergeben sich bei der Behandlung von Aneurysmen und Tumoren mittels Gefäßverschluß durch magnetische Fixierung ferromagnetischer Flüssigkeiten und bei der Sondierung des oberen Dünndarmabschnittes.

Die Magnetfelder stationärer und quasistationärer Fusionsreaktoren mit magnetischem Einschluß müssen aus ökonomischen Gründen supraleitend erzeugt werden, da ein normalleitendes Spulensystem praktisch die gesamte Ausgangsleistung des Fusionsreaktors selbst verbrauchen würde. Auch die Großexperimente in den 80iger Jahren können nicht mehr mit normalleitenden Magneten betrieben werden. Das IEKP III hat im Rahmen des deutschen Fusionsprogramms die Entwicklung der auf Fusionsanforderungen ausgerichteten Supraleitungstechnologie übernommen; die Arbeiten werden seit 1975 zusätzlich im Rahmen eines Vertrages mit dem IPP Garching durchgeführt und sollen Teil eines europäischen Fusionstechnologie-Programms werden.

II. Materialuntersuchungen

Einleitung

1. Grundlagenforschung zur Supraleitung
2. Untersuchungen an technischen Supraleitern
3. Tieftemperatur-Bestrahlungsuntersuchungen an Supraleitern
4. Das Widerstandsverhalten von Reinstaluminium in Abhängigkeit von Temperatur, Magnetfeld und Reinheitsgrad
5. Epoxyde in der Tieftemperaturtechnologie
6. Hystereseverlustmessungen an einigen Eisenproben bei 295 K und 4.2 K
7. Wärmewiderstand (Kapitzawiderstand) an Grenzflächen zwischen Festkörpern

Einleitung

Die Materialuntersuchungen im IEKP III ergeben sich aus den Erfordernissen der Projektarbeiten und werden durch anwendungsbezogene Grundlagenuntersuchungen ergänzt. Die Untersuchungen erstrecken sich auf Supraleitereigenschaften, auf das thermische und elektrische Verhalten von Isolier-Materialien und die mechanischen und thermischen Eigenschaften der verwendeten Strukturmaterialien bei tiefen Temperaturen.

In Kap. II.1 werden wesentliche Ergebnisse der Grundlagenuntersuchungen diskutiert. Ausgangspunkt dieser Untersuchungen ist die Tatsache, daß die Übergangstemperatur vom normalleitenden in den supraleitenden Zustand, die Energiedissipation bei Flußbewegungen im Supraleiter und die Flußverankerung wesentliche technische Parameter sind. Ihre Verbesserung hat entscheidenden Einfluß auf den Einsatz der Supraleitung im technischen Bereich. Diese Parameter sind bisher nur unvollkommen verstanden. Druckexperimente sollen klären, durch welche Parameter die Übergangstemperatur maßgeblich beeinflußt wird. Direkte Aussagen zur Wechselwirkung magnetischer Flußlinien untereinander und mit Kristallfehlern erlaubt eine Dekorations-technik zur Sichtbarmachung magnetischer Strukturen. Sehr genaue Messungen der Gleichstromverluste bis zu hohen Stromdichten treffen eine experimentelle Entscheidung zwischen zwei konkurrierenden theoretischen Vorstellungen über Verlustmechanismen in schwach-pinnenden Supraleitern. Die Bestimmung der Fluß-, Pinningkraft- und kritischen Stromverteilung mit einer Wechselfeldmethode gestattet bessere Vorhersagen über die Verluste in stark-pinnenden Supraleitern. I_c - H_c - T_c -Messungen an Hochfeldsupraleitern konzentrieren sich insbesondere auf das Studium der Flußverankerung bei erhöhten Temperaturen. Eine theoretische Arbeit hat die Existenz eines dynamischen Zwischenzustandes in dünnen Supraleitern aufgedeckt, der technische Bedeutung erlangen könnte, wenn es gelingt, die hochfrequenten Zustände technisch auszunutzen.

In Kapitel II.2 werden Untersuchungen an technischen Supraleitern beschrieben. Hier werden insbesondere solche für einen Supraleiter charakteristische Größen diskutiert, die beim Bau von Elektromagneten für die Auslegung und den Betrieb maßgeblich sind. Dies sind insbesondere der kritische Strom in Abhängigkeit vom Magnetfeld und die Verluste in Multifilamentleitern. Letztere bestimmen wesentlich die Betriebskosten.

Die in Kapitel II.3 beschriebenen Tieftemperatur-Bestrahlungsuntersuchungen an Supraleitern sind von der Anwendung her initiiert: Einsatz von supraleitenden Magneten in und an Teilchenbeschleunigern oder in Fusionsreaktoren. Es war zu klären, ob und in welchem Grade Degradationserscheinungen des kritischen Stromes und der Übergangstemperatur auftreten.

In Kapitel II.4 wird das Widerstandsverhalten von Reinstaluminium in Abhängigkeit von Temperatur, Magnetfeld und Reinheitsgrad diskutiert. Diese Untersuchungen sind vorgenommen worden, um die Frage zu klären, ob Kryomagnete, bei denen ein auch bei tiefen Temperaturen normalleitendes Reinstmetall als Leitermaterial dient, mit supraleitenden Magneten bezüglich der Verluste konkurrieren können. Dabei lag der Schwerpunkt der Untersuchungen beim Temperaturverhalten des Magnetowiderstandes. Ein Magnet mit Aluminiumspule wird in Kapitel IV.1 besprochen.

Neben Leitermaterialien wurden auch Strukturmaterialien bezüglich ihres Tieftemperaturverhaltens untersucht. Die Untersuchungen erstreckten sich hauptsächlich auf Epoxyde, deren thermische Kontraktion, Wärmeleitfähigkeit und spezifische Wärme bei tiefen Temperaturen gemessen wurde. Ergänzt wurden diese Messungen durch Festigkeitsprüfungen bei statischer und dynamischer Belastung. Diese Untersuchungen sind in Kapitel II.5 dargestellt. Ziel dieser Untersuchungen ist einesteils die Bereitstellung von Konstruktionsdaten für die Entwicklung supraleitender Magnete, andererseits das Verständnis des Tieftemperaturverhaltens dieser hochpolymeren Kunststoffe in Abhängigkeit von ihrer chemischen Struktur zur gezielten Verbesserung ihrer Materialeigenschaften.

In Kapitel II.6 werden die Ergebnisse von Hystereseverlustmessungen an einigen Eisenproben bei 295 K (Zimmertemperatur) und insbesondere bei 4,2 K (Temperatur des flüssigen Heliums) mitgeteilt. Es war zu klären, ob die Verluste tatsächlich um den Faktor 1,5 bis 2 höher als bei Zimmertemperatur liegen, wie das nach Messungen an anderer Stelle zu erwarten gewesen wäre.

Den Abschluß des II. Kapitels bilden Untersuchungen des Widerstandes (Kapitza-Widerstandes) an Grenzflächen zwischen Festkörpern, was besonders dann von Bedeutung ist, wenn der Wärmestrom viele Grenzflächen zu überwinden hat (Pulverfüllung) oder wenn extrem tiefe Temperaturen erzielt werden sollen.

II. 1 Grundlagenforschung zur Supraleitung

1.1 Druckexperimente an Supraleitern

1.2 Die direkte Beobachtung magnetischer
Flußstrukturen in Supraleitern

1.3 Die viskose Flußbewegung in Supra-
leitern 2. Art

1.4 Dynamische Zwischenzustände in dünnen
Supraleitern

1.5 Magnetische Flußprofile in Supra-
leitern 2. Art

1.6 Fluß-Pinning in Niob-Zirkon-Legierungen

1.7 Weiterführende Arbeiten

II.1 Grundlagenforschung zur Supraleitung

Es ist das Ziel der Grundlagenuntersuchungen im IEKP III, durch ein besseres Verständnis derjenigen Größen und Effekte, die für die Anwendung der Supraleitung von besonderer Bedeutung sind, die Projektentwicklung im Institut zu fördern. Im einzelnen umfaßt dies Messungen der Übergangstemperatur vom normalleitenden in den supraleitenden Zustand, die Bestimmung der Energiedissipation bei Flußbewegungen im Supraleiter und das Studium der Flußverankerung.

Druckexperimente sollen klären, durch welche Parameter die Übergangstemperatur maßgeblich beeinflusst wird. Aussagen zur Wechselwirkung magnetischer Flußlinien untereinander und mit Kristallfehlern erlaubt eine Dekorationsstechnik zur Sichtbarmachung magnetischer Strukturen. Sehr genaue Messungen der Gleichstromverluste bis zu hohen Stromdichten treffen eine experimentelle Entscheidung zwischen zwei konkurrierenden theoretischen Vorstellungen über Verlustmechanismen in schwach-pinnenden Supraleitern. Die Bestimmung der Flußprofile, der Verteilung von Pinningkraft und kritischem Strom mit einer Wechselfeldmethode gestattet bessere Vorhersagen über die Verluste in stark-pinnenden Supraleitern. I_c - H_c - T_c -Messungen an Hochfeldsupraleitern konzentrieren sich insbesondere auf das Studium der Flußverankerung bei erhöhten Temperaturen. Eine theoretische Arbeit hat die Existenz eines dynamischen Zwischenzustandes in dünnen Supraleitern aufgedeckt, Berechnungen zur Übergangstemperatur sind durchgeführt worden.

1.1 Druckexperimente an Supraleitern

Die mikroskopische Theorie der Supraleitung von Bardeen, Cooper und Schrieffer verknüpft die exakt meßbaren Materialgrößen T_c und H_c des Supraleiters mit fundamentalen Parametern, wie der spezifischen Elektronenwärme γ , der Debyetemperatur θ und einem sogenannten Kopplungsparameter V der Elektronen.

Ungeklärt, vor allem bei Hochtemperatursupraleitern, ist die Parameterabhängigkeit der Übergangstemperatur. Für systemati-

sche Vergleiche der theoretischen Vorstellungen mit experimentellen Befunden wurden bisher fast ausschließlich Ergebnisse an Legierungen herangezogen. Gegenüber den reinen Metallen werden aber bei der Legierungsherstellung viele Festkörperparameter gleichzeitig geändert, und nur in Einzelfällen führten die T_c -Messungen zu schlüssigen Resultaten.

Ein vergleichsweise einfacher Eingriff in den Festkörper stellt die Variation des Volumens unter Druck dar. Aus diesem Grunde wurden im IEKP III Druckexperimente durchgeführt (bis zu 20 kbar).

Am System Y 1 At % Ce wurde das elektrische Widerstandsminimum (Kondo-Effekt) gemessen mit dem Resultat, daß die Störung des supraleitenden Zustandes durch die Ce-Verunreinigungen unter hohem Druck aufgehoben wird. Übergangstemperaturen wurden bestimmt von A15-Strukturen auf Nb- und V-Basis sowie von den Verbindungen des Thoriums mit C,N,H,D - einer Klasse von Materialien mit hohem T_c .

Die Methode zum Nachweis des Phasenüberganges von der Normalleitung zur Supraleitung bei Temperaturerniedrigung macht davon Gebrauch, daß die Probe im Meissner-Zustand ($T < T_c$, $H < H_c$) sich wie ein vollständiger Diamagnet verhält. Die (häufig nur in Pulverform vorliegenden) Proben werden in eine kleine Spule (Durchmesser 5 mm, 1200 Windungen) gefüllt, die von einem flüssigen Druckmedium (n-Pentan + Isoamylalkohol) umgeben und durchtränkt ist (Abb. II.1.1). Mit einer hydraulischen Presse wird bei Raumtemperatur auf die Druckzelle eine Kraft übertragen und fixiert. Die Meßspule mit der Induktivität L_0 ist nun Bestandteil eines Schwingkreises. Bei geeigneter Dimensionierung ist die Eigenfrequenz f_0 klein (~ 10 kHz), und das schwache Magnetfeld durchdringt die Probe im normalleitenden Zustand völlig. Wird diese supraleitend, so ändert sich die Suszeptibilität und mit ihr die Induktivität der Spule. Die Frequenzverschiebung als Funktion der Temperatur definiert so die Übergangstemperatur T_c , Abb. II.1.2 gibt ein typisches Beispiel einer solchen "Übergangskurve".

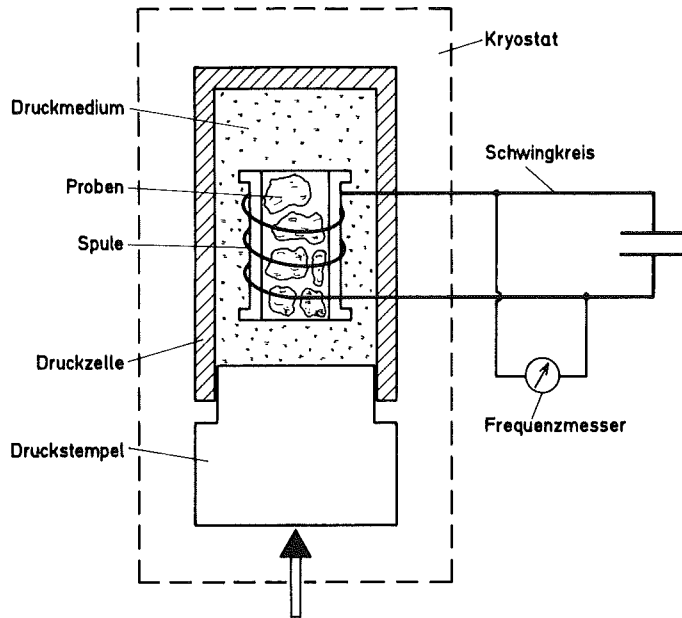


Abb. II.1.1: Magnetische Nachweismethode zur Sprungpunktsbestimmung von Supraleitern. Gemessen wird die Verschiebung der Resonanzfrequenz eines Schwingkreises beim Übergang der Probe vom Normalzustand zum vollständigen Diamagnetismus.

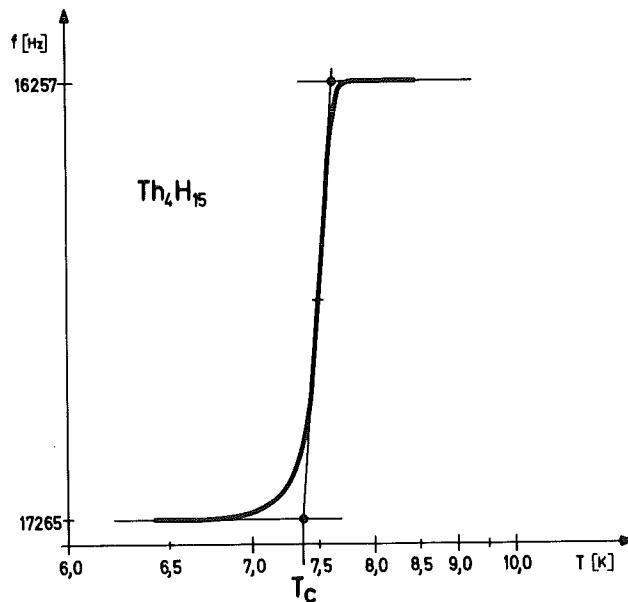


Abb. II.1.2: Typische "Übergangskurve", wie sie mit der in Abb. II.1.1 schematisch dargestellten Anordnung gemessen wurde.

Thorium, ein Supraleiter mit der kritischen Temperatur $T_c = 1,37$ K, ist ein 4-wertiges k.f.z. Übergangsmetall (Masse 232); sein Verhalten unter Druck jedoch ähnelt sehr dem eines Nicht-Übergangsmetalls (Abb. II.1.3). Das reine Carbid des Thoriums ist nicht supraleitend, seine (Carbo-)Nitride zeigen Supraleitung. In diesem Verhalten besteht eine Parallele zu den technisch interessanten Hartstoffen der 4-wertigen d-Übergangsmetalle, die - soweit sie supraleitend werden - in ihrer Phononendispersion eine Anomalie ("dip") schon bei Raumtemperatur zeigen. Diese Anomalie fehlt bei den nicht-supraleitenden Hartstoffen, wie z.B. HfC, sie ist die einzige Eigenschaft, die schon bei Raumtemperatur auf mögliche Supraleitung hindeutet.

Es stellt sich heraus, daß die Übergangstemperaturen in den Verbindungen $\text{ThC}_x\text{N}_{1-x}$ zum kohlenstoffreicheren Ende zunehmen. Parallel dazu steigt der Druckkoeffizient (dT_c/dp) von negativen zu positiven Werten, und er ist umso größer, je höher T_c , d.h. je stärker die Elektron-Phonon-Wechselwirkung ist. Besonders stark erhöht, nämlich von 1,37 K auf 8,6 K, sind die Sprungtemperaturen der Verbindungen Th_4H_{15} und Th_4D_{15} im Vergleich zum reinen Metall Th. Damit korrespondierend wurde ein besonders großer positiver Druckeffekt von etwa 42 mK/kbar gefunden, s. Abb. II.1.3. Diese Untersuchungen bestätigen Theorien, wonach die Erhöhung von T_c beim Hydrieren des Thoriums zu Th_4H_{15} (bzw. Th_4D_{15}) auf einer zusätzlichen Streuung der Elektronen an den leichten Bestandteilen beruht. Die Potentiale der Wasserstoffatome in Verbindung Th_4H_{15} reichen aus, um den T_c -Anstieg qualitativ zu erklären. Die Druckabhängigkeit der Übergangstemperatur (Abb. II.1.3) kann ebenfalls im Rahmen dieser "Streuphasentheorie" verstanden werden.

Dieser Mechanismus der T_c -Erhöhung scheint typisch für die Supraleitung in den Verbindungen zwischen Übergangsmetallen und leichten Partnern wie C,N,H,D, die Untersuchungen an Th_4H_{15} haben gewissermaßen Modellcharakter.

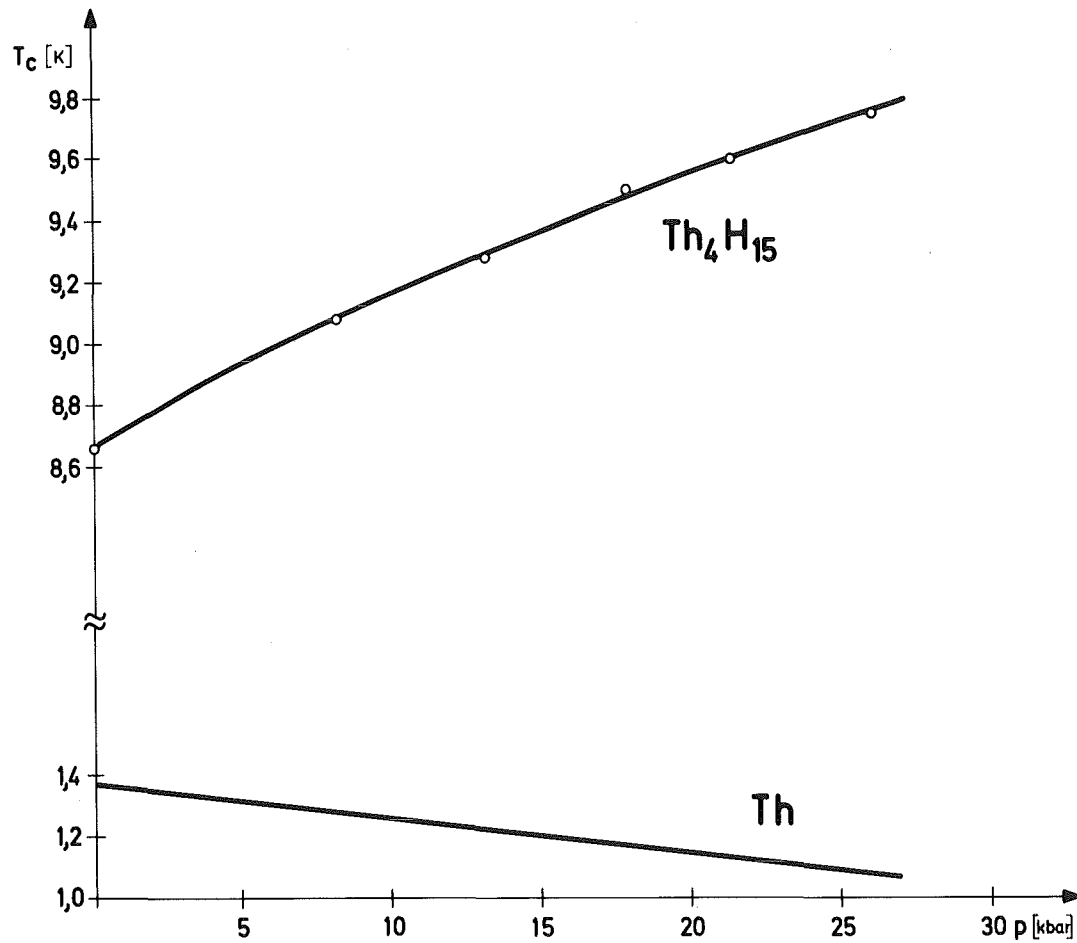


Abb. II.1.3: Übergangstemperatur von Th und Th_4H_{15} in Abhängigkeit vom Druck

Beim Hydrieren des Thoriums zur Verbindung Th_4H_{15} erhöht sich die Übergangstemperatur von 1,37 K auf etwa 8,6 K. Mit dieser Erhöhung einhergehend beobachtet man einen Anstieg des Druckkoeffizienten von negativen zu positiven Werten.

Die Beobachtung der Übergangstemperatur T_c unter Druck führt nur in Einzelfällen zu schlüssigen Resultaten. I.a. erfordert das Verständnis der Übergangstemperatur Aussagen über das Elektron- und Phononensystem des Supraleiters, wie sie T_c -Messungen allein nicht mehr liefern. Aber es können zusätzliche Informationen in integraler Form aus der Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärme $c(T)$ bezogen werden.

Die Änderung der spezifischen Wärme $c(T)$ als Funktion des äußeren Parameters Druck mit großer Genauigkeit zu bestimmen, ist, speziell bei kleinen Proben, kalorimetrisch wegen der thermischen Koppelung zwischen Probe und Druckapparatur nicht möglich. Deswegen wird eine Wechselheizungs-methode benutzt.

Die grundlegenden Komponenten dieser Technik (Abb. II.1.4) sind ein Heizer, ein Thermometer und eine Probenhalterung, die über einen thermischen Widerstand an die als Kältebad wirkende Druckapparatur gekoppelt ist. Der Druck wird bei tiefen Temperaturen mittels einer Presse (Abb. II.1.5) auf die Probe übertragen. Die Probe wird periodisch geheizt, und es wird die Amplitude der resultierenden Temperaturoszillation mit einem phasenempfindlichen Verstärker gemessen. Sind die "Ballast-Wärmekapazitäten", Thermometer und Heizer, klein und ist deren Koppelung an die Probe gut, zum Bad hin jedoch langsam im Vergleich zum Reziprokwert der Heizfrequenz, so erhält man eine sehr einfache Beziehung: die Amplitude der Temperaturoszillation \tilde{T} ist umgekehrt proportional zur spezifischen Wärme der Probe.

Die Möglichkeit, gemäß $\tilde{T} \sim 1/c$ kontinuierlich $c(T)$ aufzeichnen zu können, macht die Wechselheizungs-methode besonders geeignet, scharfe Strukturen in der spezifischen Wärme, wie etwa bei einem Phasenübergang, messen zu können.

Es wurde im Temperaturbereich zwischen 1,2 und 4,2 K die spezifische Wärme von In unter Druck (bis 20 kbar) im normal- und supraleitenden Zustand gemessen. Aus dem Sprung am Phasenübergang war es möglich - in Verbindung mit der auch dadurch definierten kritischen Temperatur - die Volumenabhängigkeit der wichtigen Festkörperparameter "Zustandsdichte" und "elektroni-

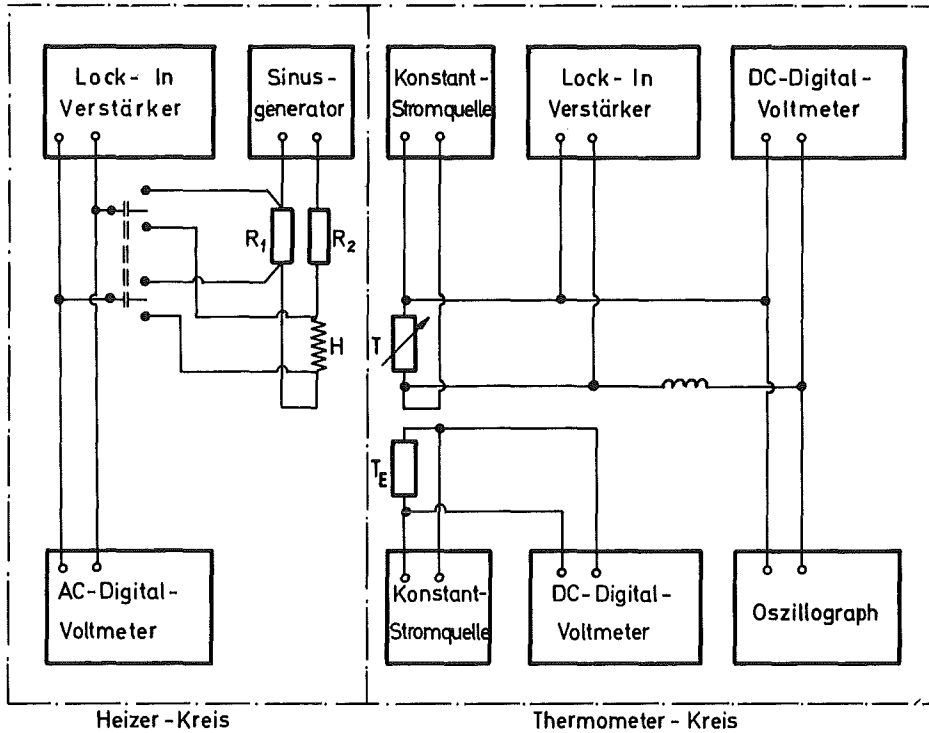


Abb. II.1.4: Blockschaltbild der elektronischen Anordnung zur Messung der spezifischen Wärme kleiner Proben; ein Heizer H erwärmt die Probe sinusförmig, die dadurch hervorgerufene Temperaturoszillation T ändert den Widerstand R_T des Thermometers T periodisch; seine Absoluttemperatur wird durch Vergleich mit der Eichtemperatur T_E festgelegt. Die Wechselspannung $U = \dot{T} \cdot I dR/dT$ wird mit einem Lock-In-Verstärker gemessen, sie ist unter bestimmten Bedingungen umgekehrt proportional der spezifischen Wärme $c(T)$ der Probe.

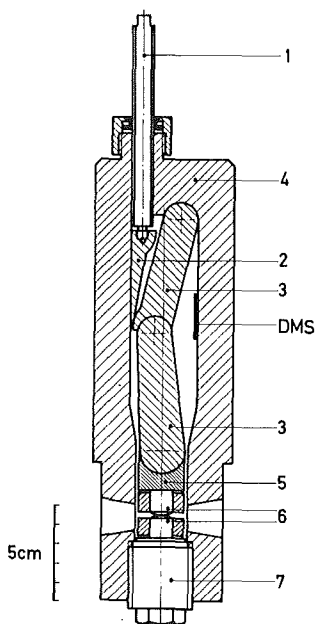


Abb. II.1.5: Prinzip der Presse "Knickebein": Durch Drehen der Spindel (1) wird der Keil (2) abwärts bewegt und drückt dabei auf das Gelenk zwischen den beiden Hebeln (3). Der obere Hebel stützt sich gegen den Rahmen (4) ab und der untere drückt über einen Führungskolben (5) auf den oberen Druckstempel (6). Die Druckzelle kann zusammen mit den Stempeln nach Entfernen der Schraube (7) gewechselt werden.

sche Grüneisenkonstante" zu ermitteln: die Bandstrukturzustandsdichte ändert sich nicht mit dem Druck im Rahmen der experimentellen Genauigkeit, während sich die Elektron-Phonon-Koppelung vermindert. Diese Ergebnisse sind im Einklang mit theoretischen Vorstellungen.

II.1.2 Die direkte Beobachtung magnetischer Flußstrukturen in Supraleitern

Bei alternierenden oder schnell sich ändernden Strömen und Feldern dissipieren Supraleiter Energie. Der in gewissen Grenzen nahezu verlustfreie Transport relativ hoher Gleichströme beruht auf der Verankerung magnetischer Strukturen durch deren Wechselwirkung mit der Mikrostruktur des Materials. Eine Dekorationstechnik zur Sichtbarmachung magnetischer Strukturen erlaubt es, zu Fragen derartiger Pinning-Mechanismen Aussagen zu machen.

Es wurde die Korrelation zwischen dem Flußliniengitter (FLG) und dem Kristallgitter (KG) untersucht, einmal im Hinblick auf direkte Beziehungen der geordneten Anisotropie in diesen Gittern und zum andern im Hinblick auf Wechselwirkungen zwischen Kristallfehlern und Versetzungen im FLG. Die Aussagen der Flußbewegung, wie sie sich aus der direkten Beobachtung der Flußverteilung in Supraleitern ergeben, werden verglichen mit den Ergebnissen im wesentlichen elektrischer Methoden, auf die in Kap. 1.3 und 1.4 eingegangen wird.

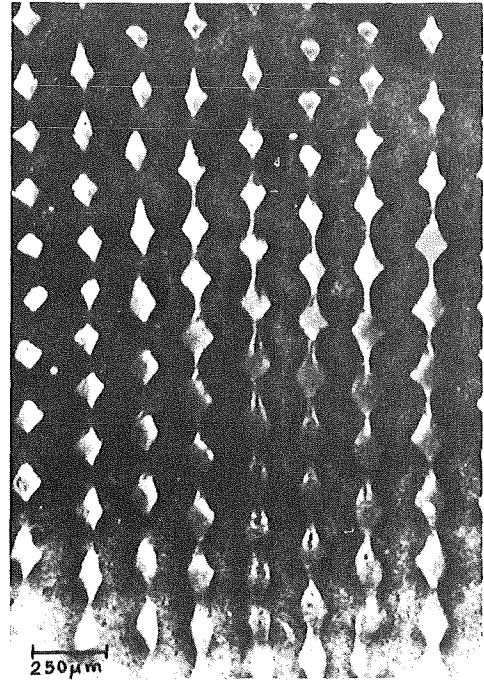
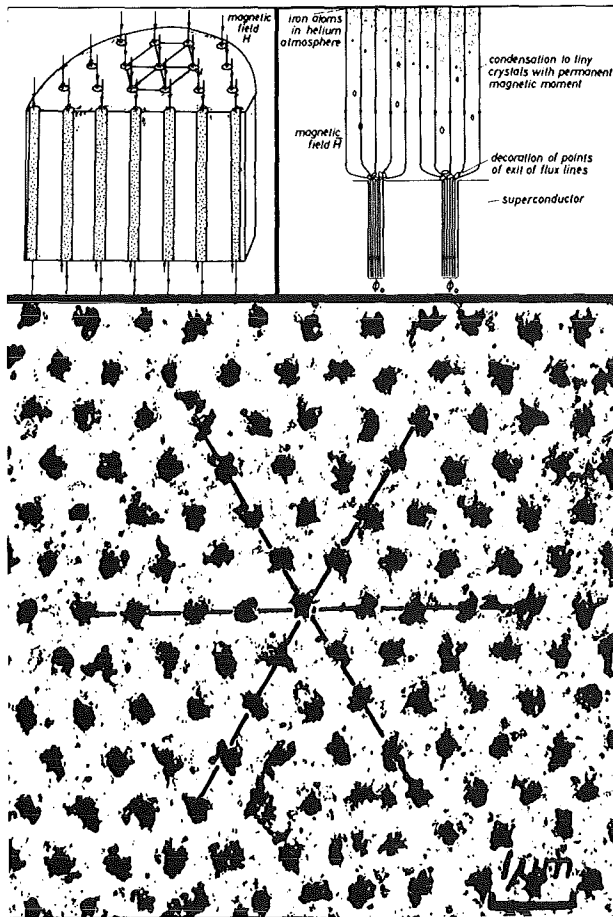
Flußlinien sind zu klein, um auf irgendeine Weise optisch auflösbar zu sein. Das Problem ihrer Abbildung wird deswegen auf folgende Weise angegangen. In einem ersten Schritt wird ein "Negativ" des FLG's in einem Helium-Kryostat angefertigt. Man verdampft dazu ferromagnetisches Material (z.B. Fe oder Co) in einer He-Atmosphäre unter Bedingungen, die die Bildung kleiner ferromagnetischer Teilchen ($\sim 100 \text{ \AA}$) begünstigt. Die Einkristalle driften in einer Brown'schen Bewegung langsam zur Probenoberfläche hin. Sie werden von den Stellen angezogen, an denen der magnetische Fluß den Supraleiter verläßt, d.h. von den Austrittsstellen der Flußlinien. Auf diese Weise ist die

magnetische Struktur an der Oberfläche dekoriert. Das resultierende Muster wird in einem zweiten Schritt bei Raumtemperatur mit einem Replica abgezogen und in einem Elektronenmikroskop betrachtet. Abb. II.1.6 skizziert das Verfahren der Dekoration und zeigt als Beispiel ein Flußliniengitter ("Mischzustand") in einer Pb-In-Probe.

Bei der Anwendung der Dekorationstechnik auf homogene PbTl-Legierungen mit kleinem Ginzburg-Landau-Parameter wurde ein neuer magnetischer Zustand gefunden: zu größeren Einheiten agglomerierte Meißner- und Shubnikov-Bereiche sind eingebettet in eine Shubnikov-Phase. Die Struktur ist periodisch geordnet, ihre Symmetrie entspricht der Zähligkeit der Kristallachse parallel zum Feld, s. Abb. II.1.7.

Ist das Material strukturell heterogen, so ändern sich lokal die supraleitenden Parameter. Dies hat zur Folge, daß die freie Energie der flußführenden Gebiete nicht mehr unabhängig von ihrem Ort ist, und wir können eine Wechselwirkung zwischen der magnetischen und metallurgischen Struktur des Supraleiters beobachten ("Pinning"). Defekte wechselwirken mit Flußlinien erheblich stärker als mit Phasengrenzen des TypI-Supraleiters im Zwischenzustand. Die Matrix eines TypII-Supraleiters zeigt also eine sehr viel größere Strukturempfindlichkeit als die eines TypI-Supraleiters; besonders wirksam sind Unregelmäßigkeiten der Kristallstruktur in der Größenordnung des Flußlinienabstandes. Was die elektrischen Eigenschaften betrifft, so findet man Supraleitung bis zu H_{c2} . Für Magnetfelder zwischen H_{c1} und H_{c2} ist die kritische Stromdichte j_c nur dann von Null verschieden, wenn die Magnetisierungskurve bis zu einem gewissen Grad irreversibel ist - ganz analog zur remanenten Magnetisierung eines Ferromagneten; Abb. II.1.8 gibt ein solches Beispiel lokaler remanenter Flußdichte.

Sind Flußlinien erst einmal weiter als die Eindringtiefe λ in den Supraleiter eingedrungen, so erfahren sie keine Kraft mehr durch das äußere Feld. Sie können nur noch über die Wechselwirkung mit benachbarten Flußlinien von ihren Haftzentren losgerissen werden, die treibende Kraft ist proportional dem Gradienten der Flußliniendichte.



links

Abb. II.1.6: Zur Dekoration von Flußlinien wird Eisen verdampft. Die Geschwindigkeit der Atome wird durch Zusammenstöße mit dem He-Gas abgebremst und das verdampfte Eisen agglomeriert zu kleinen Kristallen. Die ferromagnetischen Partikel werden vom Streufeld der Flußlinien angezogen und schlagen sich an deren Austrittsstellen an der Probenoberfläche nieder. Das Muster wird fixiert und mit der Replicatetechnik im Elektronenmikroskop untersucht.

Mischzustand in einer PbIn-Legierung (Supraleiter 2. Art)

rechts

Abb. II.1.7: Zwischenzustand in einem PbTl-Einkristall mit makroskopischer Flußordnung (dunkel: Shubnikov-Phase, hell: Meißner-Gebiete)

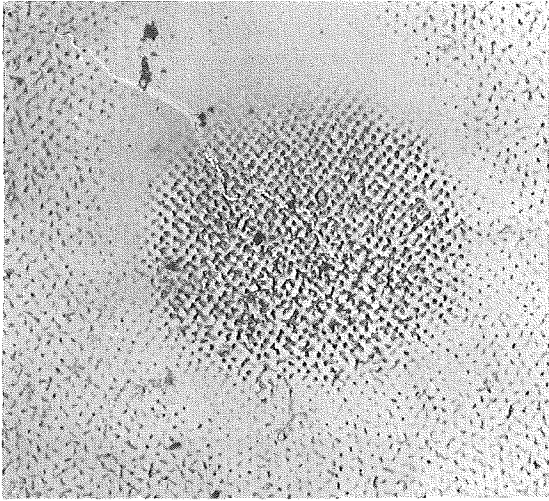


Abb. II.1.8: Normalleitende Ausscheidungen (Cd-Partikel) in einer PbTl-Matrix verankern Teile des Flußlinien-gitters. Das ringförmige umschlossene Gebiet beinhaltet eine remanente magnetische Flußdichte (Vergrößerung: 4000x).

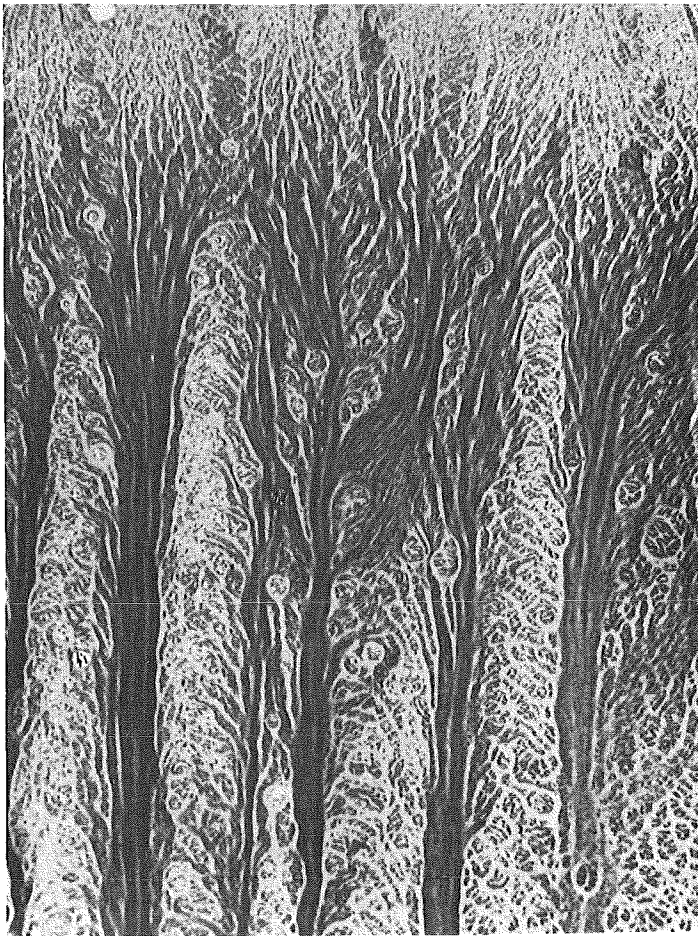


Abb. II.1.9: Instabilität in einem TypII-Supraleiter (PbTl): Remanenter Fluß wird durch einen Wärmeimpuls teilweise von den Haftzentren losgerissen. Die infolge der Energiedissipation auftretende lokale Erwärmung führt zu einer "Kanalisation" der Flußbewegung von der Probenmitte (Bildoberkante) zum Probenrand (Bildunterkante) hin. Stellenweise gibt es "stabile" Bereiche, die von normalleitenden Cd-Ausscheidungen herrühren (Vergrößerung: 50x).

Es gibt ein Maximum dieses Gradienten, und die Probe befindet sich dann im kritischen Zustand, einem Nicht - Gleichgewichtszustand.

Instabilitäten in TypII-Supraleitern sind eine natürliche Konsequenz dieses kritischen Zustandes. Lokale Flußbewegung kann spontan durch thermische Aktivierung (Fluß-Kriechen) erfolgen oder durch äußere Stimulanz: einer plötzlichen Änderung des Magnetfeldes, ΔH , des Transportstromes, ΔI , einer mechanischen Erschütterung oder einem Wärmeimpuls, ΔQ .

Abb. II.1.9 zeigt die Spur wandernder Flußlinien in einer PbTl-Legierung nach einer plötzlichen Temperaturerhöhung.

Es ist ein noch ungelöstes Problem, inwieweit bei der Flußbewegung Versetzungen im FLG eine ähnliche Rolle spielen wie Kristallversetzungen bei der plastischen Verformung eines Festkörpers; auch ist die Bedeutung der Versetzung im Hinblick auf das Pinning noch offen.

II.1.3 Die viskose Flußbewegung in Supraleitern 2. Art

Das Flußliniengitter, wie es im Mischzustand (Shubnikov-Phase) des TypII-Supraleiters für $H_{c1} < H < H_{c2}$ vorliegt (Abb. II.1.6), ist mit dem Kristallgitter nicht fest verankert.

Ändert sich das Magnetfeld oder die Temperatur, so ist die Verteilung der Flußlinien eine Funktion der Zeit. Das lokale B ist dann nicht konstant und Fluß fließt (vgl. dazu auch Kap. 1.2). Diese Flußbewegung erfolgt auch, wenn ein Transportstrom größer als ein bestimmter kritischer Wert aufgeprägt ist. Die viskose Flußbewegung nennt man "Flux-Flow".

Die Bewegung von Flußlinien ist ein dissipativer Prozeß, so daß es zweifelhaft ist, ob lokal thermodynamisches Gleichgewicht besteht. Die beim Flux-Flow in Reibungswärme umgewandelte elektrische Energie kann nur dem Transportstrom entnommen werden, indem eine Spannung an der Probe auftritt; eine schematische Darstellung gibt Abb. II.1.10.

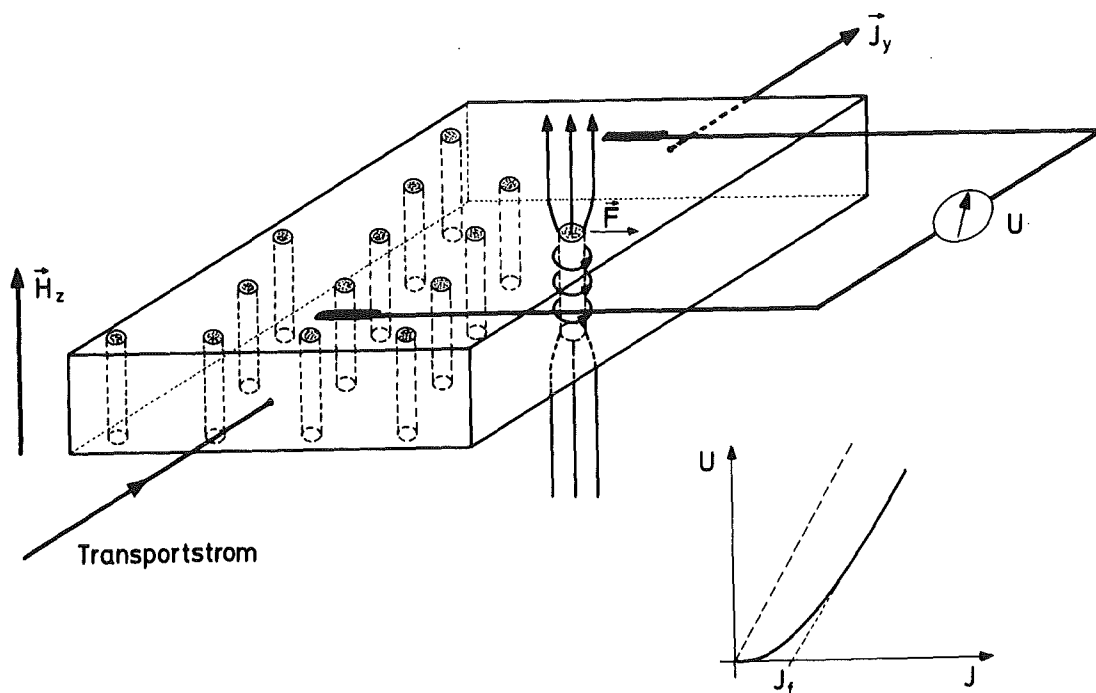


Abb. II.1.10:

oben: Im Mischzustand durchsetzen den Supraleiter Flußlinien mit je einem Flußquant Φ_0 (vgl. auch Abb. II.1.6). Ein Transportstrom senkrecht zum Magnetfeld erzeugt eine Kraft F , unter deren Wirkung das Flußliniengitter sich bewegt.

rechts unten: Schematisches Diagramm einer U-I-Charakteristik (Gerade durch den Koordinatenursprung: Verhalten des Normalleiters).

Kennzeichen der U-I-Charakteristik ist die weitgehend lineare Abhängigkeit der Spannung vom Strom. Den differentiellen Widerstand dU/dI nennt man den Flux-Flow-Widerstand ρ_F . In der Probe vorhandene Pinningkräfte verzögern den Einsatz dieses von der Flußlinienbewegung herrührenden Widerstandes, die Flux-Flow-Eigenschaften werden dadurch jedoch nicht beeinflusst.

Ausgangspunkt aller experimentellen und theoretischen Untersuchungen der Transporteigenschaften von Supraleitern ist die Abhängigkeit der Größe ρ_F vom äußeren Magnetfeld und der Temperatur; eine befriedigende quantitative Beschreibung existiert bisher nur in der Nähe des oberen kritischen Feldes H_{c2} .

Es wurden die Gleichstromverluste in PbIn-Legierungen bis zu hohen Stromdichten im gesamten Temperatur- und Magnetfeldbereich sehr genau gemessen, insbesondere in dem experimentell schwer zugänglichen Bereich nahe H_{c2} . Eine der Hauptschwierigkeiten liegt dabei in der Bestimmung von dU/dI aus der Strom-Spannungscharakteristik (Abb. II.1.10), graphisch ist dies nur mit ziemlicher Ungenauigkeit möglich.

Die Messung von ρ_F erfolgt hier direkt mit einer Wechselstrommodulationstechnik, wie sie ähnlich bei Tunnelmessungen zur Bestimmung der Tunnelleitfähigkeit Anwendung findet; Abb. II.1.11 skizziert das Verfahren. Man bringt die Probe, eine Folie von 20 μm Dicke, mit einem Gleichstrom I_0 in den Flux-Flow-Zustand und überlagert dann einen niederfrequenten Wechselstrom $I_1 \cdot \cos \omega t$ kleiner Amplitude ($I_1 = 10^{-3} I_0$); die Modulationsfrequenz wird dabei so hoch gewählt, daß durch die zusätzlich entstehende Joule'sche Wärme keine Temperaturmodulationen auftreten. Durch die Probe fließt nun der Gesamtstrom $I_0 + I_1 \cos \omega t$. Die auftretende Spannung läßt sich nach Taylor entwickeln, gemäß

$$U(I) = U(I_0) + \left. \frac{dU}{dI} \right|_{I_0} \cdot I_1 \cos \omega t \dots$$

d.h., der gesuchte Flux-Flow-Widerstand $\rho_F = dU/dI$ ist proportional der Spannung U_ω mit der Grundfrequenz ω . Diese

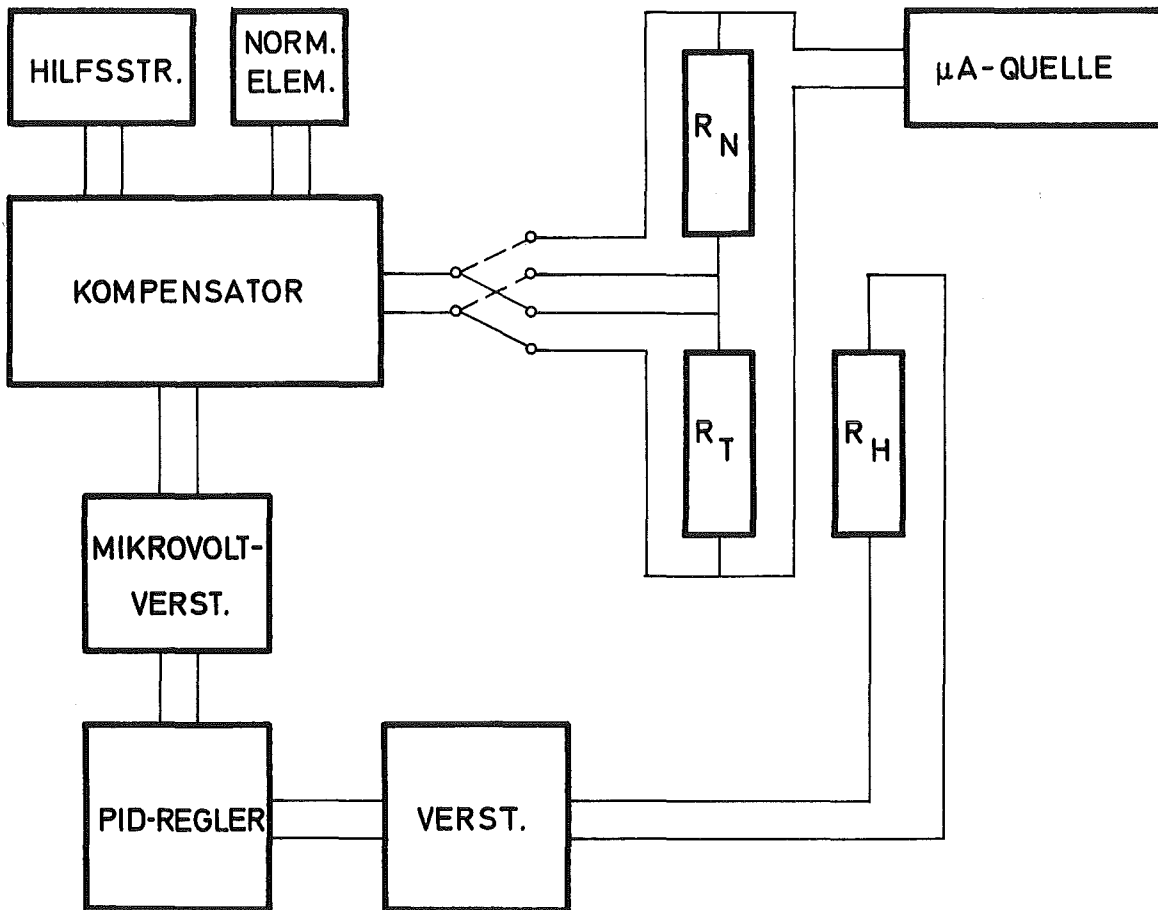


Abb. II.1.11: Blockschaltbild der Temperaturregelung und -messung. Die Temperaturmessung geschieht bei konstantem Strom durch potentiometrische Messung der Spannung am Kohlewiderstand mit einem Kompensator. Zur Kontrolle des Thermometerstromes ist das Thermometer mit einem Normalwiderstand in Reihe geschaltet. Zur Temperaturregelung wird das Temperaturmeßsignal mit einer im Kompensator erzeugten Spannung verglichen. Das Differenzsignal gibt die Abweichung der Probestemperatur von der am Kompensator eingestellten Temperatur an. Dieses vom Sollwert abweichende Signal wird als Regelgröße für einen nachfolgenden Regler benutzt.

Spannungskomponente U_{ω} ermittelt man aus der Gesamtspannung $U(I)$ mit einem Lock-In-Verstärker; ein Beispiel einer mit dieser Technik an $\text{Pb}_{0,8}\text{In}_{0,2}$ -Folien gewonnenen Daten ist in Abb. II.1.12 wiedergegeben.

Der Gleichstromwiderstand zeigt bei kleinen magnetischen Feldern ein anomales Verhalten, nämlich eine Abnahme mit der Temperatur. Seine Abhängigkeit vom Magnetfeld folgt nur bedingt den theoretischen Vorhersagen eines linearen Verlaufs.

Der Flux-Flow-Widerstand ρ_f ist eine komplizierte Funktion von T und H . Für den Grenzfall $H \rightarrow H_{c2}$ findet Schmid mittels der zeitabhängigen Ginzburg-Landau-Gleichung den Ausdruck:

$$\frac{\rho_f}{\rho_n} = 1 - \alpha(t) \left(1 - H/H_{c2}(t)\right),$$

wobei die Größe $\alpha(t) = \left. \frac{d\rho_f}{dH} \cdot \frac{H}{\rho_n} \right|_{H_{c2}}$ sich dem Wert 2,5

für $t = T/T_c \rightarrow 1$ nähert.

Eine Erweiterung der Schmid'schen Berechnungen der Gleichstromverluste nahe $H_{c2}(T)$ auf den gesamten Temperaturbereich erfolgte in zwei konkurrierenden Theorien: Caroli und Maki (CM) einerseits und Thompson, Takayama und Ebisawa (T-TE) andererseits; die Ergebnisse dieser Berechnungen, ausgedrückt in $\alpha(t)$, zeigt Abb. II.1.13 (ausgezogene Kurven). Die aus der Literatur bekannten Messungen, schraffiert eingetragen, bestätigen im wesentlichen die CM-Vorhersage. Im Gegensatz dazu folgen die $\alpha(t)$ -Werte, wie sie mit der sehr genauen Modulationsmethode ermittelt wurden, bis etwa $t = 0,6$, der theoretischen Kurve von T-TE, die für $t > 0,6$ beobachteten Abweichungen werden noch nicht verstanden, sie sind Ausgangspunkt weiterer Untersuchungen.

Im Zusammenhang mit den Experimenten über Transportprozesse im Zwischenzustand von TypII-Supraleitern wurden Gleichungen zu deren Beschreibung abgeleitet. Normalelektronen und Cooper-Paare werden in Boltzmann-Gleichungen durch zwei Verteilungsfunktionen dargestellt, zusammen mit den Maxwell-Gleichungen

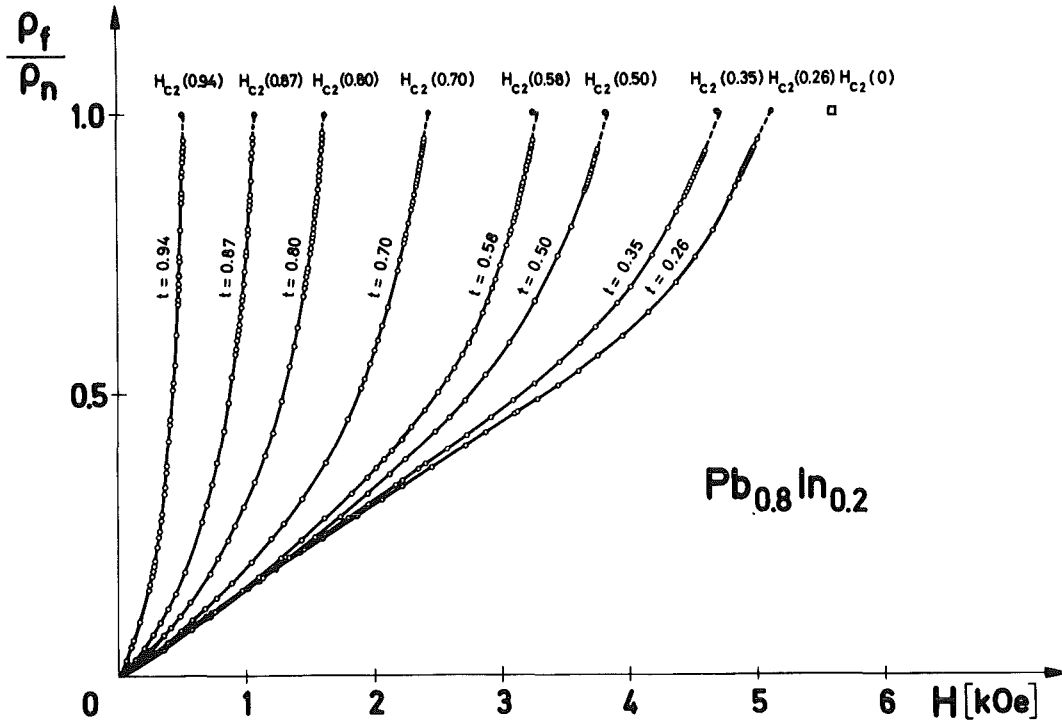


Abb. II.1.12: Der Flux-Flow-Widerstand ρ_f , normiert auf den Widerstand im normalleitenden Zustand, in Abhängigkeit vom Magnetfeld und der reduzierten Temperatur

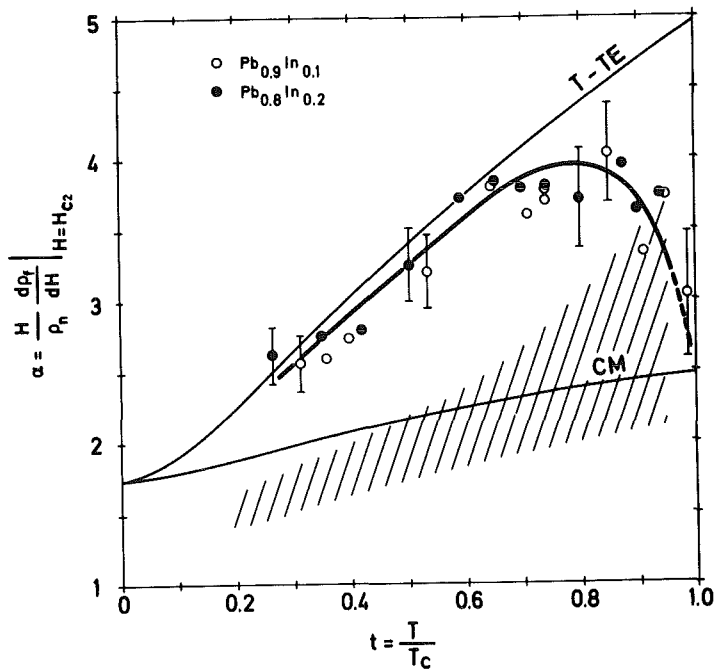


Abb. II.1.13: Temperaturabhängigkeit von α für die Legierungen $Pb_{0.8}In_{0.2}$ und $Pb_{0.9}In_{0.1}$

ist das Gleichungssystem vollständig. Unter Annahmen über den Verlauf des elektrischen Felds im Supraleiter lassen sich daraus Transportkoeffizienten, wie z.B. die Gleichstromleitfähigkeit, auch außerhalb des Ginzburg-Landau-Bereiches berechnen. Die Theorie enthält als Parameter den Verunreinigungsgrad.

II.1.4 Dynamische Zwischenzustände in dünnen Supraleitern

Auf der Basis der Ginzburg-Landau-Theorie wurde der Übergang von der Supra- zur Normalleitung in einem dünnen stromtragenden Draht untersucht; die Quenchdimensionen der Probe sind von der Größenordnung der Kohärenzlänge ξ (und klein verglichen mit der magnetischen Eindringtiefe λ), die Temperatur liegt unterhalb T_c .

In ungeladenen superfluiden Systemen können Normal- und Supra-komponente nicht simultan aus dem Gleichgewicht gebracht werden, im Supraleiter ist das wegen der damit verbundenen elektrischen Felder in Abwesenheit eines äußeren Magnetfeldes nicht ohne weiteres möglich. Anders in dünnen Supraleiter: orts- und zeitabhängige Normal- und Supraströme können hier in einem gewissen Temperaturbereich koexistieren. Nach den theoretischen Überlegungen wandern in diesem Zustand supraleitende Inseln durch die Probe. Die verschiedenen Lösungszweige, welche sich durch den Anteil des Suprastromes am Gesamtstrom und die Geschwindigkeit der Inseln unterscheiden, wurden systematisch in Abhängigkeit von der Temperatur und dem Reinheitsgrad untersucht. Abb. II.1.14 zeigt die berechnete Strom-Spannungs-Charakteristik eines supraleitenden Whiskers.

Für unterkritische Ströme konnte eine Kondensationstheorie des supraleitenden Zustandes entwickelt werden. Aus ihr ergab sich, daß auch bei überkritischen Strömen ein temporärer teilweiser Übergang in die kondensierte Phase erfolgt, ein Vorgang, der durch Fluktuation ausgelöst wird. In einem gewissen Temperaturbereich sind damit zeitlich veränderliche Felder verbunden, deren Frequenzspektren nur geringes Rauschen zeigt. Die Grundfrequenz liegt im GHz-Bereich und kann durch Variation von Temperatur und Materialparametern, wie etwa dem Reinheitsgrad,

in einem weiten Bereich verändert werden.

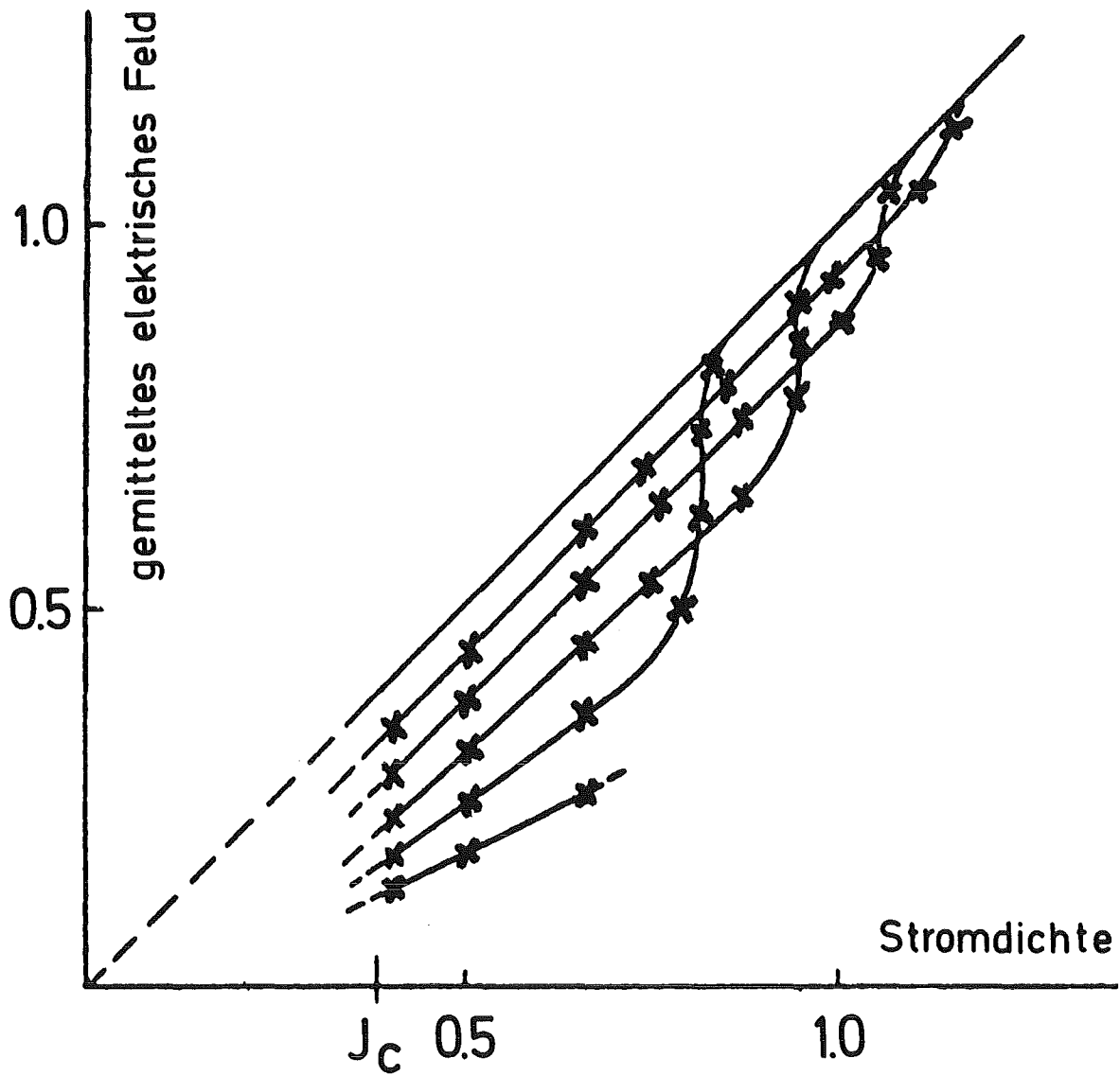


Abb. II.1.14: Strom-Spannungscharakteristik eines supra-leitenden Whiskers

II.1.5 Magnetische Flußprofile in TypII-Supraleitern

Will man eine supraleitende Magnetspule bauen, so muß jede Bewegung von Flußlinien (vergl. Kap. 1.3: Flux-Flow) verhindert werden, um Wärmeerzeugung zu vermeiden. Derartige TypII-Supraleiter, bei denen die Einstellung der zum thermodynamischen Gleichgewicht gehörenden Magnetisierung im Außenfeld gehemmt ist ("Pinning"), nennt man harte Supraleiter.

Sind Pinningzentren im Supraleiter wirksam und dringt Fluß ein, so baut sich intern ein Gradient auf. Ein solcher Flußgradient ist nach der Maxwell'schen Gleichung, in der Geometrie der Abb. II.1.10,

$$\frac{\partial B}{\partial x} \hat{=} \mu_0 \cdot j_y$$

einer internen Transportstromdichte parallel zur Oberfläche äquivalent. Es ist also die Fähigkeit eines nicht-idealen (harten) TypII-Supraleiters, einen verlustfreien Gleichstrom im Mischzustand zu tragen und dadurch die Erzeugung hoher Felder mit supraleitenden Solenoiden zu ermöglichen.

Für Anwendungen der Supraleitung in Mikrowellenkavitäten werden umgekehrt möglichst homogene Materialien benötigt, um Hochfrequenzverluste niedrig zu halten. In diesem Fall sind auch die Haftkräfte für Flußlinien gering, und in Feldern zwischen H_{c1} und H_{c2} existieren nur kleine Flußgradienten.

Den Problemen der unterschiedlichen Anwendung gemeinsam ist die Notwendigkeit, Kenntnis von der Größe und Verteilung der metallurgischen Inhomogenitäten im supraleitenden Zustand zu haben. Wichtig sind nur solche, deren Ausdehnung größer als die Kohärenzlänge ξ ist. Es wurde eine Methode zur Bestimmung der lokalen Flußdichte $B(x)$ nahe der Probenoberfläche entwickelt. Diese kann die Abhängigkeit der Pinningkräfte vom Ort und Magnetfeld trennen. Die mittels der Maxwell-Gleichung aus $B(x)$ folgende kritische Stromdichte $j_c(x)$ gibt die Verteilung der Inhomogenitäten, die als Pinningzentren wirken. Die Kenntnis der berechneten Stromdichteverteilung $j_c(x)$ erlaubt,

es, das lokale H_{c2} zu bestimmen. Die zerstörungsfreie Messung der lokalen Induktion erfolgt mit einer Wechselfeldtechnik, die auf der Gültigkeit des "Critical-State-Modells" basiert. Es wird also vorausgesetzt, daß die Flußprofile nahe der Probenoberfläche unabhängig vom Weg sind, auf dem der Supraleiter in den Endzustand gebracht wird; es müssen keine Annahmen gemacht werden, die nicht beweisbar sind. Bei dem Verfahren wird die zylinderförmige Probe durch ein axiales äußeres Gleichfeld H in den Mischzustand gebracht (Abb. II.1.15) und ein sinusförmiges Wechselfeld $h(t)$ kleiner Amplitude überlagert. Es entstehen Flußprofile, die zu jedem Zeitpunkt vom Critical-State-Modell bestimmt werden, falls der Vorgang quasistationär verläuft. Die Spannung, die in einer die Probe umschließenden Spule induziert wird, mißt die zeitliche Änderung des Flusses. Das Flußprofil erhält man aus einer Analyse der vollständigen Wellenform dieser induzierten Spannung in einem Waveform-Eductor; Abb. II.1.16 zeigt das Blockschaltbild der Meßanordnung.

Erste $B(x)$ -Messungen wurden an wärmebehandeltem Niob durchgeführt, einem Supraleiter, der in der Nieder- und Hochfrequenztechnik vielfach Anwendung findet. Das mit der Wellenformanalyse ermittelte Flußprofil im Beispiel der Abb. II.1.17 und der daraus berechnete kritische Strom markieren eine sehr inhomogene Oberflächenschicht im Nb von mehreren μm Dicke. Aus der Kenntnis der lokalen Abhängigkeit von B und j_c ist es möglich, die Wechselwirkung zwischen Flußlinien und Pinningzentren und den Flußlinien untereinander als Funktion des magnetischen Feldes zu untersuchen; die H_{c2} -Werte charakterisieren supraleitende Inhomogenitäten an der Oberfläche und die Matrix.

Das Fluß-Pinning wurde außer durch die Methode der Wellenformanalyse noch zusätzlich durch Messungen der Eindringtiefe eines kleinen magnetischen Wechselfeldes in Gegenwart eines Gleichfeldes untersucht. Das dabei benutzte Verfahren ist identisch mit der in Kap. II.1.1 beschriebenen magnetischen Nachweismethode zur Sprungpunktsbestimmung (Abb. II.1.1). Eine Spule Teil eines LC-Kreises, umfaßt den Niobzylinder. Gemessen wird die Änderung ΔL der Induktivität L des Solenoids über der

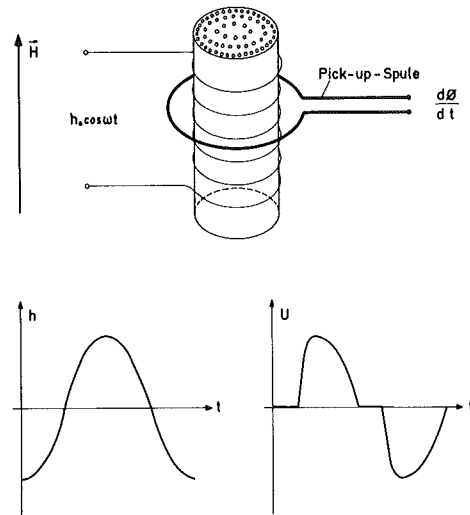


Abb. II.1.15: Meßprinzip zur Bestimmung der Flußprofile in harten Supraleitern: es wird die durch ein kleines Wechsel-feld $h(t)$ in der Pick-up-Spule induzierte Spannung $U(t)$, die Wellenform oder Responsefunktion, in einem Waveform-Eductor analysiert.

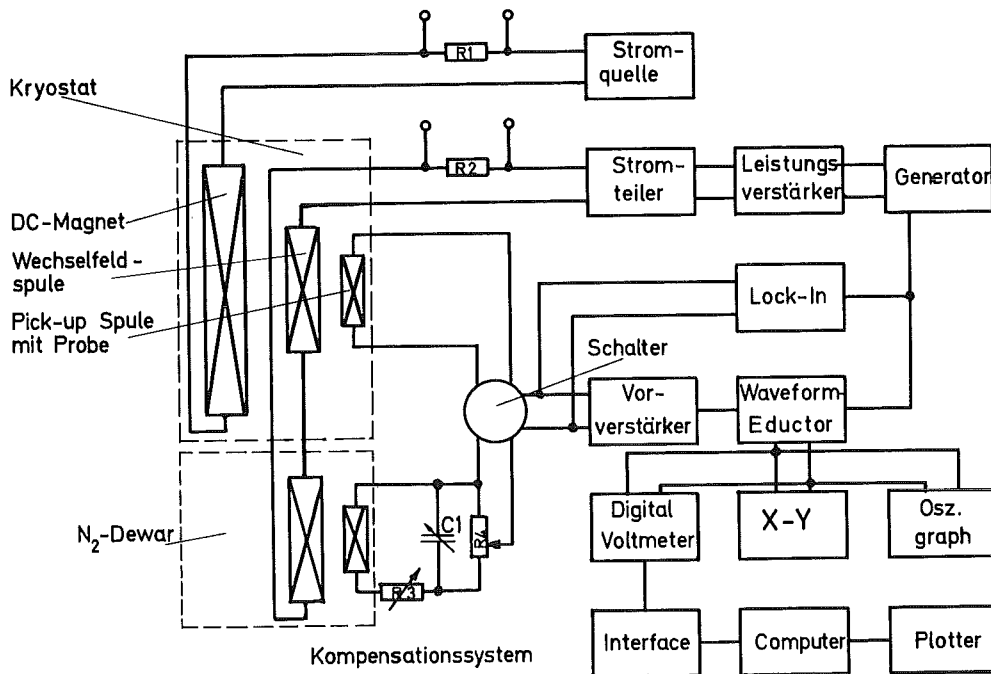


Abb. II.1.16: Blockschaltbild (ohne Temperaturregelung) der Wechsel-feldmethode zur Bestimmung von Flußprofilen in harten Supraleitern.

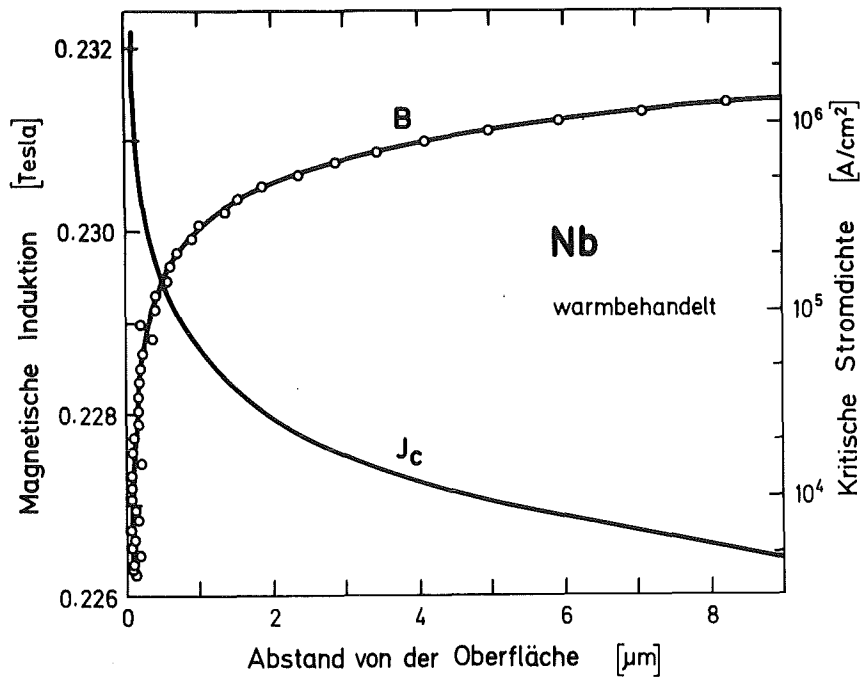


Abb. II.1.17: Lokale Induktion in einer wärmebehandelten Niob-Probe, wie sie mit dem in Abb. II.1.16 skizzierten Verfahren gemessen wurde; der kritische Strom wurde aus dem Flußprofil berechnet.

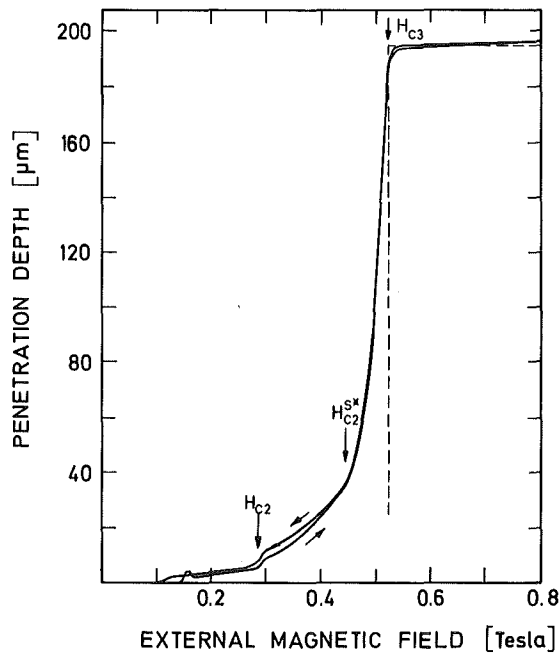


Abb. II.1.18: Änderung der Eindringtiefe eines kleinen magnetischen Wechselfeldes als Funktion eines angelegten Gleichfeldes bei 4,2 K.

Änderung Δf der Eigenfrequenz des Schwingkreises in Abhängigkeit eines zur Probenachse parallelen Magnetfeldes H_{dc} . Mit $\Delta f (H_{dc})$ mißt man $\Delta \lambda (H_{dc})$.

In Abb. II.1.18 ist gezeigt, wie sich in einer wärmebehandelten und oxipolierten Nb-Probe die Eindringtiefe eines kleinen 18 kHz-Magnetfeldes als Funktion des angelegten Feldes H_{dc} bei 4,2 K ändert. Stufen in $\Delta \lambda (H_{dc})$ zeigen die kritischen Felder H_{c2}^S zweier supraleitender Phasen in der Probenoberfläche an; die mittleren freien Weglängen in diesen Inhomogenitäten sind kürzer als in der Matrix.

Die hier genannten Experimente lassen erkennen, wie Pinning und magnetische Abschirmung nahe der Oberfläche gegenüber den bulk-Eigenschaften geändert werden; diese Variationen sind eine Folge der durch die Oberflächenbehandlung in die Probe eingebrachten Inhomogenitäten. Die beschriebenen Verfahren - eine Wechselfeldmethode zur Bestimmung der lokalen Induktion $B(x)$ (damit auch von $j_c(x)$ und $H_{c2}(x)$), die Oszillatormethode zur Messung der ac-Eindringtiefe - gestatten es, neben der Bereitstellung von Daten zum technischen Einsatz der Supraleitung auch mikroskopische Aussagen über Pinningmechanismen zu gewinnen.

II.1.6 Fluß-Pinning in Niob-Zirkon-Legierungen

Wird die freie Energie einer Flußlinie durch metallurgische Inhomogenitäten räumlich variiert und tritt beim Passieren des Flußliniengitters durch diese inhomogenen Gebiete eine elastische Instabilität auf, so kommt es zum "Pinning". Nur in Einzelfällen lassen sich die lokalen Pinningkräfte direkt aufsummieren; i.a. hängt die Gesamtpinningkraft von der Stärke und Verteilung der Haftzentren ab und von den Verzerrungen, die sie im Flußliniengitter hervorrufen. Das Critical-State-Modell reduziert die Vielfalt der Variablen zu einer einzigen Eigenschaft des Materials, der kritischen Stromdichte j_c .

Es wurden an den Legierungen Nb-Zr mit 4, 30, 40 und 60 % Zr, in Ti + 18,4 % V und dem ternären System Nb + 2 % Zr + 2 % Mo die kritische Stromdichte durch Strom-Spannungsmessung (vgl. Kap. II.2) bestimmt und aus j_c und B die kritische Volumen-

pinningkraft F_p berechnet. Diese Übergangsmetall-Legierungen mit ziemlich kleinem Ginzburg-Landau-Parameter haben niedrige kritische Felder, ihre hohen kritischen Ströme machen sie aber interessant für Anwendung im Außenfeld Null. Ziel der Untersuchungen war es, das Pinningverhalten im System NbZr in Abhängigkeit vom Zr-Gehalt zu ermitteln.

Alle Legierungen wurden durch Kaltbearbeitung zu Folien geformt; durch diese Behandlung sollte eine dichte Zellstruktur von Versetzungen in die Probe eingebracht werden. Das Magnetfeld lag in der Folienebene und stand senkrecht zur Richtung des Stromes. Die Stromkontakte wurden mit einer Ultraschallmethode an die Probe gelötet, der Übergangswiderstand konnte dadurch auf etwa 10 - 15 $\mu\Omega$ begrenzt werden. Von der Probenhalterung, einem großen Kupferblock, erfolgte mit einem magnetfeldunabhängigen dielektrischen Thermometer eine Rückkoppelung zur Temperaturregelung, die Genauigkeit und Stabilität betrug $\pm 0,02$ K. Um unnötige Wärmeezeugung in der Probe zu vermeiden, wurde die kritische Strommessung in der in Abb. II.1.19 schematisch dargestellten Weise vorgenommen: beim ersten Auftreten einer Spannung am Supraleiter (vgl. Flux-Flow, Kap. I.1.4) wird der Strom elektronisch auf Null geregelt, sein Maximalwert definiert I_c und wird aufgezeichnet.

Die diesem Strommaximum entsprechende Volumenpinningkraft F_p wird durch die Gleichung des kritischen Zustandes gegeben:

$$F_p (B) = B \cdot I_c$$

Üblicherweise trägt man F_p als Funktion des reduzierten Feldes $h = H/H_{c2}$ auf; der Unterschied zwischen H und B ist in Supraleitern mit großem κ vernachlässigbar, sofern nur $H \gg H_{c1}$ ist. Man findet, daß in einer bestimmten Probe die F_p -Werte für verschiedene Temperaturen einer "Master-Kurve" folgen. Die Pinningkraft kann dargestellt werden durch einen Ausdruck der Form:

$$F_p (h) = f (h) \cdot H_{c2}^n (T)$$

$f(h)$ ist nur eine Funktion von h und n liegt zwischen 2 und 3. Je nachdem, welchen Pinning-Mechanismus ein Modell im Supraleiter wirken läßt, muß die Theorie die experimentell beobachteten Werte für n und $f(h)$ genau voraussagen.

Abb.II.1.20 zeigt, wie in Nb- 30 bis 60 % Zr-Legierungen das reduzierte F_p bei höheren Temperaturen immer weniger einem "scaling" folgt, F_p ist nicht mehr durch eine universelle Funktion von h beschreibbar. Eine Analyse dieser Messungen ergibt, daß gleichzeitig mehrere Pinningkräfte wirken bei Vorrang des Zellwand-Pinnens. Im Gegensatz dazu wird das Pinningverhalten in Nb + 4 % Zr-Legierung mit kleinem κ durch parelastische Effekte bedingt.

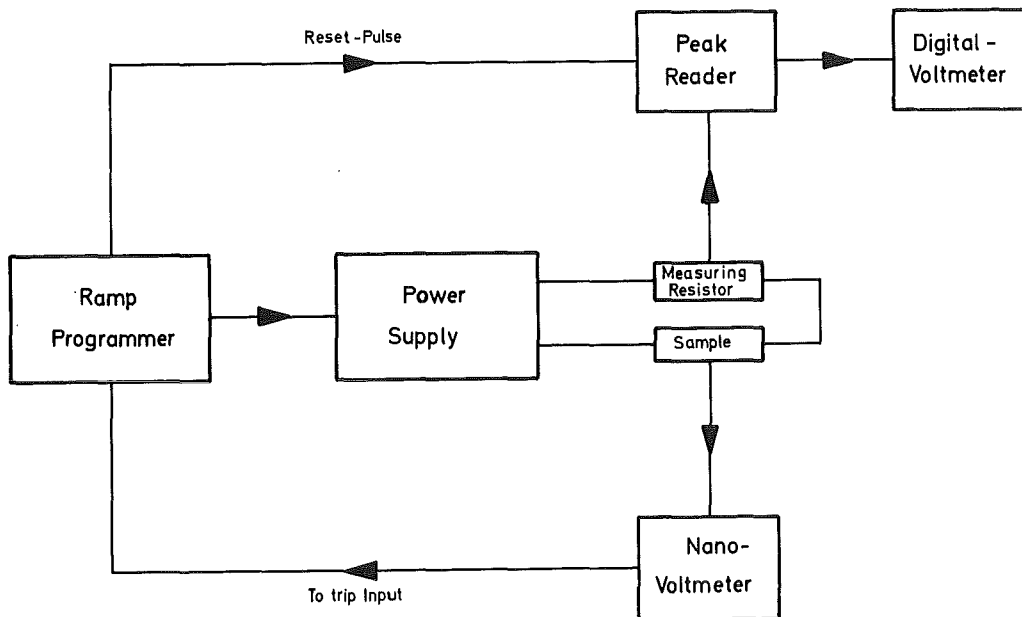


Abb. II.1.19: Schematische Darstellung der Anordnung zur Messung kritischer Ströme; die Pfeile geben die Signalrichtung an.

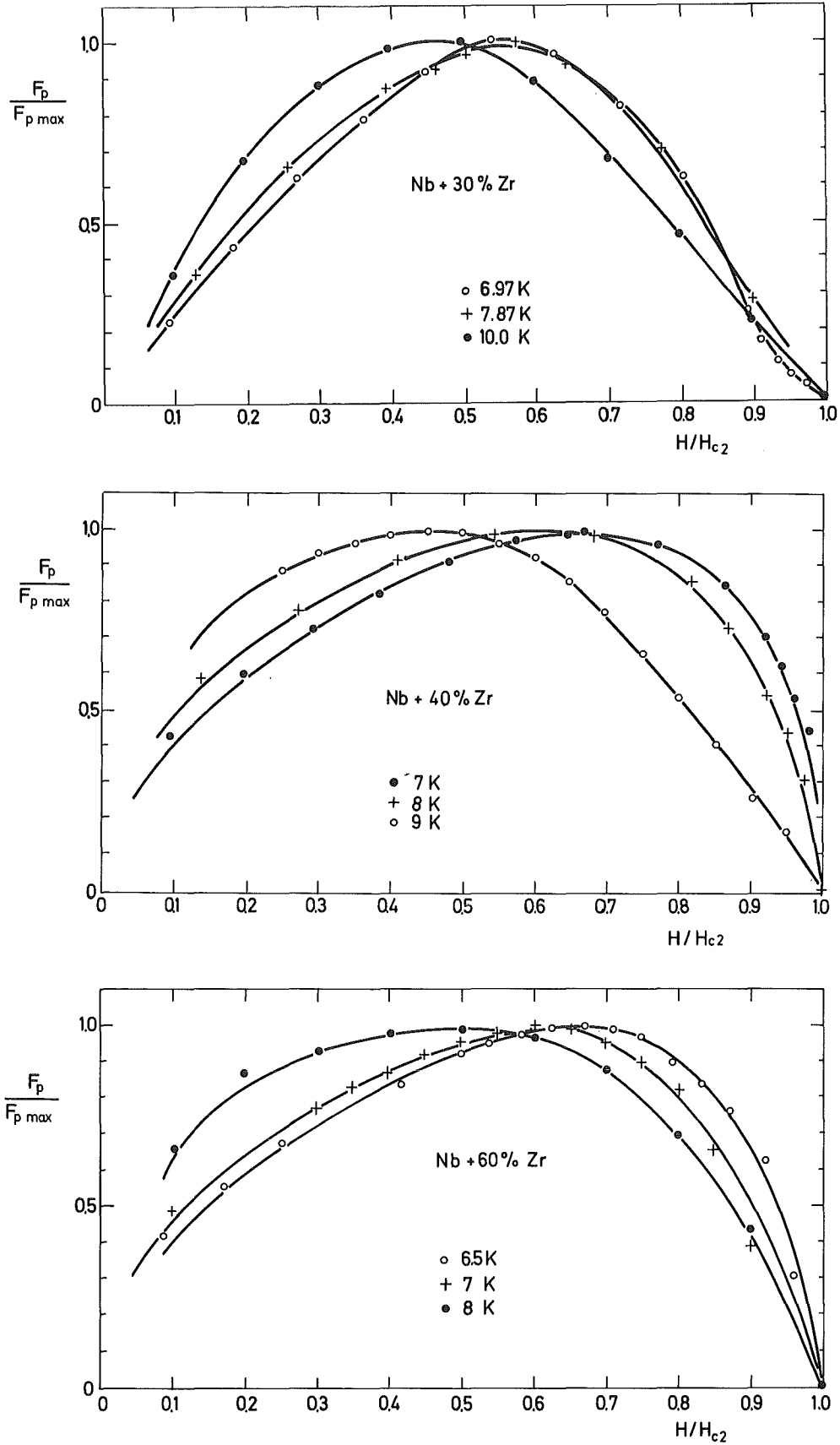


Abb. II.1.20: In den verschiedenen Nb-Zr-Legierungen ist die reduzierte Pinningkraft $F_p/F_{p \max}$ als Funktion des reduzierten Feldes H/H_{c2} abhängig von T der Temperatur (kein "scaling").

II.1.7 Weiterführende Arbeiten

Im Rahmen der Zielsetzung des Bereichs "Grundlagenforschung zur Supraleitung" konzentrieren sich die weiterführenden Arbeiten auf Untersuchungen zu einem besseren Verständnis der kritischen Supraleiterdaten - der Sprungtemperatur, der Stromtragfähigkeit und den kritischen Feldern - sowie auf die Entwicklung technischer Supraleiter mit neuartigen Präparationsverfahren.

Die Sprungtemperatur T_c wird wesentlich durch die Eigenschaften des normalleitenden Metalls bestimmt. In Übergangsmetallen und Verbindungen von Übergangsmetallen mit leichten Nichtmetallelementen ist der theoretische Zusammenhang von T_c mit elektronischen und phononischen Größen des Materials nur qualitativ verstanden. Es werden deswegen Verfahren entwickelt, Hydride von Thoriumlegierungen sowie Carbide und Nitride von Übergangsmetallen der Gruppe V in Hochdruck-/Hochtemperaturreaktionen herzustellen. Im Rahmen der Streuphasentheorie (vgl. Kap. II.1.1) scheint der Mechanismus, der in diesen Hydriden und Hartstoffen die Sprungtemperatur und ihre Volumenabhängigkeit bestimmt, Modellcharakter für einige technische Supraleiter zu haben. Aufschluß über den stromerzwungenen Übergang von der Supraleitung zur Normalleitung sollen Experimente geben, mit denen an Sn-Whiskern unter definierten Randbedingungen begonnen wurde (vgl. dazu Kap. II.1.3).

Das Studium der Flußverankerungsmechanismen (Pinning) im Hinblick auf eine zu verbessernde Stromtragfähigkeit sowie Fragen der Verluste und der Flußinstabilität unter Wechselfeldbedingungen erfordern Präparationsbedingungen von Supraleitern, bei denen innerhalb eines Stoffsystems systematisch Stöchiometrie, Phasen, Gefüge u.a. verändert werden können. Zu diesem Zweck wurde in Zusammenarbeit mit den Firmen Balzers und Leybold-Heraeus eine UHV-Aufdampf- und Sputteranlage konzipiert. Die Inbetriebnahme des Aufdampf-Teilsystems erfolgte Mitte 1975. Es enthält zwei Elektronenstrahl-Verdampferkanonen mit je 6 kW Leistung, bei denen der Elektronenstrahl wahlweise in einen der Näpfe des zugehörigen Verdampfertiegels fokussiert oder mit be-

stimmtem Verweilzeitverhältnis zwischen diesen beiden Näpfen springen kann, s. Abb. II.1.21.

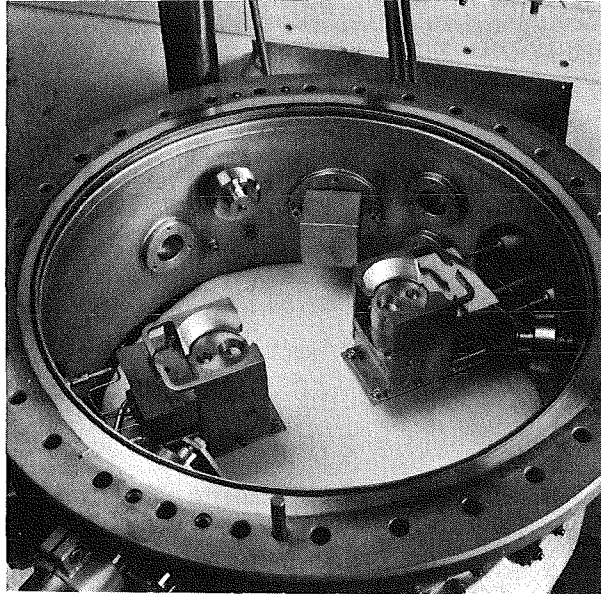


Abb. II.1.21: Elektronenstrahl-Verdampferkanonen mit zwei Zweinapftiegeln im UHV-Rezipienten.

Dies gibt die Möglichkeit, beim Aufdampfen von Legierungen das Komponentenverhältnis bzw. bei Verbindungen die Stöchiometrie definiert einzustellen; es lassen sich Supraleiter bis zu quarternären Systemen herstellen. Die UHV-Anlage wird Anfang 1976 durch einen Sputter-Modul erweitert.

Erste Experimente beschäftigen sich mit dem Einfluß des Korn-grenzen-Pinnings auf die Stromtragfähigkeit von A15-Supra-leitern, die technisch zunehmend an Bedeutung gewinnen. Die Untersuchungen erfolgen temperaturabhängig in Feldern bis zu 13 Tesla. Die elektrischen Messungen werden ergänzt durch Beobachtungen der magnetischen Fluß-Strukturen (vgl. dazu Kap. II.1.2).

Zusammenfassung

- Die Druckabhängigkeit der Übergangstemperatur T_c wird eingehend in den Systemen Th-(H, D, C, N) untersucht, sie haben in vielem Modellcharakter für die Supraleitung der technisch interessanten Hartstoffe (B1-Strukturen). Die Ergebnisse können im Rahmen einer Streuphasentheorie verstanden werden.
- Der Sprung in der spezifischen Wärme am Phasenübergang Normalleitung-Supraleitung nimmt in Indium mit dem Druck (bis 20 kbar) monoton ab, ebenso die Übergangstemperatur. Die Wirkung der Volumenverkleinerung auf die kritischen Größen erfolgt hauptsächlich über eine Verminderung der Elektron-Phonon-Kopplung.
- Bei der Anwendung der Dekorationstechnik zur Sichtbarmachung magnetischer Strukturen in Pb-Legierungen mit kleinem Ginzburg-Landau Parameter wurde ein neuer magnetischer Zustand gefunden: zu größeren Einheiten agglomerierte Meissner- und Shubnikovbereiche sind eingebettet in eine Shubnikov-Phase. Die Struktur ist periodisch geordnet, ihre Symmetrie entspricht der Zähligkeit der Kristallachse parallel zum Feld. Experimente zum Studium der Flußbewegung gaben Aufschluß über Pinning-Mechanismen.
- Es wurden die Gleichstromverluste schwach pinnender PbIn-Supraleiter bis zu hohen Stromdichten im gesamten Temperatur- und Feldbereich, insbesondere nahe H_{c2} , sehr genau gemessen. In kleinen magnetischen Feldern wurde ein anomales Verhalten des Gleichstromwiderstandes - Abnahme mit der Temperatur - beobachtet.
- Aufgrund theoretischer Überlegungen gibt es in dünnen Supraleitern einen Temperaturbereich, in dem orts- und zeitabhängige Normal- und Supraströme koexistieren. Damit verbunden sind zeitlich veränderliche Felder im GHz-Bereich.

- Zur Bestimmung der Flußprofile, der Verteilung von Pinningkraft und kritischem Strom in technischen Supraleitern wurde eine Wechselfeldmethode entwickelt. Damit wurde beispielsweise gefunden, daß in temperaturbehandelten Nb-Proben der kritische Strom auf einer Distanz von etwa 20 μm um 3 Zehnerpotenzen abnimmt. Die Flußprofile in Nb- und NbTi-Proben hängen von dem Weg ab, auf dem man Meßtemperatur und -feld erreicht.
- Messung der kritischen Stromdichte im System Nb-Zr ergibt, daß die reduzierte Pinningkraft als Funktion der reduzierten Felder temperaturabhängig ist. Diese Abweichungen vom "scaling"-Gesetz werden durch das gleichzeitige Wirken mehrerer Arten von Pinningkräften erklärt.

Literatur zu Kap. II.1.

- 1) M. Dietrich: Supraleitende Thoriumverbindungen unter hydrostatischem Druck, Dissertation Universität Karlsruhe, 1974
- 2) M. Dietrich, W. Gey: Supraleitung von Th_4H_{15} unter Druck, Frühjahrstagung der DPG, Festkörperphysik, Freudenstadt, 1. - 5. April 1974, Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, R 6, 9, 817 (1974)
- 3) M. Dietrich, W. Gey, H. Rietschel, C.B. Satterthwaite: Pressure Dependence of the Superconducting Transition Temperature of Th_4H_{15} , Solid State Communications, 15, 941 (1974)
- 4) M. Dietrich: Supraleitende Thoriumverbindungen unter hydrostatischem Druck, Frühjahrstagung der DPG, Festkörperphysik, Münster, 17. - 22. März 1975, Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 9, 641 (1975)
- 5) M. Dietrich: Supraleitende Thoriumverbindungen unter hydrostatischem Druck, Dissertation, Universität Karlsruhe 1974, KFK - 2098
- 6) R. Hechelhammer: Zur Messung der spezifischen Wärme unter hohem Druck, Diplomarbeit Universität Karlsruhe (1973)
- 7) L. Fischer: Untersuchungen des Zwischenzustandes in Blei-Thallium-Legierungen mit Hilfe der Dekorationsstechnik, Diplomarbeit Universität Karlsruhe (1974)
- 8) H. Küpfer: Messungen von Flußprofilen in harten Supraleitern mit einer neuartigen Methode, Diplomarbeit Universität Karlsruhe (1973)
- 9) R.W. Rollins, H. Küpfer, W. Gey: Magnetic Field Profiles in Type II-Superconductors with Pinning Using a New ac-Technique, J. Appl. Physics, 45, Nr. 12, 5392 (1974)

- 10) H. Küpfer, R.W. Rollins, W. Gey: Messung der lokalen Flußdichte in harten Supraleitern mit einer neuartigen Methode, Frühjahrstagung DPG, Festkörperphysik, Freudenstadt, 1. - 5. April 1974, Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, R 6, 9, 843 (1974)
- 11) J.A. Yasaitis, H. Küpfer, J. Halbritter, W. Gey: Superconducting Properties of Severely Deformed Niobium Surfaces, Conference on Applied Superconductivity, Argonne/III., September 30 - October 2 (1974)
- 12) R.W. Rollins, H. Küpfer, W. Gey: The flux distribution in type II-superconductors investigated by a new method, International Discussion Meeting on Flux Pinning in Superconductors, 23. - 27. September 1974, St. Andreasberg/Harz
- 13) R. Meier, M.D. Maloney, W. Gey: Flux-Flow nahe B_{c2} , Frühjahrstagung der DPG, Festkörperphysik, Freudenstadt, 1. - 5. April 1974, Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, R 6, 9, 844 (1974)
- 14) E. Umlauf, R. Meier, M. Dietrich, W. Gey: Supraleitende Eigenschaften von $\text{La}_{(1-x)}\text{Tb}_x\text{Al}_2$ unter Druck, Frühjahrstagung der DPG, Festkörperphysik, Freudenstadt, 1. - 5. April 1974, Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft R 6, 9, 800 (1974)
- 15) E. Umlauf, P. Holzer, J. Keller, M. Dietrich, W. Gey, R. Meier: Crystalline Field Effects in Superconducting $\text{La}_{(1-x)}\text{Tb}_x\text{Al}_2$ under Pressure, Zeitschrift für Physik, 271, 305 (1974)
- 16) B. Obst: Beobachtung der Flußverteilung in Pb-Tl-Einkristallen mit $\kappa \geq 1/\sqrt{2}$ Frühjahrstagung DPG, Festkörperphysik, Freudenstadt, 1. - 5. April 1974, Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, R 6, 9, 828 (1974)

- 17) B. Obst: Die direkte Beobachtung magnetischer Flußstrukturen in Supraleitern, KFK-Nachrichten 1, 15 (1975)
- 18) R. Doll, H. Winter: Dynamic Intermediate State in Thin Superconductors, Journal of Low Temperature Physics, 19, 291 (1975)
- 19) H. Winter, R. Doll: Dynamic Intermediate State in Thin-Superconductors, Physics Letters, 48A, 301 (1974)
- 20) H. Winter und G. Ries: Theorie der Supraleitungsübergangstemperatur von Thoriumhydrid, Frühjahrstagung der DPG, Festkörperphysik, Münster, 17. - 22. März 1975, Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Bd 9, 640 (1975)
- 21) G. Ries: Elektronische Einteilchenzustände im Flußlinien-gitter reiner Typ II-Supraleiter, Dissertation, Universität Karlsruhe (1973)
- 22) G. Ries, H. Winter: The Contribution of the High Frequency Phonons to the Superconductivity of the Hydrogen-Rich Compound Th_4H_{15} , Proceedings of the 14th International Conference on Low Temperature Physics, Oataniemi, Finnland, August 14. - 20. (1975), Vol. 2, p. 403

II.2 Untersuchungen an technischen Supraleitern

2.1 Leiteraufbau

2.2 Kritischer Strom

2.21 Kurzprobenmessung

2.22 Messung mit kurzgeschlossenen Spulen

2.23 Volumenpinningkraft

2.24 Winkelabhängigkeit des kritischen Stromes und der Volumenpinningkraft

2.25 Untersuchungen an Nb₃Sn-Vielkernleitern

2.3 Verluste in Multifilamentleitern

2.31 Messungen der Hystereseverluste

2.32 Messungen der frequenzabhängigen Verluste

II.2 Untersuchungen an technischen Supraleitern

Eine der wesentlichen technischen Anwendungsmöglichkeiten der Supraleitung besteht in dem Bau von Elektromagneten. Hierfür sind harte Typ II-Supraleiter geeignet, da sie einen Gleichstrom auch noch bei hohen Magnetfeldern bis zu einem kritischen Strom verlustfrei tragen können. Wird die kritische Stromdichte j_c überschritten, so führt die am magnetischen Fluß angreifende Lorentzkraft $\vec{F}_L = \vec{j}_c \times \vec{B}$ zu einer verlustbehafteten Bewegung der Flußwirbel. Die damit verbundene Wärmeentwicklung kann zum Übergang in den normalleitenden Zustand führen.

Unterhalb der kritischen Stromdichte verhindern in den Supraleiter eingebrachte Kristalldefekte (Versetzungen, Ausscheidungen)^{1,2,3} die Flußbewegung (Flußverankerung, Pinning). Dadurch ist bei ausreichender Defektkonzentration ein verlustfreier Gleichstromtransport möglich. Andererseits bewirkt das Pinning die irreversiblen Magnetisierungseigenschaften der harten Typ II-Supraleiter und damit das Auftreten von Verlusten bei Wechselfeldbeanspruchung.

Zur Untersuchung der Pinning-Eigenschaften und der Verluste wurden Messungen des kritischen Stroms im konstanten äußeren Magnetfeld und der Magnetisierung in Abhängigkeit von der Feldänderungsgeschwindigkeit \dot{B} an NbTi 50- und V_3Ga -Ein- und Multifilament-Supraleitern durchgeführt. Daneben wurden Magnetisierungsmessungen auch an NbZr-Draht, sowie an V_3Ga - und Nb_3Sn -Bandmaterial durchgeführt.

2.1 Leiteraufbau

Die hier betrachteten Supraleiter werden in Form von Drähten oder Bändern hergestellt.

Sprunghafte Änderungen der Flußverteilung (Instabilitäten, Flußsprünge) im Supraleiter, die spontan auftreten können oder durch äußere Störungen verursacht werden, sind mit Wärmeentwicklung verbunden, die schon vor Erreichen des kritischen Stroms zum Übergang in die Normalleitung führen kann.

Damit der Betrieb von Magneten nicht aufgrund von derartigen Instabilitäten unterbrochen werden muß, gibt es im wesentlichen zwei Leiterkonzepte. Bei einem sogenannten vollstabilisierten Leiter wird der Supraleiter in einen großen Kupferquerschnitt (Cu/SL-Verhältnis $> 10 : 1$) eingebettet, der kurzzeitig den Strom übernehmen kann, falls der Supraleiter normalleitend wird. Eine vorübergehende leichte Rücknahme des Betriebsstromes unterstützt die Rückkehr des Leiters in den supraleitenden Zustand. Bei dem Konzept der eigenstabilen Supraleiter, zu denen die in Tab. 1 aufgeführten Leiter zu zählen sind, wird versucht, einerseits die Flußsprünge und damit die Wärmeezeugung klein zu halten (adiabatische Stabilisierung) und andererseits durch einen den Supraleiter umgebenden gut leitenden Normalleiter die Flußsprünge magnetisch zu dämpfen sowie für eine gute Wärmeabfuhr zu sorgen (dynamische Stabilisierung). Diese Bedingungen sind erfüllt, wenn dünne supraleitende Filamente (typisch $< 50 \mu\text{m}$) in eine Kupfermatrix eingebettet werden (Abb. II.2.1). Da in diesem Fall das Kupfer nicht die Aufgabe hat, den Strom zu übernehmen, wird im Hinblick auf eine möglichst hohe mittlere Stromdichte im Leiter der Kupferanteil verhältnismäßig gering gehalten (Cu/SL-Verhältnis 1:1 bis 2:1). Die Verringerung des Durchmessers der supraleitenden Filamente erweist sich zudem als günstig für die Anwendung dieser Multifilamentleiter bei Wechselfeldbetrieb im Bereich $< 1 \text{ Hz}$; denn die Hystereseverluste (pro Einheitsvolumen), die durch die Flußverankerung verursacht werden, verringern sich mit abnehmendem Filamentdurchmesser. Zusätzlich Verluste entstehen im transversalen Wechselfeld dadurch, daß induzierte Kopplungsströme von Filament zu Filament über die Matrix fließen. Im Grenzfall schneller Feldänderungen können sich diese Zusatzverluste so stark erhöhen, daß sich der Multifilamentleiter wie ein Einkernleiter verhält und damit die Vorteile der Filamentisierung aufgehoben werden. Eine Reduktion dieser Kopplungen erreicht man durch Twisten des Leiters um seine Achse sowie durch Anordnung von hochresistiven CuNi-Barrieren um die Filamente. Für Magnete mit Betriebsströmen von mehreren 1000 A werden Multifilamentdrähte zu Kabeln verseilt (Abb. II.2.2) oder zu Litzen verflochten.

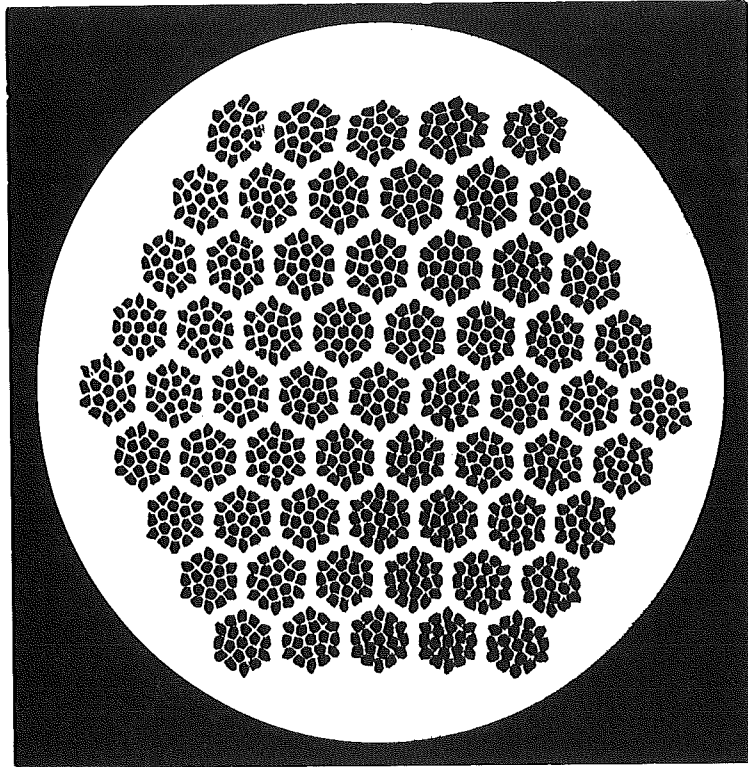


Abb. II.2.1: Supraleitender Multifilamentdraht der Fa. Vacuum-schmelze, Hanau, im Querschnitt. Drahtdurchmesser 0,6 mm. 1159 Filamente je 10 μ m Durchmesser in Kupfermatrix. Stromtragfähigkeit 150 A bei $B = 5$ T und $T = 4,2$ K.

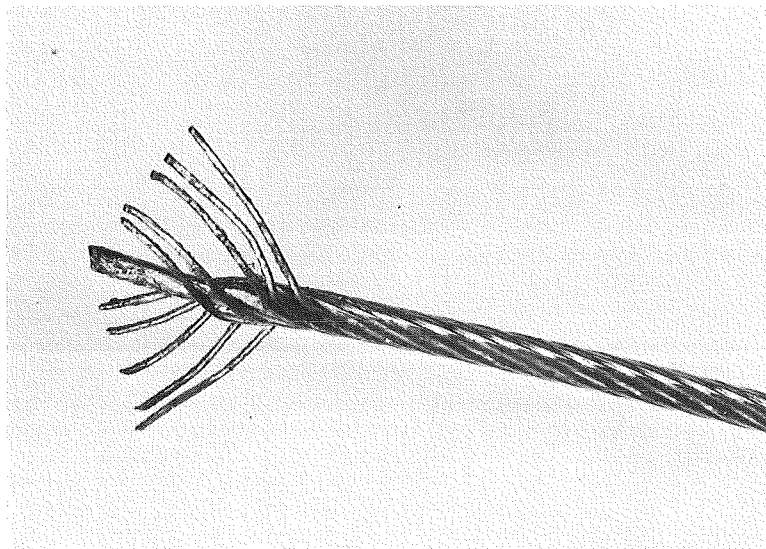


Abb. II.2.2: Supraleitendes Kabel aus 10 Multifilamentdrähten, verseilt um eine zentrale Kupferader und mit InSn-Lot vergossen (Kabel des Magneten DT). Außenabmessungen 1,9 mm x 2,64 mm, Stromtragfähigkeit vgl. Abb. II.2.3.

In der Tabelle 1 ist eine Auswahl untersuchter Proben zusammengestellt (Ein großer Teil der Proben wurden freundlicherweise von H. Hillmann, Vacuumschmelze und J. Willbrand, Krupp-Forschungsinstitut, zu Verfügung gestellt.)

Tab. 1: Auswahl von Proben

Proben-Nr.	SL-Material	Matrix	äußere Abmessungen mm	Filam.Ø bzw. Schicht- dicke in µm	Filament- zahl	Matrix- SL-Ver- hältnis	Twist- länge mm
1	NbTi 50	Cu	0,4	25	130	1,2/1	4
2	NbZr 25	Cu	0,3	270	1	0,2/1	-
3	Nb ₃ Sn-Band	Cu	5,1x0,1	~8	-	-	-
4	V ₃ Ga-Band	Cu	12,7x0,12	10	-	-	-
5	NbTi 45	Cu	1,0	26	361	3,0/1	5
6	NbTi 45	Cu/CuNi	0,5	24	119	2,7/1	6
7	NbTi 50	Cu	0,37	296	1	0,6/1	-
8	NbTi 44	Cu Lotver- guß	Kabel von Dipol-Mag.D2a 12 Adern, je 0,54 mm	12	12 x 1000	1,0/1 in der Ader	4
9	V ₃ Ga	CuGa Lotver- guß	Kabel mit 6 Adern je 0,12 mm	ca. 10 µØ 1 µm Schicht	6 x 55	-	-
10	NbTi 50	Cu	0,4 mm	10	300	3,8/1	4
11	NbTi 44	Cu	0,38	8,5	1000	1,0/1	4
12	NbTi 48	Cu	0,2	7,5	400	1,0/1	2
<u>Behandlung</u>							
13	NbTi 50	Cu	0,25	216	1	0,34/1 Kaltverf. (KV)	
14	NbTi 50	Cu	0,25	216	1	0,34/1 KV + 3 h 800°C	
15	NbTi 50	Cu	0,25	216		0,34/1 KV + 3 h 390°C	
16	NbTi 50 Cu 2	Cu	0,25	155	1	1,6/1 optimiert	

II.2.2 Kritischer Strom

Für die Bestimmung des kritischen Stroms sind folgende Meßmethoden anwendbar, von denen zwei im IEKP entwickelt wurden. Über die Möglichkeit der Messung des lokalen Flußdichtegradienten dB/dx und der entsprechenden Stromdichte wurde in Abschnitt II.1.5 berichtet. Ist der Flußdichtegradient annähernd über den Leiterquerschnitt konstant, so läßt sich aus der Messung der Magnetisierung des Supraleiters die kritische Stromdichte auf einfache Weise ermitteln (Abschnitt II.2.31). Eine direkte Bestimmung des kritischen Stroms erhält man durch Messung des kritischen Transportstroms an einer Kurzprobe (s. Abschnitt II.2.21). Betrachtet man die magnetische Abschirmwirkung von kurzgeschlossenen Spulen, die aus dem zu untersuchenden Leitermaterial hergestellt werden, so läßt sich auch daraus der kritische Strom bestimmen. (Abschnitt II.2.22).

II.2.21 Kurzprobenmessung

Für die Kurzprobenmessung des kritischen Stroms wird durch ein kurzes Leiterstück (Kurzprobe) ein Transportstrom geschickt und die Spannung zwischen zwei Punkten entlang des Leiters gemessen. Erreicht der Transportstrom den kritischen Wert, so wird eine endliche Spannung beobachtet. Es gibt unterschiedliche Kriterien für den kritischen Strom; neben der Vorgabe einer Spannung (z.B. 1 μ V) ist auch das geometrieunabhängige Kriterium eines bestimmten spezifischen Widerstands, üblich ($\rho = 10^{-14} \Omega$ m). Bei Leitern, die hinsichtlich der Stromdichte optimiert sind, wird kein stabiles Fluß-Fließen beobachtet, wie es Abb. II.1.9 für schwach pinnende Materialien zeigt. Das Stromintervall vom Auftreten einer Spannung bis zum Übergang in die Normalleitung beträgt bei den optimierten Einkernleitern nur wenige Prozent des kritischen Stroms. Bei der Herstellung von Drähten mit 1000 und mehr feinen Filamenten kommt es jedoch aufgrund des Herstellungsprozesses zu Inhomogenitäten metallurgischer oder geometrischer Art entlang der Leiterlänge. Diese äußern sich in einer Verschmierung des Übergangs SL \rightarrow NL. Dieser Übergangsbereich läßt sich in einem doppeltlogarithmischen Auftrag des

spezifischen Widerstands ρ gegen die Stromdichte j darstellen. Je steiler diese Charakteristik ist, um so homogener ist das Material entlang seiner Länge. Ein extremer Fall von Inhomogenität ist der von abgerissenen Filamenten im Leiter. Die $\rho(j)$ -Kurven sind entsprechend flach.

Die Abhängigkeit des kritischen Stroms des in Abb. II.2.2 abgebildeten Kabels vom äußeren Magnetfeld bei der Temperatur 4.2 K ist in Abb. II.2.3 dargestellt (I_c bei 1 μV).

Um noch kritische Ströme bis zu 6000 A messen zu können, wurden entsprechende Stromzuführungen konzipiert und in einem Meßstand nahe der vorhandenen 6000 A-Stromversorgung eingebaut. Um noch höhere Ströme messen zu können, wäre die Anschaffung einer entsprechenden Stromversorgung notwendig gewesen. Daher wurde eine neue Meßmethode für kritische Transportströme entwickelt, die im folgenden Abschnitt 2.22 dargestellt ist.

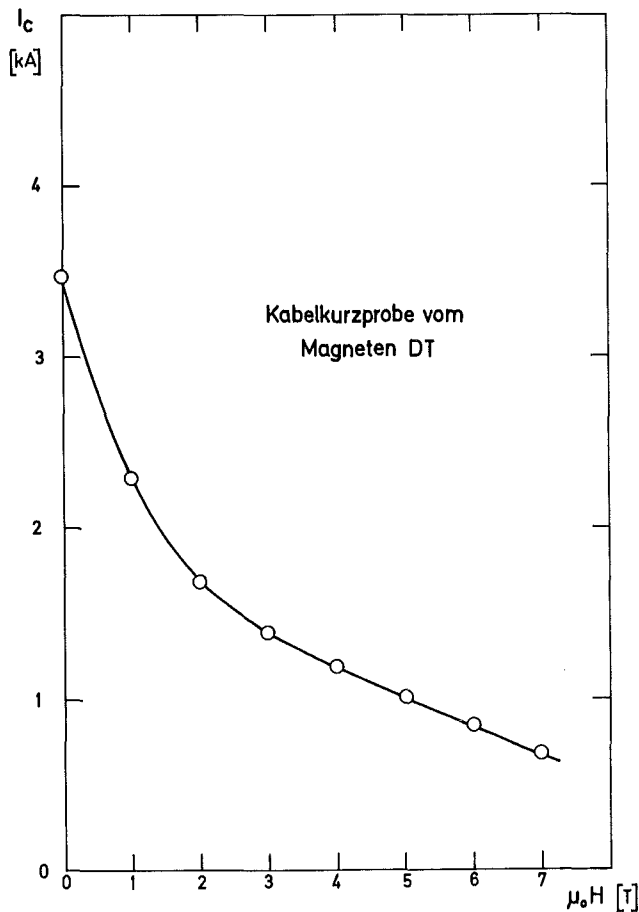


Abb. II.2.3:
Stromtragfähigkeit des Kabels nach Abb. II.2.2 in Abhängigkeit vom externen transversalen Magnetfeld bei 4.2 K.

2.22 Messung von I_c -H-Werten mit kurzgeschlossenen Spulen

Diese Methode zur Messung von kritischen Strom- und Felddaten an einem Supraleiter unterscheidet sich von den vorher besprochenen Verfahren dadurch, daß der Transportstrom induktiv angeregt wird und sich der Übergang in die Normalleitung durch einen Quench in einer Spule anzeigt. Der Vorteil bei der induktiven Stromanregung besteht darin, daß man praktisch jeden beliebigen Strom ohne jegliche Stromzuführung anregen kann. Mit der Entwicklung dieser Meßmethode wurde die Absicht verfolgt, für den technischen Einsatz der Supraleiter im Magnetbau I_c -H-Daten dadurch zu erhalten, daß der Normalübergang im Supraleiter ganz ähnlich zu einem Magneten in Form eines Spulenquenches angezeigt wird, unabhängig von der Festlegung einer Spannungsempfindlichkeit. Im allgemeinen ergab sich eine gute Übereinstimmung der nach diesem Verfahren ermittelten kritischen Stromwerte mit den Kurzprobenmeßwerten. Die Ursachen bei einigen Ausnahmen werden noch untersucht. Diese induktive Methode offenbarte Unterschiede in technischen Supraleitern hinsichtlich einer Flußdiffusion durch den Supraleiter.

Versuchsordnung

Die Versuchsanordnung bestand aus einem supraleitenden Solenoiden, in den eine einlagige kurzgeschlossene Spule, gewickelt aus dem zu untersuchenden Supraleiter, eingesetzt wurde. Innerhalb dieser Sekundärspule wurde das Magnetfeld mit einer pick-up-Spule und einem elektronischen Integrator gemessen und auf einem XY-Schreiber in Abhängigkeit vom Magnetstrom aufgezeichnet.

In Abb. II.2.4 ist die Funktionsweise dieser Anordnung skizziert. Die Sekundärspule schirmt das außen angelegte Magnetfeld so lange ab, bis der induzierte Abschirmstrom und das Feld an den Windungen kritische Bedingungen erreicht. Die in einer Zone auftretende Normalleitung breitet sich dann aus und läßt das äußere Feld in kurzer Zeit eindringen. Bei langsam ansteigendem Magnetfeld wiederholt sich der Vorgang von Abschirmung und folgendem Stromzusammenbruch, wie in Abb. II.2.5,

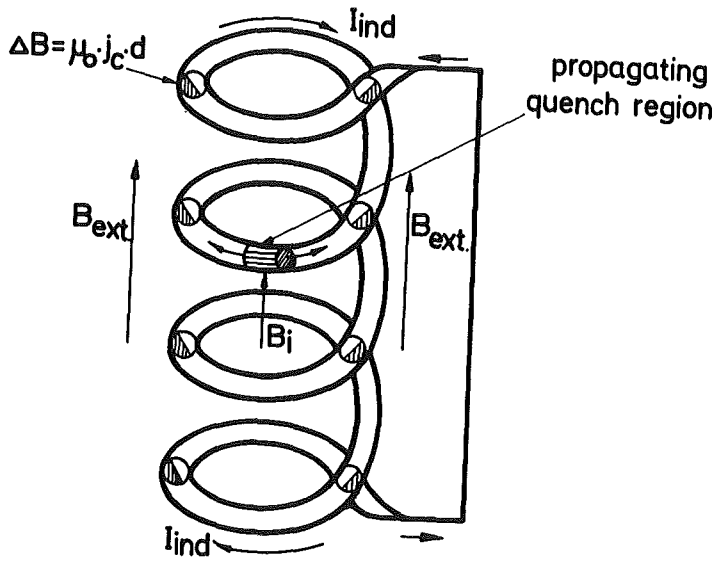


Abb. II.2.4:

Funktionsweise der Meßmethode mit kurzgeschlossenen Spulen

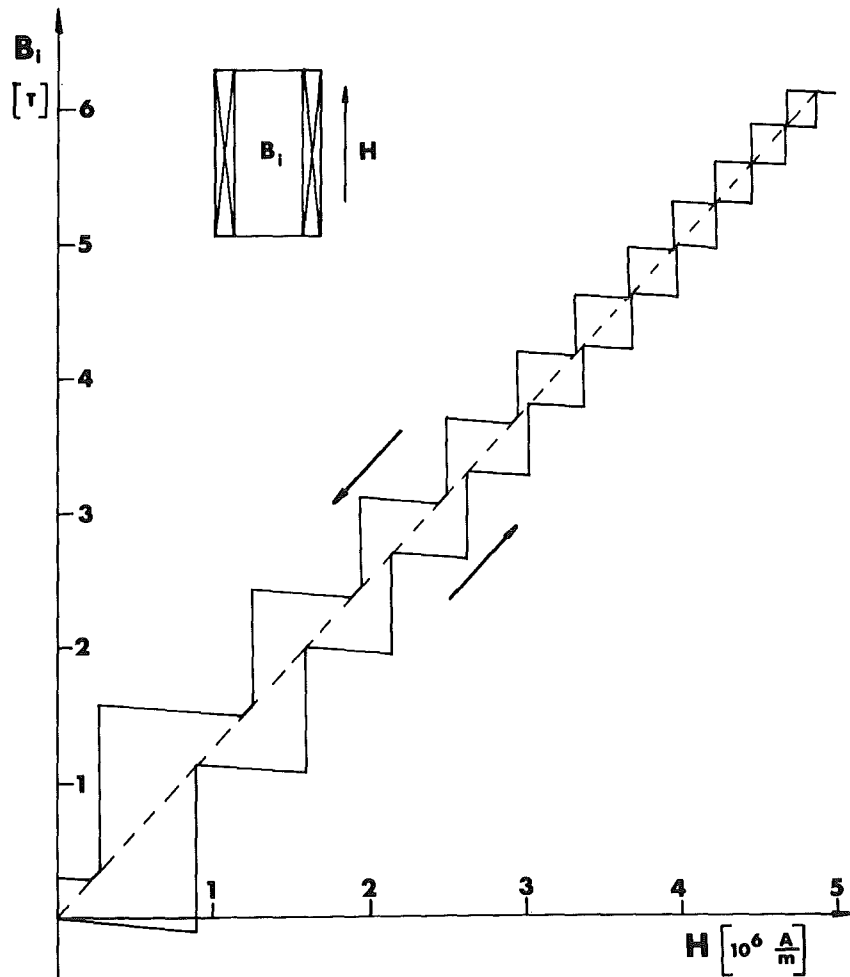


Abb. II.2.5: Typische Registrierkurve

einer typischen Registrierkurve, zu sehen ist.

Damit man in der oben beschriebenen Weise messen kann, müssen von Primärspule und kurzgeschlossener Probenspule einige Bedingungen erfüllt werden:

1. Die supraleitende Primärspule muß genügend stabil sein, damit sie die Flußsprünge in der Sekundärspule ohne Normalübergang übersteht.
2. Die Probenspule muß eine ausreichend lange Zeitkonstante haben ($\tau \approx 20$ min). Das gewährleistet, daß die Effekte des Supraleiters nicht durch Effekte der normalleitenden Kontakte bei den Feldänderungsgeschwindigkeiten von 10^{-2} T/S verdeckt werden.
3. Die Windungen und insbesondere die Verbindungen der Leiterenden müssen gut fixiert sein, um nicht unter den Lorentzkräften Leiterbewegungen zu verursachen und Normalleitung auszulösen.

Resultate und Diskussion

Aus der in Abb. II.2.5 gezeigten Treppenkurve lassen sich aus den abgeschirmten Feldern, den Daten der Probenspule und dem Außenfeld die kritischen Abschirmströme und Magnetfelder bestimmen, wie es in der Arbeit von P. Turowski et. al.²⁰⁾ detaillierter beschrieben ist.

Bei Messungen von $I_c H$ -Werten an Kabelproben, bei denen Ströme bis zu 10^4 A fließen, konnte die Leistungsfähigkeit dieser Methode demonstriert werden.

In einigen Fällen haben die Messungen an Kurzschlußspulen deutlich kleinere $I_c H$ -Werte ergeben als nach den üblichen Kurzprobenmessungen. Die Ursache und die Bedeutung dieser Diskrepanz im Hinblick auf die Zuverlässigkeit von Daten für die technische Anwendung wird untersucht.

Die Untersuchungen an den Kurzschlußspulen offenbarten eine bisher nur an Multifilamentleitern beobachtete Eigenschaft, das externe Feld oberhalb des kritischen Abschirmstromes kontinuierlich durchdringen zu lassen, wenn die Feldänderungsgeschwindigkeit einen bestimmten Wert unterschreitet, wie Abb. II.2.6 zeigt. Man findet also im Supraleiter einen Zustand, bei dem der kritische Strom fließt und gleichzeitig eine Magnetfeld-durchlässigkeit vorhanden ist. Diese Beobachtungen konnten durch ergänzende Untersuchungen an supraleitenden Hohlzylindern bestätigt werden. Der magnetfelddurchlässige Zustand bedeutet für einen supraleitenden Draht das Auftreten einer Induktionsspannung und dissipativer Dämpfung der Flußbewegung. Ein allmählicher Übergang in den normalleitenden Zustand mit anwachsender Spannung ist von uns an Kurzproben und in Magnetspulen beobachtet worden. Der von außen aufgeprägte Strom läßt schließlich das Flußfließen in eine Flußlawine umschlagen. Diese Eigenschaften haben eine tiefere Bedeutung beim Übertritt des Stromes vom Normalleiter zum Supraleiter und umgekehrt und gehen damit in das Stabilitätsverhalten des Supraleiters ein. Untersuchungen hierüber sind im Gange.

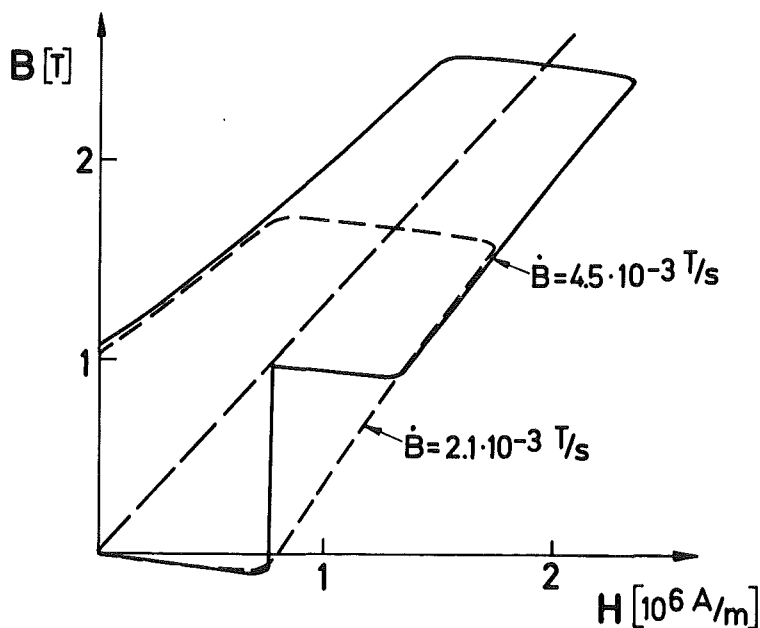


Abb. II.2.6: Registrierkurve für zwei verschiedene Feldänderungsgeschwindigkeiten

2.23 Volumenpinningkraft

Die mit der kritischen Stromdichte gebildete Lorentzkraft (dichte) F_L wird der Pinningkraft(dichte) gleichgesetzt, die man aus der Summation der Einzelpinningkräfte über das Volumen erhält (Volumenpinningkraft):

$$|\vec{F}_p| = |\vec{j}_c \times \vec{B}| \equiv F_L \quad (1)$$

(vgl. auch Kap. II.1.6)

Diese Kraft hängt immer in der Weise vom Magnetfeld ab, daß sie bei $B = 0$ und $B = B_{c2}$ verschwindet und zwischen diesen Werten über ein Maximum geht. Lage und Höhe des Maximums sind stark von der metallurgischen Zusammensetzung und den Behandlungsprozessen während der Herstellung des Leiters abhängig. In Abb. II.2.7 ist die aus Messungen des kritischen Transportstroms ermittelte Volumenpinningkraft F_p für drei metallurgische Zustände eines NbTi 50-Einkernleiters in Abhängigkeit vom äußeren transversalen Magnetfeld aufgetragen.

Erwünscht für technische Leiter ist eine möglichst hohe Volumenpinningkraft, die gleichbedeutend mit einem hohen kritischen Strom ist. Außer vom Magnetfeld hängt die Volumenpinningkraft noch von der Temperatur ab. Es hat sich gezeigt, daß für eine Vielzahl von unterschiedlichen Leitern ein Skalengesetz^{3,4)} aufgestellt werden kann:

$$F_p(B,T) = |B_{c2}(T)|^n \cdot g(B/B_{c2}) \quad (2)$$

wobei g nur eine Funktion des reduzierten Magnetfeldes $b = B/B_{c2}$ ist und der Exponent n Werte zwischen 2 und 3 annimmt.

Theoretische Ansätze liefern für verschiedene Pinningmechanismen unterschiedliche Funktionen für $g(B/B_{c2})$, die mit den experimentellen Ergebnissen verglichen werden können. In Abb. II.2.8 wird ein Vergleich der Feldabhängigkeit der Volumenpinningkraft eines bezüglich Stromdichte optimierten

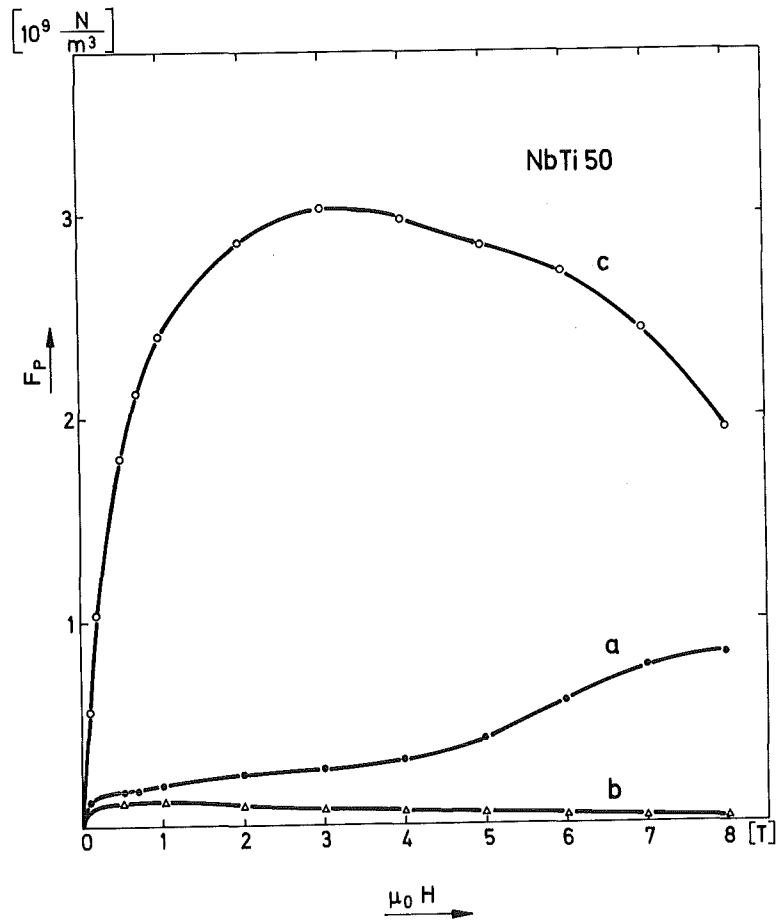


Abb. II.2.7: Volumenpinningkraft in Abhängigkeit vom äußeren transversalen Magnetfeld für drei metallurgische Zustände eines NbTi50 Einkernleiters mit $250 \mu\text{m}$ \emptyset (inkl. Kupfermatrix)
 a) kaltverformt (Probe 13)
 b) kaltverformt und 3h 800°C -wärmebehandelt (Probe 14)
 c) kaltverformt und 3h 900°C wärmebehandelt (Probe 15).

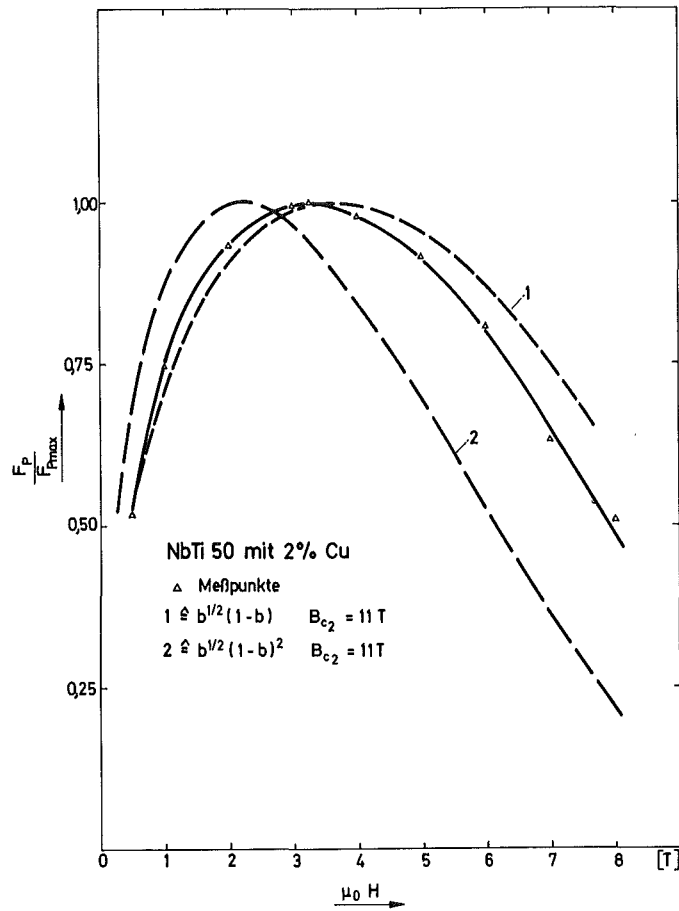


Abb. II.2.8: Volumenpinningkraft eines bezüglich Stromdichte optimierten NbTi50-Einkernleiters mit 2 % Cu-Zusatz, Probe 16, in Abhängigkeit vom transversalen Magnetfeld. Als Vergleich sind die theoretischen Kurven nach Gl. (3) und (4) eingetragen.

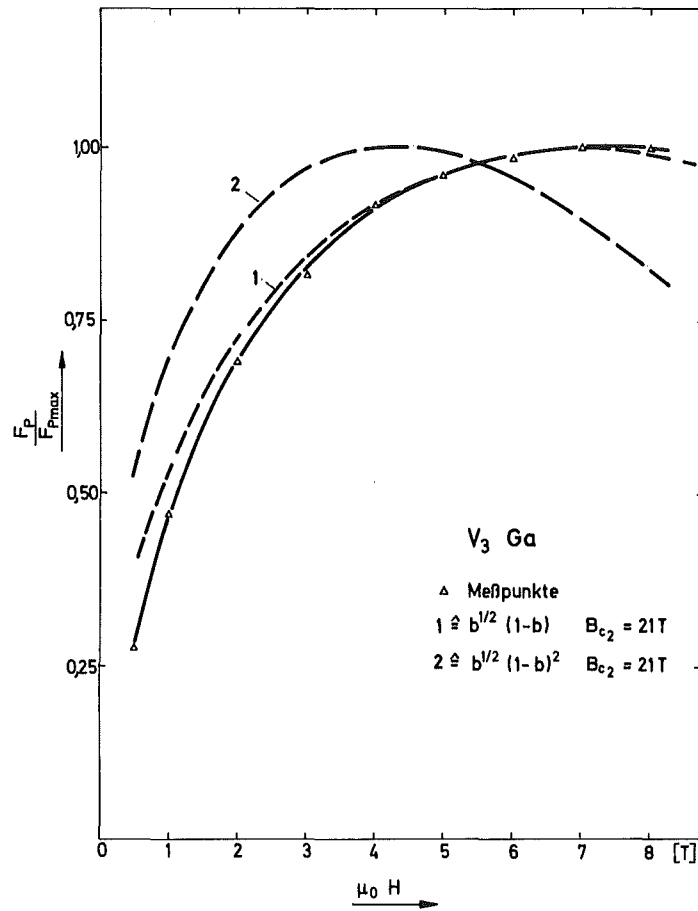


Abb. II.2.9: Reduzierte Volumenpinningkraft eines V_3Ga -Multifilamentleiters, Probe 9.

NbTi50-Einkernleiters mit 2 % Cu-Zusatz durchgeführt mit den Funktionen

$$g \propto b^{1/2}(1-b)^2 \quad (3)$$

wobei $b = B/B_{c2}$ das reduzierte Magnetfeld ist, und

$$g \propto b^{1/2}(1-b) \quad (4)$$

Beziehung (3) erhält man nach Kramer⁴⁾ unter der Annahme starker Linienpinningkräfte mit einem Abscheren der Flußlinien bei Erreichen des kritischen Stromes. Beziehung (4) resultiert aus der Theorie von Labusch¹¹⁾ für punktförmige, ungeordnet verteilte Kristalldefekte. Es gibt noch weitere unterschiedliche Ansätze mit ähnlichen Ergebnissen. Die hier untersuchte Probe enthält in großer Zahl stark pinningaktive Ausscheidungen mit ellipsoid- bzw. fast kugelförmiger Gestalt¹²⁾. Die Ergebnisse zeigen, daß die Beziehung (4) die Experimente besser als die Beziehung (3) beschreibt. Auch für einen getesteten V_3Ga -Multifilamentleiter (Kabel aus 6 Adern mit je 55 Filamenten, Außendurchmesser 0,37 mm) erhält man eine bessere Übereinstimmung mit (4), (vgl. Abb. II.2.9). Andererseits ist diese theoretische Beschreibung bei Systemen zu modifizieren, bei denen die durch Kaltverformung entstandenen Versetzungsstrukturen einen wesentlichen Beitrag zur Volumenpinningkraft liefern (vgl. Abb. II.2.7).

2.23 Winkelabhängigkeit des kritischen Stromes und der Volumenpinningkraft

Die Bestimmung der kritischen Stromdichte erfolgt i.a. bei transversaler Anordnung von Leiterachse und äußerem Magnetfeld. Bei Multipolmagneten und bei Magnetsystemen für die Fusion treten Überlagerungen von transversalen und longitudinalen Feldkomponenten auf. Ziel der folgenden Untersuchungen war es, den Einfluß dieser Überlagerungen auf den kritischen (Transport-) Strom und auf die Volumenpinningkraft zu bestimmen.

Die Stromtragfähigkeit erhöht sich beträchtlich, wenn die Leiterachse nicht transversal zum äußeren Magnetfeld steht. Diese Anisotropie der kritischen Stromtragfähigkeit wird maximal bei longitudinaler Anordnung (Leiterachse parallel zum äußeren Feld).⁵⁾

Eine Drehung des Leiters von der transversalen zur longitudinalen Anordnung bei konstantem äußerem Magnetfeld bedeutet eine Abnahme der transversal zur Leiterachse stehenden Komponente $B \cdot \sin \alpha$, wobei α der Winkel zwischen Leiterachse und Magnetfeld ist. Unter der Annahme, daß die Volumenpinningkraft nur vom Betrag des Magnetfeldes abhängt, erhält man mit (1)

$$F_p(B,T) = F_L = B \cdot \sin \alpha \cdot j_c = \text{konst. für } B, T \text{ konstant} \quad (5)$$

oder

$$1/j_c \propto \sin \alpha$$

Das Anwachsen des kritischen Transportstroms mit abnehmendem Winkel α gemäß (5) ist für isotrop pinnende Leiterproben zu erwarten. Diese Art von Anisotropie des kritischen Stroms, die einfach auf die Abnahme der transversalen Magnetfeldkomponente zurückgeführt werden kann, wurde experimentell sowohl an einem $V_3\text{Ga}$ -Einkernleiter als auch an einem nahezu rekristallisierten NbTi50 -Einkernleiter (Abb. II.2.10) bis zu Winkeln von 10° gefunden.

Bei paralleler Anordnung von Leiterachse und äußerem Magnetfeld wäre nach (5) ein unendliches Anwachsen des kritischen Stroms zu erwarten. Experimentell dagegen werden endliche Ströme festgestellt^{5,7,8}, die nicht allein mit dem unberücksichtigten Eigenfeld des Transportstromes erklärt werden können. Hier sind weitere theoretische Arbeiten notwendig. Im folgenden soll die Diskussion auf Winkel $\alpha \geq 10^\circ$ beschränkt werden.

Bei kaltverformten Proben ist die Volumenpinningkraft selbst anisotrop; sie nimmt bei Verringerung des Winkels α beträchtlich zu, d.h. die Stromtragfähigkeit erhöht sich stärker als es der abnehmenden Transversalkomponenten des Magnetfeldes nach (5) entspricht (Abb. II.2.11, 12):

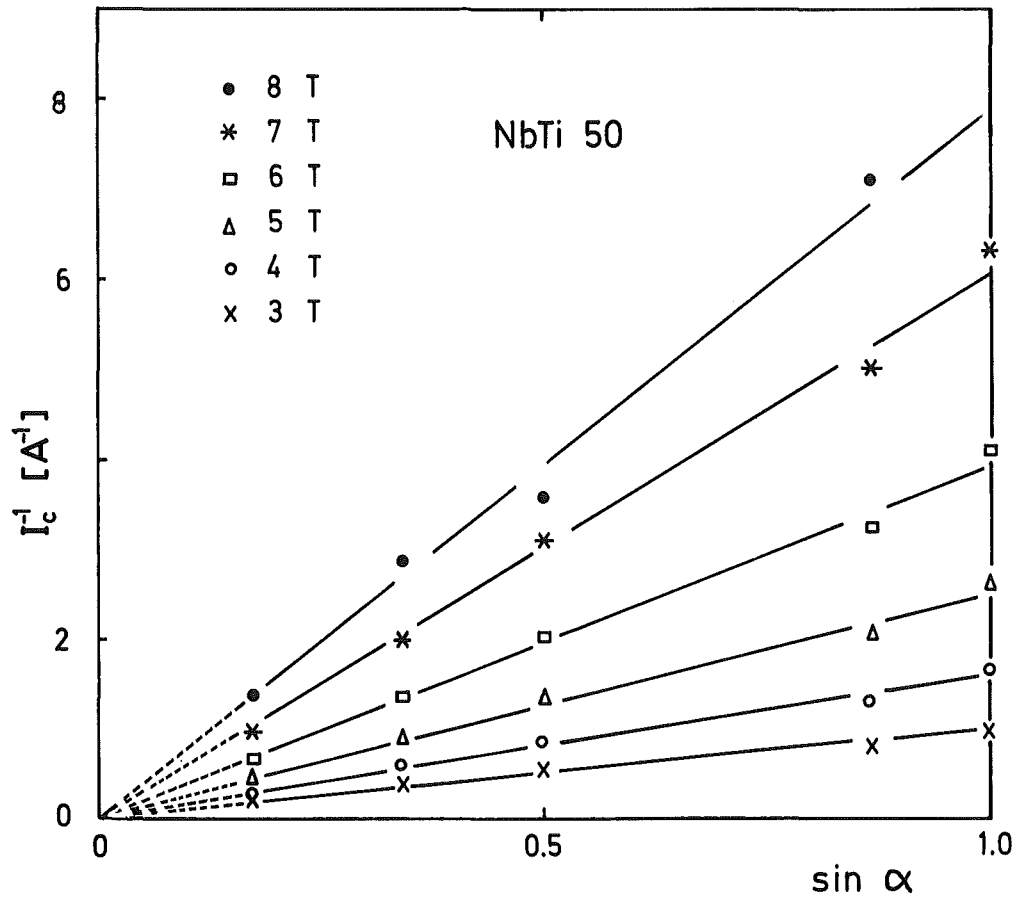


Abb. II.2.10: Reziprokwert des kritischen Stroms für einen bei 800°C nahezu rekristallierten NbTi50-Einkernleiter, Probe 14, in Abhängigkeit vom Winkel zwischen Leiterachse und externem Magnetfeld.

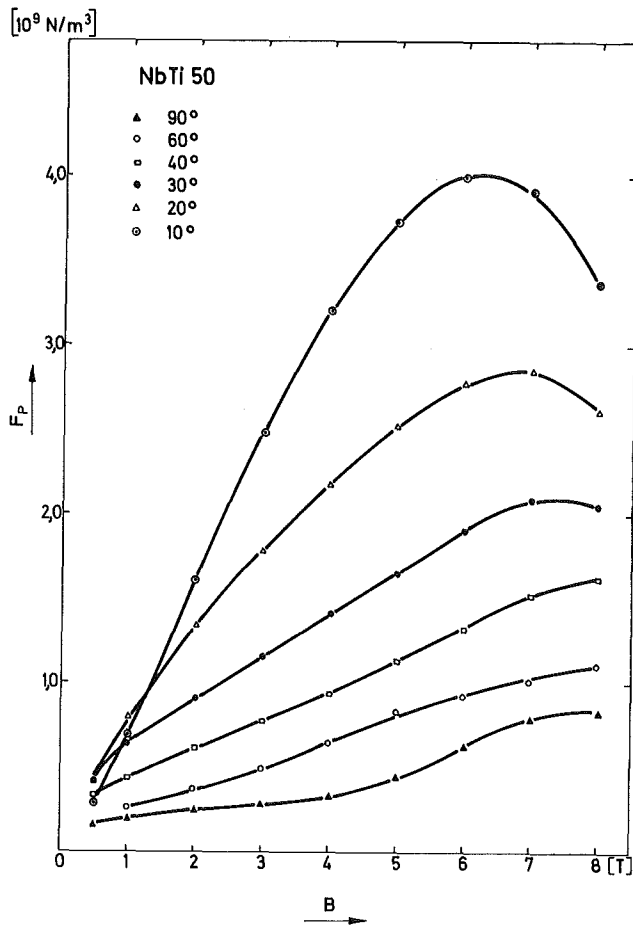


Abb. II.2.11:

Anisotropie der Volumenpinningkraft für einen kaltverformten NbTi50-Einkernleiter (Probe 13)

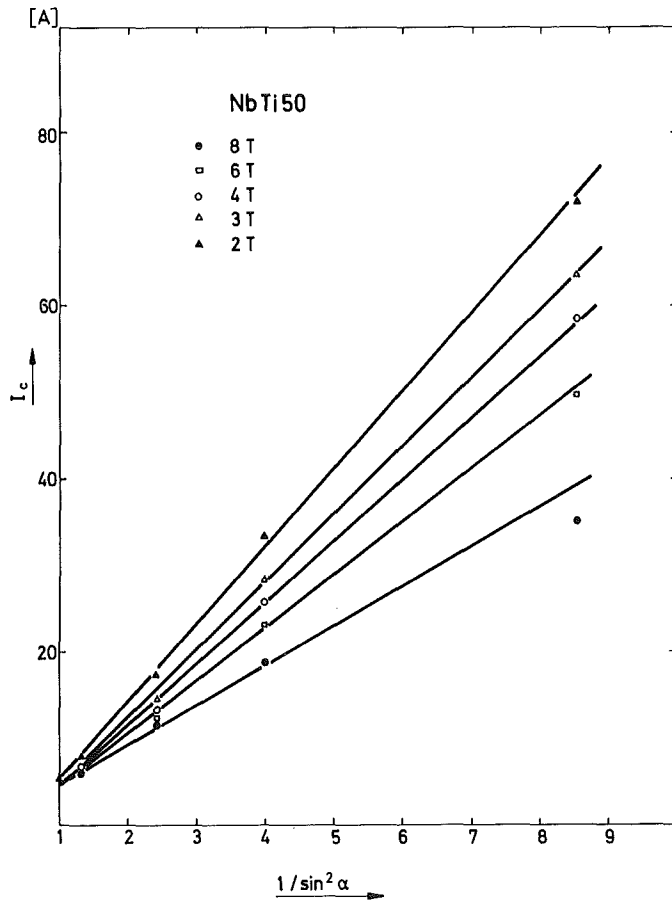


Abb. II.2.12:

Winkelabhängigkeit des kritischen Stromes für einen kaltverformten NbTi50-Einkernleiter (Probe 13)

$$F_p \propto 1/\sin \alpha, I_c \propto 1/\sin^2 \alpha; (B = \text{const}) \quad (6)$$

Im longitudinalen Feld wurden Stromstärken gemessen, die bis zu zwei Größenordnungen höher lagen als im transversalen Fall. Die Ergebnisse lassen den Schluß zu, daß für derartige Leiter die bei der Kaltverformung (Ziehen) entstandenen Subbänder^{2,9)} mit ihrer räumlich variierenden Versetzungsdichte als die wesentlichen Pinningzentren anzusehen sind⁶⁾. Die Wechselwirkung einer Flußlinie mit den Subbändern kann als Linien- oder Flächenpinning aufgefaßt werden. Die für diesen Mechanismus anzusetzenden Summationsvorschriften für die Einzelpinningkräfte zur Ermittlung der Volumenpinningkraft führen jedoch zu einem Widerspruch mit der experimentell gefundenen Anisotropie der Volumenpinningkraft. Wenn man dagegen die Subbänder als einzelne große, auseinanderliegende Pinningzentren ansieht und die Summationsvorschrift für Punktpinning anwendet, erhält man eine sinnvolle Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Bei Leitern, die wechselnden Kaltverformungen und Warmbehandlungen ausgesetzt wurden, um die Stromdichte im transversalen Fall zu erhöhen, wurde eine wesentlich geringere Anisotropie der Volumenpinningkraft gefunden. Durch die genannten metallurgischen Prozesse werden, je nach Zusammensetzung der Legierung, die Subbänder aufgelöst und z.T. Ausscheidungen Titan-reicher Phasen gefördert. Diese Ausscheidungen sind bei der Betriebstemperatur von 4,2 K normalleitend und stellen wirksame Pinningzentren dar. Ihre räumliche Anordnung wird stark von den Subbändern beeinflusst, ihre Form ist mehr oder weniger sphärisch. Damit ist bei derartigen Leitern die Verringerung der Anisotropie erklärbar. Aus Anisotropiemessungen können daher qualitative Aufschlüsse über den Optimierungsgrad hinsichtlich der Stromtragfähigkeit gewonnen werden.

II.2.25 Untersuchungen an Nb₃Sn-Vielkernleitern

Die Entwicklung technischer Filament-Supraleiter aus Verbindungen der A15-Struktur wie Nb₃Sn oder V₃Ga hat in den letzten Jahren erhebliche Fortschritte gemacht. Das Interesse beruht auf den hervorragenden Supraleitungseigenschaften dieser Materialien, die sich gegenüber NbTi durch eine höhere Übergangstemperatur, größere Stromtragfähigkeit und höhere kritische Feldstärke auszeichnen:

	T _c K	H _{c2} (4.2 K) T	j _c (4.2 K, 5 T) 10 ⁵ A/cm ²
NbTi	10,5	~ 12	~ 2
Nb ₃ Sn	18,0	~ 26	~ 10
V ₃ Ga	14,8	~ 24	~ 6

Allerdings haben die A15-Supraleiter gegenüber NbTi den Nachteil, daß sich sowohl die Leiterherstellung als auch deren Verarbeitung wegen der Sprödigkeit und geringen Bruchdehnung erheblich schwieriger gestalten.²¹⁾

Die Herstellung der intermetallischen Verbindungen erfolgt durch eine Feststoff-Diffusion, bei der in verschiedenen Verfahren die Komponenten unter geeigneten Reaktionsbedingungen zusammentreten. Die Mehrzahl der kommerziellen Hersteller löst eine Komponente, z.B. Zinn bei Nb₃Sn oder Gallium bei V₃Ga, in einer Kupferbronze, in der die stab- oder drahtförmigen Kerne der anderen Komponente eingebettet sind und durch Verbundziehen zur Filamentstruktur kaltverformt werden. Bei einer anschließenden Reaktionsglühung im Vakuum oder unter Schutzgas (Argon) diffundiert das Zinn (bzw. Gallium) aus der Bronzematrrix zu den Filamenten und bildet dort eine Reaktionsschicht der A15-Verbindung. Die Schichtdicke wie auch ihre Zusammensetzung und Kornstruktur (und damit ihre Pinning-Eigenschaften) sind durch die Reaktionsbedingungen - Temperatur und Dauer -

und das Zinn- (bzw. Gallium-) Angebot beeinflussbar.

Im IEKP III werden Untersuchungen an Filament-Nb₃Sn-Supraleitern durchgeführt, bei denen u.a. der Einfluß der Reaktionsbedingungen auf die kritische Stromfähigkeit nachgewiesen wird. Unreagierte Leiterproben werden im Vakuum bei Temperaturen zwischen 600°C und 800°C zwei bis zehn Tage lang zur Bildung der Nb₃Sn-Schicht geglüht. Anschließend wird ihre Strom-Feld-Charakteristik in Magnetfeldern bis zu 13 Tesla bestimmt.

Es hat sich gezeigt, daß zwei Parameter für die Stromtragfähigkeit verantwortlich sind: Reaktionsschichtdicke und Körnigkeit. Die Verankerung des magnetischen Flusses (Pinning) gegenüber Bewegungen unter dem Einfluß der Lorentzkräfte erfolgt an Korngrenzen im reagierten Nb₃Sn-Material. Effektives pinning und damit hohe kritische Stromtragdichte setzt eine feinkörnige Struktur mit einer großen Korngrenzendichte voraus. Diese entsteht jedoch bei Reaktionsbedingungen (Temperatur und Dauer), die für das Schichtwachstum weniger günstig sind. Hohe Reaktionstemperatur (~ 800°C) und lange Reaktionszeiten (> 1000 h) begünstigen das Schichtwachstum, führen jedoch zu einer grobkörnigen Struktur mit geringer Stromdichte. Eine Optimierung hinsichtlich des kritischen Stromes bei gegebenem Leiterquerschnitt, also hinsichtlich der Gesamtstromdichte, muß die Reaktionsparameter so anpassen, daß bei genügend großer Schichtdicke die Struktur hinreichend feinkörnig ist. Hierbei werden die Nb-Filamente i.a. nicht durchreagiert. Optimale Bedingungen liegen im Bereich zwischen 650°C und 750°C für etwa 100 bis 200 Stunden. Der Gewinn bei längeren Reaktionszeiten lohnt i.a. nicht den Aufwand. Ein typisches Beispiel für das Anwachsen des kritischen Stroms mit zunehmender Reaktionsdauer ist in Abb. II.2.13 wiedergegeben.

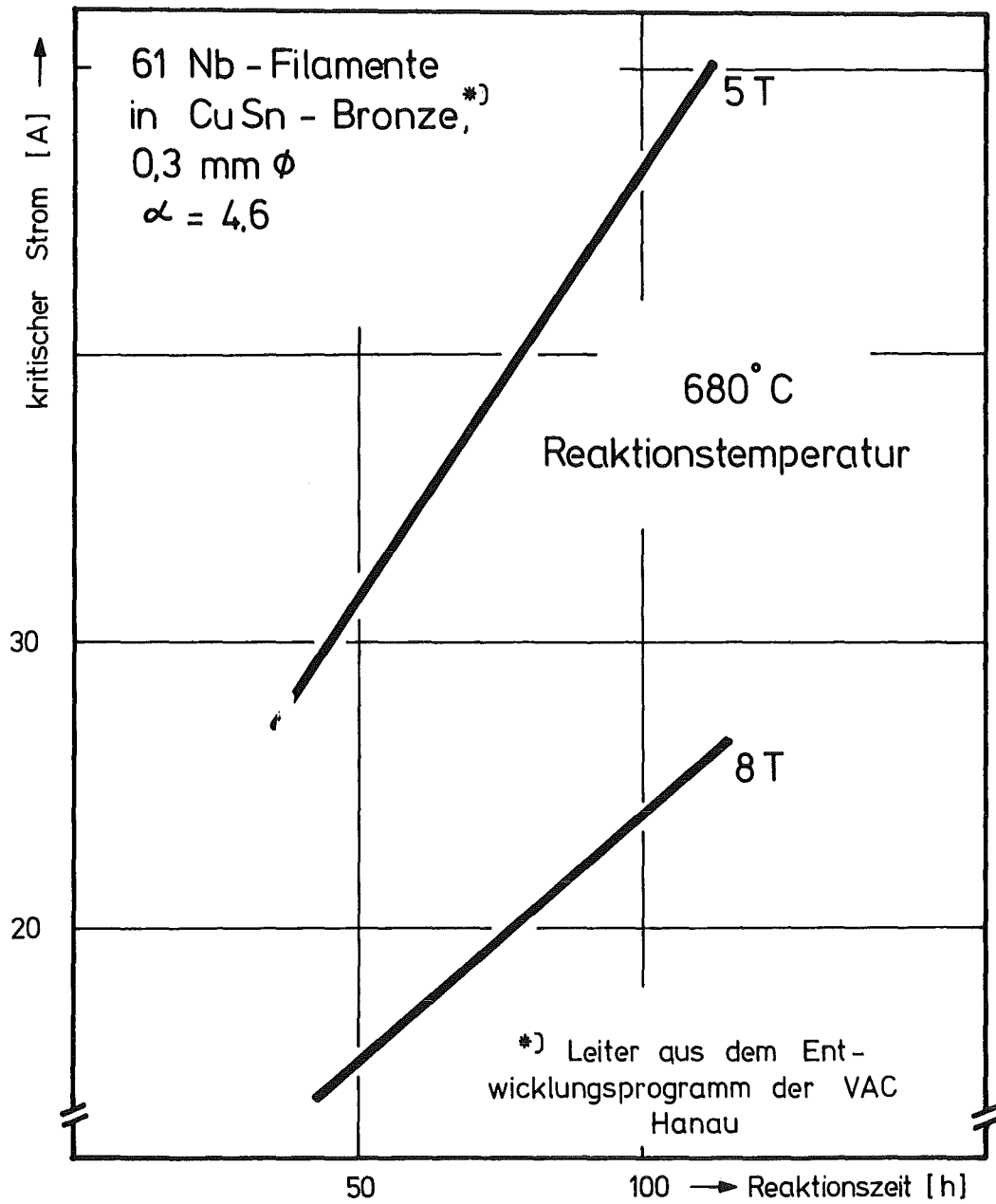


Abb. II.2.13: Kritischer Strom in Abhängigkeit von der Reaktionszeit

2.3 Verluste in Multifilamentleitern

Supraleitermaterialien, welche zeitlich sich ändernden Magnetfeldern ausgesetzt sind, tragen den elektrischen Strom nicht mehr völlig verlustfrei. Eine Anzahl verschiedener Verlustmechanismen erzeugen Wärme, die durch Helium abgeführt werden muß. Neben den Kryostatverlusten bestimmen diese Verluste in hohem Maße die wirtschaftliche Seite der Anwendung der Supraleitungstechnologie, etwa beim Fusionsreaktor, Beschleuniger und bei elektrischen Maschinen.

Die verschiedenen Verlustquellen in supraleitenden Multifilamentleitern werden seit einigen Jahren theoretisch untersucht. Neben den bekannten Hystereseverlusten, hervorgerufen durch Bewegung der magnetischen Flußlinien innerhalb der supraleitenden Filamente, werden mit zunehmender Feldänderungsrate Wirbelstromverluste im Multifilamentleiter von Bedeutung. Ein realistisches Modell für einen Multifilamentleiter ergab, daß diese Wirbelströme in Feldrichtung quer durch das Filamentbündel fließen. Sie erzeugen im Matrixmaterial (Kupfer) Joulesche Wärme, die proportional zum Quadrat der Frequenz und zum Quadrat der Verdrillungslänge (Twist) des Leiters ist. Die berechneten Verluste stimmen quantitativ gut überein mit den an Solenoiden gemessenen Werten.

Die vorgenannten Verlustarten entstehen im Supraleiter, der einem äußeren Feld ausgesetzt ist. Das Eigenfeld eines Transportstromes im Leiter führt zu zusätzlichen Effekten. Jede Änderung des Stroms und des damit verknüpften Eigenfeldes dringt von außen in den Leiter ein, die supraleitenden Filamente sind hier gesättigt, für das Eigenfeld ist ein sog. "critical state" Modell anwendbar. Die magnetische Flußbewegung bei Änderung des Eigenfeldes, d.h. des Stromes, hat sogenannte Eigenfeldverluste zur Folge, welche proportional zum Quadrat des Drahtdurchmessers sind. Bei Durchmessern von ca. 2 mm werden diese vergleichbar mit den sonstigen Leiterverlusten. Demnach müssen Hochstromsupraleiter mit größerem Querschnitt durch transponiertes Zusammenbündeln mehrerer Einzelleiter gefertigt werden.¹⁴⁾

In Anwendungen, bei denen das Magnetfeld senkrecht auf der Leiterachse steht, genügen diese Betrachtungen zur Deutung der Leiterverluste. Bei Magneten für Fusionsreaktoren z.B. treten jedoch gepulste Magnetfeldkomponenten in Richtung der Leiterachse auf. Es konnte gezeigt werden, daß durch diese Komponenten in den Filamenten eines verdrehten Multifilamentsupraleiters Induktionsströme angeworfen werden, die bereits bei kleinen Pulsfrequenzen die kritische Stromdichte des Supraleiters erreichen.

Eine Beziehung für die damit verbundenen Zusatzverluste wurde abgeleitet, die auch quantitativ in Übereinstimmung mit dem experimentellen Befund steht¹⁵⁾ Diese Verluste pro Zyklus sind bei kleinen Leiterlängen und Pulsfrequenzen linear in der Frequenz, streben dann sowohl mit wachsender Leiterlänge als auch mit zunehmender Pulsfrequenz einem Sättigungswert zu. Bei modernen verlustarmen Multifilamentleitern mit Filamentdurchmessern $d < 10 \mu$ können sie ein Mehrfaches der übrigen Leiterverluste annehmen. Zur Reduzierung dieser Zusatzverluste wurde eine Modifikation der Verdrehung des Leiters vorgeschlagen, bei der der Drehsinn entlang des Leiters alterniert^{15,16)}

2.31 Messungen der Hystereseverluste

Zur Bestimmung der Magnetisierung wurde die übliche Methode angewandt, nach der die Probe in eine von zwei kompensierten Pick-up Spulen plaziert wird. Die Ausgangsspannung der Spulen wird integriert und gibt damit ein Maß für die Proben-Magnetisierung. Der anfängliche Zustand perfekten Diamagnetismus wurde verwendet, um die Magnetisierung zu kalibrieren. Das äußere Magnetfeld wurde von einem Solenoidmagneten geliefert, der im IEKP III gebaut wurde. Der Magnet SLS5, Pussy¹³⁾ ist mit mehr als 2 T/s pulsbar und wurde auch für die Bestimmung der Wechselstromverluste der betrachteten Supraleiter eingesetzt. Für die Ermittlung der in diesem Abschnitt zu besprechenden frequenzunabhängigen Hystereseverluste jedoch wurden Geschwindigkeiten zwischen 15 mT/s und 80 mT/s gefahren, um den Einfluß von Wirbelstromverlusten gering zu halten.

Die Ergebnisse für die Proben 1 - 4 sind in (Abb. II.2.14) dargestellt. Jeder dieser Supraleiter zeigt eine für sein Material charakteristische Form der Hystereseurve, z.B. der flache Verlauf bei NbZr oder die Überhöhung der Magnetisierung von Nb₃Sn und V₃Ga bei niedrigen Feldstärken, die auf nicht-gebundenes Nb bzw. V zurückzuführen ist. Es wurde bei NbZr beobachtet, daß sich das Material bei Durchlaufen der Neukurve stärker magnetisiert als bei der folgenden Hystereseurve. Dies wird auf kleinere Flußsprünge im Niederfeldbereich zurückgeführt. Die aus den Hystereseurven planimetrisch ermittelten Verluste, die sich bei Durchfahren eines Magnetfeldzyklus $0 \rightarrow H_{\max} \rightarrow 0 \rightarrow -H_{\max} \rightarrow 0$ mit $\mu_0 H_{\max} = 4 \text{ T}$, bei 4,2 K ergeben, sind folgende:

Material	Nb-Ti (50 Gew.% Ti)	Nb-Zr (25 Gew.% Zr)	Nb ₃ Sn	V ₃ Ga
Filamentdurchmesser bzw. Schichtdicke μm :	25	270	8	10
$V_{\text{Hy}} \text{J/m}^3 \cdot 10^3 $:	318 ± 22	851 ± 60	549 ± 38	650 ± 46

Bei den NbTi-Multifilamentdrähten wählt man häufig zur Reduzierung von Wirbelstromverlusten (neben dem Twisten) eine gemischte Matrix aus Cu- und CuNi-Bereichen. In (Abb. II.2.15) wird der Einfluß der Matrix auf Form und Fläche der Hystereseurve demonstriert. Die Messungen wurden an den Proben 5 und 6 durchgeführt. Die Magnetisierungskurve der Probe mit Mischmatrix (b) ist in Richtung der Magnetisierungsachse verzerrt, wohingegen die Probe mit reiner Cu-Matrix (a) einen nahezu symmetrischen Verlauf der Magnetisierungskurve zeigte. Diese Verzerrung wird auf den Nickelanteil der Mischmatrix zurückgeführt. Die aus den Kurvenflächen ermittelten Hystereseverluste ergaben mit

$$(a) \quad 164 \pm 12 \text{ kJ/m}^3 \quad \text{bzw.} \quad (b) \quad 192 \pm 14 \text{ kJ/m}^3,$$

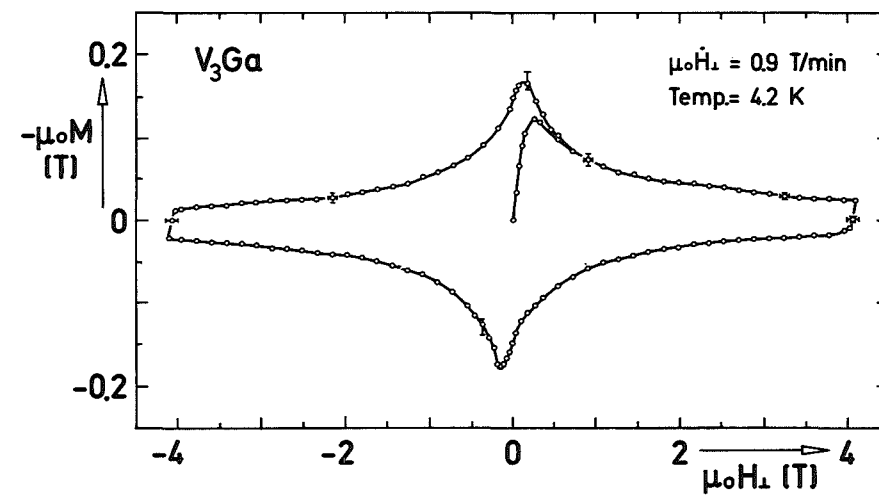
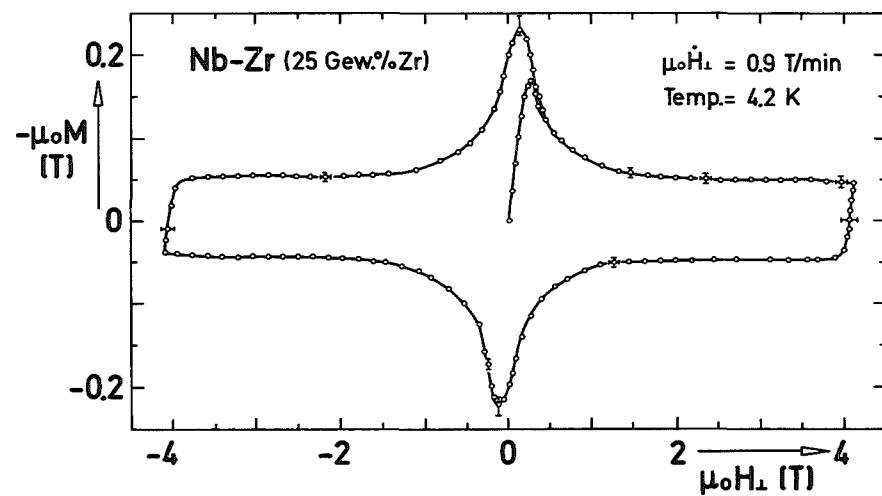
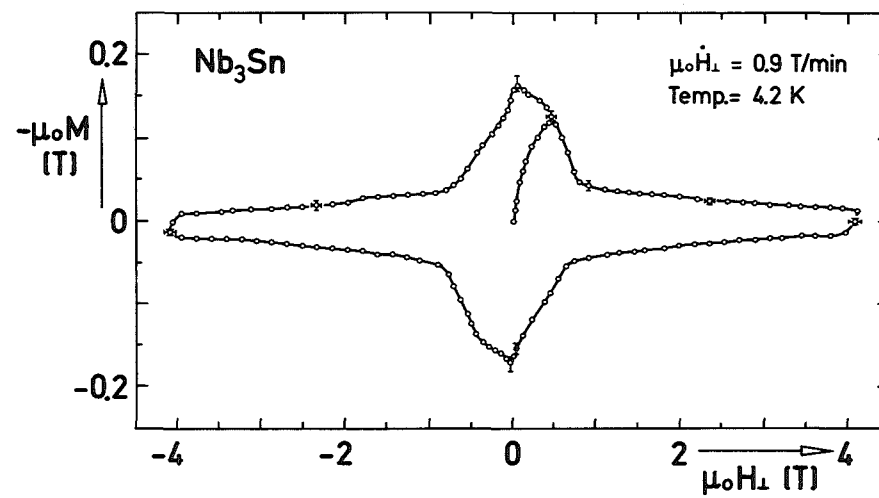
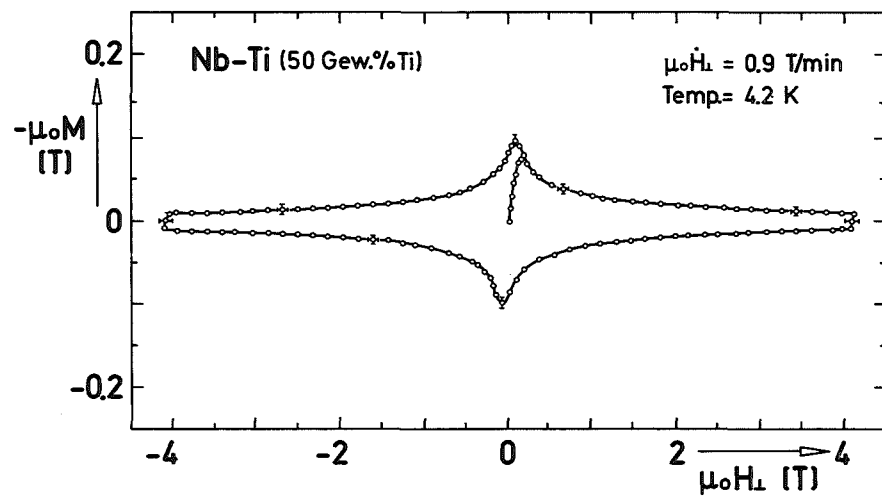


Abb. II.2.14: Hysteresekurven der Proben 1 - 4 (NbTi, NbZr, Nb₃Sn, V₃Ga)

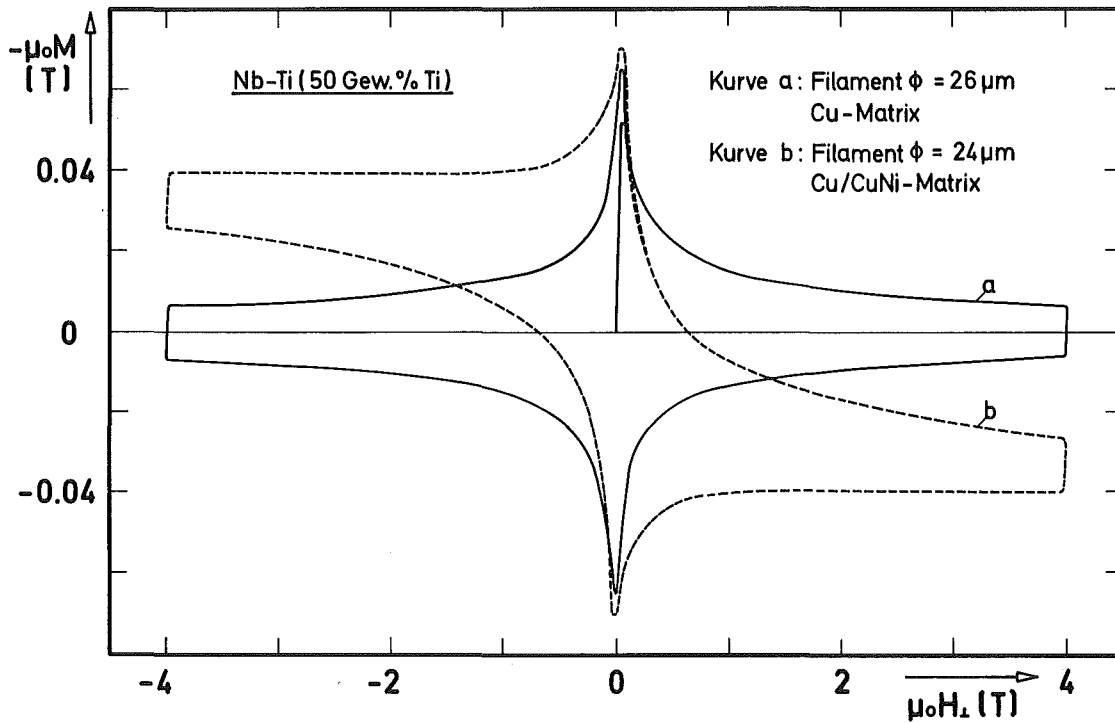


Abb. II.2.15: Vergleich der Hysteresekurven von NbTi-Multifilamentdrähten mit
 (a) reiner Cu-Matrix und
 (b) Cu/CuNi-Mischmatrix (Proben 5 und 6)

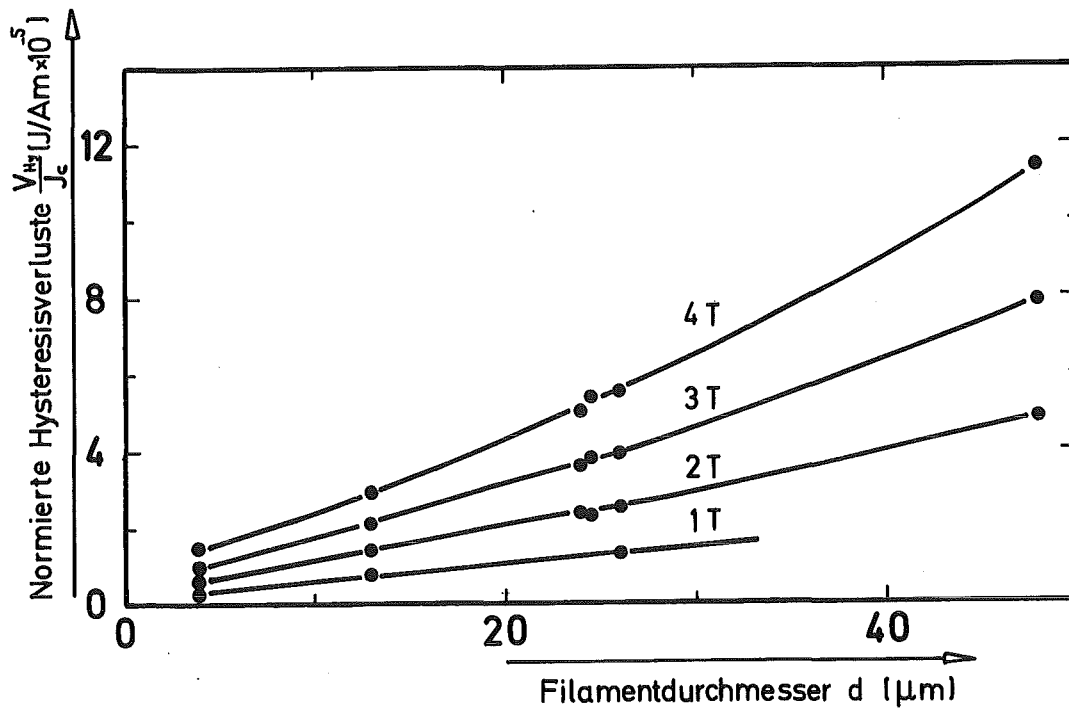


Abb. II.2.16: Hystereseverluste von NbTi-Multifilamentdrähten, normiert auf ihre kritischen Stromdichten, in Abhängigkeit vom Filamentdurchmesser

unter Berücksichtigung der etwas unterschiedlichen Filamentdurchmesser und Stromdichten, einen vernachlässigbaren Einfluß des Matrixmaterials auf die Hystereseffläche. Dieser Sachverhalt wurde auch durch eine Magnetisierungsmessung an einem Nickeldraht bestätigt.

Eine der wesentlichen Aussagen der Theorie der Hystereseverluste ist die lineare Abhängigkeit der Verluste vom Filamentdurchmesser. An einer Reihe von Proben wurde diese Vorhersage überprüft und für Multifilamentleiter mit Filamentdurchmessern hinunter bis zu 4 μm eine recht gute Übereinstimmung gefunden (Abb. II.2.16).

Neben den Verlusten erhält man aus den Hysteresekurven unter der Annahme geeigneter Modelle auch die Größe der kritischen Stromdichte. Die kritische Stromdichte, die im Supraleiter als Magnetisierungsstromdichte fließt und einem Flußdichtegradienten entspricht, ist bei technischen Supraleitern gleich der kritischen Transportstromdichte. Aus der Magnetisierung erhält man für den Fall einer unendlich ausgedehnten Platte nach Fietz et al.¹⁷⁾

$$\bar{M}^+ - \bar{M}^- = \mu_0 j_c w \quad (7)$$

wobei $2w$ die Plattendicke und \bar{M} die mittlere Magnetisierung im ansteigenden Feld (-) bzw. im abnehmenden Feld (+) ist.

Bei der Bestimmung der Absolutwerte der Magnetisierung über die Neukurve im vollständig diamagnetischen Bereich ist der Entmagnetisierungsfaktor der Probe als Korrekturterm zu berücksichtigen.

Die nach diesem Modell bestimmte kritische Stromdichte wird in Abb. II.2.17 mit der kritischen Transportstromdichte, die mit einer Spannungs-Strom-Messung ermittelt wurde, verglichen. Die Übereinstimmung ist als sehr gut zu bezeichnen und zeigt die Gleichwertigkeit von kritischen Transport- und Magnetisierungsströmen.

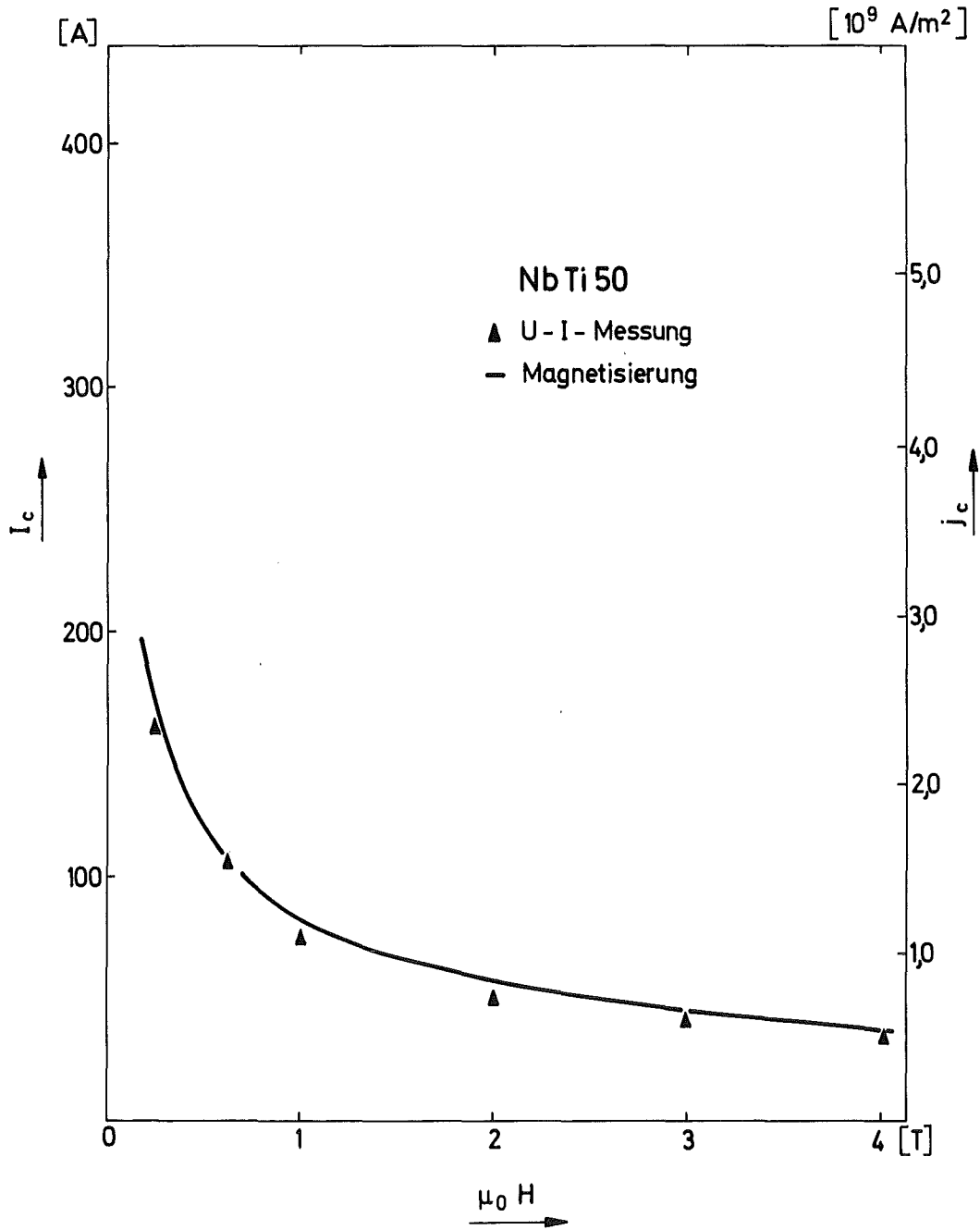


Abb. II.2.17: Stromstärken bzw. -dichten eines kaltverformten NbTi50-Einkernleiters (Probe 7) im transversalen Magnetfeld. (▲) U-I-Messung, — Magnetisierung

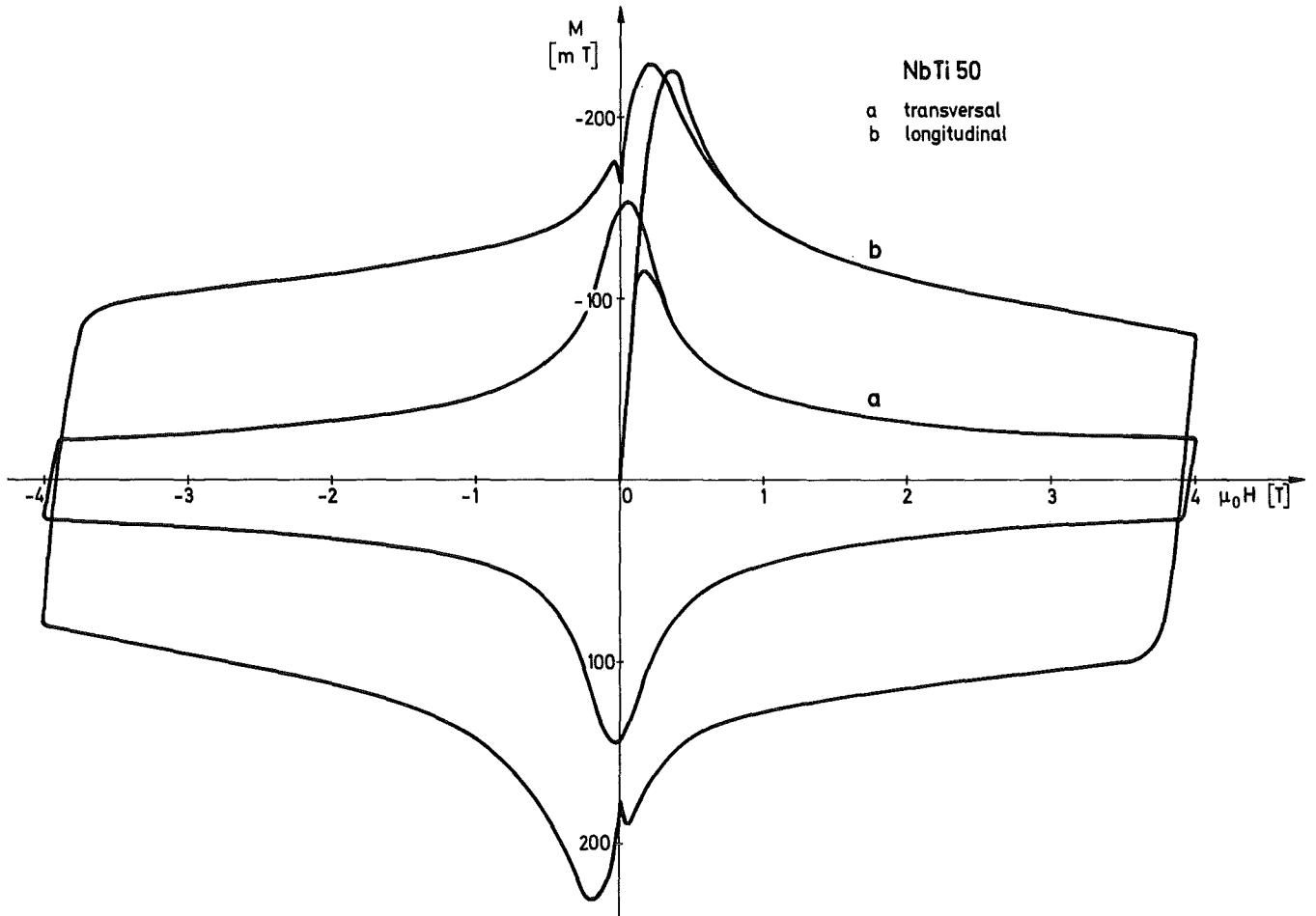


Abb. II.2.18: Anisotropie der Magnetisierung eines kaltverformten NbTi50-Einkernleiters (Probe 7).
 Leiterachse a) transversal
 b) parallel zum äußeren Magnetfeld

Im Rahmen der Untersuchungen über den Einfluß von longitudinalen Feldkomponenten auf die Supraleitereigenschaften wurden neben den oben aufgeführten Messungen der Winkelabhängigkeit des kritischen Transportstroms auch Messungen der Abhängigkeit der Magnetisierung von der Orientierung des Magnetfeldes vorgenommen. Die Abb. II.2.18 zeigt die Ergebnisse für Probe Nr. 7 für die Orientierung der Leiterachse transversal und parallel zum äußeren Feld. Es ist eine deutliche Anisotropie der Magnetisierung und damit der Magnetisierungsstromdichten zu erkennen. Die Probengeometrie ist jeweils so gewählt, daß der Entmagnetisierungsfaktor keine wesentliche Rolle spielt. Allerdings ist die oben verwendete Näherung der supraleitenden Platte nicht in beiden Fällen gleich gut anwendbar. Da die Abschirmströme immer senkrecht zum angelegten Feld fließen, ist die Anisotropie der Magnetisierung gleichbedeutend mit einer Anisotropie der Volumenpinningkraft. Damit zeigt sich hier ein ähnliches Verhalten, wie es bei der Messung der Winkelabhängigkeit des kritischen Transportstroms (und der daraus abgeleiteten Volumenpinningkraft) gefunden wurde.

2.32 Messungen der frequenzabhängigen Verluste

In einem Supraleiter, der (wie eingangs erwähnt) u.a. aus Gründen der Reduktion der Verluste in eine Vielzahl von dünnen Filamenten aufgeteilt (eingebettet in eine normaleitende Matrix), treten neben den im vorangegangenen Kapitel besprochenen Hystereseverlusten pro Zyklus weitere Verluste auf, die von der Änderungsgeschwindigkeit des transversalen Feldes \dot{B} abhängen und durch induzierte Kopplungsströme verursacht werden, die von Filament zu Filament über die normaleitende Matrix fließen. Durch Twisten der Drähte werden zwar diese Zusatzverluste reduziert, es konnte jedoch gezeigt werden, daß das Twisten der Drähte zu neuen Filamentkopplungen führt, wenn die Leiter gepulsten longitudinalen Magnetfeldkomponenten ausgesetzt werden.

Die Messung der Verluste im Transversalfeld erfolgte zunächst an kleineren Testsolenoiden über die Bestimmung der Helium-Abdampftrate. Die Solenoide konnten mit Feldänderungsgeschwindigkeiten bis zu 7 T/s betrieben werden. Es wurde eine befriedigende Übereinstimmung mit der Theorie festgestellt.^{14,18)}

Weitere detaillierte Untersuchungen wurden mit \dot{B} -abhängigen Magnetisierungsmessungen durchgeführt. Das supraleitende Kabel z.B., das für den an anderer Stelle dieses Berichtes beschriebenen gepulsten Dipolmagneten D2a verwendet wurde, zeigte die in Abb. II.2.19 dargestellten Magnetisierungsverluste. Die Verluste wurden aus einem Magnetzyklus $0 \rightarrow B_{\max} \rightarrow 0$ bei zeitlich linearem Feldverlauf ermittelt ($B_{\max} = 4 \text{ T}$). Es sind deutlich die mit der Frequenz quadratischen Wirbelstromverlustanteile zu erkennen¹⁹⁾. Die entsprechenden Ergebnisse für einen $V_3\text{Ga}$ -Multifilamentdraht (genauer: ein kleines Kabel, Probe 9) zeigen nur sehr geringe Kopplungsverluste (bei 2 T/S sind es ca. 12 % der Hystereseverluste (Abb. II.2.20)). Aufgrund der relativ hochohmigen CuGa-Matrix bleiben die Wirbelstromanteile gering.

Wie weiter oben schon beschrieben, treten bei einigen Anwendungen der Supraleitung gepulste longitudinale Magnetfeldkomponenten auf, die bisher unberücksichtigt geblieben waren. Es wurde anhand von Magnetisierungsmessungen festgestellt, daß diese Komponenten bei getwisteten Multifilamentleitern neue Kopplungen der Filamente erzeugen, die eine Erhöhung der Verluste verursachen und die Stabilität beeinträchtigen¹⁹⁾. Als Beispiel ist in Abb. II.2.21 die Abhängigkeit der Magnetisierung bei 3 T von der Feldänderungsgeschwindigkeit bis zu 2 T/s aufgetragen. Dabei ist der frequenzunabhängige Anteil subtrahiert. Die untersuchte Probe ist Probe 5 mit den Twistlängen 5 mm (0) und 8,3 mm (+). Außerdem wurde eine Probe angefertigt, bei der die Probenlänge in zwei elektrisch entkoppelte Stücke unterteilt war (Δ) (8,3 mm Twistlänge). Die Magnetisierung geht mit wachsender Änderungsgeschwindigkeit des longitudinalen Magnetfeldes nach anfänglich starkem Anstieg in einen Sättigungsbereich über. Je kürzer die Twistlänge ist, um so höher sind die Verluste. Außerdem ist gut zu erkennen, daß eine, allerdings unpraktikable, Stückelung des Leiters die Verluste (pro Volumeneinheit) reduziert. Zu dem vorliegenden Problem wurde eine Theorie entwickelt, die durch die Experimente gut bestätigt werden konnte¹⁵⁾, wie die ausgezogenen Linien in Abb. II.2.21 zeigen. Die Theorie sagt auch ein Sättigungsverhalten der Verluste voraus, wenn bei festgehaltener Twistlänge und festem \dot{B} die Leiterlänge ver-

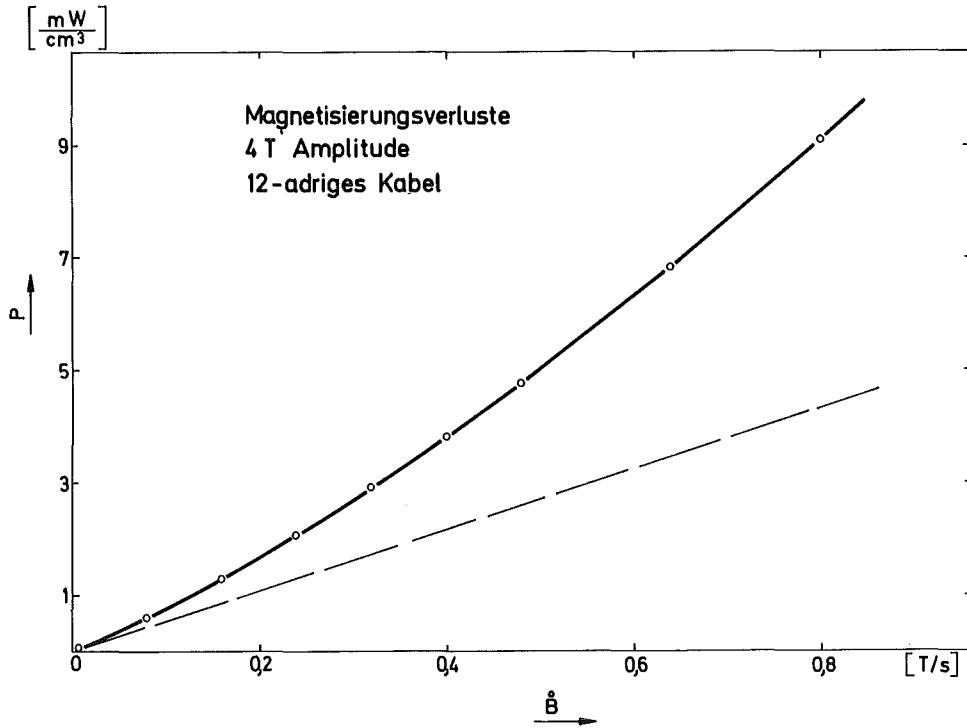


Abb. II.2.19: Wechselfeldverluste pro Supraleitervolumen des supraleitenden Kabels vom Dipolmagneten D2a bei zeitlich linearem Feldzyklus $0 \rightarrow 4 \text{ T} \rightarrow 0$, (Probe 8).

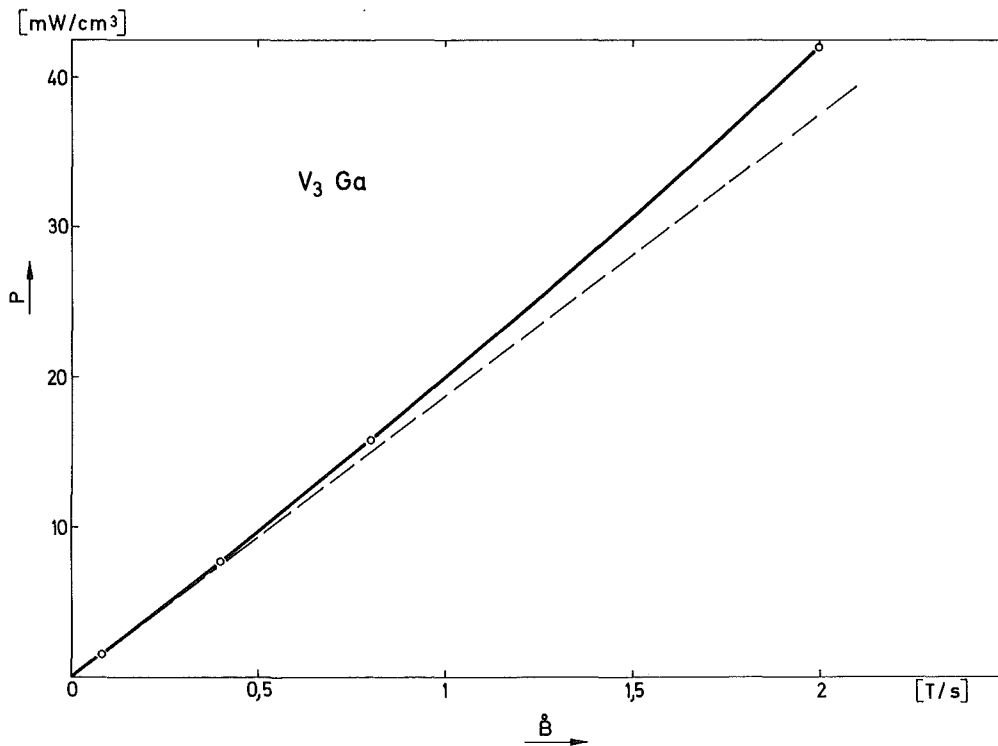


Abb. II.2.20: Wechselfeldverluste pro Supraleitervolumen ($V + V_3 \text{ Ga}$) eines $V_3 \text{ Ga}$ -Multifilamentleiters (Probe 9) für den Zyklus $0 \rightarrow 4 \text{ T} \rightarrow 0$.

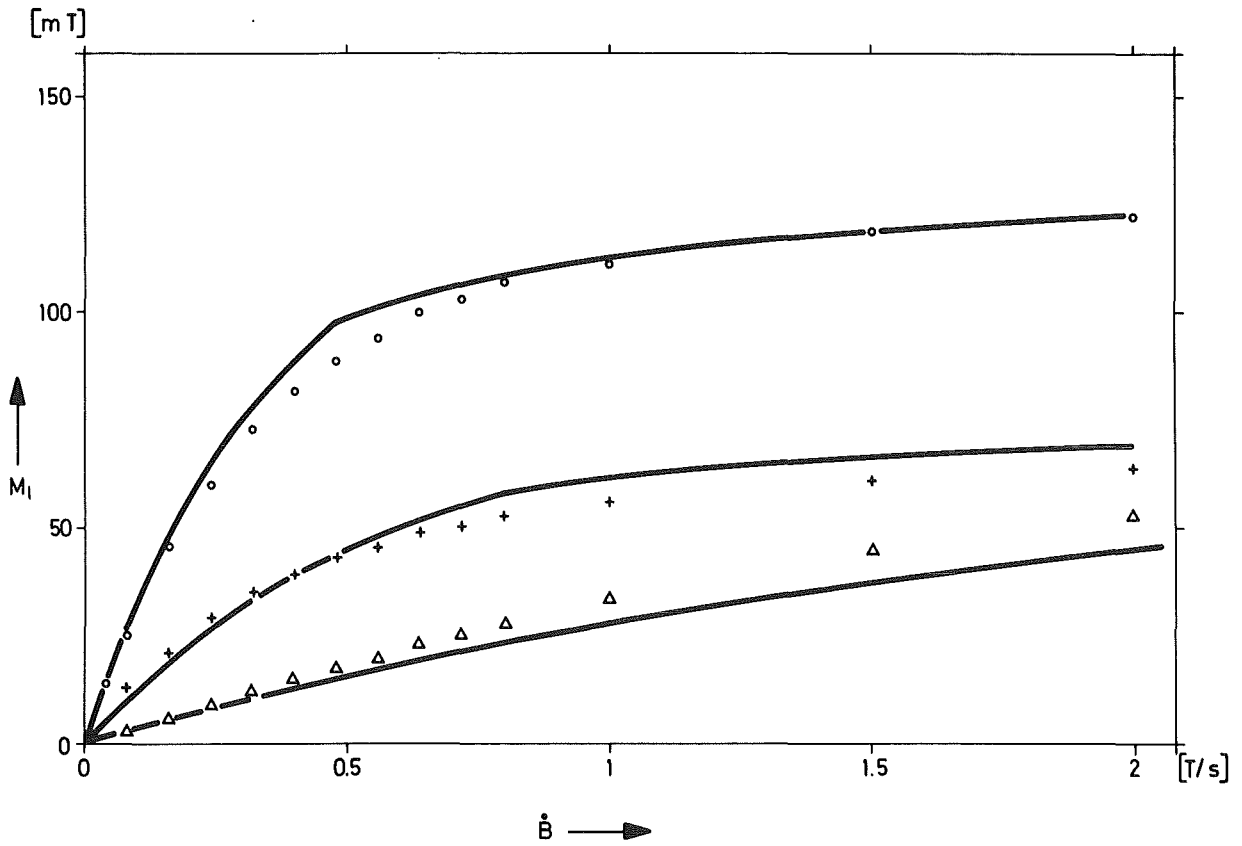


Abb. II.2.21: Wechselfeldverluste pro Volumeneinheit im longitudinalen Magnetfeld, dargestellt als Magnetisierung bei 3 T in Abhängigkeit von \dot{B} , vermindert um den frequenzunabhängigen Anteil (O)-Probe 5, Twistlänge 5 mm, (+)-Probe 5, Twistlänge 8,3 mm, (Δ)-Probe 5, Twistlänge 8,3 mm, Probenlänge halbiert. Die durchgezogene Linie ist berechnet.

größert wird.

Für eine Reduktion der Verluste pro Volumeneinheit im longitudinalen Feld stehen als wirksame Mittel nur eine Verminderung der Leiterlänge oder eine Vergrößerung der Twistlänge zur Verfügung. Die Erhöhung der Twistlänge bedeutet eine Zunahme der Verluste im Transversalfeld und scheidet daher als Maßnahme weitgehend aus. Eine Verkürzung der dem longitudinalen Feld ausgesetzten Leiterlänge läßt sich auch nicht allgemein durchführen. Es wird daher ein alternierender Twist des Leiters vorgeschlagen¹⁶⁾. Der Twist mit alternierendem Drehsinn hat einen ähnlichen Effekt wie eine Stückelung des Leiters, so daß die Verluste im longitudinalen Feld reduziert werden, ohne gleichzeitig die Verluste im transversalen Feld zu erhöhen.

Literatur zu Kap. II.2.

- 1) H. Ullmaier: KFA Jülich, JÜL-958-FF (1973)
- 2) H. Hillmann: Metall 27, 797 (1973)
- 3) A.M. Campbell und J.E. Evetts: Adv. in Physics 21, 199 (1972)
- 4) E.J. Kramer: J. Appl. Phys. 44, 1360 (1973)
- 5) K.P. Jüngst: DPG-Frühjahrstagung Festkörperphysik, Freudenstadt, 1.4. - 6.4.1974, Verhandl. DPG (VI) 9, 845 (1974)
- 6) K.P. Jüngst: 1974 Applied Superconductivity Conference, Oakbrook, USA, 30.9. - 2.10.74, IEEE Transactions on Magnetism, Vol. MAG-11, No. 2, 340 (1975)
- 7) S.T. Sekula, R.W. Boom und C.J. Bergeron: Appl. Phys. Lett 2, 102 (1963)
- 8) H. Voigt: Z. f. angew. Physik 22, 53 (1967)
- 9) R. Arndt und R.Ebeling: Z. Metallkunde 65, 364 (1974)
- 10) K.P. Jüngst: Proc. Intern. Disc. Meeting on Flux Pinning in Supercond., Sonnenberg, 23. - 27.9.1974, Ed.P. Haasen und H.C. Freyhardt, publ. Akad. d. Wissensch. Göttingen, S. 124
- 11) R. Labusch: Crystal Lattice Defects 1, 1 (1969); Phys. Stat. Sol. 19, 715 (1967) und 32, 439 (1969)
- 12) J. Willbrand, W. Schlump: Vortrag auf Hauptvers. d. Deutsch. Ges. f. Metallkunde, 20. - 24.5.1975, Nürnberg
- 13) K.P. Jüngst und G. Obermaier: Ges. f. Kernforschung, Karlsruhe, KFK 2102 (1975)
- 14) G. Ries, H. Brechna: Ges. f. Kernforschung, Karlsruhe, KFK 1372 (1972)

- 15) G. Ries, K.P. Jüngst: *Cryogenics* 16, (1976)143
- 16) G. Ries, K.P. Jüngst: (1975) unveröffentlicht
- 17) W.A. Fietz, M.R. Beasley, J. Silcox, W.W. Webb: *Phys. Rev.* 136, A 335 (1964)
- 18) K.P. Jüngst, G. Krafft, G. Ries: *Proc. 3rd Int. Conf. Magnet Technology*, Hamburg, 1970, S. 966; KFK 1217 (1970), *Ges. f. Kernforschungs, Karlsruhe*
- 19) K.P. Jüngst: *Proc. 5th Int. Conf. on Magnet Technology*, Rom 1975, S. 690
- 20) P. Turowski, M. Scherer, W. Goll: *V. Int. Conf. Magnet Technology* 1975, p. 735
- 21) W. Schauer: *Aktueller Stand der Entwicklung kommerzieller Nb₃Sn-Multifilamentsupraleiter*. (1975) unveröffentlicht

II.3 Tieftemperatur-Bestrahlungsuntersuchungen an
Supraleitern

1. Experimentelle Aufbauten und Meßmethoden
 - 1.1 Heliumbad-Bestrahlungsanlage
 - 1.2 Meßapparatur für den kritischen Strom
 - 1.3 Verdampferkryostat für Temperaturmessungen

2. Messungen an technischen Supraleitern
 - 2.1 Legierungssupraleiter
 - 2.2 Verbindungssupraleiter mit A15-Struktur
 - 2.3 Zusammenstellung der Ergebnisse

3. Ergänzende Untersuchungen
 - 3.1 Grundlegende Betrachtungen
 - 3.2 Pinningverhältnisse
 - 3.3 Simulationsexperimente am Reaktor

4. Strahlenresistenzkriterien

II.3. Tieftemperatur-Bestrahlungsuntersuchungen an Supraleitern

Im Zeitraum 1972-75 wurden Tieftemperatur-Nuklearbestrahlungen an Supraleitern mit folgenden Zielrichtungen durchgeführt:

- (1) Untersuchungen von Degradationserscheinungen des kritischen Stromes I_c und der Übergangstemperatur T_c von technischen Supraleitern nach Reaktor- und Zyklotronbestrahlungen zur Schaffung von Materialauswahlkriterien für Supraleitungsmagnete (Strahlführung, Fusionsreaktor, u.a.)
- (2) Untersuchungen des Einflusses nuklearer Bestrahlung auf Stabilität und Pinningverhalten von Supraleitern.

Während es viele Bestrahlungsexperimente mit schnellen Reaktor-neutronen¹⁾ gibt, sind erst wenige mit Protonen²⁾, Deuteronen³⁾ und noch schwereren Teilchen⁴⁾ hoher Energie bekannt. Der Vorteil der energiereichen Ionenbestrahlung liegt wegen des relativ großen Impulsübertrages an das Atomgittersystem in der hohen Dichte der erzeugten Gitterströmungen selbst nach bereits kurzer Bestrahlungsdauer. Außerdem schaffen Bestrahlungsuntersuchungen mit monoenergetischen Ionen eindeutigere Voraussetzungen für das Studium der Korrelation von strahlungsinduzierten Gitterdefekten und der zu beobachteten Eigenschaftsänderungen an Supraleitern im Gegensatz zu Untersuchungen mit Reaktor-neutronen mit breiter Energieverteilung.

Am Karlsruher Isochronzyklotron wurde eine Tieftemperatur-Bestrahlungsanlage⁵⁾⁶⁾ aufgebaut, die es gestattet, Materialien mit 25 MeV-Protonen, 50 MeV Deuteronen, 100 MeV α -Teilchen oder 150 MeV Li^{3+} -Ionen zu bestrahlen. Die angegebenen Energien sind Maximalenergien und können in gewissen Bereichen mittels Be-Absorber (Energievariator) variiert werden. Im Gegensatz zu anderen Bestrahlungsapparaturen^{2,3)} erfolgt die Bestrahlung der Proben direkt im He-Bad. Anschließend können - ohne vorherige Aufwärmung der Proben - ihre durch strahlungsinduzierte Gitterdefekte verursachten Eigenschaftsänderungen (J_c , T_c) im gleichen Kryostat bei 4,2 K ausgemessen werden.

Diesen Tieftemperatur-Bestrahlungsmessungen ($T_{\text{Bestrahlung}} = 10 \dots 18 \text{ K}$) gingen Messungen bei Raumtemperatur voraus⁷⁾. Die Ionenbestrahlungsmessungen am Zyklotron wurden ergänzt durch Reaktorbestrahlungen (FR2-Reaktor, GfK) mit schnellen Neutronen ($\Phi t_{\text{max}} \approx 10^{18} \text{ cm}^{-2}$), $E_n > 0,1 \text{ MeV}$) an äquivalenten Supraleiterproben für Simulationsaussagen im Hinblick auf Fusionsreaktorbedingungen⁸⁾. Im Abschnitt 1 werden die experimentellen Einrichtungen und ihre Meßmethoden beschrieben, während in den Abschnitten 2, 3 und 4 die Messungen an technischen Vielkern-Supraleitern und an Supraleitern mit einfacher Geometrie (z.B. Einkernleitern) mit ihren Ergebnissen dargestellt, diskutiert und zusammengefaßt werden.

1. Experimentelle Aufbauten und Meßmethoden

1.1 Heliumbad-Bestrahlungsanlage

Überblick:

Zur Durchführung von Bestrahlungsexperimenten mit geladenen Teilchen definierter Energie und Strahlintensität wurde eine Anlage aufgebaut, die aus

- einem Heliumbad-Bestrahlungskryostat mit Flüssig-Stickstoff-Strahlungsschild (Eigenbau),
- einer Helium-Rückverdichtungsanlage (LEYBOLD) und
- Überwachungs- und Meßeinrichtungen

besteht⁷⁾⁸⁾. Eine schematische Übersicht dieser Einrichtungen wird in Abb. II.3.1 gegeben. Der Zyklotronstrahl durchläuft ein Strahlführungssystem (Quadrupollinsen L1 und L3) und wird auf die Materialprobe im Bestrahlungskryostaten fokussiert. Eine strahldefinierende Lochblende ermöglicht im Bereich von 3 bis 20 mm Durchmesser eine genaue Lokalisierung des Strahles. Ein Beamstop BS erlaubt die Strahlstrommessung vor Eintritt in den Kryostaten. Der nichtabsorbierte Strahl wird für eine integrierende Strommessung in einem Faradaykäfig FK aufgefangen. Abb. III.3.2 zeigt eine Teilansicht des Bestrahlungskryostaten in der Experimentierhalle des Karlsruher Zyklotrons.

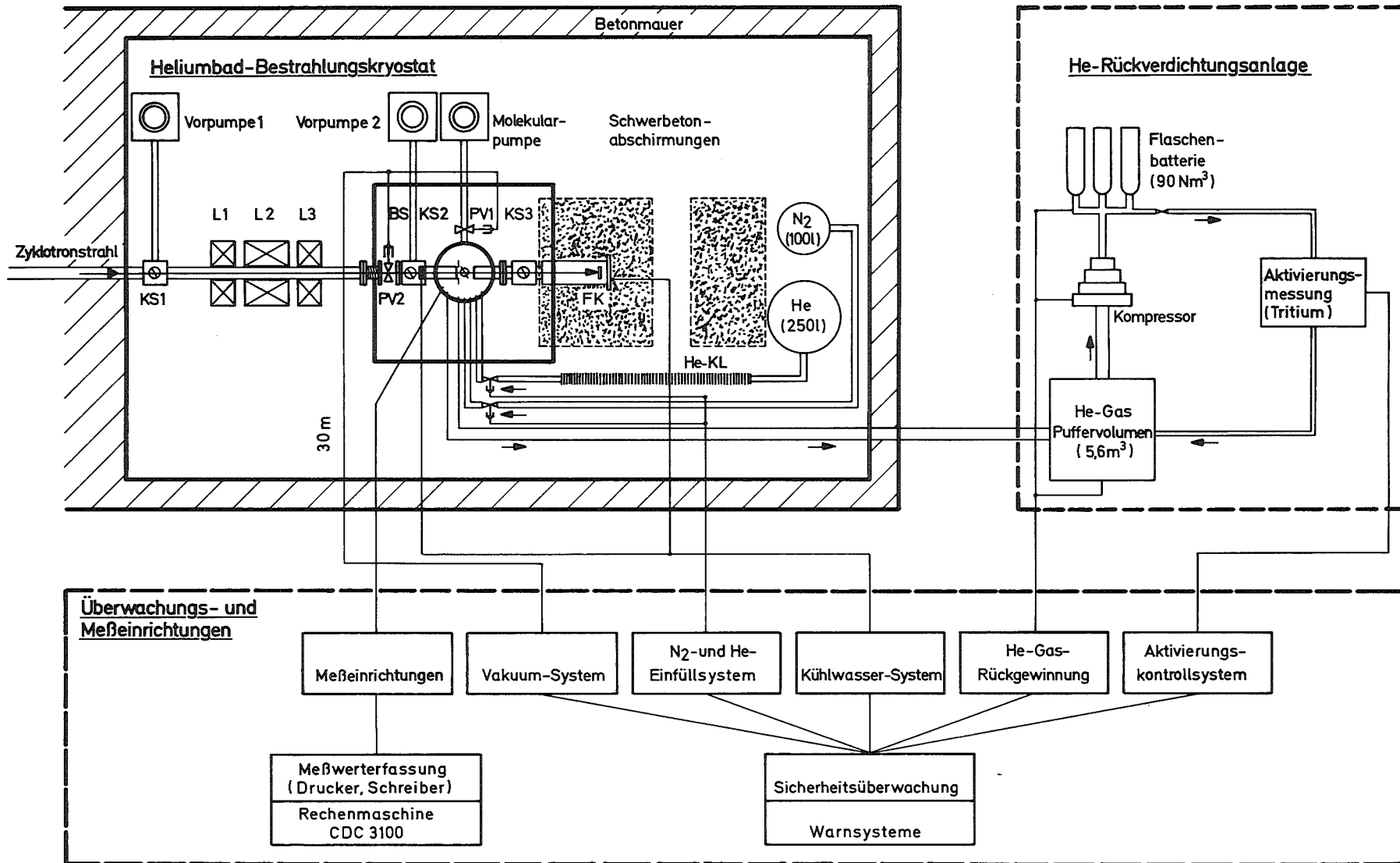


Abb. II.3.1: Übersichtsschema der Heliumbad-Bestrahlungsanlage am Karlsruher Zyklotron. KS = Klappszintillationsschirme für die Strahlfokussierung, L = Magnetlinsen, BS = Beam stop für Ladungsmessungen, PV = Elektro-pneumatisches Vakuumventil, FK = Faradaykäfing, He-Kl = He-Kaltleitung.

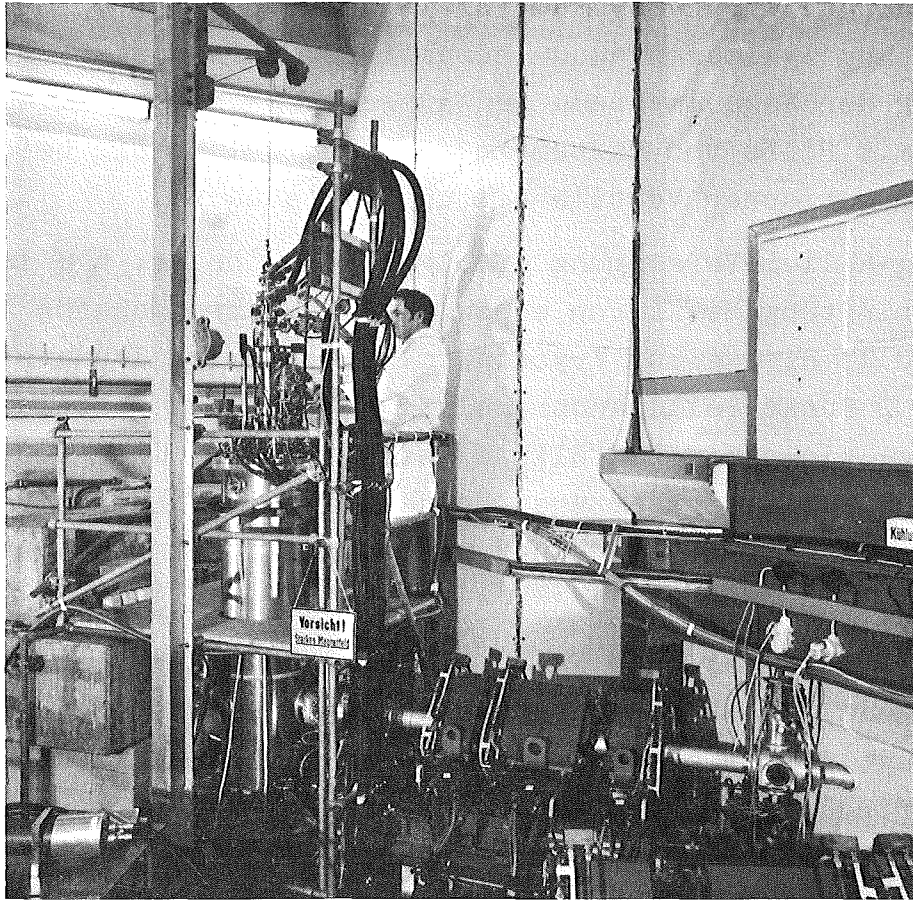


Abb. II.3.2: Teilansicht des Bestrahlungskryostaten in der Experimentierhalle des Karlsruher Zyklotrons. Rechts im Bild Strahlführungsrohr mit 3 Quadrupollinsen. Bildmitte der Bestrahlungskryostat mit Montagebühne. Anschließend nach links der Faradaykäfig mit Schwerbetonabschirmung.

Zur Evakuierung des Kryostaten (Isoliervakuum $< 10^{-7}$ Torr bei He-Betrieb) dient ein Turbo-Molekularpumpstand (TVP 250; PFEIFFER-BALZERS). Eine Vorpumpe evakuiert das vakuummäßig getrennte Strahlführungssystem soweit vor (10^{-2} Torr), daß die Verbindung zum Zyklotronvakuum hergestellt werden kann. Die Absicherung der Vakuumsysteme gegenüber Luft- oder He-Einbruch geschieht mit Hilfe von Vakuum-Meßfühlern, welche die beiden elektro-pneumatischen Ventile PV1 und PV2 steuern.

Die Flüssig-Helium-Versorgung erfolgt über eine ca. 6 m lange, starre Kaltleitung He-KL von einem He-Aufbewahrungsgefäß (Inhalt 250 l) direkt zum Kryostaten. Die He-Einfüllung wird durch eine 2 Punkt-Füllstandsregelung automatisch gesteuert. Die Flüssig-Stickstoff-Einfüllung geschieht von einem 100 l, bzw. 200 l N_2 -Kaltvergaser aus. Beide Gefäße befinden sich aus Aktivierungsgründen hinter einer weiteren Abschirmwand aus Schwerbeton.

Das im Kryostat anfallende Heliumgas wird über eine Leitung (NW 50) zu einer He-Rückverdichtungsanlage geleitet. Ein Kompressor saugt das in einem Puffervolumen (Gasblase mit $5,6 \text{ m}^3$ Inhalt) befindliche Heliumgas an und drückt es in Druckgasflaschen von je 50 l Inhalt (Kompressionsdruck 150 kp/cm^2). Die Gesamtkapazität von 6 Flaschenbatterien mit je 12 Stahlflaschen beträgt etwa 540 Nm^3 He-Gas, das entspricht einer Flüssigkeitsmenge von 775 l.

Für die ständige Kontrolle des bestrahlten Heliums sorgt eine Tritium-Aktivierungsnachweisapparatur. Auch wird der Funktionsablauf der He-Rückverdichtungsanlage überwacht. Störungen werden über ein Warnsystem zur Anzeige gebracht. Ebenfalls überwacht werden das Vakuum- und Kühlwassersystem, sowie die automatische He-Einfüllung.

Nach Bestrahlung der Probe wird diese in das Zentrum des unterhalb der Strahlebene im Bestrahlungskryostaten montierten Supraleitungsmagneten (DC-Solenoid 1: Bohrung 96 mm, 4.5 Tesla bei 4.2 K, Eigenbau⁹⁾; DC-Solenoid 2: Bohrung 55 mm, 7.5 T bei 4.2 K, SIEMENS) eingefahren und ihre Supraleitungseigenschaften ausgemessen. Diese Meßgrößen (J_c , T_c , Magnetisierung M, u.a.)

werden in verschiedenen Meßeinrichtungen registriert und ihre Meßwerte mittels Drucker und Schreiber erfaßt. Weiter ist die direkte Datenübernahme durch die Rechenmaschine CDC 3100 am Zyklotron möglich.

Bestrahlungsvorgang

Zu Beginn eines Bestrahlungsexperimentes sind verschiedene, vorbereitende Strahleinstellungen und Messungen notwendig. Mit einem primären Strahlführungssystem (Ablenkmagnet, Vertikalablenkmagnet, Schaltmagnet und zwei Quadrupoldoublets) wird der gewählte Teilchenstrahl auf den 1. Klappschirm (Abb. II.3.1) hinter der Betonabschirmung fokussiert und auf geometrische Ausdehnung kontrolliert. Den weiteren Strahltransport übernimmt ein sekundäres Magnetsystem (Triplettsystem L1 bis L3). Zusätzlich Aufgabe dieses Magnetsystems ist, ein Cu-Lochblende-system (Lochdurchmesser 10 mm) möglichst homogen auszuleuchten. Damit wird die gesamte Probe gleichmäßig bestrahlt, wodurch eine evtl. Erhöhung des kritischen Stromes auch festgestellt werden kann. Die Strahltransmission durch den Bestrahlungskryostaten (im mit flüssigem Helium gefüllten und ungefüllten Zustand) wird über den Faradaykäfig FK mit einem Stromintegrator gemessen und beträgt für Deuteronen etwa 60 %. Entscheidend ist die Möglichkeit, die Strahlfokussierung - auch am Probenort im flüssigen Helium - mittels eingefahrenen Szintillations-schirmen KS1 und KS3 über Fernsehkameras zu kontrollieren.

Nach diesen Messungen wird Helium bis zum maximalen Stand aufgefüllt (He-Füllmenge ca. 30 l), die präparierte Probe in Bestrahlungsposition eingefahren und bestrahlt. Die Heliumnachfüllung geschieht dabei automatisch, ohne daß der Strahlbetrieb unterbrochen werden muß. Gemessen werden die Bestrahlungszeiten, die im Faradaykäfig aufgefangene Ladung und die Pausenzeiten. Mit einer Preset-Technik werden dabei Integratoren und elektronische Zähler gesteuert. Zur Ausmessung des kritischen Stromes I_c wird die definiert bestrahlte Probe in das Zentrum des DC-Solenoids 2 eingefahren (Homogenitätsabweichung ca. 0.1 % über 2 cm Kugeldurchmesser).

Während der gesamten Bestrahlungsdauer wird die momentan resultierende Bestrahlungstemperatur mitgeschrieben ($X_1(t)$, $X_2(t)$ -Schreiber). Dazu wird ein Meßstrom $I_{\text{Meß}} = 100 \text{ mA}$ durch die Probe geschickt, um fortwährend ihren supraleitenden Zustand zu überprüfen. Die Bestrahlungstemperatur blieb auf diese Weise unterhalb der Übergangstemperatur des Probenmaterials, also $T_{\text{Bestrahlung}} \lesssim T_c$.⁵⁾

Helium-Verluste

Durch dynamische Helium-Verlustmessungen wurde der maximal nutzbare Deuteronen- bzw. α -Stahlstrom bei Bestrahlungsversuchen bestimmt¹⁰⁾. Der Stahlstrom ist begrenzt durch die Heliumgas-Aufnahme (etwa $65 \text{ Nm}^3/\text{h}$) der Rückverdichtungsanlage bei stationärem Betrieb. Als Bestrahlungsprobe wurde in NbTi-Mehrkernleiter (Drahtdurchmesser $0,4 \text{ mm}$) mit Kupfermatrix gewählt.

Die erreichten Maximalströme betragen für $100 \text{ MeV } \alpha$ -Teilchen etwa $1,5 \text{ } \mu\text{A}$, dagegen für 50 MeV Deuteronen bis zu $4 \text{ } \mu\text{A}$. Die He-Verdampfungsrate der Bestrahlungsanlage kann für α -Teilchen (Deuteronen) mit $55 \pm 6 \text{ l}/\mu\text{Ah}$ ($24 \pm 3 \text{ l}/\mu\text{Ah}$) angegeben werden. Die statischen He-Verluste (ohne Bestrahlung) des Kryostaten betragen dabei $2,5 \pm 0,3 \text{ l/h}$, das entspricht $1,8 \pm 0,2 \text{ W}$.

1.2 Meßapparatur für den kritischen Strom

Der kritische Strom I_c der Supraleiterprobe wurde in einer direkten Gleichstromanordnung im Heliumbad ($T = 4.2 \text{ K}$) gemessen.¹¹⁾ In Abb. II.3.3 ist der Meßaufbau schematisch dargestellt. Man erkennt die Stromversorgung für den SL-Magneten und die Supraleiterprobe, Probenstrom, Magnetstrom und Temperaturfühler. Zur empfindlichen Messung der Probenspannung U beim Übergang vom supraleitenden zum normalleitenden Zustand der Probe wurde eine Nanomatanlage (Typ 9208, BURSTER) mit einer Nennauflösung von 10^{-9} V verwendet. Diese Anlage besteht aus einem Galvanometer mit nachgeschaltetem Fotozellenverstärker (Typ Amplispot) und dem dazugehörigen Steuer- und Versorgungsgerät. Die Probenspannung U wurde über ein zweiadriges abgeschirmtes Kabel ohne Lötstellen abgegriffen. Mit dieser Anordnung konnte aus der

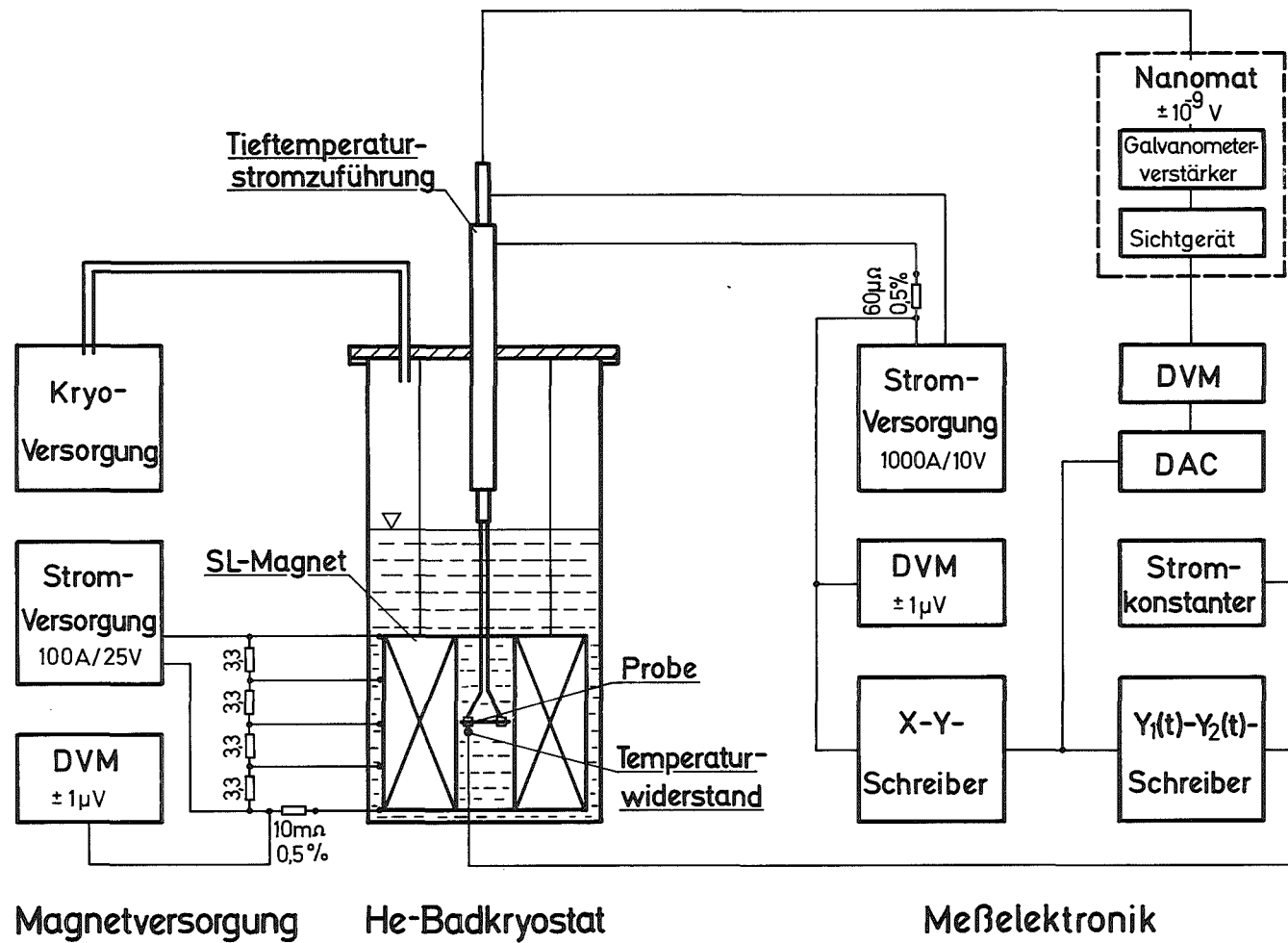


Abb. II.3.3: Schematischer Aufbau für kritische Strommessungen

Schreiberaufnahme der U-I-Kurve noch eine Spannungsschwankung von ± 5 nV sicher registriert werden.

Um Ströme von mehr als 1000 A zu der Probe im flüssigen Helium zu leiten, wurden bewegliche, koaxiale Stromzuführungen mit relativ geringen He-Verlusten gebaut^{10,12,13}) Die minimalen He-Verlusten liegen hier bei 1.4 mW/A pro Pol für $I = 1500$ A.

1.3 Verdampferkryostat für Temperaturmessungen

Für Messungen an Meßfühlern und supraleitenden Proben im Temperaturbereich von 5 K bis 300 K wurde ein Verdampferkryostatensystem (CF102, OXFORD INSTRUMENTS) eingesetzt. Die Temperaturen werden durch Verdampfen des Kühlmittels (flüssiges He oder flüssiger N_2) in einem Wärmeaustauscher erreicht, an dem eine in Sonderanfertigung hergestellte Gaszelle (Innendurchmesser 27 mm, Höhe 38 mm; Material: Cu vergoldet) mit einer Probenkammer befestigt ist¹⁴). Mit einem Epoxydharz als Kontaktmittel erhält man im Probenraum (1) eine Temperaturstabilität von < 0.1 K im Temperaturbereich bis 20 K und (2) einen mittleren Temperaturgradienten von 0.03 K/mm in vertikaler wie in horizontaler Richtung. Die elektronische Regelung des Verdampferkryostaten geschieht in dieser Anordnung über Thermoelemente (CLTS-Element) und Platinwiderstände. Zur Ausmessung der Übergangstemperaturen (T_c) von supraleitenden Proben werden Ge-Widerstände benutzt (Eichgenauigkeit ± 0.01 K zwischen 5 K und 20 K). Die Kalibrierung der Eichwiderstände wurde bei den Fixpunkten Flüssig-He- und Flüssig- N_2 -Temperatur kontrolliert.

Eine weitere Komponente dieses Systems stellt die synchrone Datenerfassung zweier Meßgrößen (z.B. Eichtemperatur und Proben-temperatur) dar. Die Datenausgabe geschieht über 2 Digitalvoltmeter und einen Schnelldrucker mittels einer Synchronisierungseinrichtung. Mit dieser Anordnung wurden spezielle Temperatursonden (NbTi/Cu) zur thermischen Überwachung von Hochstromzuführungen geeicht und Übergangstemperaturen von technischen Supraleitern aus $\rho(T)$ -Kurven bestimmt. Die dabei erzielte Meßgenauigkeiten für T_c liegen innerhalb von ± 0.05 K.⁽⁴⁾

2. Messungen an technischen Supraleitern

2.1 Legierungssupraleiter

Bei Legierungssupraleitern (NbTi, NbZr, u.a.) werden die relativ hohen kritischen Stromdichten ($j_c \approx 10^9 \text{ A/m}^2$) durch eine Reihe von Kaltverformungs- und Ausscheidungsvorgängen erreicht. Dabei wird z.B. in NbTi durch mechanische Ziehprozesse eine Vielzahl von Versetzungsstrukturen (Subbänder) erzeugt, die für das Pinningvermögen mitverantwortlich sind. Gleichzeitig wirken diese Subbänder bei Wärmebehandlungen als Keimstellen für normaleitende α -Ti-Ausscheidungen, die ihrerseits auch zu einer hohen Pinningaktivität beitragen¹⁷⁾. Die Strahlbelastbarkeit solcher Materialien bezüglich ihrer Stromtragfähigkeit wird aus 2 Gründen relativ hoch sein:

- (1) Bei Bestrahlungen mit Neutronen oder geladenen Teilchen (Protonen, Deuteronen, u.a.) erfolgen im wesentlichen durch elastische Stöße Platzwechsel der Legierungsatome, so daß der Zustand des Legierungsgefüges nicht grundlegend geändert wird.
- (2) Die bereits vorhandene, bei optimierten Leitern relativ hohe Zahl von aktiven Pinningzentren (Versetzungen, normaleitende Ausscheidungen) wird nur geringfügig durch die strahlinduzierten Pinningzentren (Defektcluster wie Agglomerate von Leerstellen und Zwischengitteratomen) verändert.

Hierzu wurden zunächst kritische Strom- und Übergangstemperaturmessungen vor und nach 50 MeV-Deuteronenbestrahlung an ausgewählten NbTi-Proben durchgeführt. Ergänzt wurden Magnetisierungsmessungen an unbestrahlten Proben für später folgende Bestrahlungsexperimente^{9,11,15,16,20,21,30)}. Als Beispiel für diese Messungen sind in Abb. II.3.4 die Hystereseverluste von V_3Ga - und Nb_3Sn -Einkernleitern dargestellt.

Die für Bestrahlungsmessungen mit 50 MeV Deuteronen bei Bestrahlungstemperaturen um 10 K verwendeten NbTi-Proben sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

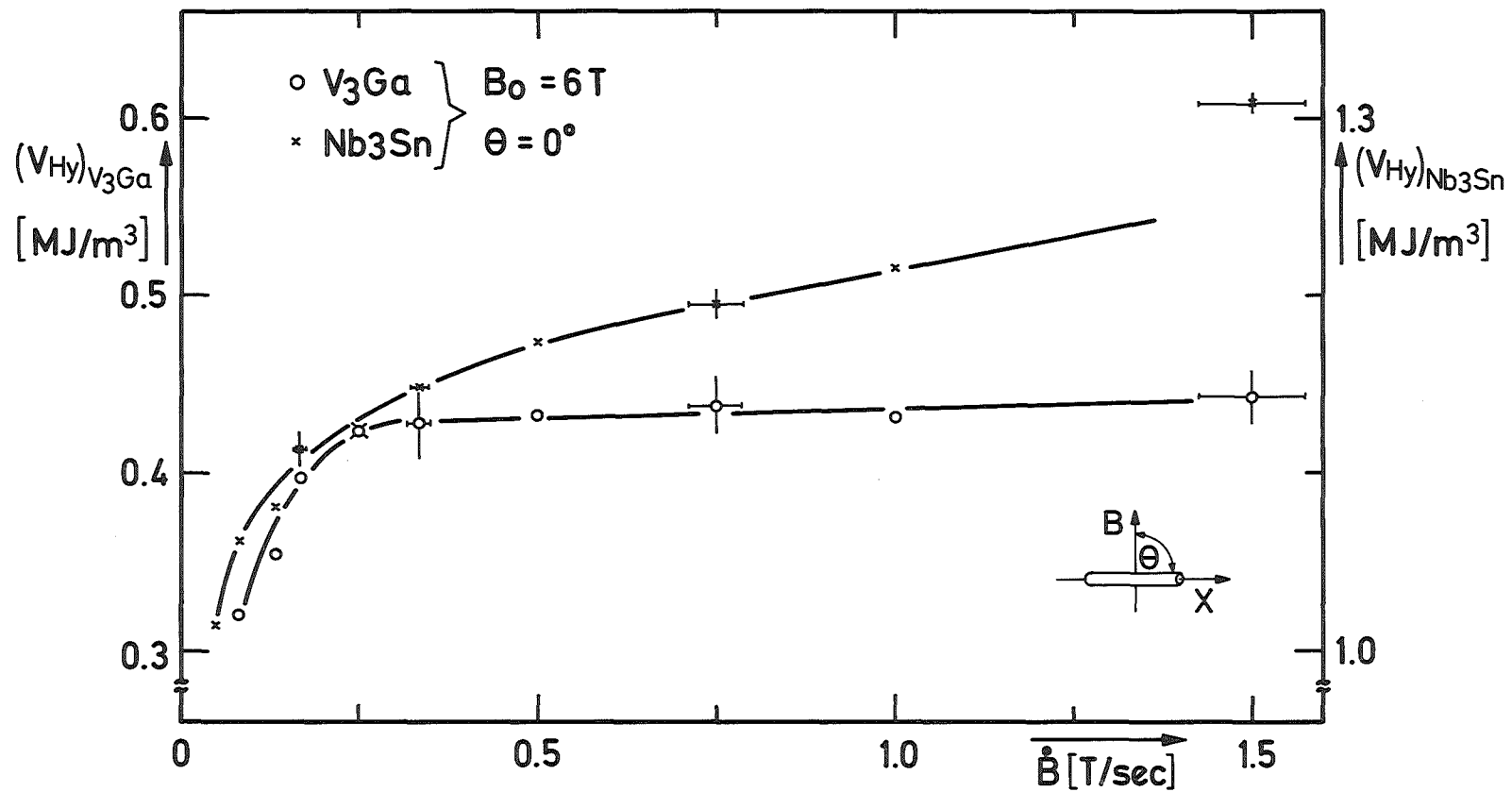


Abb. II.3.4: Hystereseverluste V_{Hy} für V_3Ga - und Nb_3Sn -Einkernleitermaterialien in Abhängigkeit von der Felderregungsgeschwindigkeit \dot{B} im longitudinalen Feld $B_0 = 6 T$.

Tabelle 1: Materialspezifikationen

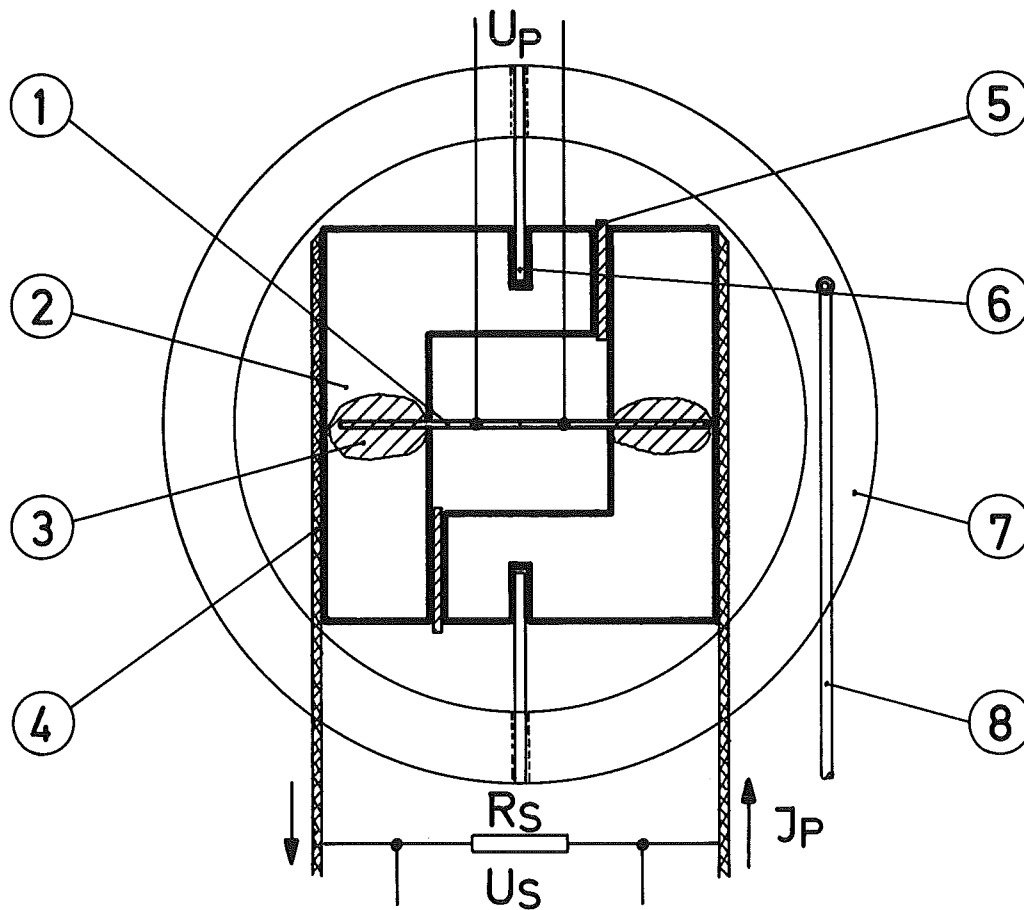
Matrix/Material (α)	Abmessungen	Einzelleiter x Filament- zahl	Filamentdurch- messer/Schicht- dicke $ \mu\text{m} $	j_{co} (5T; 4.2 K) $ 10^9 \text{A/m}^2 $ *)	Herstel- ler
$2x\text{Nb}_3\text{Sn}/\text{Nb},\text{Cu}$	$5,1 \times 0,1 \text{ mm}^2$	Doppelschicht	2 x 8	0,7	General Electric
$\text{Nb}_3\text{Sn}/\text{Nb},\text{Cu}-\text{Sn}$ (5)	0,4 mm \emptyset	1 x 1	175 \emptyset / 17	0,2	VAC
$\text{Nb}_3\text{Sn}/\text{Nb},\text{Cu}-\text{Sn}$ (4)	0,36 mm \emptyset	6 x 55	10 \emptyset / 1	1,0	Furukawa
Nb-Ti(50 Gew% Ti)/Cu (1.2)	0,4 mm \emptyset	1 x 130	25 \emptyset	2,1	VAC
Nb-Ti(44 Gew% Ti)/Cu (1)	$2,1 \times 2,6 \text{ mm}^2$	12 x 1000	12 \emptyset	0,4	IMI
Nb-Ti(50 Gew% Ti)/Cu (1.4)	0,4 mm \emptyset	1 x 61	33 \emptyset	1,1	VAC
Nb-Zr(25 %Zr)/ Cu (0.2)	0,3 mm \emptyset	1 x 1	270 \emptyset	\sim 0,4	VAC
$\text{V}_3\text{Ga}/\text{V},\text{Cu}-\text{Ga}$	0,255 mm \emptyset	1 x 360	7 \emptyset / 1.5	0,2	BNL
$2x\text{V}_3\text{Ga}/\text{V},$ $\text{Cu}-\text{Ga},\text{Cu}(1,5)$	$12,7 \times 0,12$ mm^2	Doppelschicht	2 x 10	0,3	Sumitomo
$\text{V}_3\text{Ga}/\text{V},\text{Cu}-\text{Ga}$ (5)	0,4 mm \emptyset	1 x 1	200 \emptyset / 4	0,1	VAC
$\text{V}_3\text{Ga}/\text{V},\text{Cu}-\text{Ga}$ (4)	0,36 mm \emptyset	6 x 55	10 \emptyset / 1	1,1	Furukawa

*) Bezogen auf den Gesamtquerschnitt des Leiters

I_c-Messungen

Die für I_c-Messungen verwendeten Proben (Gesamtlänge 28 mm) wurden auf zwei Cu-Winkelstücken mit In-Pb-Sn-Lot aufgelötet (Lötlänge 2 x 9 mm; Löttemperatur $\lesssim 200^{\circ}\text{C}$). Abb. II.3.5 zeigt schematisch eine Anordnung der Probenträgerhalterung. Als Spannungsabgriffe für die Probenspannung U_p wurden versilberte Cu-Drähtchen benutzt, die in der Mitte der Probe im Abstand von 5 mm ebenfalls angelötet wurde. Die voneinander isolierten Winkelstücke sind zum Ausgleich von thermischen Kontraktionen mittels Führungsstiften leichtgängig in einem Drehring (Ferrozelle) gelagert. Diese Halterung gestattet, die Probe von außen mit einer Zugstange im flüssigen Helium senkrecht zur Probenachse zu drehen und mit Hilfe von Justiermarken Winkel zwischen 0° und 90° einzustellen. Die Einstellgenauigkeit der Winkel beträgt dabei $\pm 1.5^{\circ}$. Die Winkelorientierung wird durch die Probenachse x bzw. den Transportstrom I und der magnetischen Induktion B eines im Kryostaten installierten Supraleitermagneten festgelegt, dabei definiert $\theta (\vec{x}, \vec{B}, I) = 90^{\circ}$ den transversalen Fall. In dieser Winkelposition wurden auch die Bestrahlungen der Proben durchgeführt.

Zur Bestimmung der kritischen Ströme vor und nach Bestrahlung wurden Spannungs-Strom-Kurven nach der Vierpunktmethode aufgenommen.¹¹⁾ Zum Schutz der Probe wurde ein Shunt R_S (VA-Draht, R_S $\approx 1 \text{ m}\Omega$) parallel geschaltet und die über R_S abfallende Spannung U_S kontrolliert (Abb. II.3.5). Die mit einem XY-Schreiber aufgenommenen U-I-Kurven zeigen ein mehr oder weniger scharfes "take-off"-Verhalten, d.h. der Wechsel vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand erfolgte bei diesen Supraleiterproben z.T. mit resistivem Übergang. Zur Festlegung der kritischen Stromwerte bei resistivem Übergang wurde die Definition von I_c bei einer erreichten Probenspannung U_p von 2 μV pro cm Probenlänge gewählt. Zusätzlich wurde noch die Temperatur im Bereich der Lötstellen mit C-Widerständen überwacht. Innerhalb der Meßgenauigkeit von $\pm 0.05 \text{ K}$ konnten bis zu maximalen Transportstrombelastungen von 500 A keine Temperaturerhöhungen an den Übergangsstellen beobachtet werden. Der Fehler für den so bestimmten kritischen Strom ist im wesent-



- 1 SL-Probe
- 2 Cu-Winkelstücke
- 3 Lötstelle
- 4 Flexible Stromzuführung
- 5 Isolierscheibe
- 6 Führungsstifte
- 7 Drehring (Ferrozell) für $\theta = 0^\circ$ bis 90°
- 8 Zugstange
- U_p Spannung an der Probe
- U_s Spannung am Shunt
- $R_s \approx 1\text{m}\Omega$
- J_p Probenstrom

Abb. II.3.5: Schematische Anordnung der im Heliumbad drehbaren Targethalterung für supraleitende Drahtproben. Probenlänge = 28 mm, Lotlänge = 9 mm.

lichen mit durch die grafische Auswertung der XY-Schreiberbilder bestimmt und beträgt $\pm 1.5\%$. Bei allen I_c -Messungen war die Homogenität des Magnetfeldes im Probenbereich besser als 1% und die magnetische Feldstärke auf $\pm 1.5\%$ bekannt. Reproduzierbarkeitsmessungen ergaben eine relative Streubreite von maximal $\pm 3\%$.

Die durchgeführten Bestrahlungsexperimente an NbTi-Leitermaterialien für Supraleitermagnete wurden nach zwei Anwendungsbeispielen ausgerichtet:

- (1) Puls magnete für Großbeschleuniger,
- (2) Torus magnete für zukünftige Fusionsreaktoren.

Zunächst wurden Messungen an NbTi-Leitern unter ähnlichen Bedingungen durchgeführt, wie sie bei Strahlführungsmagneten an Beschleunigern auftreten. Die an solchen Beschleunigungsmaschinen (300 GeV Protonensynchrotron CERN) maximal auftretenden Strahldosen sind nach LEWIN¹⁸⁾ durch die Verluste bei der Extraktion nach folgendem Ausdruck:

$$\dot{D} \approx 250 \times E_a^{0.6} \quad |\text{rad/h}|$$

mit E_a = Endenergie der Teilchen in GeV abzuschätzen. Damit wurde eine obere Grenze von 2×10^9 rad für die auftretenden Strahldosen in einer 1000 GeV-Maschine pro Betriebsjahr gefunden. Dabei wurde 10s Pulszeit mit nachfolgend 10s Pausenzeit und ein Erhöhungsfaktor von 25 bei ungünstiger Positionierung der Magnete angenommen. Dabei erzeugt der hochenergetische Protonenstrahl nach je einer Reichweite von etwa 100 g/cm^2 im Magnetmaterial (Dichte etwa $4 - 5 \text{ g/cm}^3$) eine Kaskade von Sekundärteilchen mit einer mittleren Multiplizität von etwa 10.

In Abb. II.3.6 sind die Bestrahlungsergebnisse für den im D2a-Dipolmagneten verwendeten NbTi (44 Gew. % Ti)-Supraleiter dargestellt. Das Probenmaterial wurde ca. 3h mit 50 MeV Deuteronen bestrahlt bis zu einem maximalen Fluß $\phi t = 3.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ bzw. der maximal absorbierten Dosis $D_{\text{max}} = 1.5 \times 10^{10}$ rad. Diese Dosis entspricht einer etwa eine Größenordnung höheren Strahlungsdosis als die pro Betriebsjahr abgeschätzte. Innerhalb der Meßgenauigkeit wird kein Effekt durch Strahleninduk-

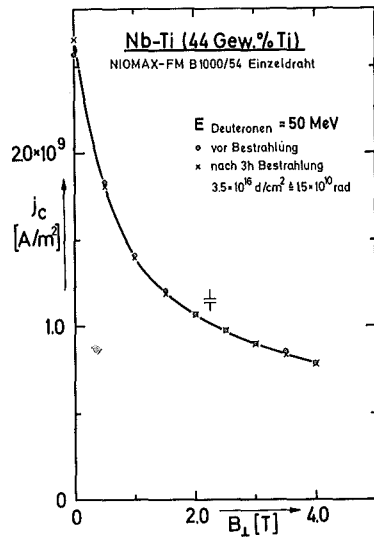


Abb. II.3.6: Kritische Stromdichte j_c eines Einzelleiters aus einem NbTi-Verbundleiter (IMI, England) vor und nach Deuteronenbestrahlung in Abhängigkeit von einem transversalen Magnetfeld B (Material für D2a-Dipolmagnet).

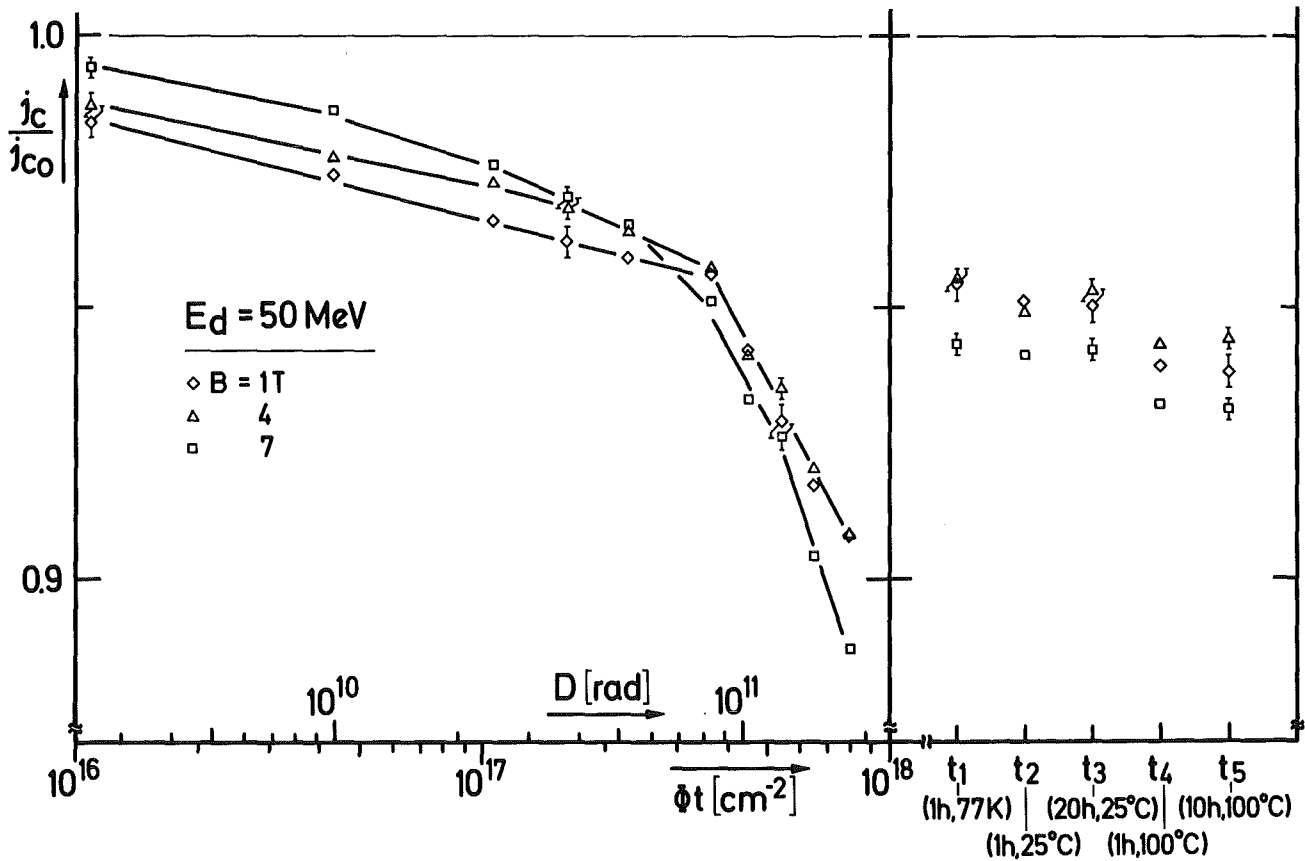


Abb. II.3.7: Deuteronenbestrahlungs- und Ausheilperioden an einem NbTi (50 Gew. % Ti)-Mehrkernleiter.

tion bezüglich der Stromtragfähigkeit festgestellt.¹⁹⁾ Ähnliche Ergebnisse wurden an einer NbTi (50 Gew. % Ti)-Probe gefunden. Für Untersuchungen des Einflusses von Strahldosen wie sie z.B. auch bei Fusionsreaktoren nach etwa 10 Betriebsjahren vorkommen können (s. auch Abschn. 2.2) - wurde eine NbTi (50 Gew.% Ti)-Mehrkernleiter verwendet. Die Dosiskurve für 3 charakteristische, transversale magnetische Induktionen $B = 1, 4$ und 7 T ist in Abb. II.3.7 dargestellt. Erst bei Deuteronenflüssen bis zu etwa 10^{18} cm^{-2} ($D_{\text{max}} = 2 \times 10^{11} \text{ rad}$) zeigt sich eine relativ geringe j_c -Abnahme von etwa 10 %. Der mit der Strahldosenbestimmung verbundene Fehler beträgt maximal ± 13 %. Interessante Ergebnisse lieferten Ausheilexperimente bei Flüssig-Stickstoff- und Raumtemperatur, sowie bei 100°C . Die Temperung der bestrahlten NbTi-Probe bei 100°C geschieht im Montagezustand mit Probenträger, um durch nachträgliche Lötprozesse die Reproduzierbarkeit der kritischen Stromwerte nicht zu gefährden. Die thermische Behandlung wurde in einem Thermostat-Ausheizofen in Normalatmosphäre durchgeführt. Es zeigt sich (s. Abb. II.3.7), daß die durch Bestrahlung reduzierte Stromtragfähigkeit bereits bei N_2 -Temperaturen (≈ 78 K) nach 1h sich um etwa 50 % erhöht. Längere Ausheilzeiten auch bei höheren Temperaturen (23°C , 100°C) bringen in j_c keine wesentlichen Verbesserungen mehr.

T_c -Messungen:

Nach maximaler Deuteronenbestrahlung sowie nach thermischer Ausheilung wurde an einer NbTi-Probe (Hersteller VAC) jeweils die Übergangstemperatur T_c in einem Verdampferkryostaten bzw. im Bestrahlungskryostaten durch Absenken des Heliumspiegels mittels extern gesteuerter Heizung gemessen. Die Angaben für T_c sind jeweils aus der Mittelwertbildung der Temperaturen bei 10 % und 90 % des Normalleitungswiderstandes entnommen. So ergibt sich für die unbestrahlte NbTi-Probe:

$$T_{c_0} = 9.6 \pm 0.1 \text{ K}$$

Nach maximaler Deuteronenbestrahlung findet man nur eine Reduktion der Übergangstemperatur um etwa 3 % auf

$$T_c(\phi t = 0.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}) = 9.3 \pm 0.1 \text{ K}$$

Ähnliche Ergebnisse wurden auch an anderen NbTi-Proben gefunden.¹⁰⁾

2.2 Verbindungssupraleiter mit A15-Struktur

Die A15-Supraleiter $V_3\text{Ga}$ und Nb_3Sn sind wegen ihrer hohen kritischen Felder und Temperaturen für technische Anwendungen besonders geeignet. Besonders interessant wäre die Anwendung von $V_3\text{Ga}$ oder Nb_3Sn für Torusmagnete in Fusionsreaktoren, wo das erreichbare Maximalfeld am Leiter die Leistungsdichte begrenzt.²²⁾

Bei diesen Anwendungsmöglichkeiten stellt sich u.a. die Frage, ob die hohe Stromtragfähigkeit dieser Hochfeldsupraleiter auch bei Strahlenbelastung erhalten bleibt.

Zur Klärung dieser Frage wurden Bestrahlungsmessungen mit 50 MeV Deuteronen an A15-Supraleitern durchgeführt. Dabei wurde die Primärenergie so hoch gewählt, um Fertigprodukte in Draht- oder Verbundleitern vollständig homogen durchstrahlen zu können. Gemessen wurden die kritischen Ströme I_c und die Übergangstemperaturen T_c vor und nach Bestrahlung bzw. nach thermischer Ausheilung bei Flüssig-Stickstoff und Raumtemperatur sowie bei 100°C. Insbesondere wurde auf totale Bestrahlung komplexer Systeme (Verbundleiter bestehend aus supraleitender Schicht, normalleitender Matrix und dem Lotverguß der verseilten Einzelleiter), Wert gelegt, um integrale Aussagen über das Restwiderstandsverhältnis und über den Bond dieser unterschiedlichen Materialien nach Strahlenbelastung zu erhalten. Diese Untersuchungen sind von besonderem Interesse für die zukünftige Anwendung.

I_c-Messungen:

Kritische Strommessungen vor und nach Deuteronenbestrahlung bei 15 K (V₃Ga) bzw. 18 K (Nb₃Sn) wurden u.a. an den in Tabelle 1 aufgelisteten Materialien durchgeführt.

Diese A15-Leiter sind nach einem Diffusionsglühverfahren hergestellt²⁴⁾ Durch Festkörperdiffusion bei Temperaturen um 750° diffundiert ein Teil des Galliums (bzw. Zinn) in den Vanadinkern (bzw. Niob) und bildet dabei die interessierende V₃Ga-Supraleiterschicht (bzw. Nb₃Sn). Solche Compositleiter bestehen daher aus 3 Phasen, z.B. der an Sn verarmten Cu-Sn-Bronze, dem nicht vollständig umgewandelten Nb-Kern und die den Kern umgebende Nb₃Sn-Diffusionsschicht. Die für diesen Verbindungstyp (A₃B) charakteristische Kettenanordnung von Nb- bzw. V-Atomen (β-Wolfram-Struktur) wird gegen äußere Störungen (Atomverlagerungen durch Bestrahlung) empfindlich sein. Welche Beeinflussung der Supraleitungseigenschaften entstehen, zeigen die folgenden Ergebnisse.

Um den Bestrahlungseffekt an einer V₃Ga-Mehrkernteilerprobe zu verdeutlichen, wurde das Verhältnis der kritischen Stromdichten j_c/j_{c0} nach und vor Bestrahlung in Abhängigkeit vom aufintegrierten Deuteronenfluß ϕt gemessen.²⁵⁾ In Abb. II.3.8 ist diese Abhängigkeit für B = 1 und 4 T dargestellt. Zunächst deutet sich in beiden Kurven eine schwache Erhöhung um maximal 2 % an bei einem Deuteronenfluß von $1.3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, anschließend eine gleichmäßige Abnahme um maximal 10 % bis $0.9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$. Bei diesem Deuteronenfluß setzt ein charakteristischer Knick für beide Kurven ein. Es folgt ein steiler, fast linearer Abfall der Kurven auf einen reduzierten j_c -Wert um 50 % bei dem hier maximalen Deuteronenfluß von $2.6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$. Für diesen Deuteronenfluß kann man eine untere Grenze für die Gesamtzahl der Atomverlagerungen mit

$$n_{\text{Verl.}} = 4 \cdot 10^{-3} \text{ pro Gitteratom,}$$

entsprechend

$$N_{\text{Verl.}} = 3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3},$$

angeben.²⁵⁾

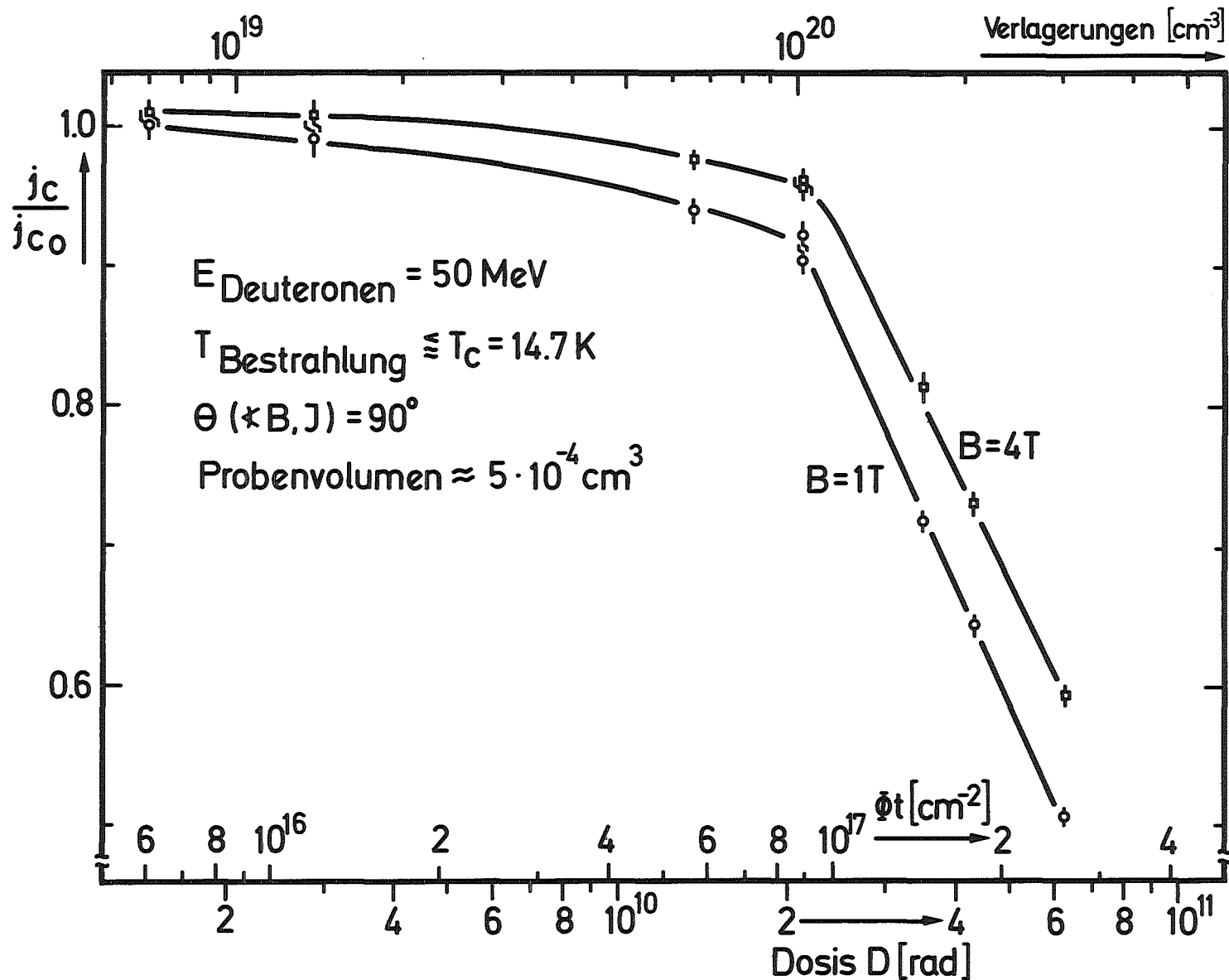
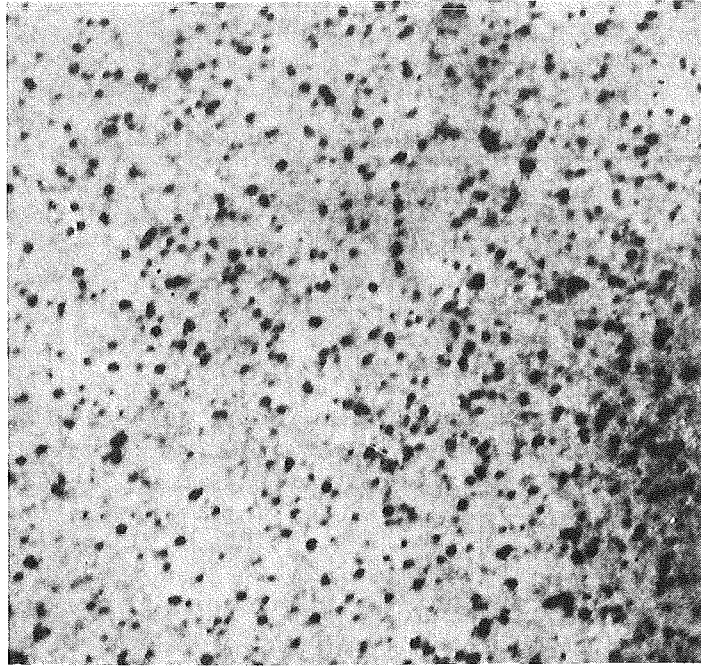


Abb. II.3.8: Verhältnis j_c/j_{c0} der kritischen Stromdichte nach und vor Bestrahlung mit 50 MeV Deuteronen von einem $V_3\text{Ga}$ -Mehrkernleiter in Abhängigkeit vom Deuteronenfluß ϕt , der Strahlungsdosis D und der Atomverlagerungszahl für zwei magnetische Induktionen $B = 1$ und 4 T .

Unter der Annahme, daß diese bei dem Deuteronenfluß $\phi t = 2,6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ erzielten Defekte in Clustern maximaler Ausdehnung homogen verteilt sind, findet man einen maximalen Clusterabstand von etwa 900 Å. In elektronen-mikroskopischen Aufnahmen wird in Abb. II.3.9 an neutronenbestrahltem Nb von TUCKER et al.²⁶⁾ sehr deutlich die Häufung der Defekte zu Clustern sichtbar gemacht, die mit wachsendem Neutronenfluß sich noch vergrößern. Wenn die Defektcluster nun genügend dicht liegen, können sie die ungestörten Bereiche abschirmen, so daß dadurch die Supraleitungseigenschaften - z.B. die kritische Stromdichte - lokal stark geändert werden.

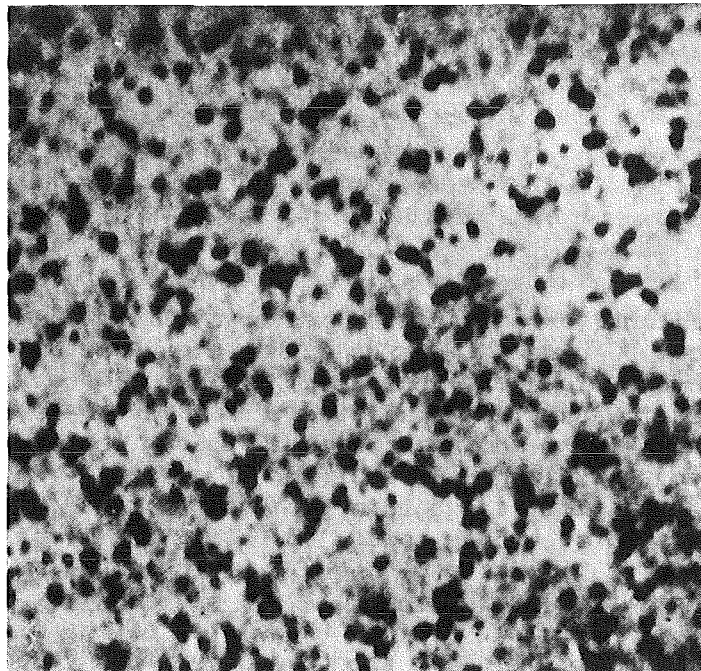
Ausheilungsmessungen:

Nach eingetretener Reduktion der Stromtragfähigkeit des $V_3\text{Ga}$ -Drahtes durch Strahlenbelastungen ist es nun interessant zu beobachten, ob durch thermische Behandlungen diese Strahlenschäden wieder ausheilen. Um auch hier geometrieabhängige Effekte zu studieren, wurden I_c -Messungen zwischen $\theta = 0^\circ$ und 90° durchgeführt.²⁷⁾ So wurde die Drahtprobe nach einer relativ langen Aufheizperiode (ca. 48 h bei $T < 77 \text{ K}$) insgesamt 16 h bei Raumtemperatur (23°C) gelagert und nach mehreren Zeitabschnitten vermessen. Anschließend wurde die Probe in zwei Perioden von 1 h und 8 h bei 100° getempert, wobei der Probenträger aus der Halterung ausgebaut wurde. Auf eine höhere Temperatur wurde verzichtet, um sicherzustellen, daß die Probe sich nicht an ihren Lötstellen löst. Eine Zusammenfassung der Ausheilungsergebnisse ist in Abb. II.3.10 dargestellt. Man erkennt für $\theta = 0^\circ$ und 90° ein unterschiedliches Ausheilverhalten. Für den transversalen Fall ($\theta = 90^\circ$) ergibt sich bei kleinen Induktionen ($B < 4 \text{ T}$) eine Ausheilung des Bestrahlungseffektes bis zu 20 %, bei höheren Induktionen ($B > 4 \text{ T}$) ist der Ausheileffekt geringer. Dagegen treten im longitudinalen Fall ($\theta = 0^\circ$) für $B > 2 \text{ T}$ noch unverstandene Effekte nach Ausheilung bei Raumtemperatur (23°C) auf. So nimmt beispielsweise I_c mit zunehmender Ausheilzeit bei 21°C weiterhin ab (bis um einen Faktor 4 bezüglich der I_c -Werte des maximal bestrahlten $V_3\text{Ga}$ -Drahtes), um dann erst nach 9 h Temperung bei 100°C wieder Werte oberhalb der Kurve für maximal bestrahltes $V_3\text{Ga}$



1.8×10^{18} neutrons/cm²

0.3 μ



4.4×10^{18} neutrons/cm²

Abb. II.3.9: Elektronenmikroskopische Aufnahmen von Defektclustern in neutronenbestrahltem Nb bei Raumtemperatur. Aufnahmen von TUCKER et al.²⁶⁾

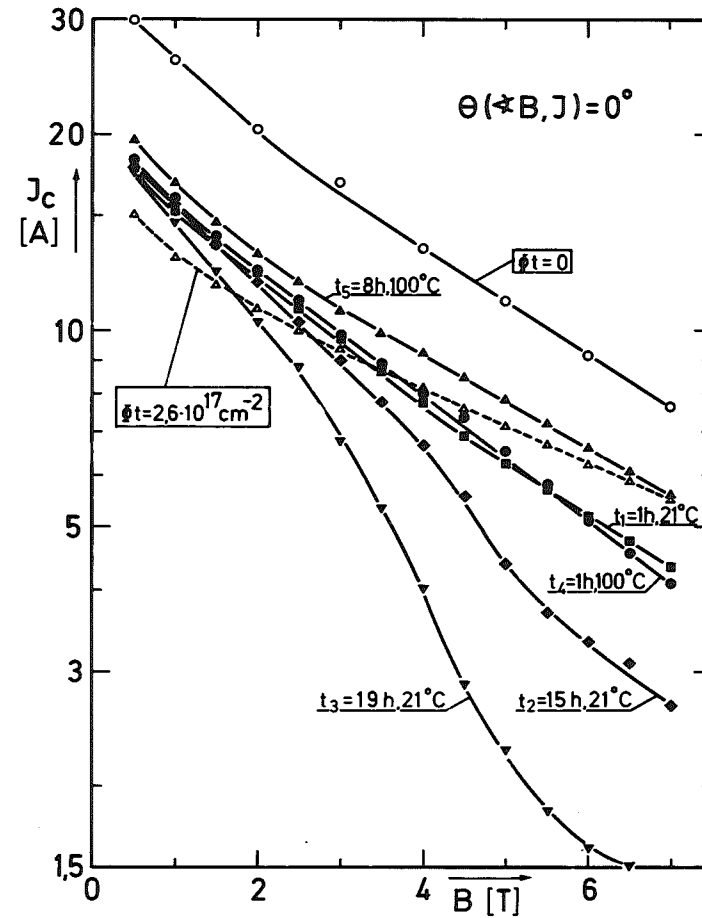
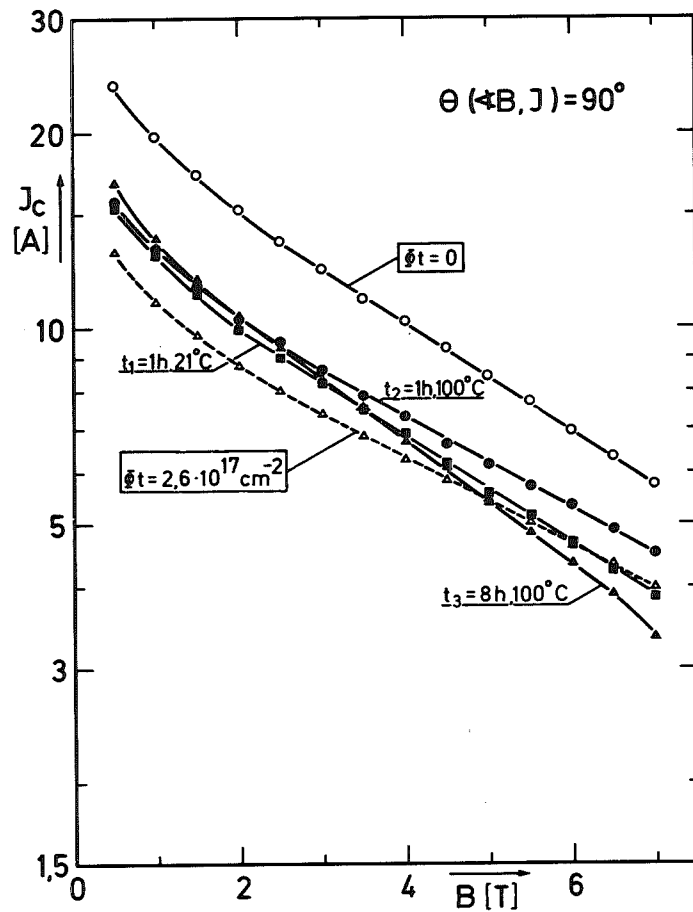


Abb. II.3.10: Thermische Ausheilungskurven des kritischen Stroms von V_3Ga -Draht nach Deuteronenbestrahlung für $\theta = 0^\circ$ und 90° . In beiden Diagrammen sind die Meßkurven für unbestrahltes (leere Kreise) wie für maximal bestrahltes V_3Ga (leere Dreiecke, gestrichelte Kurven) eingezeichnet. Die Meßwerte nach den verschiedenen Ausheilperioden sind durch volle Symbole gekennzeichnet.

(in Abb. II.3.10 gestrichelt gezeichnete Kurven) anzunehmen. Diese Effekte könnten auf eine martensitische Transformation der A15-Phase zurückzuführen sein. Solche Transformationen, die eine geringfügige Verzerrung der kubisch-raumzentrierten Elementarzellen bedeuten, wurden an V_3Ga -Schichten von 10 μm Dicke elektronenmikroskopisch beobachtet.²⁸⁾ Es bilden sich dabei schichtförmige Strukturen (Schichtdicke 100 \AA) innerhalb der einzelnen Körner aus, die wiederum den Pinningmechanismus ändern können.¹⁹⁾

Weiterführende Messungen an einem kommerziellen V_3Ga -Verbundleiter zeigen im transversalen, äußeren Magnetfeld ($\theta = 90^\circ$) ein abweichendes Verhalten (s. Abb. II.3.11). Durch Bestrahlungseinfluß wird die Stromtragfähigkeit des nicht-optimierten Materials maximal um 25 % erhöht. Der Verlauf des relativ breiten Maximums ist bei hohen Induktionen ($B = 7 \text{ T}$) besonders ausgeprägt. So fallen die j_c/j_{c0} -Werte für $B = 4$ und 7 T erst bei $\phi t \approx 3 \cdot 10^{17}$ Deuteronen/ cm^2 etwa auf die Hälfte ihrer Maximalwerte ab, während sich für kleine Felder ($B = 1 \text{ T}$) sowie optimierte V_3Ga -Proben bei dieser Dosis bereits j_c -Reduktionen bis zu 50 % ergeben (s. auch Abb. II.3.8). Bei $\theta = 0^\circ$ (longitudinaler Fall) ist dieses Verhalten insgesamt schwächer und nur bei hohen Feldern ($B = 7 \text{ T}$) ausgeprägt, das j_c -Verhalten nach thermischer Ausheilung vergleichbare Effekte zeigt.¹⁴⁾ So zeigen alle j_c -Werte bereits nach 1h Ausheilung bei Raumtemperatur (23°C) Zunahmen, die je nach angelegtem Feld unterschiedlich sind. Diese Eigenschaften wurden an weniger kompliziert aufgebauten Supraleitermaterialien (A15-Einkernleiter) weiter untersucht. Die Ergebnisse sind u.a. im Abschnitt 3.3 dargestellt.

Ähnliche Bestrahlungsmessungen wurden an einem Nb_3Sn -Verbundleiter durchgeführt. In Abb. II.3.12 sind die Deuteronenbestrahlungs- und Ausheilperioden für $\theta = 0^\circ$ und 90° dargestellt. Auch bei diesem Material werden durch strahleninduzierte Pinningzentren nur geringe j_c -Erhöhungen erzielt. Die Kurven bleiben konstant bis zu einem Deuteronenfluß von etwa $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$,

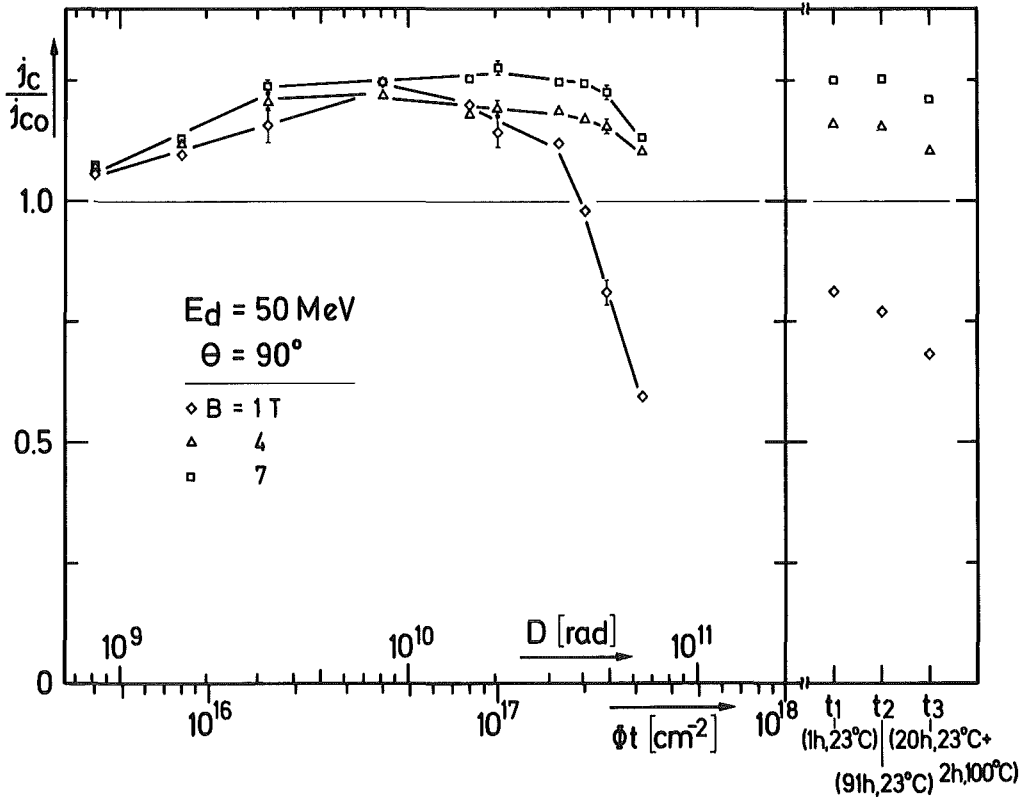
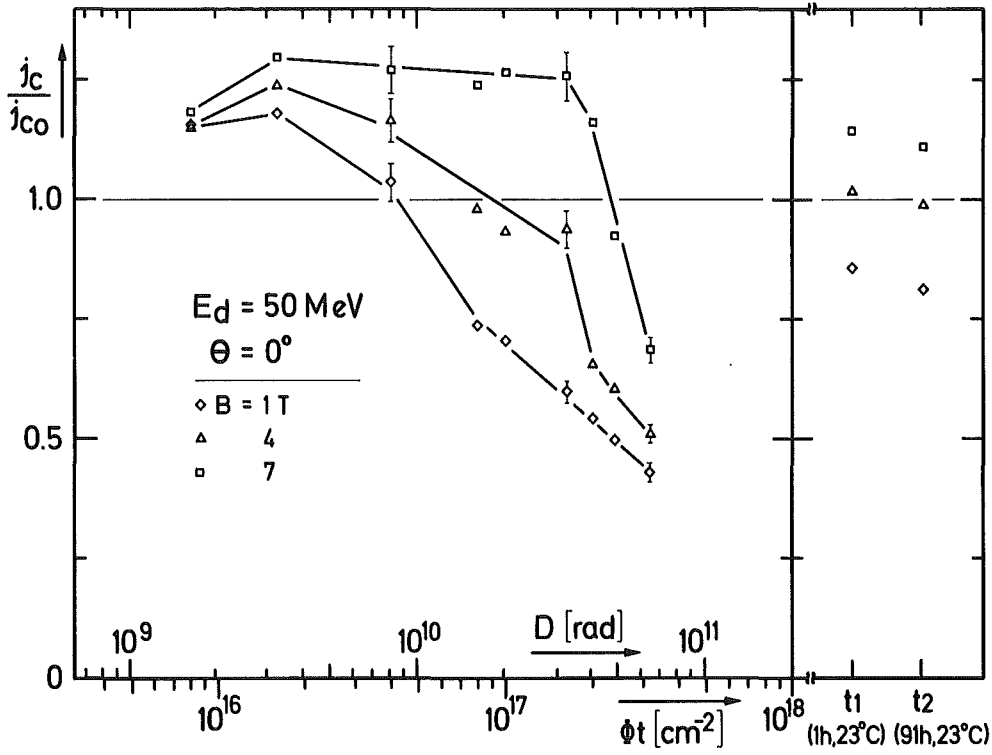


Abb. II.3.11: Deuteronenbestrahlungs- und Ausheilungsmessungen an einem kommerziellen V_2Ga -Verbundleiter (FURUKAWA, Japan) für 3 magnetische Induktionen $B = 1, 4$ und 7 T bei $\theta = 0^\circ$ und 90° .

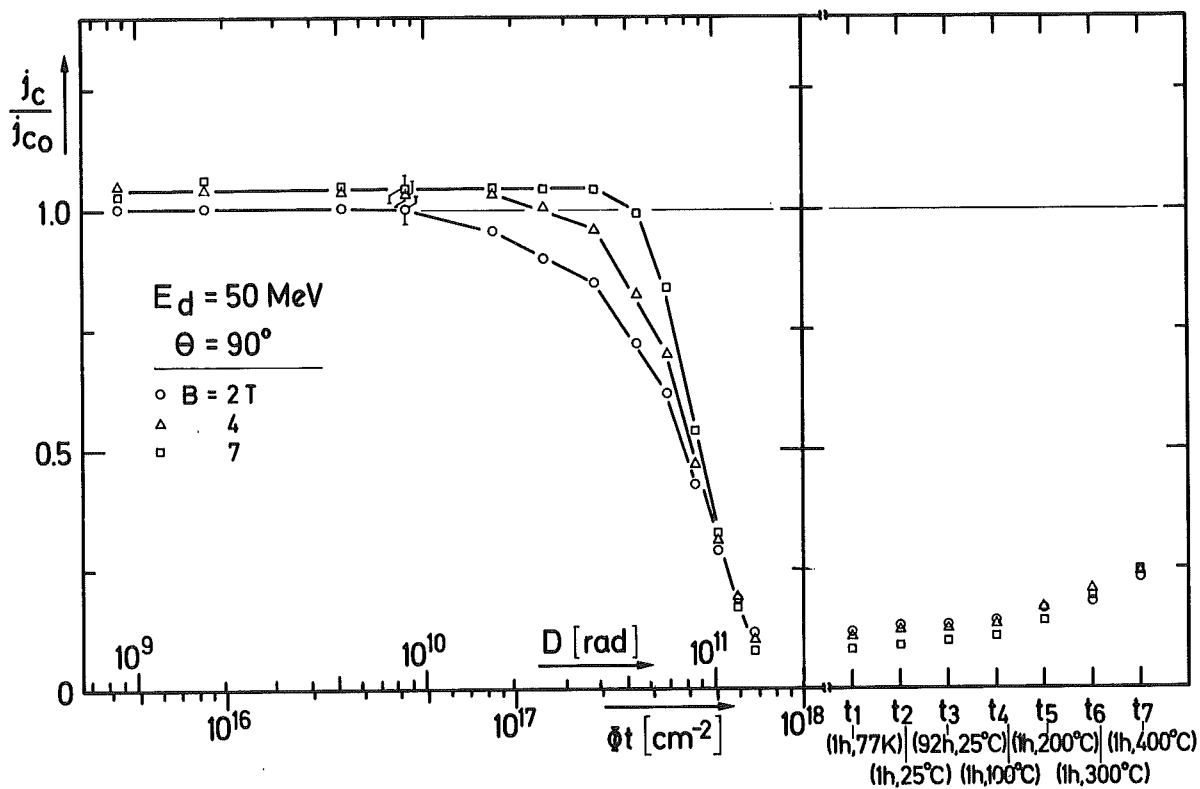
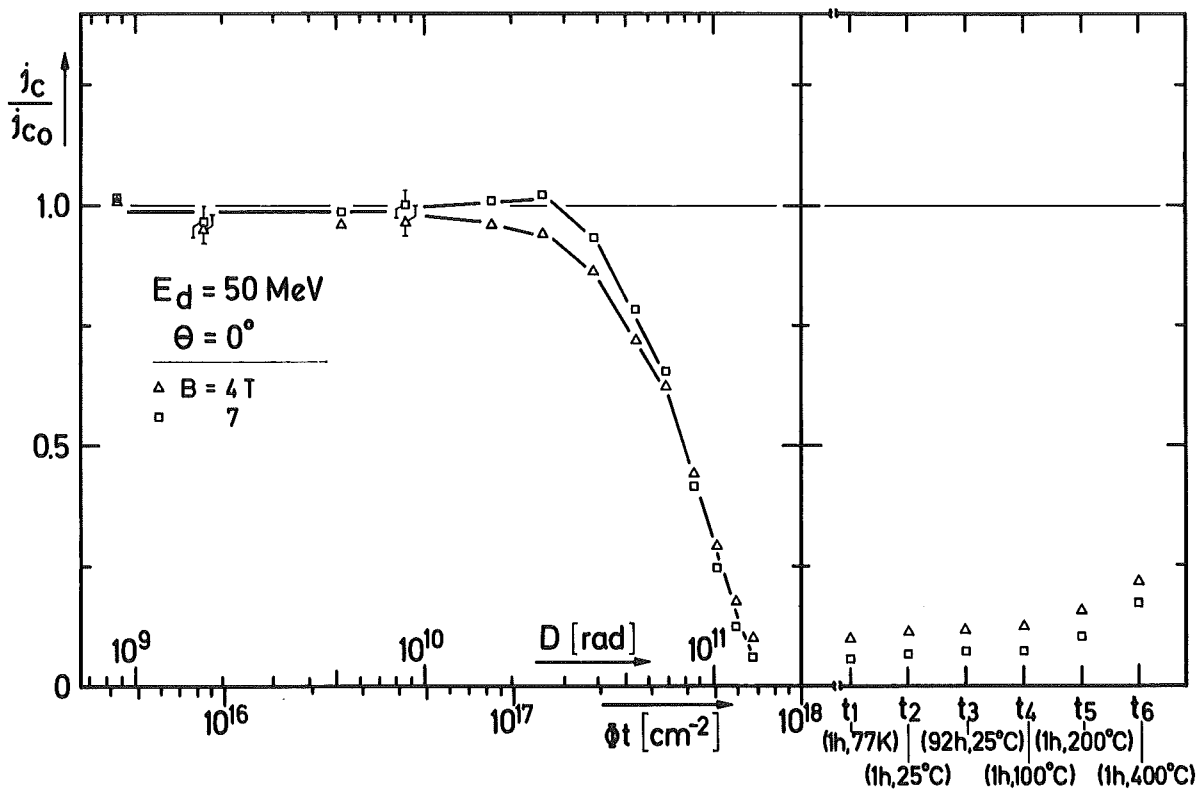


Abb. II.3.12: Deuteronenbestrahlungs- und Ausheilungsmessungen an einem kommerziellen Nb₃Sn-Verbundleiter (FURUKAWA, Japan) für 3 magnetische Induktionen B = 1, 4 und 7 T bei $\theta = 0^\circ$ und 90° .

um dann charakteristisch abzufallen bis auf 8 % der anfänglichen kritischen Stromdichte bei $7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$. Ein ähnliches Ergebnis wurde von PARKIN und SCHWEITZER²⁹⁾ bei einer Neutronenbestrahlung ($E_N > 0.1 \text{ MeV}$) an einem diffundierten Nb_3Sn -Mehrkernleiterdraht (19 Filamente, Cu-Matrix mit 10 Gew.% Sn, Außendurchmesser 0.4 mm) bei 60°C gefunden. Ein Vergleich der beiden Dosiskurven zeigt, daß z.B. für eine j_c -Reduktion von 5% ein Neutronenfluß von $1,2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ nötig ist, dagegen für Deuteronen nur etwa $7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$, d.h. man braucht für die gleichen Bestrahlungseffekte etwa einen Faktor 20 kleineren Deuteronenfluß (s. auch Abschnitt 3.3).

Ausheilexperimente bei Flüssig-Stickstoff- und Raumtemperatur zeigen wie bei V_3Ga nur einen geringen Erholungseffekt. Für Anlaßtemperaturen zwischen 100° und 500°C wurde die maximal bestrahlte Nb_3Sn -Probe unter Vakuum in Quarzglas eingeschmolzen. In einem Temperatur geregelten Temperofen erfolgte jeweils 1h die thermische Behandlung der Proben. In Abb. II.3.13 ist eine so gewonnene Temperkurve für Nb_3Sn dargestellt. Die nach der Wärmebehandlung gemessenen kritischen Stromdichten j_c sind dabei auf $j_c = j_c(B, \theta, \phi t = 7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2})$, also auf maximale Bestrahlung bezogen. Mit Anwachsen der Ausheiltemperatur $T_{\text{Ausheilung}}$ ergibt sich eine monotone Zunahme von j_c/j_c^* , die bei 400° für $B = 4 \text{ T}$ bereits eine deutliche Verbesserung des Pinnings einzusetzen.

T_c -Messungen:

Nach maximaler Bestrahlung sowie nach thermischer Ausheilung wurde an einer V_3Ga -Mehrkernleiterprobe jeweils die Übergangstemperatur T_c durch Absenken des Heliumspiegels im Bestrahlungskryostaten gemessen. Die Probe erwärmt sich dabei im Heliumgasraum langsam, wobei ihre horizontale Ausrichtung einen minimalen Temperaturgradienten über das Probenvolumen bewirkt ($\Delta T/\Delta X = 0,01 \text{ K/mm}$). Da die Temperaturerhöhungsgeschwindigkeit etwa 1 K pro h beträgt, beeinflussen auch Wärmeübergangswiderstände die Genauigkeit der Messung fast nicht. Eine auf diese Weise gemessene $R(T)$ -Kurve zeigt Abb. II.3.14, wobei Korrekturen wegen schwankender Thermospannungen durchgeführt wurden.

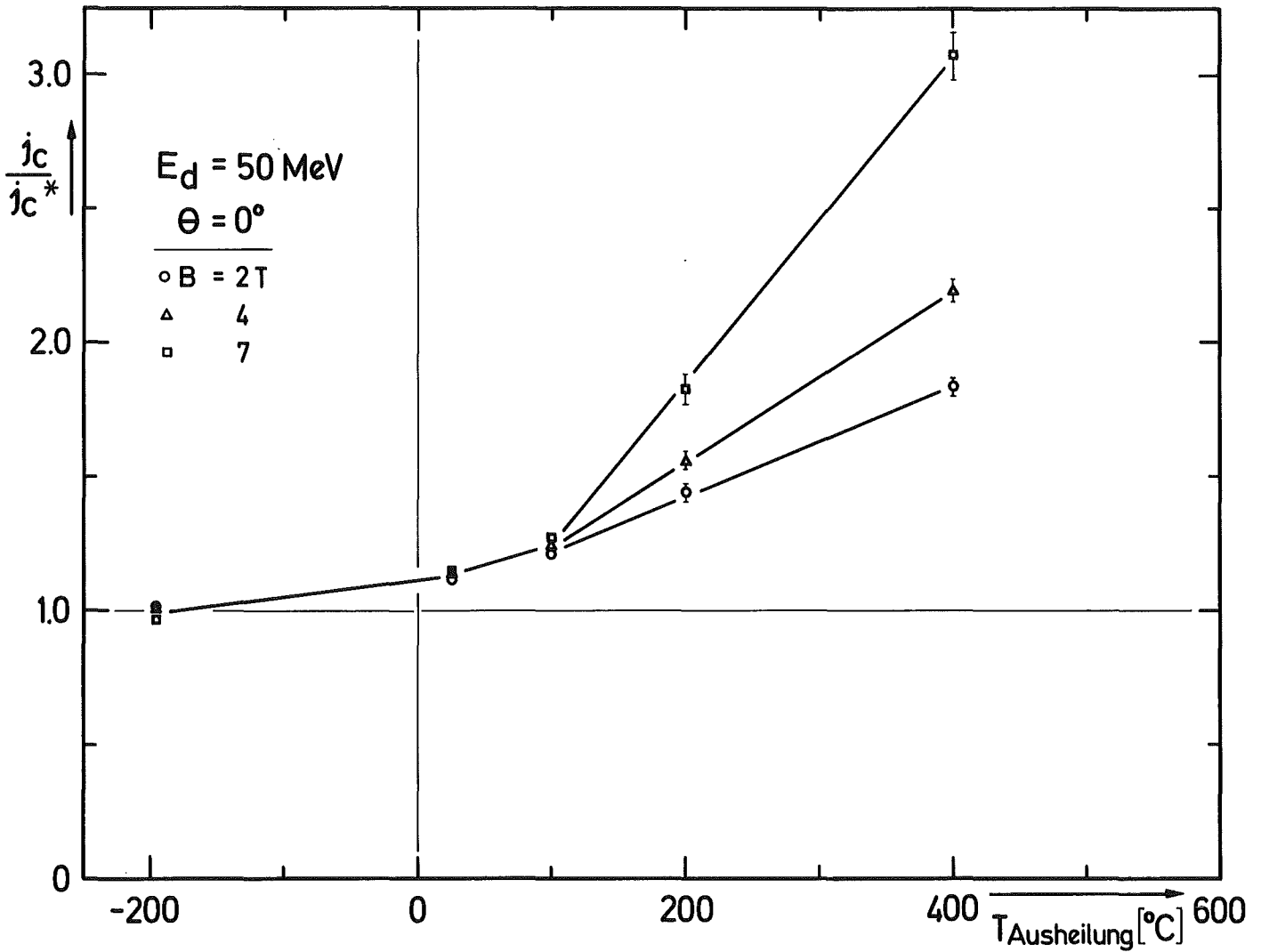


Abb. II.3.13: Thermische Ausheilungskurve für Nb_3Sn (FURUKAWA) nach 50 MeV Deuteronenbestrahlung für $\theta = 0^\circ$. j_c ist auf die kritische Stromdichte nach maximaler Bestrahlung ($\phi_{\text{max}} = 0.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$) bezogen.

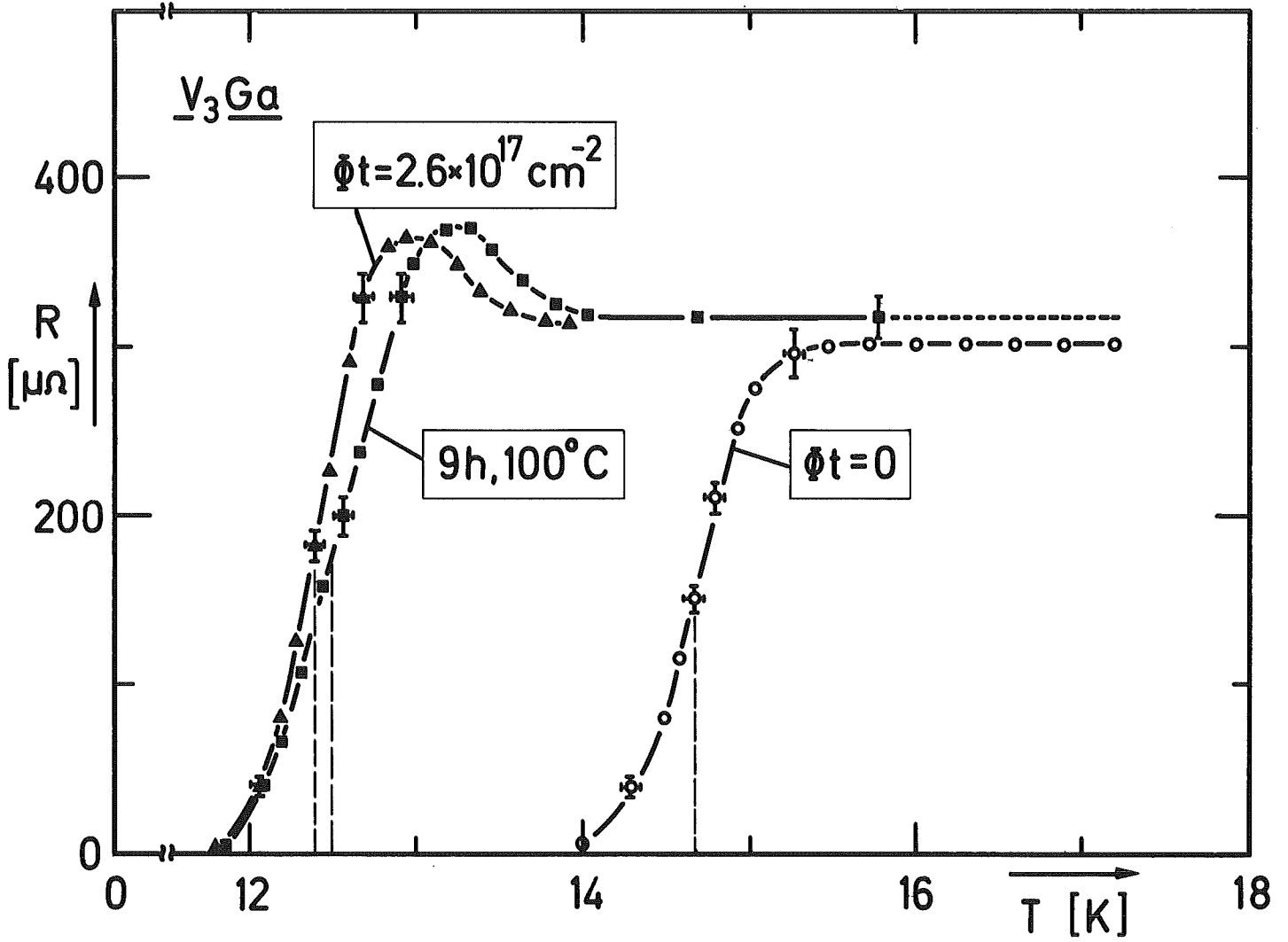


Abb. II.3.14: Übergangstemperatur von V₃Ga vor und nach Deuteronenbestrahlung sowie nach 9h Temperung bei 100°C.

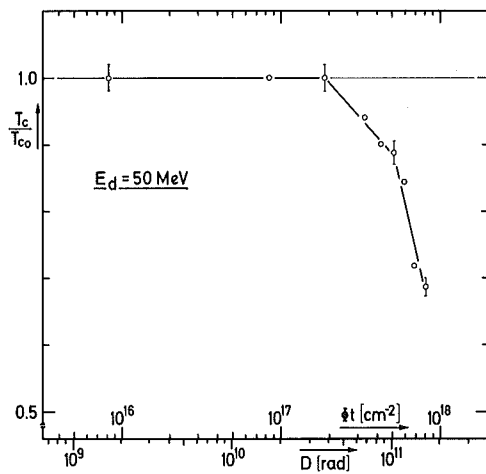


Abb. II.3.15: Übergangstemperatur T_c von Nb₃Sn in Abhängigkeit von Deuteronenfluß ϕt .

Die Angaben für T_c sind jeweils aus der Mittelwertbildung der Übergangstemperaturen bei 10 % und 90 % des normalleitenden Widerstandes entnommen. So ergibt sich für die unbestrahlte V_3Ga -Probe:

$$T_{c0} = 14,7 \pm 0,1 \text{ K.}$$

Nach 20 h Deuteronenbestrahlung ($\phi t = 2,6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$) zeigte eine Absenkung der Übergangstemperatur um 16 % auf

$$T_c(\phi t = 2,6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}) = 12,3 \pm 0,1 \text{ K,}$$

während nach 9 h Ausheilung bei 100°C sich nur eine leichte Erhöhung auf $(T_c)_{\text{Ausheilung}} = 12,4 \pm 0,1 \text{ K}$ bemerkbar machte. Diese geringe Erholung ist auf eine Verbreiterung der Übergangskurve zurückzuführen, denn die Temperatur betrug für 10 % R_n (R_n = Normalleitungswiderstand) in beiden Fällen 12,0 K. Dagegen beträgt die Gesamtbreite des Übergangs ($T_{90\% R_n} - T_{10\% R_n}$) nach 16 h Ausheilung bei 21°C etwa 0,6 K und nach 9h Temperung bei 100°C etwa 0,8 K.

Ähnliche Untersuchungen wurden an Nb_3Sn bis zu einem Deuteronenfluß von etwa 10^{18} cm^{-2} durchgeführt. Die Ergebnisse einer solchen T_c -Dosiskurve sind in Abb. II.3.15 dargestellt. Man erkennt einen ähnlichen Verlauf bei $j_c(\phi t)$ -Kurven mit einem charakteristischen Knick bei $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$. Als T_c -Reduktion wurde hier bei maximalem Fluß etwa 30 % ermittelt.

2.3 Zusammenstellung der Ergebnisse

Die Ergebnisse der ausgeführten Tieftemperatur-Bestrahlungsexperimente an standardisierten, kommerziellen NbTi- und A15-Mehrkernleitermaterialien können bis zu einem maximalen Deuteronenfluß von $\phi t = 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ wie folgt zusammengefaßt werden. (s. auch Tabelle 2).

NbTi:

- Die kritische Stromdichte j_c zeigt nur eine relativ geringe Abnahme (max. 10 %) gegenüber Bestrahlung bis zu einem Deuteronenfluß von etwa 10^{18} cm^{-2} . Diese j_c -Reduktion setzt sich aus zwei nahezu linearen Teilstücken mit etwas unter-

Tabelle 2: Bestrahlungsergebnisse

Mat.Nr.	Material	$j_{CO}(B=4T, \theta=90^\circ)$ 10 ⁹ A/m ²	T _{CO} K	T _{Bestr.} K	C _i (4T, 90°) 2x10 ⁻¹⁸ cm ²	ϕ_{max}^+ 10 ¹⁸ cm ⁻²	D 10 ¹¹ rad	j _c /j _{CO} (B=4T, θ=90°)	T _c /T _{CO}	j _c /j _{CO} nach Ausheilung (B=4T, θ=90°) 1 h, 25°C 1 h, 100°C		T _c /T _{CO} nach Ausheilung bei 100°C (Stunden)
<u>A) Optimierte Supraleiter:</u>												
NT-75/29	NbTi/Cu	1.6 (3.8) +)	9.6 ±0.1	~ 10	- 0.06	0.80 ± 0.01	1.84 ± 0.22	0.908 ±0.002	0.969 ± 0.020	0.949 ± 0.002	0.943 ± 0.002	0.960 ± 0.020 (11h)
NS-74/23	Nb ₃ Sn/ Nb ₃ Cu-Sn	1.4 (13) +)	17.17 ±0.03	~ 18	- 0.68	0.68 ± 0.08	1.37 ± 0.16	0.104 ±0.003	0.675 ± 0.014	0.121 ± 0.004	0.142 ± 0.004	0.730 ± 0.015 (25°C, 26h)
VG-72/9	V ₃ Ga/ V ₃ Cu-Ga	0.2 (1.3) +)	14.7 ±0.1	~ 15	- 0.65	0.26 ± 0.03	0.62 ± 0.07	0.591 ±0.005	0.837 ± 0.011	0.632 ± 0.009	0.679 ± 0.010	0.844 ± 0.011 (9h)
<u>B) Nichtoptimierte Supraleiter:</u>												
VG-74/20	V ₃ Ga/ V ₃ Cu-Ga	0.096 +) (5.0)	14.53 ±0.03	~ 15	+ 1.3*)	0.20 ± 0.02	0.49 ± 0.06	1.53 ± 0.03	0.892 ± 0.013	1.59 ± 0.03	1.73**)	-
					+ 0.63**)	± 0.44 ± 0.05	± 1.07 ± 0.13	± 1.55 ± 0.03	-	± 1.88 ± 0.04	± 1.85**)	± 0.849 ± 0.013 (2h)
NS-74/21	Nb ₃ Sn Nb ₃ Cu-Sn	0.24 (3.6) +)	17.25 ± 0.05	~ 18	+ 1.3*)	0.19 ± 0.03	0.40 ± 0.05	1.49 ± 0.03	0.927 ± 0.011	1.51 ± 0.03	1.40**)	0.949 ± 0.017 (14h)
VG-74/22	V ₃ Ga/ V ₃ Cu-Ga	1.2 (10) +)	15.34 ± 0.03	~ 15	+ 0.16**)	0.32 ±0.04	0.67 ±0.08	1.10 ± 0.01	0.859 ± 0.025	1.16 ± 0.01	1.14 ± 0.01	0.90 ± 0.03 (10h)

+) Werte in Klammern beziehen sich auf den Supraleiterquerschnitt

**) C_i-Werte beziehen sich auf ϕ_{max}^+ , **) 2 h, 100° C

schiedlichen Neigungen zusammen. Der Knick liegt bei etwa $2 \cdot 10^{17}$ Deuteronen/cm². Die Magnetfeldabhängigkeit ist gering, ebenso die Winkelabhängigkeit.

- Die thermische Ausheilung von j_c nach maximaler Bestrahlung erreicht bereits bei Flüssig-Stickstoff-Temperatur (77 K) Erholungswerte von etwa 5 %. Eine leichte Magnetfeldabhängigkeit ist festzustellen. j_c -Werte bei höheren Feldern ($B = 7$ T) zeigen geringere Erholung nach thermischer Behandlung.
- Die Übergangstemperatur T_{c0} bleibt nach Bestrahlung nahezu ungeändert.
- Der Restwiderstand ρ_0 von Kupfer ($\rho_0 \approx 10^{-8} \Omega \text{cm}$) erhöht sich etwa um einen Faktor 10, nach maximaler Bestrahlung, d.h. die im Stabilisierungsmaterial produzierte Wärmeleistung pro Volumeneinheit $\rho_0 \cdot j_N^2$ steigt ebenfalls um eine Größenordnung. j_N ist dabei die Stromdichte in der Cu-Matrix (current shearing). Ausheilungsmessungen bei 77 K und Raumtemperatur (25°C) zeigen eine rasche Abnahme des durch Bestrahlung erhöhten Widerstandswertes ρ auf den ursprünglichen Wert ρ_0 zu.

A15-Supraleiter:

- Die Degradationskurven der Stromtragfähigkeiten von optimierten $V_3\text{Ga}$ und Nb_3Sn sind ihrem Verlauf nach ähnlich wie bei NbTi, nur ausgeprägter. So werden nach 10^{18} Deuteronen/cm² j_c -Reduktionen bis 94 % erreicht. Der für alle A15-Materialien charakteristische Knick in den Dosiskurven liegt - wie bei NbTi - zwischen 1 und $3 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-2}$. Die Magnetfeld- und Winkelabhängigkeiten sind unterschiedlich stark ausgeprägt, besonders dann, wenn keine optimierten Pinningverhältnisse vorliegen. Die Tendenz ist ähnlich der bei NbTi: Bei hohen Feldern ($B=7$ T), zunächst relativ schwache j_c -Abnahme, dann bei wachsender Strahlenbelastung stärkere Reduzierungen. Die Dosiskurven für $B = 1, 4$ und 7T überkreuzen sich.

- Thermische Ausheilungen zwischen -195°C und 400°C bringen im Gegensatz zu NbTi monoton wachsende Zunahmen in j_c , die aber im Vergleich zum Bestrahlungseffekt relativ gering bleiben. Auch für mittlere Bestrahlungsflüsse ($\phi t \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$) werden nur maximal 16 % Erholung in j_c erzielt. Dabei zeigen sich für $\theta = 0^{\circ}$ und 90° unterschiedliche Effekte im Ausheilungsverhalten. Die Magnetfeldabhängigkeit ist bei $\theta = 90^{\circ}$ gering, bei 0° etwas stärker ausgeprägt, aber sonst vergleichbar wie bei NbTi.
- Für die Übergangstemperatur T_c wurde eine Reduktion bei V_3Ga von 14.7 K auf 12.3 K (etwa 16 %) nach 2.7×10^{17} Deuteronen/ cm^2 bei nur 0.1 K Ausheilung gefunden. Nb_3Sn zeigt bei 10^{18} Deuteronen/ cm^2 eine Reduktion von max. 30 %. Bemerkenswert ist, daß die T_c -Dosiskurve einen ähnlichen charakteristischen Verlauf aufweist, wie die von j_c . Der Knick liegt für Nb_3Sn hier bei $2 \cdot 10^{17}$ Deuteronen/ cm^2 . Thermische Behandlungen bei Raumtemperatur (25°C) und 100°C bringen nur geringe Erholungseffekte bis zu 5 %.
- Der Bestrahlungseinfluß auf das obere kritische Feld B_{c2} konnte aus technischen Gründen nur bei Nb_3Sn untersucht werden. Nach $\phi t \approx 10^{18}$ Deuteronen/ cm^2 wurde durch Extrapolation eine B_{c2} -Reduktion von etwa 25 % festgestellt.
- Der Einfluß auf den Restwiderstand ρ_0 des Matrixmaterials wird durch den besonders hohen Bestrahlungseffekt auf den Supraleiter überdeckt. Durch die Bestrahlung wurde offensichtlich auch der Lotverguß (In) bei den Verbundleitern gestört und damit die Übergangswiderstände an den Grenzflächen. Experimentelle Hinweise wurden aus den mit Sprüngen behafteten U-I-Kurven gewonnen, die außerdem nach Bestrahlung ein unterschiedliches resistives Verhalten beim Übergang vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand zeigten.

Zusammenfassen kann man sagen, daß Legierungssupraleiter - hier NbTi - wesentlich strahlenresistenter als A15-Supraleiter sind, obwohl die Bestrahlungseffekte bezüglich j_c bei beiden Materialvertretern ähnliches Verhalten zeigen. Bevor detailliertere Auswahlkriterien für Supraleitermaterialien in verschiedenen Anwendungsbereichen aufgestellt werden, sollen im folgenden Abschnitt ergänzend einige grundlegende Fragen diskutiert werden.

3. Ergänzende Untersuchungen

Aus den Bestrahlungsergebnissen an Supraleitern tauchen zwei verschiedenartige Problemkreise auf:

- (1) Welche Maßnahmen bezüglich Veränderung des Pinningmechanismus sind notwendig, um weitaus strahlenresistentere A15-Systeme zu schaffen, und
- (2) wie kann man bezüglich Bestrahlungsverhalten die schnellen Reaktor-neutronen mit geladenen Teilchen am Zyklotron simulierten.

Im folgenden werden ² Abschnitt ¹ aus vielen Detailuntersuchungen zu Punkt (1) einige weiterführende ausgewählt. Die Untersuchungen hierzu und zu Punkt (2) sind noch nicht vollständig abgeschlossen und werden z.Zt. noch weitergeführt.

3.1 Grundlegende Betrachtungen

Winkelabhängige I_c -Messungen

Um den Bestrahlungseinfluß auf die Abhängigkeit der Pinningverhältnisse von der Strom-Feld-Orientierung zu untersuchen, wurden vor und nach Deuteronenbestrahlung winkelabhängige kritische Strommessungen an V_3Ga - und Nb_3Sn -Einkernleiterproben für $\theta=0^\circ$, 11° , 22° , 33° , 45° , 68° und 90° durchgeführt.³¹⁾ Zunächst sollten I_{c0} -Messungen an unbestrahlten A15-Proben mithelfen, den Anwendungsbereich des KIM-ANDERSON-Modells für kleine B-Felder ($0 \leq B \leq 2$ T) zu untersuchen. In Abb. II.3.16 sind für V_3Ga und Nb_3Sn die Meßergebnisse aufgetragen. Beide A15-Materialien zeigen ähnliche Verhältnisse. Für kleine Winkel ($\theta \leq 22^\circ$) findet

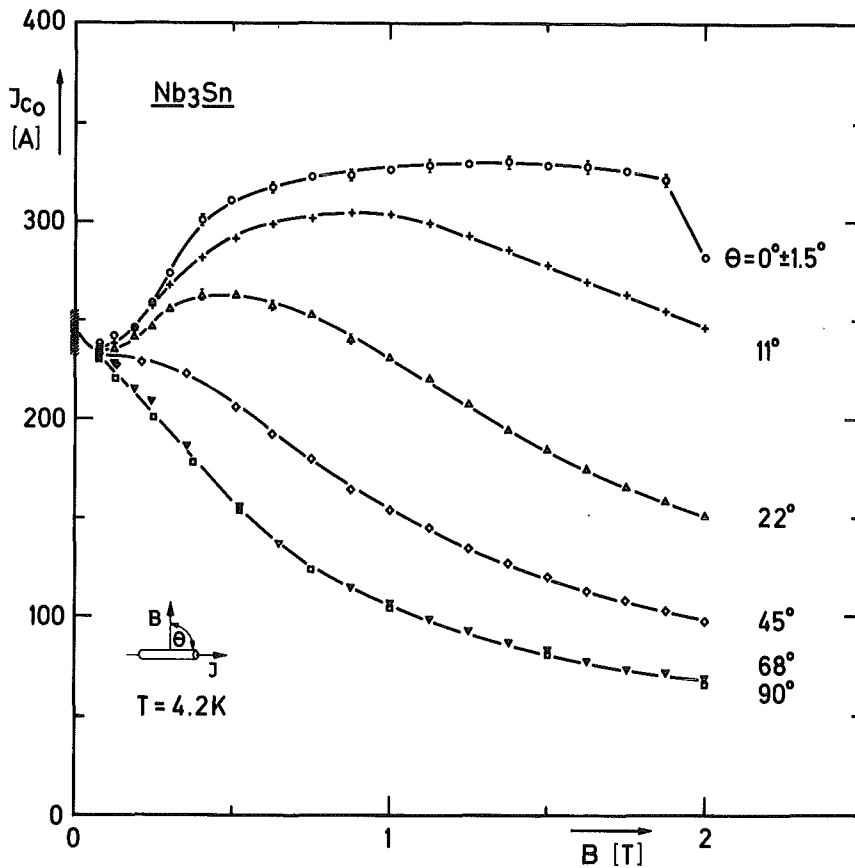
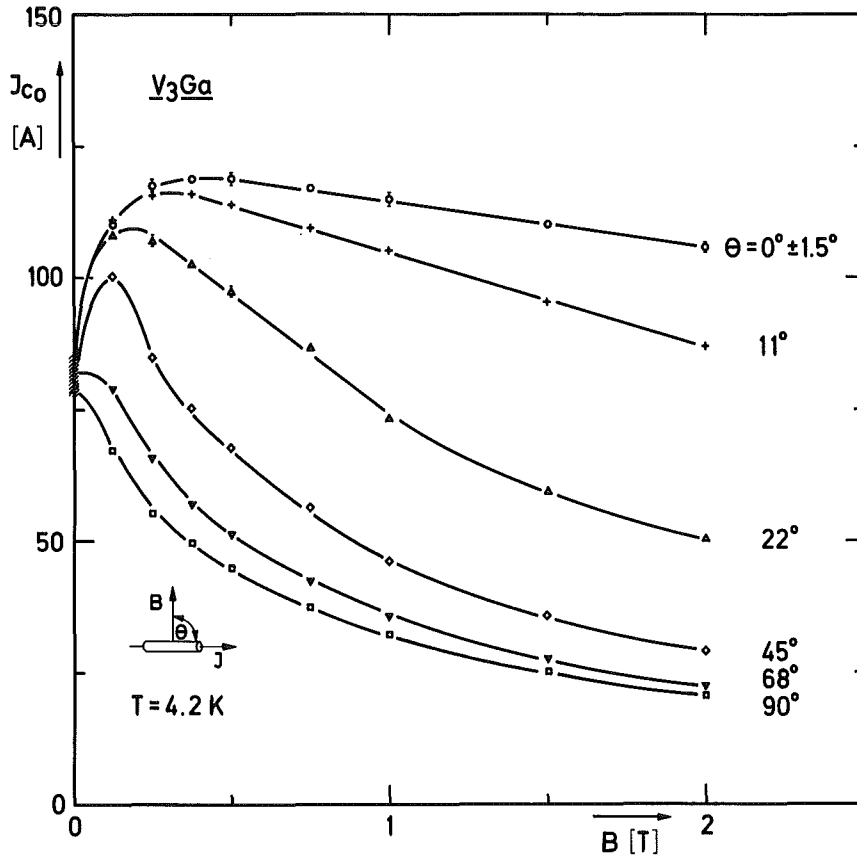


Abb. II.3.16: Winkelabhängige kritische Strommessungen an unbestrahlten V₃Ga- und Nb₃Sn-Einkernleiter für B ≤ 2 T.

man ein breites Maximum, das zu größeren Winkeln immer mehr in eine monotone abfallende Kurve übergeht. Bei V_3Ga liegt das I_c -Maximum bereits bei $B \approx 0.5 T$, während für Nb_3Sn etwa bei einem Faktor 3 höheren B-Wert. Für den "Lorentzkräftefreien"-Fall ($\theta = 0^\circ$) ergeben sich für beide Proben die höchsten I_c -Werte. Man kann im Bereich der I_c -Maxima folgende Verhältnisse ermitteln:

$$V_3Ga \text{ bei } 0,5 T: I_{c_0}(\theta=0^\circ)_{Max} / I_{c_0}(\theta=90^\circ) = 2.6 \pm 0.1$$

$$Nb_3Sn \text{ bei } 1,4 T: I_{c_0}(\theta=0^\circ)_{Max} / I_{c_0}(\theta=90^\circ) = 3.8 \pm 0.2,$$

d.h. die A15-Einkernleiter tragen in paralleler Orientierung zum Feld einen Faktor 3 - 4 höheren Strom.

Die Ergebnisse aus winkelabhängigen I_{c_0} -Messungen an unbestrahlten A15-Einkernleitern zeigen wie erwartet mit dem KIM-ANDERSON-Parameter $\alpha = j_c(B + B_0) \cdot \sin \theta$ gute Übereinstimmung (s. Abb. II.3.17), da in diesen Materialien die pinningwirksamen Zentren (Korngrößen) statistisch verteilt sind und daher keine Vorzugsrichtung ausgeprägt ist. An bestrahlten Materialien treten unterschiedlich große Abweichungen auf, obwohl die Verteilung der strahleninduzierten Pinningzentren in 1. Näherung isotrop sein sollte. Die hier in Abb. II.3.18 dargestellten Ergebnisse zeigen deutlich, daß mit steigendem Bestrahlungsfluß ϕt die Einsatzpunkte des strahleninduzierten Pinning sich zu kleineren Feldstärken hin verschieben. Dabei ist der Ausdruck $(j_c - j_{c_0})/j_{c_0}$ ein Maß für das neu entstandene "Strahlenpinning" im Vergleich zum Korngrenzenpinning. Auch hier deutet sich für V_3Ga im Sättigungszustand eine Sinus-Abhängigkeit an. Diese Untersuchungen werden noch fortgesetzt.

Bestrahlungsuntersuchungen an nicht optimierten A15-Supraleitern:

Bei einem von mehreren Parametern abhängigen, stufenweisen Optimierungsprozeß eines A15-Leiters ist es nach Bestimmung der kritischen Stromwerte bei einem Optimierungsschritt schwierig zu entscheiden, inwieweit Optimalwerte von $j_c(B, \theta)$ erreicht

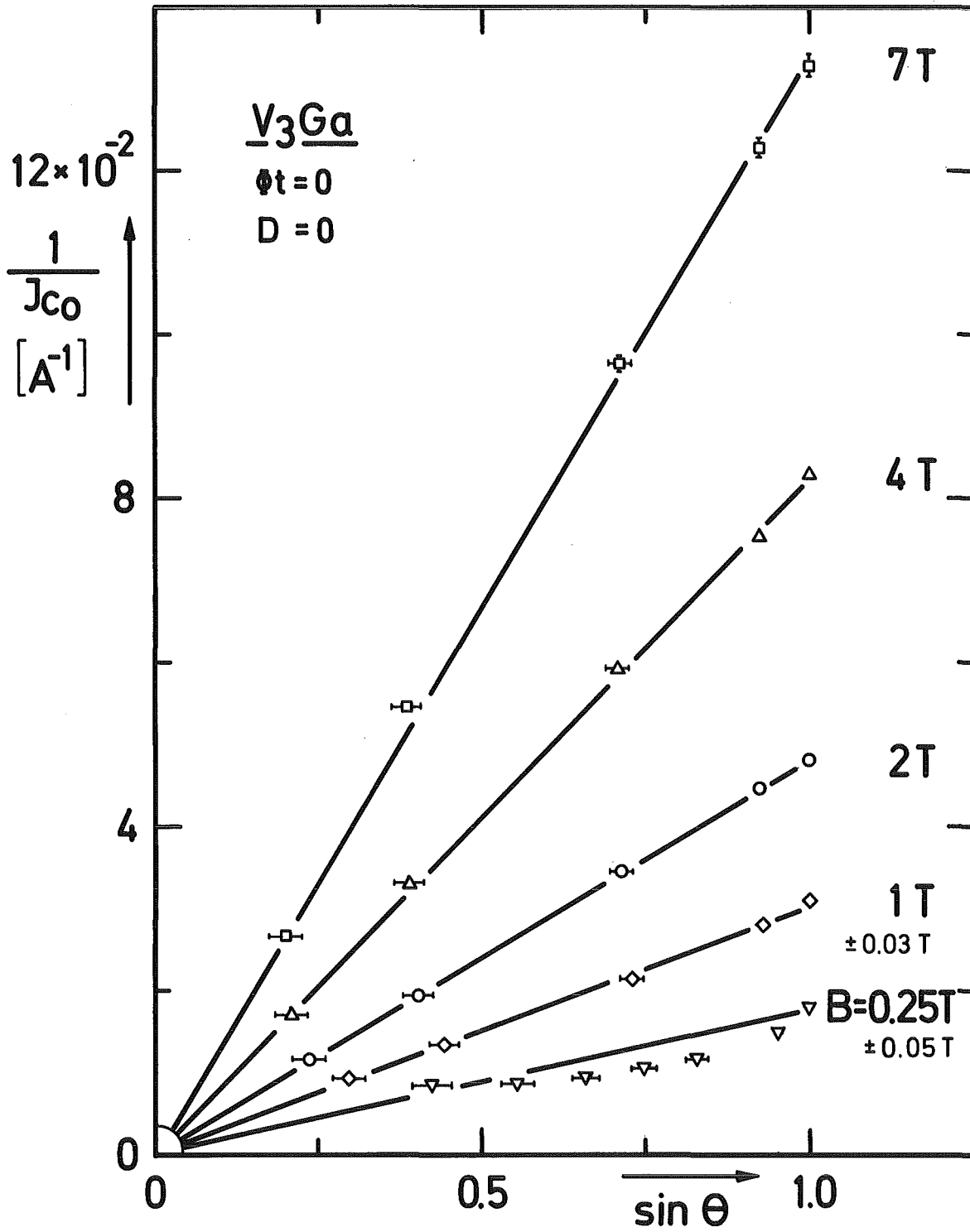


Abb. II.3.17: Auftragung der reziproken Stromwerte einer unbestrahlten V₃Ga-Einkernleiterprobe gegenüber $\sin \theta$ im Vergleich mit theoretischen Kurven $\alpha(B) = j_{c0} (B + B_0) \cdot \sin \theta$ nach dem KIM-ANDERSON-Modell.

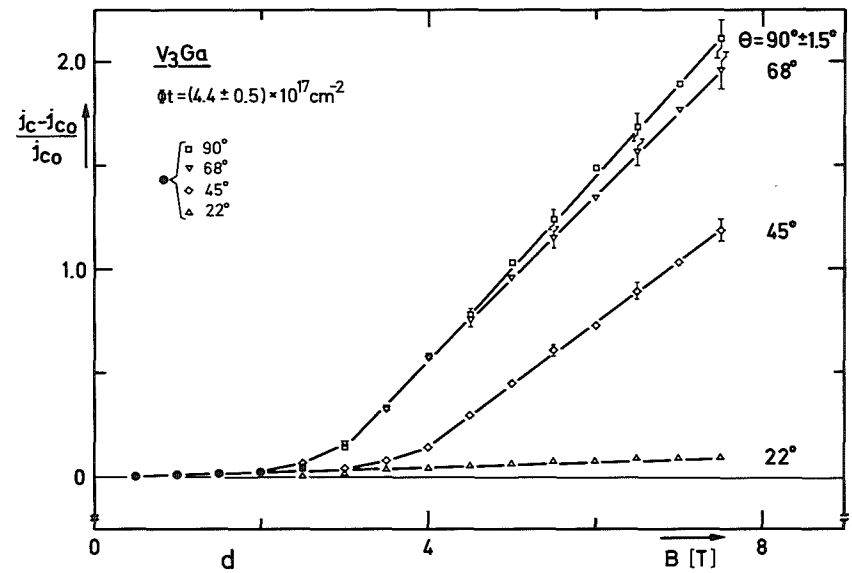
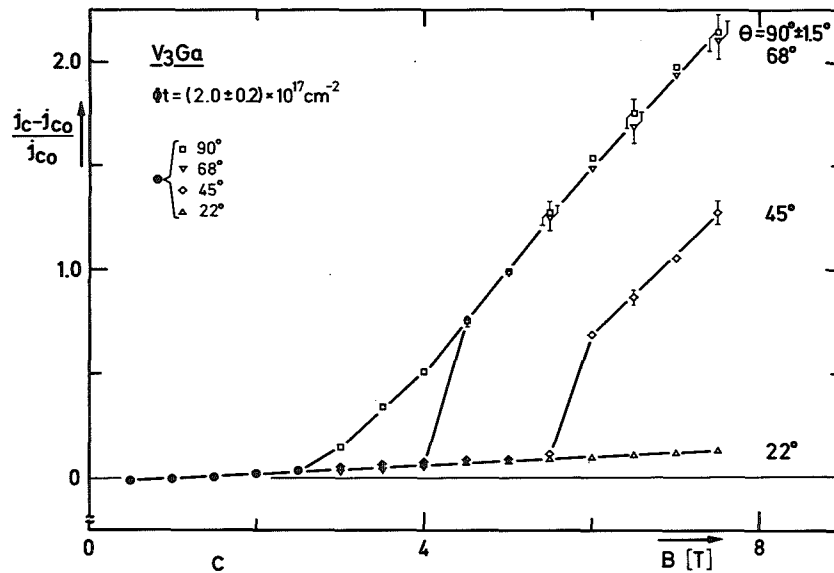
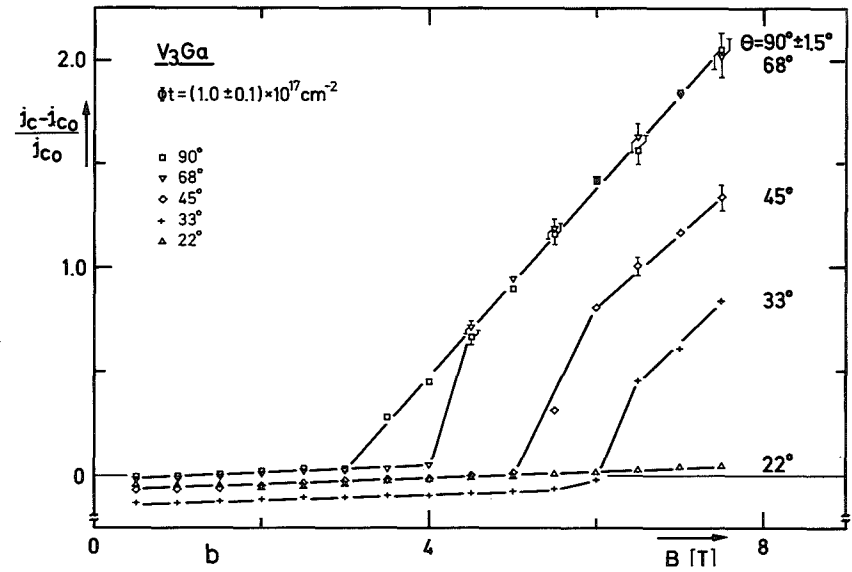
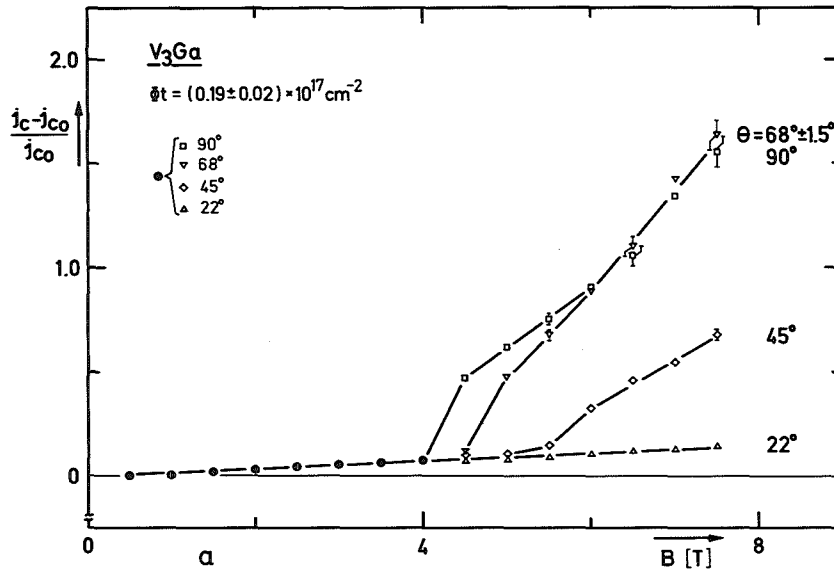


Abb. II.3.18: Differenz ($j_c - j_{co}$) der Stromdichten nach und vor Bestrahlung mit 50 MeV Deuteronen für V₃Ga-Einkristalleitermaterial in Abhängigkeit von der magnetischen Induktion B, dem Winkel θ zwischen B und I und dem Deuteronenfluß ϕt . Der Ausdruck $j_c - j_{co} / j_{co}$ ist dabei ein Maß für das Pinningverhalten durch Strahleninduktion im Vergleich zum Korngrenzenpinning.

wurden. Es stellt sich in dieser Situation die Frage, ob mit einer geeigneten Bestrahlungsmethode durch Sondierung mit zusätzlichen, strahleninduzierten Pinningzentren der Fertigteiler auf seine Optimierungsergebnisse hin quantitativ geprüft werden kann.

In diesem Zusammenhang führten Untersuchungen mit nicht optimierten V_3Ga - und Nb_3Sn -Einkernleiterproben (Hersteller: VACUUM-SCHMELZE; Mat. Nr. VG-74/20; NS-74/21) zu Aussagen über Bestrahlungs- und Ausheileffekte, die für V_3Ga in Abb. II.3.19 dargestellt sind.³¹⁾ Man erkennt zunächst für beide A15-Leiter eine B-abhängige Zunahme der kritischen Stromdichten j_c bis zu einem maximalen Wert von etwa $3 j_{c_0}$ für V_3Ga bzw. $1.8 j_{c_0}$ für Nb_3Sn , und zwar jeweils bei $B = 7 T$. Auffällig ist, daß bei V_3Ga für kleine Felder ($B \approx 1 T$) überhaupt kein Effekt - weder Verbesserung noch Schädigung - in j_c auftritt, während bei Nb_3Sn maximal $1.4 j_{c_0}$ erreicht wird. Der apparative Fehler für den Bestrahlungsfluß beträgt hier maximal 12 %. Nach 2.0×10^{17} Deuteronen/cm² wurde die V_3Ga -Probe einer 1. Ausheilperiode mit 5 Ausheilstufen unterzogen. Die Ergebnisse zeigen für beide A15-Materialien ähnliches Ausheilverhalten. So findet man für beide Materialien das Ergebnis, daß sich die strahleninduzierten Pinningzentren schon nach den ersten 2 Ausheilstufen t_1 und t_2 bei Raumtemperatur infolge der größeren Beweglichkeit der Defekte thermisch stabilisieren und damit j_c noch leicht erhöhen (max. 6 %).

Nach dieser 1. Ausheilperiode wurde für V_3Ga eine 2. Bestrahlungsperiode bis zu 4.4×10^{17} Deuteronen/cm² angeschlossen, um die Strahlenresistenz der neu entstandenen und stabilisierten Pinningzentren zu untersuchen. Die Meßergebnisse in Abb. II.3.19 ergeben eine lineare Abnahme von j_c , wobei die Steigung der Geraden für beide Induktionen $B = 4$ und 7 Tesla den gleichen Wert $\Delta(j_c/j_{c_0})/\Delta(\phi t) = 0.16 \text{ pro } 10^{17} \text{ Deuteronen/cm}^2$ annimmt.

Vergleicht man diesen Wert mit der j_c -Reduktion eines optimierten V_3Ga -Leiters nach etwa äquivalenter Deuteronenbestrahlung (s. Abb. II.3.8), so stellt man hier eine fast um einen Faktor 2 geringere Abnahme fest. Dieses neue Ergebnis zeigt eine Möglichkeit auf, die Stromtragfähigkeit von A15-Materialien in Strah-

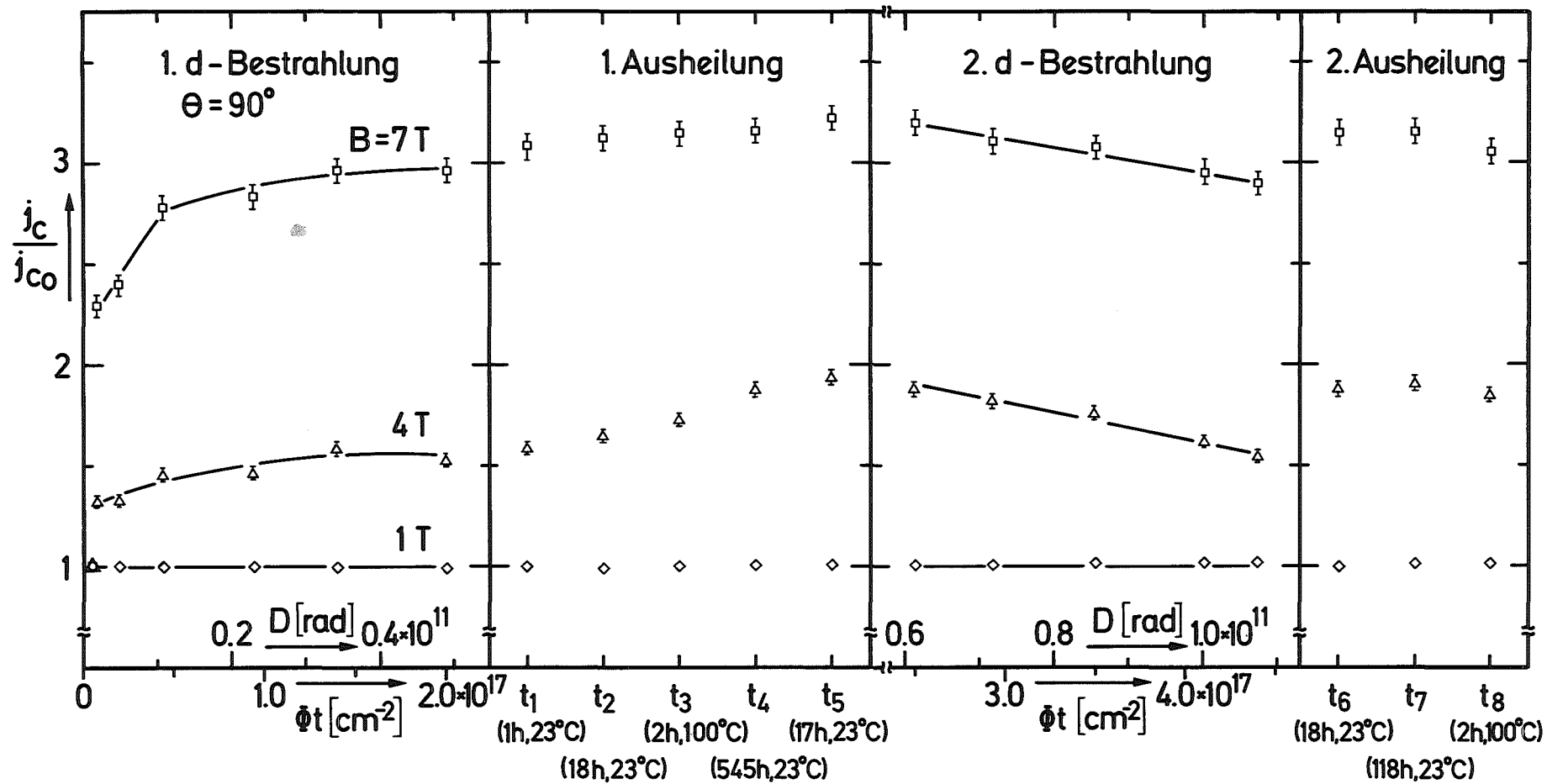


Abb. II.3.19: Bestrahlungs- und Ausheilperiode eines $V_3\text{Ga}$ -Einkernleiters (VACUUMSCHMELZE).

lungsfelder aufrechtzuerhalten.

Nach dieser 2. Bestrahlungsperiode wurde die V_3Ga -Probe erneut 3 Ausheilstufen ausgesetzt. Hier zeigt sich nun das interessante Ergebnis, daß die durch weitere Bestrahlung entstandene j_c -Reduktion bereits nach der 1. Ausheilstufe (t_6) bei Raumtemperatur wieder rückgängig gemacht wird. Quantitativ wurden die ursprünglichen j_c -Werte der Ausheilstufe t_5 wieder erreicht, d.h. ein fast 100 %iger Ausheileffekt konnte erzielt werden.

Aus diesen Bestrahlungs- und Ausheilerggebnissen an nicht optimierten A15-Einkernleitern ergeben sich folgenden Gesichtspunkte:

- (1) Jeweils nach relativ kurzen Bestrahlungszeiten (ca. 30 min) gelingt es, Erhöhungen oder Erniedrigungen in I_c festzustellen und damit zu prüfen, ob die vorliegenden Pinningverhältnisse bereits optimal sind. Um diesen Nachweis zu quantifizieren, ist es notwendig, elektronen-mikroskopische Aufschlüsse über die Struktur der vorliegenden A15-Supraleiter zu erhalten.
- (2) Der technische Einsatz von A15-Leitern unter Strahlenbelastung scheint dann möglich - im Gegensatz zu der zur Zeit verbreiteten Meinung - , wenn ein gewisser Optimierungsgrad in I_c nicht überschritten wird. Die fehlenden Pinningszentren (hier Korngrößen) werden durch strahleninduzierte, effektive Pinningzentren ergänzt. Die größere thermische Beweglichkeit von strahleninduzierten Defekten ermöglicht jeweils durch Rekombinationsvorgänge und Agglomeratbildung die eingetretene Reduzierung von I_c nach fortgesetzter Bestrahlung fast vollständig zu kompensieren. Hierdurch kann die Strahlenresistenz der A15-Leiter in alternierenden Schritten zwischen Strahlenbelastung und Ausheilung erhalten werden.

Weiterführende Messungen hierzu schließen sich an.

3.2 Pinningverhältnisse

Während bei NbTi für das Flußlinienpinning die Versetzungsbänder und zugehörige α -Ausscheidungen verantwortlich sind, sind bei A15-Materialien die Korngrenzen zu nennen, deren Abmessungen mit den Korngrößen variieren. Eine genaue physikalische Begründung des Versetzungs- bzw. Korngrenzenpinnings steht zur Zeit noch aus. Nach CAMPBELL und EVETTS³²⁾ kann man dann Pinning erwarten, wenn benachbarte Körner unterschiedliche Supraleitungseigenschaften (κ , T_c , B_c) besitzen. Experimentell wurde kürzlich an Nb_3Sn ³³⁾ und in einer früheren Arbeit an V_3Ga ³⁴⁾ festgestellt, daß mit abnehmender Korngröße S_0 die Stromtragfähigkeit zunimmt, für V_3Ga sogar bei etwa 400 Å durch ein Maximum geht. Andererseits nimmt mit steigender Reaktionstemperatur die Korngröße zu. Die untersuchten Einkernleiterproben (VG-74/20; NS-74/21) wurden zwischen 700° und 800°C reagiert. In Nb_3Sn werden daher Körner mit mittleren Durchmessern um etwa 2000 Å erwartet, während für V_3Ga bei dieser Reaktionstemperatur die Korngrößen etwa um einen Faktor 2 höher liegen. Aus diesen Betrachtungen geht hervor, daß bei beiden Materialien die Pinningverhältnisse noch nicht optimal sind und deshalb sich ihre Stromtragfähigkeiten noch verbessern lassen. Da die Volumenpinningkraft P_V fast linear mit der reziproken Korngröße S^{-1} geht, ist V_3Ga wegen seiner größeren Körner weiter von seinem Optimierungszustand entfernt als Nb_3Sn .

Wie aus den Messungen an nicht optimierten V_3Ga - und Nb_3Sn -Einkernleitern (s. Abb. II.3.19) hervorgeht, wurden nach Bestrahlung die folgenden maximalen Werte $j_c/j_{c0}(7\text{ T}) = 3.0$ für V_3Ga einer etwa 66 % größeren I_c -Zunahme gegenüber Nb_3Sn , die wie erwähnt der unterschiedlichen Korngröße zuzuschreiben ist. Die durch Bestrahlung induzierten Pinningzentren (Defektcluster aus Leerstellen und Zwischengitteratomen) als normaleitende Teilchen ergänzen dementsprechend die fehlenden Zentren des Korngrenzenpinnings (KPZ). Diese aktiven Strahlenpinningzentren (SPZ) - neben den anderen inaktiven Defektclustern im Supraleitermaterial - wechselwirken nun innerhalb eines Bereiches mit dem Flußliniengitter. Ein optimaler Pinningzustand scheint dann

erreicht, wenn (1) die Anzahl der SPZ und KPZ maximal ist, und wenn (2) dabei ihre Wechselwirkungsbereiche sich gerade noch nicht überlappen. Bei fortgesetzter Bestrahlung, d.h. mit zunehmender Steigerung von SPZ überlappen sich immer mehr die WW-Bereiche und schwächen damit die Stärke ihrer WW auf das Flußliniengitter fortwährend ab.

Bei einem thermischen Ausheilungsprozess spielt die größere Beweglichkeit der aktiven bzw. inaktiven Defektcluster gegenüber den Korngrenzen eine entscheidende Rolle. Mit der Temperaturerhöhung steigt einerseits die Wahrscheinlichkeit zur Rekombination für aktive wie für inaktive Defekte, andererseits können wandernde Defektcluster sich zu größeren Gebilden zusammenlagern (Agglomeratbildung). In beiden Fällen wird die Zahl der Einzeldefekte reduziert, so daß je nach Ausgangsbedingungen der ursprüngliche, optimale Zustand in I_c wieder eintreten kann.

Ein ähnliches, jedoch stärker ausgeprägtes Pinningverhalten gegenüber Strahlenbelastung erkennt man aus den beschriebenen Bestrahlungsmessungen an NbTi, insbesondere das spontane Ausheilverfahren. Auch bei diesen Proben spielen normalleitende Ausscheidungen (α - und ω -Ausscheidungen mit mittleren linearen Ausdehnungen von 200 \AA bzw. 600 \AA) eine entscheidende Rolle für den Pinningmechanismus.

Die Volumenpinningkräfte P_V wurden von V_3Ga und Nb_3Sn ermittelt und sind in Abb. II.3.20 dargestellt. Man erkennt aus den Darstellungen, daß die experimentellen Ergebnisse gut mit dem analytischen Ausdruck

$$f(b) \sim b^{1/2}(1 - b)^2$$

mit $b = B/B_{c2}$ und $B_{c2} = 24 \text{ T}$ nach einem Pinningmodell von KRAMER³⁵⁾ übereinstimmen. Bei Nb_3Sn (hier mit den kleineren Körnern) liegt das Maximum von P_V bei $b \approx 0.3$ angedeutet (Normierungskonstante $P_{V0}(\text{max}) = 5.2 \times 10^9 \text{ Nm}^{-3}$). Eine Verschiebung zu größeren b bedeutet aber schwächeres Pinning. Die Voraussage von DEW-HUGHES³⁶⁾ daß für Korngrenzenpinning das P_V -Maximum bei $b = 0.6$ liegen sollte, trifft hier für diese A15-Leiter jedoch nicht zu.

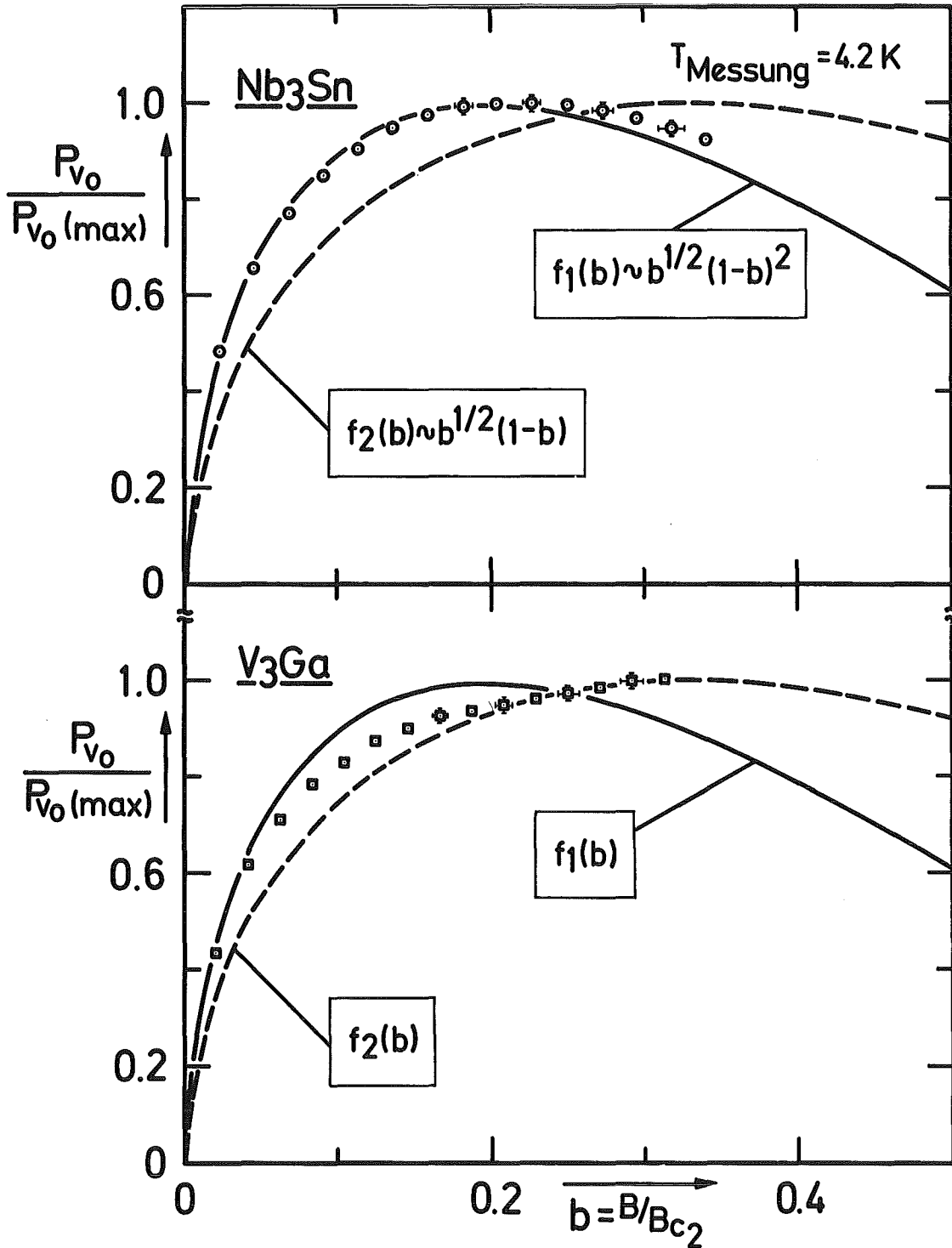


Abb. II.3.20: Normierte Volumenpinningkräfte für V_3Ga und Nb_3Sn im Vergleich mit analytischen Funktionen.

3.3 Simulationsexperimente am Reaktor

In der Tieftemperatur-Bestrahlungsanlage am Reaktor FR2 der GfK wurden zur Simulation der Bestrahlungseffekte mit geladenen Teilchen (Deuteronen) am Zyklotron V_3Ga -Mehrkernleiter, V_3Ga -Verbundleiter und Nb_3Sn -Verbundleiter mit schnellen Neutronen ($E_n > 0,1$ MeV) bestrahlt.

Die Bestrahlungstemperatur betrug jeweils 18 K. Die bestrahlten Proben wurden bei Flüssig-Stickstoff-Temperatur ausgeschleust und transportiert. Mittels einer speziell entwickelten Klemmtechnik wurden diese Proben im flüssigen Stickstoff kontaktiert und im Bestrahlungskryostaten (am Zyklotron) unter gleichen Bedingungen wie die zyklotronbestrahlten Proben bei 4.2 K ausgemessen. Ein Vergleich mit der entsprechenden Deuteronendosiskurve bis $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ zeigt, daß das Abknicken der j_c/j_{c0} -Kurven erst nach wesentlich größeren Neutronenflüssen erfolgt als bei Deuteronen. Ähnliche Ergebnisse werden auch bei V_3Ga erzielt. Quantitativ ergibt sich, u.a. im Vergleich mit Raumtemperatur-Neutronenbestrahlung, daß eine 50 MeV-Deuteronenbestrahlung bereits bei etwa einem Faktor 20 kleineren Fluß eine gegenüber Neutronenbestrahlung äquivalente j_c -Reduktion hervorruft. Rechnet man mit vergleichbaren Deuteronen- und Neutronenflüssen von etwa $10^{13} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$, so ergibt sich ein experimentell bestimmter Zeitersparnisfaktor von 20. Aus diesem Grunde sind Bestrahlungen an Zyklotrons besonders wirtschaftlich.

4. Strahlenresistenzkriterien

Die Ergebnisse der ausgeführten Tieftemperatur-Bestrahlungsexperimente an standardisierten, kommerziellen NbTi- und Al5-Supraleitermaterialien spielen für die Auslegung und Dimensionierung von strahlungsbelasteten Magneten eine wichtige Rolle. So hängt beispielsweise die Betriebssicherheit von supraleitenden Fusionsmagneten mit von den Veränderungen der kritischen Stromdichte j_c und der Übergangstemperatur T_c (bzw. des kritischen Feldes B_{c2}) durch Strahlenschäden am Supraleiter ab.

Es gilt nun, aus den gewonnenen Ergebnissen quantitative Kriterien für das Strahlenresistenzverhalten zu schaffen, die den Einsatz von Supraleitermaterialien in Strahlungsfeldern abgrenzen.

Die Änderungen der kritischen Größen $u = j_c$ bzw. T_c durch Strahleneinfluß können in 1. Näherung durch folgende Beziehung wiedergegeben werden:

$$dj_c = C_j \cdot j_{c_0} \cdot dD \quad \text{bzw.} \quad dT_c = C_T \cdot T_{c_0} \cdot dD$$

mit j_c, T_c nach Bestrahlung, j_{c_0}, T_{c_0} vor Bestrahlung, C_j, C_T = differentieller Strahleninduktionsparameter und D = Strahledosis [rad] bzw. Strahlenfluß Φt [cm^{-2}].

Bei den dafür interessierenden, optimierten Supraleitern ist der differentielle Strahleninduktionsparameter $C \leq 0$, d.h. die kritischen Größen nehmen mit wachsender Strahlenbelastung ab. Als strahlenresistent ohne Einschränkungen im strengen Sinne wird dann ein Leitermaterial (bestehend aus normalleitenden Stabilisierungs- sowie Vergußmaterialien und Supraleiter) angesehen, wenn es nach Bestrahlung 2 Bedingungen erfüllt:

- (1) Die Übergangskurve vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand ist reversibel und frei von Sprüngen. Irreversibilitäten weisen auf Widerstandsänderungen der normalleitenden Materialien hin.
- (2) Der ermittelte Strahleninduktionsparameter nimmt im gesamten Bestrahlungsintervall für die kritischen Größen j_c und T_c den Wert $C_j \geq 0$ an.

Zur Beurteilung der Strahlenresistenz von Supraleitermaterialien sind je nach Anwendungsfall entsprechende Abweichungen von diesen strengen Kriterien notwendig. So genügt für den praktischen Gebrauch vielfach, daß die strahlenreduzierten T_c -Werte noch weit oberhalb der vorgesehenen Arbeitstemperaturen liegen. Um für kritische Stromdichten die gerade noch zulässigen Reduktionen quantitativ anzugeben, wird der sog. integrale Strahleninduktionsparameter

$$C_i = \frac{j_c - j_{c0}}{j_{c0}} \cdot \frac{1}{D_{\max}}$$

eingeführt. C_i gibt z.B. für einen optimierten Leiter die gesamte j_c -Reduktion im Bestrahlungsintervall zwischen 0 und D_{\max} bzw. Φt_{\max} an. Um die etwaswillkürliche Festlegung von Strahlenbelastungsgrenzen möglichst anwendungsorientiert zu gestalten, wird Φt_{\max} gleich den über 10 Betriebsjahre aufintegrierten Neutronenfluß von $10^{18} - 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ in einem zukünftigen Fusionsreaktor gesetzt. Der entsprechende 50 MeV-Deuteronenfluß beträgt nach dem ermittelten Simulationsfaktor von etwa 20 etwa 10^{18} cm^{-2} . Für dieses Intervall liefern Bestrahlungsergebnisse für optimierte NbTi-Leiter C_i -Werte von

$$C_i \geq - 0.12 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$$

Wegen der bereits bei tiefen Temperaturen raschen j_c -Erholung und der relativ geringen T_c -Änderungen kann NbTi bis zu diesen und selbst noch bei höheren Strahlflüssen als nahezu strahlenresistent angesehen werden. NbTi ist deshalb geeignet für Magnete in hohen Strahlungsfeldern.

Bei optimierten A15-Supraleitern erreicht man den C_i -Wert für NbTi bereits nach etwa $2 \cdot 10^{17}$ Deuteronen/cm²; das entspricht einer Dosis von $3 \cdot 10^{10}$ rad. Für Strahlenbelastungen bis zu 10^{18} cm^{-2} können solche A15-Supraleiter nur mehr als bedingt strahlenresistent bezeichnet werden, da für die kritischen Stromdichten wie für die Übergangstemperaturen C_i -Werte von $- 0.95$, bzw. $- 0.30 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ ermittelt wurden.

Literatur zu Kap. II.3

- 1) R. Doll, H. Meissner, N. Riehl, W. Schilling, F. Schmeissner, Z. Angew. Phys. 17 (1964) 321;
R.H. Kernohan, S.T. Sekula, J. of Appl. Phys. 38 (1967) 4904;
W. Decker, J. Diehl, K. Hain, H. Katheder, Ch. Leitz, Kerntechnik, Isotopentechnik und -Chemie 6 (1966) 257.
- 2) K. Wohlleben, J. Low Temp. Phys. 13 (1973) 269;
W.V. Hassenzahl, J.D. Rogers, W.C. Armstrong, Proc. of the 1971 Part. Acc. Conf., March 1 - 3 (1971), Washington.
- 3) H.T. Coffey, E.L. Keller, A. Patterson, S. H. Autler, Phys. Rev. 155 (1967) 355;
K. Wohlleben, Z. Angew. Phys. 27 (1969) 92.
- 4) B. Besslein, G. Ischenko, S. Klaumunzer, P. Müller, H. Neumüller, K. Schmelz, H. Adrian, Phys. Lett. 53A (1975) 49;
- 5) H. Becker, H.K. Katheder, E. Seibt, S. Steinacker, KFK 1684 (1972), Karlsruhe.
- 6) H. Becker, K.-R. Krebs, P. Maier, J. Pytlik, E. Seibt, S. Steinacker, KFK 1783 (1973) S. 111 - 115, Karlsruhe.
- 7) H. Brechna, W. Maurer, KFK 1468, 1971 in gekürzter Form in: Blewitt, M.H. (Ed.): Proc. of the VIII Int. Conf. on High Energy Accelerators, Geneva, 1971 p. 224 - 227 und W. Maurer, KFK 1699, 1972.
- 8) P. Komarek, (1975) unveröffentlicht
- 9) K.-R. Krebs, Diplomarbeit 1972, Universität Karlsruhe.

- 10) S. Steinacker, Diplomarbeit 1973, Universität Karlsruhe.
- 11) P. Maier, Diplomarbeit 1974, Universität Karlsruhe.
- 12) Patentanmeldung
- 13) J. M. Lock, Cryogenics 9 (1969) 438.
- 14) H. Ruoss, Diplomarbeit 1976, Universität Karlsruhe
(erscheint Mai 1976)
- 15) W.A. Fietz, Rev. Sc. Instr. 36 (1965) 1621.
- 16) W. Specking, (1974) unveröffentlicht
- 17) H. Hillmann, Dissertation 1974, Universität Karlsruhe.
- 18) J.D. Lewin, Rutherford Lab. Report RHEL/R 118 (1968);
P.F. Smith, J.D. Lewin, Nucl. Instr. and Meth. 52 (1967)
298.
- 19) E. Seibt, Appl. Supercond. Conf. 1974, Oakbrook, IEEE
Transact. Magn. 11 (1975) 174.
- 20) K.R. Krebs, J. Pytlik, E. Seibt, KFK 1683 (1972), Karlsruhe.
- 21) K.R. Krebs, E. Seibt, DPG-Verhandlungen R.6, Bd. 8 (1973)
499.
- 22) P. Komarek, KFA 956 (1973), Jülich.
- 23) R.A. Krakowski, F.W. Chinard, Jr., F.L. Ribe and T.A.
Coultas, J. Nucl. Mat. 53 (1974) 54.
- 24) M. Wilhelm, E. Springer, Z. Naturforsch. 27a (1972) 1462;
K. Tachikawa, Y. Tamaka, J. Appl. Phys. 44 (1973) 893;
Y. Furuto, T. Suzuki, K. Tachikawa, Y. Iwasa, Appl. Phys.
Lett. 24 (1974) 34.
- 25) K.R. Krebs, P. Maier, E. Seibt, KFK 1996 (1974), Karlsruhe.

- 26) R.P. Tucker, S.M. Ohr, M.S. Wechsler, Proc. IAEA Rad. Dam. in React. Mat., Vol. I, Vienna (1969) 215.
- 27) K.R. Krebs, P. Maier, E. Seibt, DPG-Verhandlungen R.6, Bd. 9 (1974) 846.
- 28) H. Ullmaier, KFA 958 (1973), Jülich.
- 29) D.M. Parkin, D.G. Schweitzer, Nucl. Technology 22 (1974) 108;
D.M. Parkin, A.R. Sweedler, IEEE Transact. Magn. 11 (1975) 166.
- 30) J.H. Murphy, D.W. Deis, B.J. Shaw, M.S. Walker, IEEE Transact. Magn. 11 (1975) 317.
- 31) H. Becker, P. Maier, J. Pytlik, H. Ruoss, E. Seibt, (1975) unveröffentlicht
- 32) A.M. Campbell, J.E. Evetts, Adv. Phys. 21 (1972) 202.
- 33) R.M. Scanlan, W.A. Fietz, E.F. Koch, J. Appl. Phys. 46 (1975) 2244.
- 34) E. Nembach, Z. Metallkunde 61 (1970) 734.
- 35) E.J. Kramer, J. Appl. Phys. 44 (1973) 1360.
- 36) D. Dew-Hughes, Phil. Mag. 30 (1974) 293.

II.4 Das Widerstandsverhalten von Reinstaluminium in Abhängigkeit von Temperatur, Magnetfeld und Reinheitsgrad

Die Erzeugung hoher Magnetfelder mit konventionellen Spulensystemen, die aus Drahtleitern gewickelt oder aus Scheibenleitern (Bitter-Spulen) aufgebaut sind, führt zu hohen Ohm'schen Verlusten im Megawatt-Bereich. So liegen z.B. die Verluste für wassergekühlte Bitter-Magnete, wie sie an der Hochfeld-Magnetanlage in Braunschweig¹⁾ und am 'Service National des Champs Intenses' (S.N.C.I.) in Grenoble²⁾ mit Feldern zwischen 10 und 15 Tesla in einem Nutzraum von 5 cm Durchmesser betrieben werden, im Bereich von 5 bis 10 MW.

Zwei Wege bieten sich in der Magnettechnologie an, die Verluste zu verringern. Dies ist einerseits der Einsatz supraleitender Magnete, mit denen man heute bei Verwendung von Supraleitern wie Nb₃Sn und V₃Ga Felder bis zu 18 Tesla bei Heliumtemperatur (4.2 K) erreicht, zum andern die Verwendung von Kryomagneten, bei denen ein auch bei tiefen Temperaturen normalleitendes Reinstmetall als Leitermetall dient. Hier profitiert man von der Widerstandsabnahme mit sinkender Temperatur, die bei reinen Metallen einen Faktor 10⁴ bis 10⁵ zwischen Raumtemperatur und 4.2 K betragen kann.

Das geeignete Leitermaterial für normalleitende Kryomagnete ist Aluminium; es läßt sich mit ökonomisch vertretbarem Aufwand durch Präparationsverfahren wie Organo-Elektrolyse und Zonenschmelzen mit hoher Reinheit herstellen. Als Reinheitsangabe dient das Verhältnis des spezifischen elektrischen Widerstandes ρ von Raum- zu Heliumtemperatur, das Restwiderstandsverhältnis

$$r = \rho (273 \text{ K}) / \rho (4.2 \text{ K}).$$

Aluminium kann durch die zuvor erwähnten Verfahren in größeren Chargen (~ 100 kg) mit Reinheiten r von einigen 10⁴ produziert werden³⁾. Die vorliegende Untersuchung hat das Widerstandsverhalten von Reinstaluminium bei tiefen Temperaturen in Ab-

hängigkeit vom Magnetfeld, Reinheitsgrad und Temperatur zum Gegenstand. Polykristalline Aluminium-Bandproben ($0.3 \times 6 \text{ mm}^2$ Querschnitt) wurden im transversalen Magnetfeld bis 3.9 Tesla untersucht. Die Materialreinheit variierte zwischen $r = 2400$ und $r = 30\,000$, der Temperaturbereich von 4.2 K bis 32 K wurde kontinuierlich überstrichen.

Der Schwerpunkt der Untersuchungen lag beim Temperaturverhalten des Magnetowiderstandes. Im Hochfeldbereich $B > B_0$ (s. Abschn.4.1) wächst der Magnetowiderstand mit der Temperatur an und geht bei etwa 20 K über ein Maximum. Der Maximalwert nimmt mit der Reinheit zu und führt für die reinste Probe zu einem Widerstandszuwachs um einen Faktor von nahezu 7. Das ungewöhnliche Temperaturverhalten des Widerstandes mit und ohne Magnetfeld bedeutet eine Verletzung der KOHLER- und der MATTHIESSEN-Regel. Eine Erklärungsmöglichkeit wird durch die anisotrope Elektron-Phonon Streuung gegeben. Das diesbezügliche theoretische Konzept von KAGAN^{4,5)} liefert eine qualitative Übereinstimmung mit den im IEKP III gefundenen experimentellen Ergebnissen^{6,7)}.

4.1 Experimentelles

Die Messungen zum transversalen Magnetowiderstand von Reinstaluminium wurden an polykristallinen Bandproben von 0.3 mm Dicke durchgeführt. Das Magnetfeld steht dabei senkrecht auf der Stromrichtung und parallel zur Breitseite des Bandes. Die geringe Banddicke macht bei der hohen Materialreinheit eine size-Effekt-Korrektur des Widerstandes erforderlich⁸⁾, da die Leitungselektronen aufgrund ihrer großen freien Weglänge merkliche Oberflächenstreuungen erleiden. Die Band- und bulk-Restwiderstandsverhältnisse der untersuchten Proben sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Probe-Nr.	I	II	III	IV	V	VI
r_t (t = tape)	2200	3800	6600	8900	11050	13900
r_b (b = bulk)	2400	4500	9000	13800	19500	30000

Die size-Effekt-Korrektur wurde für völlig diffuse Oberflächenstreuung der Leitungselektronen angebracht. Sie ist feldabhängig und bei der vorgegebenen Geometrie vernachlässigbar, wenn der Zyklotronradius der Elektronen klein gegenüber der Banddicke und der freien Weglänge ist (Hochfeldfall). Für das gesamte untersuchte Reinheits- und Temperaturintervall wird der Hochfeldfall in Feldern $B < 4$ Tesla erreicht (Hochfeldfall in Aluminium: $r_b(T) \cdot B > 300$ Tesla, $B > B_0 = 300/r_b(T)$).

Zur Bestimmung des Magnetowiderstandes wurde der elektrische Widerstand von Aluminium-Bandproben bei jeweils konstanter Temperatur in Abhängigkeit vom Magnetfeld durch Strom-Spannungsmessung ermittelt; der Meßfehler liegt bei etwa 2 %. Der apparative Aufbau besteht aus einem Helium-Kryostaten, in dem sich eine Supraleiterspule zur Erzeugung des äußeren Magnetfeldes befindet (Abb. II.4.1). In die Bohrung dieses Solenoiden wird ein Einsatzkryostat geführt. Dieser ist mit ausgefrorenem Stickstoff gefüllt und enthält die Aluminiumbandprobe in einem heizbaren Probenhalter. Einsatz- und Magnetkryostat sind durch ein regulierbares Isoliervakuum voneinander getrennt. Durch Fluten dieses Vakuumraumes mit Heliumgas können Probenhalter und Probe über den verfestigten Stickstoff auf Heliumtemperatur gebracht werden. Durch Abstimmung von Probenhalterheizung und Druck im Isoliervakuumraum wird die jeweilige Meßtemperatur eingestellt und mit einem Regelgerät konstant gehalten. Zur Temperaturmessung dient eine magnetfeldunabhängige Kapazitätssonde sowie eine Germaniumsonde.

Die Temperaturkonstanz der Probe betrug 10 mK im untersuchten Temperaturbereich bis 32 K. Die Bandprobe wird um einen Aluminiumzylinder geführt und mit Spannbacken befestigt. Letztere tragen Kupferschneiden als Spannungskontakte. Die Stromzuführungen sind aus den Bandenden geschnittene Fahnen. Der Trägerzylinder wird oben und unten von einer heizbaren Deckplatte abgeschlossen.

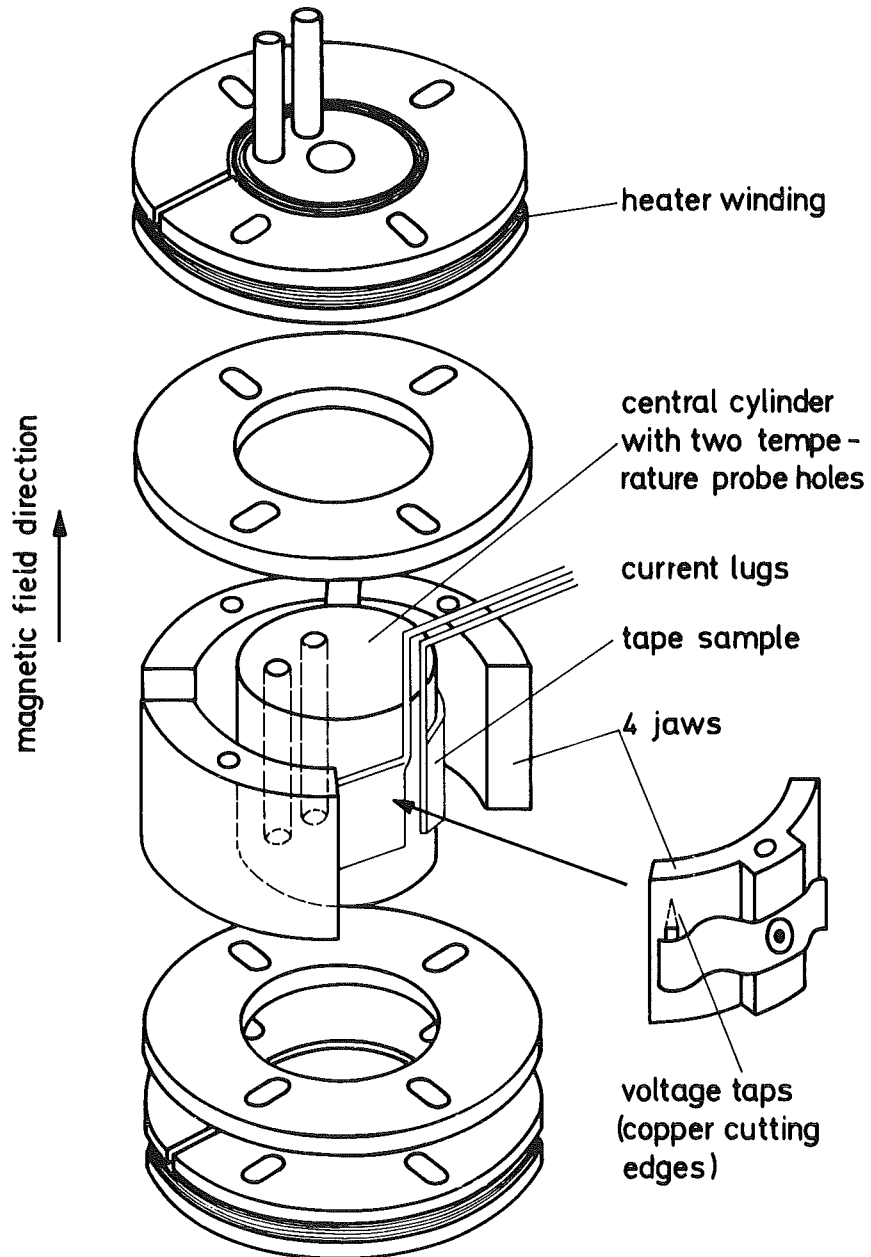


Abb. II.4.1: Skizze des Versuchsaufbaus

4.2 Die Messungen und ihre Ergebnisse

Nach der MATTHIESSEN-Regel setzt sich der spezifische Widerstand ohne äußeres Magnetfeld additiv aus einem temperaturunabhängigen Restwiderstand und einem bei tiefen Temperaturen etwa T^5 proportionalen inneren Widerstand zusammen. Der Restwiderstand ist durch Elektronenstreuung an Defekten der Kristallstruktur bestimmt, der innere Widerstand durch die Elektron-Phonon-Wechselwirkung. Bei Heliumtemperatur ist der Phononenbeitrag auch bei den reinsten, defektärmsten Proben gegenüber dem Restwiderstand vernachlässigbar. Der Widerstand bei 4.2 K ist somit ein Maß für die Defektkonzentration, d.h. die Materialreinheit, er wird - wie zuvor erwähnt - zur Bildung des Restwiderstandsverhältnisses eingesetzt. Daß beide Wechselwirkungsmechanismen nicht voneinander unabhängig sind, die Additivitätsregel beider Widerstandsbeiträge also verletzt ist, zeigt Abb. II.4.2, wo die experimentellen Ergebnisse für die Differenz $\rho(20.4 \text{ K}) - \rho(4.2 \text{ K})$ in Abhängigkeit vom Restwiderstandsverhältnis aufgetragen sind^{9,10,11}). Nach der MATTHIESSEN-Regel ist diese Differenz der Phononenbeitrag bei 20.4 K, unabhängig von der Reinheit, und aufgrund einer theoretischen Berechnung in Abb. II.4.2 als gestrichelte Linie angegeben. Die Experimente zeigen, daß die Wechselwirkung zwischen den beiden Streumechanismen mit wachsender Defektkonzentration zunimmt.

Eine für die Anwendung im Magnetbau weit schwerwiegendere Abweichung von theoretischen Vorstellungen ist das anomale Verhalten des Magnetowiderstandes von Aluminium. Der Magnetowiderstand ist definiert als die relative Widerstandszunahme im äußeren Feld B bei gegebener Temperatur T und Reinheit r:

$$\Delta\rho/\rho = (\rho(B,T,r) - \rho(0,T,r)) / \rho(0,T,r) \quad (1)$$

Diese Widerstandszunahme zeigt für Aluminium in Abhängigkeit vom Magnetfeld Sättigungstendenz für den Hochfeldfall (Abb. II.4.3) und geht in Abhängigkeit von der Temperatur im Hochfeldbereich bei etwa 20 K über ein Maximum (Abb. II.4.4). Dieses Verhalten verstößt gegen die KOHLER-Regel, der ent-

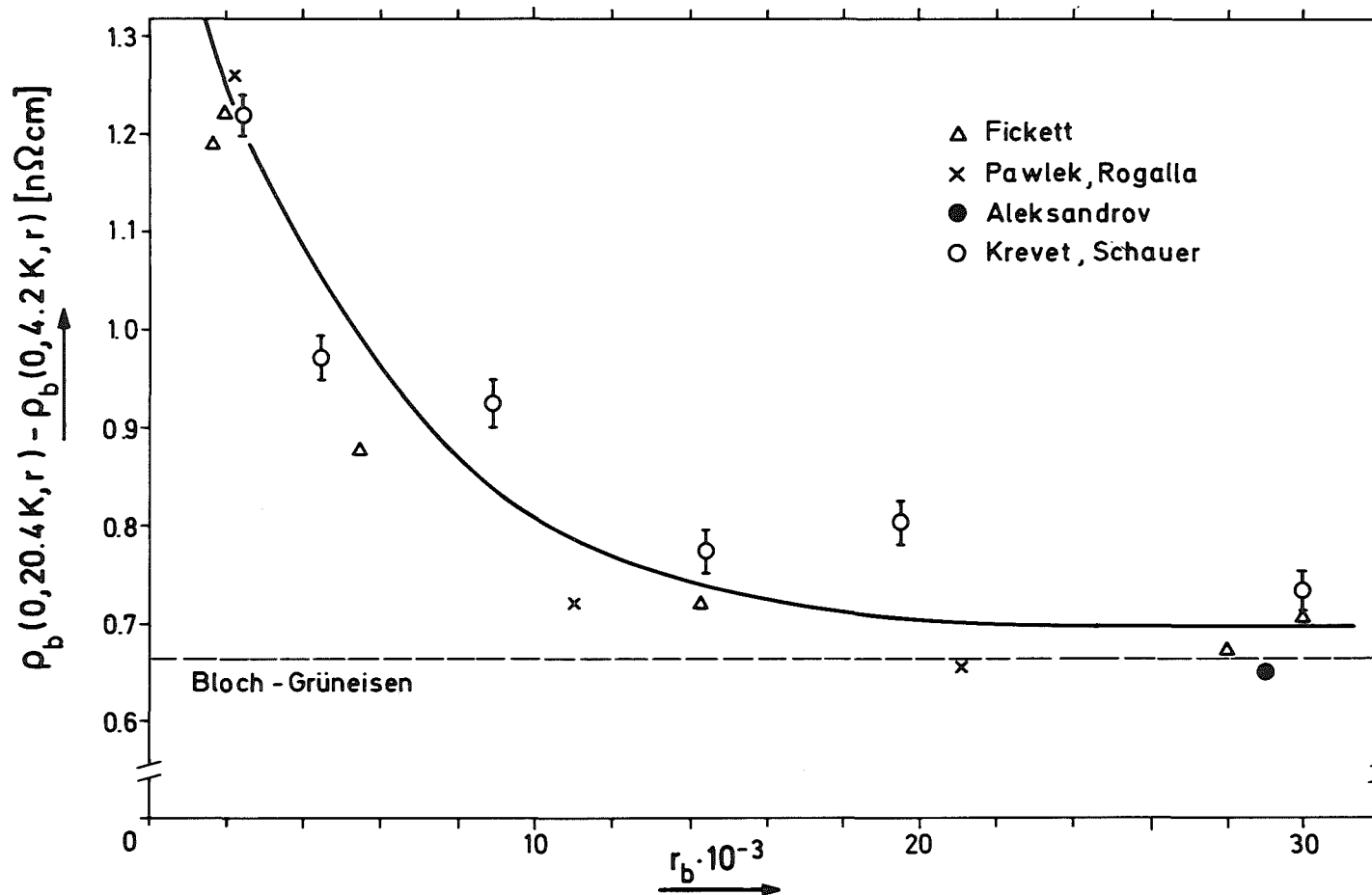


Abb. II.4.2: Abweichungen von der MATTHIESSEN-Regel als Funktion der Reinheit. Die horizontale Linie gibt den Phononenbeitrag bei 20.4 K zum Widerstand, wie er sich nach der Bloch-Grüneisen-Theorie errechnet.

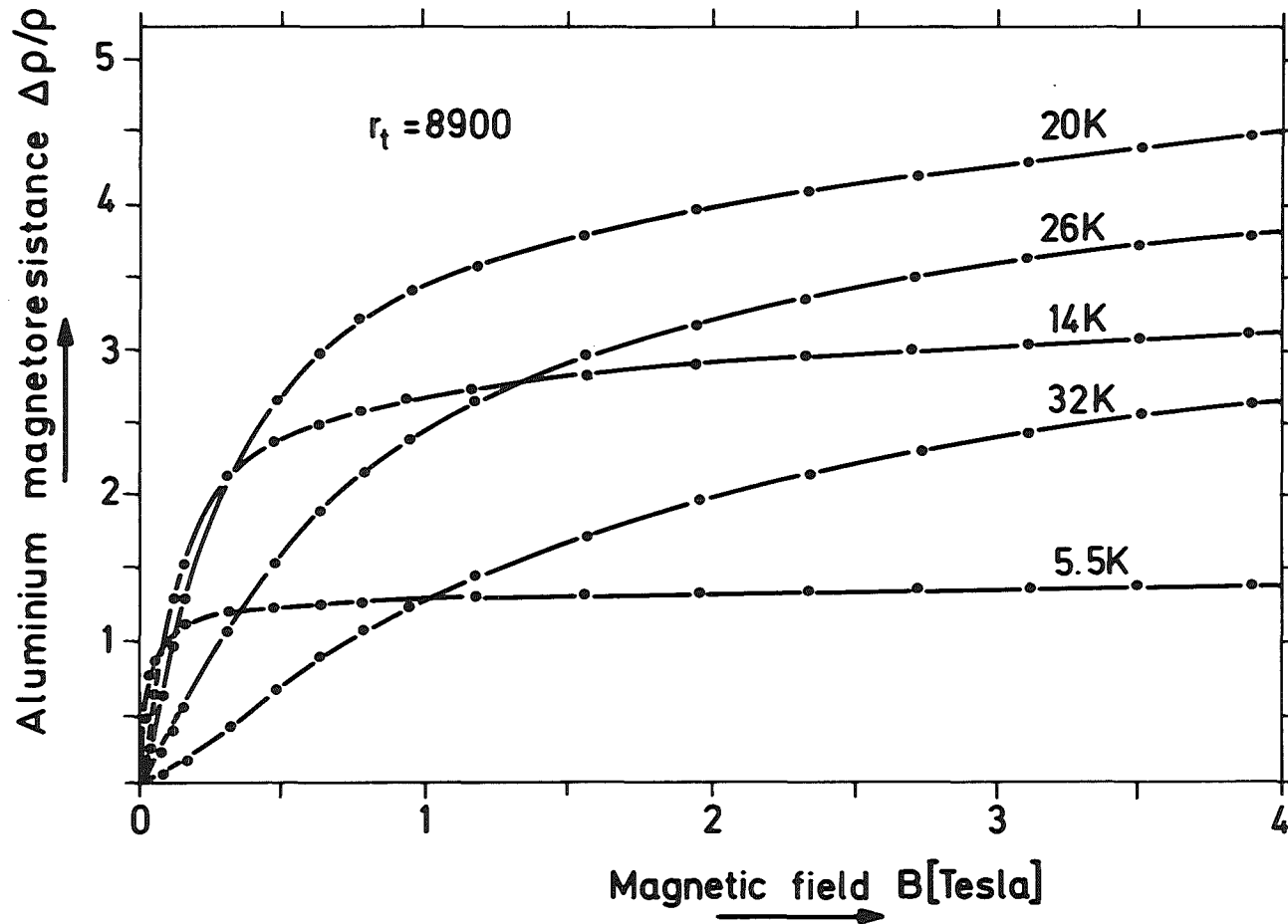


Abb. II.4.3: Magnetowiderstand $(\Delta\rho/\rho)_t$ von Reinstaluminium ($r_t = 8900$, unkorrigierte Bandwerte) als Funktion des äußeren Feldes bei verschiedenen Temperaturen.

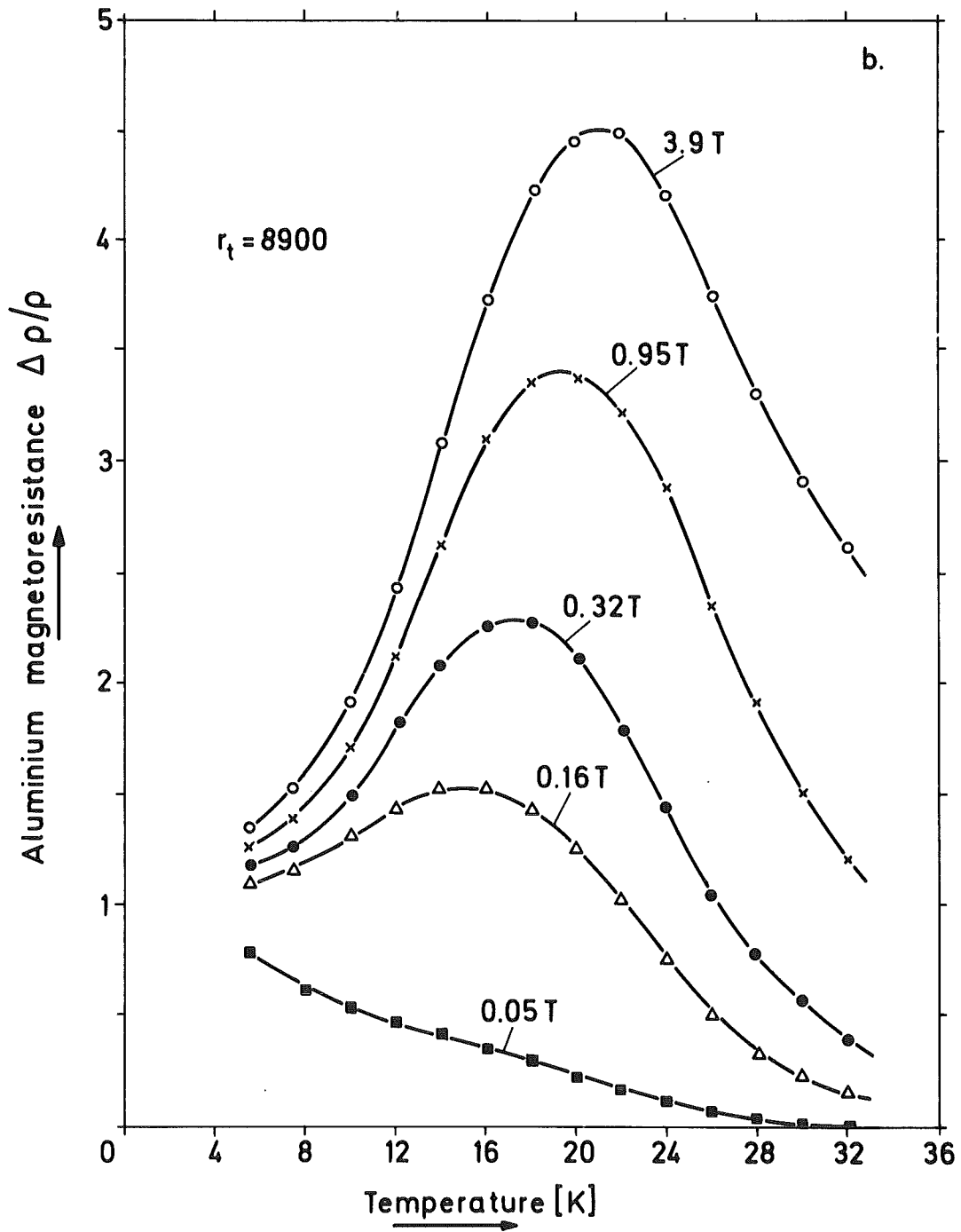


Abb. II.4.4: Magnetowiderstand $(\Delta\rho/\rho)_t$ von Reinstaluminium ($r_t = 8900$, unkorrigierte Bandwerte) als Funktion der Temperatur bei Magnetfeldern bis 3.9 Tesla.

sprechend der Magnetowiderstand $\Delta\rho/\rho$ nur eine Funktion des Verhältnisses $B/\rho(O,T,r)$ ist und monoton mit B/ρ wächst. Bei konstantem Feld und Temperaturerhöhung sollte $\Delta\rho/\rho$ also abnehmen, was nur jenseits des Maximums oberhalb ~ 20 K zutrifft und auch dort nur rein qualitativ, wie der KOHLER-Darstellung (Abb. II.4.5) zu entnehmen ist. Das Abnehmen von $\Delta\rho/\rho$ mit wachsender Temperatur jenseits des Temperaturmaximums (Abb. II.4.4) ist stärker als nach der KOHLER-Regel zu erwarten, die Meßpunkte zu verschiedenen Temperaturen bei gleichem B/ρ liegen nicht auf derselben KOHLER-Kurve. Abb. II.4.6 schließlich zeigt, wie der Magnetowiderstand mit wachsender Reinheit zunimmt (die Kurvenüberschneidungen für $T < 10$ K sind lediglich vorgetäuscht, da die Nullfeldwerte nicht size-Effekt korrigiert wurden).

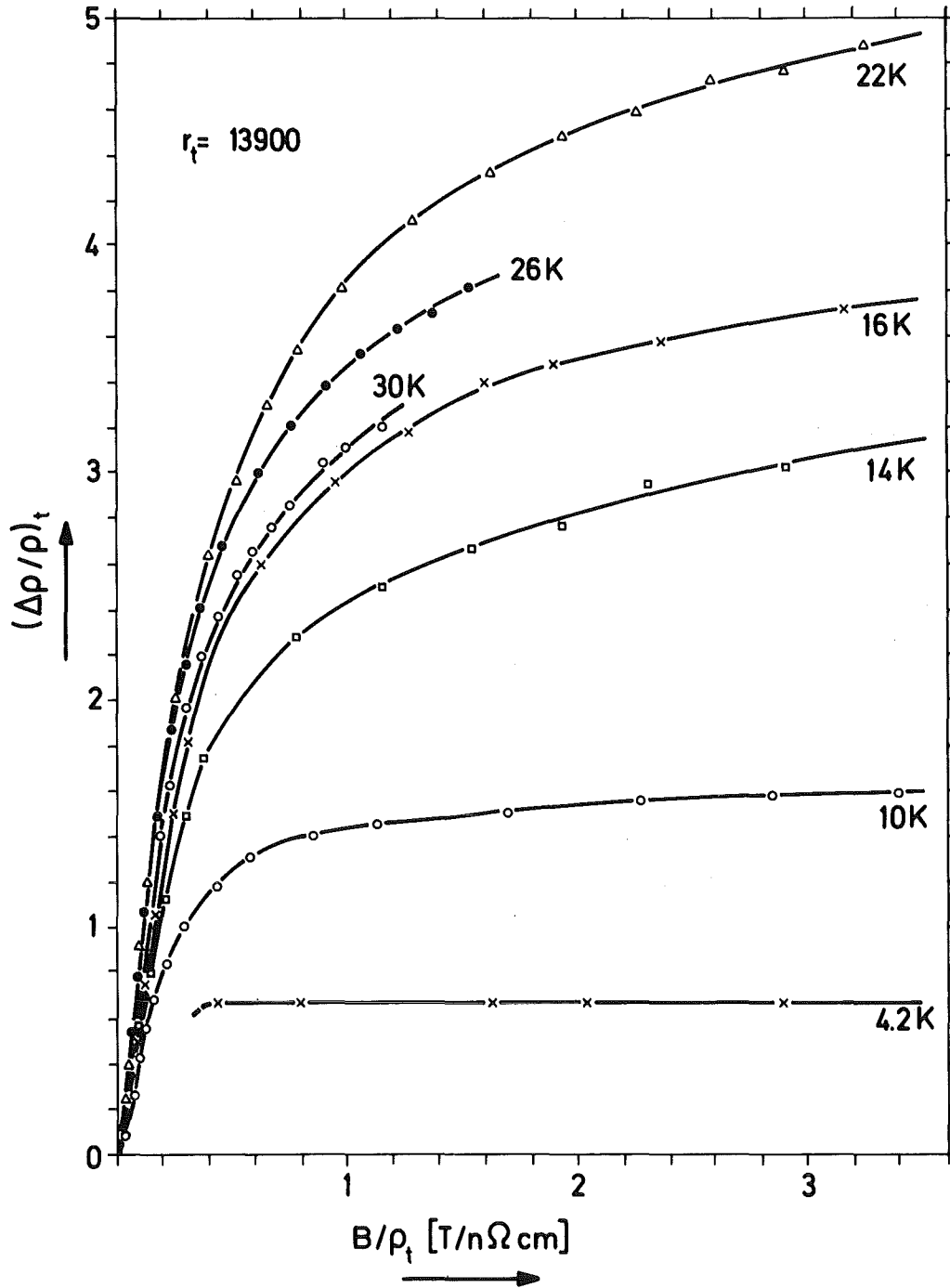


Abb. II.4.5: KOHLER-Diagramm für die reinste Probe
 $(r_t = 13900, r_b = 30000)$

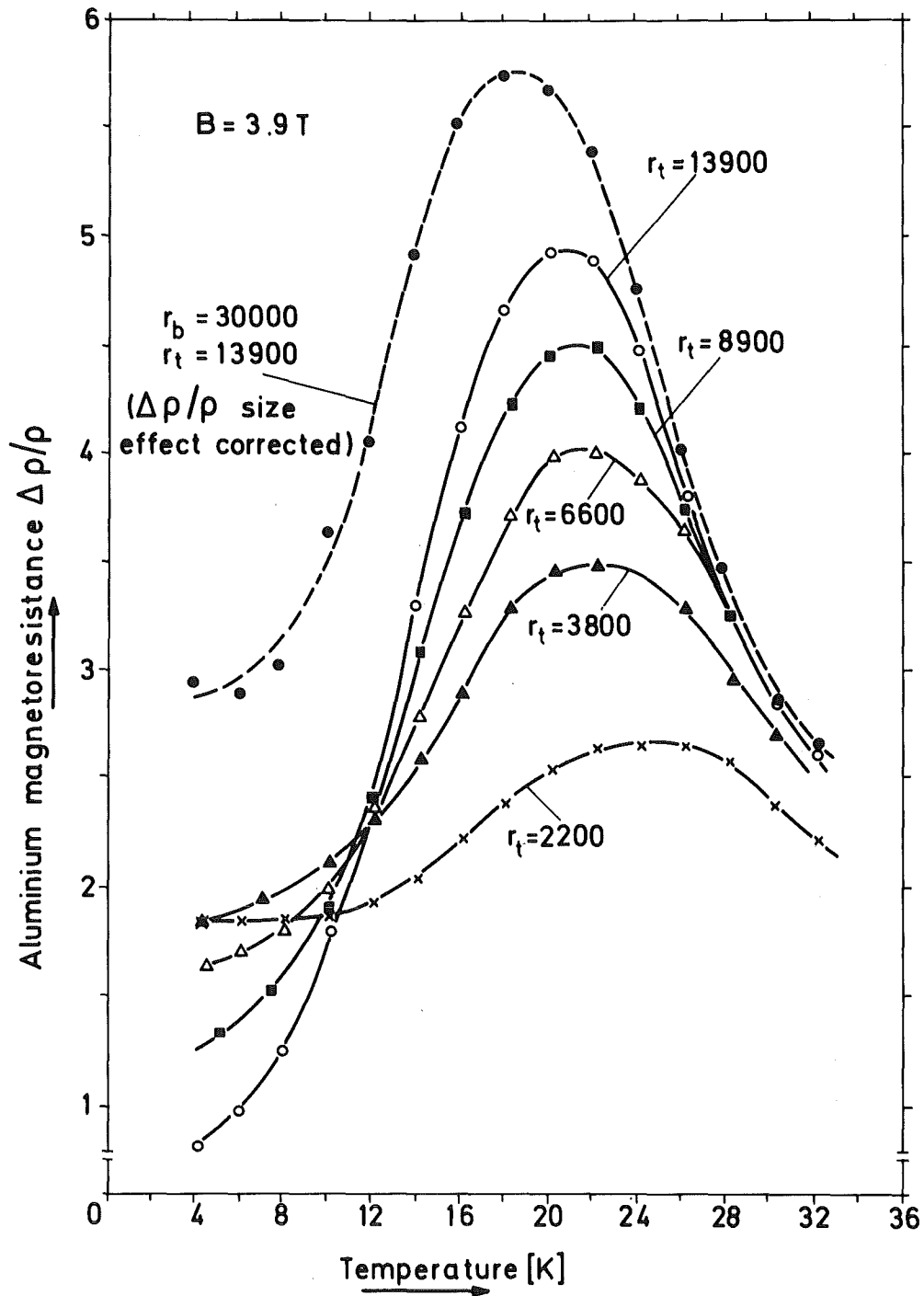


Abb. II.4.6: Magnetowiderstand $(\Delta\rho/\rho)_t$ von Reinstaluminium bei 3.9 Tesla als Funktion der Temperatur t für verschiedene Reinheiten. Für die $r_b = 30000$ Probe ist der korrigierte Magnetowiderstand $(\Delta\rho/\rho)_b$ eingezeichnet.

4.3 Diskussion der Meßergebnisse

Die Verletzung der Additivitätsregel nach MATTHIESSEN und der KOHLER-Regel läßt sich formal beschreiben, indem man in den temperaturabhängigen Anteil des Widerstandes ρ_{temp} einen von Magnetfeld und Reinheit abhängigen Kopplungsterm $K(B,T,r)$ aufnimmt:

$$\begin{aligned}\rho(B,T,r) &= \rho_{\text{res}}(B,r) + \rho_{\text{temp}}(B,T,r) \\ &= \rho_{\text{res}}(B,r) + \rho_{\text{ph}}(T) + K(B,T,r)\end{aligned}\quad (2)$$

ρ_{res} ist der durch die Defekte bestimmte Restwiderstand ρ_{ph} der "reine" Phononenbeitrag, der im Falle unendlicher Reinheit den einzigen temperaturabhängigen Anteil darstellt. Aus dem Meßwert ρ , size-Effekt korrigiert, und $\rho_{\text{res}} = \rho(T \rightarrow 0)$ kann ρ_{temp} gewonnen werden. Für die reinste Probe ($r_b = 30000$) ist die Temperaturabhängigkeit von ρ_{temp} in der Form $\rho_{\text{temp}} \propto T^m$ in Abb. II.4.7 wiedergegeben. Im Nullfeld ($m = m_0$) tritt bei 17 K ein Exponentwechsel von $m_0 = 2.3$ auf $m_0 = 4.8$ ein, während im Hochfeldfall ($B = 3.9$ T) der Exponent $m = 3.3$ konstant im untersuchten Temperaturbereich ist. Dieser Exponentwechsel in m_0 ist verantwortlich für ein Maximum in der Temperaturabhängigkeit des Magnetowiderstandes ρ_{temp} :

$$(\Delta\rho/\rho)_{\text{temp}} + 1 \propto T^{m-m_0} \quad (3)$$

und - wie sich zeigen läßt⁷⁾ - damit auch für das Temperaturmaximum von $\Delta\rho/\rho$ selbst, wie es in Abb. II.4.4, 6 wiedergegeben ist.

Das Temperaturverhalten läßt sich anhand theoretischer Vorstellungen von KAGAN^{4,5)} deuten. Diesem zufolge ist die Verletzung von KOHLER und MATTHIESSEN-Regel eng miteinander verknüpft und durch eine Anisotropie der Elektronen-Verteilungsfunktion verursacht. Diese Anisotropie ist eine Folge anisotroper Elektron-Phonon-Streuung, im wesentlichen durch Umklapp-Streuung hervorgerufen. Im Hochfeldfall oder bei überwiegender

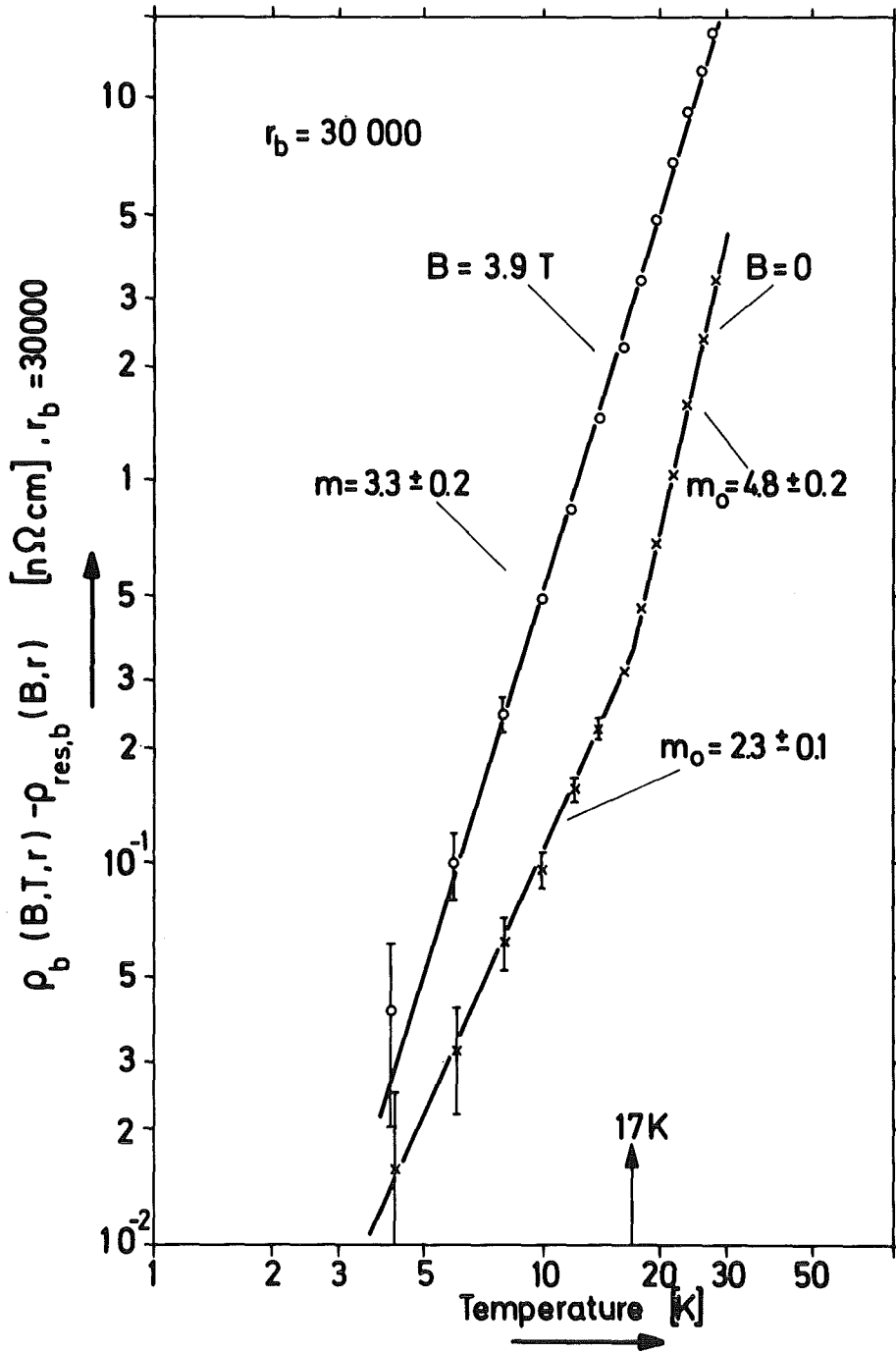


Abb. II.4.7: Der temperaturabhängige Widerstandsbeitrag ρ_{temp} der $r_b = 30000$ Probe. Der Temperaturexponent von $\rho_{temp} \propto T^m$ ist bei 3,9 Tesla $m = 3,3 \pm 0,2$ und im Nullfeld $m = m_0 = 2,3 \pm 0,1$ für $T < 17 K$, $m_0 = 4,8 \pm 0,2$ für $T > 17 K$.

Defektstreuung ist sie ohne Einfluß auf den Widerstand, während sie für eine unendlich reine Probe im Nullfeld den elektrischen Widerstand um einen Faktor $(1 - \eta(T))$ absenkt. Hierbei ist $\eta(T)$ ein Maß für die Anisotropie der Elektronen-Verteilungsfunktion über die FERMI-Fläche. Für den Widerstand einer unendlich reinen Probe (reiner Phononanteil) gilt:

$$\rho(O, T, r) \Big|_{r \rightarrow \infty} = \rho_{ph}(T) = \rho_{ph}^O(T) \cdot (1 - \eta(T)); \quad (4)$$

$\rho_{ph}^O(T)$ ist durch Matrixelemente des Streuoperators gegeben und entspricht einer isotropen Elektronen-Verteilungsfunktion. Die Anisotropie-Funktion $\eta = \eta(T)$ geht nach KAGAN für Aluminium bei 5 K über ein Temperaturmaximum. Der Gesamtwiderstand (2) wird dann

$$\begin{aligned} \rho(B, T, r) &= \rho_{res}(B, r) + \rho_{ph}^O(T) \cdot \{1 - \eta(T)\} + K(B, T, r) \\ &= \rho_{res}(B, r) + \rho_{ph}^O(T) \cdot \{1 - \eta(T) \cdot K'(B, T, r)\} \end{aligned} \quad (5)$$

wobei wir den Kopplungsterm K' eingeführt haben, der mit K aus (2) durch

$$K' = 1 - (K / \rho_{ph}^O \cdot \eta)$$

verbunden ist. Sicher verschwindet der Korrekturterm K , der die Kopplung zwischen Defekt- und Phononenstreuung beschreibt, wenn nur ein Streumechanismus vorliegt, d.h. $K = 0$ bzw. $K' = 1$ für $T \rightarrow 0$ (Defektstreuung) und $r \rightarrow \infty$ (Phononenstreuung). Der Grenzfall $r \rightarrow \infty$ bedarf einer Einschränkung bei vorhandenem Magnetfeld: da der reine Phononenbeitrag $\rho_{ph}^O(T)$ als unabhängig vom Magnetfeld angesetzt ist, wird eine Feldabhängigkeit der Elektron-Phonon-Wechselwirkung auch im Grenzfall unendlicher Reinheit durch einen nicht verschwindenden Kopplungsterm K beschrieben.

Nach KAGAN wird die durch $\eta(T)$ bestimmte Anisotropie aufgehoben, wenn Defektstreuung überwiegt (dirty limit) oder der Hochfeldfall vorliegt. Dann nämlich wird $K = \rho_{ph}^O \cdot \eta$ bzw.

$K' = 0$ und die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes nur noch durch den Beitrag $\rho_{\text{ph}}^{\circ}(T)$ bestimmt. An die Stelle der MATTHIESSEN-Regel tritt dann folgende Abänderung des Additivitätsgesetzes: ausgehend von unendlicher Reinheit (4) tritt bei Defekteinbau einerseits ein Restwiderstandsbeitrag auf, andererseits ein Kopplungsstrom $K(O,T,r)$, der dem Anisotropiebeitrag $-\rho_{\text{ph}}^{\circ}\eta$ entgegenwirkt und ihn schließlich im Fall $\rho_{\text{res}} \gg \rho_{\text{temp}}$ kompensiert. Für das Temperaturverhalten des Magnetowiderstandes liefert die KAGAN'sche Theorie ebenfalls eine qualitative Erklärung. Für eine unendlich reine Probe im Hochfeldfall gilt mit (4) für den Magnetowiderstand

$$(\Delta\rho/\rho)_{\text{ph}, B \gg B_0} = \eta/(1 - \eta) \quad (6)$$

bei gleichzeitiger Defektstreuung wird der temperaturabhängige Magnetowiderstandsbeitrag

$$(\Delta\rho/\rho)_{\text{temp}, B \gg B_0} = \eta K'/(1 - \eta K') \quad (7)$$

mit $K' = K'(O,T,r)$. Die Funktion (6) hat wie $\eta(T)$ selbst für Aluminium bei 5 K ein Maximum. Durch den Korrekturbeitrag K' bei Proben endlicher Reinheit wird das Maximum verschoben (Gleichung (7)). Selbst für die reinste der untersuchten Proben (Probe VI, $r_b = 30000$) überwiegt der temperaturabhängige Widerstandsbeitrag den Restwiderstand erst oberhalb von 9 K, bei 20 K ist ρ_{res} immer noch 10 % von ρ_{temp} , so daß der Kopplungsstrom gemäß (7) zur Beschreibung unserer Ergebnisse berücksichtigt werden muß und nicht der reine Phononenbeitrag (6) zum Magnetowiderstand auftritt. Die Deutung des Temperaturmaximums von $(\Delta\rho/\rho)_{\text{temp}}$ (und damit vom gesamten $\Delta\rho/\rho$) erfolgt über die Betrachtung des Temperaturverhaltens von $\rho(O,T,r)$ und $\rho(B,T,r)$ für die $r_b = 30000$ -Probe. Im Hochfeldfall ist - wie gezeigt - die Temperaturabhängigkeit von $\rho(B,T,r)$ durch die von $\rho_{\text{ph}}^{\circ}(T)$ gegeben und konstant im untersuchten Temperaturbereich: $\rho_{\text{ph}}^{\circ}(T) \propto T^m$ mit $m = 3.3 \pm 0.2$.

Der Nullfeldwiderstand $\rho(O,T,r)$ ist für $T \ll 9$ K ebenfalls durch $\rho_{\text{ph}}^{\circ}(T)$ in seiner Temperaturabhängigkeit bestimmt. Mit zu-

nehmender Temperatur wird dann die Elektron-Phonon-Wechselwirkung effektiver. Dadurch wird ein Anisotropiebeitrag erzeugt, der den Widerstand um $-\rho_{\text{ph}}^{\circ} \cdot \eta \cdot K'$ absenkt (siehe (5)). Wenn die Phononenstreuung weiter zunimmt und K' gegen 1 tendiert, kann das Produkt $\eta K'$ sehr wohl ebenfalls zunehmen, obwohl η allein bereits abnimmt, da die Temperatur bereits oberhalb 5 K liegt. Wenn also das Anwachsen von K' mit zunehmender Temperatur die Abnahme von η überkompensiert, wird die Temperaturabhängigkeit von $\rho_{\text{ph}}^{\circ}(T)$ durch den Faktor $(1 - \eta K')$ herabgesetzt, der Temperaturexponent erniedrigt sich auf m_0 ($m_0 = 2.3 \pm 0.1$). Schließlich überwiegt die Phononenstreuung und K' wird 1. Dann wird aufgrund der mit der Temperatur abnehmenden Anisotropiefunktion η die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes durch (4) bestimmt, d.h. die Temperaturabhängigkeit von $\rho_{\text{ph}}^{\circ}(T)$ wird durch den Faktor $(1 - \eta)$ erhöht, der Temperaturexponent wechselt zu $m_0 = 4.8 \pm 0.2$. Dieser Exponentwechsel tritt bei 17 K für die $r_b = 30000$ -Probe auf und bestimmt die Lage des Temperaturmaximums von $\Delta\rho/\rho$ (Abb.II.4.6).

In ⁷⁾ ist die Anwendung des theoretischen Konzepts von KAGAN auf das Temperaturverhalten des Magnetowiderstands von Reinstaluminium ausführlich diskutiert. Es erscheint uns derzeit am erfolgreichsten das Widerstandesverhalten im Magnetfeld zu erklären, auch wenn es nur qualitative Aussagen gestattet. Ursache für die beobachtete Anomalie ist - wie dargelegt - die anisotrope Elektron-Phonon-Streuung und die Unterdrückung dieser Anisotropie im Hochfeldfall und bei überwiegender Defektstreuung.

Die Verletzung der KOHLER-Regel für Aluminium ist nicht verwunderlich, wenn man die zu ihrer Herleitung gemachten Voraussetzungen betrachtet: sie gilt generell, wenn nur ein Streumechanismus wirksam ist. Unterliegen die Leitungselektronen mehreren Streumechanismen (z.B. Streuung an Phononen und Defekten), so ist nur dann die Gültigkeit der KOHLER-Regel zu erwarten, wenn die verschiedenen Streuprozesse im Impulsraum isotrop sind, so daß die ihnen entsprechenden Relaxationszeiten in der BOLTZMANN-Gleichung zusammengefaßt werden können.

Bei dem polykristallinen Aluminium der vorliegenden Untersuchungen sind stets mehrere, zumindest teilweise anisotrope Streumechanismen wirksam.

In Kap. IV.1.3 wird ein Kryomagnet beschrieben, dessen Spulen aus Reinstaluminium bestehen. Dieser Magnet ist mit dem Ziel gebaut worden, einen Vergleich von supraleitenden Magneten und Magneten mit Spulen aus normalleitenden Metallen durchzuführen. Über die Ergebnisse wird in Kap. IV.1.3 berichtet.

Literatur zu Kap. II.4.

- 1) Mitt. der Techn. Univ. Braunschweig, J.VII, Heft III (1972)
- 2) H.J. Schneider-Muntau in "The Application of High Magnetic Fields in Semiconductor Physics", Int. Conf., Univ. Würzburg (July 1974)
- 3) W.D. Hannibal, G. Ibe, H. Pfundt, W. Reuter, and G. Winkhaus, Metall 27, 203 (1973)
- 4) Yu. Kagan und V.N. Flerov, Sov. Phys. JETP 39, 673 (1974)
- 5) Yu. Kagan und A.P. Zhernov, Sov. Phys. JETP 33, 990 (1971)
- 6) B. Krevet, Frühjahrstagung DPG, Festkörperphysik, Freudenstadt 1. - 5. April 1975, Verhandlungen der DPG, R.6, Bd. 9 (1974), S. 841 - 842
- 7) B. Krevet, W. Schauer, J. Appl. Phys. (eingereicht Okt. 1975); diese Arbeit enthält eine ausführliche Diskussion der beobachteten Effekte und ihrer Erklärungsmöglichkeiten.
- 8) E.H. Sondheimer, Adv. Phys. 1, 1 (1952)
- 9) F.R. Fickett, Phys. Rev. B 3, 1941 (1971)
- 10) F. Pawlek und D. Rogalla, Cryogenics 6, 14 (1966)
- 11) B.N. Alexandrov, Sov. Phys. JETP 16, 286 (1963)

II.5 Epoxyde in der Tieftemperaturtechnologie

Kunststoffe wurden hauptsächlich für Anwendung im Raumtemperaturbereich entwickelt. In der Tieftemperaturtechnologie gewinnen sie zunehmend an Bedeutung. Beim Bau von Supraleitungsmagneten werden sie als Vergußmaterial und in gefüllter Form als Struktur- und Armierungsmaterial verwendet. Bei der Entwicklung von SL-Generatoren und -Motoren könnten faserverstärkte Epoxyde eine zunehmende Rolle wegen ihrer gegenüber Metallen hohen spezifischen Festigkeit spielen, die man ausdrücken kann durch das Verhältnis von Elastizitätsmodul und Bruch- oder Biegefestigkeit pro Dichte: E/ρ und σ_B/ρ . Da insbesondere SL-Maschinen gegenüber konventionellen nur ab einer bestimmten Größe ökonomisch sind, ist die verringerte Zentrifugalkraft ein günstiges Konstruktionsmerkmal. Ein weiterer Vorteil gegenüber Metallen liegt in der geringen Wärmeleitung λ pro mechanischer Festigkeit, d.h. einem kleinen Verhältnis λ/E und λ/σ_B . Behälter und Kryostate sind Anwendungsbeispiele.

Bei hochinduktiven Wechselfeldmagneten sind zur Vermeidung von Wirbelströmen elektrisch nicht- oder schlechtleitende Strukturmaterialien erforderlich.

Die Isolation der Stromzuführungen für SL-Magneten wird häufig aus glasfaserverstärkten Epoxyden (GFK) gefertigt. Der sehr geringe thermische Ausdehnungskoeffizient von kohlefaserverstärkten Epoxyden (KFK) prädestiniert sie als Material für Konstruktionsteile, die hohen Temperaturschwankungen ausgesetzt sind (z.B. Antennen von Satelliten).

Ein großer Vorteil von pulvergefüllten Epoxyden ist die kontinuierliche Modifizierbarkeit verschiedener Eigenschaften durch den Füllgrad. Bei faserverstärkten Epoxyden kommt die Möglichkeit für anisotrope Änderung von Materialparametern durch die Faseranordnung hinzu. Dadurch ist ein optimaler Werkstoffeinsatz ermöglicht und eine weitgehende Anpassung an andere Konstruktionsteile erreichbar.

Für die Auswahl von Epoxyden sind je nach Anwendung folgende Kriterien zu berücksichtigen:

- a) Gute Verarbeitungseigenschaften, die durch die Viskosität, die Topfzeit und die Schrumpfeigenschaften gegeben sind.
- b) Mechanische statische Stabilität, die durch die Elastizitätsgrößen, das Kriech- und Bruchverhalten, sowie die Bindungseigenschaften an Füller gegeben sind.
- c) Stabilität bei dynamischer Belastung, die durch die Ermüdungscharakteristik und Bruchenergie angebar ist.
- d) Gute Tieftemperatureigenschaften. Die zunehmende Versprödung von Materialien bei tiefen Temperaturen erfordert Resistenz gegen thermische Schocks. Im Hinblick auf Kühlmittelsparung sollen exotherme Prozesse, wie die irreversible Deformationsenergie, klein sein.
- e) Gute elektrische Isolationsfähigkeit, insbesondere in Heliumumgebung.

Es wurden und werden daher folgende Ziele verfolgt:

- Erfassung von Kenndaten, insbesondere bei tiefen Temperaturen, zur Materialauswahl und als Konstruktionsunterlagen
- Erforschung der Zusammenhänge von der Struktur/Morphologie und den daraus folgenden physikalischen Eigenschaften. Untersuchungen bei tiefen Temperaturen sind hierfür besonders geeignet, weil nur wenige thermisch angeregte Moden vorliegen.

Zur Durchführung der Untersuchungen war es erforderlich, entsprechende Prüfapparaturen zu bauen oder für den Tieftemperatureinsatz zu modifizieren.

Ein induktives Dilatometer wurde umgerüstet¹⁾ und ein Doppelplattenkalorimeter²⁾ nach dem in Abb. II.5.1 dargestelltem Prinzip gebaut. Die Probenplatten werden über Tellerfedern je zwischen eine Heiz- und Kühlplatte gepreßt, wobei zum besseren Kontakt jeweils Indiumfolien dazwischen gelegt sind. Eine servohydraulische mechanische Prüfmaschine wurde zusammen mit der Fa. Schenck (Darmstadt) entwickelt und im IEKP gebaut. Die Maschine ist ausgelegt für 1,6 to und eine Prüffrequenz von ca. 40 - 50 Hz³⁾. Eine Ansicht mit Innenkryostat, Rahmen und Prüfeinsatz ist in Abb. II.5.2 gezeigt. Im Zusammenhang damit wurden Dehnungsmeßstreifen, Weg- und Kraftaufnehmer auf ihre

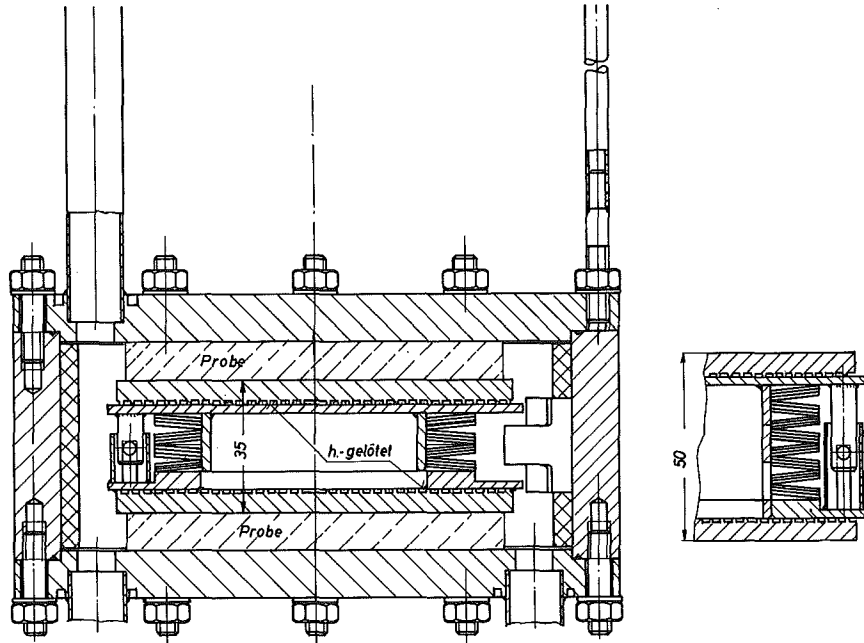


Abb. II.5.1: Apparativer Aufbau zur Messung der Wärmeleitfähigkeit

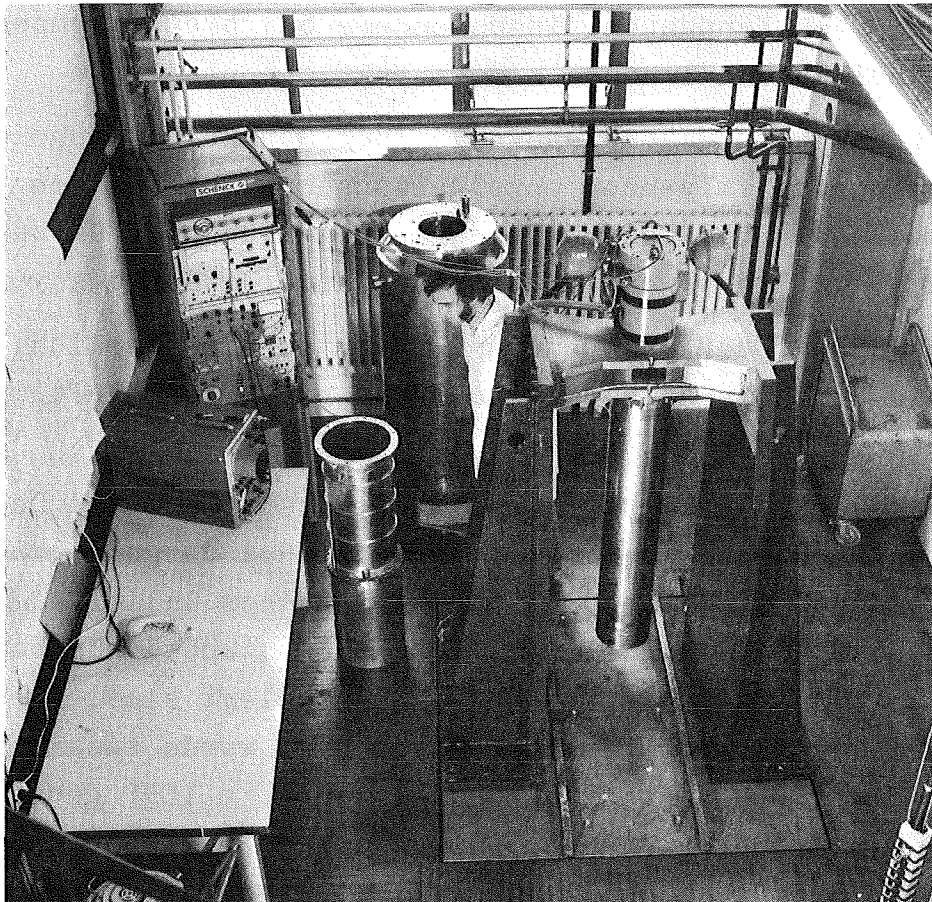


Abb. II.5.2: Gesamtansicht der mechanischen Tieftemperaturprüfmaschine mit Innen- und Außenkryostat und Prüfeinsatz

Einsatzmöglichkeit bei tiefen Temperaturen untersucht⁴⁾. Eine mechanische Prüfapparatur mit sehr hoher Steifigkeit zur Messung der Bruchenergie wurde fertiggestellt. Weg- und Spannungsmessungen müssen schnell und ohne zeitliche Phasenverschiebung erfolgen, da das Weg-Spannungs-Integral ein Maß für die freiwerdende Bruchenergie ist.

Für den Verguß von SL-Spulen mit Epoxyden wurde eine Vakuumvergießapparatur erstellt, die in erweiterter Form für den Verguß von zahlreichen SL-Magneten verwendet wurde (vgl. hierzu Kap. III.3). Im Rahmen der Vergießarbeiten wurde die Viskosität und Topfzeit von verschiedenen gefüllten und ungefüllten Epoxyden gemessen⁵⁾.

Die Tieftemperaturmaterialuntersuchungen wurden durchgeführt an drei chemisch sehr verschiedenen Epoxyden mit sehr unterschiedlicher Vernetzungsdichte und einer flexiblen, semiflexiblen und festen Konsistenz bei Raumtemperatur. Als Pulverfüller wurden Quarz, Glaskugeln, Zirkosil und Aluminiumoxyd verwendet, die relativ zum Epoxyd eine sehr geringe thermische Kontraktion und spezifische Wärme und eine hohe mechanische Festigkeit und Wärmeleitung besitzen. Als Fasern wurden Glasfasern in Zwei- und Dreischichtverbunden und Kohlefasern in Unidirektionalschichten verwendet.

Ein Überblick über Meßmethoden und Meßergebnissen an gefüllten und ungefüllten Epoxyden wird im Folgenden gegeben.

Thermische Kontraktion

Von den bisher bekannten organischen Kunststoffen haben Epoxyde die geringsten Ausdehnungs- bzw. Kontraktionskoeffizienten, die aber immer noch größenordnungsmäßig 3 - 5 mal höher sind als die von Metallen. Durch anorganische, niederkontraktive Füller kann die Kontraktion wesentlich reduziert und der von Metallen angepaßt werden^{6,7)}. Zur Charakterisierung des Füllereinflusses ist in Abb. II.5.3 die integrale thermische Kontraktion (4.2 - 293 K) von verschiedenen gefüllten Epoxyden dargestellt. Die Werte sind auf die Kontraktion der reinen Epoxyde normiert. Es zeigt sich, daß die Abhängigkeit vom Füllgrad bei

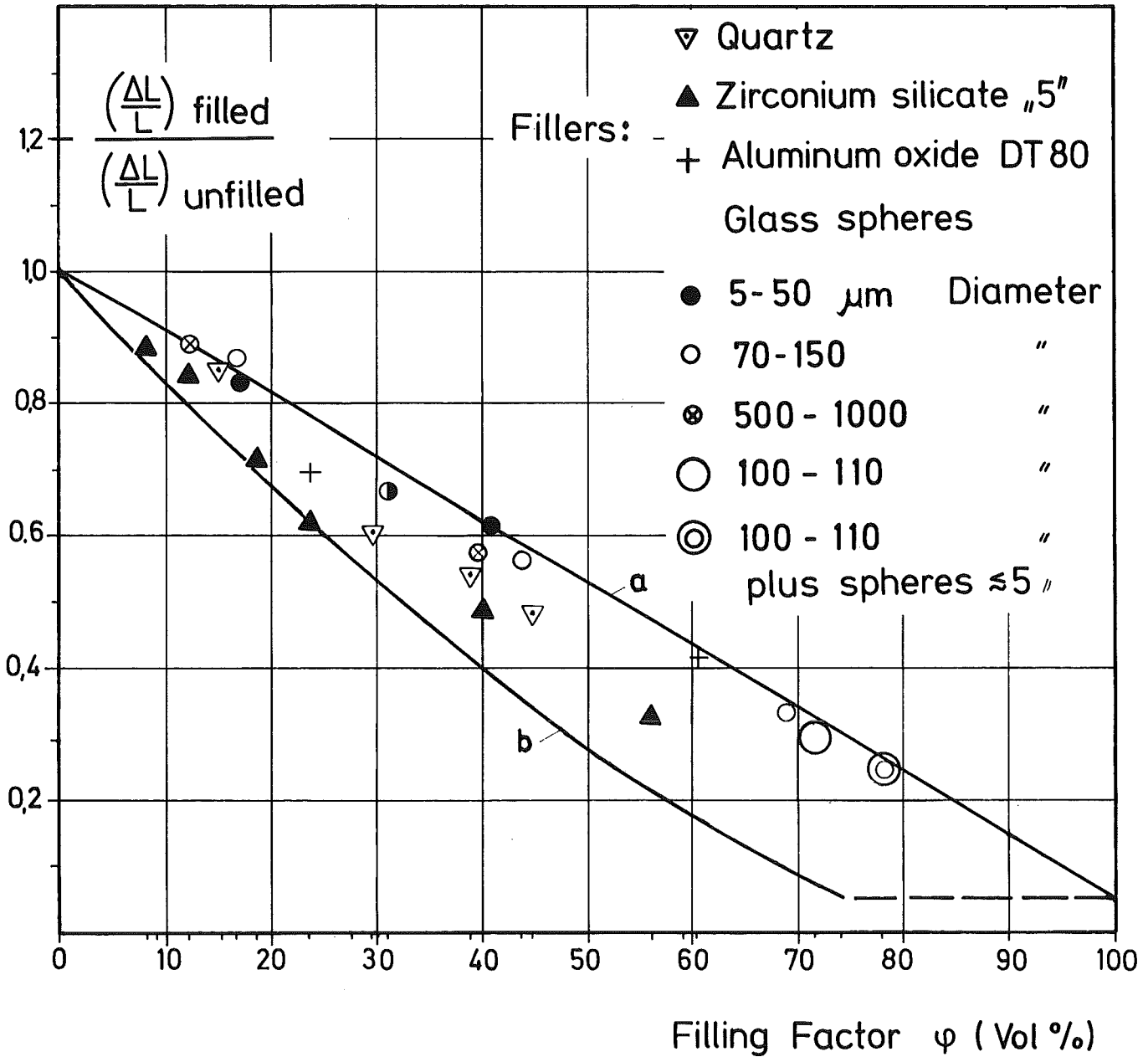


Abb. II.5.3: Integrale thermische Kontraktion von 293 - 4.2 K als Funktion des Füllgrades von verschiedenen Füllern. Die Werte wurden auf die Kontraktion von ungefülltem Epoxyd normiert.

verschiedenen Füllmaterialien unterschiedlich ist, obwohl deren thermomechanische Parameter etwa gleich sind. Die Kurve 'a' zeigt eine lineare Mischungsregel und die Kurve 'c' wurde modellmäßig berechnet unter Berücksichtigung der thermischen Spannung zwischen kugelförmigen Füllern und der Epoxydmatrix.

Durch Fasern kann die Kontraktion anisotrop durch die Faserordnung und den Füllgrad variiert werden. Innerhalb technisch realisierbarer Grenzen kann der Kontraktionskoeffizient bis zu einem Faktor 7 bis 9 reduziert werden^{8,9)}. Die Meßergebnisse stimmen gut mit Rechnungen der Spannungsmechanik überein, in welchen die Ausdehnungskoeffizienten aus den thermomechanischen Parametern von Glasfasern mit Epoxydmatrix gewonnen werden.

Mit Kohlefasern, die eine wesentlich höhere Festigkeit als Glasfasern und je nach Herstellungsart einen noch kleineren z.T. negativen Ausdehnungskoeffizienten in Faserrichtung besitzen, ist eine noch größere Verminderung der Kontraktion erreichbar. Mit Kohlefasern können verstärkte Epoxyde hergestellt werden, die zumindest in einer Richtung einen sehr kleinen oder schwach negativen Kontraktionskoeffizienten besitzen. In Abb. II.5.4 sind die überstreichbaren Bereiche der ingetralen Kontraktion $\Delta L/L$ von Pulver und Faser gefüllten Epoxyden als Funktion der Temperatur aufgetragen. Die relative Längenänderung ist auf Raumtemperatur (293 K) bezogen.

Wärmeleitfähigkeit und spezifische Wärme

Bei kettenförmigen Kunststoffen ist die Wärmeleitfähigkeit in Kettenrichtung wesentlich größer als senkrecht dazu. Das konnte an stark gestreckten Materialien nachgewiesen werden¹⁰⁾. Dies ist dadurch erklärbar, daß die Phononen als Träger der Wärmeausbreitung entlang der Hauptverbindungen in Kettenrichtung einen geringeren Ausbreitungswiderstand vorfinden als senkrecht dazu, wo nur schwache Nebervalenzbindungen für die Kopplung wirksam sind. Bei Epoxyden sind die Verhältnisse verwickelter, da sie im ausgehärteten Zustand ein unperiodisches Netzwerk darstellen. Immerhin sollte man in erster Näherung annehmen, daß die mittlere Kettenlänge zwischen zwei Vernetzungspunkten (sogen. Segmentlänge) einer der Parameter ist, die die Wärme-

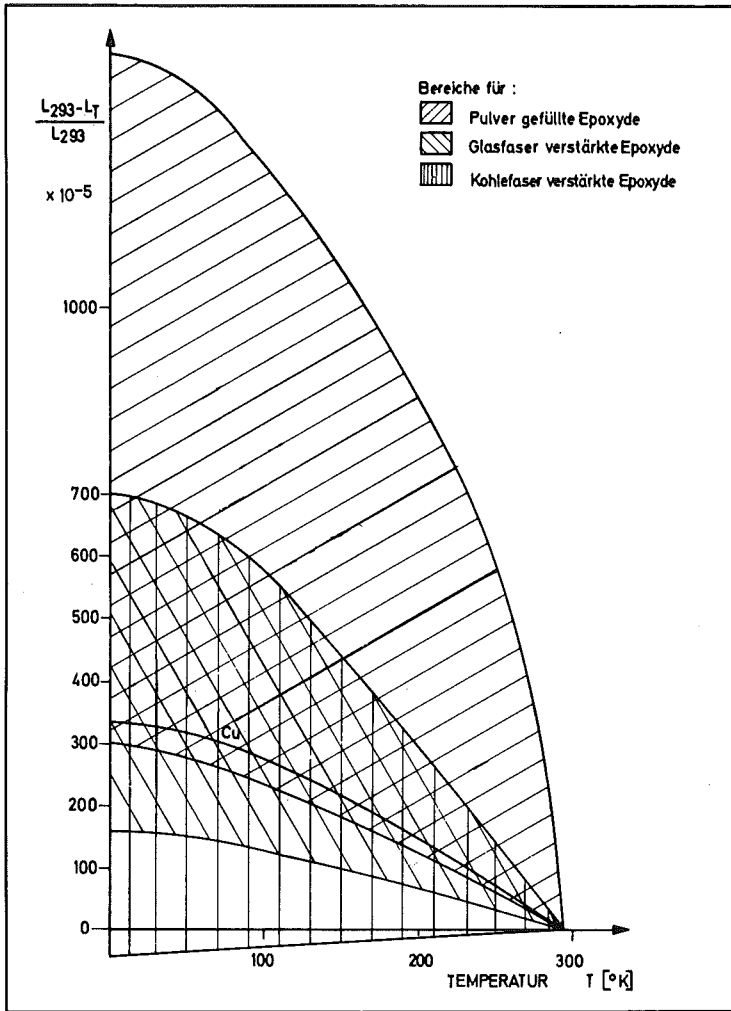


Abb. II.5.4: Bereiche der integralen thermischen Kontraktion von gefüllten und ungefüllten Epoxyden als Funktion der Temperatur.

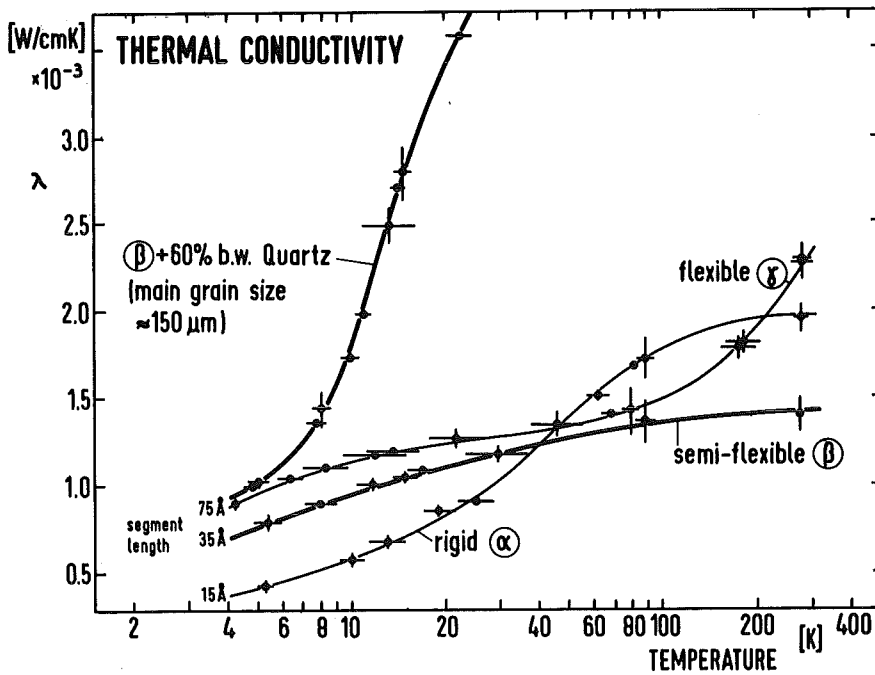


Abb. II.5.5: Wärmeleitfähigkeit von verschiedenen Epoxyden. Die stärker gezeichneten Kurven zeigen einen Epoxydtyp ungefüllt und mit Quarzfällung.

leitung bestimmen. Dies zeigen die in Abb. II.5.5 dargestellten Messungen an hoch-, mittel-, und niedervernetzten Epoxyden der mittleren Segmentlängen von 15 Å, 30 Å und 75 Å. Das Epoxyd mit der geringsten Segmentlänge zeigt bei niederen Temperaturen die kleinste Wärmeleitfähigkeit und umgekehrt. Ein Zusammenhang zwischen der Segmentlänge und der mittleren freien Weglänge der Phononen ist wahrscheinlich. Die freie Weglänge l kann aus der spezifischen Wärme c , der Wärmeleitfähigkeit λ und der Phononengeschwindigkeit v gemäß der Beziehung:

$$\lambda = \sum_i 1/3 c_i v_i l_i \approx 1/3 \bar{c} \cdot \bar{v} \cdot \bar{l}$$

berechnet werden. Die Summierung geschieht über alle möglichen Phononenzustände, die näherungsweise durch Mittelwerte ausdrückbar sind. Diese Beziehung ist mit Vorbehalt zu behandeln, da sie voraussetzt, daß dieselben Oszillatoren an der Wärmeleitung und Wärmespeicherung beteiligt sind, was bei komplexen Molekülstrukturen durchaus nicht der Fall zu sein braucht. Die spezifische Wärme dieser Epoxyde wurde für $T < 150$ K gemessen, und es ergaben sich jeweils völlig gleiche Werte für alle drei betrachteten Epoxydtypen. Im Gegensatz zur Wärmeleitfähigkeit ist die spezifische Wärme unabhängig von der chemischen Struktur der untersuchten Epoxyde.

Unter der groben Annahme eines konstanten Wertes \bar{v} der Phononenausbreitung stimmen die Verhältnisse der daraus berechneten freien Weglängen mit denen der Segmentlängen innerhalb eines Faktors 2 bei tiefen Temperaturen überein.

Die Wärmeleitfähigkeit kann wesentlich vergrößert werden durch Beimischung von gut wärmeleitenden Füllstoffen, z.B. Quarz- oder Metallpulver. Je nach Füllgrad kann eine Erhöhung bis zu einem Faktor 6 - 8 erreicht werden. Bei tiefen Temperaturen ($T \leq 20$ K) macht sich jedoch ein Effekt bemerkbar, der diese Verbesserung zunichte machen kann. An Grenzflächen zwischen zwei Materialien tritt wegen Phononenreflexion ein Wärmewiderstand auf (Kapitza-Widerstand), der eine T^{-3} Abhängigkeit hat.

Die Änderung der Wärmeleitfähigkeit durch pulverförmige Füll-

stoffe hängt bei tiefen Temperaturen auch von der Korngröße ab. Bei kleinen Füllkörnern kann der Grenzflächenwiderstand gegenüber dem "thermischen Kurzschluß" innerhalb des Füllers überwiegen und sogar eine Verschlechterung der Leitfähigkeit bewirken. In Abb. II.5.6 ist bei konstanter Füllung mit Kupferpulver verschiedenen Durchmessers die Leitfähigkeit als Funktion der Temperatur aufgetragen¹¹⁾. Bei 20 K ist die Wärmeleitfähigkeit für alle Proben gleich; bei tiefen Temperaturen tritt die Korngrößenabhängigkeit klar auf.

Mechanische Festigkeit

Der Elastizitäts- und Schermodul steigt in der Nähe der sogenannten Übergangstemperatur stark an und erreicht asymptotisch einen Endwert bei tiefen Temperaturen, der für die üblichen Epoxyde etwa gleich ist. Kleinere Anstiege können bei Phasenübergängen zusätzlich auftreten. Die Übergangstemperaturen hängen von dem Epoxydtyp ab und liegen etwa zwischen 200 K und 400 K. Unterhalb der Übergangstemperaturen wird die thermische Beweglichkeit der Molekülsegmente immer kleiner, was zu einer Verhakung des Netzwerks und damit zu einer Erhöhung des Elastizitätsmoduls führt. Die in Abb. II.5.7 gezeigten Kurven stellen den Elastizitätsmodul E für ungefüllte und verschieden stark gefüllte Epoxyde als Funktion der Temperatur dar.

Der Elastizitätsmodul hängt in der weiteren Umgebung der Übergangstemperatur von der Temperatur und der Deformationsgeschwindigkeit beim Meßvorgang ab, was mit dem Relaxationsverhalten der Molekülstruktur zusammenhängt. Dieser Effekt ist in Abb. II.5.8 gezeigt, wo bei verschiedenen Temperaturen Zug-Dehnungsdiagramme mit unterschiedlichen Dehnungsänderungen $\dot{\epsilon}$ [%/sec] aufgetragen sind.

Die Steigung (E-Modul) der Kurven hängt bei höheren Temperaturen von der Prüfgeschwindigkeit ab. Bei tiefen Temperaturen verhalten sich die Epoxyde infolge der größeren Relaxationszeit bei üblichen Prüfzeiten elastisch bis zum Bruch.

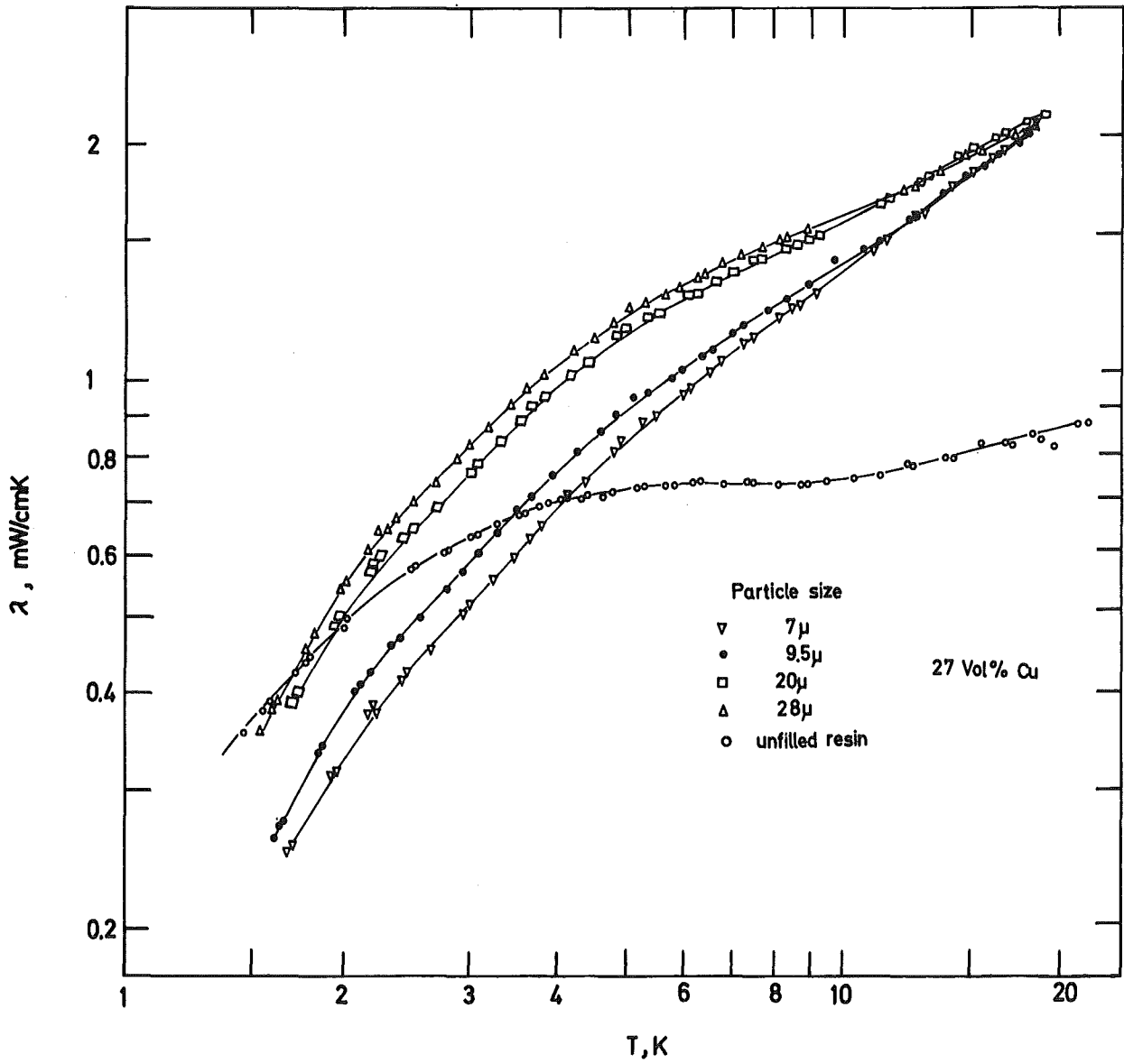


Abb. II.5.6 Einfluß der Korngröße auf die Wärmeleitfähigkeit

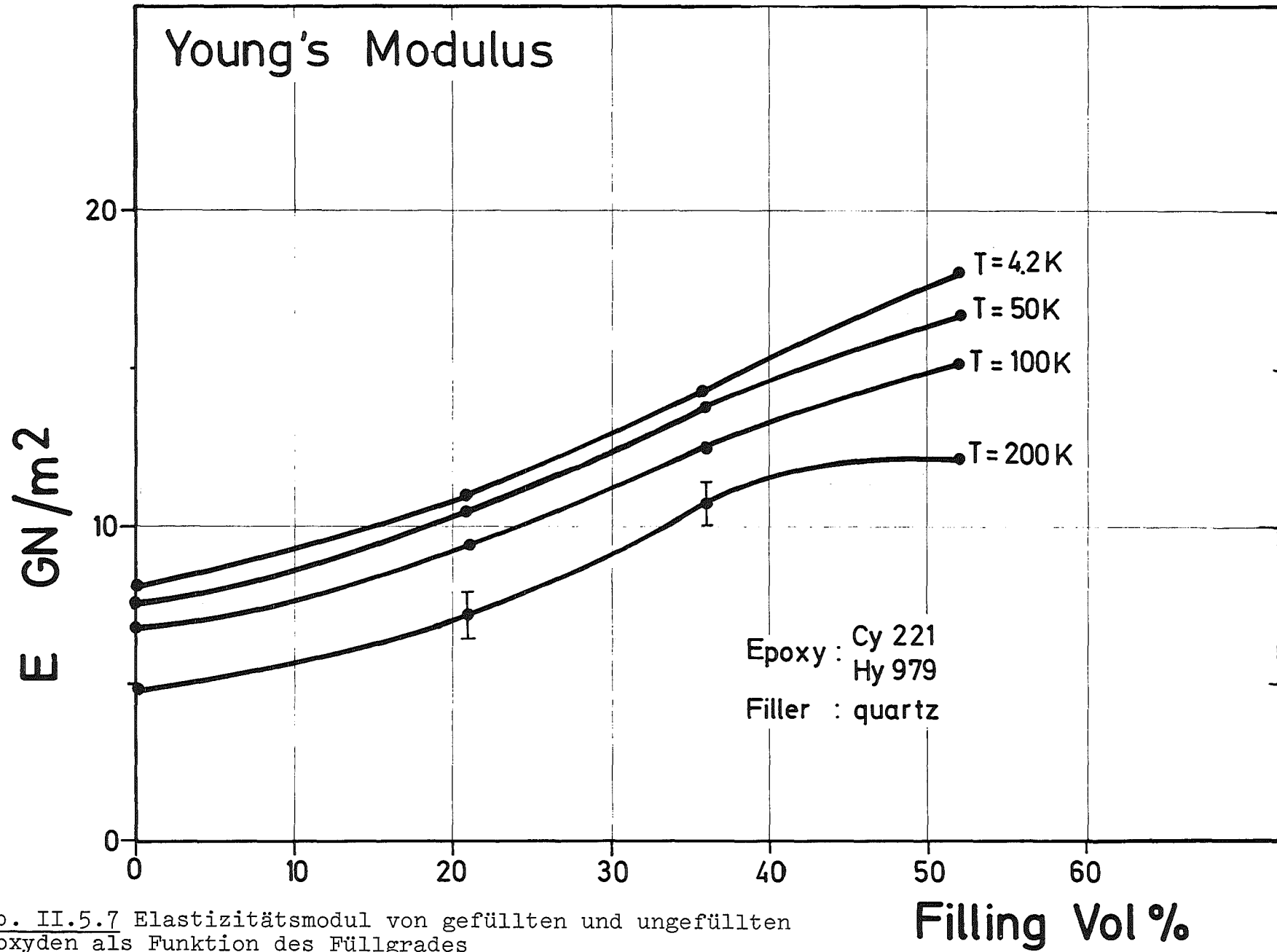


Abb. II.5.7 Elastizitätsmodul von gefüllten und ungefüllten Epoxyden als Funktion des Füllgrades

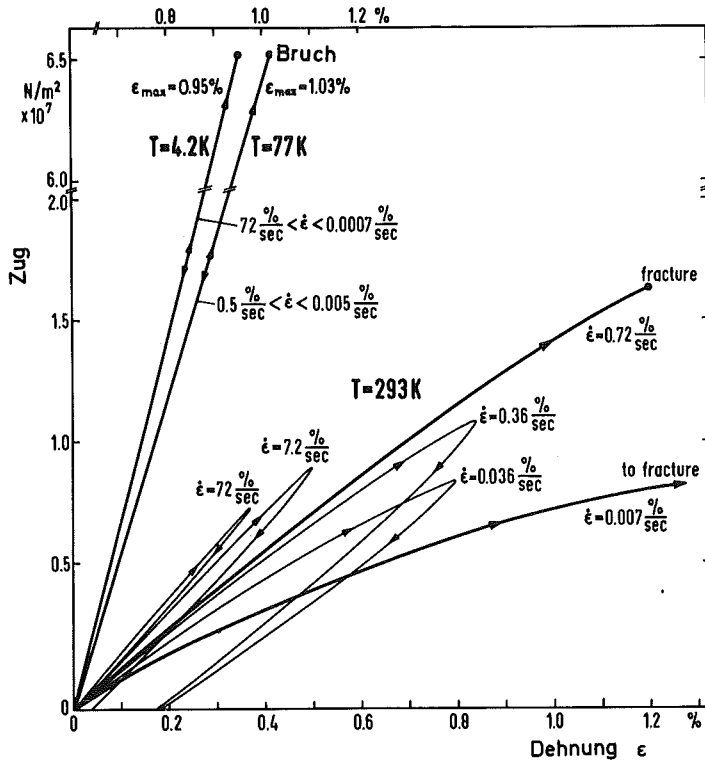


Abb. II.5.8: Zug-Dehnungsdiagramme eines bei Raumtemperatur semi-flexiblen Epoxyds. Parameter sind die Temperatur und die Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$.

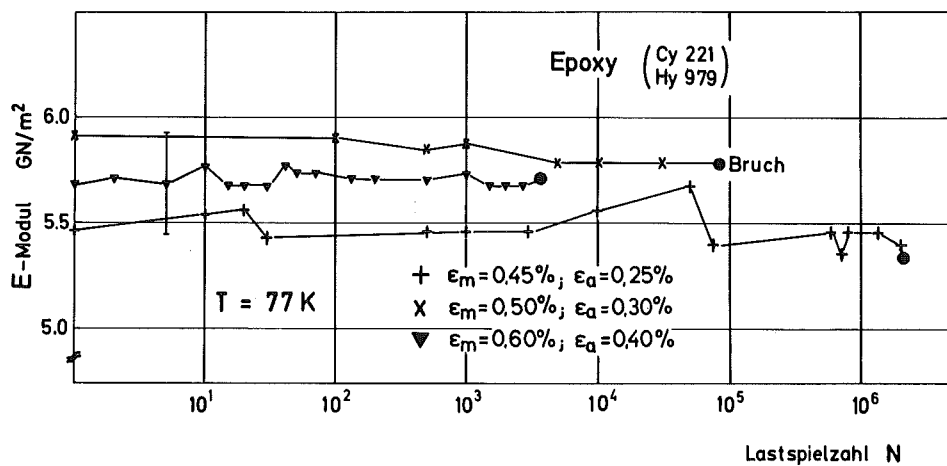


Abb. II.5.9: E-Modul in Abhängigkeit von der Lastspielzahl bei verschiedenen Mitteldehnungen ϵ_m und Amplituden ϵ_a .

Festigkeit bei dynamischer Belastung

Im Rahmen von Messungen der Ermüdungs-Charakteristik wurde der E-Modul als Funktion der Lastwechselzahl N gemessen, wobei die Mitteldehnung ϵ_m und die Amplitude ϵ_a variiert wurden. Wie in Abb. II.5.9 dargestellt, zeigt sich keine Abhängigkeit des Moduls von der Lastwechselzahl bis hin zum Bruch. Das gilt auch für Gesamtdehnungen, die nahe an der Bruchdehnung liegen. Für gefüllte Epoxyde wurde dasselbe Verhalten gefunden.

Die bei dynamischer Belastung auftretende Wärme ist durch die irreversible Deformationsenergie gegeben. Sie wurde bestimmt aus dem logarithmischen Dekrement Λ und dem E-Modul E gemäß der Beziehung

$$E_{irr} = E \cdot \Lambda \cdot \pi \cdot \epsilon^2 \quad |J/m^3|$$

Für eine angenommene Dehnungsamplitude $\epsilon = 1 \%$ ergeben sich Werte von der Größenordnung $10^{-3} J/m^3$ für reine Epoxyde. Die Werte von gefüllten Epoxyden liegen durchweg höher. Zu tiefen Temperaturen hin nehmen die Werte ab¹²⁾.

Weitere Zielrichtung

Neben Messungen an technisch einsetzbaren Epoxyden sollen Untersuchungen an vereinfachten Modell-Epoxyden durchgeführt werden, um Zusammenhänge von chemischer Struktur und physikalischen Parametern herauszufinden. Dies kann als Leitlinie für gezielte Materialentwicklung dienen. Die Tieftemperaturmessungen an faserverstärkten Epoxyden sollen fortgesetzt werden, wobei die thermischen Eigenschaften und das Ermüdungsverhalten im Vordergrund stehen. Dazu ist eine Zusammenarbeit mit Firmen zur Herstellung von Prüfmaterialien erforderlich (Ciba Geigy: spezielle Epoxyde und Messerschmitt Bölkow-Blohm für faserverstärkte Epoxyde).

- 11) C. Schmidt, Influence of the Kapitzaresistance on the thermal conductivity of filled epoxies, Cryogenics 15 (1975), S. 17
- 12) G. Hartwig, Proc. Cryogenic Engineering Conference 1975, Kingston, Ontario

II.6 Hystereseverlustmessungen an einigen Eisenproben bei 295 K und 4,2 K

Konstruktive Gründe sprechen dafür, lamellierte Eisenjoche bei gepulsten Supraleitungsmagneten im flüssigen Helium dicht an den Magnetspulen zu verwenden. Dadurch läßt sich eine gewisse Felderhöhung im Magneten und eine Feldabschirmung nach außen erzielen, und schließlich kann ein Eisenjoch die magnetischen Kräfte ganz oder mindestens zum Teil aufnehmen. Von den Hystereseverlusten im Eisen konnte man nach den vorläufigen Untersuchungen von McInturff¹⁾ erwarten, daß sie bei 4,2 K etwa um einen Faktor 1,5 - 2 höhere Werte als bei Zimmertemperatur haben. Es wurden deshalb zunächst zwei siliziumhaltige Eisensorten, die im IEKP beim Bau der Magnete eingesetzt werden, auf Hystereseverluste und Permeabilitätswerte bei 295 K und 4,2 K untersucht. Bei den untersuchten Stahlsorten haben sich die Ergebnisse von McInturff nicht bestätigt.

Versuchsordnung:

Um allen Komplikationen der Entmagnetisierung aus dem Wege zu gehen, sind die Messungen an Eisenringproben durchgeführt, die eine Messung ohne Streufluß erlauben.

Aus den Eisenblechen wurden Ringe mit den Durchmessern $d_i = 76$ mm und $d_a = 114$ mm gedreht und zu einem Paket mit dem Querschnitt $q = 1,9 \times 1,2$ cm² gestapelt. Unmittelbar auf das Eisenpaket wurde dann eine einlagige Induktionsspule mit 150 Windungen gewickelt. Diese Anordnung wurde anschließend in einen Ringspaltkörper aus glasfaserverstärktem Epoxydharz eingebettet und mit 365 Windungen aus Kupferdraht umwickelt, was die toroidale Erregerspule ergab.

Die Induktionsspannung an der Induktionsspule bei Änderungen des Erregerstromes wurde mit einem elektronischen Integrator integriert. Die Ausgangsspannung des Integrators wurde in Abhängigkeit vom Erregerstrom auf einem X-Y-Koordinatenschreiber registriert.

In Abb. II.6.1 ist das Prinzip der Versuchsanordnung schematisch dargestellt.

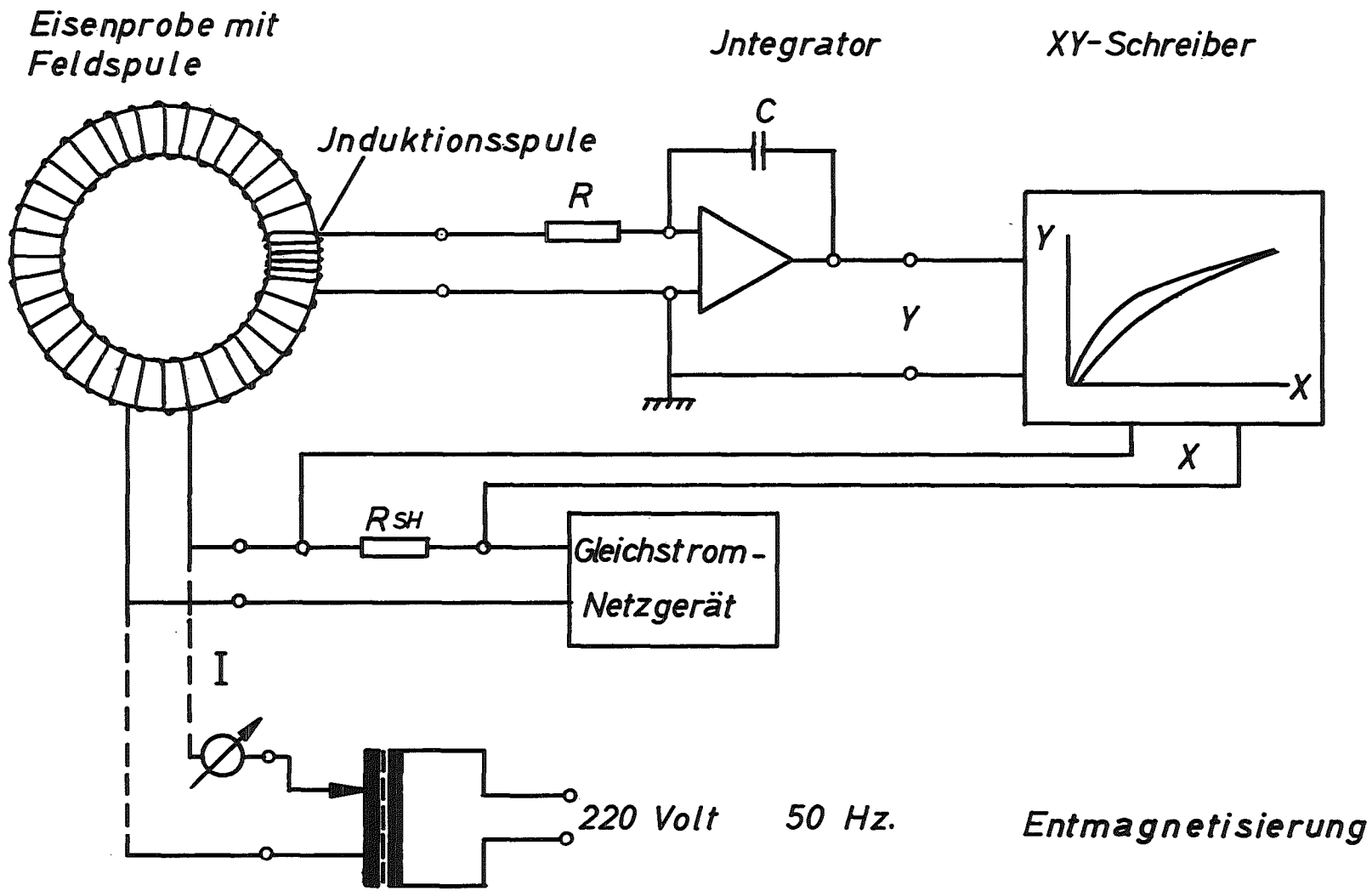


Abb. II.6.1: Schematische Darstellung der Meßanordnung

Durchführung und Auswertung der Versuche:

Vor jeder Magnetisierungsmessung wurden die Eisenproben entmagnetisiert. Zu diesem Zwecke wurde an die Erregerspulen eine Wechselspannung von 50 Hz angelegt, das Erregerfeld bis zu einem Feld von ca. 120 Oersted ausgefahren ($\approx I = 8 \text{ A}$) und anschließend langsam erniedrigt. Über zwei Drehtrafos konnte die Wechselfeldamplitude auf ca. $3 \cdot 10^{-3}$ Oersted reduziert werden.

Von dem so entmagnetisierten Zustand wurde dann die Eisenprobe durch Anlegen eines langsam steigenden Magnetfeldes in einer Richtung aufmagnetisiert. Nach dem Erreichen eines gewissen Erregerfeldes wurde der Erregerstrom wieder langsam reduziert und schließlich umgekehrt und bis zur Induktion Null im Eisen ausgefahren. Anschließend wurde das Erregerfeld nochmals bis zum ersten Feldwert ausgefahren, wie in Abb. II.6.2 zu sehen ist.

Bei Erregerfeldern größer als 15 Oersted haben die Achsenabschnitte auf der Ordinate und Abszisse Grenzwerte erreicht, die dem Remanenzfeld und der Koerzitivkraft entsprechen.

Da für gepulste Magnete die Hystereseschleife nur in einer Richtung durchfahren wird, ist für diese Verluste nur der in Abb. II.6.2 durchfahrene Teil der Schleife von Interesse. Denn durch die Scherung der Hystereseschleife durch den Luftspalt im Magneten wird die oben genannte Fläche bis auf einen unbedeutenden Rest in den ersten Quadranten verschoben. Die Hystereseflächen wurden für verschiedene Aussteuerungen bei Zimmertemperatur und bei der Temperatur des flüssigen Heliums aufgenommen.

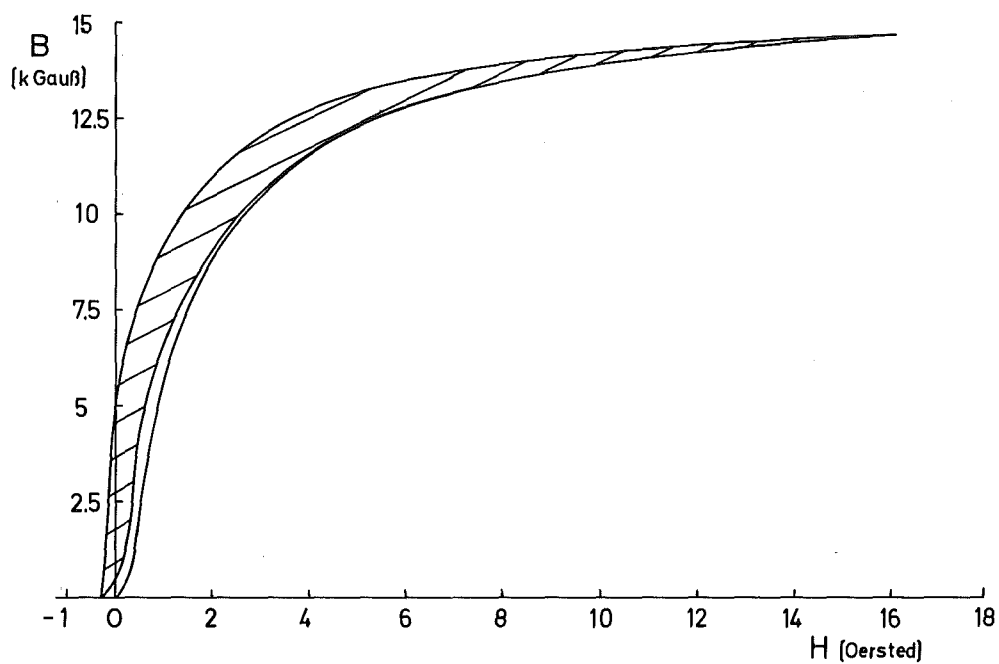


Abb. II.6.2: Magnetisierungskurve des 2,5 % Si-Stahls bei 4,2 K mit einseitiger Hystereseschleife (schraffiert).

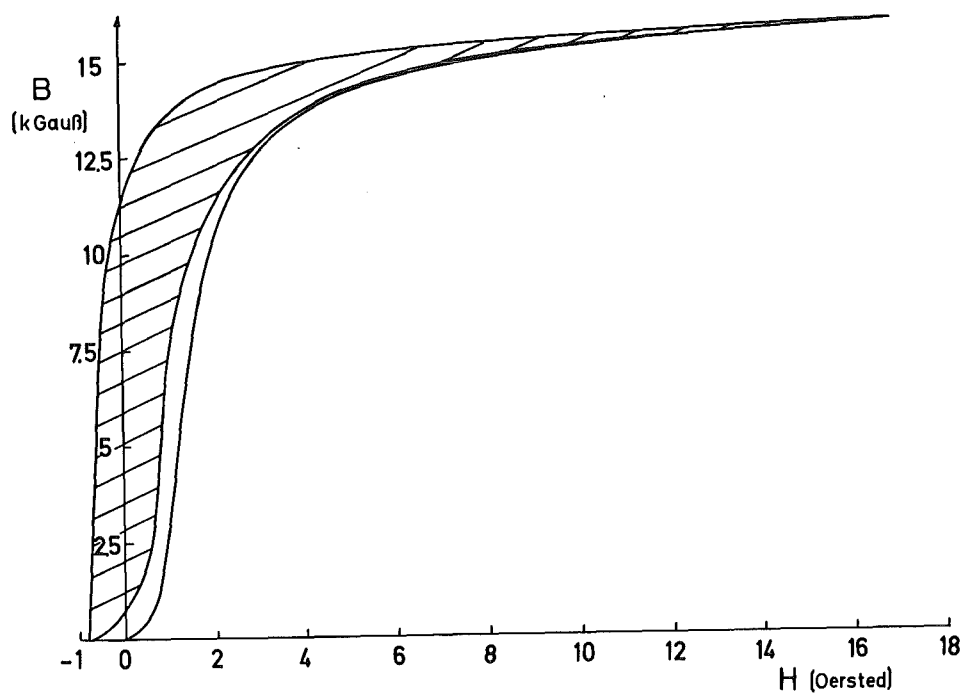


Abb. II.6.3: Magnetisierungskurve des 1,8 % Si-Stahls bei 4,2K mit einseitiger Hystereseschleife (schraffiert)

Ergebnisse und Diskussion:

Die Abb. II.6.2,3 zeigen die Hysteresekurven der beiden untersuchten Eisenblechsorten bei 4,2 K. Die Eisenprobe mit dem höchsten Siliziumgehalt hat die kleinsten Werte in der Magnetisierung, der Remanenzfeldstärke, der Koerzitivfeldstärke und schließlich auch in der Hystereseffläche. Die äquivalenten Werte bei Zimmertemperatur sind um etwa 5 bis 10 % kleiner. Leckströme in Nullstellung bei der Entmagnetisierung und in den benutzten Stromversorgungsgeräten können systematische Fehler bei den Absolutwerten der Magnetisierung bis zu ± 2 % bewirken.

Aus der Abb. II.6.4, der graphischen Darstellung der μ -Werte gegen das Erregerfeld, ist zu entnehmen, daß sich die Permeabilitätswerte im niedrigen Feldbereich doch deutlich voneinander unterscheiden. Das ist im wesentlichen durch die verschiedene Anfangskrümmung der Neukurve bedingt.

Die Hystereseverluste der beiden Blechsorten in Abhängigkeit von der magnetischen Induktion B ist in Abb. II.6.5 gezeigt. Der 2,5 % Si-Stahl hat deutlich kleinere Hystereseverluste als der 1,8 % Si-Stahl. Die Meßwerte für Zimmertemperatur und 4,2 K liegen innerhalb der Fehlergrenze auf einer gemeinsamen Kurve.

Die Bleche bei den oben untersuchten Proben waren willkürlich gestapelt. Da am Boosterblech an der Oberfläche eine Walzrichtung zu erkennen war, wurden aus der gleichen Blechplatte neue Blechringe hergestellt und in Walzrichtung gestapelt. In dieser orientierten Blechanordnung haben sich Unterschiede gegenüber der willkürlich orientierten Anordnung gezeigt. Auffällig ist, daß die Induktion B bei gleichem Erregerfeld im orientierten Fall etwas kleiner ist.

Ein Einfluß auf die Hystereseverluste ist außerhalb der Fehlergrenze von ± 3 % nicht festzustellen.

In der folgenden Tabelle sind die wichtigsten Kenngrößen der untersuchten Eisenbleche bei 4,2 K zusammengefaßt.

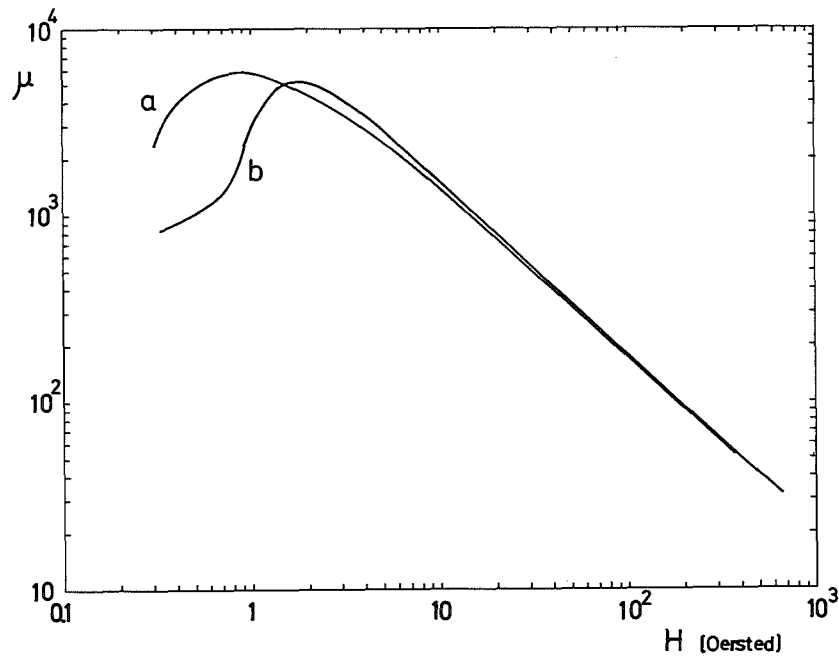


Abb. II.6.4:

Die Permeabilitätswerte der beiden Eisenbleche in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld.

- a.) 2,5 % Si-Stahl
- b.) 1,8 % Si-Stahl

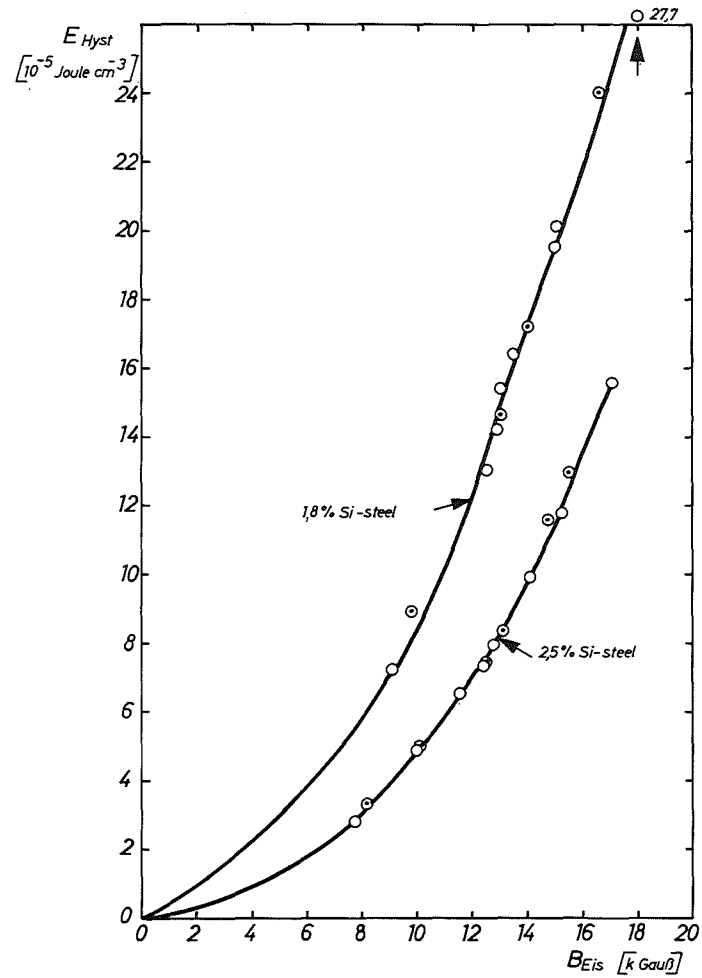


Abb. II.6.5: Die Hystereseverluste E_{Hyst} in Abhängigkeit von der Flußdichte B_{Eis} im Eisen.
 O Messung bei Zimmertemperatur
 ⊙ Messung bei 4,2 K

Tabelle:

Eisenprobe T = 4,2 K	Remanenzfeld	Koerzitiv-Kraft	Magnetisierung	
	B_R k Gauß	H_K Oersted	$4 \pi M$ 15,5 Oe	k Gauß 155 Oe
2,5% Si-Stahl	6,76	0,43	14,4	17,75
2,5% Si-Stahl (geordnet)	5,0	0,45	13,5	17,1
1,8% Si-Stahl	11,2	0,9	15	19

Die Frage, ob die beobachteten Differenzen in den beiden Eisenproben tatsächlich auf der Orientierung in Walzrichtung, d.h. Anisotropie, beruhen oder ein zufälliger Effekt in der Probenherstellung ist, sind noch nicht näher untersucht worden. Die rein technischen Fragen, welche Hystereseverluste die vorliegenden Materialien haben und wie groß der Einfluß der Temperaturabsenkung auf 4,2 K ist, können nach den vorliegenden Ergebnissen als beantwortet betrachtet werden.

Literatur zu Kap. II.6.:

- 1) A. McInturff, J. Claus:
Low Temperature Iron Measurements Proc. Int. Conf. on Magnet Technology, Hamburg, 1970.

II.7. Wärmewiderstand (Kapitza Widerstand) an Grenzflächen zwischen Festkörpern

Fließt ein Wärmestrom durch die Grenzflächen zweier verschiedener Medien, so tritt i.a. an der Grenzfläche ein Temperatursprung auf. Dieser sich nur bei tiefen Temperaturen bemerkbar machende Grenzflächenwiderstand wurde von Kapitza an Grenzflächen zwischen Kupfer und suprafluidem Helium¹⁾ entdeckt, tritt jedoch ebenso an Grenzflächen zwischen verschiedenen Festkörpern auf. Er wächst proportional zu T^{-3} mit abnehmender Temperatur an und stellt ein ernstes Problem bei der Erzeugung tiefster Temperaturen dar.

Die experimentelle Bestimmung des Wärmewiderstandes an Grenzflächen zwischen Festkörpern ist für viele Anwendungen von Interesse, etwa wenn es um Abkühlung zu extrem tiefen Temperaturen geht, wenn der Wärmestrom viele Grenzflächen bei tiefen Temperaturen zu überwinden hat, oder auch bei Experimenten mit dünnen supraleitenden Schichten, wo in vielen Fällen die Wärmeabfuhr zum Substratmaterial berechnet werden muß. Es war Ziel der hier besprochenen Experimente, einerseits weiteres experimentelles Material zur Klärung des Kapitza Widerstandes zwischen Festkörpern zu liefern, und andererseits spezielle, für die Anwendung wichtige Systeme zu untersuchen. Die durchgeführten Experimente können grob in drei Gruppen eingeteilt werden:

1. Messung des Wärmewiderstandes an Grenzflächen zwischen Metall-Isolator und Isolator-Isolator
2. Metall-Metall-Grenzflächen (Niob-Kupfer und NbTi-Kupfer)
3. Wärmeleitfähigkeitsmessungen an mit Kupferpulver gefüllten Epoxydharzen, ergänzt durch die direkte Messung des Kapitza Widerstandes zwischen Kupfer und Epoxydharz.

In der ersten Gruppe von Experimenten ist der Wärmeübergang nur durch Phononenleitung möglich und die für diesen Fall erwartete T^{-3} -Abhängigkeit des Kapitza Widerstandes²⁾ wurde an Saphir-Indium-Grenzflächen bestätigt³⁾ (Abb. II.7.1). Eine Erniedrigung des Wärmewiderstandes beim Übergang des Indium in

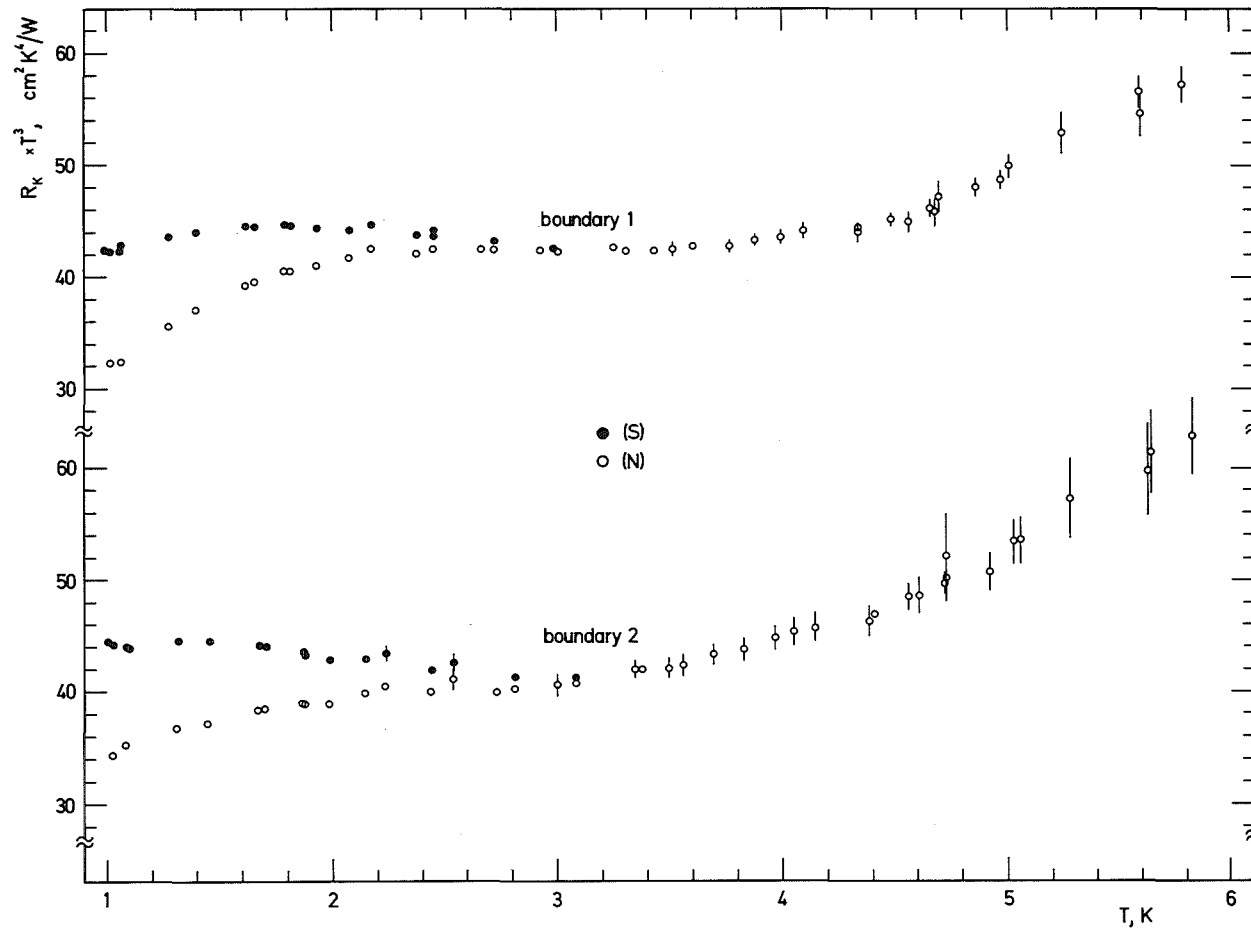


Abb. II.7.1: Kapitza widerstand $\cdot T^3$ für zwei Grenzflächen zwischen Saphir und Indium in Abhängigkeit von der Temperatur; gefüllte und offene Symbole für Indium im supraleitenden und normalleitenden Zustand

die Normalleitung zeigt jedoch eine Wechselwirkung der Metall-
elektronen mit den Gitterschwingungen im Saphir und damit ei-
nen zusätzlichen Wärmetransportmechanismus. Mit Experimenten
an Saphir-Epoxydharz-Grenzflächen (Abb. II.7.2) wurde der für
die Anwendung wichtige Fall des Wärmewiderstandes von Klebever-
bindungen untersucht⁴⁾. Ebenso wie an Kupfer-Epoxydharz-Grenz-
flächen zeigte sich hier eine Abweichung von der erwarteten
Temperaturabhängigkeit, was durch die nichtkristalline Struk-
tur des Epoxydharzes erklärt werden kann⁵⁾.

In reinen Metallen ist der Energietransport durch Elektronen
i.a. bei weitem dominierend, daher erwartet man an der Grenz-
fläche zwischen zwei normalleitenden Metallen praktisch keinen
Wärmeübergangswiderstand. Die Situation ändert sich, wenn zu-
mindest eines der Metalle supraleitend wird. Unterhalb von T_c
geht der Ordnungsparameter schnell gegen Eins, d.h. die An-
zahl der "normalleitenden" Elektronen, die allein zum Wärme-
transport beitragen können, nimmt rasch ab. Bei Temperaturen
weit unterhalb T_c wird der Wärmetransport über die Grenzfläche
durch Phononen dominieren, und man erwartet das Auftreten
eines Kapitza-widerstandes wie an einer Metall-Isolator-Grenz-
fläche. Die Untersuchungen an Nb-Cu- und NbTi-Cu-Grenzflächen
zeigten, daß für den Wärmeübergang von einem normal- zu einem
supraleitenden Metall $T \ll T_c$ der Kapitza-widerstand dieselbe
Rolle spielt wie zwischen Metall-Isolator⁶⁾. In Abb. II.7.3
erkennt man die T^{-3} -Abhängigkeit des Kapitza-widerstandes
in dem Fall, daß sich ein Metall im supraleitenden Zustand
befindet. Beim Übergang zur Normalleitung verschwindet der
Kapitza-widerstand; der bleibende Wärmewiderstand von etwa
 $\sim 1/T$ beruht auf dem Widerstand der Übergangszone.

Die Experimente an NbTi-Cu-Grenzflächen zeigten, daß der
Wärmewiderstand zwischen NbTi und Cu bei technischen Multi-
filamentleitern (und dasselbe gilt qualitativ auch für Multi-
filamentleiter mit anderem supraleitenden Material) nicht zu
vernachlässigen ist und z.B. bei Stabilitätsbetrachtungen be-
rücksichtigt werden muß. Sandwich-Packungen von normal- und
supraleitenden Metallen könnten als wirksame Wärmeschalter

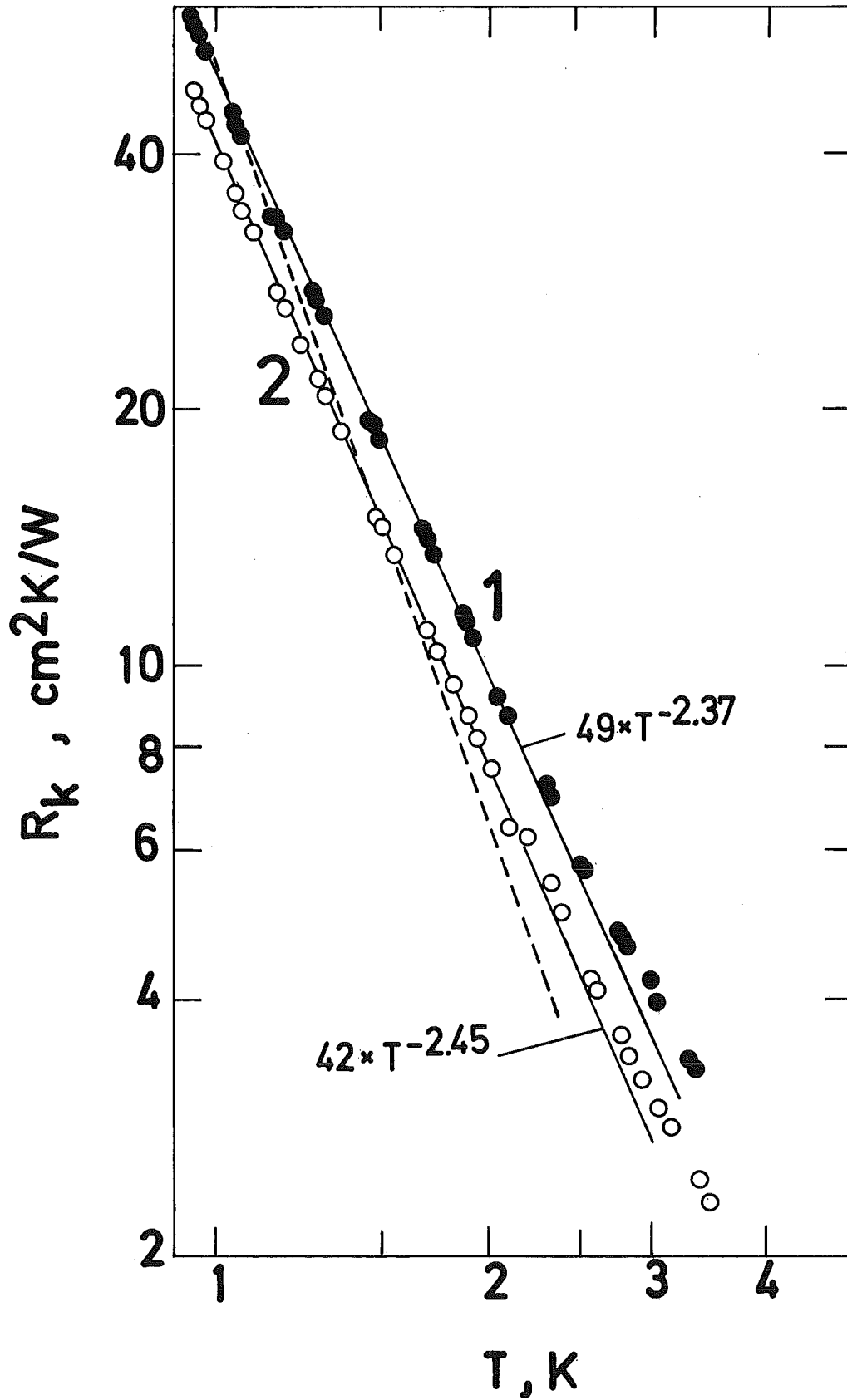


Abb. II.7.2: Kapitza-Widerstand für zwei Saphir-Epoxy-Grenzflächen

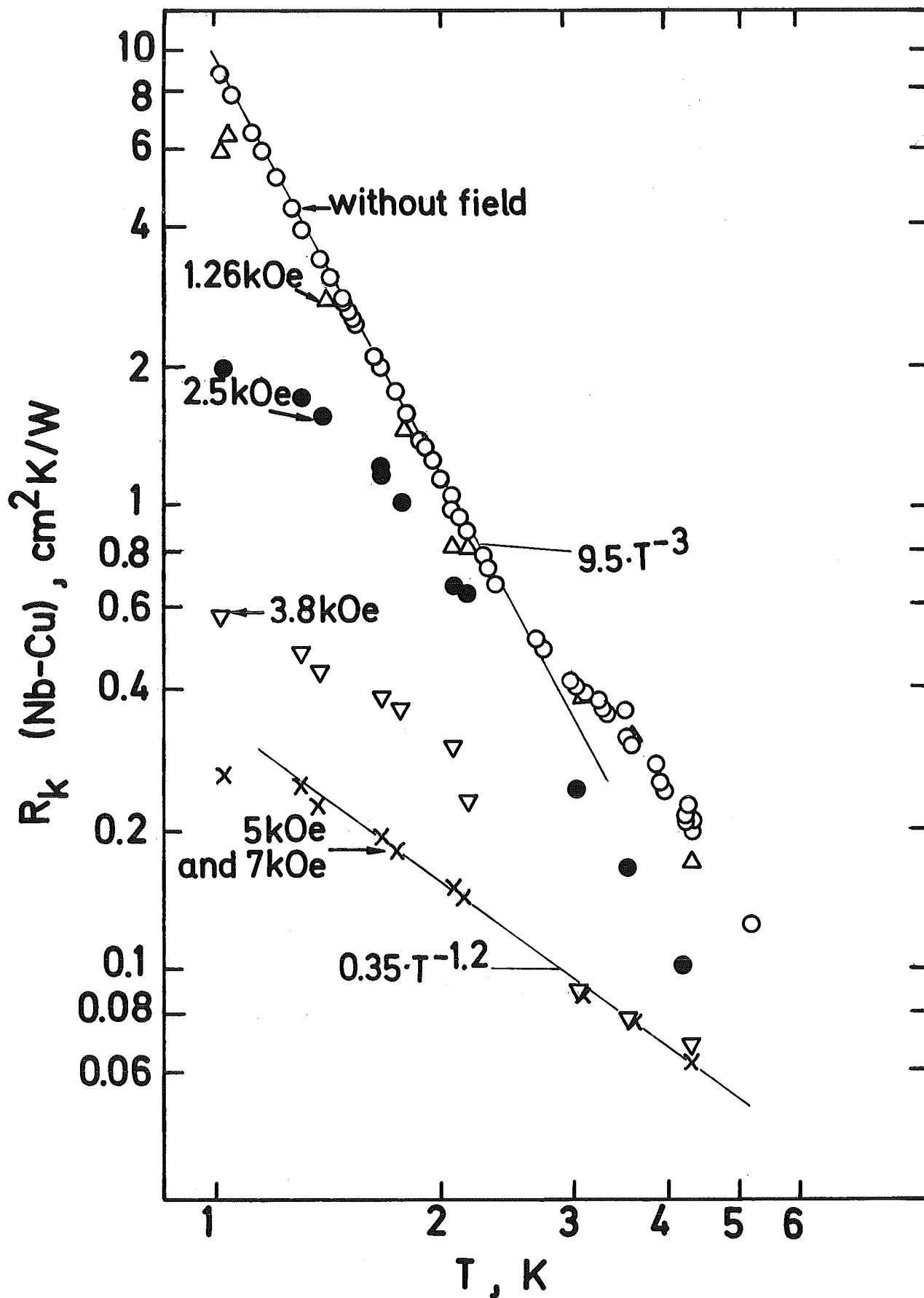


Abb. II.7.3: Kapitza-Widerstand für eine Grenzfläche zwischen Nb und Cu. Bei einem Magnetfeld von 5 kOe ist Nb völlig normalleitend.

bei Temperaturen unter 1 K eingesetzt werden.

Ein eindrucksvolles Beispiel dafür, daß der Kapitzwiderstand noch hinauf bis zu Temperaturen von 20 K eine Rolle spielen kann, geben die Wärmeleitfähigkeitsmessungen an gefüllten Epoxydharzen, wo die Wärmeleitfähigkeit empfindlich von der Korngröße des Füllmaterials abhängig ist (s. Abb. II.5.6).

Unterhalb einer bestimmten Temperatur verschlechtert sich die Wärmeleitfähigkeit mit dem Füllfaktor bei der Verwendung eines gut wärmeleitenden Füllers als Folge des Kapitzwiderstandes an den Grenzflächen der Füllpartikel. Dies ist für die meisten Anwendungen von Nachteil, kann jedoch andererseits zur Herstellung eines thermischen Isoliermaterials bei tiefen Temperaturen gezielt ausgenützt werden. Zur Berechnung der Wärmeleitfähigkeit von gefüllten Epoxydharzen wurde eine einfache Formel angegeben⁷⁾.

Literatur zur Kap. II.7

- 1) P.L. Kapitza, "Collected Paper of P.L. Kapitza", D. terHaar, ed. (Pergamon Press, Oxford, 1967) Vol. II, p. 581
- 2) W.A. Little, Can. J. Phys. 37, 334 (1959)
- 3) C. Schmidt and E. Umlauf, J. Low Temp. Physics 22, 597
(wird veröffentlicht)
- 4) C. Schmidt, Phys. Letters 50A, 241 (1975)
- 5) C.L. Reynolds and A.C. Anderson, wird veröffentlicht
- 6) C. Schmidt, J. Appl. Phys. 46, 1372 (1975)
- 7) C. Schmidt, Cryogenics 15, 17 (1975)

III. Magnetbau und Magnetbetrieb

Einleitung

1. Computerprogramme für Magnetberechnungen
2. Konstruktionsprinzipien von Supraleitungsmagneten
3. Fertigungseinrichtungen und Fertigungstechniken
4. Kryotechnische Versorgung
5. Elektrotechnische, elektronische und meßtechnische Hilfsmittel für den Betrieb von Supraleitungsmagneten
 - 5.1 Energieversorgung
 - 5.2 Magnetfeldmessung
 - 5.3 Elektronikentwicklungen für supraleitende Magnete

Einleitung

In diesem Kapitel wird ein Überblick über den Magnetbau, angefangen von Berechnungsprogrammen bis zu Fertigungstechniken, gegeben sowie eine Beschreibung der Kryoversorgung von Supraleitungsmagneten. Am Ende des Kapitels werden die Energieversorgung, die Magnetfeldmessung und die elektronischen Entwicklungen für den Betrieb von Supraleitungsmagneten beschrieben.

Im IEKP stehen Computerprogramme zur Verfügung, mit deren Hilfe sich die interessierenden physikalischen Größen wie Stärke des Magnetfeldes, Feldverlauf, Homogenität, Induktivität, Kräfte in den Leitern, Stabilität der Struktur unter dem Einfluß der Kräfte, Wärmetransport, Bahnen geladener Teilchen in den Magnetfeldern usw. berechnen lassen. Diese Programme sind teils Eigenentwicklungen des IEKP und teils von anderen Forschungseinrichtungen (CERN, IPP, RHEL, etc.) übernommen und vom IEKP implementiert (vergl. Kap. III.1)

In Kapitel III.2 wird die Realisierung von Multipolmagneten, insbesondere von Dipolen, beschrieben. Dabei wird auch auf Probleme der Feldabschirmung, die Gestalt der Spulenenden und auf Feldfehler eingegangen.

Im folgenden Abschnitt III.3 wird die im IEKP III entwickelte Fertigungstechnik für supraleitende Magnete besprochen. Neben Einrichtungen für den eigentlichen Wickelvorgang sind Vorrichtungen zur Kabelherstellung und eine Vakuumvergußanlage aufgebaut worden. Es werden die Fertigungstechniken diskutiert, insbesondere die Wickelkörperherstellung, die Kontaktierung von Supraleiter und Normalleiter, dreidimensionale Wickeltechniken, sowie der Verguß von Magneten unter Berücksichtigung der Kühlkonzeption.

Im IEKP sind zwei Kälteanlagen installiert, die bei 4,4 K ca. 800 W Kälteleistung haben. Mit diesen beiden Anlagen ist ein Refrigeratorbetrieb möglich, d.h. der Anschluß von (mehreren) Magnetkryostaten im direkten Kreislaufbetrieb. Ein Refrigeratorkreislauf speziell konstruiert für den direkten Betrieb von

Magnetkryostaten wurde aufgebaut und hat sich bei den Experimenten ausgezeichnet bewährt.

Die Energieversorgung von supraleitenden Magneten erfolgt mit elektronisch steuerbaren und geregelten Netzgeräten. Zwei thyristorgesteuerte Netzgeräte mit Ausgangsströmen von 3000 A und 6000 A stehen zur Verfügung. Bei Pulsbetrieb können dreiecks- und trapezförmige Pulse mit verschiedenen Anstiegs-, Dach- und Abfallzeiten eingestellt werden. Zur Messung des Magnetfeldes von supraleitenden Magneten wurden Meßeinrichtungen entwickelt, die je nach den gestellten Anforderungen (Genauigkeit) unterschiedlich ausgelegt wurden. Für den Betrieb supraleitender Magnete wurden elektronische Geräte entwickelt, die der Steuerung und Überwachung dienen. Es wurden auch Meßgeräte gebaut, die zur Analyse der Vorgänge in supraleitenden Magneten dienen. Daneben wurden Meß- und Prüfgeräte für Materialuntersuchungen entwickelt und gebaut.

III. 1. Computerprogramme für Magnetberechnungen

Im Zusammenhang mit dem Bau von Magneten steht dem IEKP eine Reihe von Computerprogrammen zur Verfügung, mit deren Hilfe sich die interessierenden physikalischen Größen wie Stärke des Magnetfeldes, Feldverlauf, Homogenität, Induktivität (gespeicherte Energie), Kräfte in den Leitern, Stabilität der Struktur unter dem Einfluß der Kräfte, Wärmetransport, Bahnen geladener Teilchen in den Magnetfeldern etc. berechnen lassen. Die Programme sind

- A) Eigenentwicklungen des IEKP,
- B) von anderen Forschungseinrichtungen (IPP, CERN, RHEL etc.) entwickelte und dem IEKP kostenlos zur Verfügung gestellte Systeme, die von Mitarbeitern des IEKP auf den bei der GfK vorhandenen Rechenanlagen des Typs IBM-370/168 und IBM-360/65 implementiert wurden, wobei i.a. Modifikationen erforderlich waren,
- C) kommerziell verfügbare Systeme, die von der GfK gekauft oder gemietet worden sind.

Im folgenden werden die einzelnen Systeme aufgeführt und kurz besprochen. Wenn der jeweilige Herkunftsort nicht das IEKP III ist, wird er ausdrücklich genannt.

1.1 Programme für Magnetfeldberechnungen

a) Programme für Magnete ohne Eisen

SOLENO Dreidimensionales Programm für ein Solenoid oder für mehrere koaxiale Solenoide; es berechnet das Magnetfeld in beliebig wählbaren Aufpunkten, auch innerhalb der Wicklung, den magnetischen Fluß durch gewisse Ebenen, sowie die gespeicherte Energie. Die verwendete Methode benutzt die Tatsache, daß sich das Feld eines Kreisstromes durch elliptische Integrale beschreiben läßt. Das Programm ist daher auf Solenoide mit kreisförmigem Querschnitt beschränkt.

Mit SOLENO wurde eine Vielzahl im Hause gebauter Spulen durchgerechnet.

HEDO Das System HEDO wurde am IPP in Garching entwickelt. Es besteht im wesentlichen aus drei Hauptprogrammen, jeweils einem zur Berechnung von Feldern, Induktivitäten und Kräften. Hinzu kommen einige andere Programme zur Weiterverarbeitung der von den genannten Programmen erzeugten Daten (Plot etc.). Das Programm gestattet es, komplanare Verbände eisenloser Spulen zu untersuchen, wobei die geometrische Mittelkurve des Leiterpakets - in einer Ebene senkrecht zur Spulenchse - für alle Spulen dieselbe sein muß. Sie braucht jedoch kein Kreis zu sein, sondern kann aus einer Folge von Kreisbögen und geraden Stücken bestehen; damit sind z.B. auch D-förmige Spulen der Berechnung zugänglich. Die Spulen dürfen sich im übrigen untereinander durch verschiedene Längen, Windungszahlen und Stromstärken unterscheiden. Der Kernspeicherbedarf der Programme liegt zwischen 120 Kilobyte und 300 Kilobyte. Die Rechenzeiten hängen sehr stark von der Größe und Komplexität der zu untersuchenden Struktur und der verlangten Genauigkeit ab; sie liegen für typische Fälle zwischen einigen Sekunden für das Feldprogramm und einigen Minuten für das Induktivitäts- und das Kraftprogramm.

HEDO wird vorzugsweise zur Berechnung toroidaler Spulenverbände verwendet.

b) Programme für Magnete mit Eisen

MAGNET Dieses Programm ist eine Weiterentwicklung und Verfeinerung der beim CERN entwickelten MARE-Programme, insbesondere im Hinblick auf die Polform. Es ist ein "2-dimensionales" Programm, kann also die endliche Länge der Magnete nicht berücksichtigen, vor allem keine Endfehler rechnen.

Dennoch ist es ein brauchbares Hilfsmittel beim Entwurf von Magneten, wenn diese nicht zu kurz sind. In MAGNET werden die Maxwell-Gleichungen für den Fall ver-

schwindender Ladungen und stationärer Ströme als System von Differenzgleichungen formuliert und nach einer Relaxationsmethode gelöst. Die Spulenform muß rechteckig sein, was eine Beschränkung des Programms ist und ggfs. umfangreiche Eingabe erfordert. Dagegen kann die Polkontur als Punktfolge (Polygonzug) in weiten Grenzen beliebig vorgegeben werden.

Das Programm eignet sich sehr gut zur Berechnung von Strahlführungsmagneten (C-Magnete, Dipole, Quadrupole), wozu es routinemäßig eingesetzt wird. In Gebieten mit stark gesättigtem Eisen ist die Konvergenz des in MAGNET benutzten Verfahrens nicht immer gesichert; bei seiner Benutzung ist eine gewisse Erfahrung im Umgang mit den "konvergenz-erzeugenden Faktoren" im Algorithmus, die über die Eingabe beeinflusst werden können, erforderlich.

Der Kernspeicherbedarf der laufenden Version liegt bei 360 k Bytes, typische Laufzeiten liegen zwischen einer und fünf Minuten.

NUTCRACKER So heißt ein am SLAC entwickeltes 2-dimensionales Programm, das die Differentialgleichung für das Vektorpotential der Magnetostatik (bei Anwesenheit von stationären Strömen) als ein System von Differenzgleichungen darstellt und dies mit einem Relaxationsverfahren löst. Es zeichnet sich durch hohe Genauigkeit aus, ist jedoch auf Magnete mit rechteckigen Konturen oder Zylindersymmetrie beschränkt, da es ein Netz mit quadratischen Maschen verwendet. Dadurch wird seine Anwendbarkeit stark herabgesetzt, weshalb es am IEKP so gut wie nicht benutzt wurde.

TRIM Wie die beiden vorstehend genannten Programme ist TRIM, das am LRL entwickelt wurde, ein 2-dimensionales magnetostatisches Programm, das eine Relaxationsmethode zur Lösung eines Systems von Differenzgleichungen verwendet, mit dem die Differentialgleichung für das Vektorpotential angenähert wird.

Es läßt sich für praktisch jede Magnetgeometrie verwenden und liefert bei richtigem Einsatz genaue Ergebnisse. Trotzdem ist es am IEKP, abgesehen von einigen Probeläufen, nicht verwendet worden, da der Eindruck entstand, daß es längere Laufzeiten benötigt als etwa MAGNET, und es in der Eingabe schwieriger ist als dieses, insbesondere hinsichtlich der Maschen-Generierung.

MG05 Dies Programm berechnet Feld, integriertes Feld und Multipol-Komponenten des Feldes von Dipolen, Quadrupolen und Sextupolen mit Leiteranordnungen, wie sie bei supraleitenden Magneten Verwendung finden. Die Spulenanlage kann von einer zylindrischen Eisen-schale umgeben sein, das jedoch nicht gesättigt sein darf - das Programm druckt eine Warnung, wenn die Feldwerte im Eisen eine gewisse Grenze (ca. 22 kG) überschreiten.

Das Programm findet zur Berechnung supraleitender Multipol-Magnete ausgiebige Verwendung. Der Kernspeicherbedarf liegt bei 120 kBytes, die Laufzeiten sind abhängig von der Geometrie (30 s bis 180 s).

MG08 Das Programm berechnet für die gleichen Magnete wie MG05 diejenigen Spulenformen, bei denen unerwünschte Multipol-Komponenten nicht auftreten. Dies ist für die Erreichung der geforderten Feldqualität wichtig. Einsatz des Programms erfolgt routinemäßig, Anforderungen an Rechner wie bei MG05.

MG11 Programm zur Berechnung von induzierten Restströmen in supraleitenden Dipolen und Quadrupolen nach einmaligem oder mehrmaligem Durchfahren eines Zyklus. Für den Betrieb eines supraleitenden Synchrotrons etwa ist das eine wichtige Information, da sie die Feldqualität, insbesondere bei niedrigen Feldstärken betrifft.

- MG12 Programm berechnet die gespeicherte Energie, Induktivität und die Lorentz-Kräfte in einem supraleitenden Dipol oder Quadrupol mit und ohne umgebendes Eisen.
- MG13 Programm berechnet mit Hilfe von Zufallszahlen den Einfluß von Herstellungsfehlern bei supraleitenden Dipolen und Quadrupolen auf die Feldqualität. Hierbei wird angenommen, daß mit 90 %iger Wahrscheinlichkeit Leiter, Spulensektoren, Eisenschale etc. nur innerhalb vorgegebener Toleranzen von der idealen Lage abweichen. Die Wirkung der Fehler kann einzeln und kombiniert untersucht werden.
- GFUN Dies ist ein am RHEL entwickeltes Programm, das eine Vielzahl von Spulenformen und Eisengeometrien zu behandeln gestattet. Das 2-dimensionale magnetostatische Problem wird als Integralgleichung formuliert; das bei der Diskretisierung entstehende System von nichtlinearen algebraischen Gleichungen wird durch iterative Linearisierung mit anschließender Matrixinversion gelöst. Das Programm ist auf interaktive Benutzung am Bildschirmgerät ausgelegt; das ist ein besonderer Vorzug, weil es schnelles und wenig umständliches Arbeiten verspricht. Auf der anderen Seite bedeutete gerade dieser Zug des Programms große Schwierigkeiten bei der Implementierung im IEKP, weil die hier zur Verfügung stehende Bildschirm-Hardware und die zugehörige Software völlig verschieden von der im RHEL benutzten sind. Das Programm befindet sich deshalb hier noch in der Testphase.
- GFUN3D Dies ist eine 3-dimensionale Erweiterung von GFUN. Eine Batch-Version ist seit kurzem hier verfügbar; größere Erfahrungen im Umgang mit dem Programm liegen noch nicht vor.
- Das Programm läuft als Overlay in einem Speicher von ca. 200 k Bytes, die Laufzeiten sind problemabhängig

und bewegen sich bei einigen Minuten.

1.2 Sonstige Programme

NONLIBET Programm zur Untersuchung von nichtlinearen Betatronschwingungen in einem AG-Synchrotron; es wird angewendet, um die von der Strahldynamik her zulässigen Feldungenauigkeiten zu ermitteln, insbesondere im Hinblick auf die Resonanzextraktion des Strahles. Das Programm enthält einen "linearen Teil", der, ausgehend von der geometrischen Anordnung der einzelnen linearen Grundelemente der Maschine (C-Magnete, Dipole, Quadrupole, feldfreie Stücke), die linearen Maschinenfunktionen, insbesondere die sog. Beta-Funktion ermittelt. Anschließend werden - über die Eingabe steuerbar - Störungen des idealen Feldverlaufs durch höhere Multipole simuliert und die Bewegung einer Handvoll Teilchen in dem resultierenden Feld über viele Umläufe verfolgt. An beliebigen Stellen des Umfangs kann ein Phasenraum-Plot vorgenommen werden.

Das Programm benötigt ca. 300 k Bytes, die Rechenzeiten liegen pro Fall bei einigen Minuten und variieren je nach Größe der betrachteten Maschine und Anzahl der zu verfolgenden Teilchen.

HELTHERM Sammlung von Unterprogrammen für die thermodynamischen Daten von Helium, am NBS entwickelt. Sie ist erst seit kurzem verfügbar. (Speicherbedarf: ca. 70 kBytes)

HEHT3 Programm zur Berechnung des Wärmetransports mittels Helium in zylindrischen Kühlkanälen unter variablen Randbedingungen, am NBS entwickelt. Es befindet sich noch in der Testphase, da die Quellsprache in einigen Punkten von der hier zulässigen (verschiedene FORTRAN-Compiler) stark differiert.

STRU DL Teil des am MIT entwickelten ICES-Systems, von dem eine verbesserte und kommerziell gewartete Version der GfK zur Verfügung steht. STRU DL (STRUctural Design Language) wird in zunehmendem Maße für Festigkeitsberechnungen an großen Magneten eingesetzt werden.

Schlußbemerkung

Neben den hier aufgeführten Programmen und Systemen gibt es natürlich noch eine Unzahl von speziellen Programmen für spezielle Zwecke, wie Data Handling, Auswertung von Experimenten, ad hoc Programm für rasch zu klärende Fragestellungen etc. In die obige Liste wurden nur solche Programme aufgenommen, die von allgemeinerem Interesse oder von großem Umfang sind.

III. 2 Konstruktionsprinzipien von Supraleitungsmagneten

Konstruktion und Bau von Magneten richten sich nach der Art der Erzeugung der Felder und ihrer Verteilung. Für magnetische Feldstärken bis zu etwa 2 Tesla ist die Formung der Felder mit Äquipotentialflächen in guter Genauigkeit möglich ("Eisenmagnete", hier dient das Eisen wegen der hohen Permeabilität zur Feldverstärkung und -formung). Solche Feldstärken lassen sich mit vergleichsweise kleinen Strömen erzeugen. Bei höheren Feldstärken nimmt die Permeabilität des Eisens stark ab, ein merklicher Abfall im Eisen stellt sich ein, und die Form des Feldes ändert sich aufgrund dieser "Sättigung" entsprechend. Aus diesem Grunde werden zur Erzeugung von Flußdichten oberhalb 2 T vor allem "eisenfreie" Anordnungen verwendet ("Luftspulen"). Bei vielen supraleitenden Magneten werden jedoch Kombinationen verwandt, wobei das Eisen lediglich zur Feldabschirmung und -verstärkung dient.

Der hohe Leistungsbedarf und die niedrige erreichbare Stromdichte bei normalleitenden Magneten führen zu wirtschaftlichen Vorteilen und zu kompakten Anordnungen bei der Verwendung supraleitender Spulen.

Unter den Typen von räumlichen Feldverteilungen (z.B. solenoidale oder toroidale Felder, Multipolfelder) werden für die Hochenergiephysik vor allem Multipolfelder in Strahlführungsmagneten verwendet. (Querfelder, d.h. die Feldrichtung ist transversal zur Strahlrichtung). Diese Felder werden in supraleitenden Magneten dominierend durch Ströme erzeugt. Sie lassen sich - bis auf Endeffekte - zweidimensional als Überlagerung von "Multipolkomponenten" beschreiben, etwa die Radialkomponente unter Verwendung von Zylinderkoordinaten r und θ :

$$B_r(r,\theta) = B_{r0} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} C_n \left(\frac{r}{a}\right)^{n-1} \sin(n\theta - \beta_n). \quad (1)$$

Dabei sind B_{r0} und a Normierungsgrößen, C_n und β_n sind die relative Stärke bzw. der Phasenwinkel der n . Komponente.

Die Komponenten werden nach ihrer Nummer bezeichnet: $n = 1$ ergibt einen Dipolanteil, $n = 2$ einen Quadrupol, $n = 3$ einen Sextupol usw. Strahlführungsmagnete in der Hochenergiephysik sollen im allgemeinen möglichst einzelne Multipole darstellen, wie Dipol oder Quadrupol, oder sich als Überlagerung zweier Multipole beschreiben lassen (z.B. "combined function"-Magnete für Synchrotrons.)

Spulenquerschnitt

Es gibt mehrere Möglichkeiten, um mit Strömen bestimmte Multipolkomponenten in einer nutzbaren Apertur zu erzeugen.¹⁾ Als Beispiel wird der Dipol beschrieben (Abb. III.2.1). Ist die Stromdichte konstant, so entsteht eine Dipolkomponente im Überlappungsbereich zweier sich überschneidender, von entgegengesetzten Strömen durchflossener Ellipsen oder Kreise. Ein in guter Näherung homogenes Feld entsteht auch, wenn Sektoren von $\pm 60^\circ$ zwischen zwei Radien mit konstanter Stromdichte durchflossen werden. Schließlich besteht die Möglichkeit, die Stromdichte mit dem Cosinus des Azimutwinkels zu variieren. Höhere Multipole ergeben sich, wenn die Symmetrie des Dipols entsprechend vervielfacht wird.

Die idealen Konfigurationen stromdurchflossener Querschnitte lassen sich in der Praxis nicht realisieren, weil die verwendeten Leiter endliche Abmessungen haben und die technischen Randbedingungen des Wickelvorgangs beachtet werden müssen. Reale Spulenquerschnitte sind daher Näherungen, wobei eine Fülle von Variationsmöglichkeiten besteht (Abb. III.2.2.). In allen Fällen müssen die Positionen der Stromblöcke, -sektoren und -lagen mit Computerrechnungen bestimmt werden, wobei die Stärke der unerwünschten Multipolkomponenten zu minimalisieren ist. Die Rechnungen berücksichtigen die endlichen Leiterabmessungen und sind darauf anzulegen, den Herstellungsvorgang der Spulen zu ermöglichen und einfach zu gestalten.

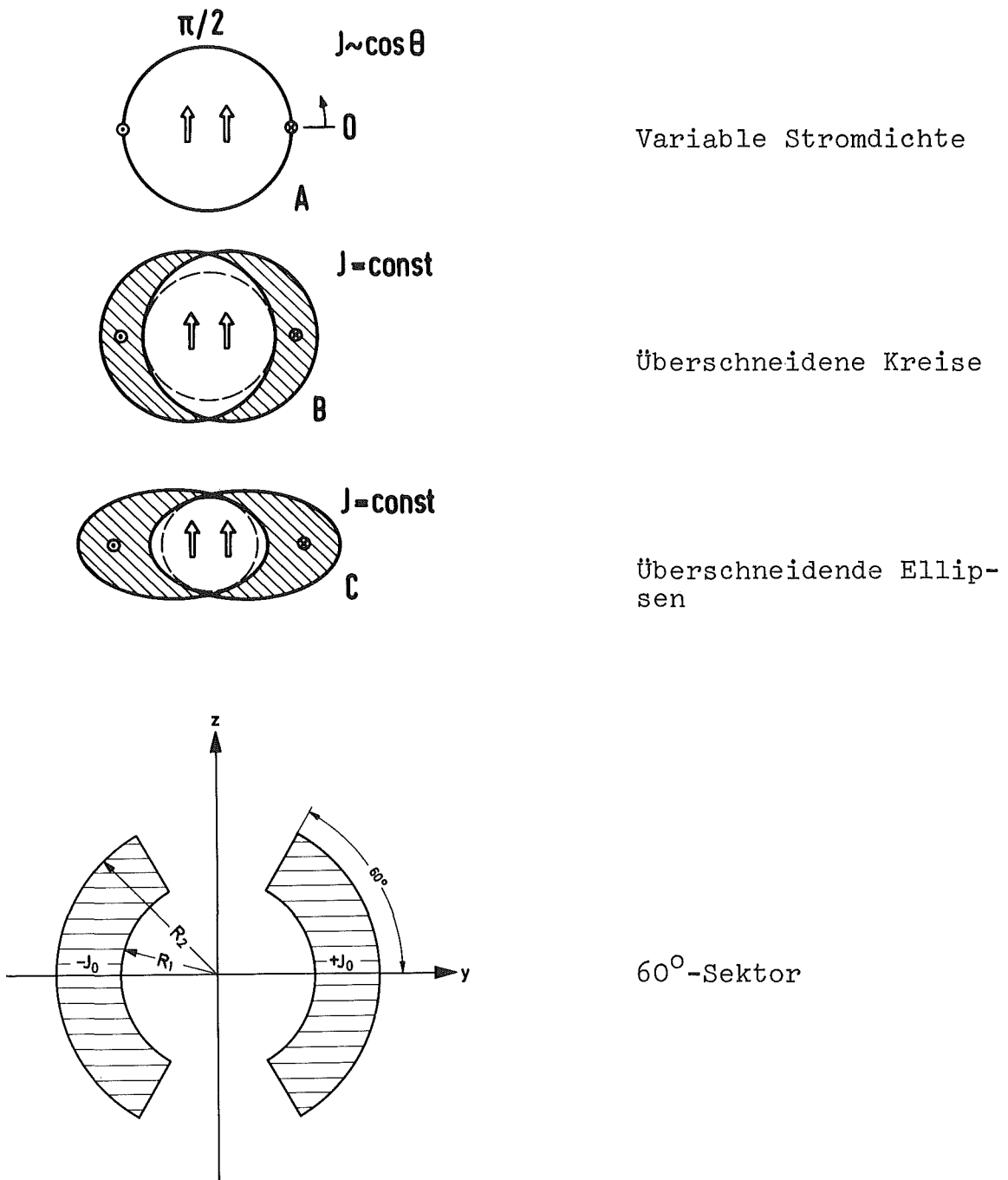
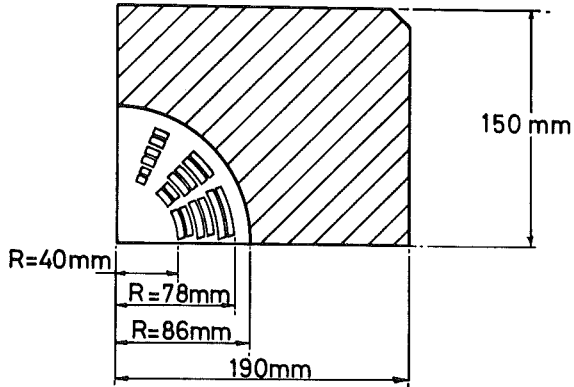
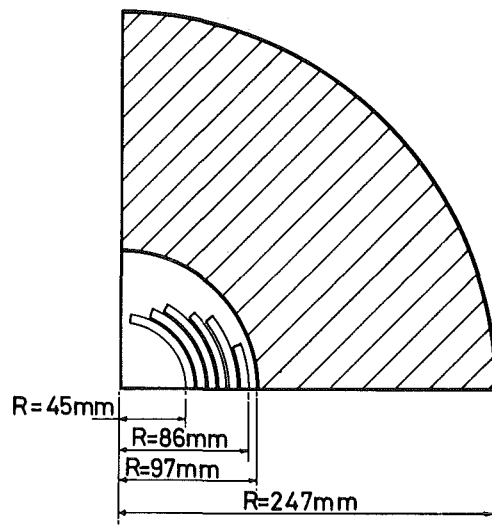


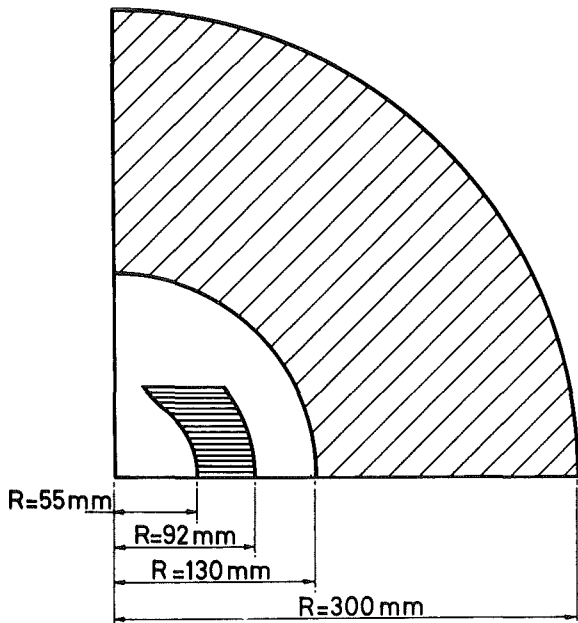
Abb. III.2.1: Prinzipien zur Erzeugung von Dipolfeldern mit Luftspulen



**D3 DIPOLE: 4.5T; 80mm APERTURE
(IEKP KARLSRUHE)**



**AC5 DIPOLE: 4.5T; 90mm APERTURE
(RUTHERFORD LABORATORY)**



**ALEC DIPOLE: 5.5T; 110mm APERTURE
(CEN/SACLAY)**

Abb. III.2.2:

**CONDUCTOR AND IRON YOKE
CONFIGURATIONS OF GESSS
PROTOTYPE SYNCHROTRON MAGNETS**

Magnete mit den in Abb. III.2.2 gezeigten Spulenkonfigurationen wurden in den Laboratorien der GESSS-Zusammenarbeit realisiert.²⁾ Der Spulenaufbau von MOBY und ALEC in Saclay besteht aus Rechteckspulen, die hintereinander gewickelt werden können, so daß keine inneren Lötstellen aufzutreten brauchen. Der vergleichsweise unkomplizierte Wickelvorgang bedingt aber eine Verringerung der Feldqualität, die hier nur in der Mittelebene des Magneten optimiert ist. Im Rutherford Laboratory werden Spulen in mehreren konzentrischen Zylinderschalen gefertigt, wobei jede Schale bis zu einem bestimmten Azimutwinkel bewickelt wird, der durch die Forderung nach Elimination der unerwünschten Multipole festgelegt ist. Die Azimutwinkel sind die Variablen in dieser Optimierungsaufgabe; insgesamt können so viele Multipole eliminiert werden wie Spulen gegeben sind. Wesentlich mehr Variable, aber auch einen erhöhten Aufwand bei der Spulsherstellung, gibt es im Entwurf des IEKP. Hier werden ebenfalls konzentrische Schalen verwendet, doch wird der Leiter in jeder Schale noch in jeweils 3 Blöcke aufgeteilt. Die relative Position jedes Blocks innerhalb der Schale kann frei gewählt werden, um weitere Multipole zu eliminieren. Mit dieser großen Zahl von Variablen entsteht auch die Möglichkeit, Multipolkomponenten aus dem Feldanteil jeder einzelnen Schale weitgehend zu eliminieren. Damit werden die Fertigungstoleranzen der einzelnen Schalen voneinander entkoppelt; die gesamte Feldgüte wird unabhängig von der radialen Bohrung eines konzentrischen Weicheisenschildes, das auch bei supraleitenden Luftspulen häufig zur magnetischen Abschirmung nach außen verwendet wird. Im Fall der Spulenanordnung bei den Magneten in Saclay und im Rutherford Laboratory müssen Spulen und Eisenabschirmung gemeinsam optimiert werden.

In der Anordnung des IEKP sollte die Zahl der Schalen aus Gründen der mechanischen Stabilität möglichst klein gewählt werden. Sie ergibt sich aus der Feldstärke, den Einsatzbedingungen und dem Querschnitt des Supraleiters. Für einen gepulsten Magneten ist es wünschenswert, daß jede Wicklung an mindestens einer Kante in engem Kontakt mit flüssigem Helium

steht, um die Wechselstromverluste abzuführen. Deshalb kann jede Schale höchstens doppelartig gewickelt werden. Da mit Apertur, Feldstärke und Leiterabmessungen die Gesamtzahl der Windungen festliegt und deren Zahl in einer Schale begrenzt ist, ergibt sich so die Zahl der Schalen. Sie kann verkleinert werden, wenn der Querschnitt des Supraleiterkabels vergrößert wird. Grenzen sind dabei die erreichbare Stromstärke (derzeit etwa 10 kA) und die beim Pulsen des Magneten in einem Kabel induzierten Wirbelströme ("B-Effekt").

Feldabschirmung

Eine Abschirmung des Magnetfeldes nach außen ist zur Entkopplung der Magnete untereinander und als Sicherheitsmaßnahme wünschenswert, um beispielsweise Kraftwirkungen auf ferromagnetische Gegenstände in der Umgebung zu vermeiden oder Personen keinem starken Magnetfeld auszusetzen. Allerdings treten damit in verminderter Form erneut die Probleme der Eisensättigung auf, die für konventionelle Magnete typisch sind. Besonders zu beachten ist bei Synchrotronmagneten, daß die hohe Feldqualität während des gesamten Zyklus erhalten bleibt, also bei ungesättigtem und gesättigtem Eisen. Rechnungen mit dem Programm GFUN im Rutherford Laboratory haben gezeigt, daß kleine Abweichungen von einer kreiszylindrischen Bohrung des Eisens zufriedenstellende Ergebnisse liefern. Für den Karlsruher Magneten D2a wurde mit Hilfe des Programms MAGNET die Überlegung ausgenutzt, daß Sättigung in Dipolen zuerst unter einem Winkel von etwa 60° gegenüber der Mittelebene am inneren Rand des Eisens und in der Mittelebene selbst innerhalb des Eisens einsetzt. Durch jeden dieser beiden Effekte entstehen Sextupolkomponenten, die um π phasenverschoben sind. Variation der Eisendicke in der Mittelebene bedeutet Änderung der relativen Stärke des einen Sextupols, so daß beide Effekte gegenseitig kompensiert werden können. Da Sextupole in symmetrisch gebauten Dipolen am stärksten zur Feldverzerrung beitragen, hilft die richtige Wahl der Eisendicke wesentlich, Sättigungseffekte zu vermeiden.

Generell läßt sich die Feldverzerrung durch Sättigung der Eisenabschirmungen vermeiden, wenn der Abstand zwischen Spulen und Eisen groß genug gewählt wird. Damit vermindert sich aber die feldverstärkende Wirkung der Eisenabschirmung auch in der nutzbaren Apertur. (Eine Verstärkung von etwa 25 % wird in den Dipolen der GESSS-Laboratorien erzielt). Um diesen Prozentsatz vergrößert sich zudem der Bedarf an Leitermaterial zur Erzeugung einer gewünschten Feldstärke. Hinzu kommt eine Zunahme der gespeicherten Energie in den Magneten bei geringem Abstand zwischen Spule und Eisen: der Dipol D2a würde ohne Eisenabschirmung bei gleicher Feldstärke etwa 30 % mehr Energie speichern. Für das SPS in CERN bedeutet das bei Ausstattung mit supraleitendem Magneten für 1000 GeV einen Unterschied von etwa 200 MJ in der zu pulsierenden gespeicherten Energie und damit einen merkbaren Einfluß auf die elektrische Versorgung und ihre Kosten. Das abschirmende Eisen sollte aus diesen Gründen so dicht an die Spulen gebracht werden, wie es die Erfordernisse einer guten Feldqualität gestatten. In diesem Falle kann das Eisen auch die elektromagnetischen Kräfte aufnehmen, die in der Spule erzeugt werden.

Nach den Erfahrungen im IEKP überwiegen die geschilderten Vorteile dieser Anordnung die nicht unwesentlichen Nachteile:

- das Eisen befindet sich in einer kryogenen Umgebung und muß mit seiner großen Masse abgekühlt werden;
- beim Pulsen entstehende Hystereseverluste im Eisen müssen im flüssigen Helium abgeführt werden;
- der Kryostat muß das Eisen umfassen und wird dadurch größer und kostspieliger.

Bei jedem einzelnen Magneten sollte uner Berücksichtigung von Einsatzort und Betriebsmode geprüft werden, ob kaltes oder Abschirmeisen verwendet wird.

Spulenenden

Mehrere Alternativen stehen auch beim Entwurf der Spulenenden zur Verfügung, an denen der Leiter umgelenkt und in die Rückführung gebracht wird. Die Berechnung dieser Enden führt zu dreidimensionalen Potentialproblemen, die für Luftspulen hinreichend genau approximiert werden können. Programme, die die Eisensättigung bei diesen Problemen berücksichtigen, stehen erst seit kurzem zur Verfügung und lassen wegen des beschränkten Speicherplatzes in Computern nur Genauigkeiten von etwa 1 % zu.

- a) Senkrecht abgebogenes Ende, bei dem die Leiter senkrecht umgelenkt werden. Nachteile sind kleine Biegeradien und die Tatsache, daß das Ende im allgemeinen radial aus dem Zylindermantel des geraden Stückes herausragt. Ein Vorteil ist die unkomplizierte Herstellbarkeit.
- b) Kreisförmiges Ende, bei dem die Leiter auf dem Zylindermantel entlang Kreisbögen umgelenkt werden. Diese Endkonfiguration bleibt zwar radial innerhalb des vorgegebenen Zylindermantels, doch haben die Windungen in einer Lage eine unterschiedliche Länge. Die Endform kann deshalb für Flachkabel verwendet werden.
- c) Enden gleicher Länge, bei denen die Leiter auf einer Oberfläche umgelenkt werden, die durch ein Möbiusband definiert ist. Das Ende garantiert, daß alle Umfangslinien in einer Lage unabhängig von ihrer radialen Position die gleiche Länge haben. In dieser Endform können deshalb auch Bänder oder Flachkabel verwickelt werden, wobei sie innerhalb des vorgegebenen Zylindermantels bleiben.

Je nach Randbedingungen lassen sich weitere Endformen entwerfen, etwa solche mit einer konstant bleibenden Stromdichte im Querschnitt.

Durch die endliche Länge der Spulen wird die für die zweidimensionale Verteilung des Stromes im Spulenquerschnitt definierte Multipolverteilung im Längenintegral des Feldes verändert. Ist für den Anwender nur das Längenintegral von Interesse, so läßt sich die zweidimensionale Verteilung zur Kompensation der End-

effekte verändern. Das zweidimensionale Feld weicht dabei umso stärker von der idealen Multipolkonfiguration ab, je kürzer der Magnet ist (z.B. Linac-Quadrupole mit sehr starker Abweichung des zweidimensionalen Quadrupolfeldes). Besteht der Magnet aus einer Vielzahl von Stromblöcken, -sektoren oder -schalen, so läßt sich die axiale Länge dieser einzelnen Komponenten so anpassen, daß auch die Enden allein eine Multipolverteilung des Feldintegrals aufweisen, die der optimierten zweidimensionalen Verteilung entspricht. Dieses Verfahren wurde beim Dipol D2a gewählt, der damit eine gute Homogenität von zweidimensionalem und integralem Feld aufweist.

Feldfehler

Abweichungen des realisierbaren Feldes von der geforderten Multipolverteilung in einem Magneten können bedingt sein durch Fertigungstoleranzen und durch die begrenzten Möglichkeiten zur Elimination von Multipolen in der berechneten Anordnung von Strömen. Im allgemeinen wird mit der Feldgüte auch eine Magnetapertur gefordert, innerhalb derer das Feld die Gütekriterien erfüllen muß. Wenn in (1) der Normierungsradius a als Innenradius für die Spulen angesehen wird, so nimmt die relative Bedeutung der höheren Multipole, die durch $C_n \cdot \left(\frac{r}{a}\right)^{n-1}$ ausgedrückt werden kann, bei festem Aperturradius r mit wachsendem a ab. Das bedeutet andererseits einen steigenden Aufwand an Leiter, Platz und kryogener Versorgung, so daß die geforderte Feldgüte bei möglichst kleinem a erreicht werden sollte. Aus der exponentiellen n -Abhängigkeit im Radiusterm $\frac{r}{a}$ und der aus Konvergenzgründen in (1) anzusetzenden Beziehung $C_n \sim \frac{1}{n}$ für die maximale Stärke der in einem Magneten auftretenden Multipole folgt, daß bei der Positionierung der Ströme im zweidimensionalen Querschnitt möglichst die niedrigen Multipole zu eliminieren sind. Die verbleibenden Feldfehler erlauben es, in Dipolen für Synchrotrons etwa $2/3$ bis $3/4$ der Spulenapertur für den Teilchenstrahl auszunutzen.

Die im Entwurf vorgesehenen Rest-Multipolanteile und die durch Fertigungstoleranzen gegebenen Fehler sollten etwa die gleichen Beiträge zum Gesamtfehler liefern. Fertigungstoleranzen sind zu

erwarten bei der Plazierung von Einzelleitern in einem Stromblock oder -sektor, bei der Anordnung der Blöcke und Sektoren in Schalen, bei der Positionierung der Schalen in einem Magnetpol und beim Zusammenbau der Magnetpole. Schließlich wird der Magnet mit einer Toleranz in die Eisenabschirmung eingebaut. Computerrechnungen mit simulierten Fertigungsfehlern haben ergeben, daß die azimutale Position der Stromblöcke, die Symmetrie beim Zusammenbau der Magnetpole und die Koaxialität von Magnet und Eisenjoch besonders kritische Größen sind. Für Magnete mit Synchrotron-Spezifikationen sind Fertigungstoleranzen von 0,1 mm typisch.

Literatur zu Kap. III.2

- 1) H. Brechna: Superconducting Magnet Systems.
Berlin, Heidelberg, New York: Springer (1973)
(ISBN 3540 061037)

- 2) GESSS 1: A Report of the Work of the GESSS Collaboration. Ges. f. Kernforschung (IEKP III) et al.
(Hrsg.): May 1972

III.3. Fertigungseinrichtungen und Fertigungstechniken

3.1 Fertigungseinrichtungen

3.2 Fertigungstechniken

3.21 Wickelkörperherstellung

3.22 Kontaktierungen

3.23 Wickeltechniken

3.24 Kühltechniken

3.25 Vergußtechniken

III.3. Fertigungseinrichtungen und Fertigungstechniken

3.1 Fertigungseinrichtungen

In der Abb. III.3.1 ist eine Übersicht über die Magnetentwicklung im IEKP III gegeben. In diesem Bild sind die wichtigsten Schritte vom Entwurf bis zum Test der gebauten Magnete zu sehen. Zur Fertigung der Magnete stehen zentrale Werkstätten der Gesellschaft für Kernforschungs, sowie institutseigene Werkstätten zur Verfügung.

Für die Fertigung der Magnetkörper werden Materialien aus VA-Stahl oder glasfaserverstärktem Kunststoff (GFK) verwendet. VA-Körper haben den Vorteil, daß sie besonders starr sind und dem Wickelzug des Supraleiters bei der Herstellung standhalten. Der Ausdehnungskoeffizient des VA-Stahls und der des Supraleiters (teilweise Kupfer) sind etwa gleich groß, so daß beim Abkühlen des Magneten die mechanischen Spannungsunterschiede zwischen Wickelpaket und Trägerkörper gering bleiben. Nachteile gegenüber GFK sind die bei Feldänderungen erzeugten Wirbelströme im Spulenkörper, die Verluste und u.U. Feldverzerrungen hervorrufen, bei vergossenen Magneten ein mangelhafter Verbund zwischen VA und Wickelpaket und die Isolationsprobleme bezüglich der hohen elektrischen Spannungen beim Quench. Während sich bei GFK-Körpern eine Isolation erübrigt, wird der Metallmagnetkörper mit Samicatherm (Hersteller: Schweizerische IsolaWerke, Breitenbach), Viledon-Vliesstoff (Hersteller: Carl Freudenberg, Weinheim), Teflon oder GfK isoliert. Nach Beendigung der Wickelkörperfertigung werden die Wickelkörper in der Wickelwerkstatt angeliefert und montiert.

Die Supraleiter werden von der Industrie bezogen, nur in ganz seltenen Fällen wird ein Leiter selbst hergestellt, so z.B. wenn ein Kabel aus gekauften Einzelleitern verflochten und anschließend vergossen wird.

Eine ursprünglich zur Verflechtung von Textilfasern gebaute Flechtmaschine (Abb. III.3.2) wurde so abgeändert, daß die Verflechtung von maximal 32 einzelnen Metalldrähten zu einem Kabel möglich ist. Im einzelnen mußte der Abzug, die Drahtumlenkung, der Transport der Drähte und die Klöppelspulenform geändert

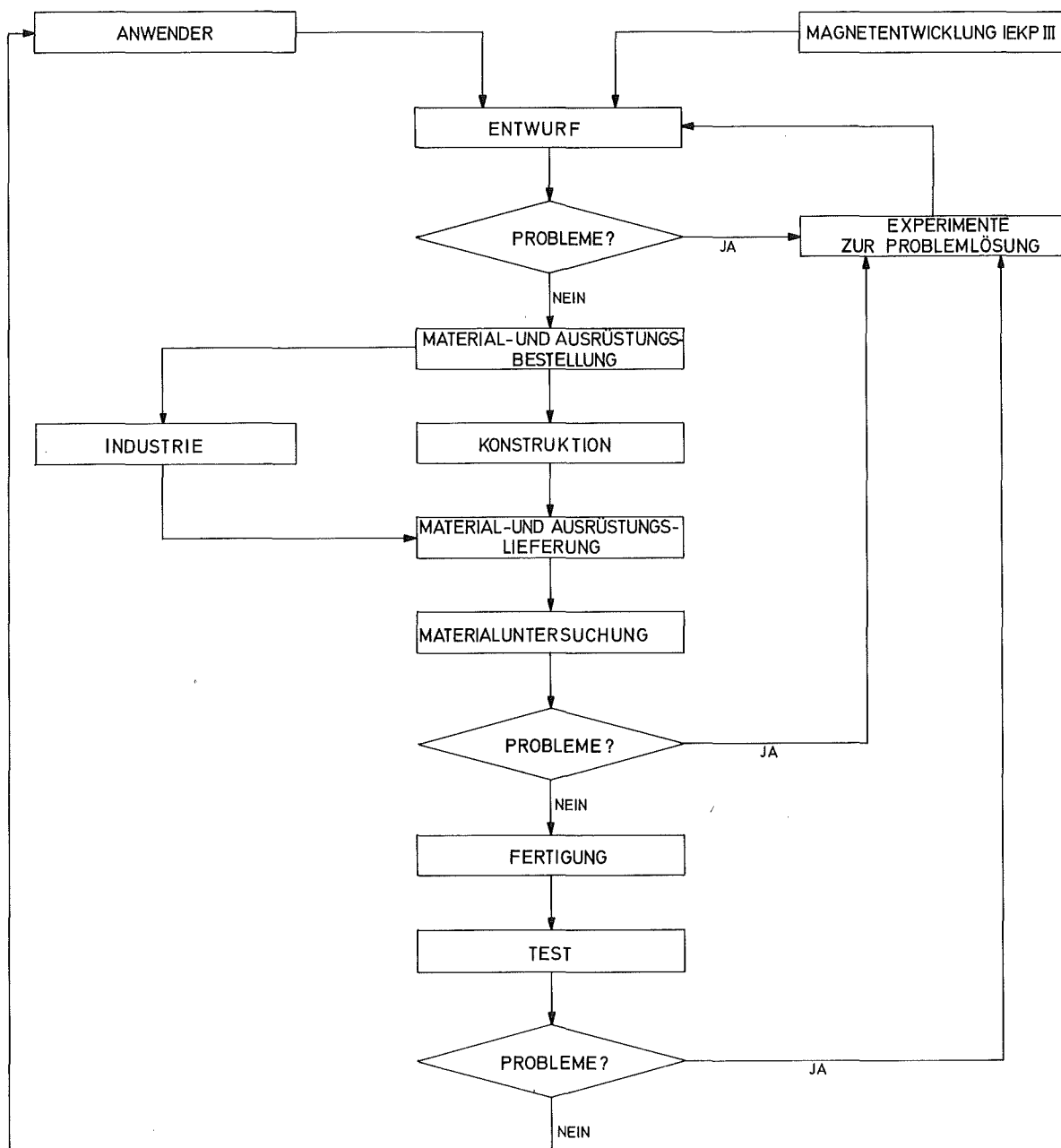


Abb. III.3.1: Flußdiagramm der Magnetentwicklung im IEKP III

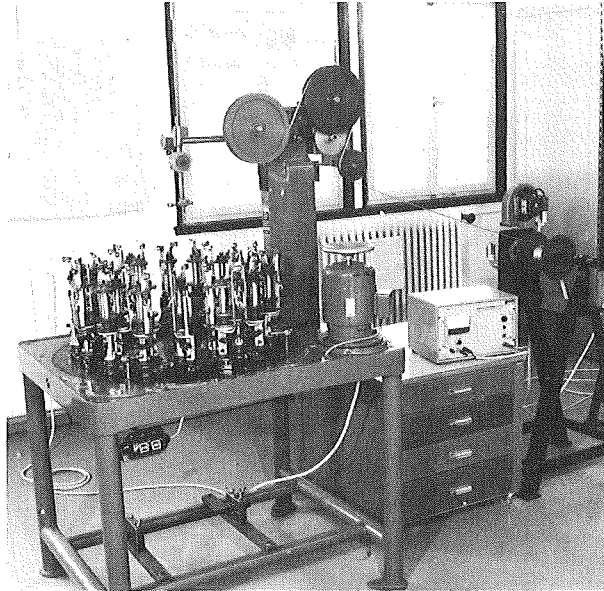


Abb. III.3.2: Kabelflechtmaschine

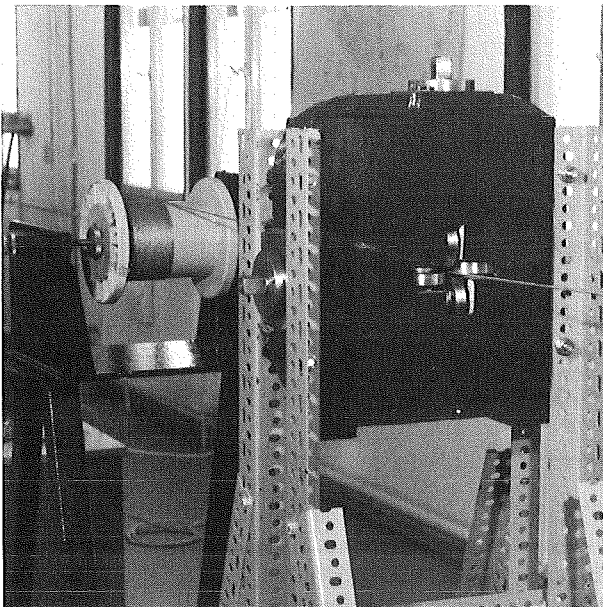


Abb. III.3.3: Kalibriereinrichtung

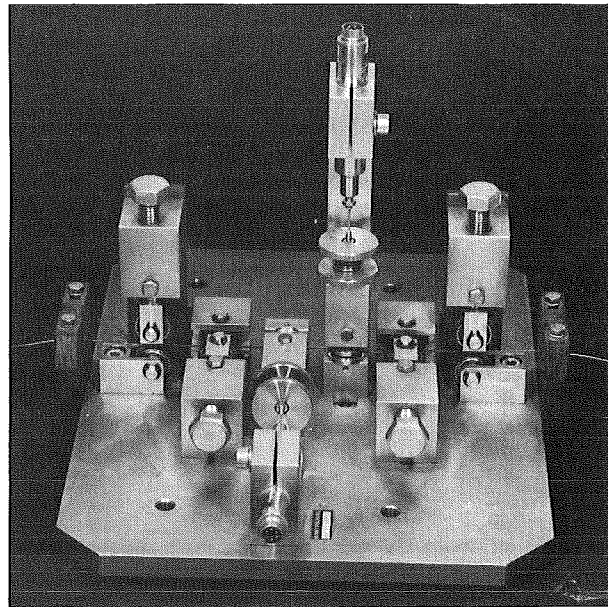


Abb. III.3.4: Drahtmeßmaschine

werden. Der Durchmesser der zu verflechtenden Drähte kann zwischen 0.3 und 0.6 mm (für Cu-Drähte) variieren. Nach unten ist die Beschränkung durch den Zug und nach oben durch die mehrfache Umlenkung gegeben. Da in der Zwischenzeit, Flechtleiter von der Industrie hergestellt werden und darüberhinaus die Verwendung verseilter Leiter Vorzüge zeigte, wird die Flechtmaschine i.a. nur noch benutzt, um Kupfergeflechte für Stromzuführungen herzustellen.

Für Experimentierzwecke werden bisweilen Einzelleiter verflochten und vergossen. Der Verguß erfolgt mit einer Lotvergießeinrichtung. Zur Isolation der Leiter steht eine Umbändelungsmaschine zur Verfügung.

Zum Nachkalibrieren von Supraleitern werden eine Kalibriereinrichtung (Abb. III.3.3) und eine Drahtmeßmaschine (Abb. III.3.4) gebraucht, wenn es aus den gekauften Leitern Präzisionswicklungen hergestellt werden sollen. Die Kalibriereinrichtung erlaubt die Kalibrierung von quadratischen Leiterformen bis maximal 3,6 mm x 3,6 mm. Rechteckformen bis zu 3,6 mm maximaler Seitenlänge können hergestellt werden. Der Einstellspielraum hängt sehr von dem verwendeten Material ab und wird jeweils bei neuem Material neu ermittelt. Die Drahtmeßmaschine wird zum Überprüfen der Drahtabmessung unmittelbar während des Wickelvorganges benutzt.

Nach Herstellung und Montage der Wickelkörper, sowie Bereitstellung des Leiters kann mit dem eigentlichen Wickelvorgang begonnen werden. Zum Wickeln stehen mehrere Anlagen zur Verfügung, die im folgenden beschrieben werden.

Wickeleinrichtungen

Zum Wickeln von Solenoiden wird eine herkömmliche Drehbank benutzt, in die der Wickelkörper des Solenoiden eingespannt wird. Der Leiter wird von der Vorratsspule am Abzugsgerät durch die Reinigungsanlage für den Leiter zum Wickelkörper geführt. Da zweidimensionale Wickeln von Solenoiden kein großes Problem darstellt, soll hier nicht weiter darauf eingegangen werden.

Hat man schwierigere Geometrien zu bewältigen, so muß man von der einfachen Drehung um eine einzige Achse abgehen und zu positiver und negativer Drahtführung übergehen. Um dies leicht bewerkstelligen zu können, wird eine spezielle Drahtführung benutzt, wie sie in Abb. III.3.5 zu sehen ist. Sie besteht aus Kunststoff und verhindert daher eine Beschädigung des isolierten Drahtes. In der Abb. III.3.6 sind die vier Wickelkörper für einen sehr kurzen Quadrupol zu erkennen, wobei gerade ein Pol bewickelt wird.

In Abb. III.3.7 ist eine Wickelvorrichtung zu sehen, die neben der Drehbewegung in einer horizontalen Ebene eine Kippbewegung gestattet, sodaß es möglich ist, Spulen mit abgebogenen Enden zu wickeln. Dies bedeutet eine Verbesserung gegenüber dem Spulenwickeln in der Horizontalebene mit nachträglichem Abbiegen der Spulen.

Der Bau des gepulsten supraleitenden Dipolmagneten D2a erforderte die Konstruktion einer dreidimensionalen Wickelvorrichtung. Sie ist in Abb. III.3.8 in Vordergrund zu sehen. Der von der Vorratsspule des Kabelabzugsgerätes zum Wickelkern zugeführte Leiter verläuft bis zu einem vorgegebenen Punkt parallel zur Achse des Wickelkernes. Von diesem Punkt an wird der Draht durch eine Schwenkbewegung des Wickelkernes bei gleichzeitiger Drehung des Drehtisches kurvenförmig über die Oberfläche des Wickelkernes geführt. Drehzahl und Drehrichtung lassen sich sowohl von Hand als auch elektronisch steuern.

In Abb. III.3.9 sind noch einmal die Wickelmöglichkeiten zusammengefaßt.

Nach dem Wickeln kann die Endmontage der Spulen beginnen, sofern naß gewickelt wurde, d.h. wenn während des Wickelns imprägniert wurde. Bei Trockenwicklung müssen die Spulen vergossen werden. In Abb. III.3.10 ist ein Bild der Vergießeinrichtung zu sehen. Sie besteht aus einem Vakuumofen, in dem unter Vakuum vergossen und bei normalem Druck ausgehärtet wird. Zur Durchmischung des Harzes und des Härters ist ein Rührwerk vorhanden. Temperatur und Vakuum werden überwacht. Das Funktionsschema der Vergießanlage ist in Abb. III.3.11 zu sehen.

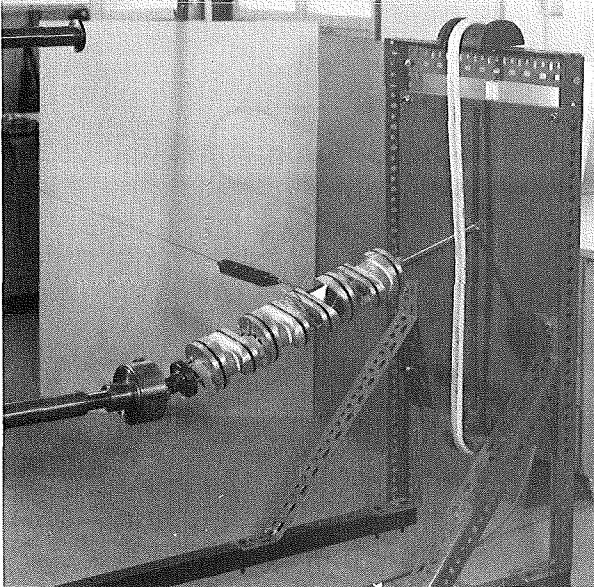


Abb. III.3.5: Wickelvorrichtung für einen Quadrupol mit spezieller Drahtführung

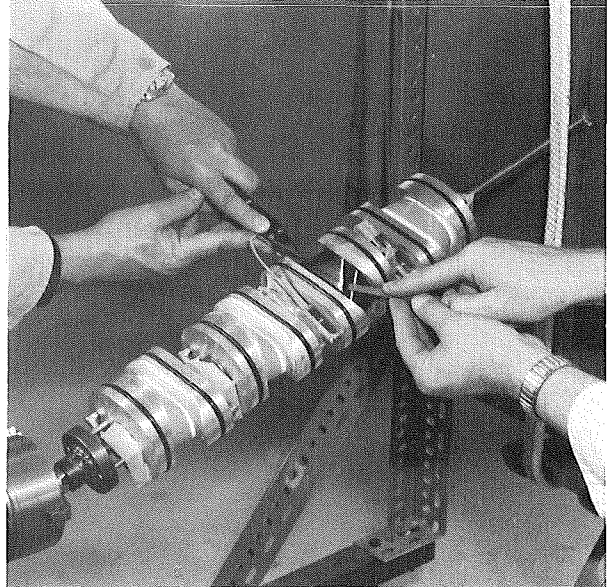


Abb. III.3.6: Wickelvorrichtung für einen Quadrupol und Wickeln eines Pols

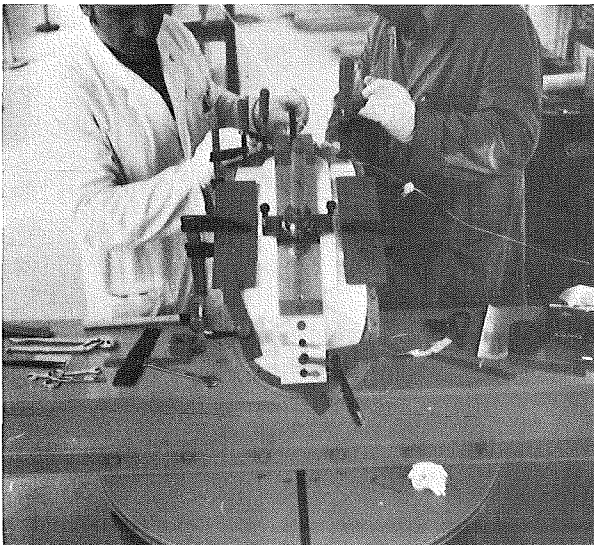


Abb. III.3.7: Wickeleinrichtung zum Wickeln von Spulen mit abgebogenen Enden

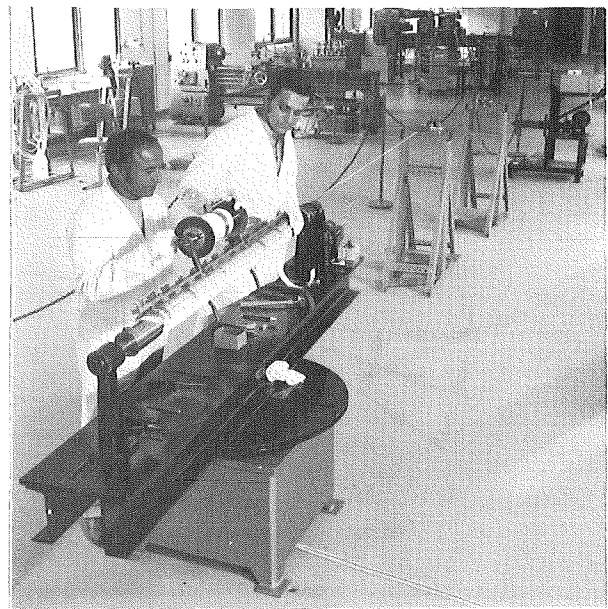


Abb. III.3.8: Wickeleinrichtung zum dreidimensionalen Wickeln mit Wickeltisch, Drahtreinigung und Abzugsgerät

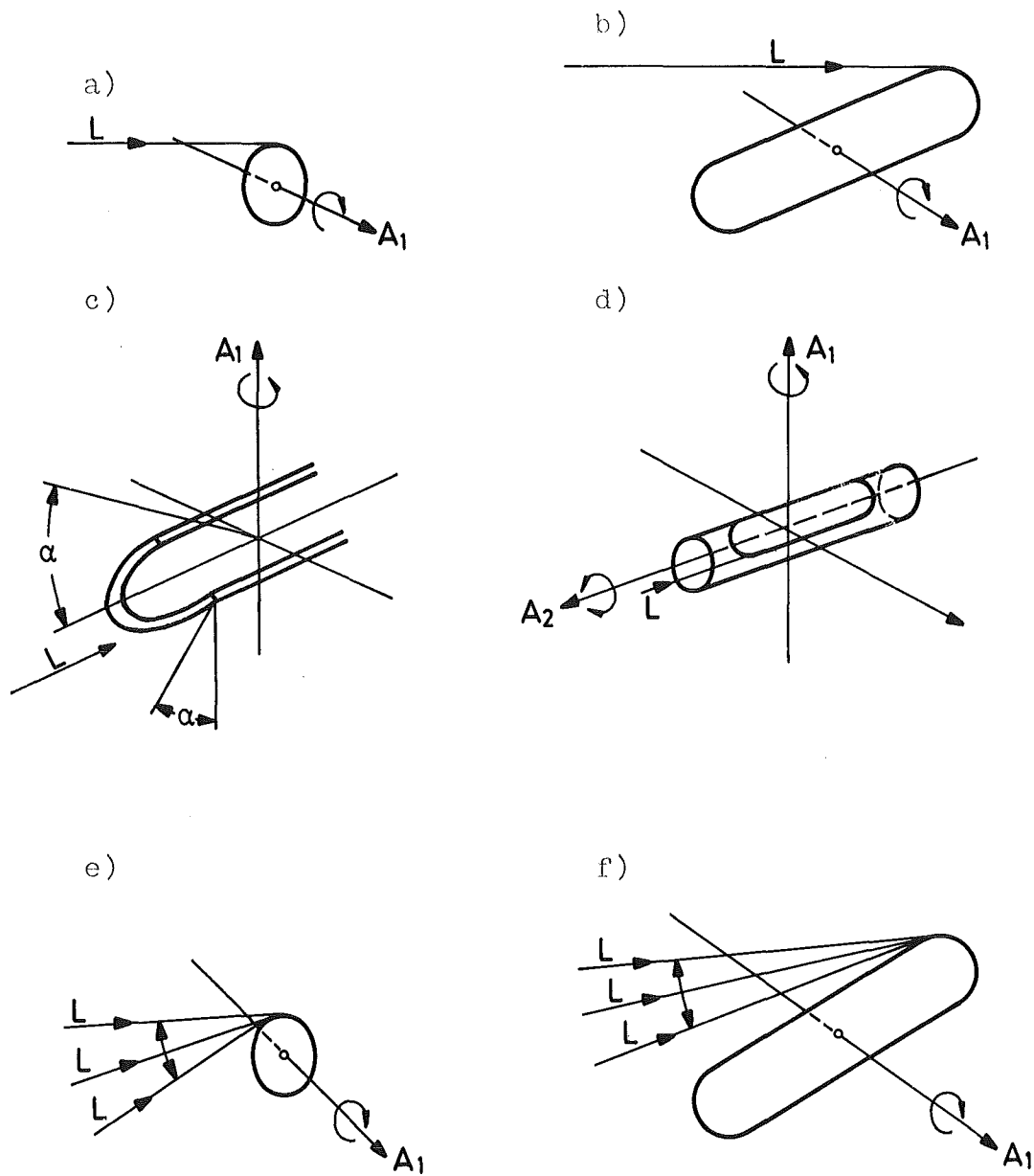


Abb. III.3.9: Übersicht über prinzipielle Wickelmöglichkeiten.
 A_1, A_2 = Drehachsen, \vec{L} = Leiterbewegungsrichtung.

- a) Solenoid (Drehen);
- b) "Race-track" (Rennbahn-)Spule (Drehen)
- c) Abgekröpfte Spule für Dipol (Drehen und Kippen)
- d) Dipolspulen (Drehen und Schwenken);
- e) bzw. f) kurze, bzw. sehr lange Quadrupolspule (Wickeln mit positiver und negativer Drahtführung)

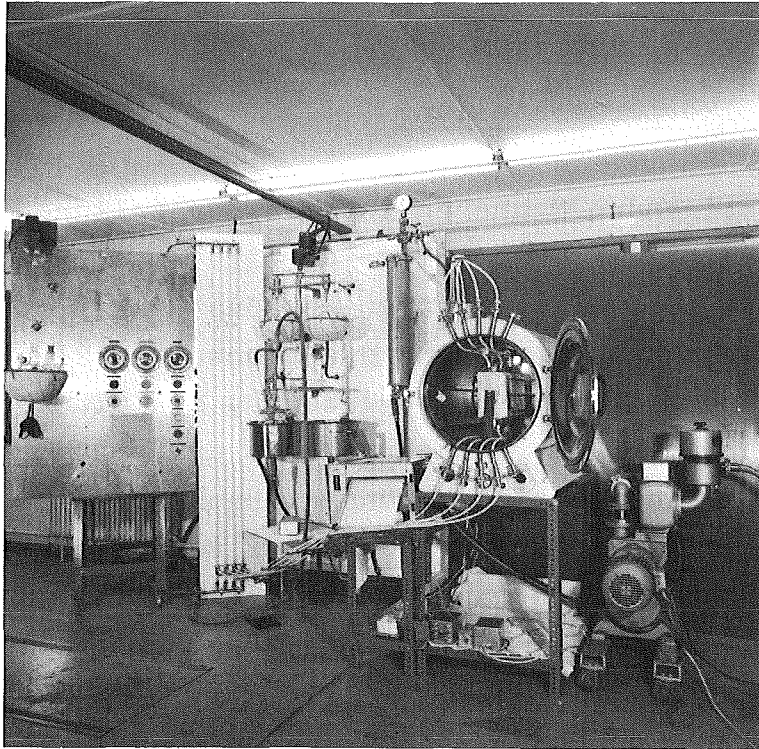


Abb. III.3.10: Vergießeinrichtung

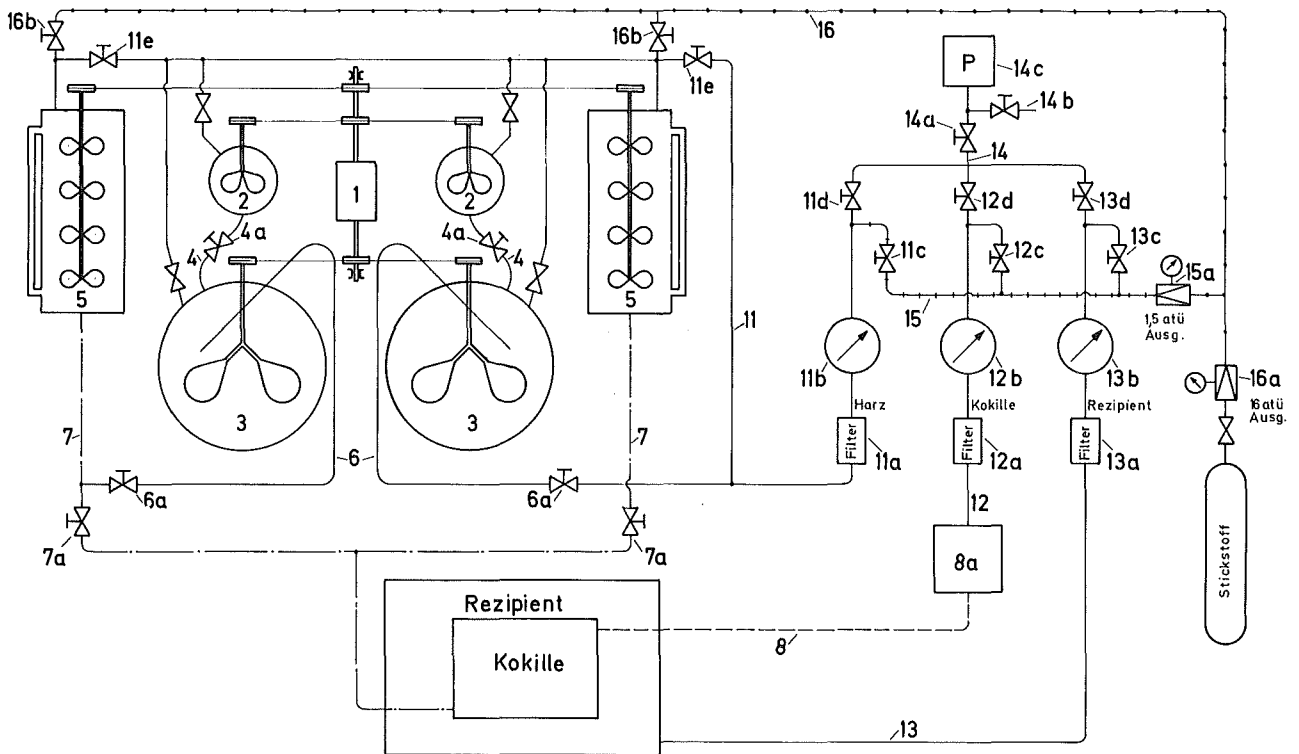


Abb. III.3.11: Funktionsschema der Vergießanlage

III.3.2 Fertigungstechniken

3.21 Wickelkörperherstellung

Je nach zu fertigenden Magneten ist die Herstellung der Wickelkörper unterschiedlich. Für Solenoide wird im allgemeinen ein Tragrohr aus VA oder GfK gefertigt, an das links und rechts Flansche angebracht werden. Wenn die Flansche geklebt werden, so werden Gewinde am Tragrohr vorgesehen, die mit Epoxydharz ausgegossen werden. Damit wird erreicht, daß größere axiale Kräfte auf die Flansche wirken können. Nach dem Kleben der Flansche und dem Vergießen der Gewinde wird der Spulenkörper fertig bearbeitet und für das Wickeln vorbereitet. Zu den Vorbereitungsarbeiten zählen z.B.

- Bohren von Löchern für Leiterdurchführungen,
- Anbringen von Kontaktplatten für Stromzuführungen, bzw. für Leiterverbindungsstellen, wenn der Leiter nicht in einer Länge geliefert ist.
- Fräsen von Nuten zur Leiterführung,
- Bohren von Löchern für Kühlstege (Teflonstreifen)

Bei Dipolen werden ebenfalls je nach den gestellten Anforderungen der Wickelkörper hergestellt. Im Falle des D2a wurden Kunststoffstücke auf ein Tragrohr aus V2a aufgeschraubt, wie in Abb. III.3.12 zu sehen ist. Hier ist das Ende einer Halbschale mit dem für die Wicklung vorgesehenen Platz und den Führungsnuten für den Leiter zu sehen. Für jeden herzustellen- den Dipol sind die Wickelkörper einzeln anzufertigen.

Ein besonders heikles Problem war die Herstellung der Wickelkörper für Quadrupole, die am supraleitenden Linearbeschleuniger im IEKP eingesetzt werden. In den Abb. III.3.5, 6 sind die Wickelkörper (beim Wickeln) zu sehen, während Abb. III.3.13 einen Eindruck von der Geometrie vermittelt. Die Forderung, daß in jeder radialen Schicht eines Blockes die Länge der Windungen um den Umfang des Wickelkörpers die gleiche Länge haben müssen, führt zu der für die Fertigung recht komplizierten Geometrie.

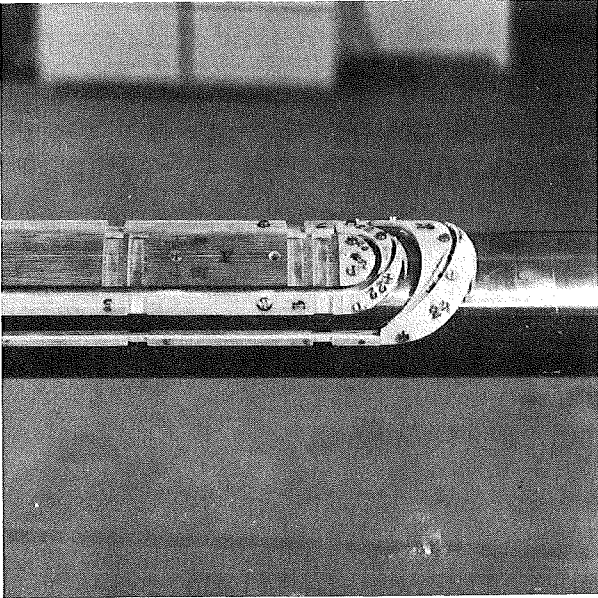


Abb. III.3.12: Wickelkörper für D2a, Endregion

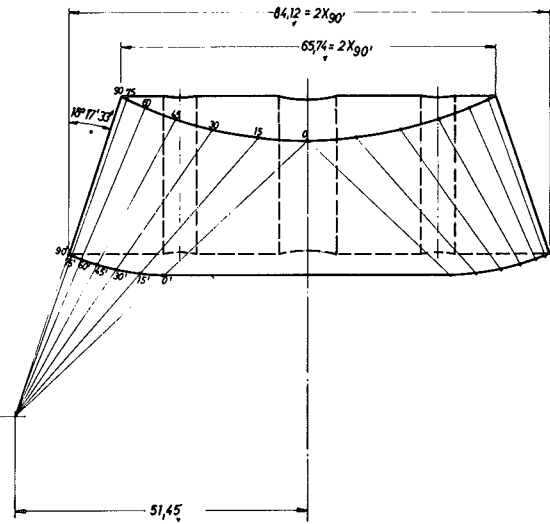
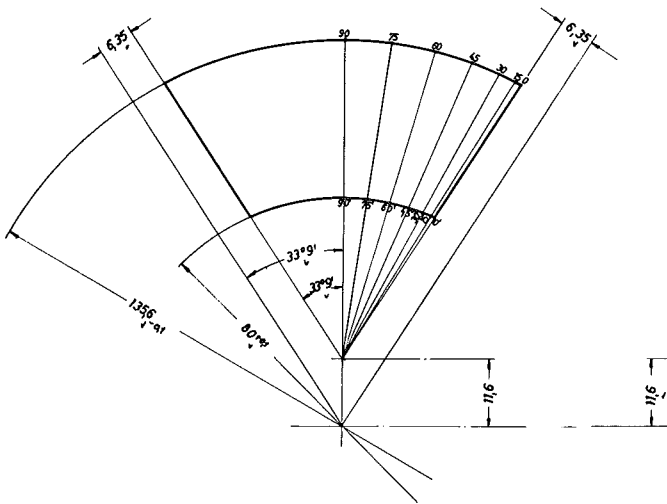
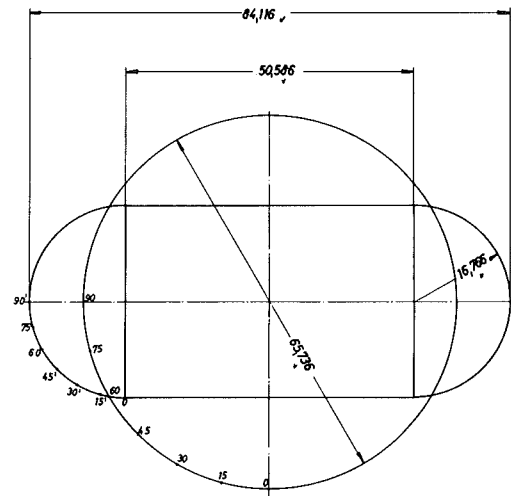
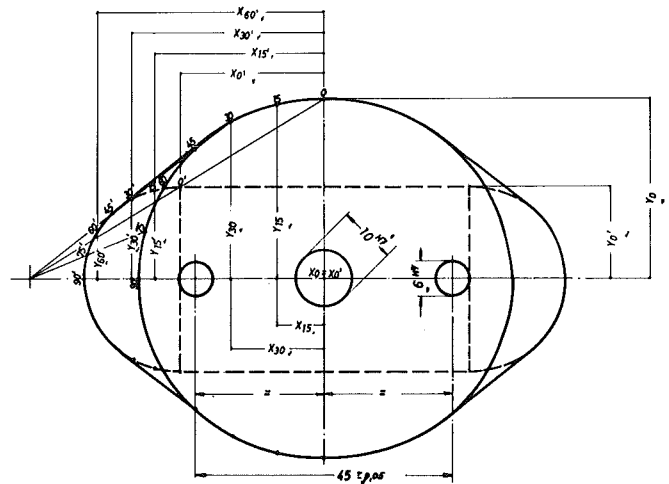


Abb. III.3.13: Wickelkörpergeometrie für Linacquadrupole



Zusätzlich wird aufgrund der Feldgüte eine mechanische Toleranz von ± 0.1 mm gefordert. Die Wickelkörper, die aus Kuproduer 80 hergestellt sind, wurden mit einer konventionellen Deckel-Fräsmaschine hergestellt, wobei ein handgearbeitetes Modell kopiert wurde. Grundsätzlich ist die Herstellung auf einer numerisch computergesteuerten Kopierfräsmaschine möglich.

3.22 Kontaktierungen

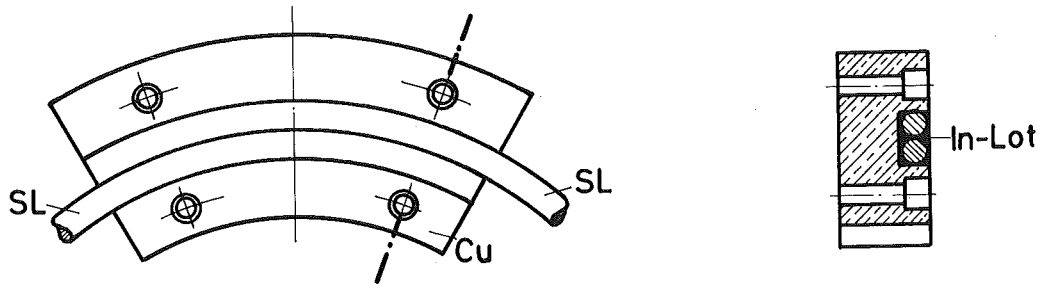
Kontaktierungen von Supraleiter - Supraleiter (SL - SL) oder Normalleiter - Supraleiter (NL - SL) erfolgten an Kupferplatten, die an den Seitenflanschen angebracht wurden. Bei GfK-Material wurden die Kontakte direkt und bei Metallkörpern mittels Isolierplatte auf dem Seitenflansch befestigt. Bei SL - SL-Verbindungen wurden die sich überlappenden Leiterenden mit einem Schlauch aus Kupfernetz umgeben und in eine schmale Nut der Kupferplatte mit Indium eingelötet. NL-SL-Kontakte bestehen aus zwei aufeinanderschraubbare Kontaktplatten. An der unteren Platte wurde der SL mit Indium gelötet, an der oberen der NL, der die Verbindung zur (gasgekühlten) Stromzuführung darstellt. Die Kontaktlänge ist abhängig von der Stromstärke, sie beträgt 4 - 5 cm bei 100 A (Abb. III.3.14).

3.23 Wickeltechniken

Die Abb. III.3.9 zeigt grob schematisch die Geometrien, die bewickelt werden können.

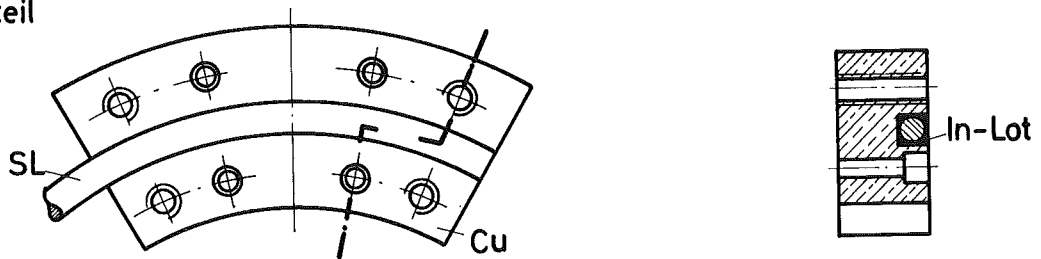
Das Wickeln von Solenoiden (Abb. III.3.9a) kann auf einer umgebauten Drehbank durchgeführt werden. Solenoide mit einem maximalen Durchmesser von ca. 1.20 m können für geringen Drahtzug gewickelt werden. Ein Helmholtz-Spulenpaar von ca. 1.00 m Durchmesser für die KFA Jülich wurde bereits gefertigt. (vgl. Abb. III.3.15). Während des Wickelvorganges werden die gewickelte Länge und die Windungszahl mit Hilfe eines Meterzählers, bzw. Windungszählers erfaßt. Um eventuellen Lagenschluß festzustellen, wird während der Fertigung eine Widerstandsmessung durchgeführt.

SL-SL-Verbindung



NL-SL-Verbindung

Unterteil



Oberteil

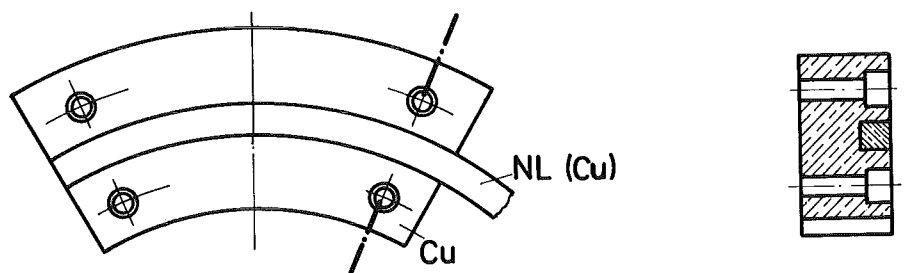


Abb. III.3.14: Supraleiter-Supraleiter- und Normalleiter-Supraleiter-Kontakte

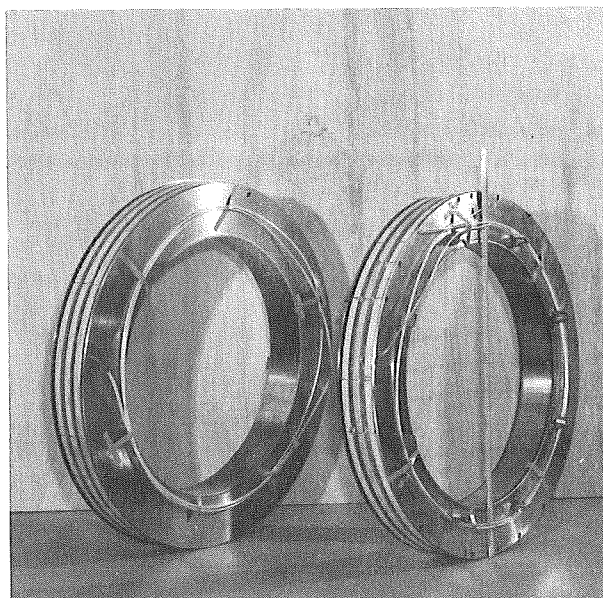


Abb. III.3.15: Solenoide von ca. 100 cm Durchmesser für die KFA Jülich

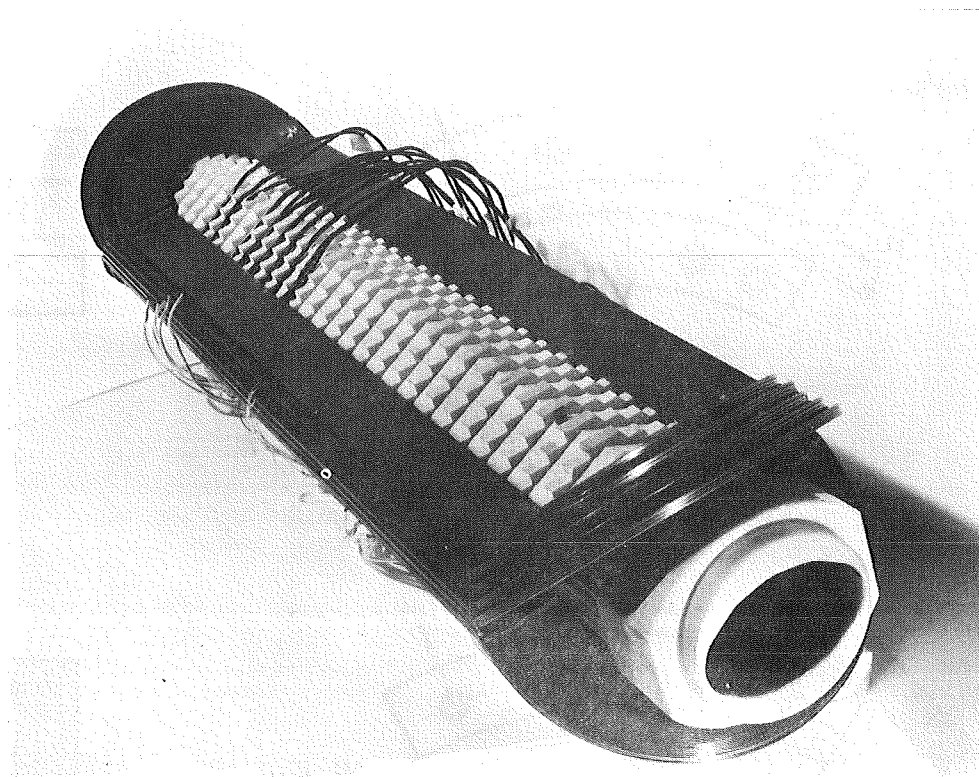


Abb. III.3.16: Cu - Modelldipol mit um 45° aufgebogenen Enden

Nah verwandte Geometrien (Abb. III.3.9b) können ebenfalls sehr leicht gewickelt werden ("race-track" - oder "Rennbahn"-Form). Ein Modelldipol aus Kupferleitern mit einer mechanischen Genauigkeit von 0.1 bis 0.7 mm gewickelt (vgl. Abb. III.3.16).

Die einzelnen Halbschalen wurden an ihren Enden mit Hilfe einer speziellen Abbiegevorrichtung (P. 2047780.9) um 45° abgebogen. Die Vorrichtung verhindert die Entstehung mechanischer Spannungen, bzw. die Stauchung des Drahtmaterials.

Nach Anpassung des mit Kupferdraht erprobten Wickelverfahrens an die mechanischen Eigenschaften des Supraleiterdrahtes wurde eine Wickelvorrichtung für einen 0.5 m langen supraleitenden Dipol (D1) entwickelt. Hiermit wurden die einzelnen Halbschalen gewickelt und anschließend rechtwinklig abgekröpft, um eine Verbesserung der Homogenität des über die Länge integrierten Magnetfeldes zu erreichen (Abb. III.3.17).

Das Wickelverfahren nach Abb. III.3.9b) wurde nun nach Abb. III.3.9c) abgeändert, um das nachträgliche Abkröpfen der Spule zu vermeiden. Hierbei wird die zu wickelnde Spule um einen zu wählenden Winkel α gekippt. Dieses Wickelverfahren ist an einer supraleitenden Spule mit Kabelleiter erprobt worden, wobei der Kippwinkel ca. 30° beträgt. Diese Spule ist in der supraleitenden Version des DT eingebaut und getestet worden. Bei diesem Verfahren wurde von Hand gekippt.

Beim Bau des gepulsten supraleitenden Dipols D2a wurde eine Vorrichtung entwickelt, die dreidimensionales Wickeln von Spule gestattet (vgl. Abb. III.3.9d). Beim Wickeln des D2a verlief der von der Vorratsspule des Kabelabzugsgerätes zum Wickelkern zugeführte Kabelleiter bis zu einem vorgegebenen Punkt parallel zur Achse des Wickelkerns. Dann wird der Leiter durch eine Schwenkbewegung des Wickelkernes bei gleichzeitiger Drehung des Drehtisches kurvenförmig über die Oberfläche des Wickelkerns gelegt. Um den Draht während einer Windung kurvenförmig über die Oberfläche des Wickelkernes zu legen, wird bei einer 360° Drehung des Drehtisches der Wickelkern von 0° bis 180° um einen, entsprechend des Drahtverlaufes, bestimmten Winkel α nach links und von $180^\circ - 360^\circ$ um denselben Winkel α entgegengesetzt geschwenkt.

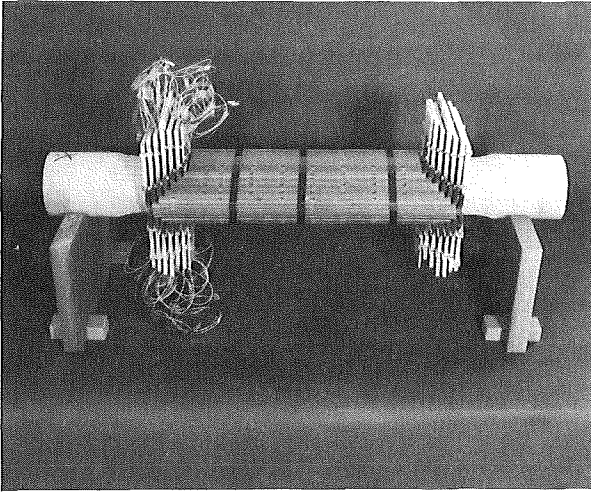


Abb. III.3.17: Supraleitender Drahtdipol D1

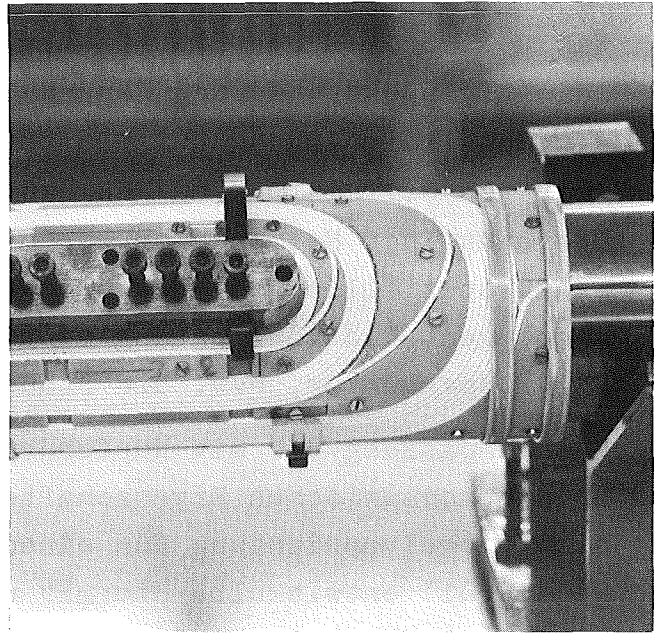


Abb. III.3.18: Endregion einer Halbschale des D2a

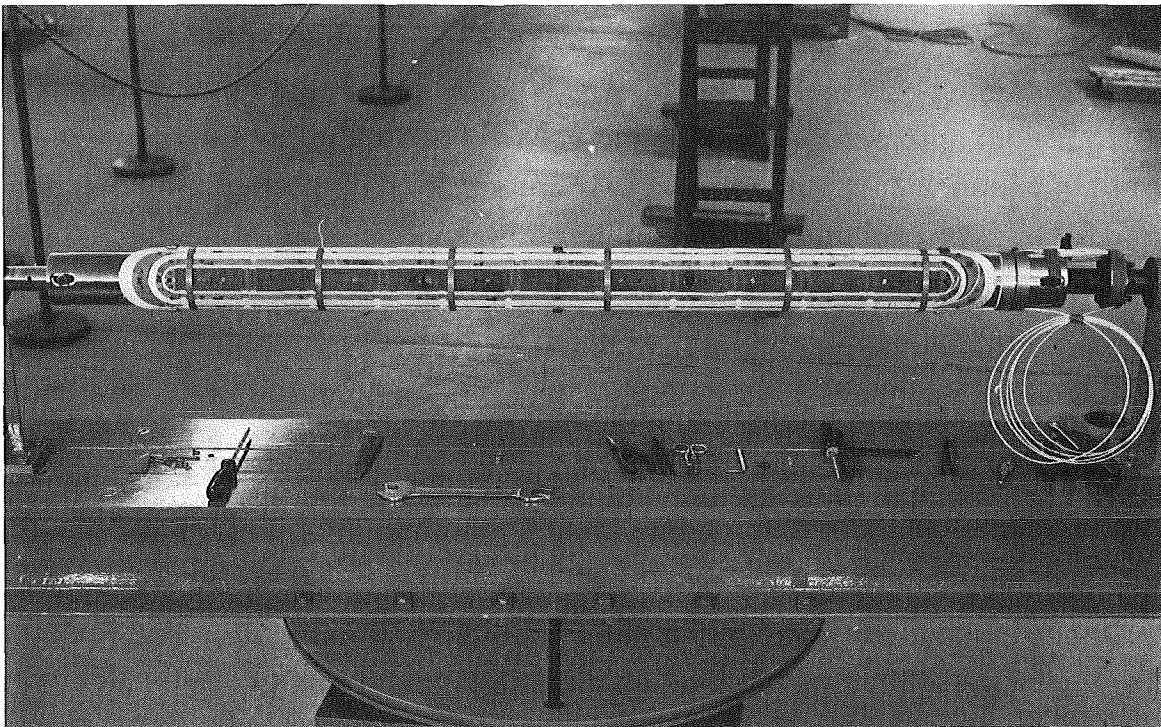


Abb. III.3.19: Drehtisch mit einer fertig gewickelten Halbschale des D2a

Die jeweilige Geschwindigkeit der Schwenkbewegung ist vom Winkel α abhängig. Mittels eines Gleichstrom-Nebenschluß-Stirnradgetriebemotors mit elektronischem Drehzahlstellgerät kann während des Wickelvorgangs Drehzahl und Drehrichtung des Wickelkerns bestimmt werden. Statt elektronischer Regelung ist auch Regelung von Hand möglich, doch ist wegen der besseren Anfahr- und Verfahrengenauigkeit die elektronische Regelung vorzuziehen. Der elektrische Anschluß des Stirnradgetriebemotors erfolgt über Schleifkontakte, die am Drehtisch montiert sind. Die Stromabnahme über Schleifkontakte ist notwendig, da der Antriebsmotor für die Schwenkbewegung der Drehung des Drehtisches unterworfen ist. Eine Übersicht über diese Wickelanlage ist in Abb. III.3.8 bereits gegeben.

In Abb. III.3.19 ist der Drehtisch mit einer fertig gewickelten Halbschale des D2a zu sehen, während Abb. III.3.18 die Endregion einer Halbschale zeigt.

Die Abb. III.3.20 zeigt eine fertig gewickelte Halbschale, bei der die Windungen fixiert sind.

Das Wickeln von Quadrupolspulen erfolgt im allgemeinen dreidimensional. Wichtig sind die beiden Grenzfälle eines sehr langen und sehr kurzen Wickelblocks. In diesen beiden Fällen wird zweidimensional gewickelt, d.h. der Wickelkörper wird um eine feste Achse gedreht, und der Leiterdraht oder das zu wickelnde Kabel wird durch eine spezielle von Hand zu bedienende Vorrichtung geführt, wie es in Abb. III.3.9e angedeutet ist. Im Falle sehr kurzer Wickelkörper ist diese Vorrichtung in Abb. III.3.5 zu sehen.

Der andere Extremfall wird bei einem supraleitenden Quadrupol realisiert, der bei einem Hyperonenstrahlexperiment bei CERN in Genf eingesetzt wird (vgl. Abb. III.3.21).

Zur Herstellung niedrig induktiver Systeme, wie sie z.B. bei supraleitenden Schaltern vorliegen, wird eine Technik des "Endlos-Bifilar-Wickeln" angewandt. Darüber wird in Teil V berichtet.

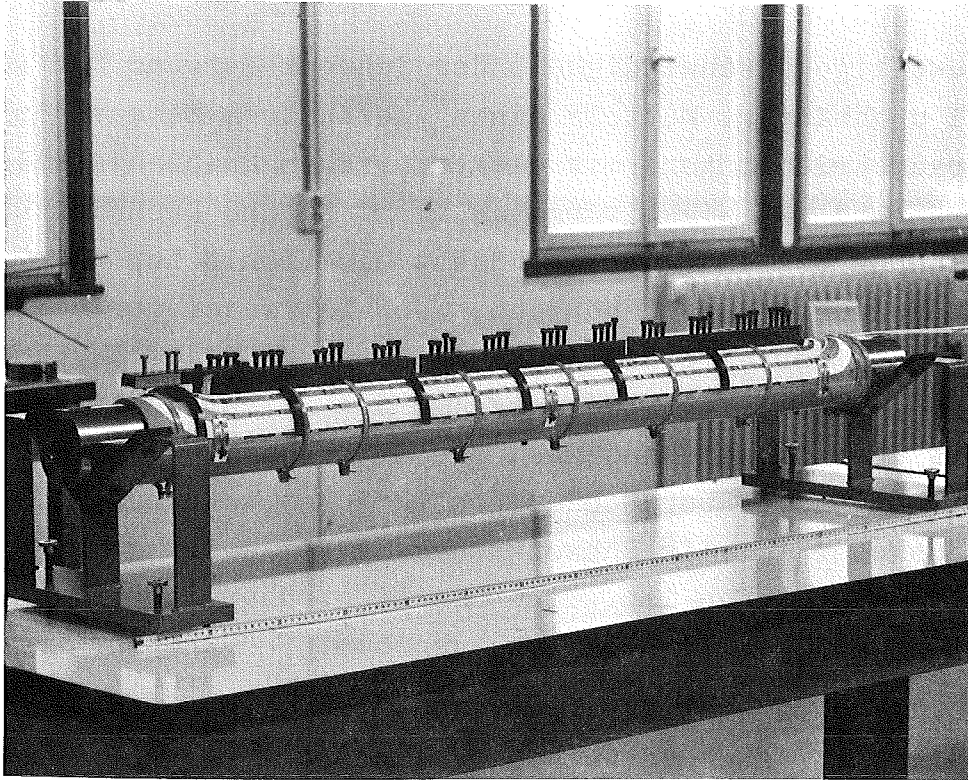


Abb. III.3.20: Halbschale des D2a mit fixierten Windungen

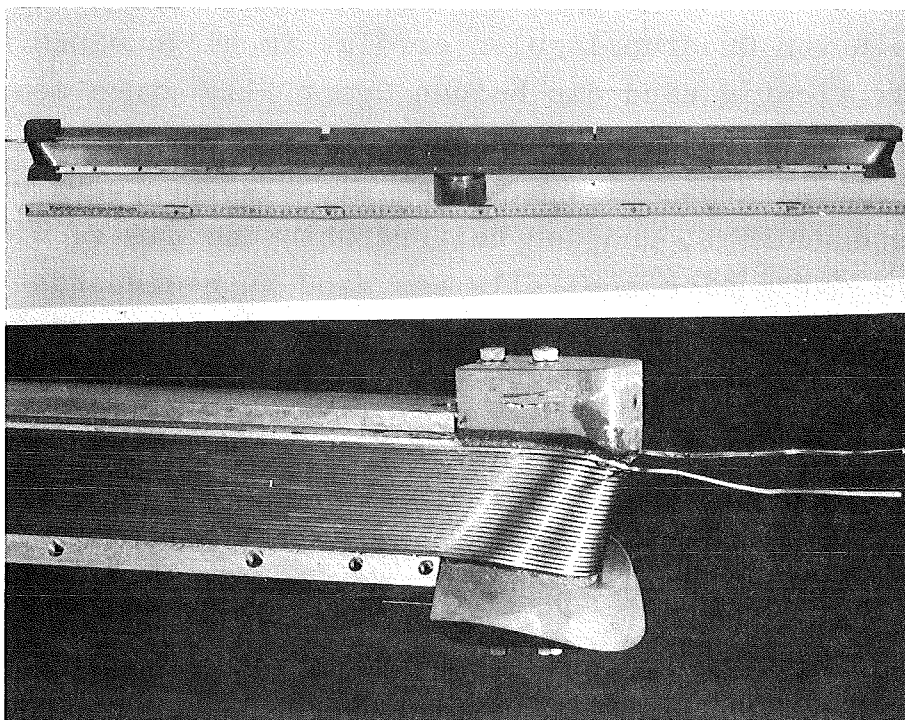


Abb. III.3.21: Hyperonenstrahlquadrupol
oben: Probewicklung eines Pols
unten: Endregion

3.24 Kühltechniken

Supraleitungsmagnete werden i.a. bei der Temperatur des flüssigen Heliums betrieben und haben im Gleichstrombetrieb keine elektrischen Verluste. Bei Feldänderungen, d.h. Stromänderungen, und transienten Vorgängen treten dagegen Joulesche Verluste auf, die in Form von Wärme durch geeignete Maßnahmen an das Kühlmedium abgeführt werden müssen. Wenn die Lagedicken eines Magneten gering sind, kann man gänzlich auf spezielle Kühlvorrichtungen im Magneten verzichten. Werden die Lagedicken größer, so kann man Kupferdrähte oder Kupfermatten mitwickeln, die in flüssigem Helium enden, und so die im Magneten erzeugte Wärme durch Wärmeleitung an das Kühlmittel abgeben. Diese "Heat drains" (Wärmeableiter) müssen vom aktiven elektrischen Leiter elektrisch isoliert sein, um Überschläge zu verhindern, die zum Defekt des Magneten führen. Ein Magnet mit "Heat drains" ist in Abb. III.3.22 zu sehen. Einen Querschnitt durch eine Probewicklung zeigt die Abb. III.3.23. Mehrere Solenoide wurden mit dieser Kühlmethode gebaut, doch war eine Kühlung auf diese Art und Weise nicht in allen Fällen zufriedenstellend.

Insbesondere im Hinblick auf Zwangskühlung ist ein Kühlverfahren nötig, bei dem das Kühlmedium durch Kühlkanäle strömen und sehr dicht an den Leiter gelangen kann. Die Herstellung von Kühlkanälen wurde auf folgende elegante Art und Weise gelöst (Abb. III.3.24, 25). Auf das Tragrohr und jeweils nach mehreren Leiterlagen werden am Umfang wechselweise Teflonstreifen und Streifen aus GfK (Glasfaserverstärkter Kunststoff) eingelegt. Die Teflonstreifen, die durch die gebohrten Löcher am Flansch geschoben werden, haben an beiden Flanschaußenseiten einen Überstand von mehreren Zentimetern. Dieser Überstand ist notwendig, damit die Streifen nach dem Verguß herausgezogen werden können. Die zwischen den Teflonstreifen eingelegten GfK-Stege dienen als Stützelemente, damit sich der Supraleiter (oder Leiter) unter dem Wickelzug nicht zu stark in die Teflonstreifen einschnüren kann und damit ein Ziehen der Teflonstreifen nach dem Verguß unmöglich wäre. Dieses Verfahren der Kühlkanalherstellung ist mit großem Erfolg angewandt worden. Kühl-

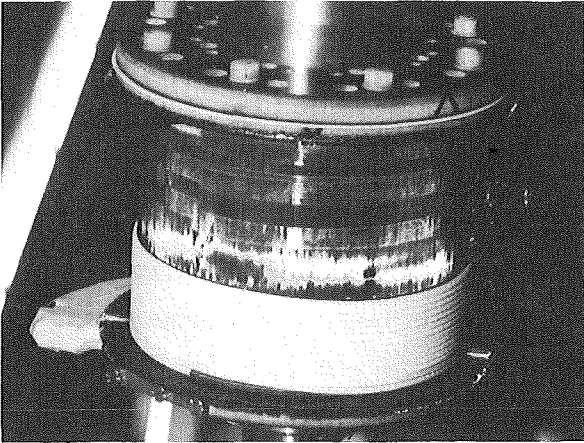


Abb. III.3.22: Magnet mit "Heat drains"

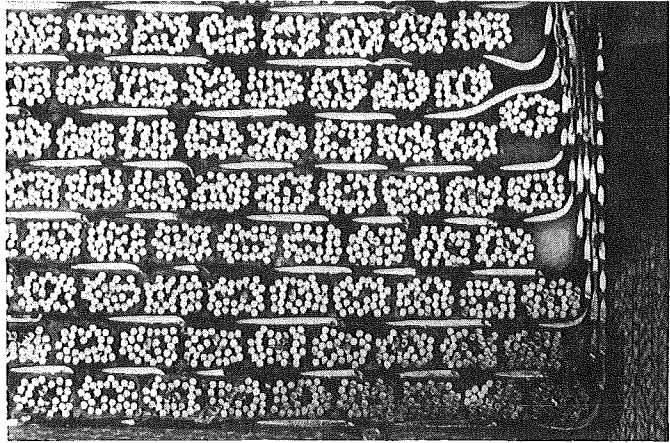


Abb. III.3.23: Querschnitt durch eine Probewicklung

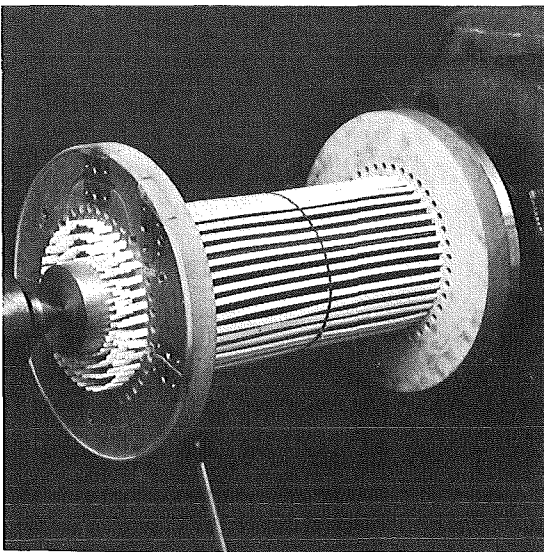


Abb. III.3.24: Kühlkanäle mit Teflonstreifen hergestellt

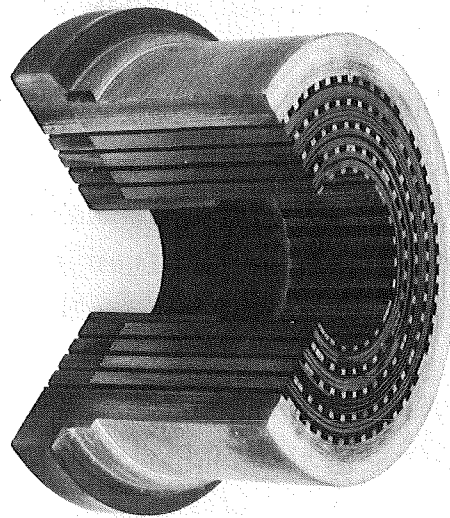


Abb. III.3.25: Querschnitt durch eine Probewicklung

kanäle bis zu 1 m Länge und einem Querschnitt bis zu 2 mm x 1,5 mm konnten noch gefertigt werden. In der Abb. III.3.24 ist das Verfahren zu erkennen, während Abb. III.3.25 einen Schnitt durch ein Probestück zeigt, bei dem die Kühlkanäle deutlich zu erkennen sind.

3.25 Vergußtechniken

Bei Magneten ohne Leiterfixierung ist nur ein Betrieb mit geringen Feldänderungsgeschwindigkeiten ($\dot{B} < 0.1 \text{ T/s}$) möglich. Durch die Anwendung der Vakuumvergußtechnik erreicht man puls-bare Magnete mit $\dot{B} > 1 \text{ T/s}$. Dabei wird die Wicklung mit Epoxydharz (Harz CY 221, Härter HY 979, Hersteller: Ciba, Basel) unter Vakuum vergossen (Abb. III.3.10).

Um einen Vakuumverguß durchführen zu können, muß der Magnet in eine vakuumdichte Kokille eingebaut werden (Abb. III.3.26). Im allgemeinen bestehen die Kokillen aus Stahl und sind mit Zu- und Abflüssen für das Vergußharz ausgestattet. Während des Vergusses wird die Kokille mit dem eingebauten Magneten in eine leichte Schräglage gebracht und das Harz langsam von unten nach oben gezogen. Dadurch werden Lufteinschlüsse verhindert. Diese Vergußtechnik wurde auch beim Bau der Stoßstromzuführung von ESPE 2 für die Auslösung des supraleitenden Schalters angewandt. Ein typischer Temperatur-Zeit-Zyklus für das Vergießen ist in Abb. III.3.27 zu sehen.

Nachteilig ist bei der Anwendung von Vakuumvergüssen, daß der Magnet wegen des großen Strömungswiderstandes des Epoxydharzes in der Wicklung eine bestimmte Größe nicht überschreiten kann. Mit aus diesem Grunde wurden Magnete auch im Naßwickelverfahren hergestellt, d.h. nach dem Wickeln einer SL-Lage wurde diese mit Harz bestrichen und dann die nächste Lage darüber gewickelt. Das Aushärten des Harzes erfolgte entweder nach Beendigung des Wickelns eines Teils oder des gesamten Wickelpakets. Diese Naßwickeltechnik wird vorwiegend bei Spulen ohne Kühlkanäle angewandt. Sie ist für Einzeldraht und Kabel geeignet.

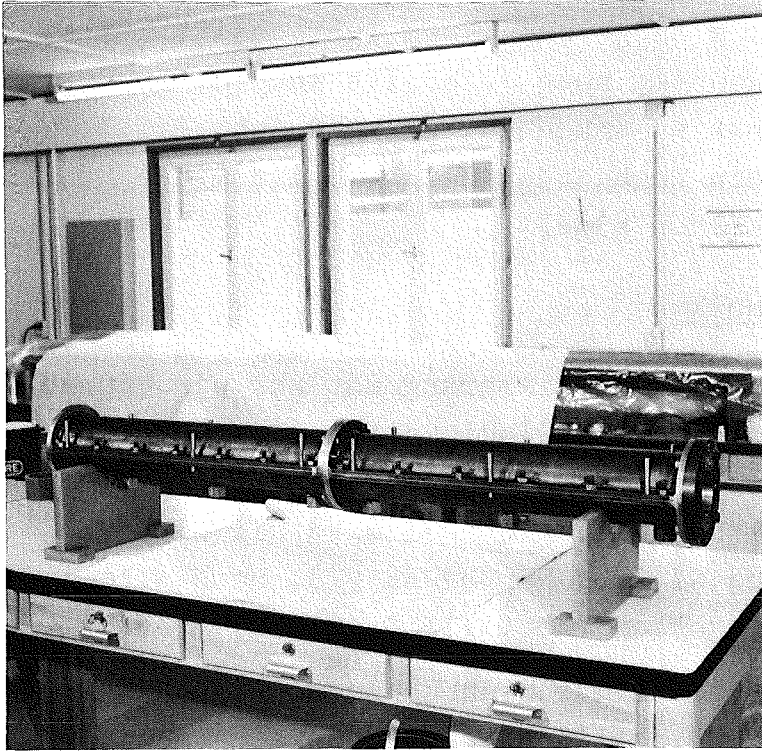


Abb. III.3.26: Kokille für D2a

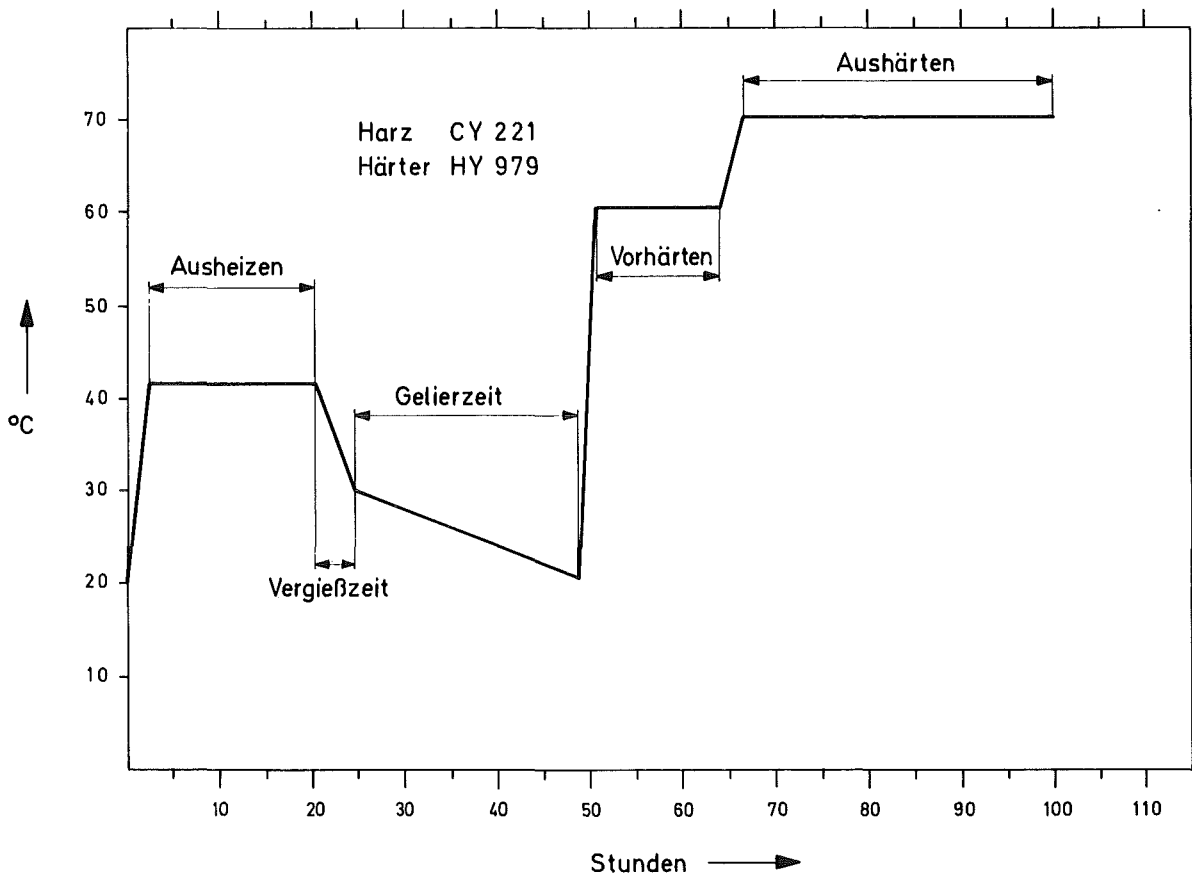


Abb. III.3.27: Typischer Temperatur-Zeit-Zyklus für einen Ver-
guß

III.4 Kryotechnische Versorgung

4.1 Einleitung

Im Rahmen der Arbeiten an supraleitenden Magneten wurden an die Kryotechnik Aufgaben aus folgenden vier Gebieten gestellt:

- a) Bau und Betrieb eines Refrigeratorkreislaufs zum direkten Betrieb eines Magnetskryostaten an einer Kälteanlage bzw. Betrieb mehrerer Kryostats gleichzeitig.
- b) Konstruktion und Beschaffung geeigneter Kryostate zur Aufnahme supraleitender Großmagnete und der dazugehörigen Transferleitungen für tiefkaltes Helium.
- c) Versorgung von Weithals-Badkryostaten mit flüssig Helium aus Transportkannen bzw. direkt aus einem 2000 l-Großtank.
- d) Sicherheitsfragen im Zusammenhang mit dem Betrieb von supraleitenden Magneten an einer Kälteanlage bzw. bei Betrieb aus Transportkannen.

Ausgangspunkt für die technische Lösung dieser Probleme waren die in der Experimentierhalle des Instituts bereits installierten beiden Kälteanlagen der Firma Linde AG bzw. Messer Griesheim GmbH. Mit beiden Maschinen kann Heliumgas verflüssigt werden, und es ist der Anschluß von Kryostaten im direkten Kreislaufbetrieb (Refrigeratorbetrieb) möglich. Die Hauptdaten beider Anlagen zeigt Abb. III.4.1

Da die Anlage der Firma Linde als erste für den routinemäßigen Kältebetrieb bereit war, wurde der erforderliche Kältekreislauf an diese Anlage angeschlossen. Der Aufbau des Systems (Leitungen, Steuerung etc.) ist jedoch so ausgeführt, daß auch ein Anschluß der Messer Griesheim-Anlage möglich ist. Dieser Anschluß wird ab 1976 voll verfügbar sein, so daß trotz vielfältiger Anforderungen an beide Maschinen (Hochfrequenz- und Hochstrom-Supraleitungsexperimente) eine Versorgung der Magnetexperimente sichergestellt ist.

		Linde	Messer-Griesheim
Kälteleistung	bei 1,8 K W	380	370
Temperaturkonstanz	bei 1,8 K K	<±0,01	<±0,025
bei Lastschwankungen	%	±5	±10
Elektr. Leistungsaufnahme	bei 1,8 K kW	728	425
alternativ			
Kälteleistung	bei 4,4 K W	400	400
oder alternativ			
Verflüssigungsleistung	bei 4,4 K g/s	4	3
Elektr. Leistungsaufnahme	bei 4,4 K kW	557	275
He-Massenstrom	g/s	150	50
Kälteerzeugung	bei ca. 75 K	Turbine	Philips Kryogenerator
Kälteerzeugung	bei ca. 10 K	Turbine	Kolbenmaschine
Kaltfahrzeit	auf 1,8 K h	10	13

Abb. III.4.1: Hauptdaten der beiden Kälteanlagen

Im folgenden sollen nun die einzelnen kryotechnischen Apparate und Kreisläufe näher beschrieben werden. Weiter wird über die Betriebserfahrungen berichtet und auf die bei der Konstruktion Planung und Beschaffung gewonnenen Erfahrungen eingegangen.

4.2 Der Kühlkreis zum Test supraleitender Magnete

Mit diesem Kühlkreis ist es möglich, supraleitende Großmagnete direkt mit der Linde-Anlage zu betreiben. Ein solcher Betrieb ist immer dann sinnvoll und notwendig, wenn Dauerbetrieb gefordert wird und die abzukühlenden Massen groß sind. Bei dieser Betriebsweise wird nicht nur die Verdampfungswärme des flüssigen Heliums, sondern auch die Gasenthalpie bis ca. 300 K ausgenutzt.

Die bestmögliche Leistungsziffer (reversibler Prozeß) für eine Kältemaschine im Kreislaufbetrieb ergibt sich zu:

$$\epsilon_{\text{KM,id}} = \frac{\text{bei 4,2 K entzogene Wärme}}{\text{zum Betrieb der Kältemaschine zugef. Energie}} = 0,0142$$

Beim Verflüssigungsbetrieb ergibt sich die zu leistende Mindestarbeit aus der Exergiedifferenz des verflüssigten Stoffes.

Die bestmögliche Leistungsziffer für den Betrieb mit verdampfendem Helium im offenen Kreislauf wird damit:

$$\epsilon_{\text{Verd,id}} = \frac{\text{Verdampfungswärme}}{\text{Exergiedifferenz}} = 0,0031$$

Das Verhältnis dieser beiden Leistungsziffern

$$\epsilon_{\text{KM,id}} / \epsilon_{\text{Verd,id}} = 4,6$$

zeigt den thermodynamischen Vorteil des Refrigeratorbetriebes.

Beim supraleitenden Dipolmagneten D2a betrug die abzukühlende Masse ca. 1,8 to. Um zu sicheren Aussagen über das Langzeitverhalten dieses Magneten zu gelangen, wurden ca. 1000 Betriebsstunden benötigt. Das für den Refrigeratorbetrieb dieses Magneten aufgebaute System zeigt das Verfahrensschema Abb. III.4.2.

Beim Abkühlvorgang wird das im Ventil V1 expandierte Helium in zwei Teilströmen, nämlich über Ventil V2 zur Coldbox und über Ventil V3 direkt zum Kompressor geführt. Die Aufteilung

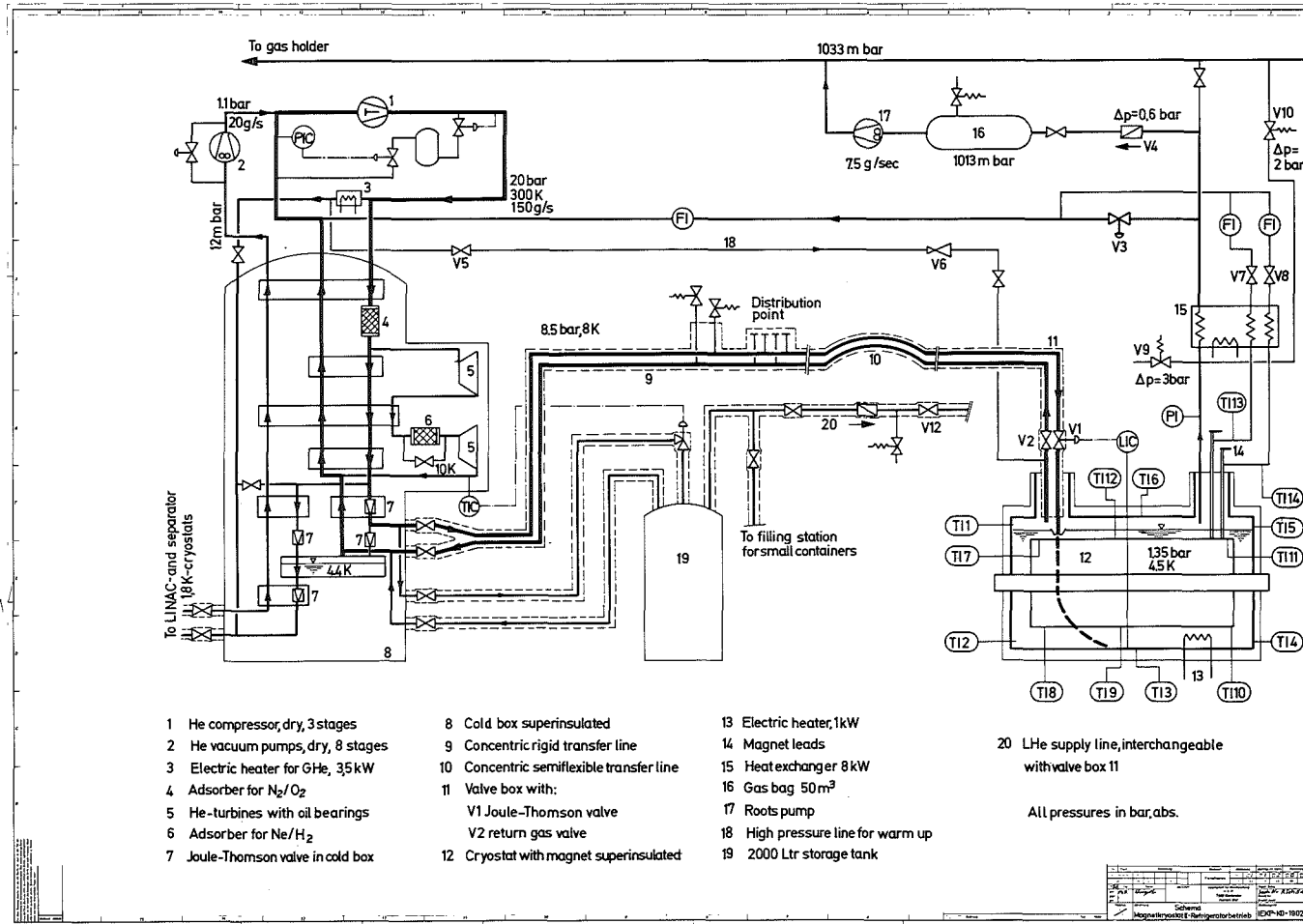


Abb. III.4.2: Verfahrenstechnisches Schema des 4.4 K-Refrigeratorbetriebes

der Gasströme erfolgt von Hand, und zwar so, daß Abkühlgeschwindigkeiten von ca. 30 K/h und max. Temperaturdifferenzen im Kryostaten von ca. 10 - 20 K erreicht werden.

Beim Normalbetrieb wird lediglich der zur Kühlung der Stromzuführungen benötigte Gasstrom über die Ventile V7 und V8 direkt zum Kompressor geführt. Zum Aufwärmen des Magneten ist eine direkte Leitung von der Hochdruckseite des Kompressors vorhanden, womit bis zu 80°C-warmes Gas in den Kryostaten gefahren werden kann.

Weiter ist das System in der Lage, die bei einem Magnetquenchen plötzlich auftretenden großen Gasmengen zu verarbeiten. Im Fall des Dipols D2a wurden in ca. 20 sec. etwa 80 kJ an das flüssige Helium übertragen. Dies führt zur Verdampfung von ca. 30 l Helium, d.h. es entstehen etwa 22 Nm³ Gas in 20 sec. Der größere Teil dieses kalten Gases strömt über das Ventil V2 zurück in die Wärmetauscher der Coldbox, wodurch sich die Verflüssigungsleistung am Ventil V1 erhöht, d.h. der Flüssigkeitsstand im Kryostaten sinkt praktisch fast nicht ab, das verdampfte Gas wird z.T. durch den erhöhten Druck im Kryostaten gespeichert bzw. durch die erhöhte Verflüssigungsleistung wird die Gasmenge reduziert.

Steigt der Druck im Kryostaten über 1,9 bar abs., öffnet das Rückschlagventil V4 zum Speicherballon. Dadurch wird sichergestellt, daß der Kompressor nicht durch zu große plötzliche Gasmengen überlastet wird.

Beim Betrieb des supraleitenden Dipolmagneten D2a wurden insgesamt 90 Watt Kälteleistung benötigt, die sich wie folgt aufteilen lassen:

statische Verluste von Magnet und Kryostat	15 Watt
Verluste des Magneten bei Pulsbetrieb	43 Watt
Verluste der 38 m-Transferleitung	23 Watt
Kühlung der Stromzuführungen	9 Watt

Die praktische Erfahrung mit ca. 1000 h Betrieb und einigen hundert Quenchen zeigt, daß das System den gestellten Anforderungen voll gerecht wird.

Wie aus Abb. III.4.2 ersichtlich, ist es möglich zwei weitere Kryostate anzuschließen und parallel zu betreiben. Ein solcher Kühlkreis wurde Mitte 1975 zum Test von ESPE 2 (vgl. Kap. V.2) in Betrieb genommen. Der dritte Anschluß wird voraussichtlich für den Anschluß eines Quadrupolmagneten benötigt, mit dem Experimente zur Magnetscheidung durchgeführt werden sollen.

4.3 Kryostate, Transferleitungen und Stromzuführungen

a) Der Kryostat für den supraleitenden Dipolmagneten D2a

Dieser Kryostat wurde als Testbett für den Magnet D2a konzipiert. Er ist jedoch als Experimentierkryostat auch zur Aufnahme anderer waagrecht liegender Magnete (z.B. Quadrupole) geeignet.

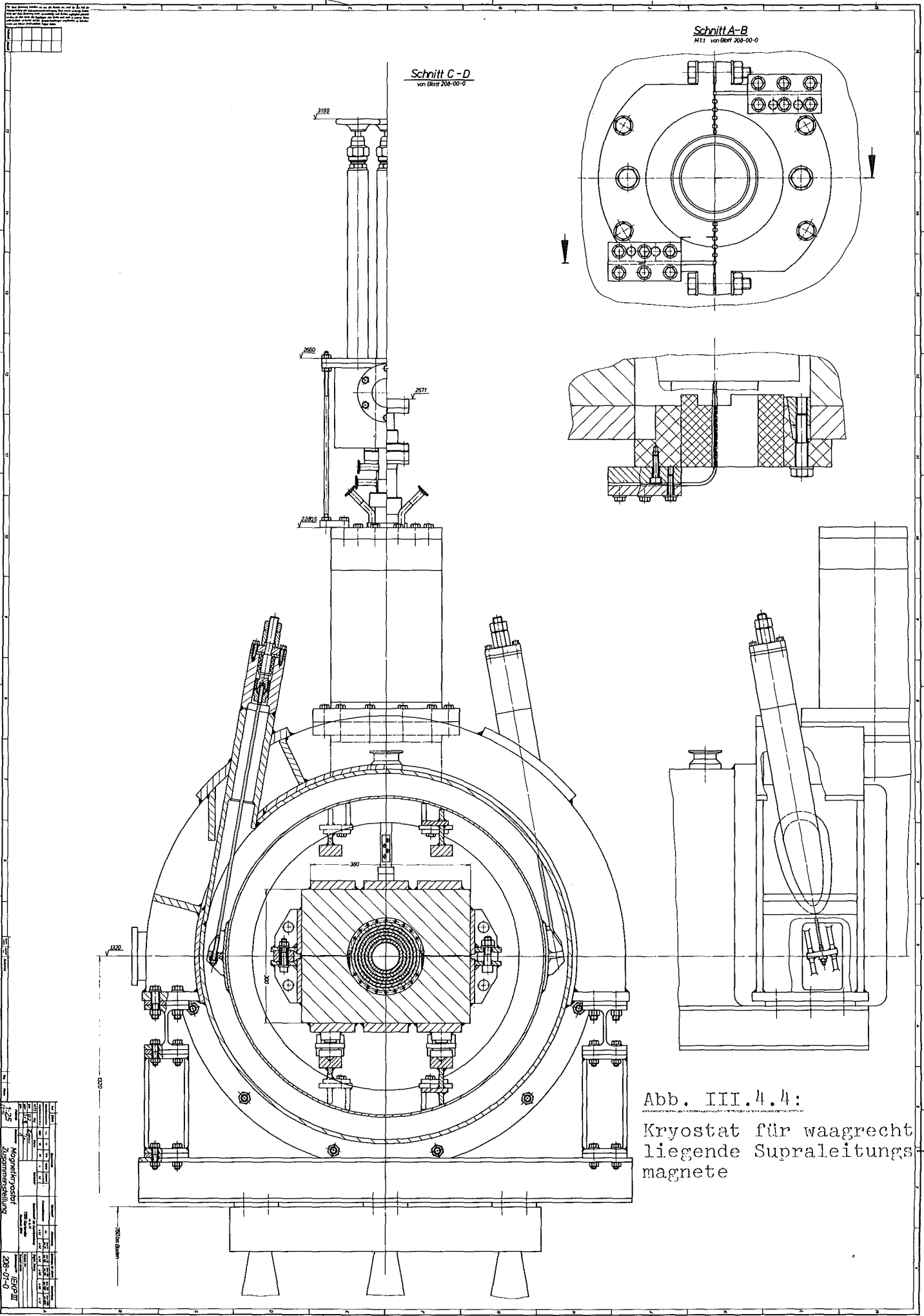
Weitere Anforderungen waren:

geeignet für Refrigeratorbetrieb, druckfest bis 5 atü, leichte Zugänglichkeit, einfache und damit kostengünstige Konstruktion, geeignet zum Test von Magneten mit kaltem Eisen als Abschirmung mit bis zu 3 to Gewicht bei 1,5 m Länge und 0,6 m nutzbarem inneren Durchmesser, kalte oder warme Bohrung, Justierbarkeit des inneren He-Gefäßes.

Alle diese Forderungen führten zu einem Kryostaten, wie er in Abb. III.4.3 und Abb. III.4.4 gezeigt ist.

Der innere Heliumbehälter besteht aus nicht rostendem Stahl und ist mit vier Titanstäben in einem äußeren Vakuumgefäß aus Aluminiumlegierung aufgehängt. Über die vier Titanstäbe ist eine Justierung der Mittelachse im Bereich von ca. 5 mm möglich. Da der Kryostat für Magnete mit kaltem Eisen als Abschirmung vorgesehen ist, spielen von außen wirkende Magnetkräfte keine wesentliche Rolle.

Zur Aufnahme der Magnete sind vier Schienen vorgesehen. Die Enden des Kryostaten sind mit Flanschdeckeln über dem gesamten Durchmesser voll zugänglich. Diese Deckel sind mit Kaptondichtungen (5 mm breit, 0.125 mm dick) gedichtet, die sich auch bei mehrfacher Demontage voll bewährt haben. Im Deckelzentrum ist ein weiterer Flansch zur Aufnahme einer kalten bzw. warmen



Schnitt C-D
von Blatt 208-00-0

Schnitt A-B
N11 von Blatt 208-00-0

Abb. III.4.4:
Kryostat für waagrecht
liegende Supraleitungs
magnete

Technische Zeichnung		Zusammenstellung	
Pos.	Bezeichnung	Menge	Material
1	1		
2	2		
3	3		
4	4		
5	5		
6	6		
7	7		
8	8		
9	9		
10	10		
11	11		
12	12		
13	13		
14	14		
15	15		
16	16		
17	17		
18	18		
19	19		
20	20		
21	21		
22	22		
23	23		
24	24		
25	25		
26	26		
27	27		
28	28		
29	29		
30	30		
31	31		
32	32		
33	33		
34	34		
35	35		
36	36		
37	37		
38	38		
39	39		
40	40		
41	41		
42	42		
43	43		
44	44		
45	45		
46	46		
47	47		
48	48		
49	49		
50	50		

Bohrung vorhanden. Zum Einbau der Refrigeratorleitungen, Meßleitungen, Stromzuführung etc. sind zwei Dome mit 100 mm nutzbarem Innendurchmesser vorhanden.

Das äußere Vakuumgefäß wurde aus der Aluminiumlegierung AlMg₃ gefertigt, da dies kostensparend schien und AlMg₃ unmagnetisch ist. Bei der Fertigung zeigte sich jedoch, daß die erzielbare Einsparung gering ist (ca. 3 %). Echt kostengünstiger (ca. 20 %) gegenüber nichtrostendem Stahl ist nur ein Vakuumgefäß aus Normalstahl. Da jedoch bei einem Experimentierkryostat, der häufig geöffnet wird, immer Feuchtigkeit und damit Korrosion auftritt, wurde diese Ausführung hier nicht gewählt. Als Alternative sollte sie aber bei anderen Anforderungen wieder diskutiert werden.

Im Gegensatz zur sonst üblichen Verwendung eines mit flüssig Stickstoff gekühlten Zwischenschildes wurde hier nur Superisolation benutzt (die Verwendung eines gasgekühlten Schildes ist nicht möglich, da die Kälteanlagen keinen entsprechenden Anschluß haben). Für diese Konzeption spricht vor allem die wesentlich einfachere Ausführung und der Wegfall eines zweiten Kühlkreises.

Die Superisolation vermindert die Wärmeeinstrahlung auf ca. $1,5 \text{ W/m}^2$, dies sind bei $4,75 \text{ m}^2$ Gesamtfläche 7,1 Watt. Dies ist etwa die Hälfte der gesamten statischen Verluste (siehe 4.2). Bei der Planung wurde von ca. $0,5 \text{ W/m}^2$ ausgegangen. Es zeigte sich jedoch, daß an einem Großgerät mit relativ vielen Störstellen ein solcher Wert nicht einfach zu erreichen ist. Auf eine weitere Verbesserung wurde jedoch verzichtet, da der mögliche Gewinn im Verhältnis zum nötigen Aufwand und zu den sonstigen Verlusten gering gewesen wäre. Will man bei Großgeräten extrem hohe Isolationsqualität erreichen, so muß noch weitere Entwicklungsarbeit, insbesondere bei der werkstattmäßigen Ausführung, geleistet werden. Das Arbeiten mit dem Kryostaten zeigte jedoch, daß der Wegfall eines Stickstoffkühlschildes eine wesentliche Erleichterung bedeutet.

Auch für das Vakuumsystem des Isolationsvakuums waren die Gesichtspunkte der einfachen, kostengünstigen und betriebssicheren

Bauweise maßgebend. Es wird eine luftgekühlte Öldiffusionspumpe mit rotierender Vorpumpe benutzt, Um eine zu große Ölrückströmung in den Kryostaten zu verhindern, ist ein maschinengekühltes Baffle (Kälteaggregat vom Typ "Gefriertruhe") vorgesehen. Das System wird jedoch nur zur Evakuierung im warmen Zustand benützt. Bei Kältebetrieb und der vorhandenen Dichtheit ($L < 10^{-8}$ Torr l/sec) erübrigt sich ein zusätzliches Pumpaggregat, da der Kryostat selbst als große Kryopumpe wirkt.

b) Der Kryostat für das Experiment ESPE 2

Hierbei handelt es sich im wesentlichen um einen "konventionellen" vertikalen Badkryostaten großer Abmessung. Der nutzbare Innendurchmesser beträgt 800 mm, die nutzbare Höhe ca. 1500 mm. Wenn ein Tieftemperaturexperiment vertikal betrieben werden kann, bietet sich immer die "Weithals-Badkryostatlösung" als die einfachste und kostengünstigste an. Auch die Zugänglichkeit zum Experimenteinbau selbst ist dabei optimal. Der Kryostat ist ebenfalls für einen Druck von 5 atü ausgelegt. Um die durch die Konstruktion bedingten Wärmeverluste insbesondere durch Wärmeleitung gering zu halten, kann hier auf einen flüssig Stickstoffschild nicht verzichtet werden.

Für das Vakuumsystem gilt das bereits unter 4.3a) Gesagte.

Die Ausführung des Kryostaten zeigt Abb. III.4.5.

c) Transferleitungen für tiefkaltes Helium

Die folgende Beschreibung beschränkt sich auf die Transferleitung für den in 4.2 beschriebenen Refrigeratorbetrieb. Bei den sonstigen für den Transport von flüssigem Helium konzipierten Leitungen handelt es sich um "gängige" Konstruktionen.

Diese Refrigeratortransferleitung besteht im wesentlichen aus zwei Teilstücken:

- α) einem starren Teilstück von der Kältemaschine bis zum Verteilerpunkt und

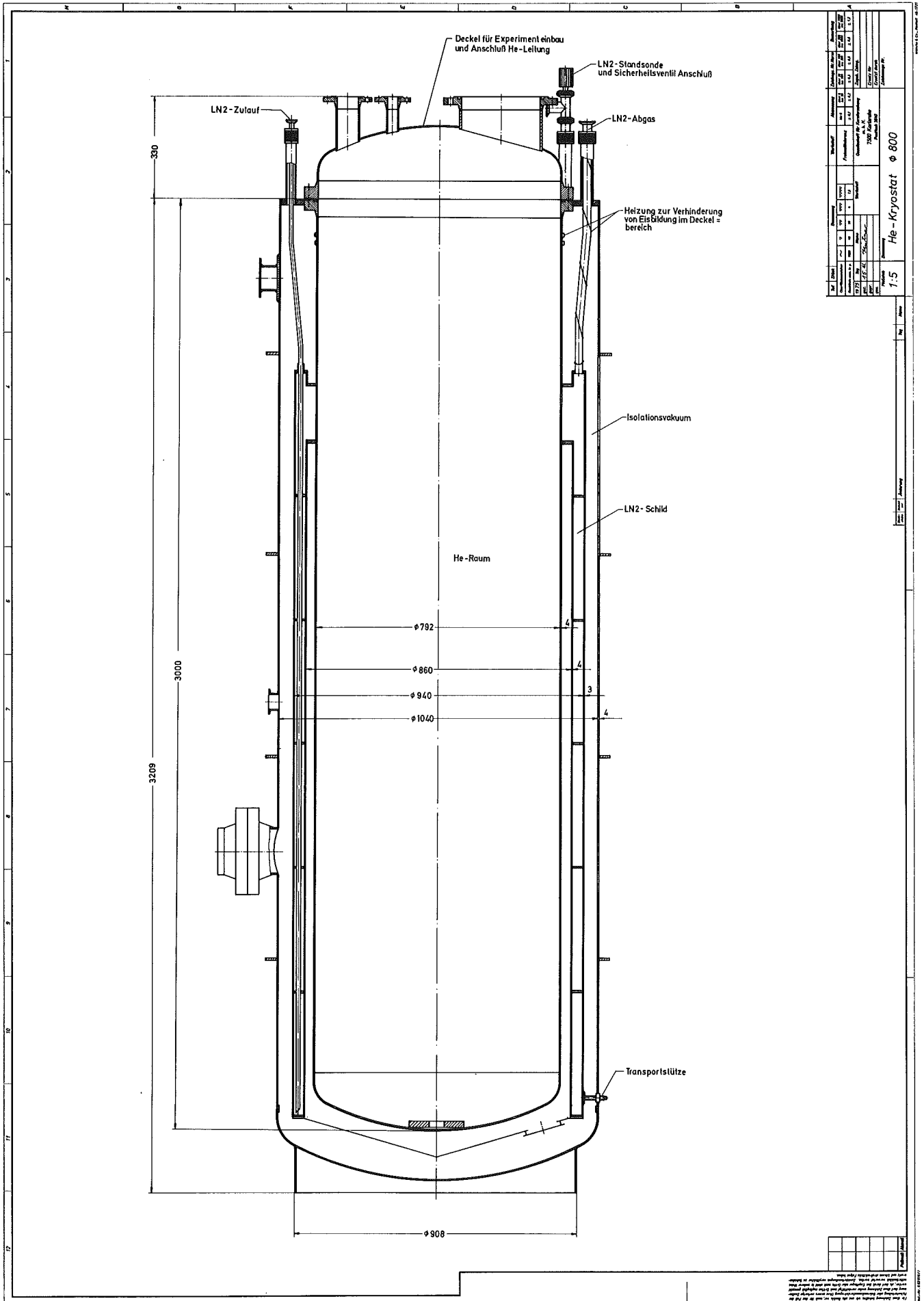


Abb. III.4.5: Kryostat für ESPE 2

β) drei semiflexiblen Teilstücken vom Verteilerpunkt zu den einzelnen Kryostaten.

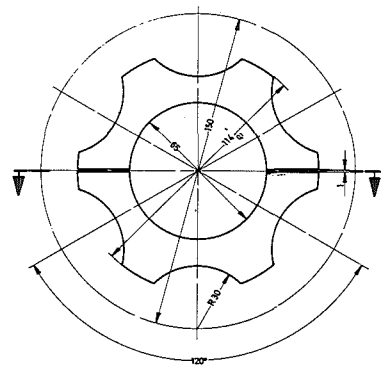
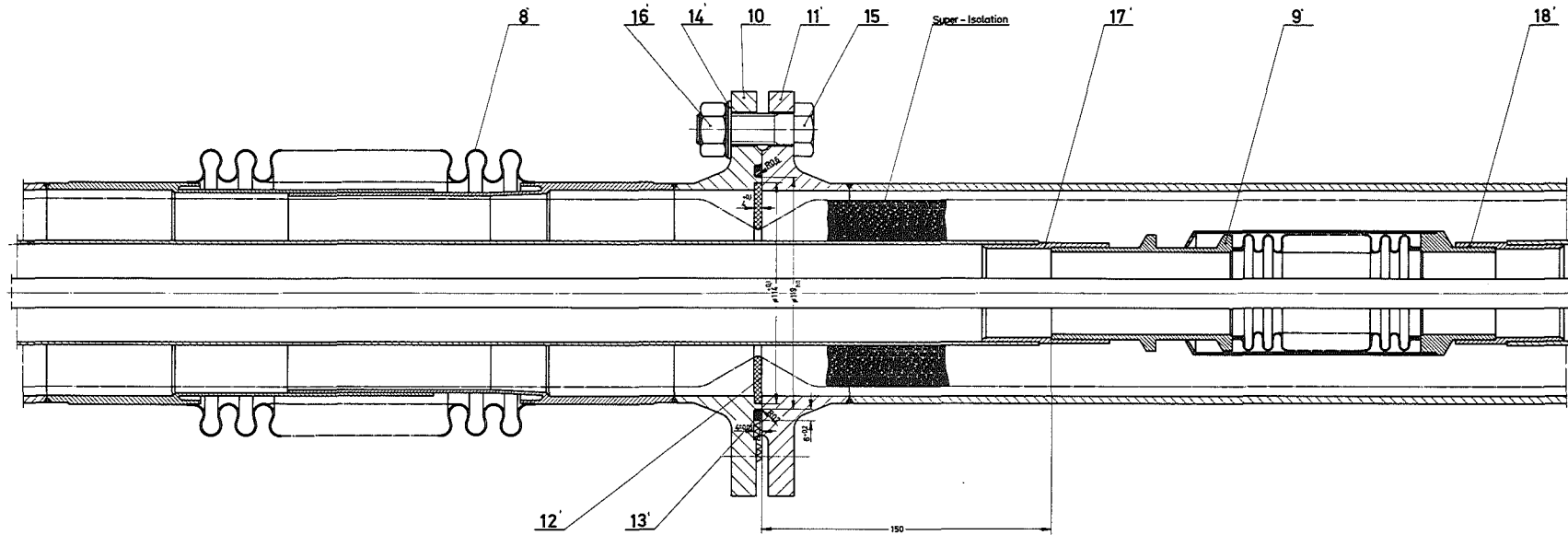
Bei den semiflexiblen Teilstücken handelt es sich um superisolierte Rohrleitungen mit einem kalten Rohrdurchmesser von 15 mm. Diese Leitungen werden von Vacuum Barrier Inc., Mass., USA nach einer Lizenz von Kabelmetall, Hannover gefertigt. Die gemessenen Isolationsverluste betragen 0,35 W/m.

Das starre Teilstück ist eine eigene Konstruktion. Hierbei ist noch zu bemerken, daß die Heliumvorlaufleitung in beiden Fällen als blankes Kupferrohr innerhalb der Rücklaufleitung liegt. Dies reduziert die Leitungskosten und die Isolationsverluste um die Hälfte.

Der innere Rohrdurchmesser des kalten Rücklaufrohres beträgt 50 mm. Zur Isolation sind 20 mm Superisolation und ein äußerer Vakuummantel vorhanden. Das ganze Rohrsystem ist aus 3 m-Modulen aufgebaut, mit einfachen sternförmigen Teflonabstützungen versehen und leicht veränderbar bzw. erweiterungsfähig. Die gemessenen Isolationsverluste betragen 0,64 W/m. Abb. III.4.6 zeigt einen Ausschnitt.

d) Stromzuführungen

Stromzuführungen dienen der Versorgung des Magneten mit elektrischer Energie. Über die rechnerische Auslegung und über die verschiedensten Bauweisen existiert eine Fülle von Literatur. Für den Einsatz bei den oben erwähnten Magneten und für einen Experimentieraufbau zur Bestrahlung von Supraleitermaterial wurde eine koaxiale Stromzuführung konstruiert, die zum Patent angemeldet wurde. Der Vorteil dieser Konstruktion besteht zum einen in der sehr kompakten Bauweise, zum anderen läßt sich diese Stromzuführung gut vertikal bewegen, beides wesentliche Anforderungen für die o.e. Anwendungen. Um die kryogenen Verluste klein zu halten, verwendet man bei Strömen, die größer als einige hundert Ampere sind, fast immer abgasgekühlte Zuleitungen. Das Hauptproblem ist hierbei die optimale Kühlung, d.h. möglichst geringe Temperaturdifferenz zwischen Kühlgas und Leiter. Die hier verwendete Zuführung besteht deshalb aus einzelnen strumpffartig geflochtenen Kupferdrähten.



Teil 12

Abb. III.4.6: Transferleitung für tiefkaltes Helium-Gas

Mehrere solcher "Strümpfe" sind dann auf einem Kreis- bzw. Kreisringquerschnitt zusammengefaßt, wodurch die beiden koaxial angeordneten Pole entstehen. Die Verluste im optimalen Betriebspunkt sind sehr günstig und liegen etwa bei 1,5 mW/A und Pol.

Die Abb. III.4.7, 8 zeigen zwei Ausführungen. Bei der Stromzuführung Abb. III.4.7 ist die kompakte Bauweise, bei der Stromzuführung Abb. III.4.8 die Justiermöglichkeit in verschiedenen Höhen wesentliches Merkmal.

4.4 Kleine Experimente in Badkryostaten

Kleinere Badkryostaten für z.B. Test von kleinen Solenoiden, Materialtests, Messung von Kurzprobenwerten an Supraleitern etc. werden in vertikalen Weithals-Badkryostaten mit ca. 300 - 400 mm nutzbaren Durchmessern und ca. 500 - 800 mm nutzbaren Innenlängen ausgeführt. Es wurden eine Reihe solcher Kryostate beschafft, einschließlich der dazugehörigen Transferleitungen.

Diese Experimente werden in der Regel aus Transportkannen mit 250 l-Inhalt versorgt. Diese Kannen werden an den Abfüllstationen der beiden Kälteanlagen routinemäßig gefüllt und für die Abnehmer bereitgestellt. Zur direkten Versorgung aus dem 2000 l-Speichertank der Linde-Anlage wurde zusätzlich eine Leitung in ein Magnetlabor gelegt.

Damit sind längere Testreihen im direkten Anschluß an die Verflüssigungsleistung der Kältemaschine und unabhängig vom sonstigen Refrigeratorbetrieb möglich. Weiter wurde ein Spezialkryostat für die Durchführung von Bestrahlungsuntersuchungen an Supraleitern konstruiert und gebaut.

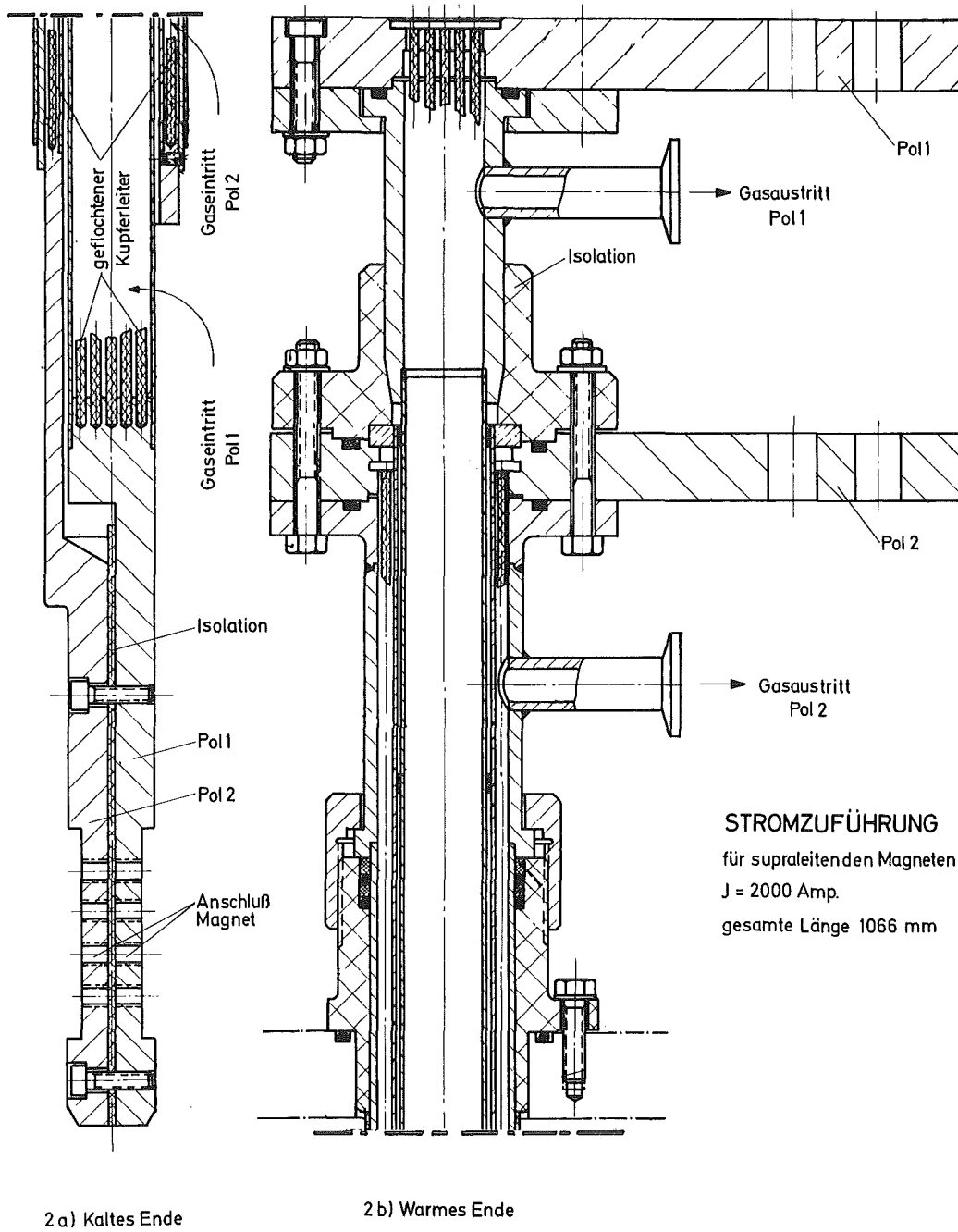


Abb. III.4.7: Stromzuführung für SL-Magnet

4.5 Sicherheitsfragen

Beim Betrieb eines SL-Magneten an einer Kältemaschine ist einmal der Quenchfall als möglicher Störfall zu betrachten. Dabei ist insbesondere die anfallende kalte Gasmenge durch geeignete Maßnahmen aufzufangen. Eine verfahrenstechnische Möglichkeit hierfür zeigt der Kreislauf in 4.2. Für die Auslegung eines solchen Kühlkreises ist es nötig, die anfallenden Gasmengen aufgrund der Bauart des Magneten vor der Inbetriebnahme zu kennen. Theoretisch-rechnerische Werte dieser transienten Vorgänge müssen mit gemessenen Werten an Versuchsmagneten verglichen werden. Daß eine sichere Auslegung und Betrieb möglich ist, zeigt das o.e. Beispiel. Das Verhalten mehrerer Magnete an einem Kühlkreis wurde bisher noch nicht experimentell geprüft. Wesentliche Schwierigkeiten sind jedoch u.E. nicht zu erwarten.

Das Problem "Sicherheit" muß jedoch noch umfassender betrachtet werden. Kryostate sind Druckbehälter und unterliegen als solche den hierfür geltenden Unfallverhütungsvorschriften, d.h. insbesondere der VBG 17. Neben Vorschriften bezüglich der Herstellung, der Konstruktion und Berechnung, der Prüfung durch unabhängige Sachverständige etc. wird dort auch allgemein gefordert, daß jeder Behälter mit einem Sicherheitsventil ausgerüstet sein muß, das eine Drucküberschreitung um mehr als 10 % des maximal auftretenden Betriebsdruckes verhindert.

Im Falle eines Druckbehälters für verflüssigte Gase, insbesondere bei flüssigem Helium, ist deshalb zu überlegen, auf welche Weise ein unzulässiger Überdruck entstehen kann. Da Hinweise auf diese Spezialfragen in den bestehenden Vorschriften nicht existieren, wurden von uns sowohl theoretische Überlegungen als auch Experimente begonnen, die eine genaue Auslegung der Sicherheitsventile erlauben. Dabei wurden verschiedene denkbare Störungen wie z.B. Lufteinbruch im Isolationsvakuum, Kondensation der Luft an kalten Flächen etc. berücksichtigt. Mit den bisherigen Versuchen ist es möglich, für bestimmte Kryostattypen bzw. geometrische Anordnungen Sicherheitsventile auszulegen. Um zu allgemeineren Aussagen zu kommen, müßten diese Versuche jedoch

vertieft werden. In der Literatur werden solche Fragen bisher nur am Rande behandelt. Werden jedoch verstärkt kryotechnische Großgeräte eingesetzt, so ist diesen Fragen unbedingt mehr Aufmerksamkeit zu widmen.

Insgesamt kann gesagt werden, daß die Probleme des Betriebs kryotechnischer Großapparate sicher nicht restlos geklärt sind, jedoch die für die Lösung nötigen physikalischen und ingenieurtechnischen Grundlagen vorhanden sind.

4.6 Zusammenfassung und Ausblick

Die bisher für Experimente erstellten kryotechnischen Apparate und Verfahrenskreisläufe waren alle Sonderanfertigungen bzw. Einzelstücke, die ganz speziell auf die jeweiligen Anforderungen ausgerichtet waren. Die bei den einzelnen Geräten angegebenen Kosten sind deshalb nur als grobe Richtwerte anzusehen. Nicht enthalten sind darin die Kosten für Planung und Konstruktion im eigenen Hause. Werden kryotechnische Geräte für gezielte Anwendungen in größerer Stückzahl benötigt, so müßten sich u.E. wesentliche Kostensenkungen ergeben. Wie bereits in 4.1 gezeigt wurde, sind die Leistungsziffern gering. Der Isolationstechnik ist daher immer besondere Aufmerksamkeit zu widmen. Für die Betriebssicherheit wesentlich sind weiter Dichtheit und geeignete Materialwahl.

Sollen in Zukunft bedeutend größere supraleitenden Magnete (Fusionsreaktortechnologie) gebaut werden, so sind auch die Kühlungsfragen (Badkühlung, Zwangskühlung, Kühlung mit überkritischem Helium) von größter Bedeutung.

Die bisher im IEKP gewonnene Erfahrung zeigt ganz deutlich, daß nur bei intensiver Zusammenarbeit zwischen Konstruktion, Verfahrenstechnik und physikalischem Experiment erfolgreiche Lösungen erreicht werden.

Literatur zu Kap. III.4.:

- 1) H. Katheder, W. Lehmann, F. Spath:
Long term experiences with the liquefying stage and a
4.4 K-cooling cycle of a 300 W refrigerator. Proceed.
ICEC 5, Kyoto, 1974
- 2) R. Glatthaar, E. Kliem:
Betriebserfahrungen mit einer Heliumkälteanlage für eine
Leistung von 300 W bei einer Temperatur von 1,8 K,
Kältetechnik/Klimatisierung Nr. 9/71.

III.5 Elektrotechnische, elektronische und meßtechnische Hilfsmittel für den Betrieb von Supraleitungsmagneten

5.1 Energieversorgung

Die Erregung und Entregung supraleitender Pulsmagnete erfolgt mit thyristorgesteuerten Netzgeräten. Es stehen zwei Geräte mit Ausgangsströmen von 3000 A und 6000 A zur Verfügung. Die maximale Gleichstromleistung wird durch kommerziell erhältliche Thyristorsätze in den üblichen Gleichrichterschaltungen erzeugt (Abb. III.5.1). Der noch verbleibende Oberwellengehalt wird durch mehrere LC-Siebglieder auf ca. 10^{-4} des maximalen Ausgangsstromes reduziert. Die elektronische Steuerung und Regelung ist so ausgelegt, daß die für den Betrieb von Synchrontronbeschleunigern üblichen Pulsformen, dreiecks- und trapezförmige Pulse, mit verschiedenen Anstiegs-, Dach- und Abfallzeiten eingestellt werden können (Abb. III.5.2). Die Anstieg- und Abfallzeiten sind einstellbar von 0,1 A/s bis 1000 A/s. Es können sowohl Einzelpulse, Dauerpulsbetrieb als auch Gleichstrom gefahren werden. Die Regelung der Netzgeräte regelt auf konstanten Strom mit einer Genauigkeit von 10^{-4} bezogen auf den maximalen Strom. Für den Fall, daß während des Betriebes eines supraleitenden Magneten spontane Normalleitung auftritt, "Quench" wird das Gerät durch einen Quenchdetektor von dem Gleichrichter- in den Wechselrichterbetrieb umgeschaltet (Abb. III.5.3, vgl. auch Kap. III.5.3). Der Quenchdetektor ist ein elektronischer Komparator, der bei Auftreten eines ohmschen Spannungsanteils in der supraleitenden Spule diese Umschaltung auslöst. Durch die Verschiebung des Zündzeitpunktes der Thyristoren in die negative Halbwelle wird dem Magnet mit der maximal zur Verfügung stehenden negativen Gleichspannung seine gespeicherte Energie entzogen und in das Drehstromnetz zurückgespeist. Hierdurch ist es z.B. möglich bei den betriebenen Magneten ca. 70 % der gespeicherten Energie aus dem kryogenen Bereich auszukoppeln. Beide Geräte wurden von der Firma BBC geliefert. Die Anpassung der Regelung und Steuerung, sowie Verbesserung der Stromwelligkeit, für den Betrieb von supraleiten-

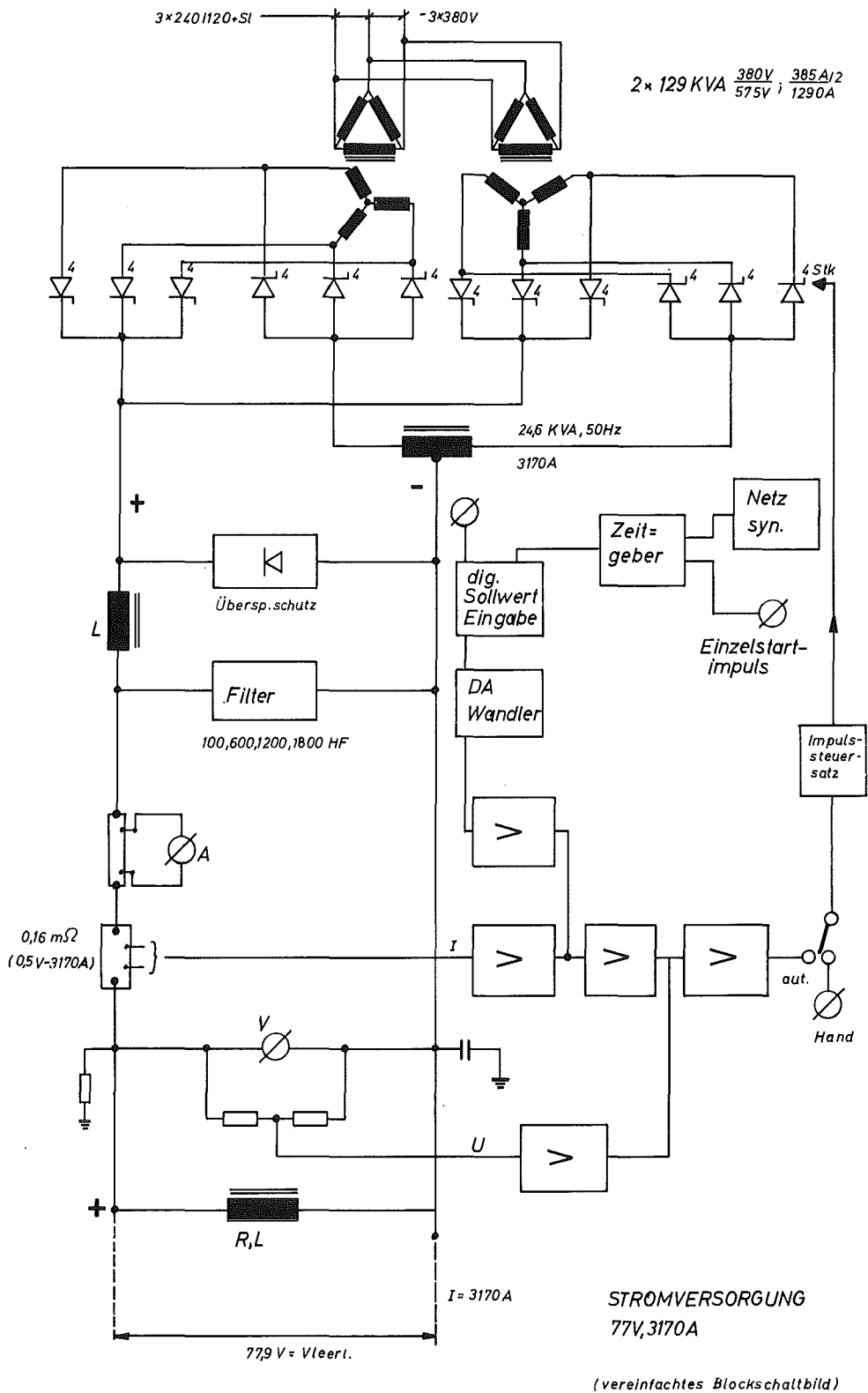
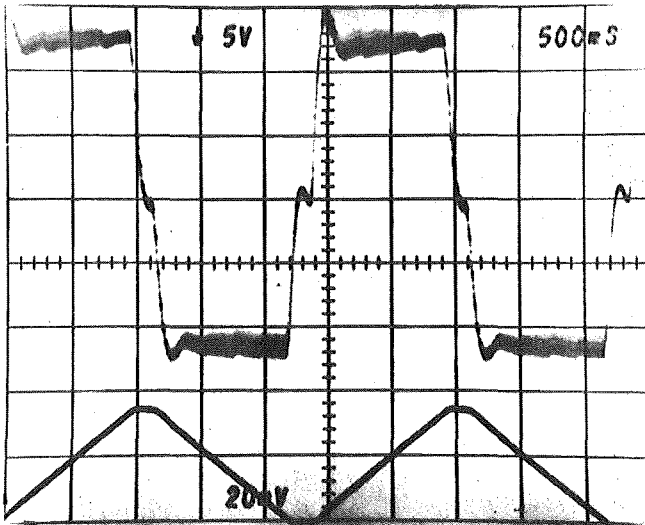


Abb. III.5.1: Prinzip-Schaltbild des thyristorgesteuerten Netzgerätes 300 A, 75 V mit einer 12 pulsigen Gleichrichterschaltung und Filtern zur Aussiebung der Oberwellen



Spannungsverlauf

Vert: 500 ms/Div

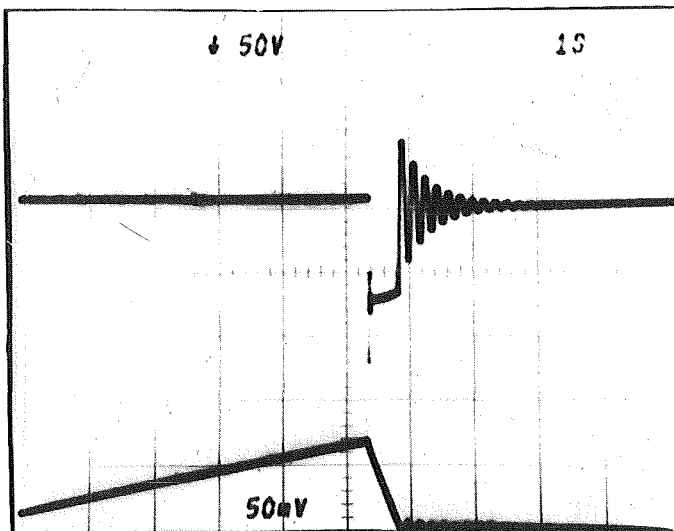
Hor: 5 V/Div

Stromverlauf:

Vert: 500 ms/Div

Hor: 270 A/Div

Abb. III.5.2: Spannungs- und Stromverlauf beim Betrieb eines supraleitenden Magneten mit einem Trapezpuls 1000 A



Spannungsverlauf

Vert: 1 s/Div

Hor: 50 V/Div

Stromverlauf:

Vert: 1 s/Div

Hor: 270 A/Div

Abb. III.5.3: Abschaltung eines supraleitenden Magneten während Auferregung durch Umschalten von Gleichrichter- auf Wechselrichterbetrieb bei ca. 1000 A.

den Magneten wurde im IEKP III entwickelt und ausgeführt.

5.2 Magnetfeldmessung

Eine wichtige Überprüfung der gesamten Konzeption des Magneten ist die Ausmessung seines Magnetfeldes. Erst hier tritt die Summation aller Umstände auf, die Feldfehler verursachen. Hierzu zählen Approximation der Stromdichteverteilung durch eine Stufenfunktion, mechanische Fertigungsgenauigkeiten der Spulen, Anordnung der Spulen gegeneinander, die Inhomogenitäten durch Strukturmaterialien und Dejustierungen unter Einwirkung der Feldkräfte.

Jedes wirbelfreie Magnetfeld läßt sich bezüglich des Koordinatensystems einer Magnetfeldeinrichtung in einer Potenzreihenentwicklung darstellen. Weist das Magnetfeld bezüglich dieses Koordinatensystems bestimmte Symmetrieachsen oder Ebenen auf, so ergibt sich eine Vereinfachung der Potenzreihenentwicklung, indem bestimmte Entwicklungskoeffizienten verschwinden. Für den Fall eines zweidimensionalen Feldes, wozu die üblichen Strahlführungsmagnete zählen, lautet die Potenzreihenentwicklung für einen Vielpolmagneten in Polarkoordinaten

$$B_r = B_0 \sum_{n=1}^{\infty} C_n \left(\frac{r}{a}\right)^{n-1} \sin(n\theta - \beta_n)$$

$$B_\theta = B_0 \sum_{n=1}^{\infty} C_n \left(\frac{r}{a}\right)^{n-1} \cos(n\theta - \beta_n)$$

mit n : Ordnung des Multipols, a : Aperturradius, θ : Drehwinkel, β_n : Phasenwinkel des n -Pols, B_0 : Normierungsfeldstärke.

Für eine reine Dipolgeometrie sind nur die ungeraden Koeffizienten von Null verschieden, für einen Quadrupol nur die geraden. Die Aufgabe der Magnetfeldmessung ist die Bestimmung dieser Koeffizienten, die bezüglich der Strahldynamik und besonders der Stabilität bei Teilchenbeschleunigern unterschiedliche Gewichte haben. Die Anforderung war, die Summe dieser Anteile auf eine Genauigkeit von einigen 10^{-4} vom Grund-

term zu messen. Da der Beitrag zum Feldfehler proportional der Potenz des Abstandes vom Zentrum des Magneten ist, ergeben sich für verschiedene Magnetaperturen unterschiedliche Meßvorschriften. Bei vorgegebenem absolutem Fehler der Meßapparatur wird man bei einer rechteckigen Apertur entlang einer Geraden in der Symmetrieebene und bei quadratischer Apertur entlang eines Kreises messen. Die Koeffizienten können im ersten Fall durch Lösung eines linearen Gleichungssystems, im zweiten durch eine Fourieranalyse bestimmt werden (Abb. III.5.4).

Für die Ausmessung der supraleitenden Dipolmagnete wurde an die bereits vorhandene Meßeinrichtung |1, 2| ein rotierendes Spulensystem als Meßfühler angeschlossen. Das Spulensystem bestand aus zwei Spulen mit kreisförmigem Querschnitt (Abb. III.5.5). Die integrierende Länge der Spulen betrug 75 cm. Die Windungsfläche beider Spulen war gleich und die Anordnung so getroffen, daß sich der Dipolanteil des Feldes kompensiert (Abb. III.5.6). Die aufgrund der Fertigungstechnik erreichbare Kompensation lag zwischen 1 - 5 %. Abb. III.5.6 zeigt die Magnet D2a verwendete Meßeinrichtung (vgl. auch das folgende Kapitel V.1.5). Die Drehung des Spulensystems um seine Längsachse erfolgte mittels eines Schrittmotors um diskrete Winkelschritte von ca. 9° .

Die induzierte Differenzspannung der Spulen wurde mit einem Digitalvoltmeter integriert. Die Steuerung des Ablaufs der Messung und die Ablage der Daten übernahm die bereits vorhandene Meßeinrichtung. Abb. III.5.7 zeigt die Abhängigkeit der Feldkoeffizienten vom Erregerstrom des Magneten, die aus den Meßwerten mit Hilfe einer Fourieranalyse berechnet wurden. Eine eingehende mathematische Analyse der Meßergebnisse zeigte, daß bei der Bestimmung der Koeffizienten mit Potenzen ≥ 5 sowohl die Geometrie der Spulen als auch die Auswertprogramme verbessert werden müssen |3|. Die Genauigkeit dieser Anordnung betrug für die Koeffizienten $n \leq 5$ etwa $5 \cdot 10^{-4}$.

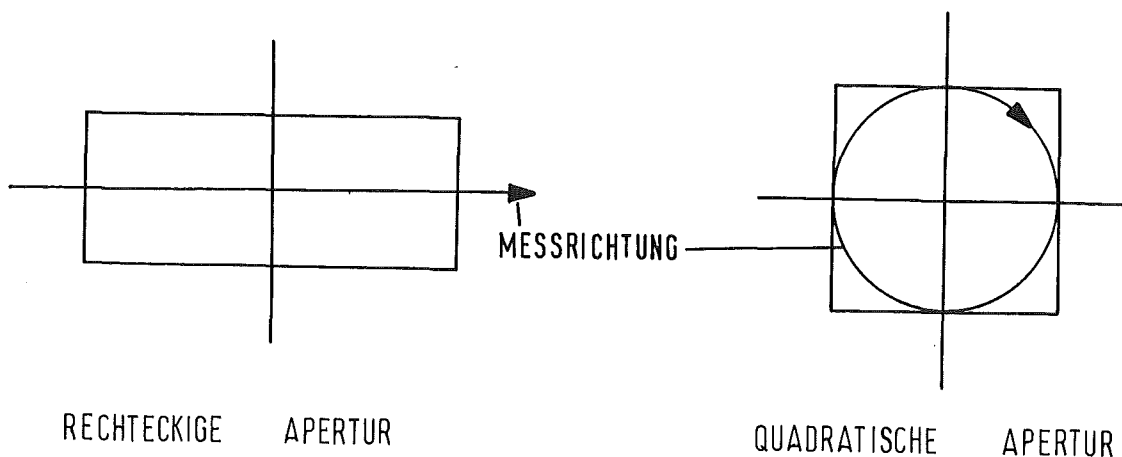


Abb. III.5.4: Rechteckige und kreisförmige Apertur

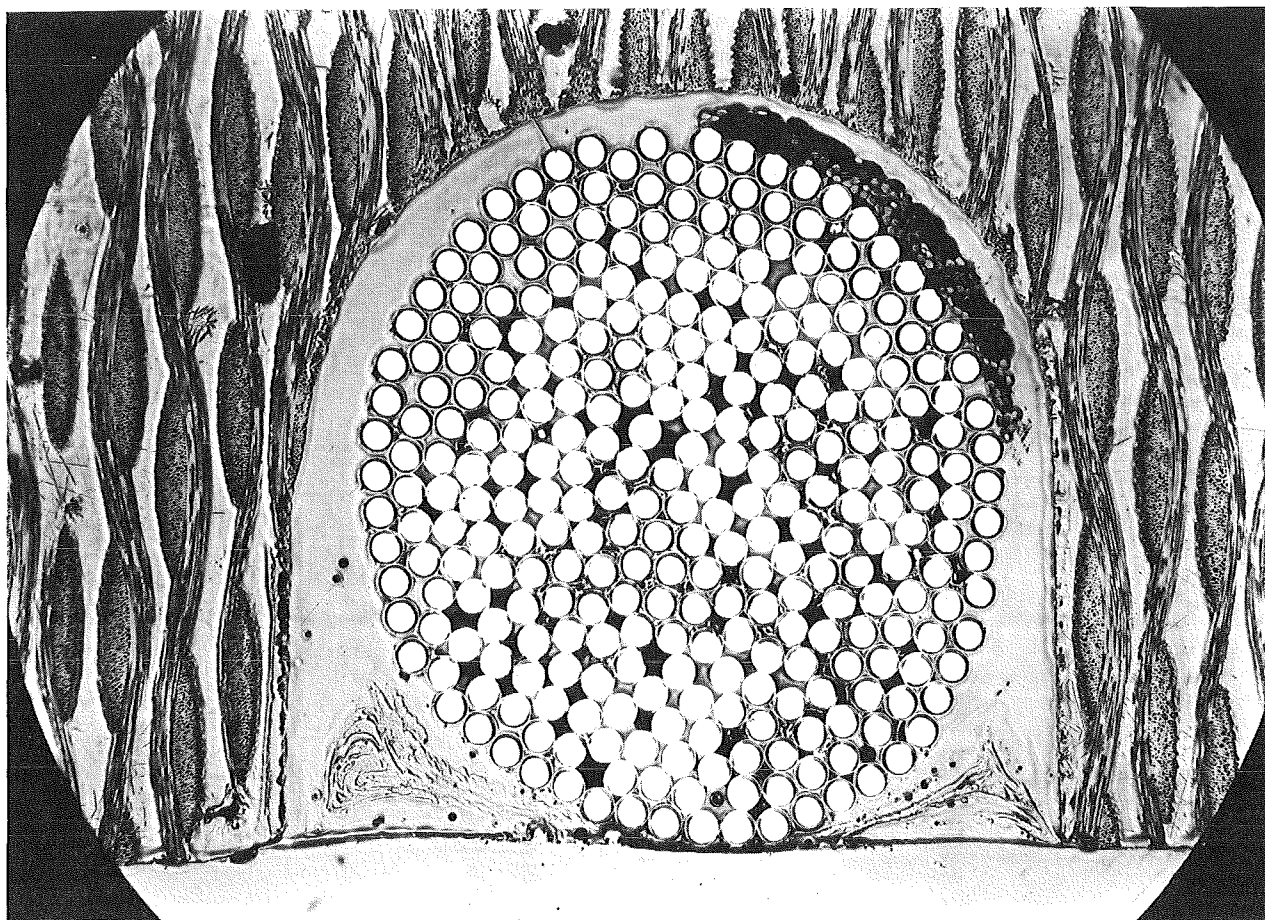
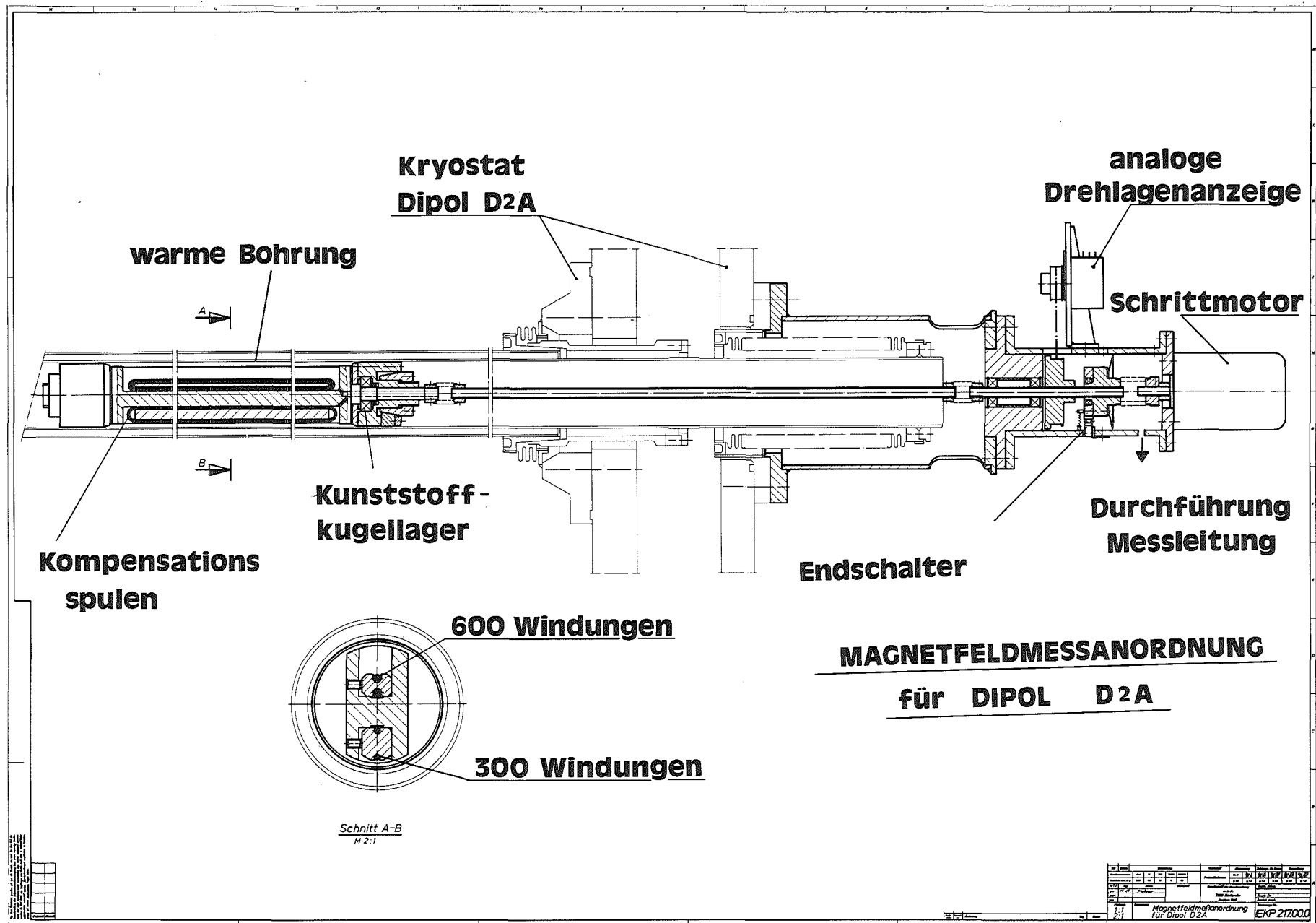


Abb. III.5.5: Kreisförmiger Querschnitt einer mit Epoxydharz vergossenen Meßspule (Drahtstärke 0.1 mm)



III-5-7

Abb. III.5.6: Skizze der Meßanordnung, wie sie für den supraleitenden Dipol D2a verwendet wurden.

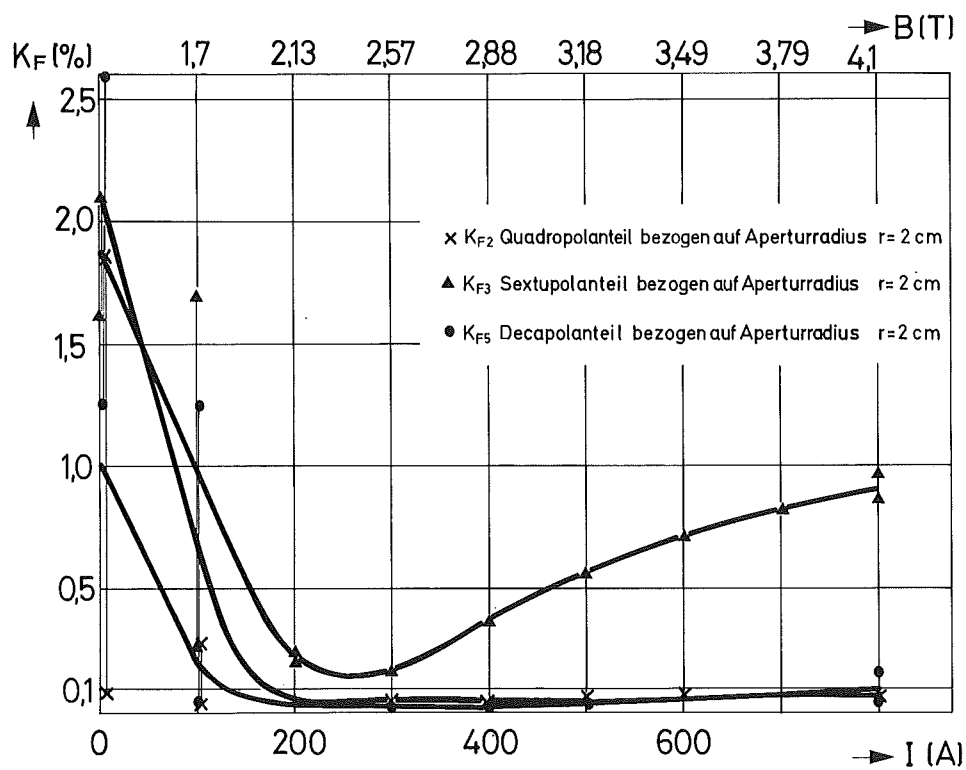


Abb. III.5.7: Abhängigkeit der Feldkoeffizienten für den supra-
leitenden Magnet D_T

Literatur zu Kap. III.5.2:

- 1) J. Brandes, G. Friesinger, A. Ulbricht:
An Arrangement for Automatic Magnetic Field Measurements
Proc. III. Int. Conf. Magn. Techn. (1970), S. 1972 und KFK
1220 May 1970

- 2) J. Brandes, A. Ulbricht:
A System for Control and Interactive Data Reduction for a
Magnetic Field Measuring Arrangement, KFK 1644 Oct. 72,
KFZ Karlsruhe

- 3) H. Schmidt:
Einfluß der Geometrie auf das Meßsignal von Spulen als Meß-
sonden in Magnetfeldern, Diplomarbeit, Inst. f. Exp. Kern-
physik in Karlsruhe (1975).

5.3 Elektronikentwicklungen für supraleitende Magnete

Die für die Hochstromsupraleitung entwickelten elektronischen Geräte lassen sich im wesentlichen in drei Gruppen einteilen:

- 1) Steuer- und Überwachungselektronik für den Betrieb von SL-Magneten
- 2) Meßgeräte zur Analyse der Vorgänge in SL-Magneten
- 3) Meß- und Prüfgeräte für Materialuntersuchungen

Quench-Indikator

Das wichtigste Überwachungsgerät, das praktisch bei jedem Versuch eingesetzt wird, ist der Quench-Indikator. Dieses Gerät wurde in mehreren Versionen erprobt und ist jetzt zu einer Standardform entwickelt, die sich allen Versuchsbedingungen anpassen läßt. Seine Wirkungsweise beruht darauf, daß die Spannung an einer SL-Spule und die Spannung an einer fest damit gekoppelten Kompensationsspule erst normiert und dann subtrahiert werden (Abb. III.5.8). Ist die Magnetspule rein supraleitend, so sind beide Spannungen proportional und in Phase; die Differenz ist also Null. Treten in der Magnetspule normaleitende Bereiche auf, so wird die Differenzspannung von Null verschieden und kann nach Überschreiten eines einstellbaren Wertes Abschaltungen auslösen. Hat der Magnet einen Abgriff, so kann dieser eine gesonderte Kompensationsspule ersetzen. Das Verfahren arbeitet am sichersten, wenn die benutzten Spulen magnetisch fest miteinander gekoppelt sind. Die Empfindlichkeit ließ sich so bereits auf 5 mV steigern. Versuche, die Kompensationsspannung über einen Stromtransformator zu gewinnen, lieferten schon bei geringem Oberwellengehalt des Magnetstromes keine brauchbaren Ergebnisse mehr.

Ein erkannter Quench löst Maßnahmen zur Energieauskopplung aus dem Magneten aus. Im einfachsten Fall wird das Netzgerät auf Wechselrichter-Betrieb umgeschaltet. Meist wird jedoch der Magnet durch einen Schütz vom Netzgerät getrennt und über einen Widerstand entladen. Alle Elemente der Anlage müssen dabei nach

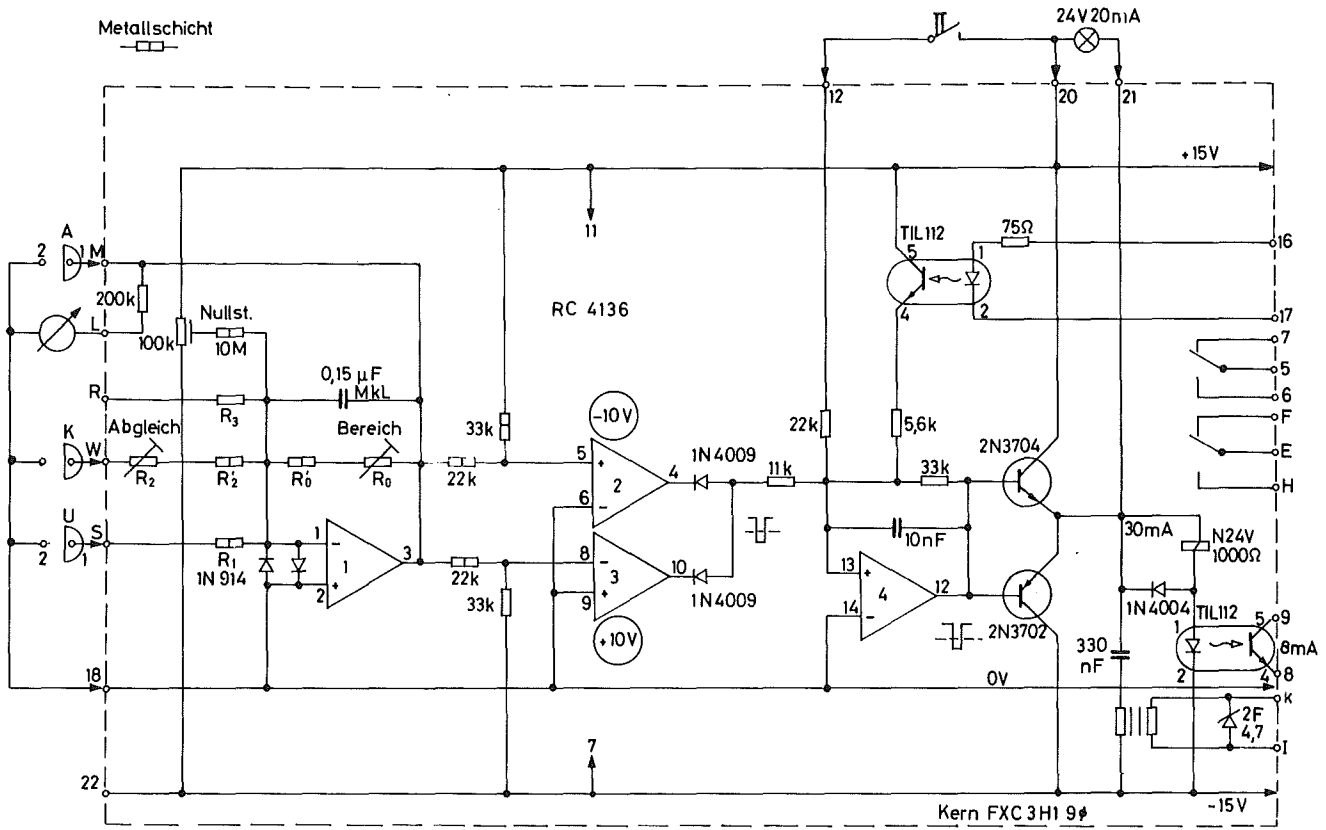


Abb. III.5.8: Quenchindikator (oben) mit Netzteil (unten)

dem faile-safe-Prinzip ausgelegt sein, d.h. ein Ausfall irgend eines Teiles muß immer eine Abschaltung bewirken. Diese Schutzschaltung wurde beim Experimentieren mit supraleitenden Magneten immer benutzt (vgl. Kap. IV).

Funktionswertgeber

Als ein wichtiges Steuergerät zeigte sich ein Funktionswertgeber, der mit in die Regelschleife einbezogen wurde (Abb. III.5.9). Dieses Gerät wurde z.B. bei den Pulsversuchen beim D2a und bei PUSSY (pulsbares Solenoid) eingesetzt. Für bestimmte Messungen wird ein dreieckförmiger Verlauf des Magnetstromes verlangt, wobei der geringste Wert exakt bei Null liegen muß. Wird der Sollwert unabhängig erzeugt, so werden die Spitzen der Dreiecke durch die Trägheit der Regelung verrundet. Der Funktionswertgeber wurde daher so konstruiert, daß die Umschaltung von fallender auf steigende Flanke erst beim Nulldurchgang des Istwertes erfolgt. Die Verrundung der Spitzen wurde dabei nicht beseitigt, doch liegt der Minimalwert unabhängig von der eingestellten Amplitude auf Null.

Helium-Füllstandsregler

Zum Betrieb von großen Magneten aus Heliumkannen wurden drei Versionen eines Helium-Füllstandreglers nach dem Prinzip des Dreipunktreglers entwickelt. Der Füllstand wird dabei mittels eines Drahtes aus SL-Material gemessen, wobei der Teil oberhalb des Heliumspiegels ohmschen Widerstand zeigt, der unterhalb des Spiegels verschwindet. Bei Unterschreiten eines einstellbaren Tiefstandes öffnet der Regler ein Überfüllventil und schließt es wieder bei Erreichen eines einstellbaren Höchststandes.

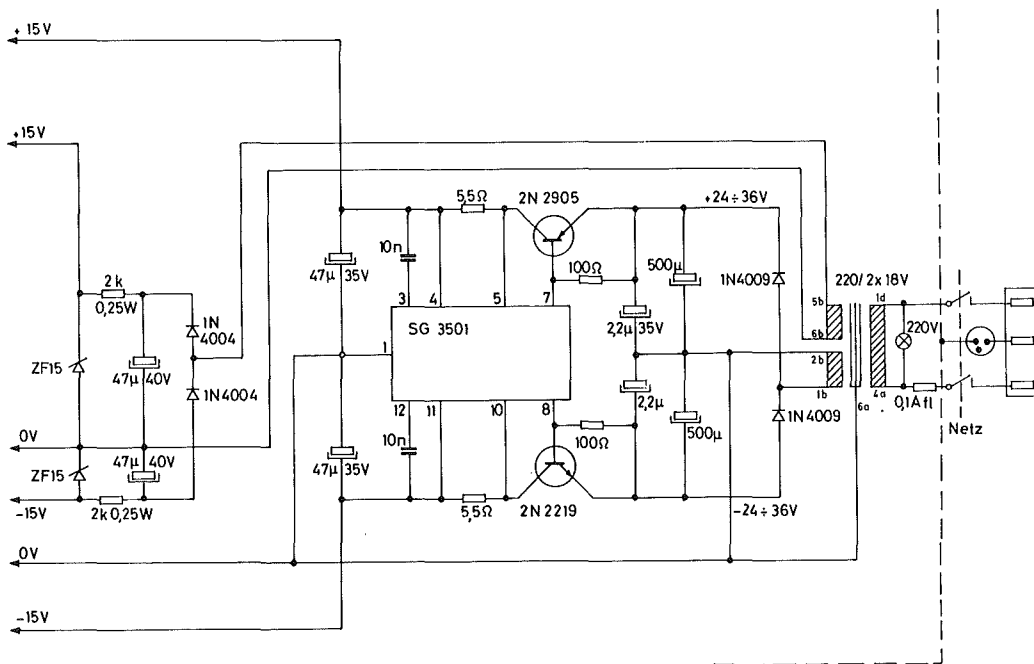
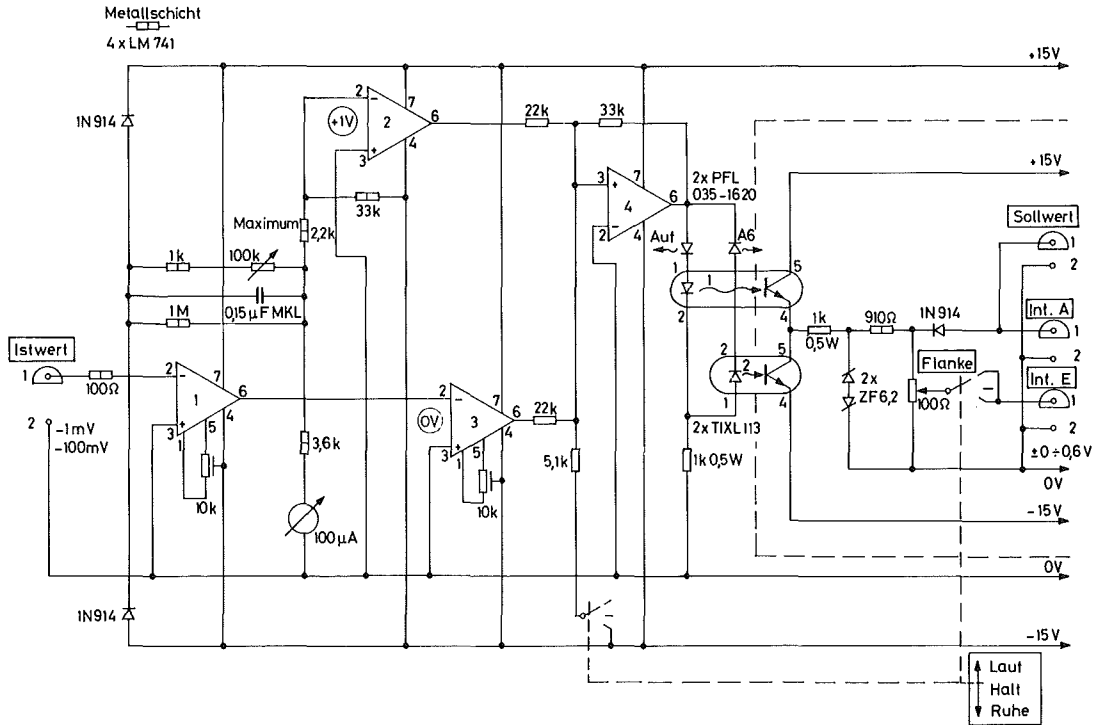


Abb. III.5.9: Funktionswertgeber (ohne Integrator) mit Netzteil (unten)

Integrationsverstärker

Ein wichtiges Meßinstrument für die Feldmessung in SL-Magneten ist ein extrem driftarmer Integrationsverstärker (ladungsempfindlicher Verstärker) in Verbindung mit einer Sondenspule (Abb. III.5.10). Die Verwendung von Hallsonden bei 9 K war lange Zeit nicht möglich, da die verfügbaren Sonden durch Spannungsrisse im Substrat ihre Eichung bis zu 20 % änderten. Die Forderung an die Integrationsverstärker, der Meßfehler müsse nach 20 min noch unter 1 % liegen, konnte durch verschiedene konstruktive Maßnahmen, wie: ausgesuchte chopperstabilisierte Verstärker, Thermostatisierung, ausgesuchte Kondensatoren, spezielles Lot, thermospannungsarme Steckverbindungen, spezielle Gehäuse, eingehalten werden. Problematisch sind bei diesem Meßverfahren alle Lötstellen in Bereichen mit großem Temperaturgradienten, da Thermospannungen aufintegriert werden und über längere Meßzeiten zu erheblichen Fehlern führen. Am besten bewährte sich das Verfahren, Sondenspule mit Zuleitung aus einem einzigen Stück Draht zu fertigen und dieses bis in den Thermostaten zu führen.

Verlustmeßapparatur

Zur Messung der elektrischen Verluste in SL-Magneten (z.B. im D2a) auf elektrischem Wege wurde eine Apparatur entwickelt, die Ergebnisse gleicher Genauigkeit wie die aus Verdampfungsratenmessungen lieferte, jedoch nur einen Bruchteil der Zeit benötigte (Abb. III.5.11). Das Meßprinzip bestand in einer Energiebilanzierung über einen Erregungszyklus, wobei mittels Strom- und Spannungsmessung mit anschließender Multiplikation die in den Magneten fließende Leistung und durch Integration die gespeicherte Energie ermittelt wurde. Die Messung der induktiven Energie konnte dabei durch Kompensation der induktiven Spannungskomponente unterdrückt werden. Ein Versuch mit elektronischen Multiplikatoren schlug fehl, da alle verfügbaren Typen ein zu großes 'feed through' besaßen (null x etwas ≠ null). Erst der Einsatz eines Hall-Multiplikators brachte brauchbare Ergebnisse, da dieser bezüglich des Steuerstromes kein 'feed through' aufweist, obwohl sein Absolutfehler mit 2 % wesentlich

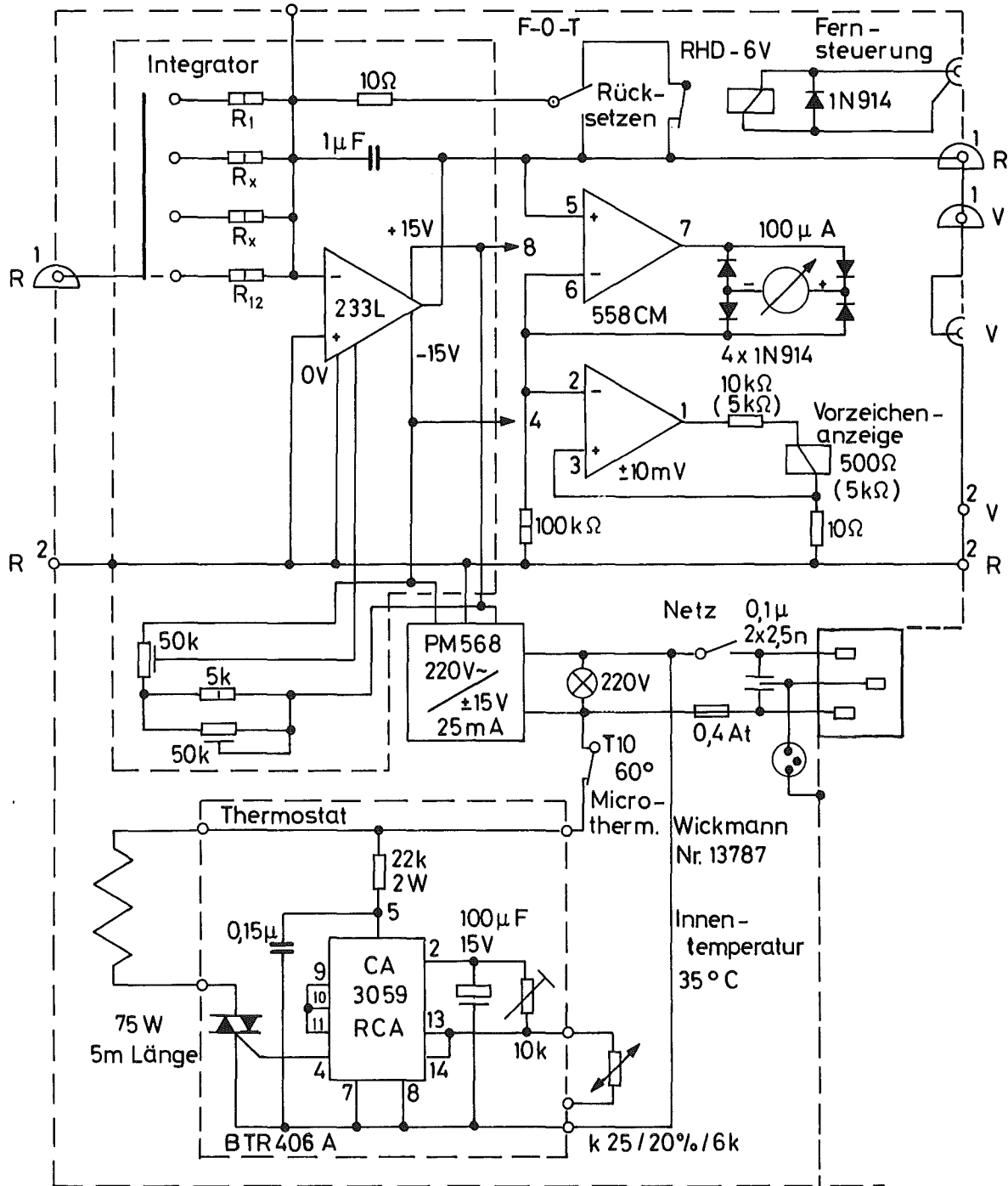
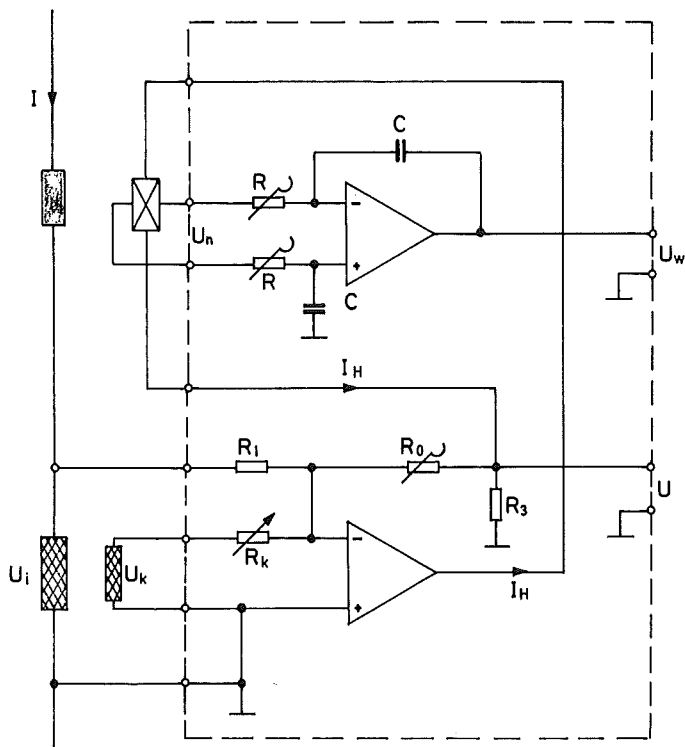


Abb. III.5.10: Extrem driftarmer Integrationsverstärker



Integrator

Spannungs-Stromwandler (s. unten)

Spannungs-Stromwandler:

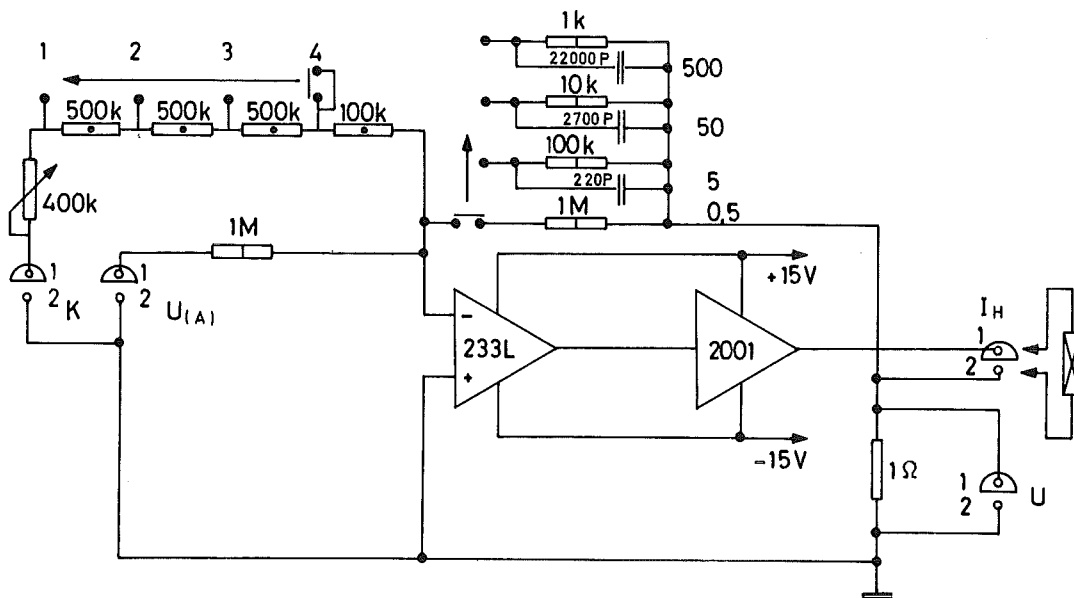


Abb. III.5.11: Prinzipschaltbild des Leistungsmeßgerätes

größer ist (zu 0,5 %). Die Magnetspannung wird dabei in einen eingepprägten Steuerstrom verwandelt, während der Magnetstrom die Wicklung des Multiplikators durchfließt. Die Hallspannung wird direkt integriert und aufgezeichnet. Die erreichbaren Genauigkeiten liegen bei 5 - 10 %, die Meßzeit beträgt mindestens einen Zyklus.

Die Genauigkeit des Verfahrens läßt sich beträchtlich steigern, wenn der Genauigkeitsverlust bei der Multiplikation durch vorherige Digitalisierung und Verarbeitung durch einen Rechner vermieden wird.

Zu erwähnen ist hier noch ein spezieller Quenchindikator für Untersuchungen am SL-Dipol D2a. In diesem wurden die Spannungen an den zehn Schalen des Magneten überwacht, so daß auftretende Quenche einer bestimmten Schale zugeordnet werden konnten. Z. Zt. ist dieses Gerät bei Untersuchungen am SL-Schalter ESPE 2 im Einsatz.

Zum Betrieb eines Kompensationsspulensystems zur Ausmessung des Magnetfeldes (Kap. III.5.2) wurde eine Steuerung entwickelt, die sowohl autonom arbeiten als auch als Interface in einem Prozessrechner dienen konnte (vgl. Abb. III.5.6).

Im ausgeführten Fall geschieht die Drehung um definierte Winkelschnitte durch einen Schrittmotor und die Integration durch ein Digitalvoltmeter Typ h_p 2401 C.

Magnetisierungsmeßapparatur

Für Magnetisierungsmessungen an bestrahlten supraleitenden Proben wurde eine Meßapparatur zusammengestellt und eine Steuerung dazu entwickelt (Abb. III.5.12).

Die Probe befindet sich dabei im Inneren einer von zwei identischen Meßspulen in einem homogenen magnetischen Feld. Die integrierte Spannung der leeren Meßspule liefert dabei ein Maß für das Feld, die integrierte Spannungsdifferenz zwischen leerer und probengefüllter Spule ein Maß für die Magnetisierung der Probe. Integration und Digitalisierung werden durch zwei Digitalvoltmeter h_p 2401 C vorgenommen. In der ersten Version wurden die digitalen Meßwerte durch zwei Digital-Analogwandler

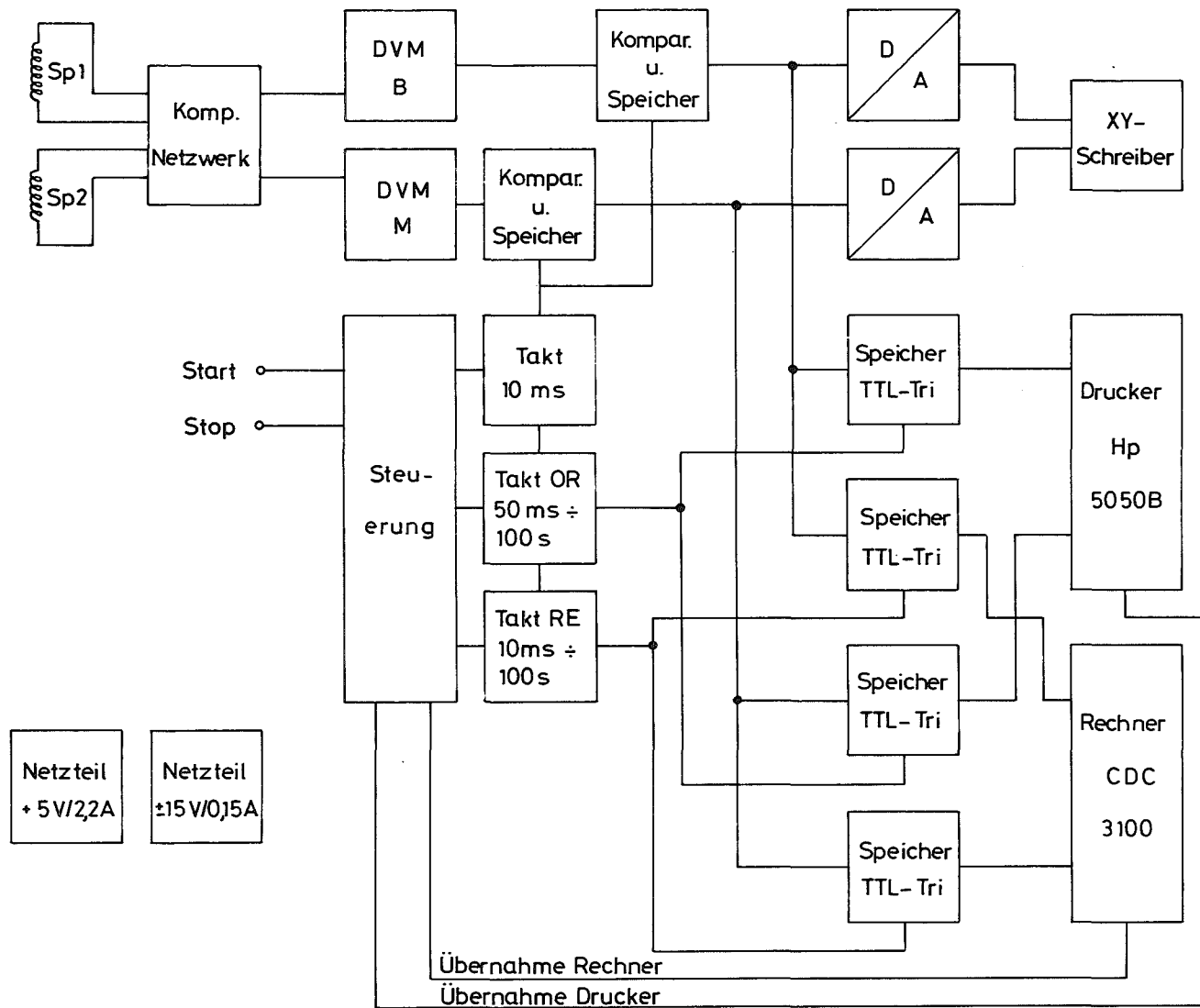


Abb. III.5.12: Magnetisierungsmeßeinrichtung

vorzeichenrichtig in Spannungen zurückverwandelt und mit einem XY-Schreiber als Magnetisierungskurve dargestellt. Die Integration erfolgte darauf auf planimetrischem Wege.

Nach Erprobung der ersten Version und Beseitigung verschiedener Störungen durch Thermospannungen wurde eine verbesserte Version entwickelt, so daß heute gleichzeitig eine Kurvendarstellung, Ausdruck auf einem Zahlendrucker und Übertragung zu einem Prozeßrechner möglich ist.

Für Untersuchungen an Kunststoffen wurde eine Apparatur entwickelt, um Proben zyklisch aufzuheizen und in flüssigem Stickstoff abzukühlen. Die Probe hängt dabei über einem Kunststoffdraht an einer elektrischen Winde. Eine elektronische Steuerung bewirkt für eine vorwählbare Zeit das Absenken der Probe in einen Kryostaten mit flüssigem Stickstoff. Danach wird die Probe in einen glockenförmigen Ofen einstellbarer Temperatur hochgezogen. Nach einer vorwählbaren Verweilzeit wird die Probe wieder abgesenkt. Ein Zählwerk zählt dabei die durchlaufenen Zyklen.

IV. Beschreibung der wichtigsten im IEKP III gebauten Magnete

Übersicht

1. Gepulste Dipolmagnete
 - 1.1 Kupfer-Modelldipol
 - 1.2 Erster supraleitender Dipol D1
 - 1.3 Tieftemperatur-Magnet DT mit Spulen aus Reinstaluminium
 - 1.4 Der Magnet DT mit supraleitender Spule
 - 1.5 Der pulsbare Prototyp-Dipol D2a
2. Supraleitende Quadrupole
 - 2.1 Supraleitende Quadrupole für einen Linearbeschleuniger
 - 2.2 Supraleitende Quadrupole für ein Hochenergie-Experiment mit Hyperonen am SPS in CERN
3. Supraleitende Solenoide
4. Trainingseffekte in supraleitenden Magneten

Übersicht

In diesem Kapitel werden die wichtigsten im IEKP III entwickelten Magnete besprochen. Zur Erprobung der Konstruktionsprinzipien und Wickeltechniken wurde zuerst ein Kupfer-Modelldipol von ca. 1 m Länge gebaut. An diesem Magneten wurden Kühltests mit erzwungener Kühlung durchgeführt. Dabei wurden der Einfluß der Strömungsgeschwindigkeit des flüssigen Heliums auf die Temperaturerhöhung in den Spulenpaketen untersucht. Außerdem wurde die horizontale Anordnung der Kühlkanäle mit der vertikalen verglichen. Es zeigte sich, daß die vertikale Anordnung aufgrund der günstigeren natürlichen Konvektion besser ist.

Nach der Erprobung der Konzeption sich schneidender Ellipsen im Kupfermodell wurde der erste supraleitende Dipol D1 mit dieser Konzeption gebaut. Die Spulen wurden im Naßwickelverfahren hergestellt und anschließend senkrecht abgekröpft, um die Homogenität des über die Magnetlänge integrierten Feldes zu verbessern und um das Verhältnis von magnetischer Länge zu geometrischer Länge zu erhöhen. Der Magnet erreichte eine Feldgenauigkeit von einigen 10^{-3} , konnte aber nur bis zu $2/3$ seiner geplanten Sollfeldstärke betrieben werden. Die Fehler sind bei der hohen Induktivität und den damit verbundenen hohen Spannungen im Quenchfall (plötzliches Normalleitendwerden des Supraleiters) und der Vergießtechnik (kein Vakuumverguß) zu suchen.

Der erste voll funktionsfähige supraleitende Magnet DT wurde aus einem supraleitenden Kabel gewickelt, das aus zehn um einen zentralen Kupferstrang geflochtenen Einzelleitern bestand und mit einem Indium-Zinn-Lot vergossen war. Die Spulen sind von einem Eisenjoch umgeben, das innerhalb des Kryostaten mit auf Heliumtemperatur abgekühlt wird und zur Feldverstärkung und Aufnahme der magnetischen Kräfte dient. In diesem Magneten wurden zwei Spulenkonfigurationen in vertikaler Apertur getestet. Die erste war eine einfache "race-track"-Spule mit einem lotvergossenen Kabelleiter, der mit Glasseidenband isoliert war. Die zweite Spulenkonfiguration bestand aus zwei

an den Enden abgekröpften "race-Track"-Spulen, die einen Zugang zum Luftspalt des Magneten möglich machten. Diese Spule wurde mit einem Zweikomponenten-Epoxydharz vakuumimprägniert. Beide Spulen waren bezüglich des Maximalfeldes etwa gleichwertig; die imprägnierte Spule war aber mechanisch stabiler und ließ sich trotz reduzierter Kühlung gut pulsieren. An diesem einfachen Magneten wurden Schutzschaltungen und ein Verfahren zur Leistungsmessung getestet. Der Betrieb dieses DT-Magneten hat gezeigt, daß ein kaltes Eisenjoch dicht an der Spule und ein lotvergossenes Kabel eine vernünftige Konzeption hinsichtlich der Verluste und der Zuverlässigkeit des Magneten ist.

Außerdem wurde in demselben Eisenjoch eine Spule aus Reinstaluminium getestet, um die Alternative "Kryomagnete" bei der Entwicklung gepulster supraleitender Dipole zu untersuchen. Es sollte gezeigt werden, daß hochreines Aluminium zum Spulenaufbau geeignet ist und daß funktionstüchtige Kryomagnete von etwa 4 T Feldstärke gebaut werden können. Darüberhinaus wurde untersucht, ob das Verlustverhalten im Pulsbetrieb bei gewissen Betriebsbedingungen (Frequenz und Scheitelwert der Feldstärke, Betriebstemperatur) den Kryomagneten als konkurrenzfähige Alternative zum Supraleitermagneten ausweist. Beide Zielsetzungen wurden erreicht; denn der Magnet-DT mit Spulen aus Reinstaluminium wurde mit seinen Sollwerten in erfolgreichen Tests betrieben, und es konnten Betriebswerte und Leiterparameter angegeben werden, bei denen Supraleitungs- und Kryomagnete vergleichbare Verluste haben.

Schließlich wurden die bisher gewonnenen Erfahrungen auf einen pulsbaren Prototyp-Synchrotronmagneten D2a angewandt, der alle Anforderungen des Beschleunigerbetriebs erfüllt. Die Voruntersuchungen am DT ergaben eine Vorentscheidung zugunsten eines Eisenjochs im flüssigen Helium und zugunsten eines lotvergossenen Supraleitungskabels. Der D2a sollte ein zentrales Magnetfeld von 4,5 T, eine Feldhomogenität von $\Delta B/B \leq 10^{-3}$ in einer nutzbaren Apertur von 60 mm, eine Feldanstiegszeit von maximal 1 Ts^{-1} und eine Verlustleistung von etwa 10 Watt pro

Meter Magnetlänge haben. Insbesondere die Pulsbarkeit des Magneten stellte ganz neue Anforderungen an die Technologie supraleitender Magnete, die von der Beherrschung der Stabilität und Wechselstromverluste im Supraleiter bis zur Wechsellastbeanspruchung der gesamten Magnetstruktur reichte. Die Messungen am D2a zeigten, daß die gestellten Anforderungen hinsichtlich Feldhöhe, -güte und Pulsbarkeit erreicht worden sind. Eine Armierung der Magnetspule mit Vorspannung hat deutlich das Trainingsverhalten verbessert und die Zuverlässigkeit beim Pulsbetrieb entscheidend erhöht. Nach über 10^5 Feldpulsen bei 4,5 T Feldamplitude (Sollfeld) und 10 Sekunden Pulsdauer für einen Dreieckspuls waren noch keine Anzeichen von Ermüdung in der Magnetstruktur zu beobachten. Mit diesem Magneten wurde das Programm gepulste Synchrotronmagnete abgeschlossen.

Das im IEKP III erarbeitete know how wurde dann für spezielle, industriell nicht verfügbare Magnete eingesetzt. Im Bau sind supraleitende Quadrupole zur Strahlfokussierung im supraleitenden Protonenlinearbeschleuniger im IEKP III und für ein Hochenergieexperiment mit Hyperonen am SPS in CERN. Die Wicklungsgeometrie der Pole entspricht einer komplizierten Konfiguration, bei der die Leiterlänge pro Länge gleich ist. Die Außenkontur der Wickelkörper muß dieser Geometrie entsprechen. Bei der Fertigung der Wickelkörper war eine sehr große mechanische Präzision einzuhalten. Die beiden Quadrupole für CERN haben Kurzprobenwerte erreicht. Daneben wurden im IEKP III supraleitende Solenoide für spezielle Aufgaben entwickelt. Zum Abschluß des Kapitels werden Trainingseffekte, die bei supraleitenden Magneten aufgetreten sind, diskutiert.

IV. 1. Gepulste Dipolmagnete

1.1 Kupfer-Modelldipol

Zur Entwicklung eines supraleitenden Synchrotronmagneten wurde zunächst ein Kupfermodell realistischer Größe entworfen und gebaut. Dabei wurden Konstruktionsprinzipien studiert und Wickeltechniken erprobt. Zur Erzeugung des Dipolfeldes wurde die Konzeption sich schneidender Ellipsen gewählt und mittels eines Computerprogrammes durch rechteckförmige Stromblöcke angenähert (Abb. IV.1.1). Dazu wurden acht Flachspulen pro Pol gewählt, zwischen denen jeweils ein Kühlkanal von 0,5 mm Höhe vorgesehen war, um die Verlustwärme abzuführen, die im Falle des Supraleiters durch dessen Hysterese in der Wicklung erzeugt wird. Die einzelnen Spulen wurden auf einen entsprechend vorgefertigten Wickelkörper aus Glasfaser-Kunststoff montiert, der auf dem äußeren Umfang Kühlkanäle zur Abführung des verdampfenden Heliums besaß. Die Spulenapertur war 9,4 cm x 12,5 cm und die Spulenlänge etwa 1 m. Die Wickelköpfe wurden abgekropft, um die nutzbare Apertur frei zu halten. Für das Abkropfen wurde ein spezielles Verfahren entwickelt und patentiert¹⁾. Die einzelnen Spulen sind aus Kupferdraht gewickelt und nach dem Naßwickelverfahren mit Epoxydharz getränkt worden. Messungen des Feldfehlers ergaben in der Mittelebene des Magneten entlang der großen und kleinen Halbachsen relative Abweichungen von $2,7 \cdot 10^{-3}$ bzw. $1,2 \cdot 10^{-3}$, die etwa mit den berechneten Werten bei einer Maßtoleranz der Spulen von $\leq 100 \mu\text{m}$ übereinstimmen.

In einem Kühlttest mit erzwungener Kühlung konnte am Kupfermodell gezeigt werden, daß bei konstanter Heizleistung die Strömungsgeschwindigkeit im Bereich von 0 bis 10 mm/s keinen merklichen Einfluß auf die Temperaturerhöhung in den Spulenpaketen hat. Bei einer Heizlast von 15 mW/cm^2 ergab sich eine Temperaturerhöhung von 1.0 K. Bis zu 10 mW/cm^2 zeigten sich nur geringe Unterschiede ($< 0.1 \text{ K}$) zwischen horizontaler und vertikaler Anordnung der Kühlkanäle; erst bei noch höheren Leistungen war die vertikale Anordnung deutlich besser aufgrund der günstigeren natürlichen Konvektion²⁾.

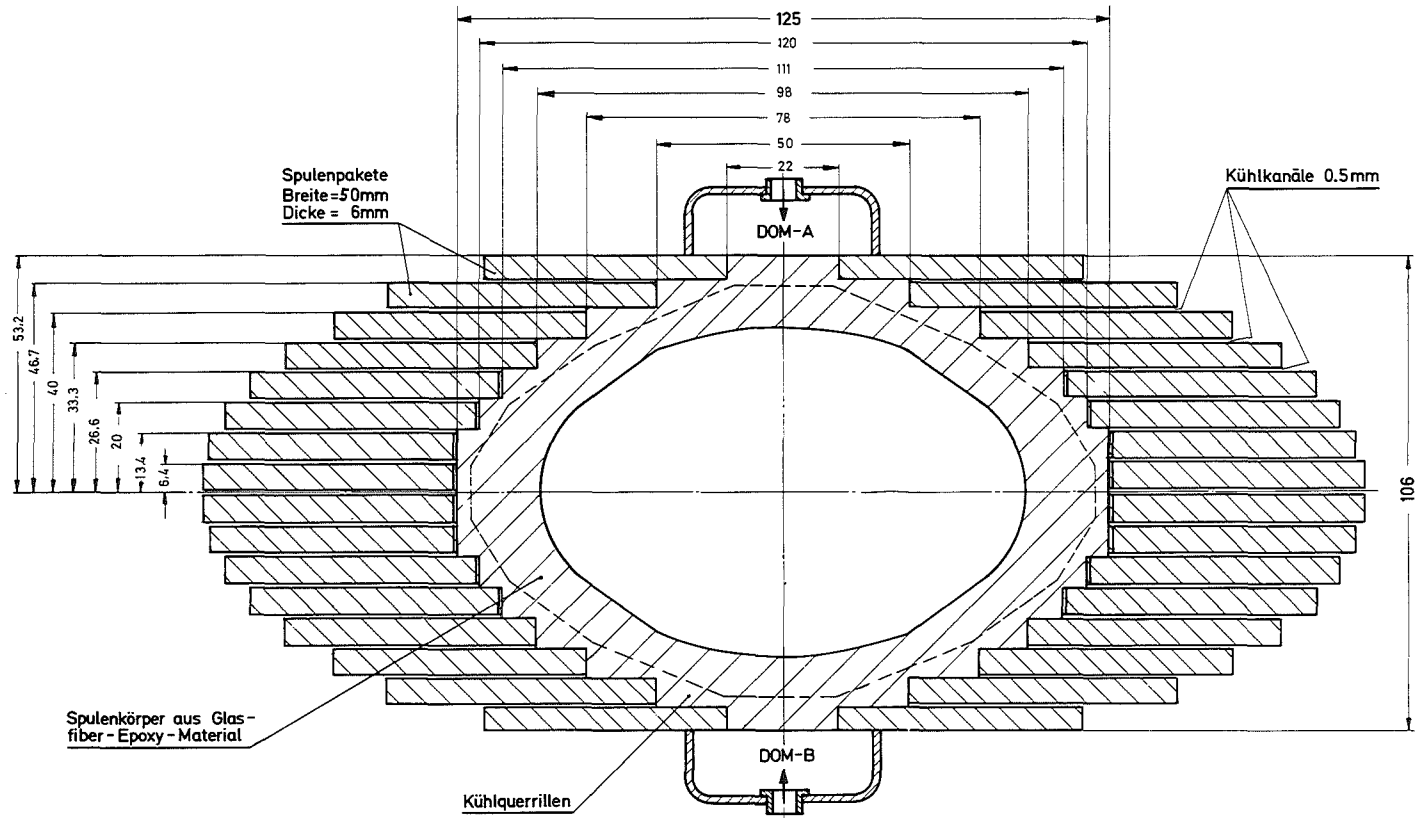


Abb. IV.1.1: Querschnitt durch den Kupfer-Modelldipol

1.2 Erster supraleitender Dipol D1

Nach Erprobung der Konzeption sich schneidender Ellipsen im Kupfermodell wurde der Entwurf eines supraleitenden Dipols fertiggestellt. Mit Hilfe eines Rechenprogramms wurde die Ellipsenkonfiguration so durch 7 Flachspulen pro Pol approximiert, daß sich als resultierender Feldfehler $\Delta B/B \approx 2 \cdot 10^{-4}$ ergab. Die Flachspulen konnten mit Toleranzen in Höhenmaß von nur $\pm 20 \mu\text{m}$ und in der Breite in der Größenordnung $100 \mu\text{m}$ gefertigt werden, so daß ein Feldfehler von $\Delta B/B < 10^{-3}$ zu erreichen war³⁾.

Zwischen den Flachspulen befinden sich 0,5 mm hohe horizontale Kühlkanäle für flüssiges Helium. Auf dem Umfang des Wickelkörpers sind Kanäle zur Abführung des verdampften Heliums eingefräst.

Die Spulenapertur wurde mit 8 cm x 11 cm realistisch für den Einsatz im Protonensynchrotron gewählt. Die Spulenlänge wurde aus Gründen der Kostenersparnis auf 0,5 m reduziert. Die Spulenden wurden senkrecht abgekröpft, um die Homogenität des über die Magnetlänge integrierten Feldes zu verbessern und um das Verhältnis von magnetischer Länge zu geometrischer Länge zu erhöhen.

Da zum Zeitpunkt des Entwurfs des Magneten die heute verwendete Verkabelungstechnik noch nicht entwickelt war, wurde als Supraleiter ein für Pulsanwendungen geeigneter Multifilamentdraht von 0,4 mm Durchmesser ausgewählt. Zur Herstellung der Flachspulen nach dem Naßwickelverfahren wurde der Draht durch ein Tauchbad aus Epoxydharz geführt und auf einen Formkörper aufgewickelt. Bei dem anschließenden senkrechten Abkröpfen wurde durch ein Lamellensystem¹⁾ dafür gesorgt, daß der Draht nicht gedehnt wurde. Das Epoxydharz (CY 221 mit dem Härter HY 979) wurde darauf bei 70°C mindestens 12 h lang ausgehärtet. Die Flachspulen wurden auf den entsprechend vorgefertigten Magnetkörper aus Glasfaser-Kunststoff montiert, vermessen und mit getränktem Glasfaserband bandagiert. Die abgekröpften Spulenden sind durch Endplatten gehalten (Abb. IV.1.2).

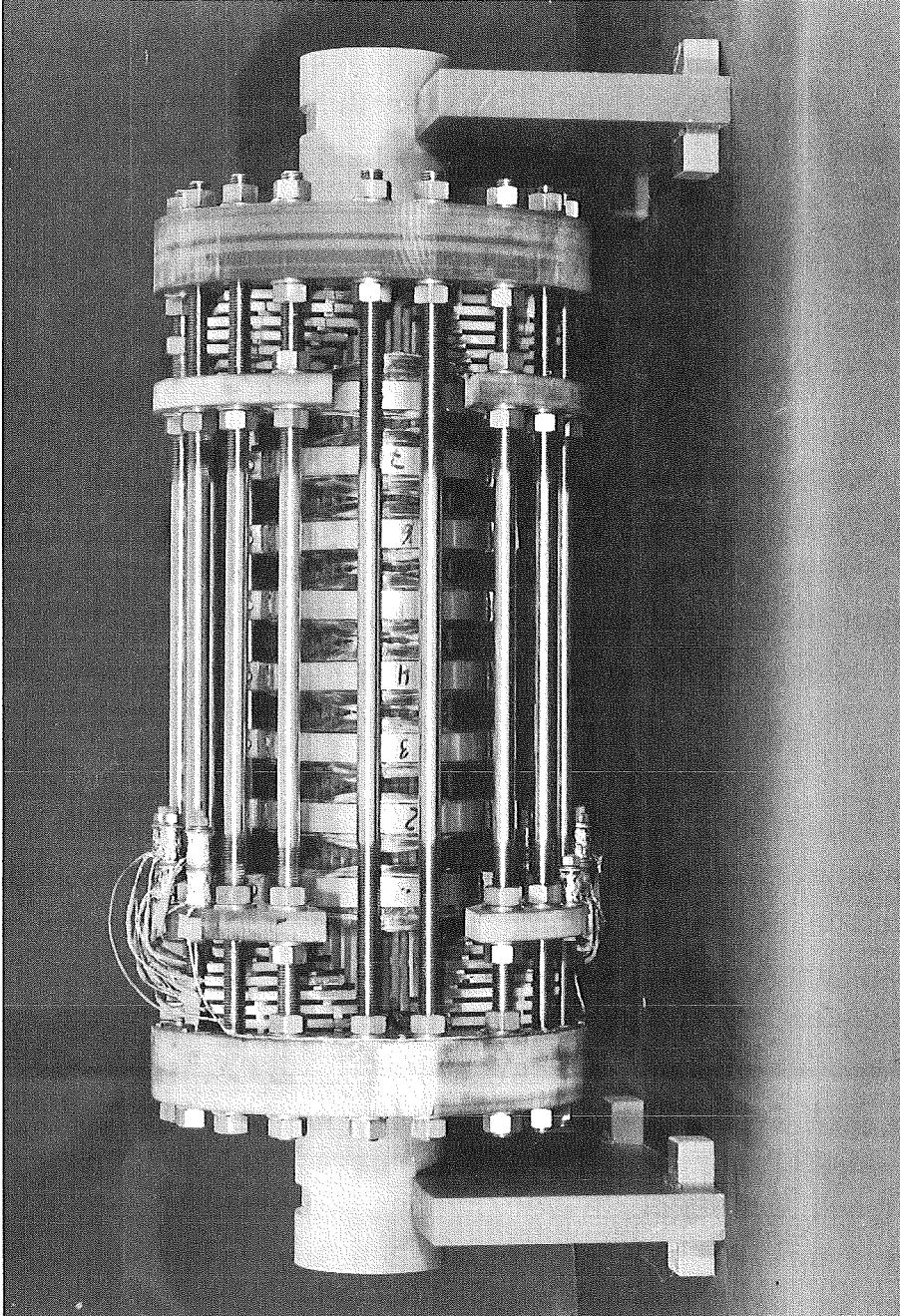


Abb. IV.1.1.2: Erster supraleitender Dipol D1

Messungen der kritischen Stromtragfähigkeit des supraleitenden Drahtes ließen eine zentrale Feldstärke von 4,5 T erwarten. Nach einigen Trainingsläufen wurden bei 40 A mit 3 T etwa 70 % dieses Wertes erreicht, wobei der wesentliche Teil des Trainings bei den ersten 10 Quenchen ablief^{4,5)}. Nach 40 Quenchen traten elektrische Überschläge zwischen zwei Teilspulen auf, die daraufhin ersetzt werden mußten. Der Magnet erreichte ohne neues Training die vorher erzielten Werte. In Abb. IV.1.3 ist der gemessene zeitliche Verlauf der Spannung pro Pol und der Stromabfall während eines Quenches dargestellt. Der Stromabfall, der durch die Ausbreitung der normalleitenden Zone hervorgerufen wird, wurde auch mit einem Rechenprogramm⁸⁾ berechnet. Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ist als gut zu bezeichnen, wenn man die komplexe Geometrie des Magneten berücksichtigt. Die Form des Stromabfalls steht im Einklang mit einem quadratischen Anwachsen des Widerstandes mit der Zeit, wie es für eine im wesentlichen 2-dimensionale Anordnung erwartet wird. Bei einem Quench wird der Magnet über eine Diode kurzgeschlossen, so daß die gesamte gespeicherte Energie über die Erwärmung des Magneten an das Heliumbad abgeführt wird. Eine wirksame Auskoppelung von Energie ist wegen des ohmschen Widerstands des Magneten (im normalleitenden Zustand) mit unzulässig hohen Spannungen am Magneten verbunden, da der Auskopplungswiderstand groß gegen den Dipolwiderstand zu wählen ist.

Bei den Experimenten wurde beobachtet, daß immer nur ein Teil der Spulen normalleitend wurde und nicht der gesamte Magnet. Die Quenche nahmen ihren Ausgang weder in einer bestimmten Spule noch immer in demselben Pol, so daß die Quench-Ursache nicht in einzelnen schwachen Stellen lokalisiert werden konnte. Vom heutigen Kenntnisstand aus gesehen muß die mechanische Fixierung der Teilspulen als nicht ausreichend und als Degradationsursache angesehen werden. Insbesondere die Wickel-

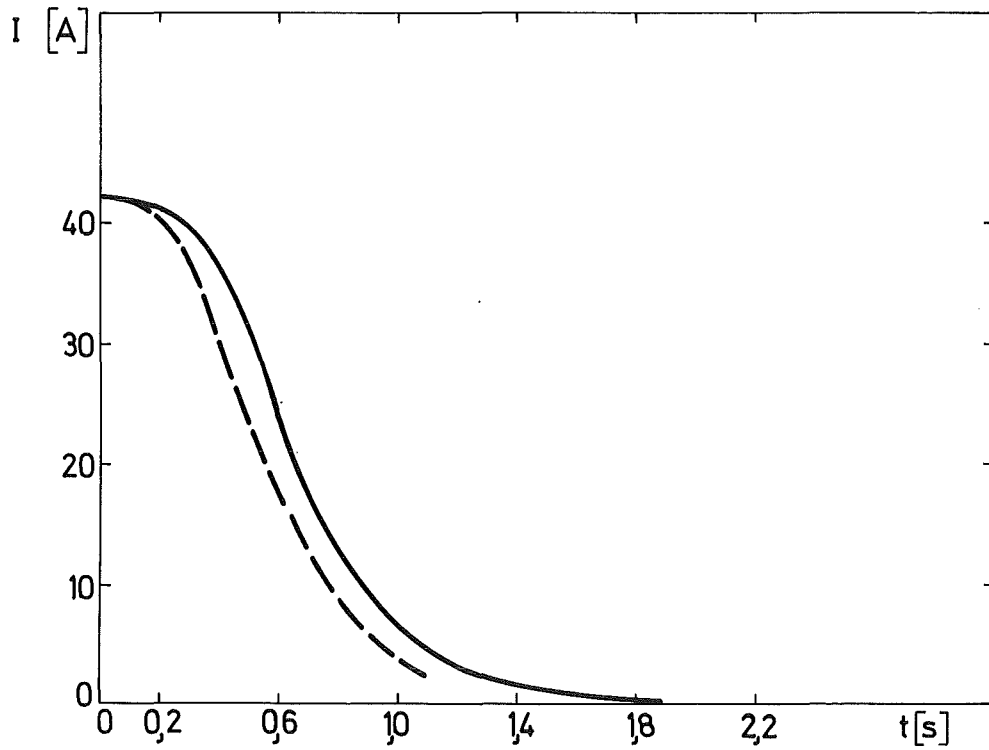
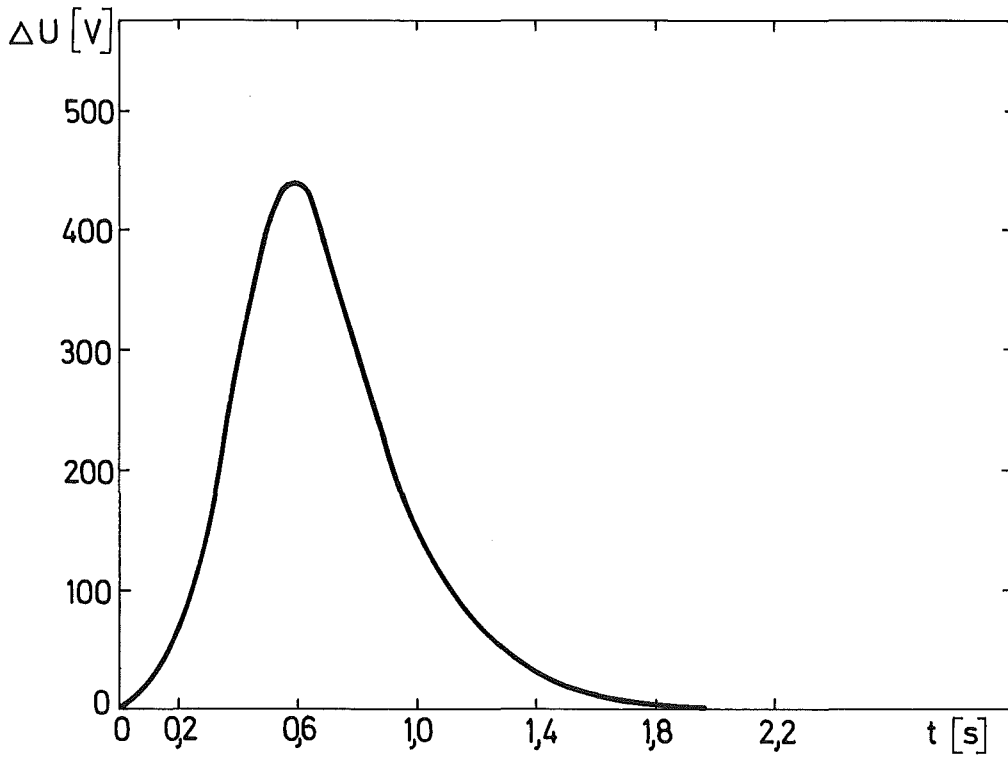


Abb. IV.1.3:

oben : Zeitlicher Verlauf der Spannung pro Pol während eines Quenches

unten: Zeitlicher Abfall des Stromes während eines Quenches,
 — experimentell, - - - theoretisch

köpfe waren schwierig zu fixieren. Bei Anwendung dieses Magnetkonzeptes für Gleichstrommagnete könnte ein Verguß der Wickelköpfe mit gefülltem Epoxydharz Abhilfe schaffen.

Die Probleme der hohen Spannungen und der Auskopplung von gespeicherter Energie lassen sich durch Verwendung von supraleitenden Kabeln, wie sie heute verfügbar sind, lösen. Eine Verbesserung hinsichtlich der Kühlung wird mit einem Spulenkonzent, das vertikale Kühlkanäle zuläßt^{6,7)}, erzielt. Gleichzeitig wird hierbei ein konstantes \int Bdl durch gleiche mittlere Spulenlängen erreicht.

Wesentliche Vorteile des Konzeptes sich schneidender Ellipsen und der Approximation durch Spulen von rechteckigem Querschnitt sind erstens in der Möglichkeit einer einfachen, schnellen Serienfertigung der Einzelspulen und zweitens darin zu sehen, daß die Apertur in ihrer Gestalt frei wählbar und somit den jeweiligen Erfordernissen anpaßbar ist.

Literatur zu Kap. IV.1.1 und IV.1.2

- 1) N. Brünner, G. Hartwig, "Verfahren und Vorrichtung zum Herstellen von Dipol- und Multipolmagneten", AS Nr. 2 047 780, (9.12.1971)
- 2) G. Hartwig, KFK-Nachrichten, 3. Jahrgang, No 1 (1972) 31
- 3) G. Ries, "Field Errors Due to Winding Tolerances in a Superconducting Bending Magnet", KFK-Externer Bericht 3/71-8, Dez. 71
- 4) H. Brechna, M.A. Green, W. Heinz, Proc. 8th, Int. Conf. High En. Acc., CERN 1971, p. 183
- 5) GESSS-1, Report of the Work of the GESSS Collaboration, May 1972
- 6) G. Ries, K.P. Jüngst, "Verfahren zum Herstellen von Dipol- und Multipolmagneten und danach hergestellte Spulenordnung", OS Nr. 2 114 007, (5.10.1972)
- 7) G. Ries, K.P. Jüngst, "Aspects of a Pulsed Superconducting Bending Magnet", KFK 1354, Dez. 1971
- 8) G. Ries, Computerprogramm zur Quenchausbreitung in supra-leitenden Magneten, unveröffentlicht

IV.1.3 Tieftemperatur-Magnet DT mit Spulen aus Reinstaluminium

Im Gegensatz zu Supraleitungsmagneten werden in Kryomagneten normalleitende Metalle als Leitermaterialien zur Erzeugung hoher Magnetfelder verwendet^{1,2,3,4}). Hierbei nützt man die Absenkung des elektrischen Widerstandes von Reinstmetallen wie Aluminium oder Kupfer mit abnehmender Temperatur aus. Diese Widerstandsabnahme, ausgedrückt durch das Restwiderstandsverhältnis $r = \rho(293 \text{ K})/\rho(4.2 \text{ K})$ als Reinheitsmaß, kann bei entsprechend aufwendigen Reinigungsverfahren wie Organoelektrolyse und Zonenschmelzen⁵) zwischen Raum- und Heliumtemperatur einige 10^4 betragen. Somit können bei kryogenen Temperaturen Magnetfelder bei geringeren JOULE'schen Verlusten erzeugt werden, andererseits können höhere Magnetfelder erreicht werden, verglichen mit dem Betrieb bei Raumtemperatur. Kryomagnete sind gegenüber Supraleitermagneten nur im Wechselstrombetrieb konkurrenzfähig, wenn die OHM'schen- und Wirbelstrom-Verluste des Normalleiters mit den Supraleiter-Wechselstromverlusten vergleichbar werden. Ferner werden kryogene, normalleitende Spulen eingesetzt, wenn sehr hohe Gleichfelder erzeugt werden sollen, die jenseits der Anwendungsgrenzen derzeitiger technischer Supraleiter liegen (≥ 18 Tesla). Dies ist beispielsweise von Bedeutung für Hybridmagnete, bei denen eine normalleitende Hochfeld-Einsatzspule von einer Supraleiterspule umgeben wird. Die magnetomechanischen Kräfte bei derart hohen Feldstärken sind allerdings so groß, daß hochreine Metalle selbst bei tiefen Temperaturen eine zu geringe Festigkeit haben, um verwendet werden zu können. Deshalb werden hier Legierungen wie Kupfer-Beryllium oder Kupfer-Zirkon mit besseren Festigkeitseigenschaften eingesetzt, aus denen Spulen vom Spiral-Typ oder BITTER-Typ gefertigt werden. Diese Materialien haben andererseits den Nachteil, daß sie nur ein geringes Restwiderstandsverhältnis haben, selten besser als $r = 10$, welches bereits bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffs (77 K) weitgehend erreicht ist. Deshalb werden solche Spulen mit Wasser oder mit flüssigem Stickstoff gekühlt^{6,7}).

Im IEKP III wurde ein Kryomagnet mit Spulen aus Reinstaluminium gebaut und bei 4.2 K getestet⁹⁾. Ziel dieser Arbeiten war es zu zeigen, daß hochreines Aluminium bei entsprechender Verarbeitung zum Spulenbau geeignet ist und für einen funktions-tüchtigen Magneten hoher Feldstärke (4 Tesla) verwendet werden kann. Darüberhinaus sollte untersucht werden, ob das Verlustverhalten im Pulsbetrieb bei gewissen Betriebsbedingungen (Frequenz und Scheitelwert der Feldstärke, Betriebstemperatur) den Kryomagnet als konkurrenzfähige Alternative zum Supraleitungsmagneten ausweist. Beide Zielsetzungen wurden erreicht: (a) der Magnet wurde mit seinen Sollwerten in erfolgreichen Tests betrieben; (b) es können Betriebswerte und Leiterparameter angegeben werden, bei denen Supraleitungs- und Kryomagnete vergleichbare Verluste haben. Um diesen Vergleich durchzuführen, wurde der Kryomagnet nach seinem Test mit Aluminiumspulen auch mit Supraleitungsspulen ausgerüstet und unter gleichen Bedingungen betrieben. Hierüber wird an anderer Stelle (s. Abschn. IV.1.4) berichtet.

1.3.1 Der Aluminium-Leiter

Für die Leiterauswahl sind die elektrischen und mechanischen Tieftemperatureigenschaften verantwortlich. Kupfer als Leitermaterial zu wählen, ist ungünstig, da sich der Magnetowiderstand in hohen Feldern nicht sättigt, wie es bei Aluminium der Fall ist: für ein "kompensiertes" Metall mit gleicher Anzahl von elektronen- und lochartigen Ladungsträgern wie Kupfer steigt die relative Widerstandszunahme im Magnetfeld $\Delta\rho/\rho = (\rho(B) - \rho(0))/\rho(0)$ quadratisch mit dem Feld B an, während sie sich für unkompenzierte Metalle wie Aluminium $\Delta\rho/\rho$ bei hohen Feldern sättigt. So nimmt das Widerstandsverhältnis eines Materials mit einer Reinheit $r = 7000$ im Feld von 3 T bei Aluminium um den Faktor 3.5 auf 2000 ab, bei Kupfer um den Faktor 41 auf 170. Aus diesem Grunde wird Aluminium als Leitermaterial für Kryomagnete gewählt, bei dem sich der Leitfähigkeitsgewinn bei tiefer Temperatur in wesentlich geringerem Maße durch den Magnetowiderstand aufzehrt. Andere unkompenzierte Metalle wie Indium oder Natrium sind weniger geeignet als Leiter-

material für Magnete als das mit vergleichsweise geringerem Aufwand herstellbare Reinstaluminium.

In einem vorausgegangenen Abschnitt (Kap. II.4) dieses Berichts war das Tieftemperaturverhalten des elektrischen Widerstandes von Reinstaluminium beschrieben worden. Widerstandsmessungen an 0.3 mm dicken Bandleitern in Abhängigkeit von Temperatur, Magnetfeld und Reinheitsgrad hatten gezeigt, daß der transversale Magnetowiderstand im Temperaturbereich um 18 K eine Widerstandszunahme bewirkt, die mit der Reinheit zunimmt und bei der reinsten Probe nahezu einen Faktor 7 ausmacht. Dieses Verhalten legt die Vermutung nahe, daß sich aufwendige und kostspielige Materialreinigungsverfahren nicht lohnen, da der Gewinn an Leitfähigkeit durch die Widerstandszunahme im Magnetfeld zunichte gemacht wird. Dadurch würde jegliche technologische Anwendung von Reinstaluminium als Leitermaterial für den Magnetbau in Frage gestellt. Glücklicherweise trifft diese Vermutung nicht zu: die Kurzprobenmessungen an Aluminium-Bandleitern hatten das technologisch wichtige Ergebnis, daß im gesamten untersuchten Temperaturbereich von 4.2 K bis 32 K der Widerstand im Hochfeldfall mit zunehmender Reinheit abnimmt. Der Hochfeldfall ist erfüllt, wenn der Zyklotronradius der Leitungselektronen kleiner als ihre freie Weglänge ist, eine Forderung, die sich für Aluminium in die Magnetfeld-Bedingung $B \gg B_0 = 300/r_b(T)$ [Tesla] umschreiben läßt ($r_b(T) = \rho(293\text{ K})/\rho_b(0,T,r)$ ist das "bulk"-Widerstandsverhältnis bei der Temperatur T und der Reinheit r im Nullfeld). Das aktuelle Widerstandsverhältnis $r(B,T) = \rho(293\text{ K})/\rho(B,T,r)$ bzw. der aktuelle Widerstand $\rho(B,T,r)$ für den Hochfeldfall ($B = 3.9\text{ T}$) und verschiedene Reinheiten ist in Abhängigkeit von der Temperatur in Abb. IV.1.4 wiedergegeben und zeigt das zuvor erwähnte Ergebnis.

Für die Spulen des Aluminium-Magneten haben wir einen Bandleiter mit $8 \times 0.3\text{ mm}^2$ Querschnitt und einer mittleren Reinheit von $r_b = 15000$ gewählt. Diese Reinheitsangabe bezieht sich auf das "bulk"-Material; sie wurde aus dem Meßwert am Bandleiter $r_t = 9200$ durch Anbringen der size-Effekt-Korrektur errechnet. Der size-Effekt ist eine Folge diffuser Oberflächen-

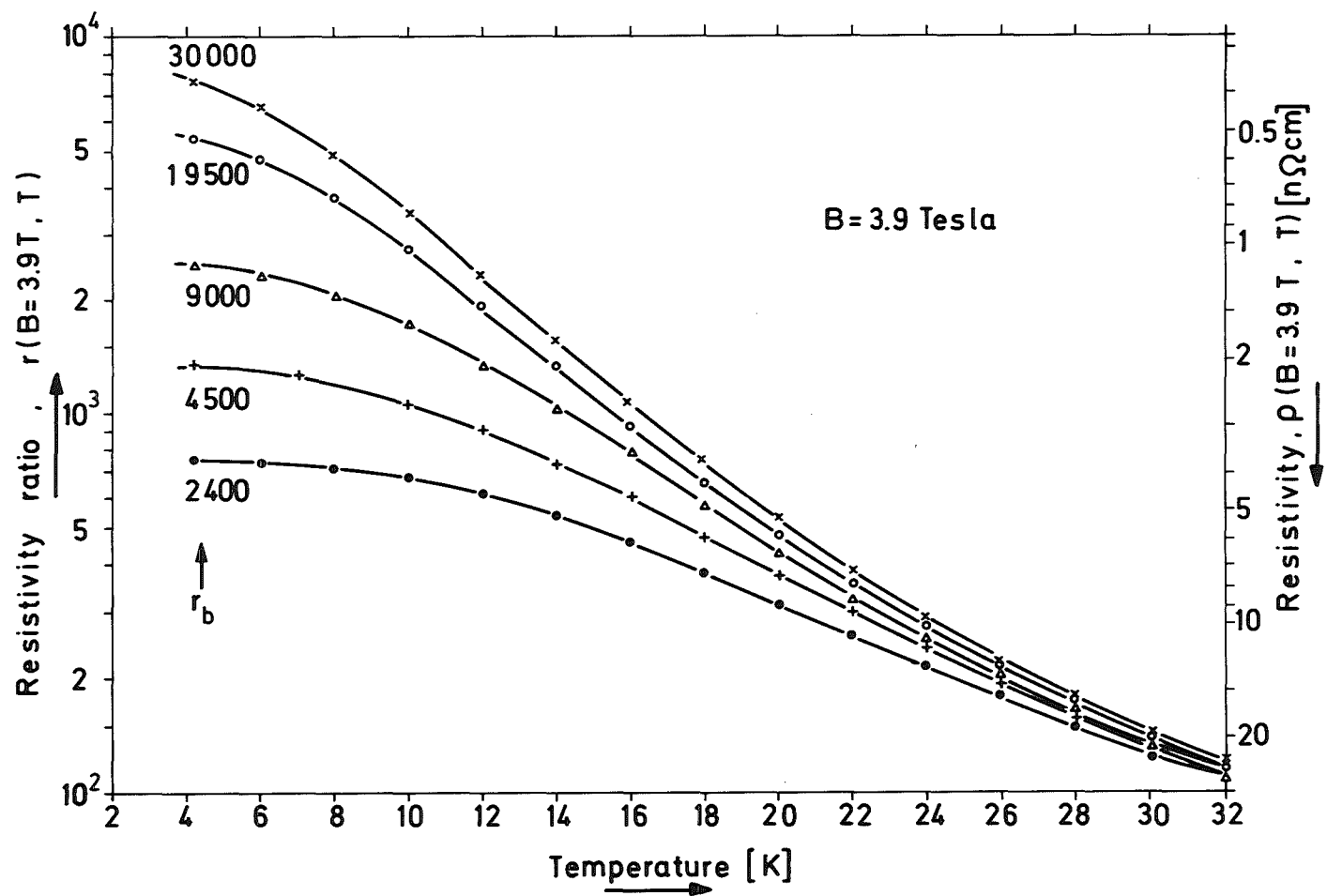


Abb. IV.1.4: Das aktuelle Widerstandsverhältnis $r(B,T) = \rho(293 \text{ K})/\rho(B,T,r)$ im Höchstfeldfall (3.9 Tesla) bzw. der aktuelle spezifische Widerstand $\rho(B,T,r)$ als Funktion der Temperatur für verschiedene Reinheiten r_b .

streuung bei Leiterdimensionen, die vergleichbar oder kleiner als die freie Weglänge der Leitungselektronen sind.

Abb. IV.1.5 gibt eine Zuordnung von "bulk"- und "tape"-Reinheitswerten. Im Magnetfeld wird der size-Effekt unterdrückt (siehe Abschn. II.4). Bei der gewählten Reinheit sind die Festigkeitseigenschaften des Aluminiumbandes ausreichend, um Spulenfertigung und -betrieb zu gewährleisten. - Die Leiterdicke d von 0.3 mm wurde als Kompromiß gewählt zwischen den entgegengesetzt wirkenden Einflüssen: Widerstandserhöhung durch size-Effekt bei abnehmender Leiterdicke, Erhöhung der Wirbelstrom-Verluste bei zunehmender Leiterdicke proportional d^2 . Die Optimierung war auf einen Temperaturbereich von 15 K - 20 K ausgelegt. Die Bandbreite ergab sich aus den inneren Abmessungen des Eisenjochs. Als Isolation wurde auf das Aluminiumband eine etwa 6 μm dicke Eloxalschicht aufgebracht. Die Isolationschicht muß temperaturbeständig sein, da nach der Formgebung der Spulen (Wickeln, Abbiegen) ein Ausheilen der eingebrachten Defekte erforderlich wird. Ausheiluntersuchungen an Kurzproben, die bis zu 15 % Elongation verformt waren, ergaben, daß bei 500° C für 1 bis 2 Stunden das ursprüngliche Restwiderstandsverhältnis wiedergewonnen wurde. Die Eloxalschicht zeigte hinreichend gute Isolationseigenschaften; selbst nach dem Biegen von Bandpaketen über die hohe Kante zeigten benachbarte Bänder bei 100 V Testspannung Isolationswiderstände größer 100 k Ω . Obwohl die Eloxalschicht nachweislich Risse zeigte (Abb. IV.1.6), hielt sie offenbar die Windungen auf genügendem Abstand.

1.3.2 Aluminium-Kryomagnet

Der im IEKP III gebaute Aluminium-Kryomagnet⁹⁾ ist vom "window-frame"-Typ. Er hat ein lamelliertes Eisenjoch von 40 cm Länge, in dessen Spalt (4 x 25 cm² Querschnitt) die Aluminium-Spulen liegen (Abb. IV.1.7, 8, 9). In der Apertur von 4 x 5 cm² erzeugt der Magnet bei 4.2 K ein Zentralfeld von 4 Tesla. Der Magnetstrom beträgt hierbei 200 A, was einer Stromdichte von 80 A/mm² im Bandleiter entspricht. Bei dem maximal erreichten Feld von 4 Tesla (2.5 \cdot 10⁵ Ampèrewindungen) wird auf die Spule im Magneten eine Kraft von 20 t ausgeübt, die das Eisen-

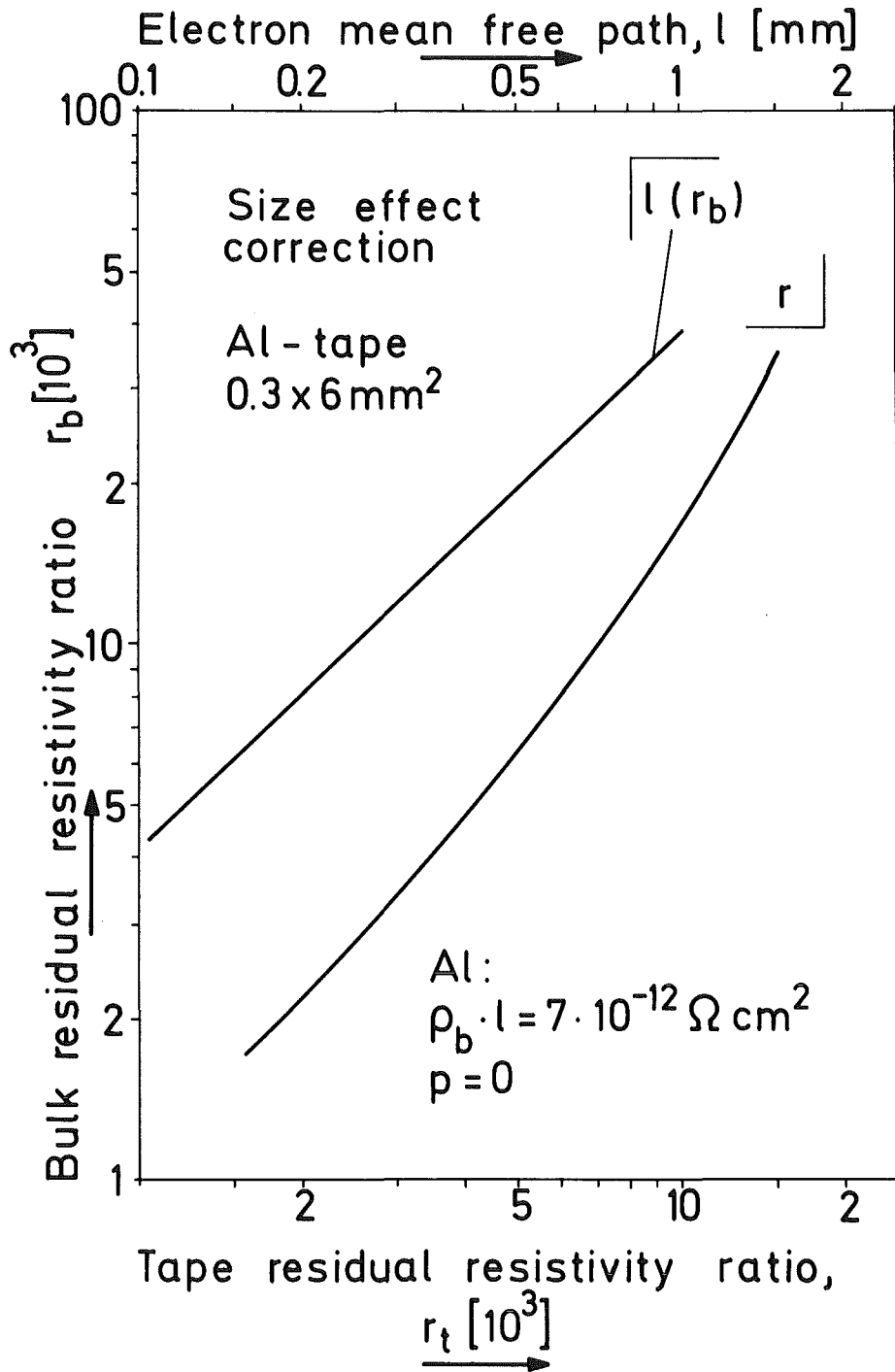


Abb. IV.1.5: Size-Effekt-Korrektur: Übergang bulk-Widerstandsverhältnis \leftrightarrow Band (tape) - Widerstandsverhältnis bei 0.3 mm Banddicke für diffuse Oberflächenstreuung ($p = 0$).

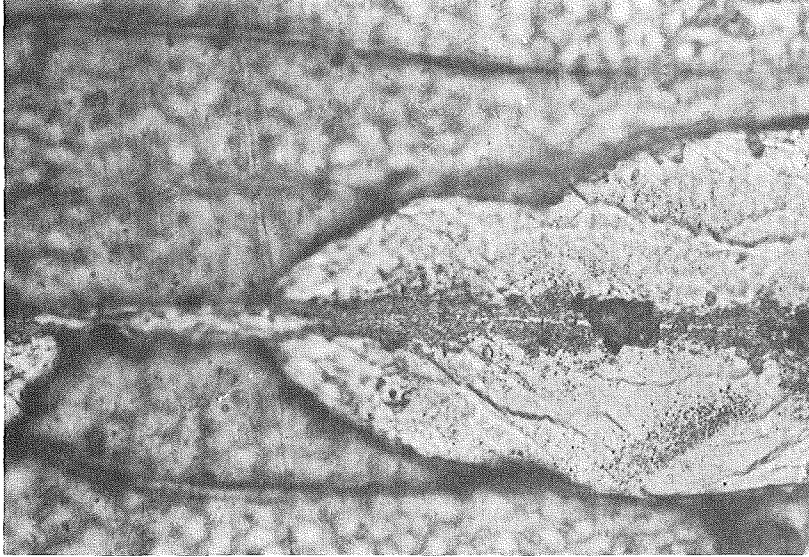


Abb. IV.1.6: Risse in der Eloxal-Isolationsschicht des Aluminiumbandes nach dem Biegen (Vergrößerung 200 x).

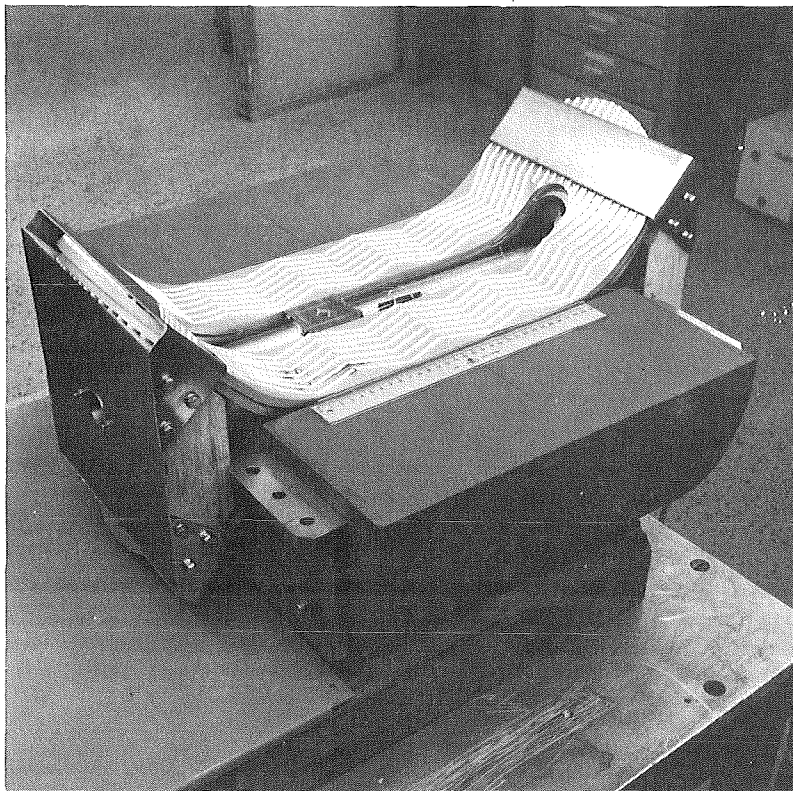


Abb. IV.1.7: Aluminium-Kryomagnet mit abgehobener oberer Eisenjochhälfte. Auf die Aluminiumspulen sind Teflonstege geklebt, die die Kühlkanäle bilden.

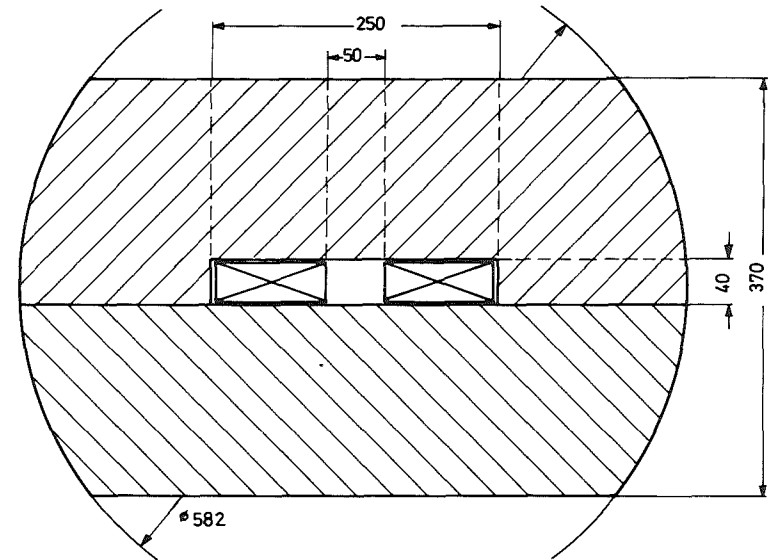
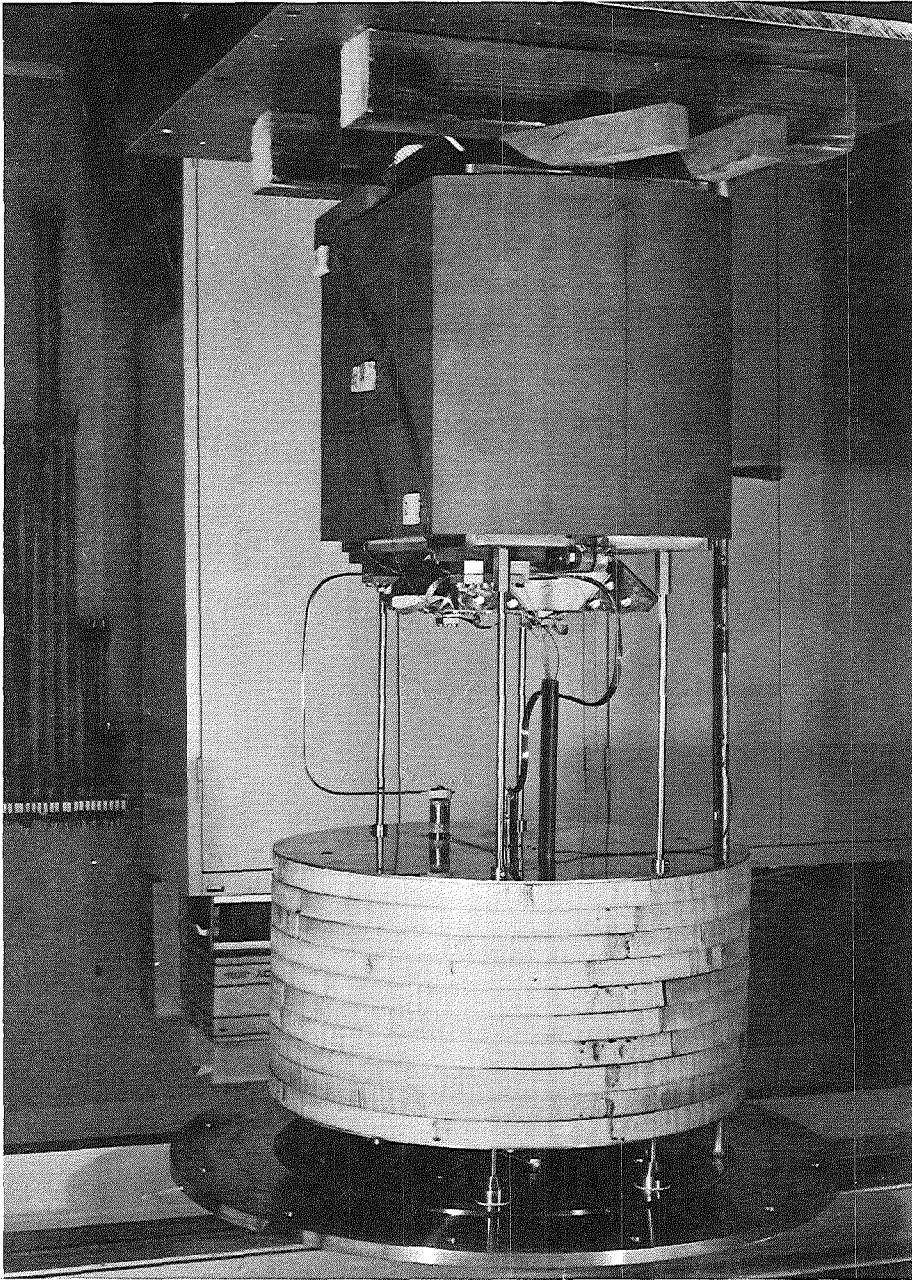


Abb. IV.1.8: Querschnitt durch das Eisenjoch
des Aluminium-Kryomagnet.

Abb. IV.1.9: Der Aluminium-Kryomagnet, am
Kryostat-Deckelflansch hängend.

joch aufnimmt. Der "window-frame"-Magnettyp wurde gewählt, da man durch das mit den Spulen zugleich abgekühlte Eisenjoch auch im Falle partieller Sättigung bei einem Zentralfeld von 4 Tesla gegenüber einer entsprechenden eisenfreien Spule noch ca. einen Faktor 2 an Magnetfeldstärke gewinnt.

Der eloxierte Aluminium-Bandleiter wurde bei geringer Zugspannung ($\sim 1 \text{ kp/mm}^2$) zu 4 je 60 cm langen "race-track"-Spulen mit 5 cm lichter Weite und 9.5 cm Windungsdicke gewickelt. Die Spulen wurden in eine teflonverkleidete Aluminiumform eingebettet und ihre Enden mit Hilfe eines Biegestempels in einer Presse um 45° abgebogen (Biegeradius $\sim 11 \text{ cm}$). Durch die so entstehende schnabelförmige Öffnung von je zwei entgegengesetzt abgewinkelten Spulen erreicht man Zugang zum Magnetspalt von außen (Abb. IV.1.7). Nach dem Biegen wurden die Spulen eine Stunde lang bei 500° C zum Ausheilen der durch die mechanische Beanspruchung erzeugten Fehlstellen und Versetzungen getempert. Das Spulenpaket wurde anschließend mit einem Epoxydharz vergossen. Jede Spule wurde einseitig gekühlt; Teflon-Kühlstege von 1.5 mm Dicke bildeten die Kühlkanäle. Mit Distanzplatten aus Glasfaser-verstärktem Epoxydharz wurde das Spulenpaket in das Eisenjoch eingepaßt. - Die Kontaktierung der Aluminium-Bandenden erfolgte über Kupferlaschen, der Übergangswiderstand lag unter $10 \mu\Omega$.

1.3.3 Testergebnisse

Der Aluminium-Kryomagnet wurde vertikal in einem Helium-Badkryostaten bei 4.2 K getestet. Ein Betrieb bei höheren Temperaturen mit flüssigem Wasserstoff als Kühlmittel wurde aus Sicherheitsgründen ausgesetzt, nachdem frühere Messungen⁸⁾, die an "pan-cake"-Spulen aus Reinstaluminiumbändern im Wasserstoff-Bad bei 20.4 K durchgeführt wurden, das von den Kurzprobenmessungen (Abschn. II.4) her zu erwartende Temperaturverhalten des Magnetowiderstandes gezeigt hatten. Der Widerstand des Magneten bei 4.2 K in Abhängigkeit vom zentralen Feld (Abb. IV.1.10) zeigt den für Aluminium typischen Verlauf mit Sättigungstendenz im Hochfeldfall; die Abweichung oberhalb 2.5 Tesla ist vermutlich durch eine Erwärmung der Spule verur-

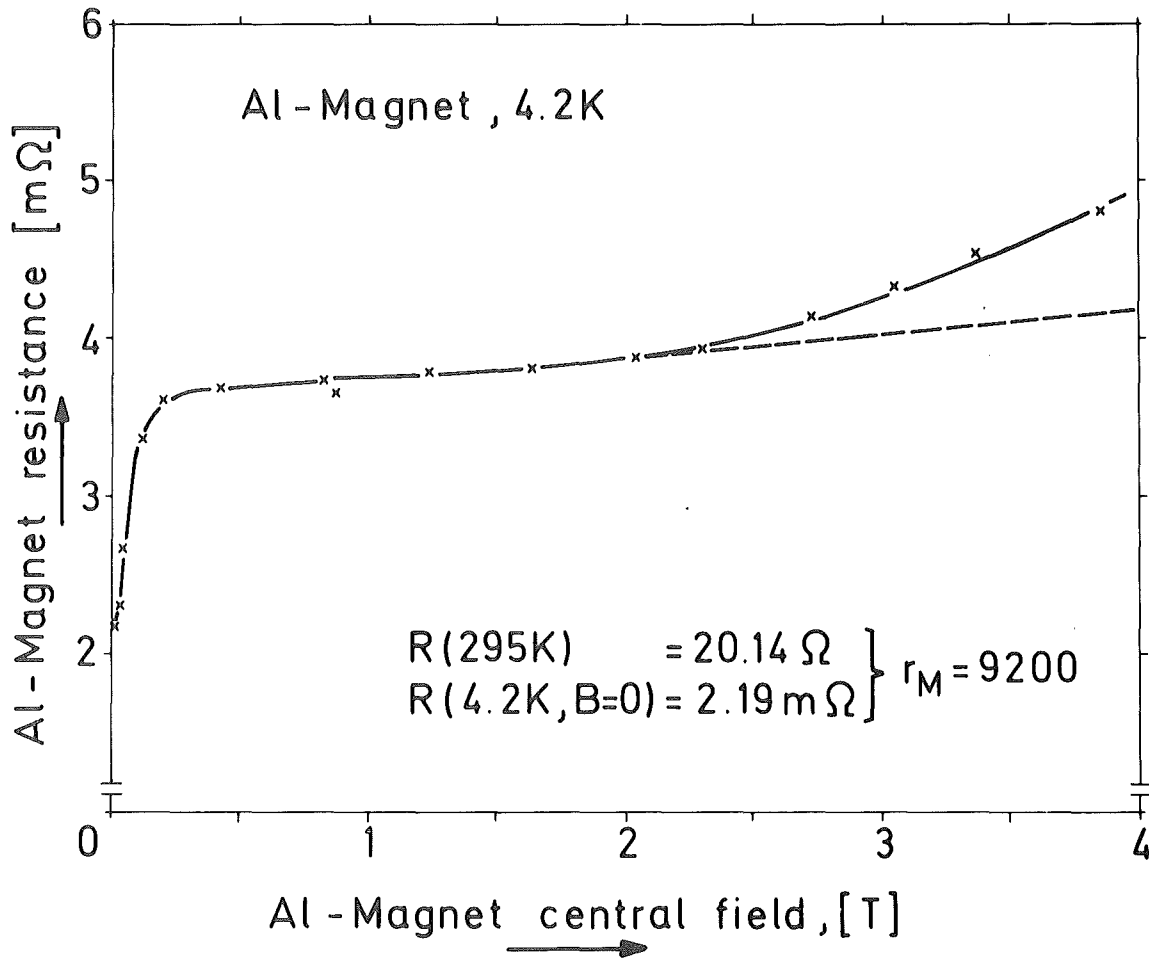


Abb. IV.1.10: Das Widerstandsverhalten des Aluminium-Kryomagneten bei 4.2 K im selbst erzeugten Magnetfeld. Spulenerwärmung führt zum Ansteigen der Widerstandskurve oberhalb 2.5 Tesla.

sacht. Vorausgegangene Messungen ergaben bis zu 10 % unterschiedliche Widerstandswerte, was auf eine geringfügige mechanische Verformung in einen festeren Sitz innerhalb des Eisenjochs beim ersten Auferregen zurückzuführen sein dürfte. Feldmessungen wurden mit einer Induktionsspule (integrierendes Flußmeter) beim Hochlauf durchgeführt, Verlustmessungen durch Strom-Spannungs-Multiplikationen mittels eines HALL-Generators⁹⁾. Die Ergebnisse sind in Abb. IV.1.11 zusammengestellt. Die berechneten Feldwerte weichen nur im Bereich partieller Eisensättigung oberhalb 2 Tesla von den experimentellen Werten ab, was auf einen fehlerhaften Satz von μ -Werten zurückzuführen ist, die in die Rechnung eingesetzt worden waren.

Abb. IV.1.12 zeigt die Feldverteilung längs der Magnetachse für verschiedene Magnetströme, die Spulen- und Eisenkontur ist mit eingezeichnet. - Die Induktivität des Magneten beträgt 2.2 H, nimmt jedoch bei eintretender Eisensättigung mit zunehmendem Feld stetig ab, um schließlich in den Wert der eisenlosen Spulen (~ 0.5 H) einzumünden. Dieses Verhalten ist einleuchtend, da die Abnahme des Luftspaltfeldes bei Eisensättigung als eine Zunahme der effektiven Luftspaltweite bei gleicher Ampèrewindungszahl interpretiert werden kann; die Induktivität ist der Luftspaltweite umgekehrt proportional. Der unterschiedliche Sättigungscharakter im Zentral- und Randfeldbereich wurde durch eine Differenzmessung der Signale zweier entsprechend angeordneter Induktionsspulen untersucht⁹⁾. Die in Abb. IV.1.11 wiedergegebenen Verlustmessungen (vgl. Kap. III.5.3, Abb. III.5.11) wurden mit einem HALL-Multiplikator gewonnen: die HALL-Spannung $U_H \propto B \cdot I_{st}$ ist ein Maß für die Verluste, da das Magnetfeld B dem Magnetstrom proportional ist und der Steuerstrom I_{st} der Magnetspannung nach einer Spannungs-Strom-Wandlung. Das System wurde mit einer bekannten OHM'schen Last im Gleichstromfall geeicht. Ein wesentliches Merkmal der Anordnung ist eine Kompensationsschaltung zur Unterdrückung eines großen Teils der Blindleistungskomponente. JOULE'sche Leistung und Blindleistung stehen in einem Verhältnis von etwa 1 : 300 bei einer Spulenspannung von maximal 260 Volt. Die Kompensationsspule lag im Zentralfeld des Magneten und war in

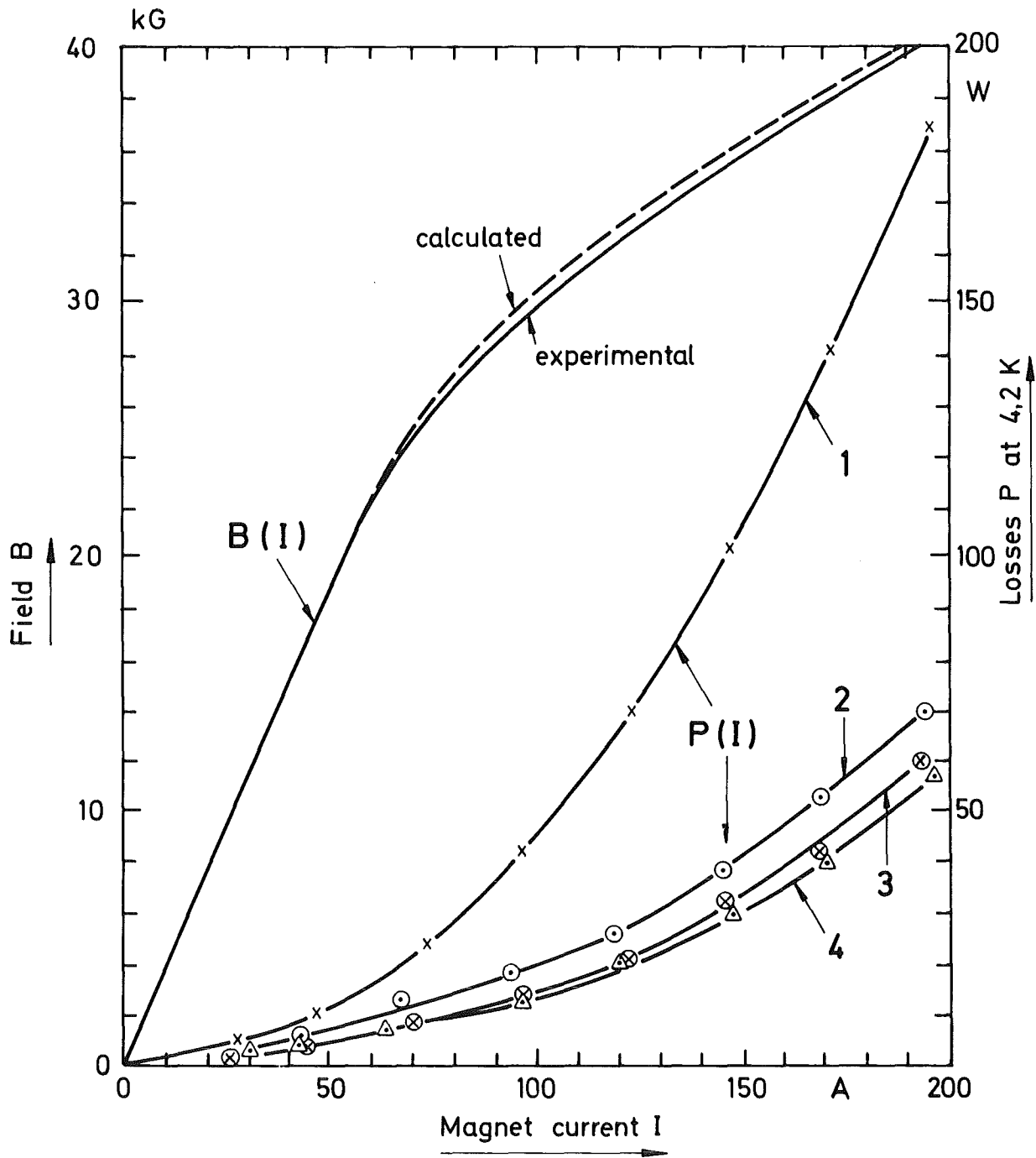


Abb. IV.1.11: Strom-Feld-Charakteristik und Verlustverhalten des Aluminium-Kryomagnetes.

1 : Verluste im Gleichstrombetrieb

2-4: im Pulsbetrieb mit

2 : 3 s

3 : 6 s Pulsdauer (Dreiecksform)

4 : 10 s

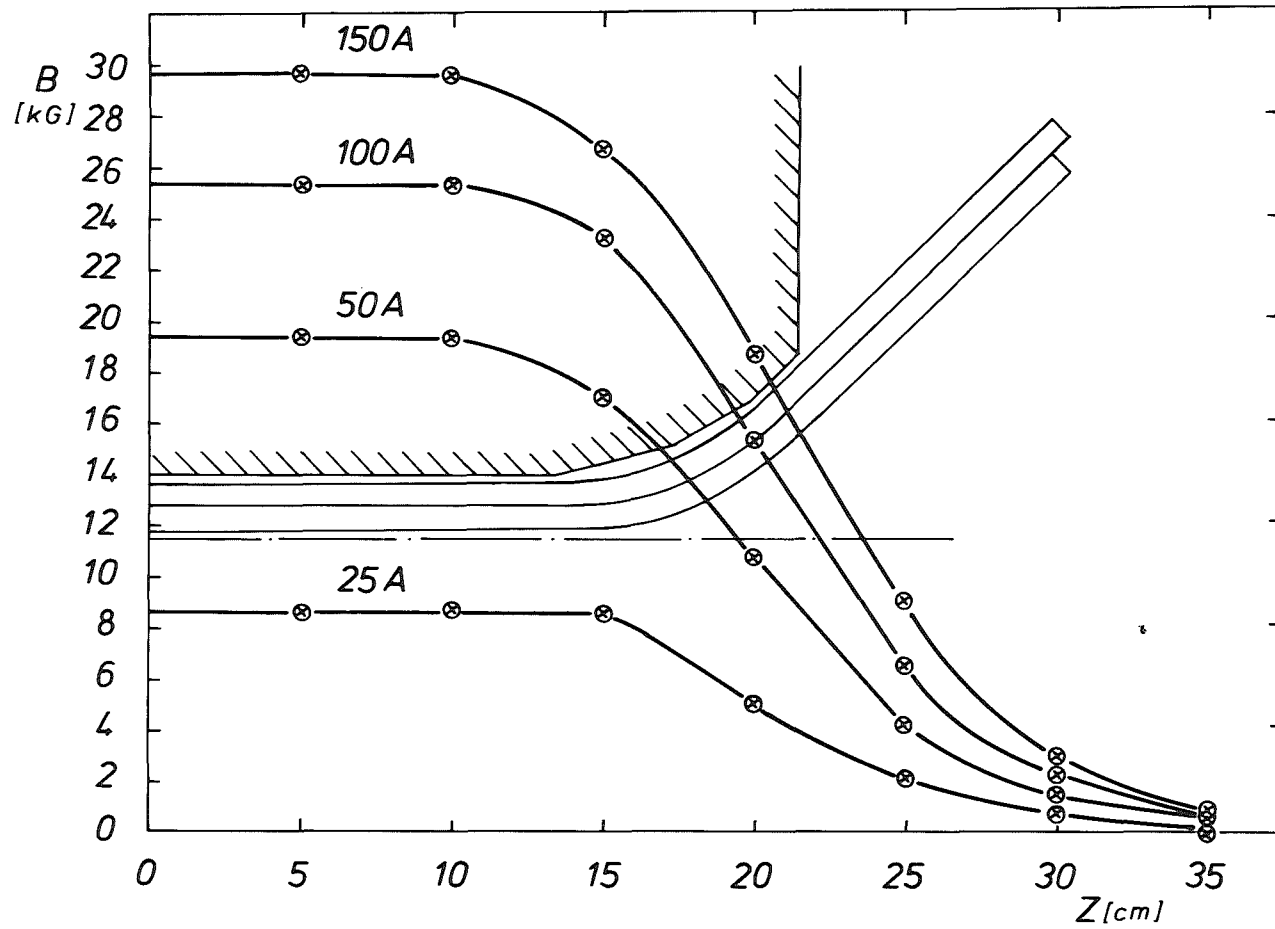


Abb. IV.1.12: Axiale Feldverteilung des Aluminium-Kryomagnetens bei verschiedenen Erregerströmen. Die oberen Eisen- und Spulenkonturen sind eingezeichnet.

ihrer Windungsfläche (43 m^2 bei 3500 Windungen und 5 cm Durchmesser) so ausgelegt, daß ca. 65 % der Primärspannung kompensiert werden konnten. Der Blindenergieanteil ließ sich damit bis auf etwa 10 % unterdrücken.

Die obere Kurve in Abb. IV.1.11 zeigt die Verlustleistung für Gleichstrom, die untere Kurvenschar die Wirkleistung für einen dreiecksförmigen Pulsstrom in Abhängigkeit vom Scheitelwert für verschiedene Pulszeiten. Die Aufspaltung der Pulsleistungskurve ist auf frequenzabhängige Anteile in der Verlustleistung, wie Hystereseverluste im Eisen und Wirbelstromverluste im Aluminium und Eisen, zurückzuführen. Im Pulsbetrieb sollten die Verluste ein Drittel der Gleichstromleistung betragen. Der etwas kleinere experimentelle Wert hat seine Ursache im Magnetowiderstand des Aluminiums, der während eines Feldpulses seinen ganzen Variationsbereich bis zur Sättigung durchläuft. Bei einem Zentralfeld von 4 Tesla reduziert der Magnetowiderstand das Ausgangswiderstandsverhältnis des verwendeten Bandleiters bei 4.2 K etwa um einen Faktor 2.

1.3.4 Diskussion und Optimierungsfragen, Vergleich mit Supraleitungsmagneten

Frühere Messungen an "pancake"-Spulen aus Reinstaluminium bei 4.2 K und 20.4 K und insbesondere die Kurzprobenuntersuchungen zum Verhalten des Widerstandes von Aluminium-Bandleitern in Abhängigkeit von Magnetfeld, Temperatur und Materialreinheit sind die Grundlage zur Optimierung eines Kryomagneten hinsichtlich seines Verlustverhaltens: Zum Betrieb des Magneten mit einem mittleren spezifischen Leiterwiderstand $\bar{\rho}(B,T,r)$ im Eigenfeld B bei der Temperatur T ist die Leistungsdichte

$$Q_0 = j^2 \bar{\rho}(B,T,r)$$

aufzubringen, wenn der Leiter die Stromdichte j trägt. Diese Leistung ist als Wärmeleistung von der Kältemaschine abzuführen. Nach dem ersten und zweiten Hauptsatz der Thermodynamik ist hierfür eine Leistungsaufnahme N der Kältemaschine von

$$N = Q_0 \frac{T_1 - T}{T} \cdot \frac{1}{\eta}$$

erforderlich. Die Maschine arbeitet zwischen den Temperaturniveaus T_1 (Raumtemperatur) und T , bei dem die vom Magneten erzeugte Wärmeleistung Q_0 aufgenommen wird. Der Wirkungsgrad η berücksichtigt die durch irreversible Prozesse in der Kältemaschine auftretenden Verluste und kann im Bereich der betrachteten Betriebstemperaturen mit 0.3 abgeschätzt werden.

Bei Raumtemperatur T_1 würde der betrachtete Magnet die Leistungsdichte

$$Q_1 = j^2 \rho(T_1)$$

ei gleicher Stromdichte und somit gleichem Magnetfeld benötigen. Die Bedingung

$$Q = Q_0 + N < Q_1$$

ist zu erfüllen, um bei einem Kryomagneten eine Leistungseinsparung gegenüber Raumtemperaturbetrieb zu erzielen; der "Gewinnfaktor" $G = Q_1/Q$ dient als Maß für den Gewinn (= Ersparnis) von Leistung:

$$G = \frac{\rho(T_1)}{\bar{\rho}(B, T, r)} \cdot \left[1 + \frac{1}{\eta} \cdot \frac{T_1 - T}{T} \right]^{-1}$$

Abb. IV.1.13 zeigt den Gewinnfaktor G für die untersuchten Aluminium-Bandleiter bei 3.9 Tesla in Abhängigkeit von Betriebstemperatur T und Materialreinheit r . Der Gewinnfaktor wächst stets mit zunehmender Reinheit - trotz des gleichsinnig zunehmenden Magnetowiderstandes; je nach Materialreinheit geht G im Temperaturbereich von 7 bis 14 K über ein Maximum bei einer optimalen Arbeitstemperatur T_{opt} , dort also ist die Verlustbilanz am günstigsten: $G = G(T_{opt}) = G_{max}$.

Die vorliegende systematische Untersuchung des Widerstandsverhaltens von Reinstaluminium gestattet somit Aussagen über die optimale Betriebstemperatur eines Kryomagneten. Maximaler Gewinnfaktor bei verschiedenem Wirkungsgrad und optimale Arbeitstemperatur sind in Abb. IV.1.14 als Funktion der Material-

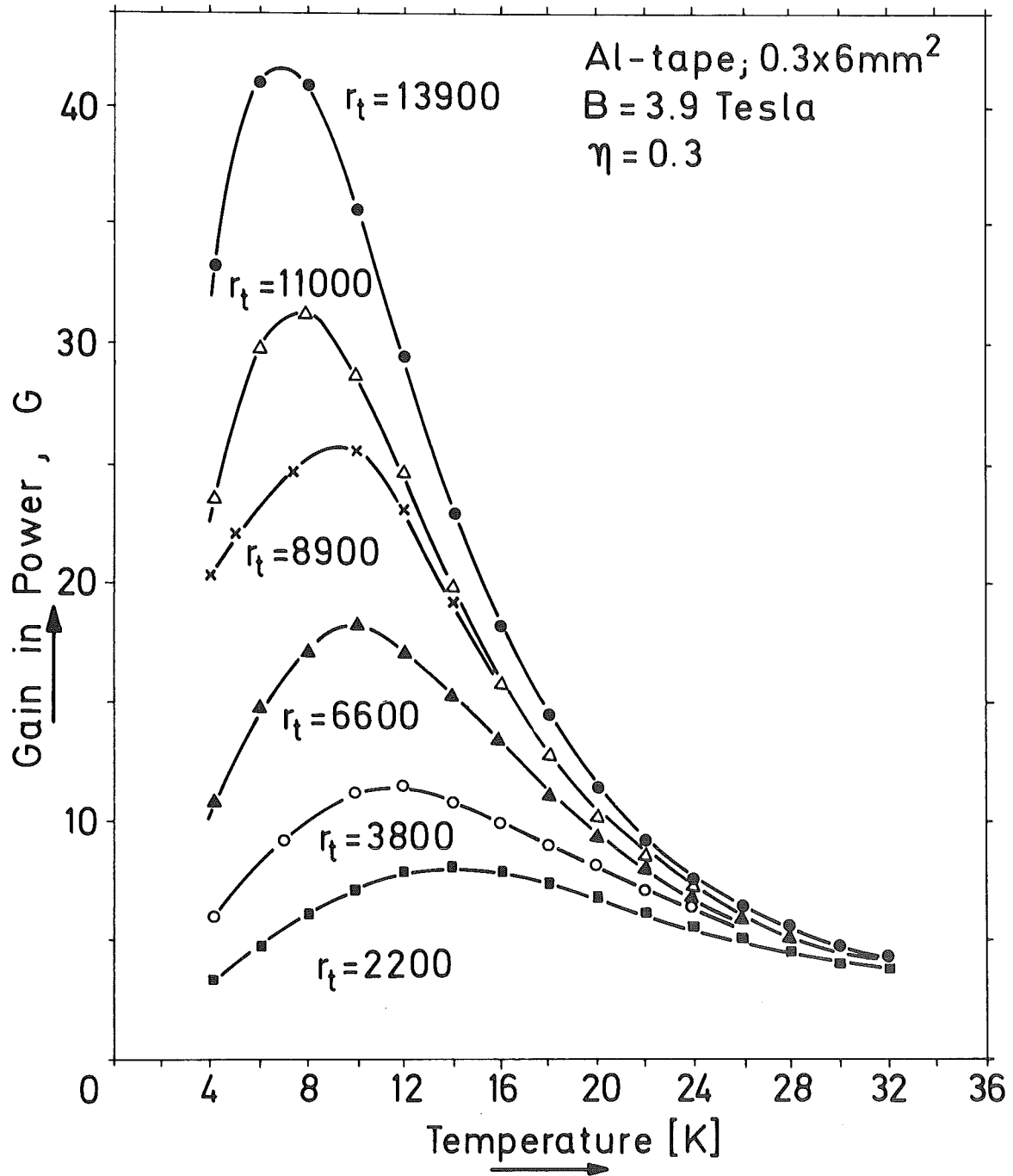


Abb. IV.1.13: Gewinnfaktor G , berechnet für Reinstaluminium bei 3.9 Tesla in Abhängigkeit von der Temperatur.

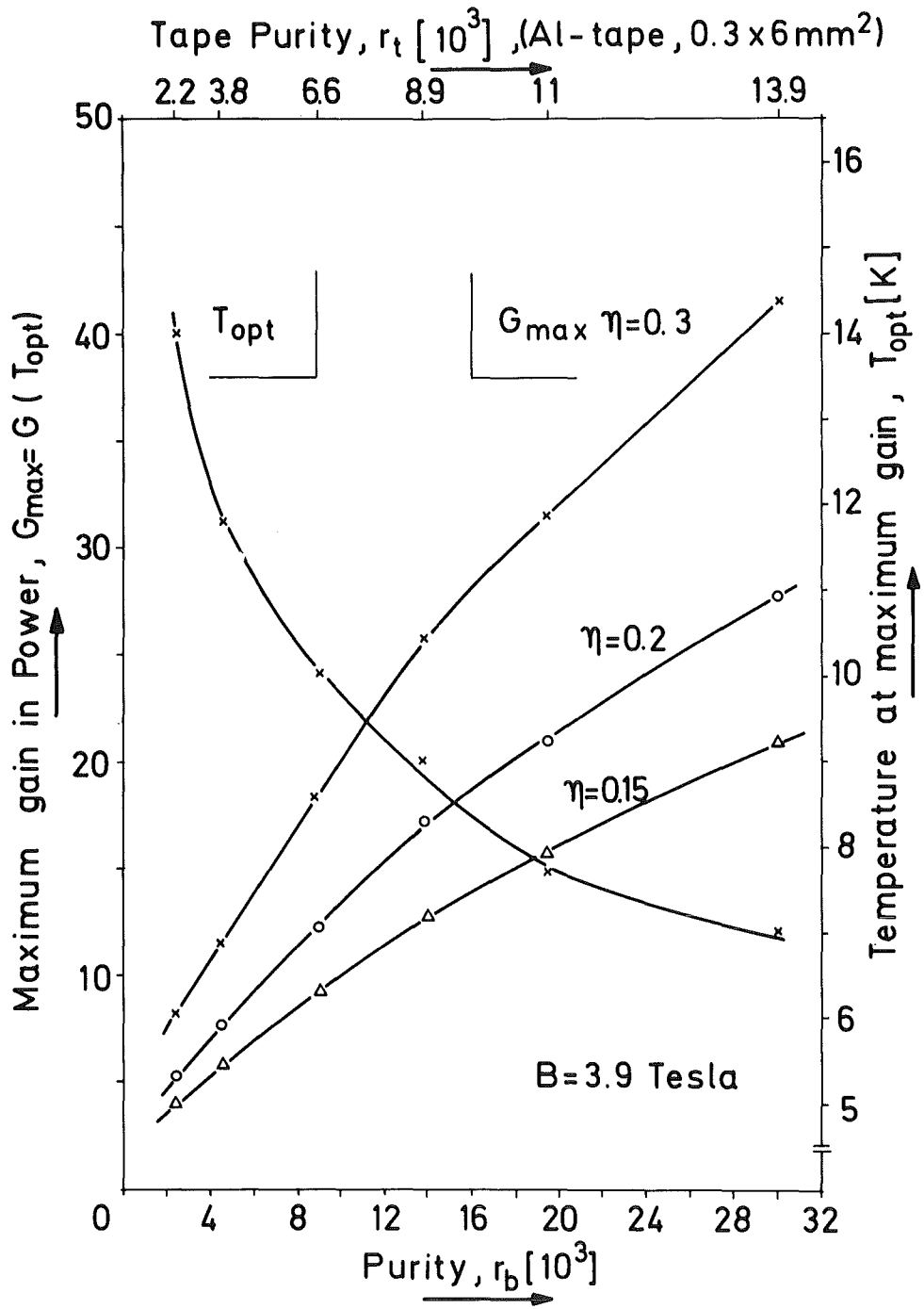


Abb. IV.1.14: Maximaler Gewinnfaktor und optimale Arbeitstemperatur für Aluminiumleiter als Funktion der Reinheit im Hochfeldfall.

reinheit für den Hochfeldfall zusammengestellt. Beispielsweise beträgt für das reinste von uns untersuchte Material ($r_b = 30\ 000$) die optimale Betriebstemperatur 7 K mit einem Gewinnfaktor von 28 bei 20 % Kältemaschinen-Wirkungsgrad.

Zum Vergleich von Aluminium-Kryomagnet und Supraleitungsmagnet wurden Supraleiterspulen aus einem NbTi-Kabel gefertigt und im selben Eisenjoch bei gleichen Betriebsbedingungen (Feldamplitude und -frequenz im Dreiecks-Pulsbetrieb) getestet (s. Abschn. IV.1.4). Abb. IV.1.15 zeigt den Vergleich der Verlustleistung bei Feldamplituden von 2.4 und 4 Tesla. Das Verhältnis der Verlustleistungen $P(\text{Al-Magn})/P(\text{NbTi-Magn.})$ bei 4.2 K nähert sich dem Wert 1 bei Frequenzen oberhalb 0.3 Hz. Nach Abb. IV.1.14 entspricht einem Band-Restwiderstandsverhältnis von $r_t = 9200$ eine optimale Betriebstemperatur von 8.6 K. Hätten wir diese Arbeitstemperatur statt 4.2 K für den Magnetbetrieb gewählt, so wäre das Verlustverhältnis entsprechend der zweitobersten Kurve in Abb. IV.1.16 reduziert worden. Ferner sind in Abb. IV.1.16 die Verlustverhältnisse eingezeichnet, die sich bei Verwendung eines Bandleiters mit $r_t = 13\ 900$ ($r_b = 30\ 000$) bei seiner optimalen Temperatur von 7 K ergeben hätten. Hierbei wurde nicht berücksichtigt, daß sich der Verlustbeitrag aufgrund von Wirbelströmen im Bandleiter entsprechend der erhöhten Leitfähigkeit vergrößert; bei 0.33 Hz Pulsfrequenz und 4 Tesla Feldamplitude betragen die 4 Aluminium-Spulen des $r_t = 9\ 200$ Materials etwa 7 Watt an Wirbelstromverlusten bei. Die Abb. IV.1.15, 16 zeigen, daß für Pulsfelder im Bereich von 0.5 Hz oder schneller und Feldamplituden von 4 Tesla oder geringer ein Aluminium-Kryomagnet durchaus konkurrenzfähig mit einer vergleichbaren supraleitenden Version ist: Das Verlustverhältnis liegt bei 1. Bei höheren Frequenzen ist aufgrund der Wirbelstrombeiträge im hochreinen Material allerdings wieder ein Anwachsen des Verlustverhältnisses zu erwarten. Hinsichtlich der Feldanstiegszeit unterliegt der Normalleiter keinen stabilitätsbedingten Einschränkungen wie der Supraleiter. - Ohne die zweifellos anerkannte Überlegenheit des Supraleitermagneten in Frage stellen zu wollen, soll doch darauf hingewiesen werden, daß es Betriebsbedingungen gibt, bei denen ein Aluminium-Kryomagnet eine vorteilhafte Alternative darstellt.

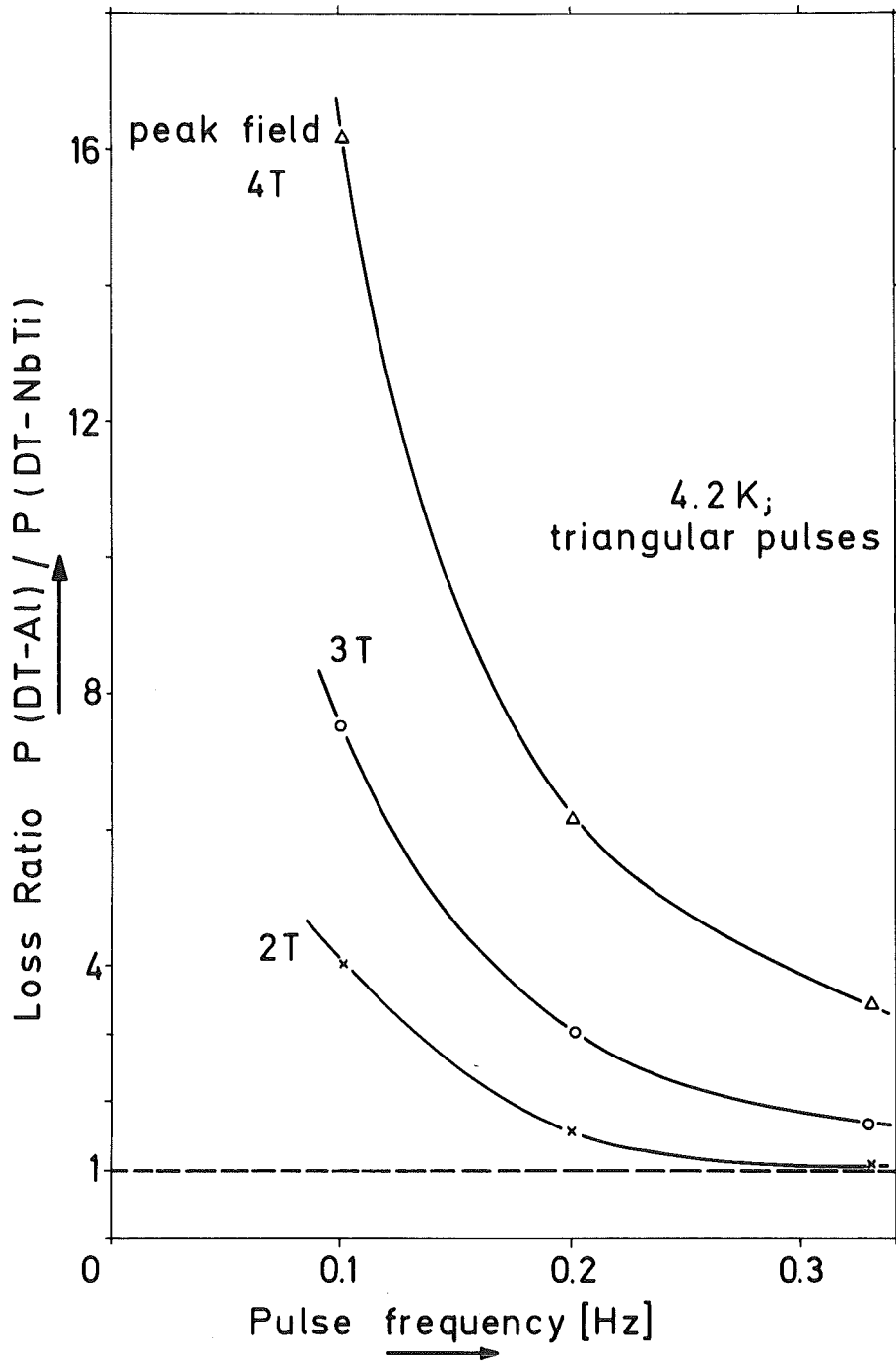


Abb. IV.1.16: Vergleich der Verlustleistung des Aluminium-Kryomagneten (DT-Al) bei optimalen Betriebsbedingungen und des Supraleitungsmagneten (DT-NbTi).

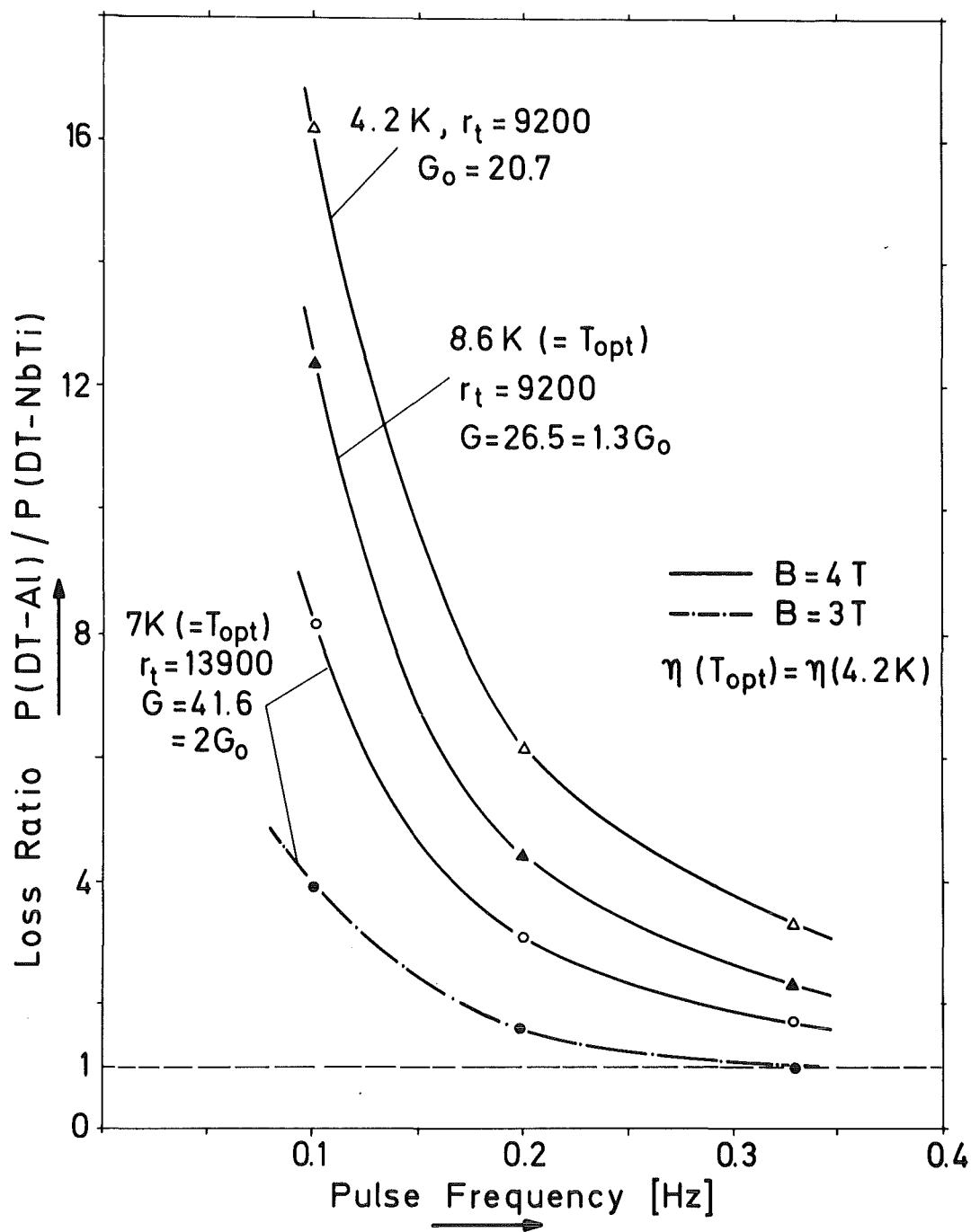


Abb. IV.1.15: Vergleich der Verlustleistung des Aluminium-Kryomagneteten (DT-Al) und des Supraleitungsmagneteten (DT-NbTi).

Literatur zu Kap. IV.1.3

- 1) J.R. Purcell und E.G. Payne, Rev. Sci. Instr. 34, 893 (1963)
- 2) G.T. Danby, J.E. Allinger und J.W. Jackson, "Proceedings of the 1968 Summer Study on Superconducting Devices and Accelerators", Brookhaven, p. 1115 (1968)
- 3) J. Allinger, G. Danby, J. Jackson, I. Polk und A. Podrell, IEEE-Transact. NS-16, 728 (1969)
- 4) G.T. Danby, J.E. Allinger und J.W. Jackson, IEEE-Transact. NS-18, 685 (1971)
- 5) W.D. Hannibal, G. Ibe, H. Pfundt, W. Reuter und G. Winkhaus, Metall 27, 203 (1973)
- 6) H. Brechna, Proc. Intern. Conf. "The Applic. of High Magn. Fields in Semicond. Phys." Würzburg 1974, to be published
- 7) W. Schauer, "Proceedings of the Fifth International Conference on Magnet Technology", Roma, p. 629 (1975)
- 8) W. Schauer, W. Specking und P. Turowski, Proc. Internat. Conf. on Magnet Technology, Hamburg, S. 606 (1970)
- 9) B. Lott, W. Schauer, W. Specking, S. Stumpf und P. Turowski, (1972), unveröffentlicht
W. Schauer, W. Specking, P. Turowski, KFK 2239 (1975)

1.4 Der Magnet DT mit supraleitender Spule

Als eine Vorstufe in der Entwicklung von gepulsten supraleitenden Dipolmagneten wurde ein Dipolmagnet mit einfacher "window frame" Konfiguration gebaut. An diesem einfachen Magneten wurden Schutzschaltungen und Verfahren zur Leistungsmessung entwickelt. Da zum Pulsbetrieb leistungsstarke Netzgeräte notwendig sind, muß das Netzgerät im Falle eines Normalüberganges im Magneten rechtzeitig abgeschaltet werden, damit keine zusätzliche Aufheizung und mögliche Zerstörung stattfindet. Bei der elektrischen Leistungsmessung war das Problem die im Vergleich zur Verlustleistung etwa um einen Faktor 10^3 größere Blindleistung zu kompensieren.

Verlustleistungsmessungen an diesem Magneten, der ein kaltes Eisenjoch hatte und dessen Spule aus einem lotvergossenen Kabel gewickelt war, waren Entscheidungshilfen bei der Auswahl eines ähnlichen Supraleiter-Kabeltyps und der Magnetversion "kaltes Eisenjoch dicht an der Spule" für den Dipolmagneten D2a. Untersuchungen an einer mit Epoxydharz imprägnierten und einer nicht imprägnierten Spule ergaben, daß beide Spulen bezüglich des Maximalfeldes gleichwertig waren, die imprägnierte Spule aber mechanisch stabiler war und sich trotz reduzierter Kühlung gut pulsen ließ.

1.4.1 Auslegung des Magneten

Die Magnetanordnung mit der Aufhängevorrichtung am Flansch des Kryostaten ist in Abb. IV.1.17 zu sehen. Ein Querschnitt durch Joch und Spule ist in Abb. IV.1.8 zu sehen. Dabei beträgt die Spaltbreite diesmal 80 mm und nicht 50 mm. Das Eisenjoch besteht aus 1 mm starken 2 % Si-Eisenblechen, die gegeneinander durch eine Phosphatschicht elektrisch isoliert und mit ebenfalls isolierten Bolzen zusammengeschraubt sind. Die Eisenabmessungen sind so gewählt, daß bei 4 Tesla Zentralfeld die mittlere Flußdichte im engsten Querschnitt des Joches 2 Tesla beträgt. Das Eisenjoch ist 41 cm lang und das rechteckige Fenster öffnet sich nach außen mit einer in drei linearen Stufen approximierten hyperbolischen Endkontur, so daß etwa 25 cm homogener Feldbereich verbleiben.

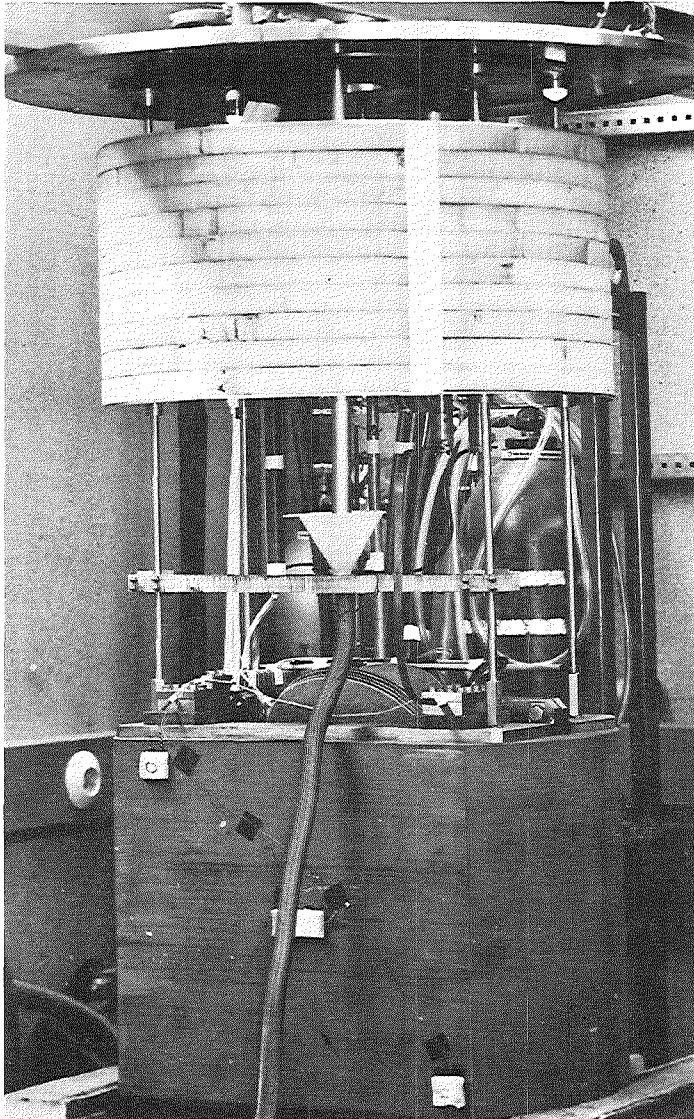


Abb. VI.1.17: Gesamtansicht des am Flansch hängenden DT-Dipolmagneten

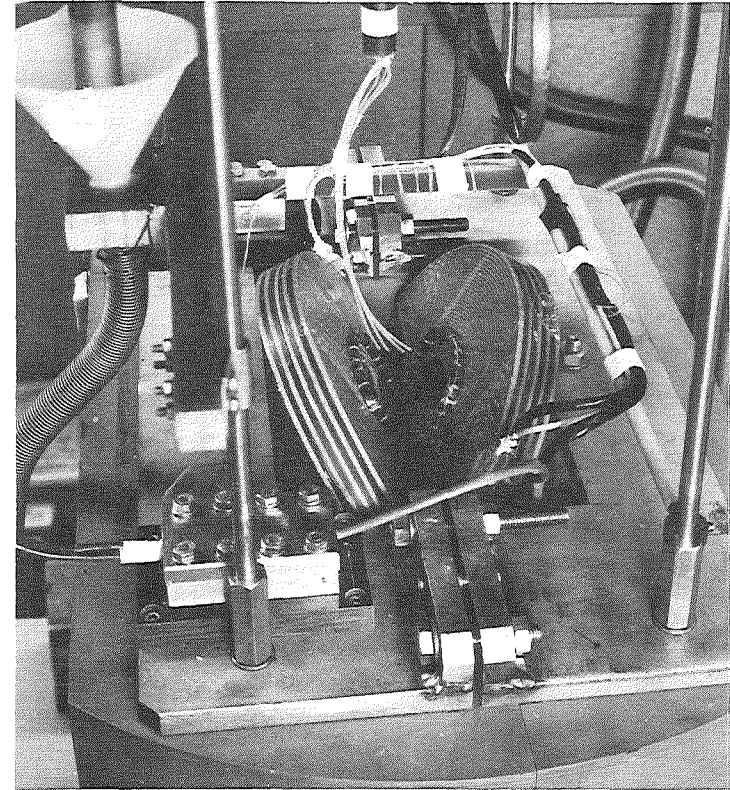


Abb. IV.1.18: Teilansicht des DT-Magneten mit dem abgekröpften Spulenende, das mit Zwischenlagen aus GFK-Material für den Übergang des Leiters von außen nach innen versehen ist.

Die supraleitende Spule wurde in zwei Versionen gebaut, wobei dasselbe Kabel verwickelt wurde. Das Kabel bestand aus 10 Strands mit CuNi-Cu-Matrix (Niomax Tc 1045/50 der Firma IMI, England), die um eine zentrale Kupferseele von 1.5 mm Durchmesser mit 3 cm Steigung gewickelt und mit einem In/Sn-Lot vergossen waren. Die Abmessungen des unisolierten Kabels waren $1.9 \times 2.64 \text{ mm}^2$. Der kritische Strom des Kabels lag bei einem Feld von 5 Tesla bei 1000 A.

Die erste Spulenversion war eine einfache "race track"-Spule. Das mit Glasseidenband isolierte Kabel wurde auf einen GFK-Spulenkörper gewickelt, in dessen Innenwände ein Netz von 1 mm tiefen und 3 mm breiten Kühlkanälen gefräst war. In dem Wickelpaket befand sich nach je 2 Lagen eine Lage mit 0.3 mm weiten und 3 mm breiten Kühlkanälen. Die Spule hatte 305 Windungen und im ungesättigten Eisenjoch eine Induktivität von 145 mH, die bei 4 T im Zentralfeld durch die Sättigung im Eisen auf ca. 36 mH absinkt. Die Spule wurde in das im Eisenjoch U-förmig ausgefräste Fenster eingesetzt und die Windungen gegen das Eisenjoch über Keile und eine Andruckplatte möglichst fest verkeilt. Die gesamten magnetischen Kräfte von $4.5 \cdot 10^5$ Newton werden somit auf das Eisenjoch übertragen.

Die zweite Spulenversion bestand aus zwei an den Enden abgekropften "race track"-Spulen, die einen Zugang zum Luftspalt des Magneten möglich machten. Die Spulen wurden auf einer entsprechenden Formplatte Lage für Lage gewickelt, wobei für die Rückführung des Kabels von außen nach innen an einem Ende der Spule eine Blindlage angefügt werden mußte, die mit GFK-Platten der gleichen Dicke wie das Kabel ausgefüllt wurden, siehe Abb. IV.1.18. Nach dem Wickeln wurde die Spule in eine Kokille eingepackt und mit einem Zweikomponenten-Epoxydharz (CY 221 (100 Teile), HY 979 (30 Teile) der Firma Ciba, Basel) vakuumimprägniert, um ein festgeformtes stabiles Gebilde zu haben. Jede Spule enthält 5×34 Windungen und hat einen Querschnitt von $15 \times 80 \text{ mm}^2$. Kühlung findet nur an den Außenseiten statt. Da nach dem ersten Versuch die Glasseidenbandisolation des Kabels zerstört war, wurde das Kabel aus praktischen Erwägungen beim Handhaben mit einem Baumwollband isoliert. Ent-

sprechend der etwas erhöhten Windungszahl hat sich die Induktivität im ungesättigten und gesättigten Eisenjoch auf 180 mH bzw. auf 45 mH erhöht (siehe Abb. IV.1.19).

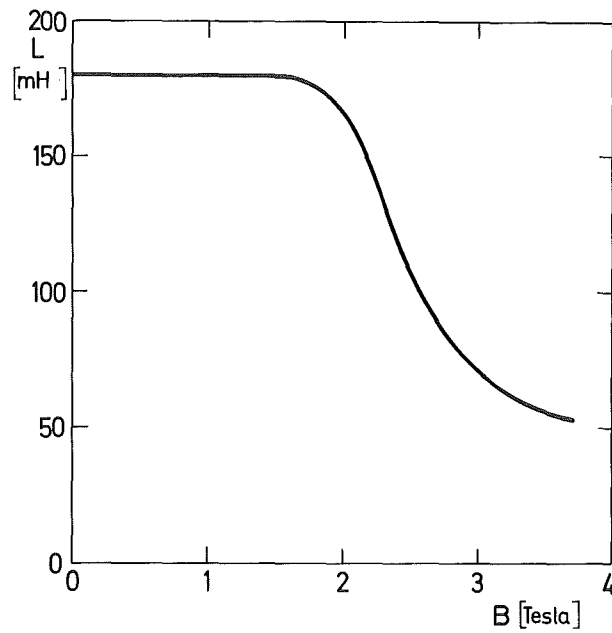


Abb. IV.1.19: Induktivität des DT in Abhängigkeit vom Magnetfeld.

1.4.2 Die Experimente

Kaltfahren:

Die gesamte Magnetereinheit wurde zunächst auf die Temperatur des flüssigen Stickstoffs abgekühlt. Nachdem dann der flüssige Stickstoff wieder aus dem Kryostaten herausgedrückt war und der Kryostat durch Evakuieren gereinigt war, wurde der Magnet aus Transportkannen mit flüssigem Helium weiter abgekühlt. Nach 6 Stunden waren die 650 kg Eisen mit ca. 100 l fl. He. von 77 K auf 4.2 K abgekühlt. Die Verluste von Kryostat, Stromzuführungen und Magnetaufhängung lagen je nach Füllstand zwischen 4 und 2.5 l fl. He/h.

Schutzschaltung:

Die verwendete Schutzschaltung ist bereits in Kap. III.5.3 besprochen.

Vorzeitige Normalübergänge:

Nach einer Reihe von Vortests mit einem leistungsschwachen 400A Netzgerät, die dazu dienten, Empfindlichkeit und Funktion der Schutzschaltung einzustellen und zu überprüfen, wurde die erste Spulenversion bis zum Normalübergang ausgefahren, der sich bei 734 A und 3.8 T Zentralfeld vorzeitig einstellte. Eine Serie von Normalübergängen, die im Laufe des Versuches gemacht worden sind, sind in Abb. IV.1.20 eingetragen. Nach einem geringfügigen Training ist schließlich der Kurzprobenwert des Kabels mit 1035 A bei 5 T Feld am Spulenrand erreicht worden (Abb. IV.1.21).

Die zweite mit Epoxydharz imprägnierte Spulenversion zeigte ein deutlich ausgeprägtes Training, wie ebenfalls in Abb. IV.1.20 zu sehen ist. Der erste Normalübergang lag bei 3.2 T und man brauchte über 30 Schritte, um den Kurzprobenwert zu erreichen. Es läßt sich hierfür keine unmittelbare Ursache angeben. Die beiden Spulen waren so gut wie möglich im Eisenjoch fixiert. In der unvergossenen Spule waren eindeutig Bewegungen der Wicklung

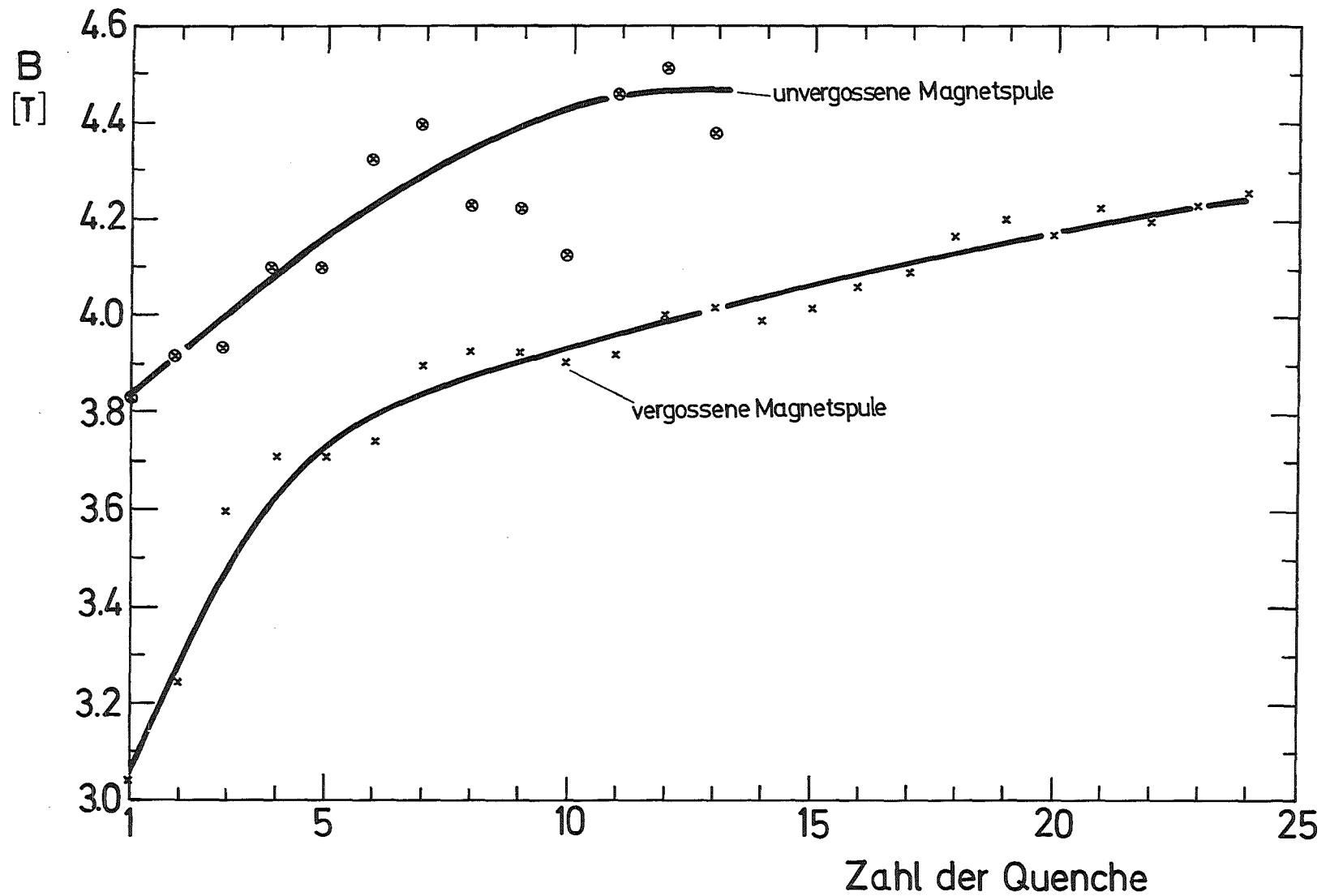


Abb. IV.1.20: Das bei vorzeitigen Normalübergängen erreichte zentrale Magnetfeld B im DT in Abhängigkeit von der Anzahl der Normalübergänge.

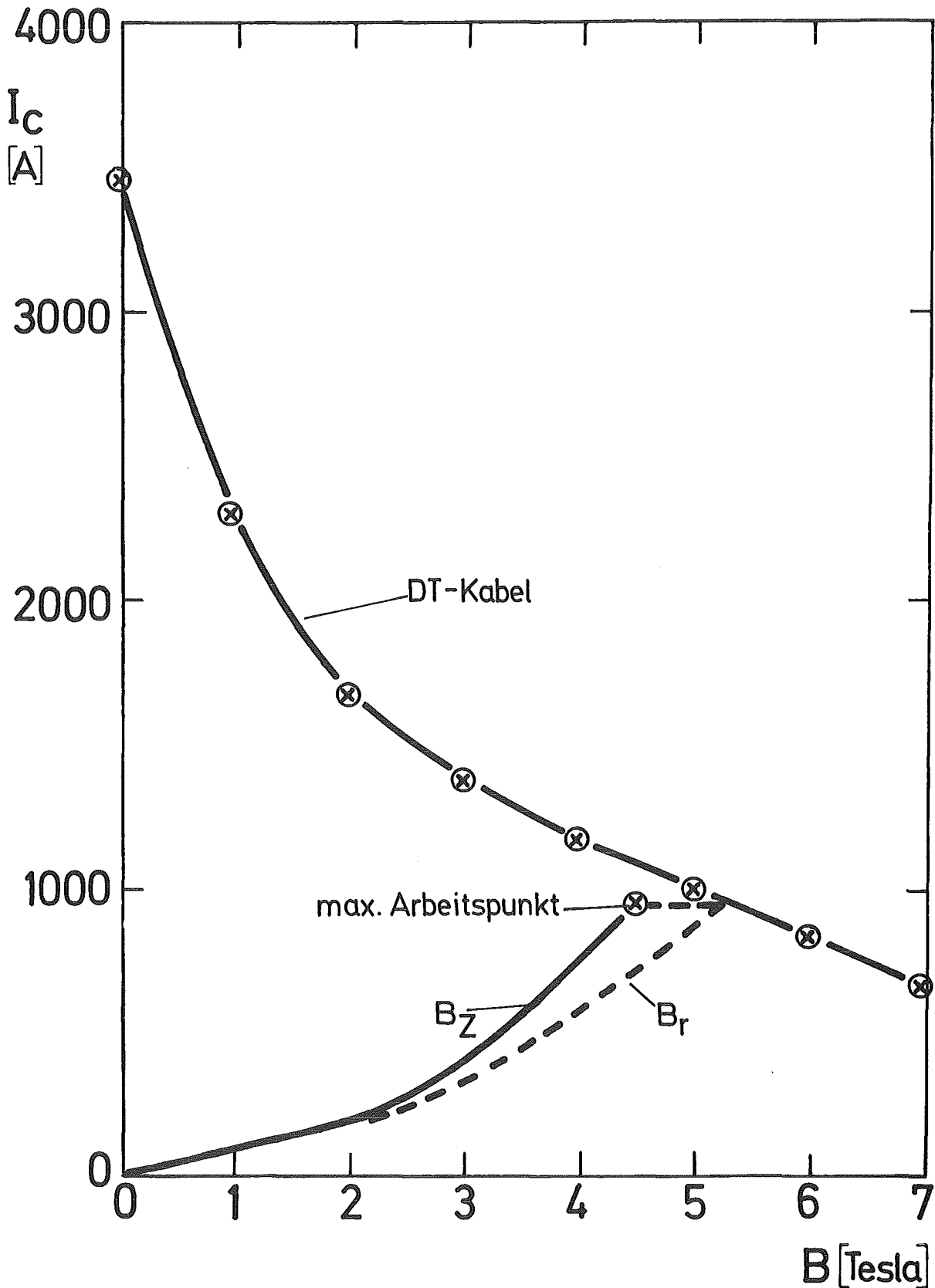


Abb. IV.1.21: Kritischer Strom I_c des DT-Kabels in Abhängigkeit vom Magnetfeld B mit Strom-Feld-Charakteristik des Magneten für Zentralfeld B_z und Randfeld B_r .

unter den magnetischen Kräften feststellbar, die in keiner Weise zu vorzeitigen Normalübergängen führten (Auf der Spule war außen eine Hilfswicklung aus dünnem Cu-Draht gewickelt, die durch die Spulenbewegung zerriß. Im entlasteten Zustand war stets der Kontakt unterbrochen, der dann bei gewissem Magnetfeld geschlossen wurde.). Es ist nicht auszuschließen, daß sich die kompakt vergossenen Spulen geringfügig bewegen konnten. Möglicherweise ist der Bewegungsablauf bei Dehnung in der unvergossenen Spule kontinuierlicher als in einer vergossenen Spule mit eingefrorenen mechanischen Spannungen, die vielleicht eher zu sprunghaften Änderungen neigen.

Das Training repräsentierte sich als irreversibler Vorgang, der sich nach Aufwärmen und erneutem Abkühlen nicht wiederholte.

Magnetfeldmessungen:

Die Feldmessungen wurden in der ersten Spulenversion, bei der die Wicklungen auf einen massiven Spulenkern gewickelt waren, durch an verschiedenen Positionen fest eingebauten Hallsonden gemessen. Bei der zweiten Spulenversion war der Luftspalt im Eisen zugänglich und man konnte mit beweglichen Sonden arbeiten. Da die Hallsonden bei den tiefen Temperaturen gewisse Schwierigkeiten bei der Reproduzierbarkeit bereiteten, wurden bei den folgenden Untersuchungen Induktionsspulen mit einem elektronischen Integrator zur Feldmessung benutzt. Die Abb. IV.1.22 zeigt die gemessenen Feldstärken der 2. Spulenversion in Abhängigkeit von der Stromstärke für das Zentralfeld B_z und zum Vergleich die berechneten Feldwerte B_z und am Spulenrand B_r (Der Feldverlauf für beide Versionen ist gleich bis auf die geringfügige Korrektur in den Stromstärken entsprechend der geringeren Windungszahl $I_1 = 1.11 \cdot I_2$ bei $B_1 = B_2$).

Oberhalb von 2 Tesla setzt partielle Sättigung im Eisen ein, und die Linearität zwischen Strom und Magnetfeld geht zunehmend verloren. Man findet eine recht gute Übereinstimmung zwischen den berechneten und gemessenen Feldwerten. Die bestehenden Abweichungen sind möglicherweise auf die nicht genau bekannten

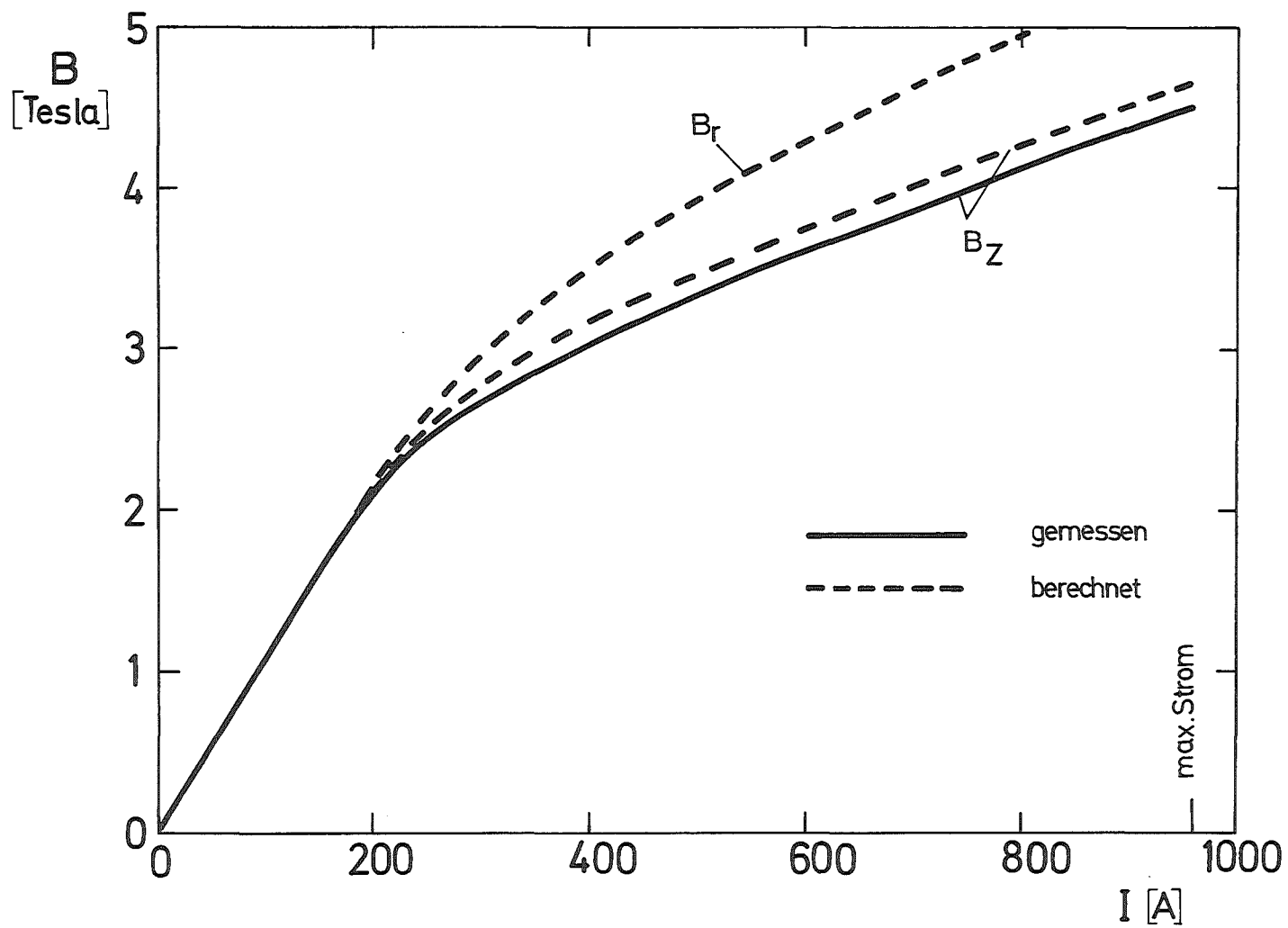


Abb. IV.1.22: Magnetfeld B im Zentrum und am Innenrand der Magnetspule des DT (II. Version) in Abhängigkeit vom Strom.

Permeabilitätswerte des Eisens zurückzuführen. In Abb. IV.1.23 ist die berechnete Feldverteilung im Luftspalt in verschiedenen Höhen bei teilweiser Sättigung im Eisen wiedergegeben.

Das Restfeld des Magneten, das sich durch Drehen der Induktionssonde messen ließ, betrug $6.9 \cdot 10^{-4}$ Tesla nach voller Erregung des Magneten. Es hatte bei 77 K noch den gleichen Wert und war damit unabhängig vom supraleitenden Zustand der Magnetspule, d.h. die Magnetisierung des Supraleiters war in dieser Konfiguration nicht zu beobachten. Das Restfeld entsprach in seinem Wert dem des Eisenjochs, wie man es aus den Eisenabmessungen und der Magnetisierungskurve ($H_K = 0.45$ Oe, $B_R = 5$ kG) abschätzen kann. Die Magnetisierung des Supraleiters war durch eine Induktionsspule, die auf der Oberfläche des abgekröpften Spulenendes angebracht war, meßbar und ist in Abb. IV.1.24 dargestellt. Bei der Integration dieses Spulensignals war der Einfluß des Erregerfeldes durch eine im Zentralfeld liegende Spule kompensiert worden. Für die im Eisenjoch liegenden Spulenteile werden offenbar die Dipolfelder der induzierten Abschirmströme über das Eisenjoch geschlossen.

Verlustleistung:

Die Verlustleistung im Magneten wurde für dreiecksförmige Strompulse gemessen. Die untersuchten Pulszeiten lagen bei 2.5 und 10 Sekunden. Während dieser Versuchsserie wurde die Verlustleistung anfangs durch die erhöhte Verdampfungsrate an fl. He und später auf elektrischem Wege mit einem Hall-Multiplikator gemessen.

Die Verdampfungsrate zu messen, ist eine sehr zeitaufwendige Methode, da die Einstellung einer stationären Verdampfungsrate ca. 0.5 h dauert, d.h. bei Pulslast als auch nach dem Abschalten (0.1 K Überhitzung bedeuten bei 100 l Volumen fl. He eine Speicherung von ca. $5 \cdot 10^3$ Joule d.h. eine zusätzliche Verdampfung von 3 l fl. He.). Außerdem können Messungen, die im Bereiche der Nullverdampfung von 5 l fl. He/h liegen, mit Fehlern bis zu 20 % behaftet sein. Die nicht imprägnierte Spulenversion wurde ausschließlich mit der Verdampfungsmethode

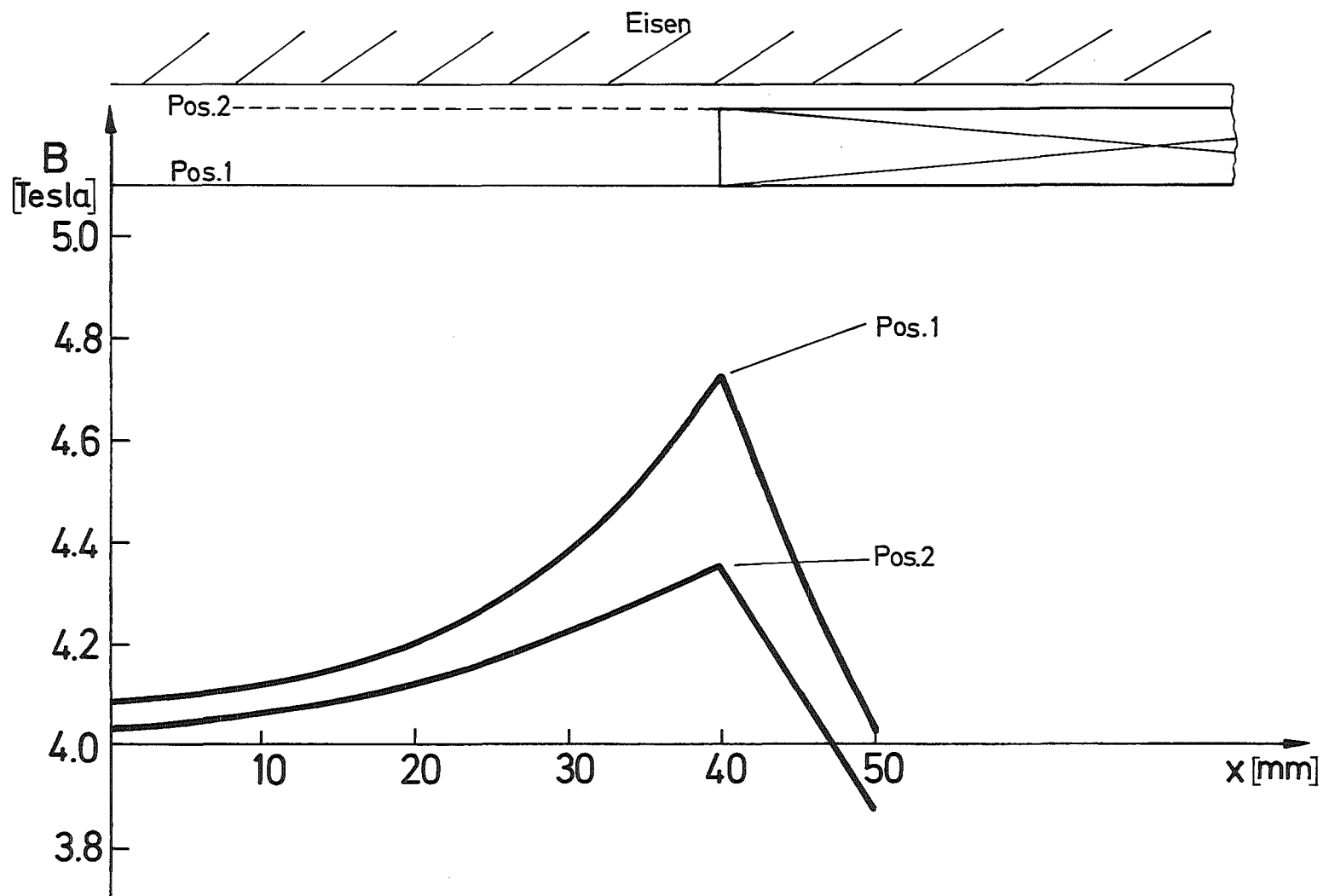


Abb. IV.1.23: Magnetfeld B im Luftspalt des DT in Abhängigkeit von der Luftspaltbreite ausgehend von der Mitte.

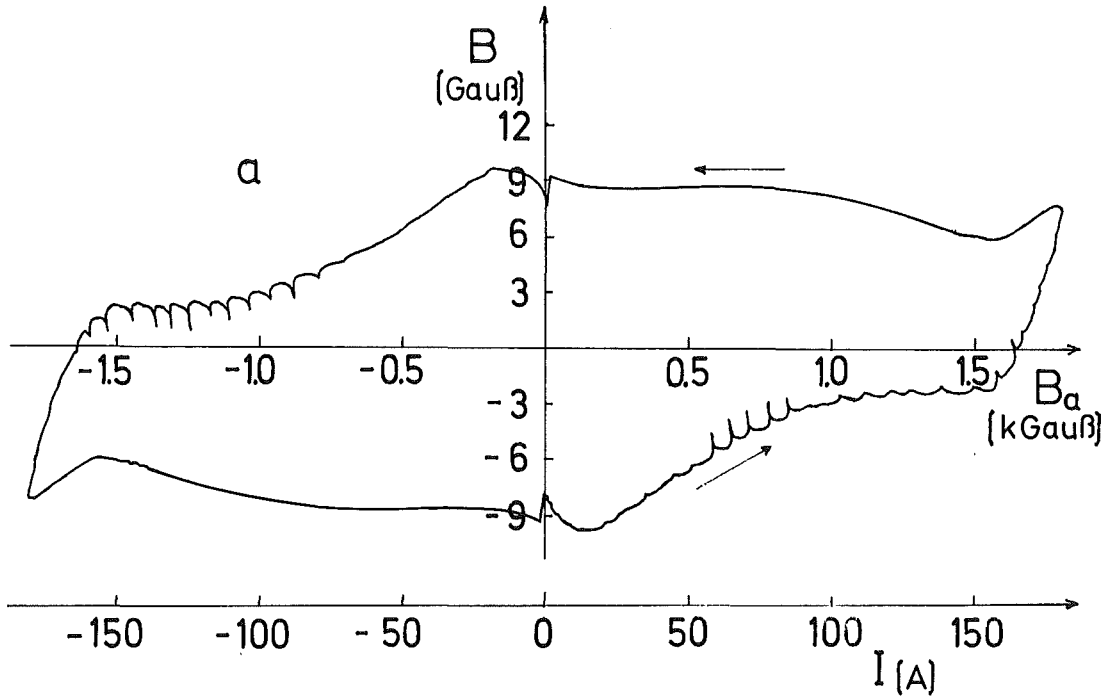


Abb. IV.1.24: Die mit einer Induktionsspule auf der Magnet-
spule des DT gemessene Hystereseschleife des supraleitenden
Kabels. Auf der Ordinate ist der Fluß und auf der Abszisse
das äußere Magnetfeld aufgetragen. Die Spitzen im Kurvenver-
lauf sind durch Schwankungen beim Stromanstieg entstanden.

untersucht. In Abb. IV.1.25 sind die Verluste in Joule/Zyklus in Abhängigkeit von der Magnetfeldamplitude mit der Pulszeit als Parameter aufgetragen. Die Endpunkte in den Kurven sind durch die mit den entsprechenden Pulszeiten bei einer Standdauer von mindestens 0.5 h erreichbaren Magnetfeldamplituden H_z gegeben. Die Verluste pro Zyklus steigen etwa mit dem Quadrat des Magnetfeldes an und nehmen linear mit der Frequenz zu. Sie verhalten sich wie man es von Wirbelströmen erwarten würde. Eine Vergleichsmessung an der Spule ohne Eisenjoch, wobei die Verluste elektrisch gemessen wurden und eine Verdampfungsmessung zur Kontrolle gemacht wurde, ergab fast die gleichen Verluste, so daß die gefundenen Verluste in der Spule entstanden sein mußten.

Das Prinzip der elektrischen Messung ist in Kapitel III.5.3 in Abb. III.5.11 besprochen. Der Hallgenerator (Gleichstrommeßgeber der Fa. Siemens) dient als zentrales Element zur Messung der augenblicklichen Leistung P durch die Multiplikation von Spannung U_m und Strom I_m . Da die Hallspannung eine multiplikative Größe ist

$$U_H = c \cdot B \cdot I_{St}$$

kann der Hallgenerator die Multiplikationsaufgabe für die Leistungsmessung übernehmen, indem B dem Magnetstrom I_m und I_{St} der Magnetspannung U_m proportional wird. Das Integral $\frac{1}{T} \int U_H dt$ ist dann ein Maß für die reelle Verlustleistung. Eine Eichung der Anordnung wurde mit der Verlustleistung eines geeichten Meßwiderstandes gemacht. Das Problem der hohen Blindleistungsanteile, die um etwa einen Faktor 10^3 größer sind als die reelle Leistung, wurde durch Kompensation der induktiven Spannung gelöst. Die Kompensationsspannung lieferte eine an den Magneten transformatorisch angekoppelte Spule von etwa gleicher Windungsfläche. Die Spule war so positioniert, daß die Felder der verlustbehafteten Wirbel- und Abschirmströme nicht auf die Spule koppeln konnten und die Spannung eine lineare Funktion von I_m war.

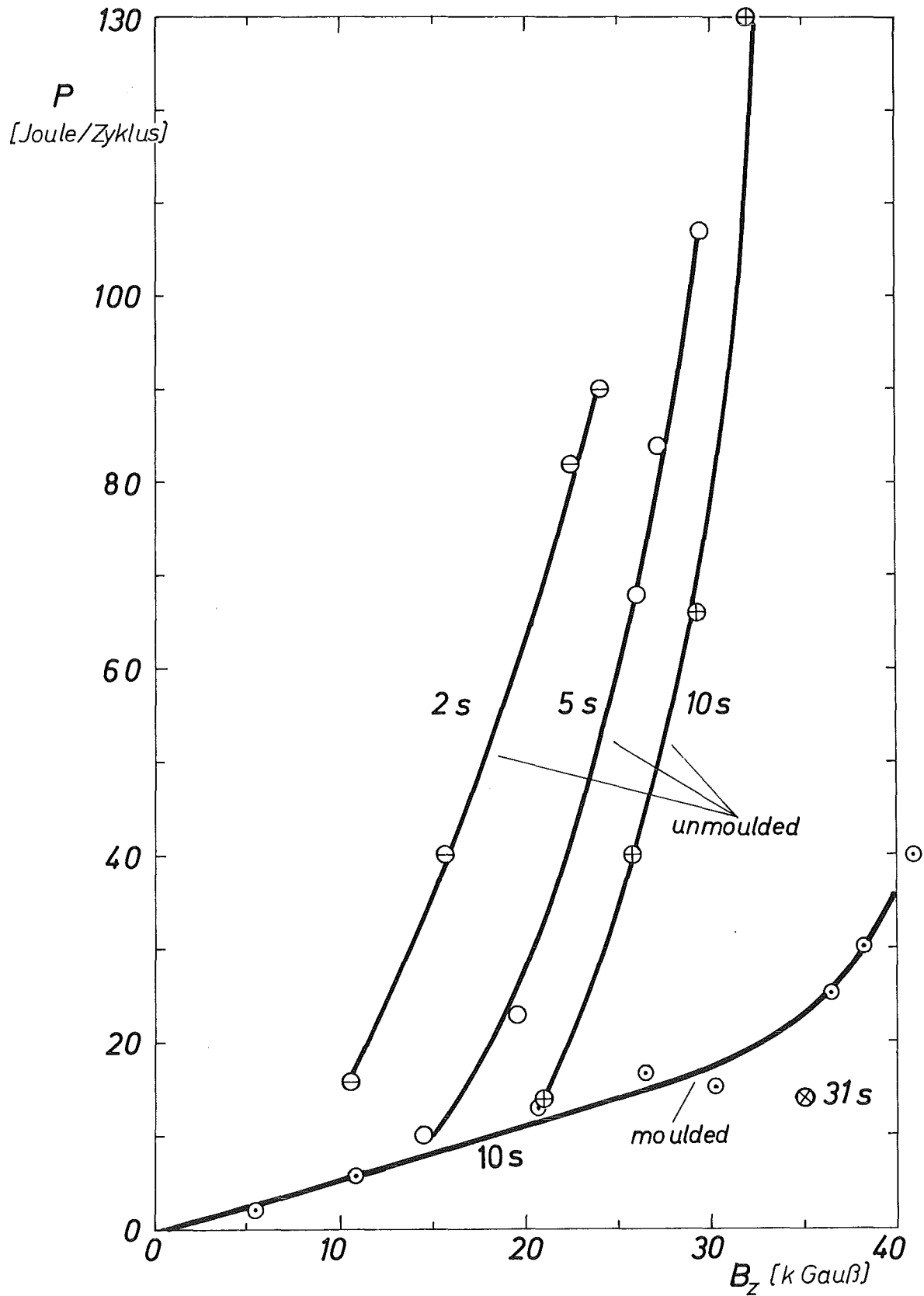


Abb. IV.1.25: Verlustenergie P in Abhängigkeit vom Magnetfeld B_z beim Pulsbetrieb des DT mit der Pulszeit als Parameter für die unvergossene, mit beim Betrieb beschädigter Isolation und für die vergossene Spulenversion.

Die Messung der Verluste der zweiten, voll imprägnierten Spule, ergab deutlich geringere Verluste wie Abb. IV.1.26 zeigt. Zum Vergleich ist eine dieser Meßkurven in Abb. IV.1.25 eingetragen. Die Erklärung dieses Unterschiedes liegt darin, daß die Glasseidenisolation der unvergossenen Spule beim Pulsbetrieb zerstört wurde, wie sich nach dem Aufwickeln der Spule gezeigt hatte, und offenbar Wirbelströme aufgrund von Kurzschlüssen entstanden sind. Die Verluste der isolierten imprägnierten Spule nehmen ab einer Feldamplitude von 3.5 Tesla sehr schnell zu, was möglicherweise auf Wirbelströme im Eisen zurückzuführen ist. Denn mit Einsetzen von Sättigung im Eisen gibt es auch zu den Eisenblechen vertikale Flußanteile, die zu erhöhten Wirbelstromverlusten führen.

Eine Extrapolation der frequenzabhängigen Verluste auf die Frequenz Null liefert die Hystereseverluste des Magneten, die aus den Anteilen des Eisens und des Supraleiters bestehen, wobei die Hystereseverluste des Eisenjochs über die Ankopplung der Kompensationsspule zum Teil unterdrückt sein können. Die Hystereseverluste des Eisens bei einer Feldamplitude von 3 T betragen etwa 7 Joule. Eine Abschätzung der Verluste im Supraleiter wird dadurch erschwert, daß nur 50 % der Spule im hohen Feldbereich liegen und die anderen 50 % im Übergangsbereich und außerhalb des Eisenjoches. Eine vorsichtige Abschätzung mit Daten für die Hystereseverluste¹⁾ ergeben für den Supraleiter ca. 5.5 Joule. Mit insgesamt 12.5 Joule an abgeschätzten Verlusten liegt man nahe an 11 Joule, die aus Meßwerten extrapoliert wurden.

Die erste Spulenversion hat im Laufe der Verlustleistungsmessungen und anderer Testserien mindestens 6000 Feldpulse ausgehalten, ohne daß irgendein Nachlassen in der Funktionstüchtigkeit zu beobachten war. Die mit Epoxydharz imprägnierte Spulenversion wurde dann einem kontinuierlichen Dauerpuls von täglich 6000 bis 7000 Dreieckspulsen mit 3.67 Feldamplitude bei 0.2 H ausgesetzt. Insgesamt hat der Magnet $4.1 \cdot 10^4$ Pulse erlebt, ohne daß irgendwelche Veränderungen in seinen erreichten Magnetdaten eingetreten sind.

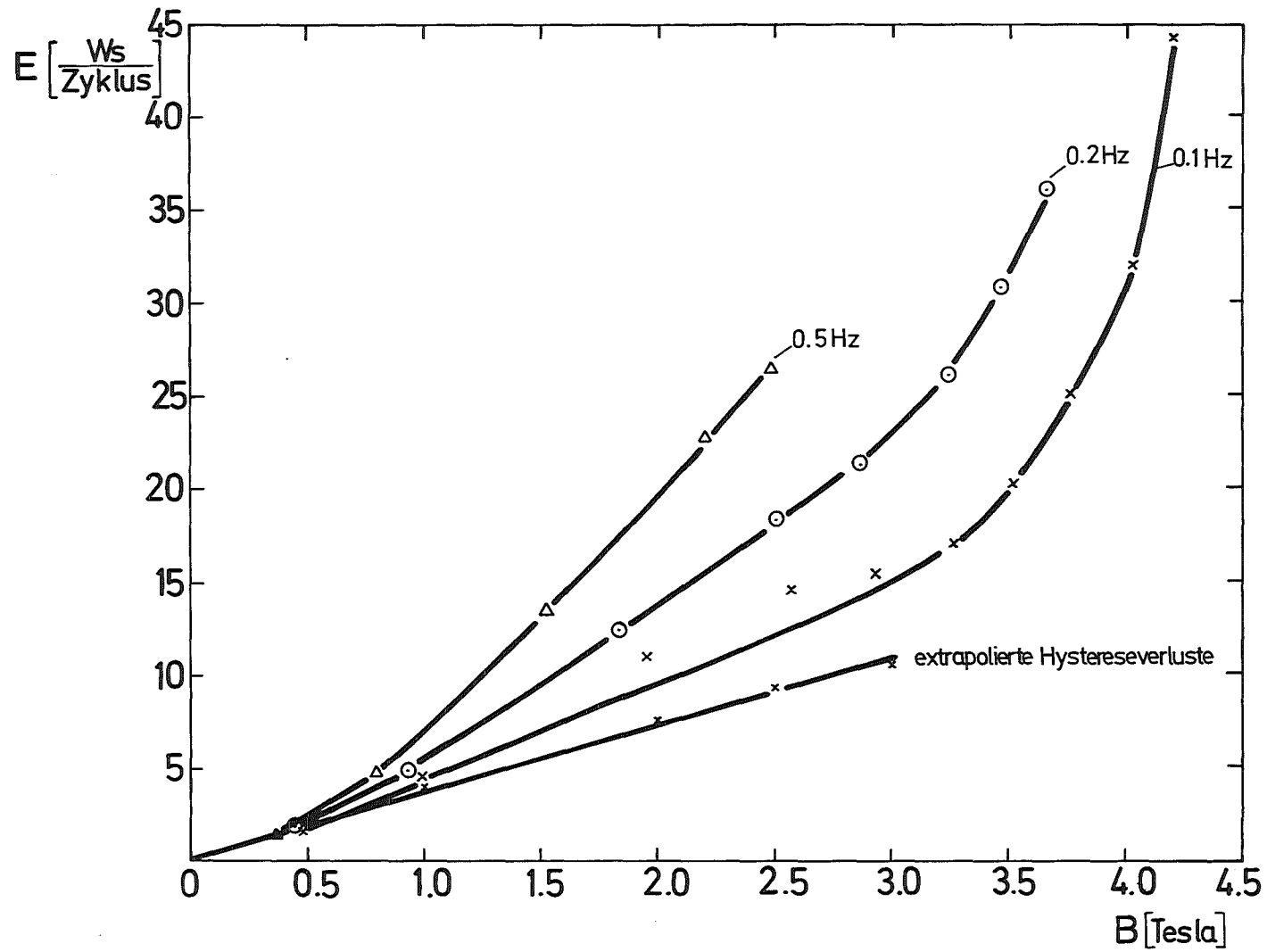


Abb. IV.1.26: Verlustenergie E in Abhängigkeit vom Magnetfeld B beim Pulsbetrieb des DT mit der Pulszeit als Parameter für die vergossene Spulenversion.

Der Betrieb dieses DT-Magneten hat gezeigt, daß ein kaltes Eisenjoch dicht an der Spule und ein lotvergossenes Kabel eine vernünftige Konzeption hinsichtlich der Verluste und der Zuverlässigkeit des Magneten ist. In beiden untersuchten Spulenversionen wurden die I_c, H -Werte des supraleitenden Kabels im Magneten erreicht, wobei in der Epoxydharz imprägnierten Version zunächst eine etwas ausgedehntere Phase des Trainings durchlaufen werden mußte. Trotz der durch die Paketdicke von 15 mm bedingten schlechten Kühlbedingungen war die Reduktion der Feldamplitude von 4.5 Tesla auf 4.2 Tesla für eine Frequenz von 0.1 H geringfügig.

Literatur zu Kap. IV.1.4

- 1) K.R. Krebs, Diplomarbeit, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1972

1.5 Der pulsbare Prototyp-Dipol D2a

Ziel des ursprünglichen Programms war ein pulsbarer supraleitender Synchrotronmagnet mit Beschleunigerspezifikationen.

Der supraleitende Dipolmagnet D2a wurde unter diesen Gesichtspunkten entwickelt. Folgende Magnetparameter waren zu erfüllen:

1. Zentrales Magnetfeld $B_0 = 4.5$ Tesla
2. Feldhomogenität von $\frac{\Delta B}{B} \leq 10^{-3}$ in einer nutzbaren Apertur von 60 mm
3. Feldanstiegszeiten von maximal $1 \text{ T} \cdot \text{s}^{-1}$
4. Verlustleistung von etwa 10 Watt pro Meter Magnetlänge

Insbesondere die Pulsbarkeit des Magneten stellte ganz neue Anforderungen an die Technologie supraleitender Magnete, die von der Beherrschung der Stabilität und Wechselstromverluste im Supraleiter bis zur Wechsellastbeanspruchung der gesamten Magnetstruktur reichte. Voruntersuchungen an einem einfachen Eisenjochmagneten mit "window frame" Konfiguration und einer unkorrigierten "race track" Spule hatten Vorentscheidungen für ein Eisenjoch im flüssigen Helium und für einen lotvergossenen Kabelleiter gegeben (vgl. auch den vorangegangenen Abschnitt). Dieser Leiter zeichnete sich durch hohe Zuverlässigkeit aus, bedeutete aber eine gewisse Einschränkung an Pulsfrequenz, wenn die Verlustleistung von 10 Watt eingehalten werden sollte.

1.5.1 Magnetkonzeption

Nachdem von der Magnetkonzeption die Anordnung des Eisens im Kalten und nahe an der Magnetspule und der Typ des Kabels mit den Abmessungen $2.5 \times 3 \text{ mm}^2$ festgelegt waren, wurden Spulentyp und Windungsverteilung festgelegt und berechnet.

In Abb. IV.1.27 ist das Resultat der Überlegungen und Berechnung zur Spulen- und Magnetgeometrie im Querschnitt zu sehen. Die Spule besteht aus fünf konzentrischen Zylindern, in denen die Windungen pro Quadrant in drei Stromblöcken mit einer modifizierten Sektorgeometrie untergebracht sind. Jede Zylinderschale enthält zwei Doppellagen. Die Anordnung der Blöcke

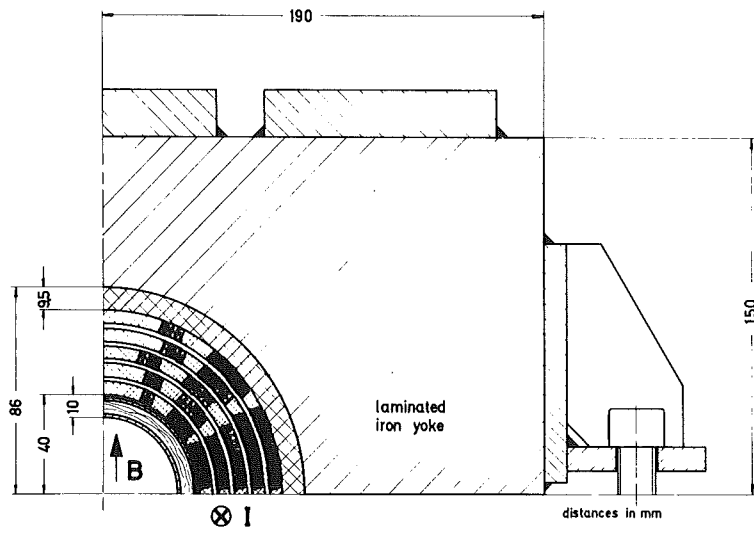


Abb. IV.1.27: Querschnitt durch den ersten Quadranten des D2a-Dipolmagneten.

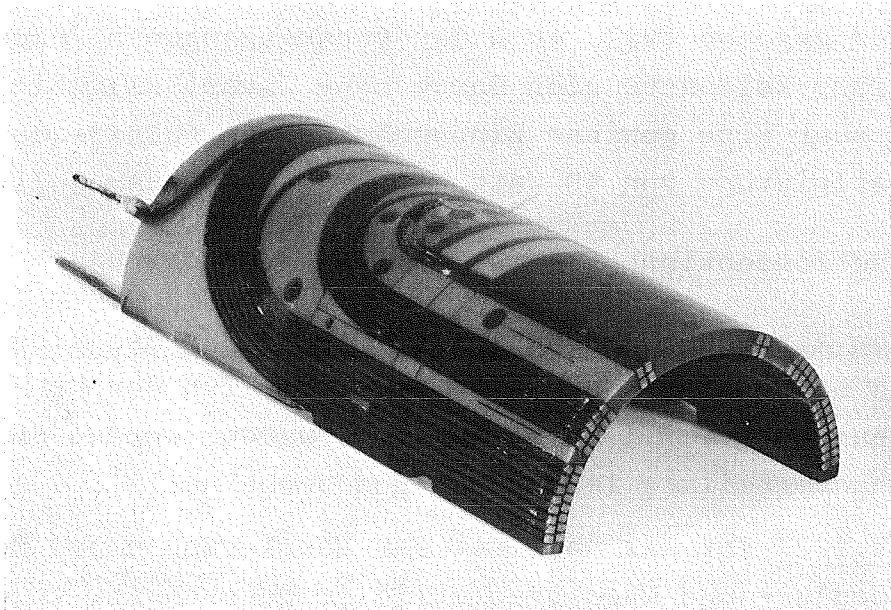


Abb. IV.1.28: Endstück einer aufgeschnittenen Spulenschale des D2a.

jeder Schale ergibt sich aus einer Rechnerstudie unter der Bedingung, daß sich in der Summe die Multipole bis $n = 19$ auslöschen. Die Zylindergeometrie gestattet Magnetspule und Eisen zu separieren, ohne die Feldgüte zu beeinträchtigen. Die Wicklungen und ihre Endkontur waren entsprechend der Bedingung konstanter Windungslängen ausgelegt und so angeordnet, wie es Abb. IV.1.28 zeigt. Ihre räumliche Staffelung folgte aus der Forderung nach möglichst kleinen Multipolfehlern auch für das integrale Feld \int Bdl. Dieses an sich dreidimensionale Problem läßt sich für den zylindersymmetrischen Fall auf ein zweidimensionales Problem reduzieren¹⁾.

Das Eisen war bis auf einem 1 cm Luftspalt an die Spule herangezogen. Das Seitenverhältnis und die Seitenlängen der äußeren, rechteckigen Eisenabmessungen sind so gewählt, daß beim Eintritt von Sättigung im Eisen beim Sollfeld von 4.5 T die räumliche Verteilung der Sättigung im Joch einen möglichst kleinen Sextupolanteil erzeugt. Die Berechnungen wurden mit dem Programm MAGNET²⁾ durchgeführt.

Tabelle 1: Magnetdaten

a) geometrische Daten

Durchmesser kalte Bohrung	0,08 m
Äußerer Spulendurchmesser	0,152 m
Länge der Spulen	1,3 m
Durchmesser der Eisenbohrung	0,172 m
Außenabmessungen des Eisens	0,38 x 0,3 m ²
Eisenlänge	1,46 m
Effektive Magnetlänge	1,24 m

b) elektrische Daten

Sollfeld	4.5 Tesla
Betriebsstrom	1390 A
Induktivität	0,136 m H
Gespeicherte Energie bei 4.5 T	133 kJ
Feldanstieg	0.9 T/s
Stromdichte bei 4.5 T	20000 A/cm ²
Windungszahl	420

c) Leiterdaten

Leitertyp	Kabel mit zentraler Kupferseele
Anzahl der Einzelsupraleiter	12
Supraleitende Kerne pro Leiter	1000
Durchmesser der Kerne	12 μm
Matrix / S.L.	Cu/NbTi = 1 : 1
Kupfer overall / S.L.	2.4 : 1
Leiterisolation	In/Sn-Lot
Kabelisolation	Tyrelene-Glas
Twistlänge	4 mm
Kabel Transpositionslänge	35 mm

1.5.2 Spulenaufbau

Die Feldgenauigkeit des fertigen Magneten ist letzten Endes eine Frage der Genauigkeit der mechanischen Fertigung der Wickelkörper, der gegenseitigen Positionierung der Zylinderschalen und der Justierung der Spule im Eisenjoch. Eine Fehlerrechnung von M. Green³⁾ mit einer statistischen Verteilung von mechanischen Toleranzen zeigte, daß mechanische Toleranzen von 0,1 mm in der Positionierung der Zylinderschalen eingehalten werden mußten und daß Spulenachse und Achse des Eisenjochs nicht mehr als 0,2 differieren durften, um noch im Limit von $\Delta B/B \leq 10^{-3}$ zu bleiben. Diese Toleranzforderungen sind durchaus noch im Bereiche des Möglichen, erforderten aber hohe Aufmerksamkeit bei der Fertigung und Montage z.B. der Abstandstücke auf den Wickelkörpern.

Die Abb. III.3.8 in Kap. III.3 zeigt eine Spulenschale beim Wickeln. Die Windungen wurden in die exakt positionierten Gruben von innen und außen eingelegt, und zwar je Schale in einer Doppellage. Diese Wickeltechnik erlaubte eine Flachspulengewicklung mit außen liegenden Drahtenden, die sich dadurch leicht von Schale zu Schale verbinden ließen. Die Abstandstücke, die die Windungsblöcke auf richtigen Abstand halten, sind aus einem glasfaserverstärkten Epoxydharz. Um die fertigen Wicklungsblöcke in ihrer Position zu fixieren, wurden die

Spulenschalen nach dem Wickeln zwischen dem Wickelzylinder und einer äußeren Zylinderschale (Kokille) mit dem Zweikomponentenharz CY 221 und HY 971 vakuumimprägniert. Die Genauigkeit und Oberflächengüte der Hohlzylinderform bestimmte die mechanische Genauigkeit der Spulenschalen, die in Halbschalen gefertigt wurden (Weitere Abbildungen sind in Teil III.3 zu sehen, vgl. etwa die Abb. III.3.12,18,19,20.).

Die 10 Halbschalen wurden durch 1,5 mm dicke Ringe aus glasfaserverstärktem Epoxydharz auf Abstand gehalten, so daß sich dabei ringförmige Kühlkanäle ergaben. Je fünf Schalen wurden, justiert durch Bolzen, zu einem Pol zusammengefügt. Beide Pole wurden danach in der Mittelebene auf Maß bearbeitet und auf einem gemeinsamen Führungsrohr zusammengesetzt. Glasseidenband-Bandagen, die mit einer gewissen Vorspannung gewickelt und mit Epoxydharz getränkt waren, umklammerten die Spule und nahmen die Magnetkräfte auf. Sie wurden auf einer Drehbank symmetrisch zur Spulenachse auf den Durchmesser der Eisenbohrung abgedreht. Das lamellierte Eisenjoch war in der Mittelebene gespalten, um die Spule montieren zu können (s. Abb. IV.1.29). Die horizontale Schnittebene machte es möglich, daß das Eisenjoch ohne besondere Maßnahmen auch einen Teil der magnetischen Spulenkräfte hätte aufnehmen können.

Die zusätzlichen Wirbelstromverluste in der Magnetstruktur wurden durch Lamellierung des Eisens und durch weitgehende Verwendung von Kunststoffstrukturelementen in der Magnetspule klein gehalten.

1.5.3 Kryostat und Kälteversorgung

In Abb. IV.1.30 ist der Dipolmagnet kurz vor dem Einbau in den Testkryostaten zu sehen.

Der Heliumtank aus Edelstahl ist an vier Titanstäben in der Alu-Außenhülle aufgehängt und nur durch Vakuum und Superisolation gegen Wärmeleitung und Wärmeeinstrahlung thermisch isoliert. Zwei domartige Aufbauten enthalten die Versorgungsleitungen für fl. He-Zufuhr und He-Abgas, die Stromzuführungen und die Meßleitungen. Der He-Tank ist mit Flanschen und Kaptonfolien LHe-dicht verschlossen. Für Normalübergangsversuche, bei denen

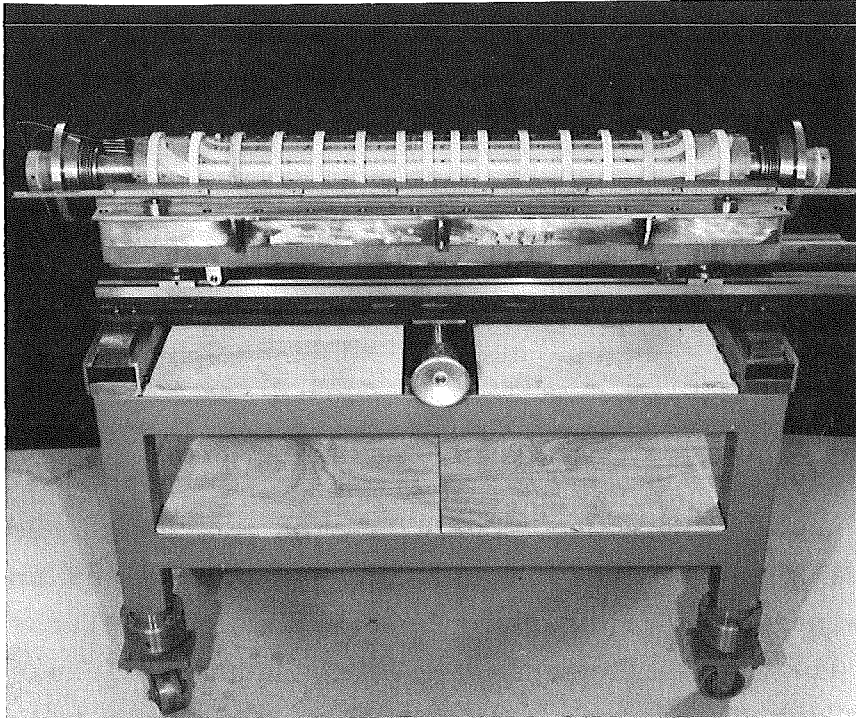


Abb. IV.1.29: Ansicht der Dipolspule, eingebettet in der unteren Hälfte des Eisenjochs.

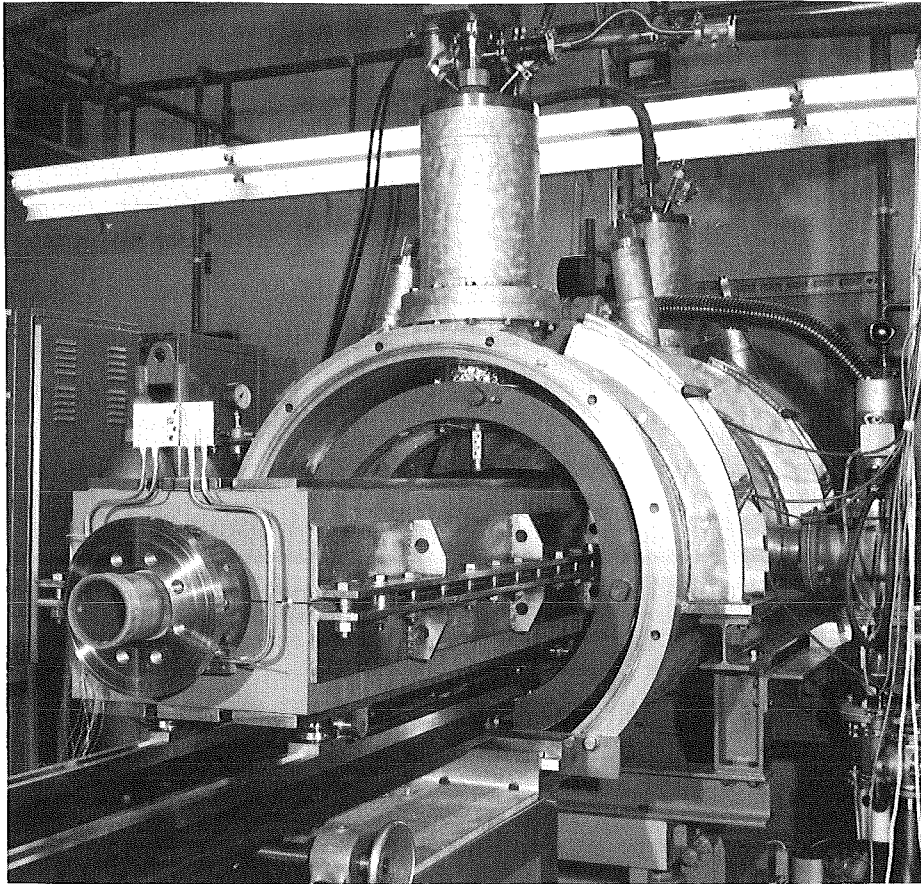


Abb. IV.1.30: Der D2a vor dem Einbau in den Kryostaten.

unter Umständen mehr als 50 % der gespeicherten Energie im Magneten thermalisiert und an das Helium abgegeben werden, ist der LHe-Behälter als Druck-Tank mit 5 atü ausgelegt.

Die Verluste des Kryostaten allein liegen bei 14 Watt und mit eingebautem Magneten bei Vollastbetrieb bei ca. 70 Watt. Um bei solchen Verlustleistungen auch Dauerversuche machen zu können, wurde der Kryostat mit der vorhandenen Kälteanlage im Refrigeratorbetrieb gefahren. Das gesamte Kryoversorgungsschema ist in Abschn. III.4 in der Abb. III.4.2 dargestellt.

Der Magnet wurde mit der Kälteanlage auch kaltgefahren, was bei der ca. 2 to abzukühlenden Masse etwa 24 Stunden dauerte. Das anfallende He-Gas wurde dabei teilweise über eine Bypass-Leitung auf die warme Niederdruckseite des He-Kompressors gegeben. Der Refrigeratorkreislauf wurde langsam mit fortschreitender Abkühlung des Magneten voll in Betrieb genommen. Beim umgekehrten Prozeß, dem Aufwärmen des Magneten, kann warmes Hochdruckheliumgas in den Kryostaten geleitet werden. Für den Fall eines Normalüberganges im Magneten, bei dem mehr kaltes Gas anfällt, als der Refrigerator aufnehmen kann, öffnet ein Überdruckventil, welches das Überschußgas in einen Auffangballon abströmen läßt. Alles abströmende Kaltgas aus den Stromzuführungen beim Abkühlprozeß oder beim Normalübergang wird in einem Wasserbadwärmeaustauscher auf Zimmertemperatur angewärmt.

1.5.4 Stromversorgung und Schutzseinrichtungen

Für den Pulsbetrieb wurde der Magnet mit einem thyristorgesteuerten Netzgerät versorgt, das mit einer Wechselrichterschaltung ausgerüstet war, d.h. durch Spannungsumkehr auch linearen Stromabfall auf der negativen Pulsflanke gewährleisten konnte. Dieser Betriebszustand bedeutet Rückführung der im Magneten gespeicherten Energie an das Netz. Die maximale Leistung des Netzgerätes betrug 180 kWatt bei 60 Volt und 3000 Ampère.

Eine Spannungskomparatorschaltung an der supraleitenden Spule und die Wechselrichterschaltung des Netzgerätes bildeten die Schutzeinrichtung der Magnetspule (s. Abb. III.5.8). Diese Kompensationsanordnung eliminierte in einer Brückenschaltung

die induktiven Spannungskomponenten entweder durch Mittelabgriff an der Magnetspule oder durch eine zusätzlich transformatorisch angekoppelte Induktivität. Das Auftreten eines ohmschen Widerstandes in der Magnetspule führte zu einer Brückenverstimmung, die als Abschaltsignal (bei $\Delta U \approx 1V$) für das Netzgerät ausgenutzt wurde. Der mit dem Abschaltsignal automatisch einsetzende Wechselrichterbetrieb sorgt für eine Auskopplung von mindestens 50 % der gespeicherten Energie, die maximal 190 kJoule beträgt.

Die nicht ausgekoppelte Energie wird im Magneten thermalisiert und führt maximal zu einer Verdampfung von ca. 30 l fl. Helium in 0.5 bis 1 Minute. Ein Teil dieser Kaltgasmenge wird vom Refrigerator aufgenommen, der andere Teil ca. 50 % wird über ein Wärmeaustauscher an einen Gasballon abgegeben, wenn der Druck im Kryostaten 0.6 at. erreicht hat.

1.5.5 Untersuchungen am Magneten

Das erste Testprogramm des Dipolmagneten umfaßte das Einfahren mit Trainingsuntersuchungen, Leistungsmessungen im Pulsbetrieb, Feldmessungen bei verschiedenen Erregungen und ein Dauerpuls-test. Nach diesem Dauerversuch wurde der Magnet ausgebaut und das Eisenjoch demontiert. Am Sitz der Bandagen auf der Spulenoberfläche zeigte sich ein Abrieb von Epoxydharz als Folge von Spulenbewegungen. Die Bandagen bekamen bei 77 K einen losen Sitz. Das war Anlaß eine zweite Versuchsserie mit dem Magneten zu unternehmen, aber mit einer neuen verbesserten Armierung, die aus aufgeschrumpften Aluminiumringen bestand. Sie brachte ein deutlich vermindertes Training, eine Erhöhung der Pulsfeldamplitude von 4.5 T auf 5 T und eine entscheidende Verbesserung in der Zuverlässigkeit beim Pulsbetrieb.

Training beim Einfahren

Beim Einfahren des Magneten wurde der Magnetstrom mit etwa 20 A/sec bis zum Quench des Magneten hochgefahren. Unter dieser Bedingung wurden die Punkte der Trainingskurve gewonnen. Es zeigte sich, daß die benutzte Kabelkonfiguration auch bei einem Strcmanstieg von 300 A/s zu den gleichen Feldwerten

führte, wie bei 20 A/s und somit die Wirbelstromaufheizung bei einem einmaligen Anstieg noch keinen Einfluß hatte.

In Abb. IV.1.31 sind die Trainingskurven, d.h. das Magnetfeld beim Normalübergang in Abhängigkeit von der Anzahl der Normalübergänge, für die beiden Armierungsversionen des Dipolmagneten aufgetragen. In der ersten Armierungsversion (Epoxydharz getränkte Glasseidenbandage) waren über 120 Trainingsschritte notwendig, um das Sollfeld des Magneten zu erreichen.

Während dieser ersten Trainingsphase wurde beobachtet, daß vom Magneten deutlich hörbare Schallimpulse (Knack-Geräusche) ausgingen, die teils mit einem Normalübergang gekoppelt waren. Erste Untersuchungen mit Spulensonden im Zentralfeld zeigten, daß mit sehr intensiven Schallimpulsen Magnetfeldpulse verknüpft waren, deren maximale Feldamplitude vertikal zum Dipolfeld lag. Diese zunächst überraschende Orientierung der Feldpulse ließe sich auf eine plötzliche Rotationsbewegung der Magnetspule als Quelle der Feldpulse zurückführen.

Aus Pulsamplitude und der Höhe des Dipolsfeldes ergibt sich eine Rotation der Spule um einen Winkel $\psi = 5 \cdot 10^{-5}$ Grad.

Die Armierung mit vorgespannten Al-Ringen ergab eine deutlich geringere Trainingsperiode. Der erste Normalübergang trat erst bei 4.5 T auf und dann waren nur noch sieben Schritte nötig, um den Kurzprobenwert des Surpaleiters zu erreichen. Die Schallerzeugung beim Auferregen des Dipolmagneten war praktisch verschwunden (außen mit dem Ohr nicht wahrnehmbar). In Abb. IV.1.32 ist das gemessene Magnetfeld in Abhängigkeit vom Strom dargestellt. Zum Vergleich sind die zu erwartenden Feldwerte ohne Eisenjoch eingetragen, aus denen die etwa 30 %ige Felderhöhung durch das Eisen zu ersehen ist. Die partielle Eisensättigung macht sich bei den höchsten Feldwerten nur mit einer Linearitätsabweichung von 8.5 % bemerkbar. Die Arbeitsgerade des Dipolmagneten im Vergleich zu den Kurzprobenwerten des supraleitenden Kabels sind in Abb. IV.1.33 aufgetragen. Maximaler Arbeitspunkt und $I_{c,H}$ -Wert des Kabels fallen zusammen.

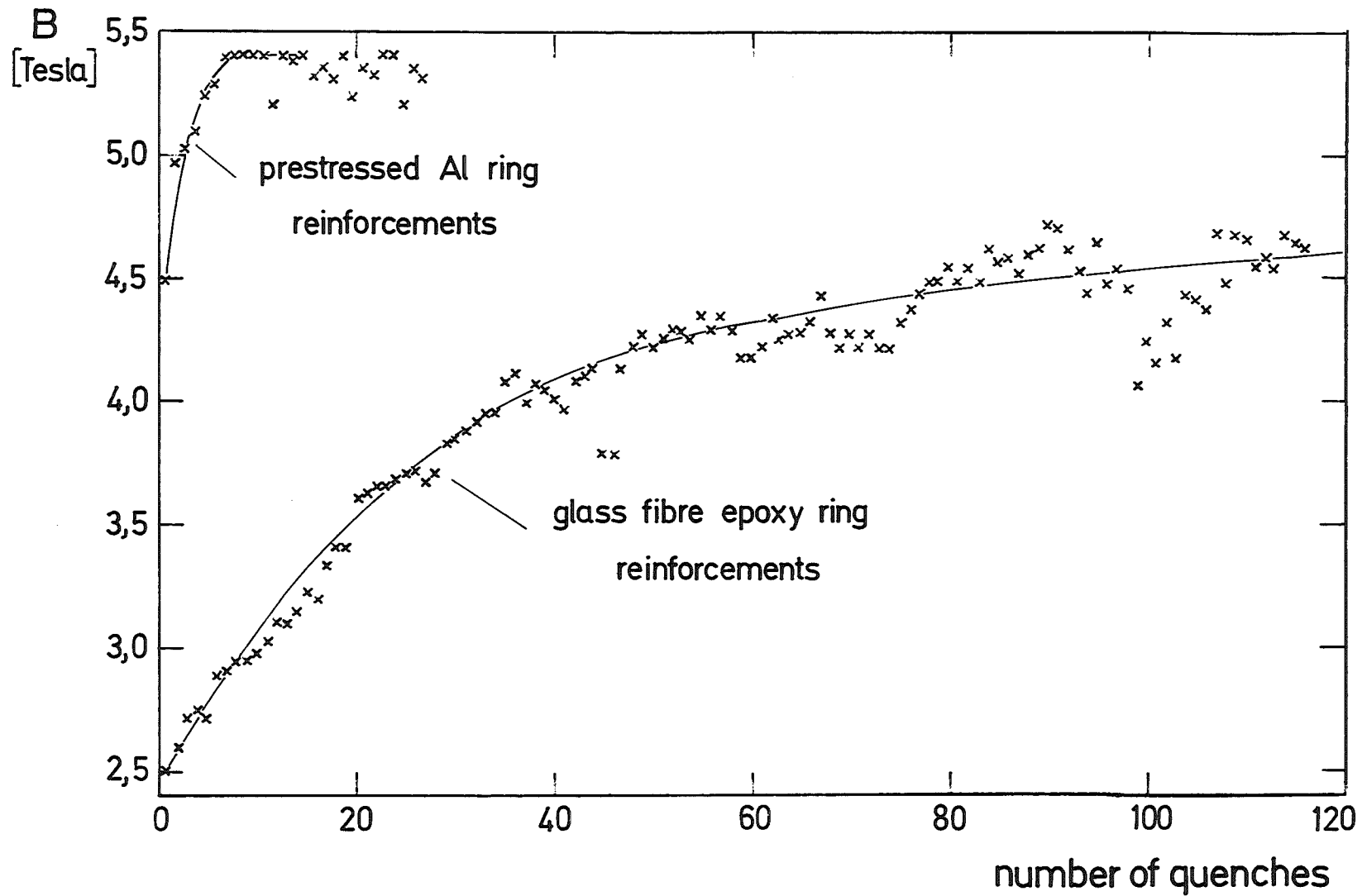


Abb. IV.1.31: Das Magnetfeld B beim Normalübergang im Magneten in Abhängigkeit von der Anzahl der vorzeitigen Normalübergänge beim ersten Betrieb des D2a für zwei verschiedene Spulenarmierungen.

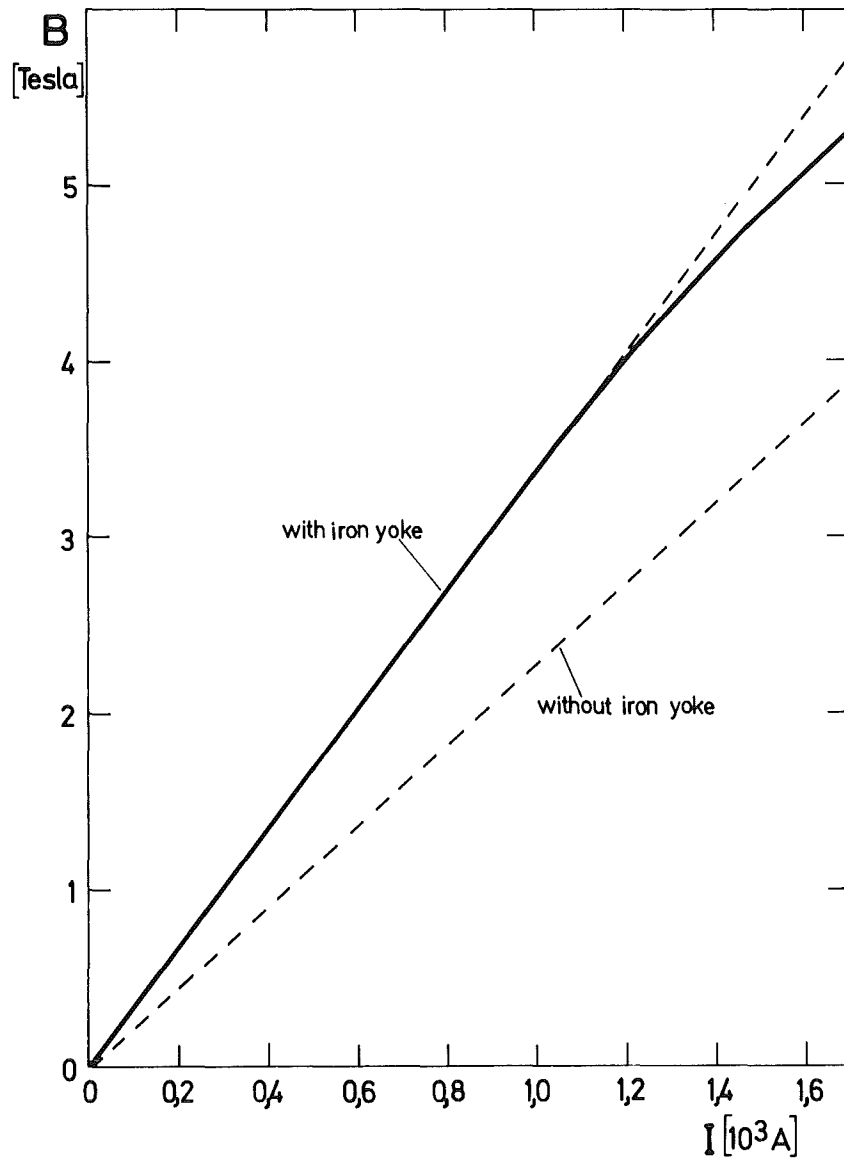


Abb. IV.1.32: Das gemessene zentrale Magnetfeld B mit Eisenjoch und das berechnete Feld ohne Eisenjoch in Abhängigkeit vom Strom.

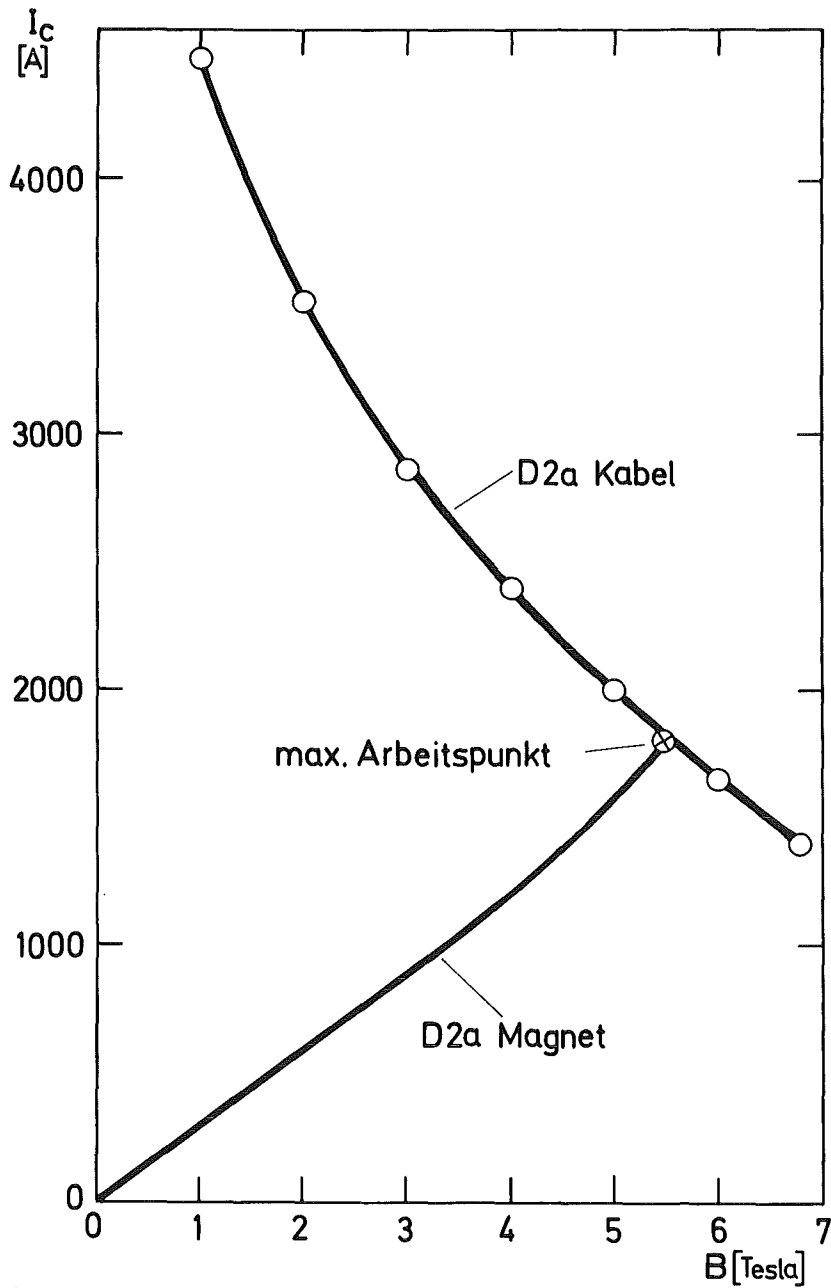


Abb. IV.1.33: Der kritische Strom I_c des supraleitenden Kabels in Abhängigkeit vom Magnetfeld B und die Arbeitsgerade des Magneten, d.h. die Feld-Strom-Kurve des Magneten D2a.

Vorgespannte Armierung

Das Trainingsverhalten beim ersten Betrieb des Magneten und den beobachteten Begleiterscheinungen wie Schallemission und Feldpulse ließen vermuten, daß Spulenbewegungen unter der Wirkung der magnetischen Kräfte die auslösenden Momente für vorzeitige Normalübergänge waren. Die verschiedenen Kontraktionskoeffizienten von Armierung und Spule, wobei die der Spule wegen ihres Schalenaufbaues und der Zusammensetzung aus GFK-Material und dem Supraleiter am wenigsten überschaubar waren, können zu Verspannungen und zu Verschiebungen führen. Die Grundidee bei der erneuerten Armierung war, durch genügende mechanische Verspannung, die Spule unter Kompression zu halten und dadurch die elastische Dehnung der Spule zu reduzieren. Der allgemeine mechanische Spannungszustand mit vorgespannter Armierung ist in Abb. IV.1.34 qualitativ dargestellt. Die Reduktion der elastischen Dehnung unter Vorspannung hängt vom

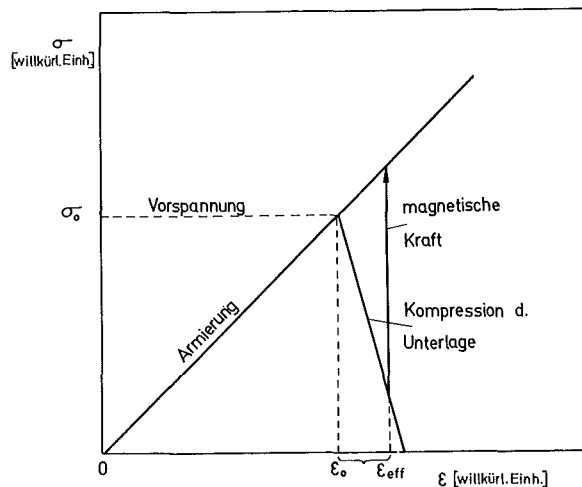


Abb. IV.1.34: Die reduzierte Elongation ϵ_{eff} bei vorgespannter Armierung unter magnetischer Kraft.

elastischen Verhalten der Unterlage, d.h. der Spule ab. Das Vorspannmaß der Al-Ringe, d.h. das Untermaß, betrug 0.2-0.3 mm im Durchmesser, was einer relativen Dehnung von ca. $1.5^{\circ}/\infty$ entsprach und zu einer Zugspannung von etwa 10 kp/mm^2 führte.

Da weder eine Reaktion des Vergußharzes noch die des Supraleiters auf Druckbeanspruchung bekannt sind, ist die Festlegung der Vorspannung recht willkürlich und kann sich nur an Höchstwerten orientieren, die im Magneten ohnehin auftreten. Die 0.2 mm entsprechen einer Vorspannung von ca. 3 to pro Ring, d.h. einem Kompressionsdruck von ca. 100 at auf die Unterlage, die über eine Unterlage aus GFK-Material auf die Spulenoberfläche wirken. Die hier benutzten Halbringe aus GFK dienen gleichfalls zur elektrischen Isolation und waren konisch abgedreht, um einen konischen Schrumpfsitz zu haben. Es kann nicht ausgeschlossen werden, daß die Schrumpfspannung durch Nachgeben der Magnetstruktur und ein Fließen der Vergußharzschicht teilweise abgebaut wird. Die höhere Kontraktion der Al-Ringe ($\Delta l/l \sim 4.1 \cdot 10^{-3}$) erzeugt dann im kalten Zustand eine zusätzliche Vorspannung von 3.6 to pro Ring. Unter Betriebsbedingungen wirkt auf die Magnetspule durch die 22 Armierungsringe mindestens eine Vorspannung von 70 to, was einer magnetischen Kraft bei 3.2 T entspricht.

Die vorgespannte Armierung hat nicht nur das Trainingsverhalten des Magneten sondern auch das Betriebsverhalten beim Pulsbetrieb bedeutend verbessert, wie später noch gezeigt wird. Um die Funktion der vorgespannten Armierung im Rahmen des Problems der vorzeitigen Normalübergänge richtig einzuordnen, sei folgendes gesagt:

Bei der Erscheinung des Trainings, d.h. vorzeitige Normalübergänge im Supraleiter muß man eine Unterscheidung zwischen äußeren und inneren auslösenden Ursachen machen. Äußere Ursachen kommen aus der Struktur des Magneten z.B. in Form von Reibungswärme oder Bruchenergie von Vergußharzen und passieren die Oberfläche des Supraleiters, während innere Ursachen bei elastischen Beanspruchungen im Supraleiter selbst frei werden. In der nicht selbst tragenden Struktur der Dipolspule hat die vorgespannte Armierung weitgehend äußere Ursachen eliminiert, d.h. Bewegungsmöglichkeiten von Spulenteilen im Spulenverbund.

Leistungsmessungen

Die Verlustleistung des supraleitenden Magneten wurde mit einer kompensierten Hallmultiplikatoranordnung gemessen. Diese Meßmethode ist in Kap. III.5.3 in Abb. II.5.11 diskutiert.

Die Abb. IV.1.35,36 zeigen das Resultat der Leistungsmessungen. Entsprechend den vorhandenen Wirbelstromverlusten im Supraleiter nehmen die Verluste in Joule/Zyklus quadratisch mit der Feldamplitude und linear mit der Pulsfrequenz zu. Eine Extrapolation der Verluste auf die Frequenz Null ergibt die Hystereseverluste, die in der obigen Darstellung erwartungsgemäß unabhängig von der Frequenz sind und linear mit der Feldamplitude anwachsen. Eine Abschätzung der Hystereseverluste im Magneten anhand von gemessenen Hystereseverlusten an Kabelproben⁴⁾ ergibt mit vereinfachenden Annahmen über die Feldverteilung im Magneten eine Übereinstimmung in gleicher Größenordnung. Die Hystereseverluste im Eisen betragen bei maximaler Erregung ca. 16.5 Joule/Zyklus, abgeschätzt aus der Flußverteilung im Eisen, den gemessenen spezifischen Verlusten der Eisenbleche⁵⁾ und der Masse.

Für die Wirbelstromverluste im Supraleiter wurde ähnlich wie bei den Hystereseverlusten eine halbempirische Abschätzung gemacht. Basis hierfür waren Messungen der Zeitkonstanten für das Abklingen der Wirbelströme im Kabel, die für das benutzte Kabel $\tau = 4.15$ msec betrug. Mit der Formel

$$E_{\omega} = 4 \cdot \frac{\bar{B}_0^2}{\mu} \cdot V \cdot \tau/T$$

in der \bar{B}_0 die mittlere Feldamplitude im Wickelpaket, V das Windungsvolumen und T die Pulsdauer bedeuten, lassen sich dann die Wirbelstromverluste berechnen. Bei einer Feldamplitude von 4.5 T ergeben sich danach Wirbelstromverluste in Höhe von ca. 175 Joule/Zyklus. Sie sind im Vergleich zu den Meßwerten zu klein, wobei die Abweichung möglicherweise in der Bestimmung der Zeitkonstanten liegt, die in einem solchen Leitersystem keine einfache Funktion der Geometrie und Materialdaten ist, sondern noch eine Funktion der angeregten Oberwellen ist. Mit den höheren

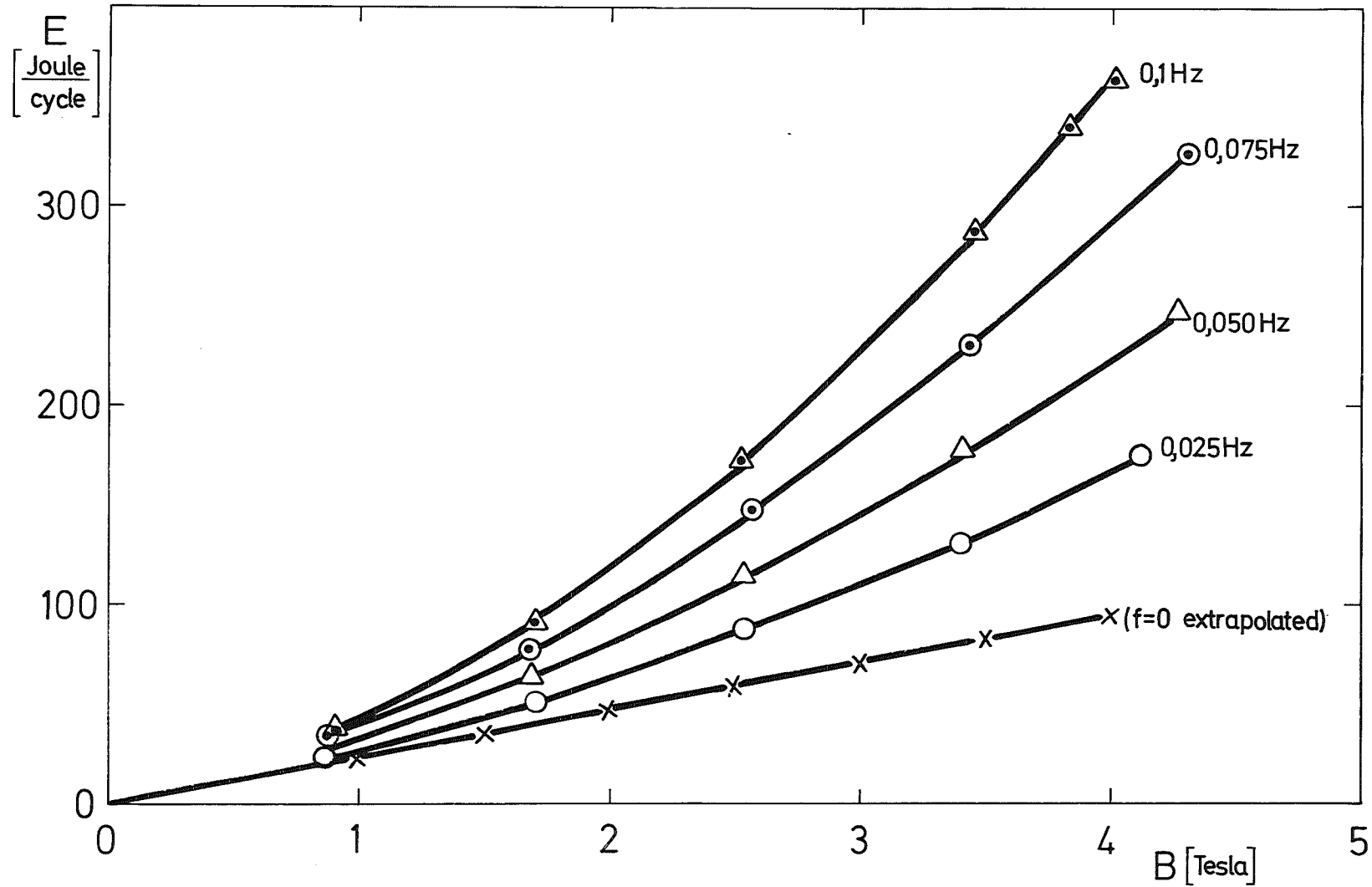


Abb. IV.1.35: Die Verluste E des D2s in Abhängigkeit vom Magnetfeld beim Pulsbetrieb für verschiedene Frequenzen.

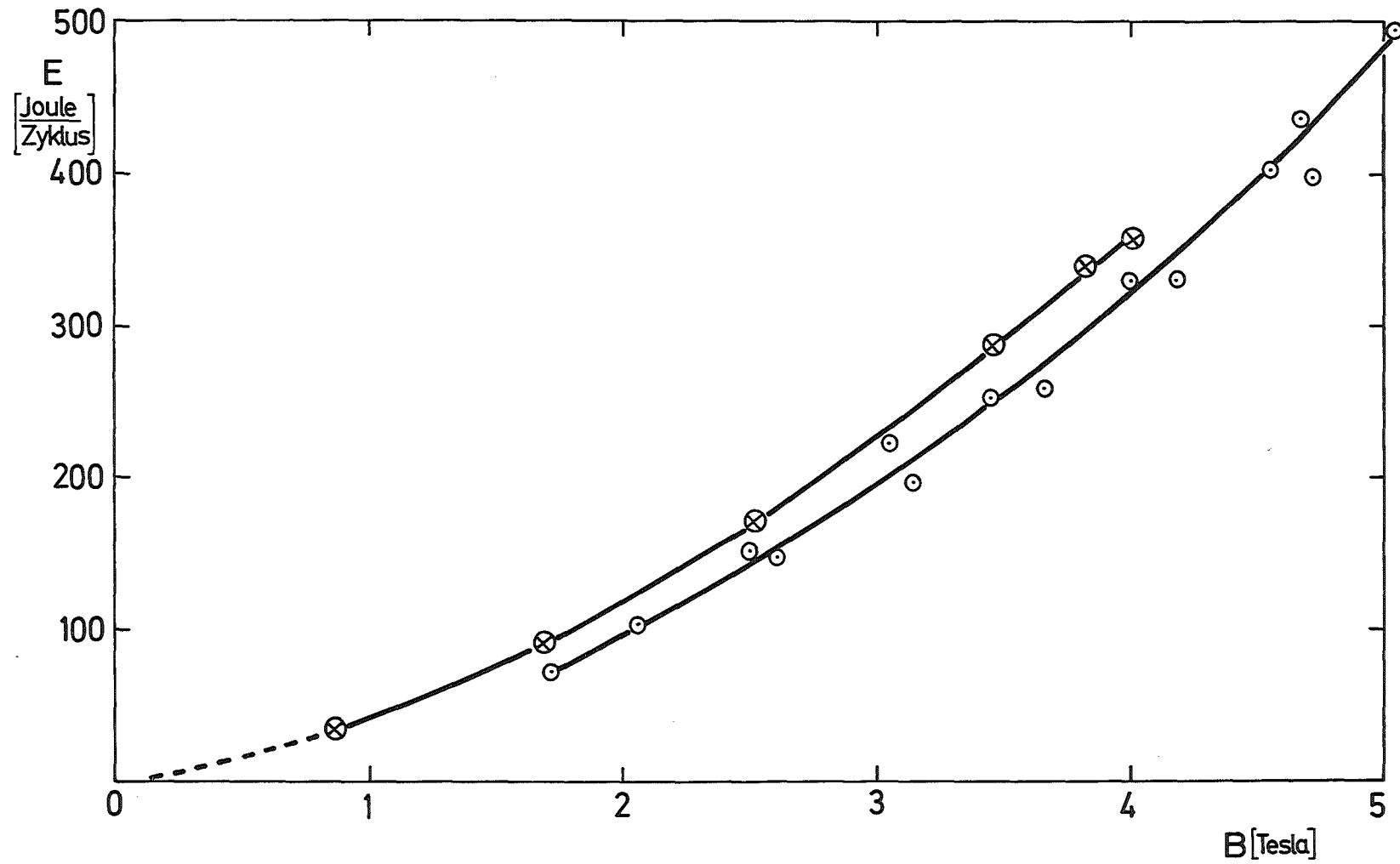


Abb. IV.1.36; Eine Anschlußmessung der Verluste E in D2a für die Version mit vorgespannter Armierung mit erhöhter Feldamplitude bei 0.1 Hz.

Harmonischen wird die Zeitkonstante kürzer, während die Grundwelle für die Verluste maßgebend ist.

Langzeitversuche

Die Dauerpulsversuche dienten dazu, Informationen über Ermüdungserscheinungen und Zuverlässigkeit des Pulsmagneten zu gewinnen. Als Betriebsbedingungen wurden 4.5 Tesla Feldamplitude und 5 s Feldanstiegszeit und Feldabfallzeit gewählt.

Unter diesen Bedingungen wurde die Magnetspule mit den Epoxydharz imprägnierten Glasseidenbandagen mit $2 \cdot 10^5$ Pulsen (entspricht einem ununterbrochenen Betrieb von 23 Tagen) getestet. Im Laufe des Versuchs mußte die Feldamplitude von 4.5 T allmählich reduziert werden und betrug am Ende des Versuches noch 4 T. Bei dieser Versuchsserie kam auf etwa 10^3 Feldpulse ein Ausfall durch Quench. Ein Gleichstromtest am Abschluß des Dauerversuches mit langsamen Feldanstieg ($6 \cdot 10^{-2}$ T/s) ergab ein Quenchfeld von 5.3 Tesla.

Nach Abschluß dieses ersten Langzeitversuches wurde der Magnet ausgebaut und das Eisenjoch demontiert. Am Sitz der Armierungsringe waren auf der Spulenoberfläche Spuren von Reibung in Form eines fein verteilten staubförmigen Abtriebs, offensichtlich aus Glasseide und Epoxydharz, zu sehen (s. Abb. IV.1.37). Bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffs bekamen die Armierungsringe einen losen Sitz.

Um Bewegungen im Spulenpaket zu unterdrücken und den Einfluß der verschiedenen Ausdehnungskoeffizienten abzuschwächen, wurde die Magnetspule wie schon eingangs erwähnt, mit vorgespannten Al-Ringen neu armiert. Die damit erzielte Reduktion des Trainings wurde schon diskutiert. Im Pulsbetrieb waren mit dieser Armierungsversion 5 T Feldamplitude statt vorher 4.5 T maximal erreichbar. Eine ganz deutliche Verbesserung in der Zuverlässigkeit zeigte sich bei einem neuerlichen Dauerpulsversuch mit $1.1 \cdot 10^5$ Feldpulsen bei 4.5 T Feldamplitude und 10 Sekunden Pulsdauer für einen Dreieckspuls. Es gab bei diesem Versuch nur einen einzigen Ausfall des Magneten.

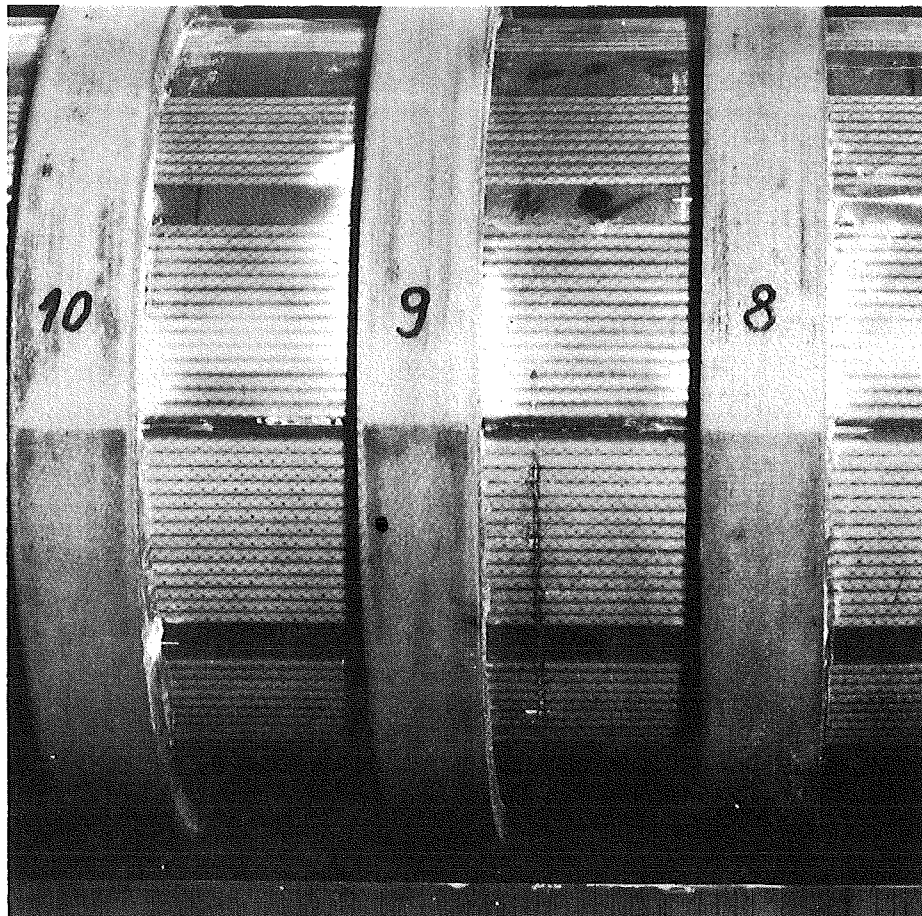


Abb. IV.1.37: Eine Teilansicht der mit glasfaserverstärkten Kunststoffringen armierten Spule nach $2 \cdot 10^5$ Feldpulsen mit dem Kunststoffabrieb am Sitz der Armierungsringe.

Magnetfeldmessung

Im Rahmen der Dipolmagnetentwicklung für Beschleunigeranwendungen war neben dem Pulsbetrieb im supraleitenden Zustand die erzielte Magnetfeldhomogenität von entscheidender Bedeutung. Für die Vermessung des Feldes dieser zylindersymmetrischen Anordnung wurde das von M.A. Green⁶⁾ beschriebene rotierende Kompensationsspulensystem in einer angepaßten Anordnung aufgebaut. Für die Magnetfeldmessung war der Dipolmagnet mit einer warmen Bohrung von 60 mm Durchmesser ausgerüstet. Das Rohr dieser Bohrung war zur geometrischen Achse des Magneten konzentrisch justiert und diente gleichzeitig als Sitz der Lager der rotierenden Meßanordnung (vgl. Abb. III.5.6 in Teil III). Diese Meßanordnung arbeitete im Prinzip in der Weise, daß die beiden in der Windungsfläche gleichen aber in der Geometrie verschiedenen Spulen gegeneinander geschaltet waren und damit die Dipolkomponente des Magnetfeldes praktisch kompensiert wurde, so daß wegen der verschiedenen Spulengeometrie nur noch die Feldanteile der höheren Multipole nicht kompensiert waren. Durch stufenweise Rotation und entsprechende Integration der Flußanteile ließ sich mit den zugehörigen Winkeln eine diskrete Fourieranalyse durchführen. Details dieser Meßanordnung sind in der Arbeit⁷⁾ zu finden. Die Multipolkoeffizienten C_n sind entsprechend der Formel

$$B_r = B_0 \sum_{n=1}^{\infty} C_n \left(\frac{r}{a}\right)^{n-1} \sin(n\theta - \beta_n)$$

definiert.

In Tabelle II sind die Fourierkoeffizienten des D2a-Dipolmagneten in Abhängigkeit vom Magnetfeld wiedergegeben. Die höheren Multipole des Dipols, d.h. die $n = 2p+1$ -Terme, sind kleiner als 10^{-3} und entsprechen damit den erwarteten Werten. Eine leichte Zunahme der Koeffizienten mit ansteigendem Feld von ca. $6 \cdot 10^{-4}$ auf $9 \cdot 10^{-4}$ ist zu beobachten, was als ein Einfluß der partiellen Sättigung des Eisenjochs anzusehen ist. Eine Berechnung der Feldfehler mit einer statistischen Verteilung von Fertigungstoleranzen von 0.1 mm bei der Wicklungsherstellung zeigt, daß Sextupolkoeffizienten in der Größenordnung von 5×10^{-4} zu

erwarten waren. Die Feldgenauigkeit ist also im Rahmen der möglichen mechanischen Toleranzen von 0,1 mm erreicht worden.

Tabelle II:

D2a Harmonic Coefficients C_n for an Aperture Radius of 4 cm

Harmonic No. n	C_n	C_n	C_n	C_n	C_n	C_n	C_n	Values for perfect design C_n	Calculated harmonics with random tolerances of 0,1 mm C_n
	$B_0=0,68T$	$B_0=1,36T$	$B_0=2,02T$	$B_0=2,7T$	$B_0=3,36T$	$B_0=3,96T$	$B_0=4,54T$		
1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
2	0,0032	0,00318	0,0033	0,00336	0,00334	0,0032	0,00314	0,0	0,00009
3	0,00072	0,000642	0,000633	0,000585	0,000624	0,000690	0,000915	0,00002	0,00053
4	0,000804	0,000768	0,000772	0,000736	0,000708	0,000708	0,000676	0,0	0,00049
5	0,000980	0,000835	0,00110	0,00105	0,00107	0,000735	0,000715	0,00003	0,00059
6	0,00046	0,000382	0,000436	0,000338	0,000316	0,00023	0,000216	0,0	0,00045
7	0,00206	0,00174	0,00208	0,0019	0,00172	0,00209	0,00210	0,00071	0,00060

Der Quadrupolterm $C_2 \approx 3 \cdot 10^{-3}$ ist offenbar durch die fehlerhafte unsymmetrische radiale Verlagerung der äußeren Zylinderschale um 0,3 mm gegenüber den übrigen Schalen verursacht worden. Eine einfache Abschätzung ergibt für diese Abweichung einen Quadrupolterm von etwa $3 \cdot 10^{-3}$. Man kann annehmen, daß sich solche Unsymmetriefehler auf 5×10^{-4} reduzieren lassen.

Das remanente Feld im Dipolmagneten, das sich aus einem Beitrag der Restmagnetisierung des Supraleiters und der des Eisens zusammensetzt, betrug 11 Gauß, von denen 1,3 Gauß auf das Restfeld des Eisens entfielen.

In Abb. IV.1.38 ist der Feldverlauf in axialer Richtung im Magneten D2a dargestellt.

Zusammenfassung

Der Dipolmagnet D2a hat hinsichtlich Feldhöhe, Feldgüte und Pulsbarkeit die Bedingungen eines Synchrotronmagneten erfüllt. Eine Armierung der Magnetspule mit Vorspannung hat das Trai-

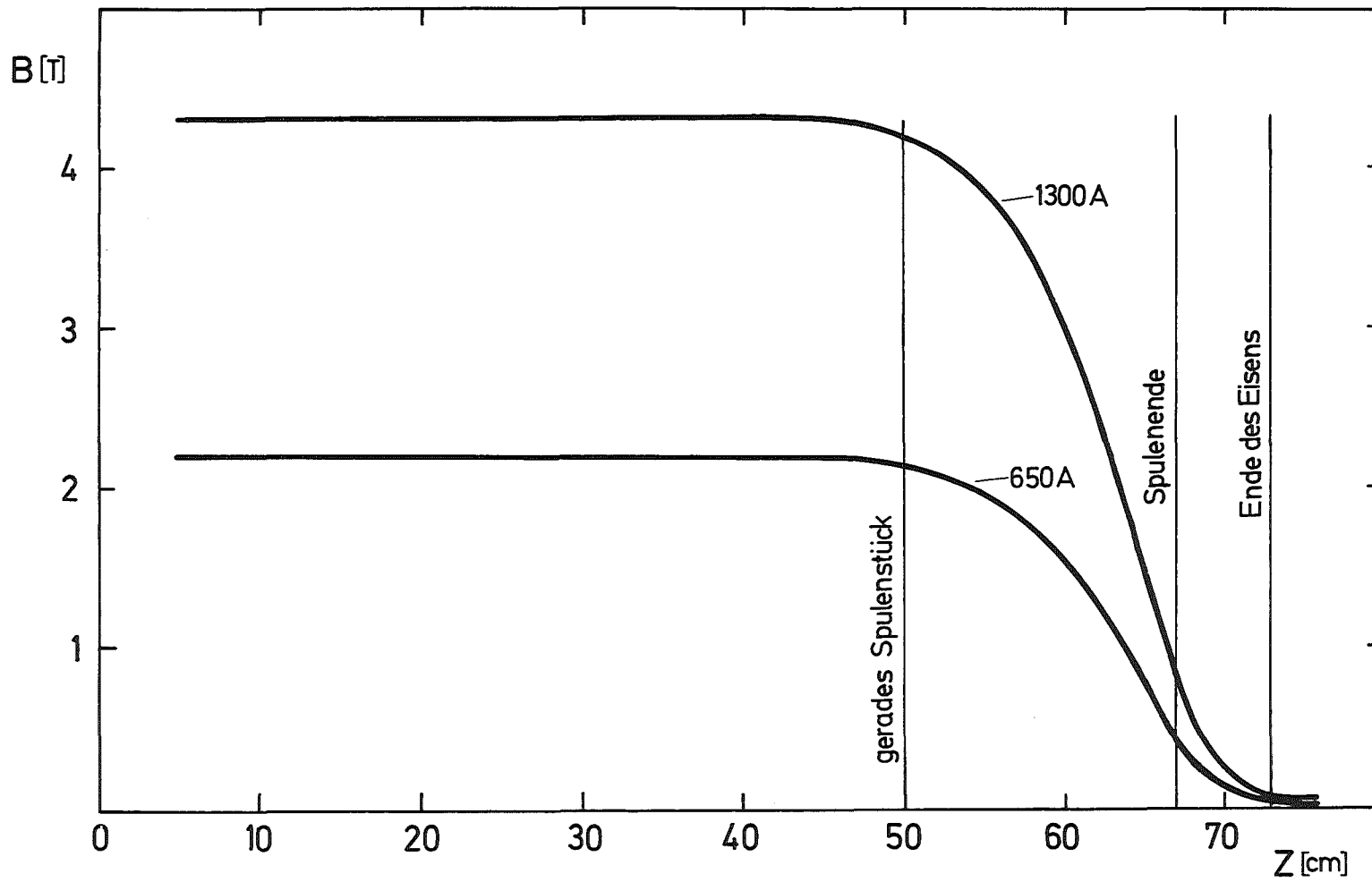


Abb. IV.1.38: Das zentrale Magnetfeld B längs der Magnetachse Z gemessen vom Mittelpunkt des Dipolmagneten D2a für 650 A und 1300 A Stromstärke.

ningsverhalten deutlich verbessert und die Zuverlässigkeit beim Pulsbetrieb entscheidend erhöht. Nach 10^5 Feldpulsen bei Sollfeld und 10 Sekunden Pulsdauer waren noch keine Anzeichen von Ermüdung in der Magnetstruktur zu beobachten. Der Magnet kann damit als erfolgreicher Prototyp für die Demonstration der Machbarkeit supraleitender Beschleunigermagnete angesehen werden.

Untersuchungen mit Induktionssonden an der Magnetspule gaben Hinweise auf transiente Vorgänge im Supraleiter beim Pulsstrombetrieb, worüber in einer Arbeit von P. Turowski⁸⁾ berichtet wurde. Die Registrierung von akustischen Signalen beim Training des Magneten und von Stromdichteverteilungsänderungen beim Übergang des Supraleiters in die Normalleitung sind Gegenstand von Einzeluntersuchungen, um das Geschehen in den komplexen Magnetsystemen besser zu verstehen.

Literatur zu Kap. IV.1.5

- 1) M.A. Green, UCID-3493, Berkeley 1971
- 2) Rechenprogramm MAGNET, vgl. Kap. III.1
- 3) M.A. Green, Ext. Bericht 3/71-7, Kernforschungszentrum Karlsruhe
- 4) K.-R. Krebs, Diplomarbeit, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1972
- 5) P. Turowski, S. Stumpf, Institut für Experimentelle Kernphysik, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1973, Hystereseverlustmessungen an einigen Eisenproben bei 295 K und 4.2 K, Interner Bericht, unveröffentlicht
- 6) M.A. Green, UCID-3477, Berkeley, 1970
- 7) Ulbricht et. al., Institut für Experimentelle Kernphysik, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1973, Auslegung und Bau einer Magnetfeld-Meßanordnung nach der Kompensations-spulen-Methode, Interner Bericht, unveröffentlicht
- 8) P. Turowski, Proc. 5th Int. Conf. Magnet Technology, Roma, 1975, p. 541

2. Supraleitende Quadrupole

2.1 Supraleitende Quadrupole für einen Linearbeschleuniger

Zur Strahlfokussierung zwischen den Beschleunigungssektionen des supraleitenden Protonen-Linearbeschleunigers im IEKP II werden supraleitende Quadrupoldoublets eingesetzt. Dabei wurden folgende Parameter verlangt:

Max. Feldgradient:	30 T/m
Gesamtlänge des Doublets, incl. Kryostat:	300 mm
Strahlrohrdurchmesser:	60 mm
Feldfehler (innerhalb d=40 mm):	10^{-3}
Dauerstrombetrieb:	$T \geq 10^4$ h

Magnet und Schalter

Für den Entwurf der Wicklungen der Quadrupole wurde mit den Programmen MGO5, MGO8 und MAGNET eine bezüglich des Feldfehlers optimierte Rechnerstudie durchgeführt. Diese ergab für eine Ein-Block-Wicklung mit Rechteckquerschnitt, unter Berücksichtigung des Eisenmantels zur Abschirmung und Feldverstärkung, die Entwurfsdaten des Magneten.

Für einen Quadrupol ergaben sich folgende Parameter.

Länge:	10,86 cm
Apertur:	8 cm
Gradient:	37,3 T/m
Stromstärke:	84,8 A
Max. Feld in der Wicklung:	1,8 T
Größter Feld- fehler:	$4 \cdot 10^{-4}$ (20-Pol)
Gespeicherte Energie:	934 Joules
Induktivität:	281 mH

Als Leiter wurde ein NbTi-Multifilamentdraht der Firma VAC mit folgenden Daten verwendet:

Querschnitt:	0,98 x 0,38 mm ²
Matrix:	Kupfer
Filamentzahl:	130
Filamentdicke:	ca. 36 µm
Twist:	50 mm
Cu/SL:	2 : 1

Die I_c -B-Charakteristik ist aus Abb. IV.2.1 zu ersehen. Außerdem ist die Ladekennlinie eines Quadrupols mit dem Arbeitspunkt (AP) für den Linac-Betrieb und dem angestrebten Arbeitspunkt eingezeichnet. Dabei erkennt man, daß die geforderten Daten weit unter den kritischen Werten liegen und somit ein sicheres Funktionieren erwartet werden kann.

Eine weitere Forderung ist der Dauerstrombetrieb des Dubletts wobei jeder Quadrupol einzeln geschaltet werden soll, um nach Bedarf die Gradienten variieren zu können. Dazu wird ein thermischer Schalter verwendet. Der Schalterdraht ist ein NbTi-Multifilamentleiter der Firma CRYOCONDUCTOR, dessen Daten in Abb. IV.2.2 aufgeführt sind. Um eine Zeitkonstante von 10^4 Stunden zu erhalten, müssen die Kontaktwiderstände Schalterdraht - Magnetleiter $< 10^{-9}$ Ohm sein, was durch Löten nicht erreicht werden kann. In Zusammenarbeit mit dem Institut für Elektronik an der Ruhr-Universität Bochum werden Kontakte hergestellt, deren Widerstand $R < 10^{-13}$ Ohm ist. Bei dem dort entwickelten Verfahren werden die einzelnen Filamente von Schalter und Magnetdraht auf eine NbTi-Folie geschweißt. Diese wird dann zwischen zwei Kupferplatten gepreßt, um mechanische, elektrische und thermische Stabilität zu erzielen.

Wicklung und Wickelkörper

Wesentlich für das Erreichen der verlangten Feldgüte ist die genaue Einhaltung der azimuthalen Position der Stromblöcke. Abweichungen ergeben Feldfehler von ca. 1 ‰ pro Grad.

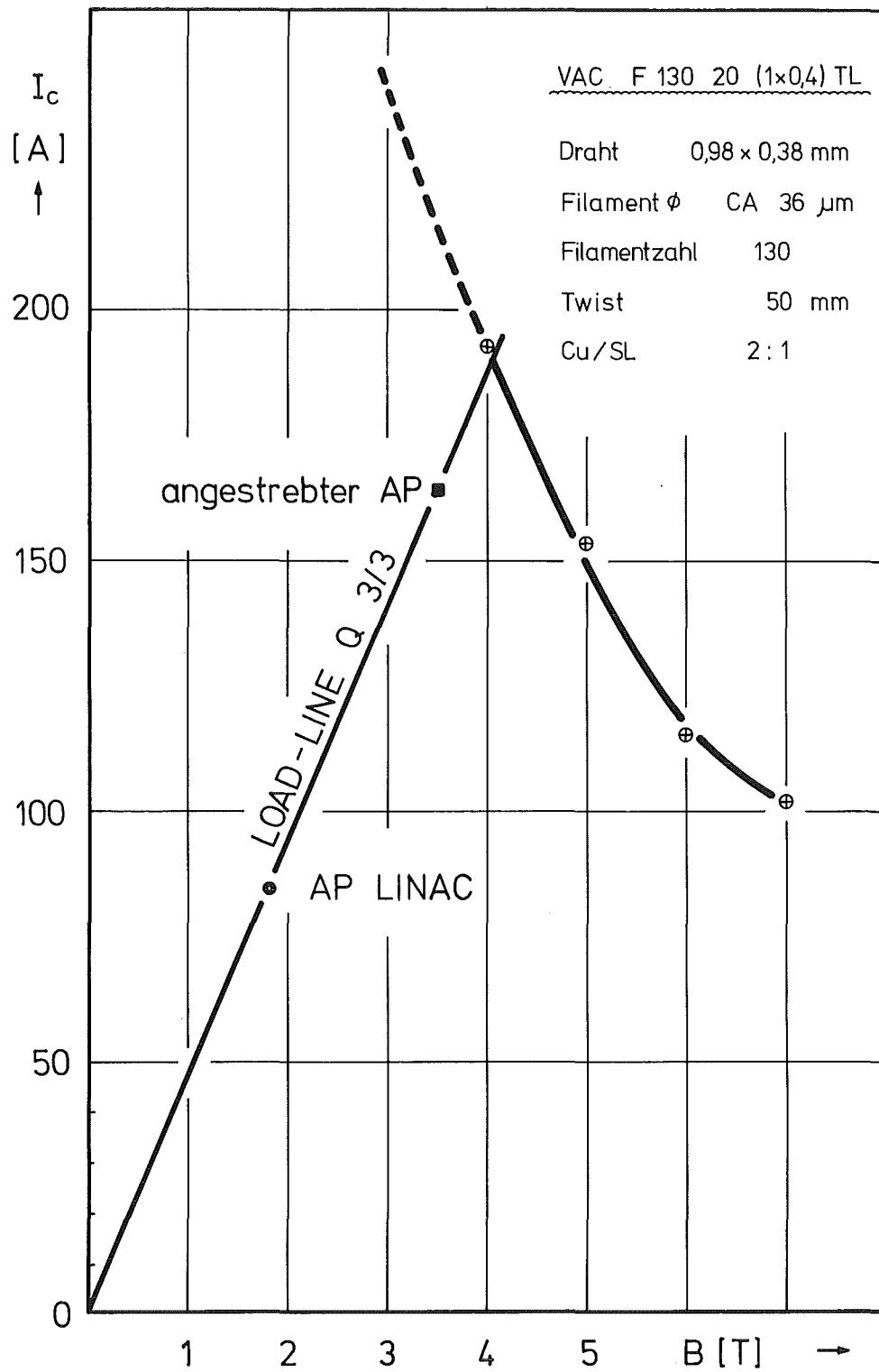


Abb. IV.2.1: I_c -B-Charakteristik des verwendeten Supraleiters und Ladekennlinie eines Quadrupols.

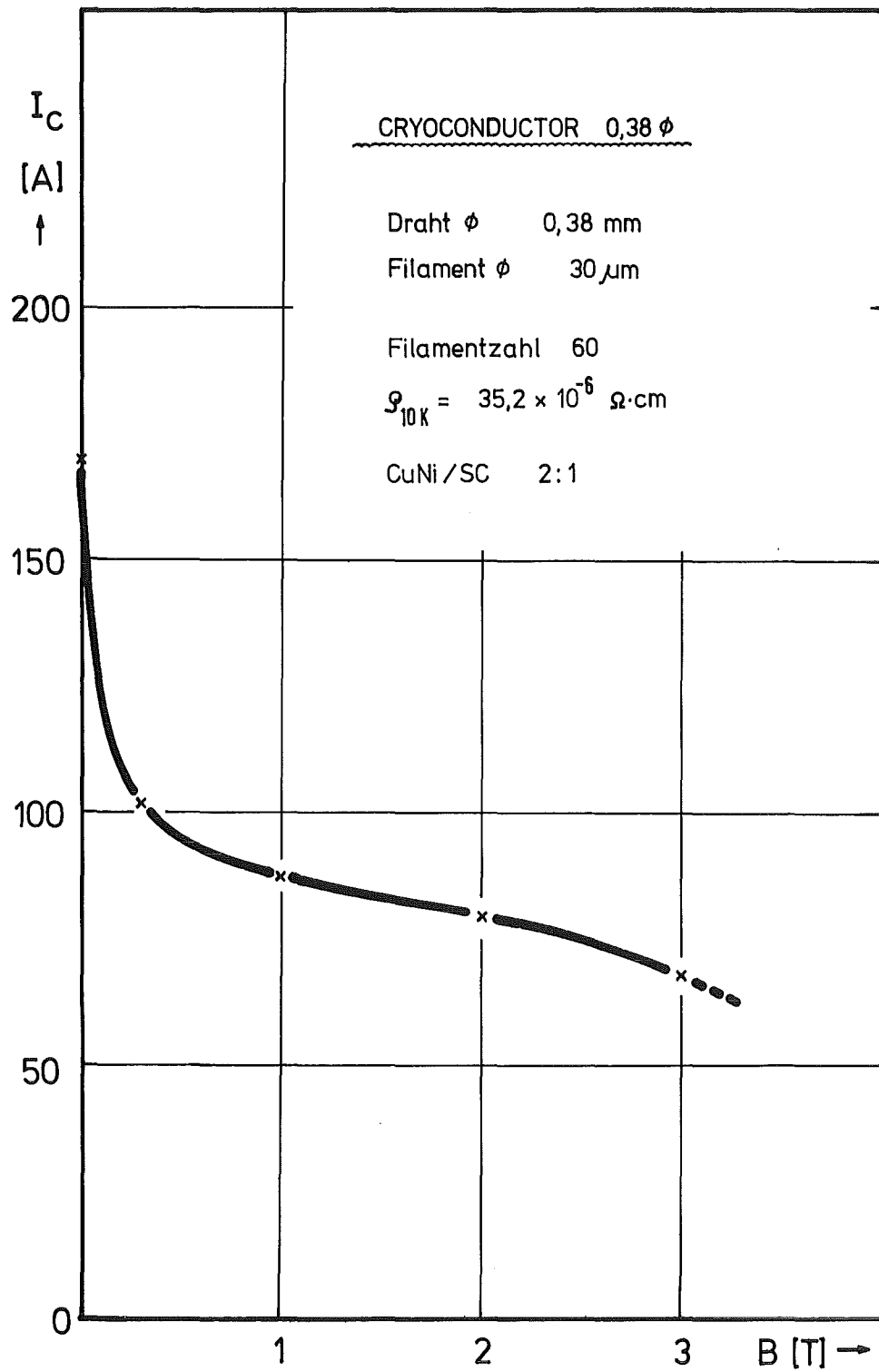


Abb. IV.2.2: I_c -B-Charakteristik des Schalter-Supraleiters.

Die Wicklungsgeometrie der Pole entspricht einer komplizierten Möbius-Konfiguration, bei der die Leiterlänge pro Lage gleich ist. Die Außenkontur der Wickelkörper muß dieser Geometrie entsprechen. Abb. III.3.13 in Kap. III.3 zeigt die Abwicklung sowie Projektionen der Wickelkörper.

Für die Fertigung wurden Toleranzen von 0.1 mm verlangt. Durch genügend feine Unterteilung der Koordinaten auf den Kantenkurven kann diese Forderung erfüllt werden. Es wurde ein handgearbeitetes Modell erstellt, das den Toleranzansprüchen genügte. Mit diesem Modell wurden die Wickelkörper im Kopierverfahren hergestellt.

Als Material für die Wickelkörper wurde Kuprodur 80 (CuNi 1, 5 Si-Legierung) verwendet, um die Dilatation von Wicklung und Körper weitgehend anzupassen.

Zwei Quadrupole wurden gewickelt, jeweils 4 Pole in einem Stück, um weitere Kontaktstellen zu vermeiden. Die Wicklung eines Probepoles ist in Abb. IV.2.3 dargestellt (vgl. auch dazu die Abb. III.3.5, 6 in Teil III).

Nach dem Vakuumverguß der Wicklung der einzelnen Pole wurden diese auf das Tragrohr montiert (Abb. IV.2.4). Danach erfolgte ein zweiter Vakuumkompaktverguß mit gefülltem Harz, um ein in sich mechanisch festes System zu erhalten. Außerdem wurden die Pole mit Schrumpfringen aus einer hochfesten Aluminiumlegierung zusätzlich fixiert (Abb. IV.2.5). Nach dem Einschrumpfen in den Eisenmantel wurden die Kontakte zwischen Schalter- und Spulenleiter in Bochum gefertigt. Abb. IV.2.6 zeigt den Magneten vor dem Einbau in den Kryostaten.

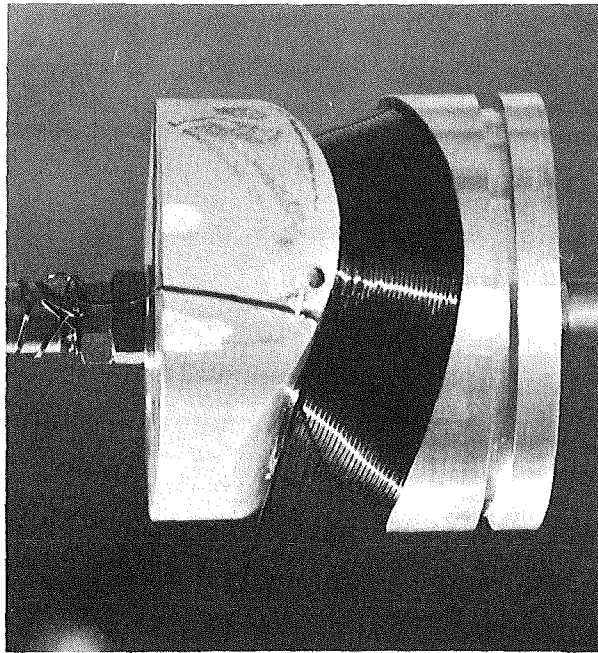


Abb. IV.2.3: Probewicklung eines Pols mit Supraleiter

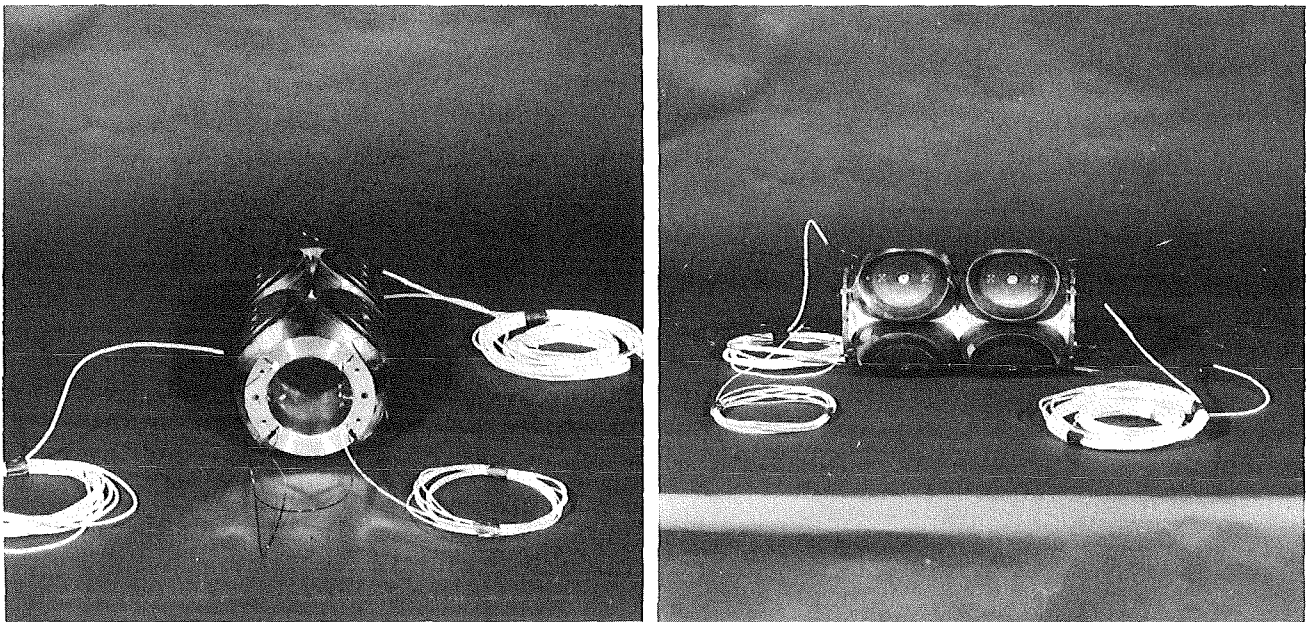


Abb. IV.2.4: Anordnung der Pole auf dem Tragrohr.

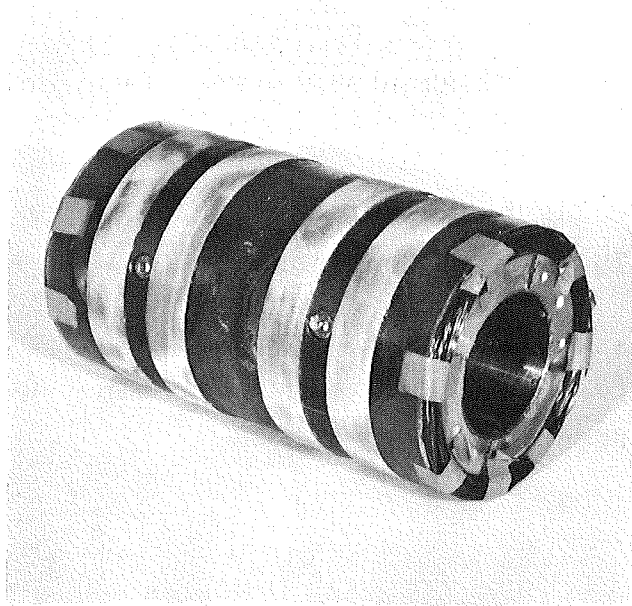


Abb. IV.2.5: Kompaktvergossenes Quadrupoldublett mit Schrumpfringen.

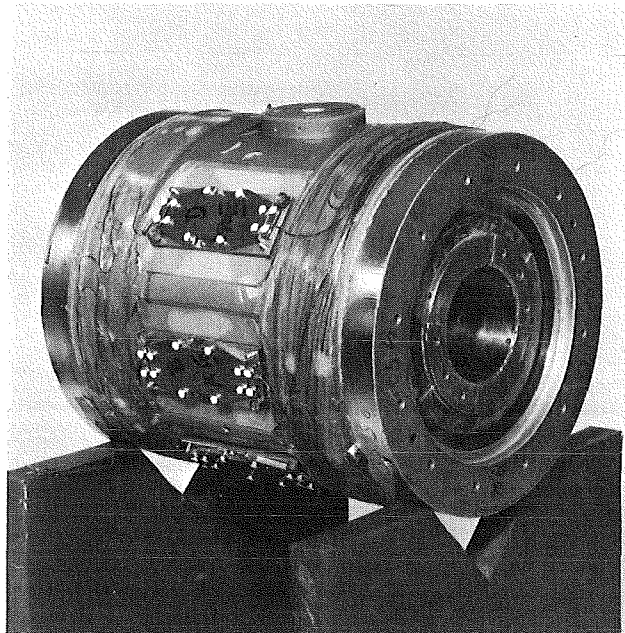


Abb. IV.2.6: Einbaufertiges Quadrupoldublett. Ein Eisenmantel wurde aufgeschrumpft. Auf dem Eisenmantel sind die supraleitenden Kontakte und die supraleitenden Schalter zu sehen.

Literatur zu Kap. IV.2.1:

- 1) G. Luderer, P. Dullenkopf, G. Laukien, Superconducting joint between multifilamentary wires, Cryogenics, 14 (1974)518
- 2) S. Förster, Fertigungsablauf der Wickelkörper und Kokillen für Q3/3, (1975) unveröffentlicht
- 3) S. Förster, N. Brünner, J. Reiner, N. Fessler, Fertigung der Kokillen für den Vakuumverguß der Linac-Quadrupole, (1975) unveröffentlicht

2.2 Supraleitende Quadrupole für ein Hochenergie-Experiment mit Hyperonen am SPS in CERN

Supraleitende Magnete werden in der Hochenergiephysik bisher vorwiegend aus Gründen der Energieeinsparung und Kompaktheit (z.B. Blaskammern) eingesetzt. Lediglich bei Experimenten mit Teilchen sehr kurzer Lebensdauer, d.h. kleiner Zerfallslänge, sind sie auch aus physikalischen Gründen unabdingbar. Aus diesem Grunde wurden in einem Hyperonenstrahl am SPS bereits supraleitende Quadrupole benutzt, in denen das Feld durch Eisenpole geformt wurde. Bei der Auslegung des entsprechenden Strahls für das SPS konnte die Gesamtlänge durch Verwendung der Luftspulen weiter reduziert werden.

In Absprache mit den anderen Laboratorien der GESSS-Kollaboration und im Auftrag von CERN werden seit Herbst 1974 im IEKP III zwei supraleitende Quadrupole entworfen und gebaut, die in einem Hochenergie-Experiment mit Hyperonen eingesetzt werden sollen. Die beiden Magnete sind bis auf ihre Längen (etwa 1 m) identisch aufgebaut: kalte Nutzapertur von 3 cm Durchmesser, Feldgradient von etwa 160 T/m, Feldfehler von weniger als 1 % in der Apertur, Felderzeugung durch Luftspulen mit zylindrischer Eisenabschirmung. Der automatische Betrieb wird durch ein elektrisches und kryogenes Versorgungs-, Regelungs- und Kontrollsystem sichergestellt, das Kryostate, Strom- und Kältemittelzuführungen und Kontrollgeräte umfaßt. Die Magnete sollen mit einem hochgenauen Kompensations-Spulensystem magnetisch vermessen werden. Bis Sommer 1976 sollen sie in CERN übergeben und installiert sein.

Beschreibung des Magnetsystems und seiner Fertigung

Ausgehend von den mit CERN festgelegten Grundparametern für die Magnete wurde in Computerstudien mit den Programmen MG 05, MG 08, MG 12 und MAGNET die Auslegung der beiden Quadrupole vorgenommen. Die Daten sind der Tabelle 1 zu entnehmen. Grundlage der Berechnungen war die Überlegung, die Supraleiter im Querschnitt der Magnete als rechteckige Blöcke um eine kreisförmige

Tab. 1: Daten der beiden supraleitenden Quadrupole für das SPS-Hyperonen Experiment.

(Die beiden Quadrupole sind mit Ausnahme ihrer Länge identisch)

Geometrische Daten:

Durchmesser der kalten Bohrung	30 mm
Innerer Spulendurchmesser	46 mm
Äußerer "	107,4 mm
Höhe der Spule	10 mm
Form des Spulenquerschnitts	rechteckiger Block
Innerer Eisendurchmesser	126 mm
Äußerer "	196 mm
Eisenform	zylindrisches Rohr
Spulenlänge	1190 mm, bzw. 875 mm
Form der Spulenenden	gleiche Wicklungslänge
Eisenlänge	1250 mm, bzw. 935 mm
Gesamtlänge	1400 mm, bzw. 1100 mm
Äußerer Durchmesser der Enden	240 mm
" " im Mittelfeld	360 mm

Elektromagn. Daten:

2-dim. Gradient	156 T/m
Längenintegral des Gradienten	180 Tm/m, bzw. 130 Tm/m
$\Delta B/B$ bei 30 mm Durchmesser	
Entwurfswerte	$3 \cdot 10^{-3}$
mit Toleranzen und Sättigung	$< 1 \cdot 10^{-2}$
Maximales Feld in der Spule	4.2 T
Mittlere Stromdichte	420 A/mm ²
Gespeicherte Energie	40 kJ, bzw. 30 kJ

Kühlung:

Kühlungsart	Heliumbad mit N ₂ -Schild
Verluste (einschließlich Stromzuführungen und He-Leitungen, geschätzt)	~6W = 8 l/h pro Quadrupol

Apertur anzuordnen. Die Rückführung der Leiter geschieht über Enden, deren Form eine konstante Länge für jeden Leiter in einer Lage sicherstellt.

Als Leiter wurde ein Rechteckmaterial von $1.28 \times 0.83 \text{ mm}^2$ Querschnitt einschl. Lackisolation von der Fa. VAC gewählt. Der gewählte Filamentdurchmesser von ca. $15 \text{ }\mu\text{m}$ (Filamentzahl 1920, Cu-SL Verhältnis 2 : 1) soll die Anfälligkeit gegen Normalleitendwerden verringern, da der Arbeitspunkt des Magneten nur etwa 20 % unter dem Kurzprobenwert liegt. Der gewählte Stromwert von 450 A ist ein Kompromiß zwischen den Heliumverlusten zur Kühlung der Stromzuführung und der elektrischen Spannung im Quenchfall. Die Leiterlänge beträgt ca. 4800 m.

Die Herstellung der Wicklungen erfordert große mechanische Präzision, die vor allem für das innere Tragrohr als die eigentliche Referenzfläche und für das Aufbringen der Wicklungen auf den Wickelkörper und dieses Rohr gilt. Die Wicklungen sind auf zwei gegeneinander geneigten kastenförmigen Träger aufgebracht, die durch Abstandskeile gehalten werden. Infolge fehlender Normalkräfte auf dem langen geraden Stück der Wicklung müssen die Einzellagen befestigt werden. Das geschieht durch einen Harzkleber, mit dem jede Lage auf der vorhergehenden befestigt wird. Nach der Fertigstellung der einzelnen Pole wurden diese auf dem zentralen Trägerrohr befestigt und durch Abstandskeile in der geforderten Position gehalten (Abb. IV.2.7). Der so gefertigte Quadrupol ist mit Ringen aus Hartaluminium armiert, so daß die magnetischen Kräfte aufgenommen werden.

Das zur Verstärkung und Abschirmung um diesen Körper vorgesehene zylindrische Eisenjoch ist in axialer Richtung in drei leichten Stufen ausgebildet, so daß der Innenkörper mit den passend bearbeiteten Armierungsringen mit geringem Risiko eingeschrumpt werden konnte. Um das Eisenjoch werden Tanks für Helium und Stickstoff angebracht, die an den Enden in Abschirmungsschilde auslaufen, um den von CERN geforderten kleineren Durchmesser zu gewährleisten.

Über der Mitte jedes Magneten befindet sich ein zentraler Versorgungstank, in dem die elektrischen, kryogenen und Kontroll-

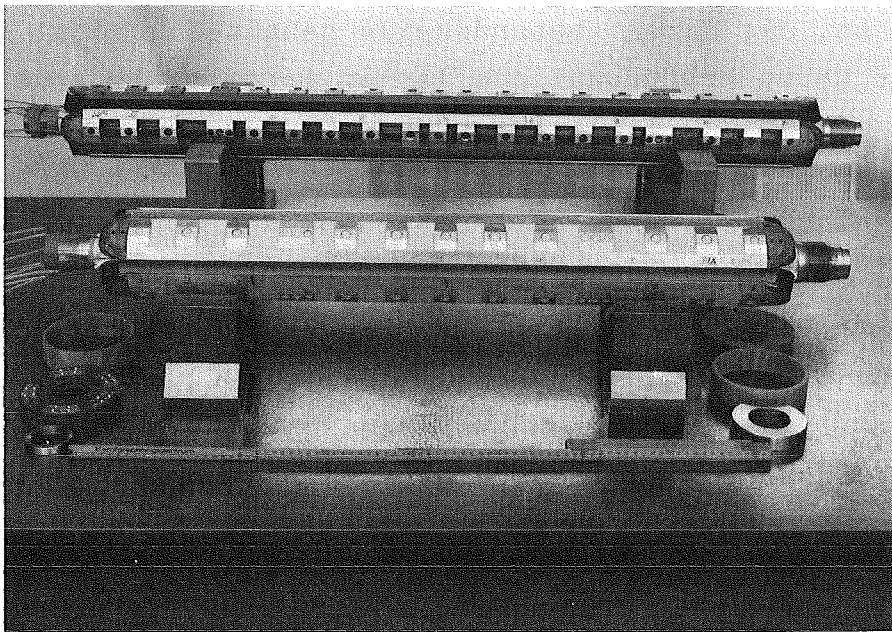
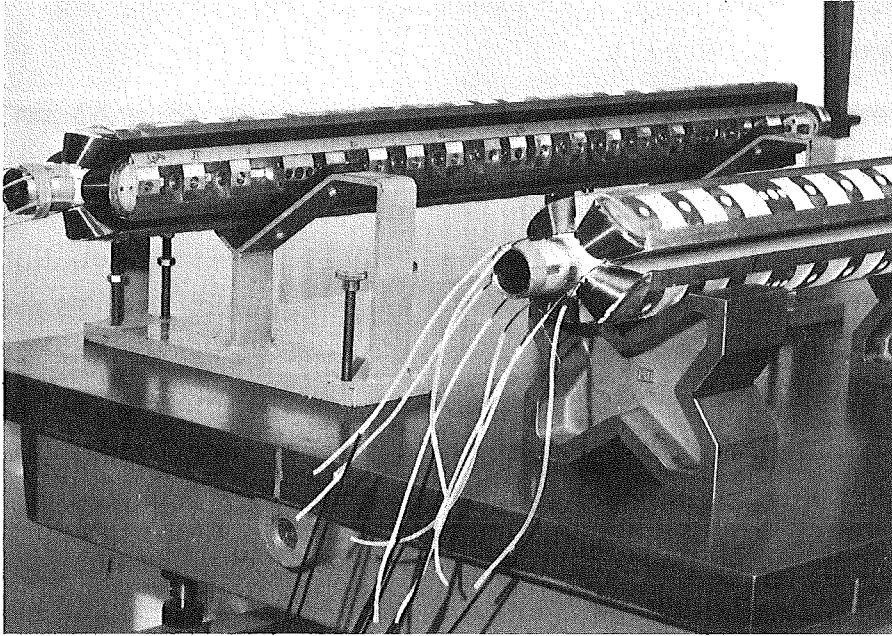


Abb. IV.2.7: Supraleitende Quadrupole für den Einsatz am SPS in CERN.

Leitungen enden. Dieser Tank wird an den Magnetkryostaten angeflanscht; er ist ebenfalls durch Helium und Stickstoff gekühlt. Die Versorgungs- und Kontroll-Leitungen werden von dort einige Meter nach oben geführt, da sich im Betrieb die Kältemittelbehälter, Stromversorgungen und Regelungseinheiten auf den Abschirmungsblöcken aus Beton befinden, die den Hyperonenstrahl abdecken.

Zur Kühlung und mechanischen Homogenisierung wurden als Materialien für den Magnetkörper Metalle verwendet, deren Ausdehnungskoeffizienten zu tiefen Temperaturen mit denen des Supraleiters weitgehend übereinstimmen. Innerhalb der Abstandskeile des Magnetkörpers befinden sich Hohlräume, die von unten mit flüssigem Helium gefüllt werden. Innerhalb des Versorgungstanks ist eine Umschaltung des Heliumflusses von Abkühl- auf Dauerbetrieb vorgesehen. Der mechanische Sitz des weniger schrumpfenden Eisenkörpers gegen den Magneten im Innern und den Kryostaten außen ist durch mechanische Vorspannungen aufgrund der Einschrumpfmontage bzw. durch konische Flächen gewährleistet, die außerdem die unterschiedliche Längenschrumpfung ausgleichen.

Das magnetische Meßsystem muß wegen der geringen mechanischen Abmessungen und der komplizierten magnetischen Daten der Quadrupole sehr genau gefertigt werden. Es gestattet, Felder längs der Achse zu integrieren und nach Multipolen zu analysieren. Dazu wird eine Kompensationsspulenanordnung auf einem Glaskörper gewickelt und in einem Stützrohr geführt. Dieses Rohr mit den Spulen wird von einem torsionsschwingungsarmen Trägheitsantrieb gedreht; die dabei entstehenden Spannungssignale werden nach einer Analog-Digital-Wandlung und digitaler Zwischenspeicherung im Computer analysiert. Zur Zuordnung von Spannungssignal und Winkel ist der Trägheitsantrieb mit einem Drehwertgeber ausgestattet.

Erste Testergebnisse

Die in das Eisenjoch eingeschrumpften Quadrupole wurden im Februar und März 1976 im Kryostaten des D2a-Magneten getestet. Trotz des geringen Anteils von Epoxydharz in Wicklung und Magnet waren über 150 Quenche erforderlich, um die Magnete bis nahe an ihren Kurzprobenwert zu trainieren (Abb. IV.2.8). Dabei zeigte sich, daß die Zahl der Trainingsschritte, die bis zu einem bestimmten Stromwert nötig sind, proportional zur Länge der beiden Magnete ist. Es ist damit unwahrscheinlich, daß die Magnetenden für das Training verantwortlich sind. Vielmehr erscheint es möglich, daß die vorzeitigen Quenche der Trainingsphase durch Flußsprünge im Supraleiter selbst hervorgerufen werden. Diese Hypothese wird gestützt durch Oszillographenbilder der Spannung am Quenchdetektor, die beim Training vor jedem Quench einen abrupten Spannungsanstieg zeigen, der auf einen Flußsprung zurückzuführen ist. Bei Quenchen im Bereich des Kurzprobenwertes fehlen diese Spannungsspitzen am Quenchdetektor. Die Trainingskurven sind der des D2a-Magneten sehr ähnlich (vgl. Abb. IV.1.31). Nach der Trainingsphase erreichten beide Quadrupole ihren Kurzprobenstrom von etwa 500 A. Beim Sollstrom von 450 A konnten sie mehrere Stunden lang ohne Störung betrieben werden. Vorläufige Feldmessungen zeigen innerhalb einer Meßgenauigkeit von etwa 1 % volle Übereinstimmung zwischen dem erreichten und berechneten Feldverlauf. Beide Kryostate wurden ohne die Quadrupole abgekühlt und zeigten statische Verluste von 1 W je Kryostat.

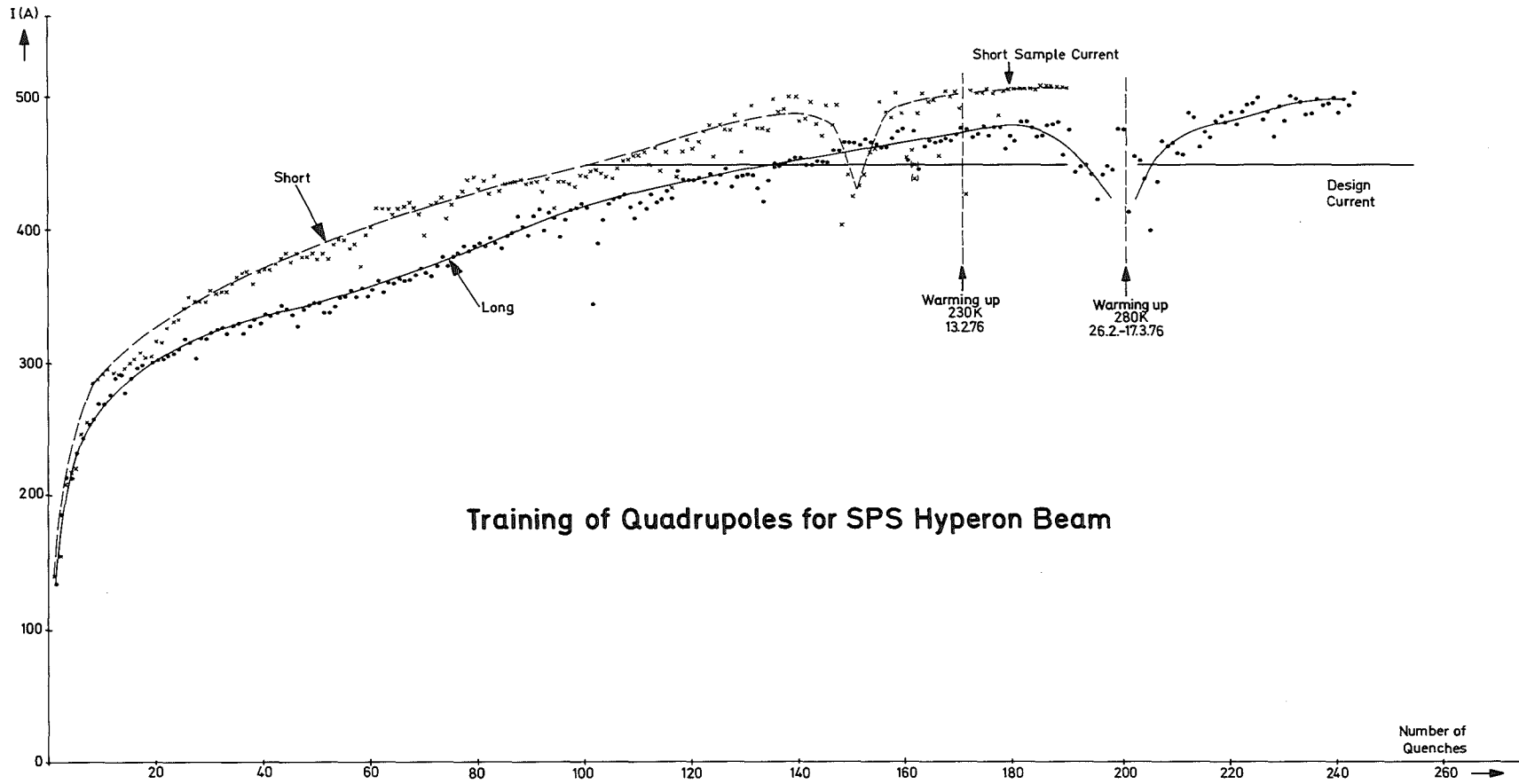


Abb. IV.2.8: Trainingskurven der beiden Quadrupole

IV.3. Supraleitende Solenoide

3.1 Auslegung

Für spezielle Aufgaben wurden im IEKP III supraleitende Solenoide entwickelt, die in den Tabellen 1, 2 und 3 zusammengefaßt sind.

Berechnung und Auslegung der Solenoide erfolgten meistens nach gebräuchlichen Rechnungsgrundlagen^{1,2)} und mit Hilfe eines im IEKP III entwickelten Computerprogramms³⁾, (vgl. SOLENO, Kap. III.1).

Als Leitermaterial wurden in der Regel filamentisierte, gewüstete NbTi-SL mit Kupfer- oder Mischmatrix (Cu/CuNi) in- und ausländischer Firmen verarbeitet (Tab. 2). Mit diesem Material lassen sich bei einem vernünftigen Materialaufwand Felder bis etwa 8.5 T erreichen. Einen typischen Filamentleiter zeigt Abb. II.2.1 in Kap. II.2.

Bei einer Feldänderung entstehen im Leiter Wechselstromverluste, die sich hauptsächlich aus Hysterese- und Wirbelstromverlusten zusammensetzen (AC-Magnete). Die Verluste durch Hysterese sind der Filamentdicke proportional ($P_L \sim d$) und die durch Wirbelströme $P_{EL} \sim \ell_t^2 / \rho_{NL}$, wobei ℓ_t die Twiststeigung der Filamente und ρ_{NL} den spezifischen Widerstand des normalleitenden Matrixmaterials darstellen. Geringe Verluste bedeuten also: die einzelnen Filamente sollten sehr dünn, der Twist klein und der Widerstand des Matrixmaterials möglich hoch sein. Dünne Filamente und damit geringe Ströme werden außerdem aus Gründen der Leiterstabilität gefordert, um aufgrund einer lokalen Störung im SL die erzeugte Wärme klein zu halten. Die Wärme und auch der Strom werden über die Matrix, die in diesem Falle möglichst gutleitend (Cu) sein sollte, abgeführt. Darum ist ein möglichst ausgewogenes Querschnittsverhältnis von Matrix/SL notwendig. Bei den hier verarbeiteten Leitern beträgt es zwischen 1 und 2.

Tab. 1: Abmessungen der gebauten Solenoide

SLS	Bau- jahr	Abmessungen der Wicklungen (mm)			verfüg- bare Bohrung (mm)	Anzahl der Windungen	Kühlung	Fixierung	Material des Magnet- körpers	Wickel- pannung N/mm ²
		Innen- ∅	Außen- ∅	Länge						
1a	71	55	104	209	51	14.700	Kanäle	keine	VA	100
1b	71	100	177	209	95	31.200	Kanäle	keine	GFK	175
2	73	55	105	209	51	7.300	keine	Epoxydharz naß gewickelt	VA	70
3	74	60	121	230	50	5.000	Kanäle	Epoxydharz Vakuum verg.	GFK	65
4	74	67	175	200	65	17.500	keine	Epoxydharz Vakuum verg.	GFK	80
5	74	90	170	200	80	690	Heat- drains	Epoxydharz Vakuum verg.	GFK	40
6	74	27	81	119	25	8.800	keine	Epoxydharz Vakuum verg.	GFK	80
7	75	54	122	210	51	14.160	keine	Epoxydharz naß gewickelt	VA	83-44
8	75	11	56	80	8	12.010	keine ⁺⁾	Epoxydharz naß gewickelt	GFK	88-50
9 ⁺⁺⁾	75	804	1046	~100	~700	1.475	Kanäle	keine	VA	50
10	75	240	300	250	160	316	Kanäle	Epoxydharz Vakuum verg.	GFK	31-21

⁺⁾ Heat-drains bei Betrieb im Vakuum

⁺⁺⁾ 2 gleiche Solenoide als Helmholtz-Spulenpaar

Tab. 2: Leiterdaten

SLS	Her- steller	Typ	benötigte Länge (m)	Dimension mm mm ²	SL-Filamente			Matrix		I (B)-Werte A		Isolation		Bemerkungen
					Anzahl	∅ µm	Twist mm	Material	Matrix SL	5 T	8 T	Art	Dicke (µm)	
1a	VAC	F130	3.500	0,5 ∅	130	30	kein	Cu	1,2	220	80	Lack	30	
1b	VAC	F130	18.500	0,4 ∅	130	25	4	Cu	1,2	120	-	Lack	30	
2	VAC	F130	1.840	1x0,6	125	44	50	Cu	2,0	290	132	Lack	30	
3	IMI	TC2035/ 100	1.400	1,0 ∅	2035	14	10	Cu/CuNi	1,5	571	266	Lack	30	
4	VAC	F130	$\frac{1.450}{5.100}$	$\frac{1x0,6}{1x0,4}$	130	$\frac{45}{37}$	50	Cu	2	$\frac{390}{198}$	$\frac{168}{92}$	Lack	40	<u>innen</u> <u>außen</u>
5	Kryo- Magn. IEKP	- Braid	$\frac{9.600}{290}$	$\frac{0,35 \text{ } \emptyset}{2,3x4,6}$	$\frac{206}{32x206}$	16	3,6	Cu	1,25	$\frac{59}{1883}$	-	Lack - Glasb.	$\frac{20}{200}$	<u>Filamentl.</u> <u>Kabel</u>
6	Krupp	-	$\frac{950}{700}$	0,6 ∅	$\frac{61}{121}$	$\frac{51}{37}$	vorh.	Cu	$\frac{1,3}{1,2}$	-	$\frac{121}{125}$	Lack	25	<u>innen</u> <u>außen</u>
7	VAC	F130	$\frac{540}{3.500}$	$\frac{1x0,6}{0,8x0,5}$	130	$\frac{45}{37}$	50	Cu	2	$\frac{327}{234}$	$\frac{151}{95}$	Lack	$\frac{40}{30}$	<u>innen</u> <u>außen</u>
8	VAC Krupp	F 60 -	$\frac{160}{1.070}$	$\frac{0,4 \text{ } \emptyset}{0,3 \text{ } \emptyset}$	$\frac{60}{60}$	$\frac{33}{-}$	$\frac{20}{15}$	Cu	$\frac{1,4}{1,3}$	$\frac{133}{91}$	$\frac{57}{-}$	Lack	$\frac{23}{15}$	<u>innen</u> <u>außen</u>
9	VAC	-	4200pro Spule	1,3x2,5	25	≈200	-	Cu	≈4	1000	-	Mylar- Folie	≈30	
10	VAC	F2600 -	$\frac{-}{230}$	$\frac{0,85 \text{ } \emptyset}{1,6x7,6}$	$\frac{2600}{17x2600}$	10	10	Cu/ CuNi	1,8	$\frac{390}{6500}$	$\frac{130}{-}$	keine Baum- wolle	$\frac{-}{200}$	<u>Filamentl.</u> <u>Kabel</u>

Tab. 3: Erreichte Werte

SLS	erreichtes Zentralfeld $B_0 T $	Strom (A) bei B_0	erreichter Strom I krit. Strom j_c	Strom- dichte $j_c kA/cm^2 $ bei B_0	B $ T/s $	Homogenität des Zentralfeldes 5 cm Kugel- \emptyset	Magnet- Konstante $K T/A $	Induk- tivität $L H $	Energie bei B_0 $ kJoule $	Anwendung
1a	5,1	66	0,67	23,0	$4 \cdot 10^{-2}$	10^{-4}	0,076			
1b	5,5	35	0,78	-	$2 \cdot 10^{-2}$	$\sim 10^{-3}$	0,156	70	43,0	Magnetisie- rungsmessungen
2	7,2	171	1,0	24,2	$2 \cdot 10^{-2}$	10^{-2}	0,042	1,0	14,6	Transforma- tionseffekte
3	7,6	298	0,99	25,0- 30	1	$8 \cdot 10^{-3}$	0,025	0,6	26,6	Wechselfeld- verluste
4	7,9	88	0,92	$\frac{12,3}{17,3}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$8 \cdot 10^{-3}$	0,090	13,4	52,5	$I_c(B)$ -Messungen
5	4,8	1500	0,92	12,6	1	$\sim 5 \cdot 10^{-3}$	$3,17 \cdot 10^{-3}$	0,025	28,0	frequenzabhängige Magnetisierungsmess.
6	8,2	96	1,0	25,0	10^{-2}	$6 \cdot 10^{-3}$ (2cm Kugel- \emptyset)	$8,51 \cdot 10^{-2}$	1,2	5,5	Krupp-Forschungsinst.
7	8,5	110	1,0	$\frac{14,3}{24,6}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$7,74 \cdot 10^{-2}$	5,2	31,5	Transformations- effekte, Außenfeld A15-Solenoid
8	7,9	50	0,96	$\frac{26,7}{50,2}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-3}$ (5cm längs Z-Achse)	0,158	1,2	1,5	SL-Untersuchungen bei mech. Belastung
9	Testergebnisse liegen noch nicht vor									Energietransfer- Experimente
10										

IV-3-4

Nach dem heutigen Stand der Fertigungstechnik lassen sich Filamentleiter mit Filamentdurchmessern bis zu einigen μm herstellen mit einem Twist von etwa $10 \times$ Leiterdurchmesser. Einen hohen Matrixwiderstand erreicht man durch Verwendung einer Legierungsmatrix (CuNi) oder einer Mischmatrix (Cu/CuNi). Bei Kabeln wurden die Matrixverluste durch Isolation der einzelnen Filamentleiter reduziert.

Als Leiterprofile stehen im allgemeinen Rund- oder Rechteckquerschnitte zur Verfügung. Bei sonst gleichen physikalischen Eigenschaften haben Rundleiter den Vorteil, daß sie sich besser lackisolieren lassen und somit keine Gefahr für Windungsschlüsse darstellen. Der damit erreichbare Füllfaktor und somit die Stromdichte ist jedoch kleiner als bei Rechteckleitern.

Die Konstruktion und Fertigung der Solenoide einschließlich der Magnetkörper, der Hilfsvorrichtungen (z.B. Kokillen) und Stromzuführungen erfolgten in institutseigenen Abteilungen und Werkstätten (vgl. Kap. III.3). Im folgenden werden die einzelnen in den Tabellen 1, 2 und 3 aufgeführten Solenoide näher beschrieben.

3.2 Solenoiden mit Lagenkühlung

Bei Solenoiden mit Lagenkühlung sind im Wickelpaket Kühlkanäle oder Kühlmatten ("heat-drains") vorgesehen, die die bei einer Feldänderung entstehenden Wechselstromverluste an das Heliumbad abführen. Die Verluste sind abhängig von der Feldamplitude B und der Feldänderungsgeschwindigkeit \dot{B} und betragen bei einem Solenoiden mittlerer Größe für z.B. $B = 7 \text{ T}$ und $\dot{B} = 1 \text{ T/s}$ einige Watt.

Die Kühlung durch Kühlkanäle hat den Vorteil, daß die Verluste unmittelbar an das Helium abgeführt werden können. Dabei ist zu beachten, daß die Kanäle senkrecht im He-Bad stehen und die Temperaturdifferenz zwischen Wicklung und Bad klein bleibt ($\Delta T \lesssim 0.1 \text{ K}$, Konvektionskühlung). Als Nachteile kann sich herausstellen, daß das Wickelpaket nicht kompakt genug ist. Außerdem besteht generell die Schwierigkeit, bei einer mechanischen Fixierung mit Epoxydharz (Vakuumverguß) die Kanäle überhaupt herzustellen (vgl. hierzu auch Kap. III.3).

Bei einer Kühlung mittels "heat-drains" läßt sich eine mechanisch stabile Wicklung herstellen. Die Verlustwärme wird durch Wärmeleitung längs dünner Kupferdrähte an das Heliumbad abgeführt, wobei jedoch Wärmewiderstände vom SL über Isolationsschichten zu überwinden sind. Bei dünnen SL'n besteht außerdem die Gefahr von Windungsschlüssen durch die senkrecht zum SL verlaufenden Kupfermatten.

Die Kühlung bei den Solenoiden ohne Leiterfixierung erfolgt durch Kanäle. Zum Zeitpunkt des Baues der ersten Solenoide (SLS 1a, 1b) war die Fertigungstechnik noch nicht soweit entwickelt wie heute. Die Herstellung eines Vakuumvergusses, die gleichzeitig den Einbau von Kühlkanälen vorsieht, war noch nicht bekannt. Darum war bei den ersten mittels Kühlkanälen gekühlten Magneten eine Anwendung von Epoxydharz zwecks mechanischer Fixierung des Leiters nicht vorgesehen.

SLS 1a

Hier wurde ein Rundleiter verwendet, der auf einen isolierten Magnetkörper aus VA-Stahl mit konstantem Wickelzug von 100 N/mm^2 lagenweise sorgfältig aufgewickelt wurde. Nach jeder 4. SL-Lage wurde eine Kühlsteglage eingebaut, die aus 3 - 4 mm breiten, 0.3 mm dicken Epoxydharzstreifen besteht; diese sind im Abstand von 3 - 4 mm auf zwei Streifen Klebeband zu einer "Leiter" zusammgefügt. Diese "Leiter" wurde so um die SL-Lagen gelegt, daß die Streifen senkrecht zum SL verlaufen. An den Seitenflanschen verlaufen die Kühlkanäle in dünnen Epoxydharz-Scheiben, die gleichzeitig als elektrische Isolation des VA-Magnetkörpers dienen. Als Lagenisolation wurde eine 20 μm starke Hostaphan-Folie (Hersteller: Kalle, Wiesbaden) verwendet. Zur Verbesserung der Homogenität des Magnetfeldes wurde außen an den Enden des Solenoiden Zusatzwicklungen angebracht. Die Konstruktion von SLS 2a ist in Abb. IV.3.1 zu sehen.

SLS 1b

Konstruktion und Fertigung dieses Magneten sind mit SLS 1a vergleichbar. Hier wurde ein GFK-Magnetkörper benutzt, bei

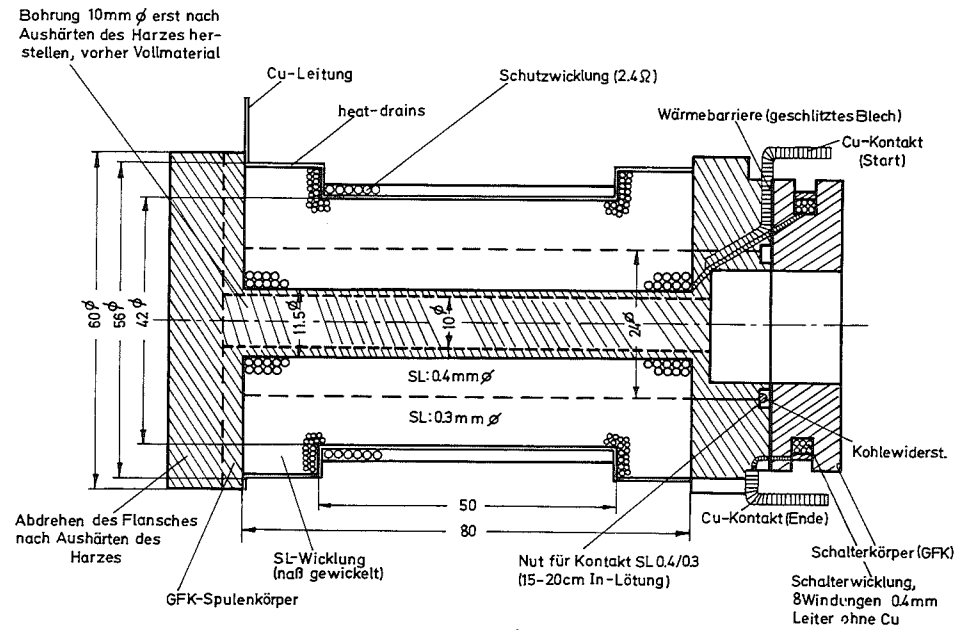
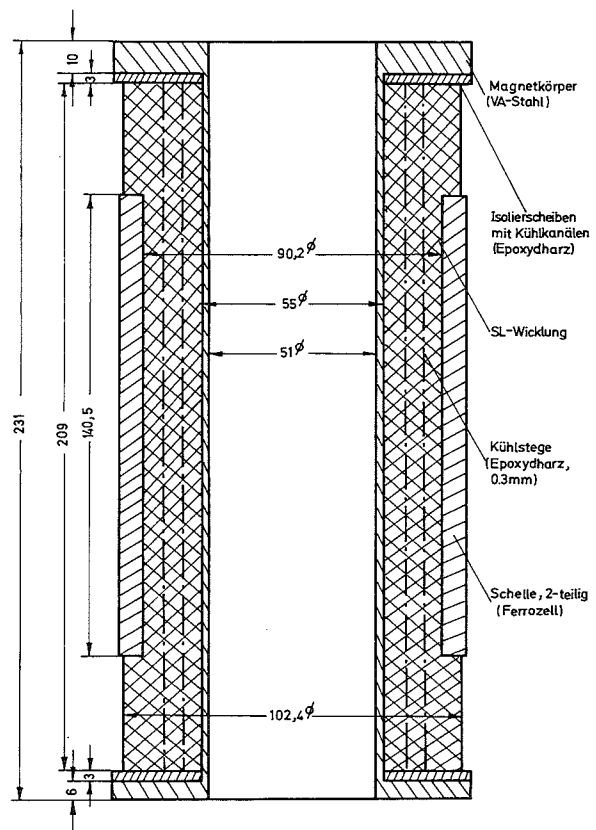


Abb. IV.3.1: Konstruktion von SLS 1a (links) und Konstruktion von SLS 8 - mit SL-Schalter (rechts).

dem die radialen Kühlkanäle in den Seitenflanschen eingefräst wurden. Die Homogenität des Magnetfeldes wurde durch zwei Korrekturspulenpaare verbessert. Nach Fertigstellung der Wicklung wurden um diese Bandagen aus kunststoffgetränktem Glasfaserband gewickelt, die eine eventuelle SL-Bewegung aufgrund der Magnetkräfte verhindern sollen.

SLS 9

Auf einen harzisierten Magnetkörper aus VA-Stahl großer Dimension wurde ein mit Kunststoffolie isolierter Rechteckleiter hoher Stromtragfähigkeit gewickelt. Zwischen jeder SL-Lage befinden sich 1 mm dicke Kühlnuten, die an den Seitenflanschen radial weiterlaufen. Bei den Solenoiden SLS 1a, 1b und 9 waren die Kühlung und die zur Verfügung stehenden SL so bemessen, daß nur ein Betrieb mit geringen Feldänderungsgeschwindigkeiten ($\dot{B} \leq 0.1 \text{ T/s}$) gewährleistet war.

Supraleiter und Fertigungstechnik wurden im Laufe der Zeit so weit entwickelt, daß der Bau pulsbarer Magnete mit $\dot{B} \geq 1 \text{ T/s}$ (AC-Magnete) möglich war. Ein wesentlicher Punkt bei der Entwicklung ist die Anwendung der Vakuumvergußtechnik, bei der die Wicklung mit Epoxydharz (Harz CY 221, HY 979, Hersteller: Ciba, Basel) unter Vakuum vergossen wird. Um einen Vakuumverguß durchführen zu können, muß das Solenoid in eine vakuumdichte Kokille eingebaut werden. Sie besteht am Umfang des Magneten aus einer Glasseidenbandage, deren äußere Lage mit Epoxydharz getränkt werden und nach dem Aushärten eine dichte Decke darstellen⁴⁾. Die Stirnseiten des Magneten werden mit Metallflanschen abgedichtet, wobei die Flansche Zu- und Abführungen für das Harz besitzen. In den Seitenflanschen des GFK-Spulenkörpers befinden sich Bohrungen, die den Durchfluß des Harzes ermöglichen. Vor dem Verguß wird der Magnet in der Kokille ein bis zwei Tage bei etwa 40° C ausgeheizt. Anschließend erfolgt der Verguß mit dem entgasten Harz-/Härtergemisch (Gewichtsanteile Harz/Härter = 100/30), das mit Raumtemperatur langsam in die auf 40° C aufgeheizte Kokille gesogen wird. Danach wird der harzgetränkte Magnet in der Kokille vorgehärtet (6 h, 60° C) und anschließend ausgehärtet (12 h, 70° C), (vgl. auch Teil III.3).

Die im folgenden aufgeführten Solenoide wurden mittels Vakuumverguß hergestellt.

SLS 3

Bei dem hier vorliegenden Magneten wurde das Wickelpaket radial in vier Teilpakete mit je 6 Supraleiterlagen aufgeteilt. Zwischen jedem Teilpaket befinden sich 2 mm dicke axiale Kühlkanäle (Abb. III.3.24,25), die nach der in Kap. III.3 beschriebenen Methode hergestellt wurden: Nach dem Wickeln eines Teilpakets auf dem GFK-Körper wurden am Umfang in alternierender Reihenfolge Teflon- und GFK-Streifen fixiert gelegt, die 2 mm dick und - je nach Durchmesser des Teilpakets - 2 bis 4 mm breit waren. Die Teflonstreifen ragten etwa 10 mm aus in den Seitenflanschen befindlichen Bohrungen heraus, damit sie nach dem Harzverguß leicht entfernt werden konnten. Die GFK-Streifen verhinderten größere Harzansammlungen, die beim Abkühlen des Magneten aufplatzen können, und ein Einklemmen der Teflonstreifen durch den SL. Nach dem Vakuumverguß und Aushärten des Epoxydharzes konnten die sich nicht mit dem Harz verbindenden Teflonstreifen problemlos herausgezogen werden und somit entstanden die Kühlkanäle⁵⁾. Die SL-SL- und NL-SL-Verbindungen wurden in die Seitenflansche eingelassen und ebenso wie die Zu- und Abführung in diesen Kontakten in den Harzverguß mit eingeschlossen. Die Abb. IV.3.2 zeigt SLS 4 mit den im Harzverguß eingelassenen Kontaktplatten.

SLS 5 (6)

Die Verlustwärme wird hier über senkrecht zum SL verlaufende "heat-drains" abgeführt, die aus nebeneinandergelegten, 0.3 mm dicken isolierten Kupferdrähten bestehen, deren Enden aus dem Wickelpaket herausgeführt wurden. Im Bereich der hohen Verluste (innen) wurden nach jeder SL-Lage und im Bereich der geringeren Verluste (außen) nach jeder zweiten eine Kühlmatte eingebaut. Als SL wurde hier ein Flechtleiter $2.3 \times 4.6 \text{ mm}^2$ verwendet, der aus 32 einzelnen, isolierten Filamentleitern besteht (Tab. 2, Abb. IV.3.3). Die Verflechtung der 32 je 0.35 mm dicken Leiter zu einem "braid" erfolgte auf einer in-

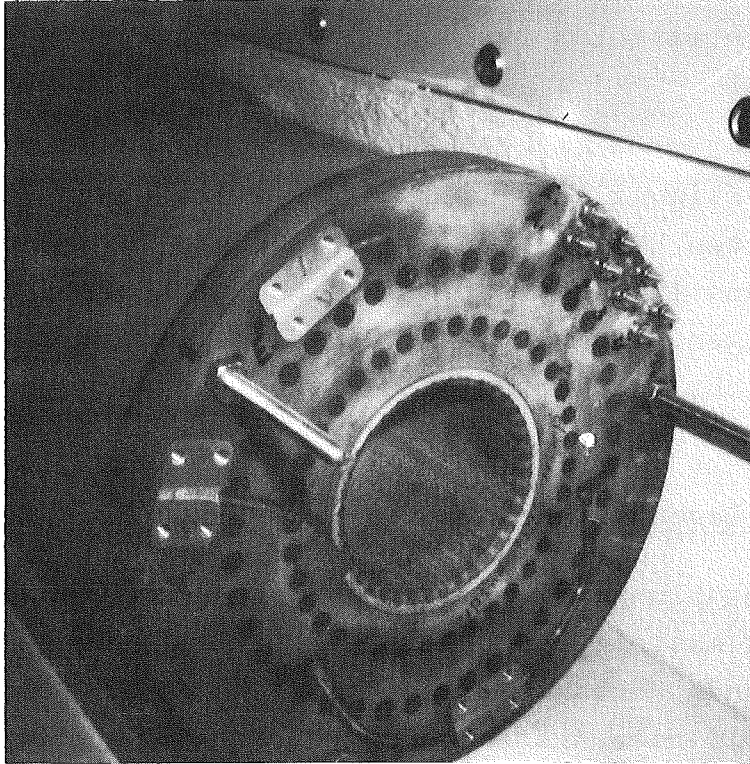


Abb. IV.3.2: SLS 4 mit im Harzverguß eingelassenen Kontaktplatten.

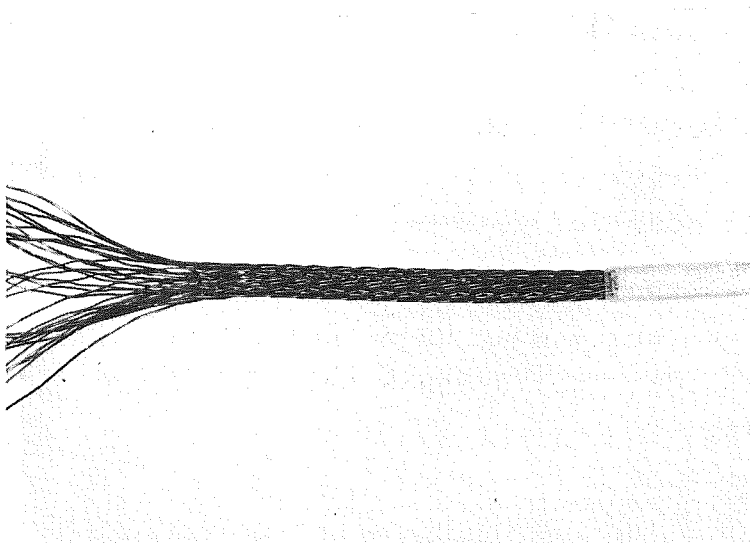


Abb. IV.3.3: Flechtleiter für SLS 5

stitutseigenen Flechtmaschine (vgl. Teil III.).

SLS 10

Konstruktion und Fertigung sind mit SLS 3 vergleichbar. Von der Anwendung des Magneten her ergeben sich bestimmte Anforderungen bezüglich Energie und Induktivität, die einen SL hoher Stromtragfähigkeit bedingen. Gewählt wurde ein SL-Kabel $1.6 \times 7.6\text{mm}^2$, bestehend aus 20 nicht isolierten Filamentleitern von 0.8 mm Dicke mit einer Mischmatrix (Tab. 2).

3.3 Solenoid ohne Lagenkühlung

Solenoid ohne Lagenkühlung haben in ihren Wickelpaketen weder Kühlkanäle noch Kühlmatten; die Kühlung erfolgt nur durch das den Magneten umgebende Heliumbad. Das bedeutet, daß bei einem gegebenen SL die Feldänderungsgeschwindigkeiten nur gering sein dürfen, um die Wechselstromverluste klein zu halten (DC-Magnete). Von Vorteil ist hierbei, daß man ein kompaktes, mechanisch stabiles Wickelpaket herstellen kann. Nachteilig ist bei der Anwendung der Vakuumvergußtechnik, daß das Solenoid wegen des großen Strömungswiderstandes des Epoxydharzes in der Wicklung eine bestimmte Größe nicht überschreiten kann. Aus diesem Grunde wurden auch Solenoide im Naßwickelverfahren hergestellt, d.h. nach dem Wickeln einer SL-Lage wurde diese mit Harz bestrichen und dann die nächste darüber gewickelt. Das Aushärten des Harzes erfolgte entweder nach Beendigung des Wickelns eines Teils oder des gesamten Wickelpakets.

Bei den hier beschriebenen Solenoiden, deren Leiter durch Harz fixiert wurden (Vakuumverguß oder Naßwickelverfahren), wurde der Magnetkörper entweder aus VA-Stahl (bei SLS 2 und SLS 7) oder GFK hergestellt.

SLS 2

Ein Rechteckleiter wurde mit konstantem Wickelzug ohne Lagenisolation im Naßwickelverfahren verarbeitet. Nach Fertigstellung der gesamten Wicklung wurde das Harz ausgehärtet.

SLS 7

Bei dem Magnetkörper dieses Solenoiden bestehen das zylindrische Tragrohr aus VA-Stahl (8 mm Wandstärke) und die Seitenflansche aus GFK. Die aus Isoliermaterial gedrehten Flansche bieten den Vorteil, daß man die darauf befindlichen Kontakte nicht gesondert isolieren muß; außerdem gibt es keine Isolationsschwierigkeiten bei den Leiterdurchführungen durch den Flansch. Zwischen Flansche und Wickelpaket wurden wegen der unterschiedlichen thermischen Kontraktion dünne Teflonscheiben als "Verschiebeflächen" gelegt.

Der Rechteckleiter wurde mit abgestuftem Wickelzug gewickelt, um die inneren Lagen auf Grund der sich addierenden Wickelspannungen nicht zu komprimieren und die Belastung des Tragrohres zu verringern. Das gesamte Wickelpaket wurde radial in vier Teilpakete eingeteilt und der Wickelzug von innen nach außen von etwa 80 auf 40 N/mm^2 abgebaut. Der Magnet wurde ebenfalls naß gewickelt, wobei jedes Teilpaket nach seiner Fertigstellung ausgehärtet wurde. Um die Stromdichte besser ausnutzen zu können, wurde bei hohem Magnetfeld (innen) ein SL mit einem Querschnitt von $1 \times 0.6 \text{ mm}^2$ und im Niederfeldbereich (außen) einer von $1 \times 0.4 \text{ mm}^2$ verwendet.

Bei der Verwendung von GFK-Magnetkörpern wurde das innere Tragrohr dickwandig (10 - 20 mm) ausgelegt, um bei der Herstellung die Wickelspannung ohne Verformung aufnehmen zu können. Nach der Fixierung des SL's mit Epoxydharz wurde die Wandstärke durch Ausdrehen auf etwa 0.5 mm reduziert. Dieses dünnwandige Innenrohr erfüllt keine mechanische Funktion mehr, es sollte lediglich die Wicklung vor Beschädigungen gegenüber auswechselbaren Einsätzen schützen. Die freitragende Wicklung sollte durch den Harzverbund ausreichend stabilisiert sein. GFK-Magnetkörper wurden bei SLS 4, SLS 6 und SLS 8 verwandt.

SLS 4

Da die Wicklung kompakt (ohne Kühlkanäle und Lagenisolation) gebaut wurde, war der Strömungswiderstand des Epoxydharzes, das nur eine begrenzte Verarbeitungsdauer hat, zu groß, und

das Harz durchströmte nicht in einem Verguß den gesamten Magneten. Das bedeutet, daß in Zukunft der Vakuumverguß mit diesem Harz und für Magnete dieser Bauart und Größe (Maße siehe Tab. 1) nicht mehr angewandt werden sollte.

SLS 6

Konstruktion und Bau erfolgten wie bei SLS 4. Trotz kompakter Wickelanordnung bereitete der Vakuumverguß bei einem Solenoiden dieser Größe keine besonderen Schwierigkeiten.

SLS 8

Zwecks Verbesserung der Feldhomogenität längs der Z-Achse wurden an den Enden äußere Zusatzwicklungen angebracht und zur Optimierung der Stromdichte innen ein 0.4 mm und außen ein 0.3 mm dicker SL verwendet.

Um den Magneten auch im Vakuum betreiben zu können, wurde außerhalb um die SL-Wicklung eine Kühlmatte aus dünnen 0.2 mm isolierten Kupferdrähten gelegt, die später im Kryostaten über eine Kupferleitung mit dem Heliumbad in Verbindung steht. Das Solenoid wurde mit einem supraleitenden Schalter ausgerüstet, der es ermöglicht, den auferregten Magneten von der Stromversorgung abzukoppeln und ein zeitlich konstantes Feld einzustellen (persistent mode). Als Schalterleiter wurde der SL mit 0.4 mm Durchmesser verwendet, bei dem das Kupfer abgeätzt wurde. Der Schalter, der normalerweise einen Widerstand von etwa 15 Ω hat, wird im Quenchfeld des Magneten durch einen parallel geschalteten Drahtwiderstand (2.4 Ω) geschützt. Zum Heizen des Schalters wurde ein dünner Widerstandsdraht (74 Ω) gleichzeitig mit dem Schalterleiter in einem Teflonschlauch aufgewickelt (vgl. Abb. IV.3.1).

Wegen der erforderlichen hohen Zeitkonstante des Magnetfeldes im persistent mode müssen die Widerstände der Sl-SL-Verbindungen sehr klein sein. Um das zu erreichen, erfolgte eine Kontaktierung über 15 - 20 cm Länge durch Löten mit Indium.

3.4 Tests

Alle Magnettests erfolgten in vertikalen, metallischen Helium-Badkryostaten mit einem He-Dewar von 120 bis 300 mm Durchmesser. Die Solenoide wurden vom abschließenden Flansch aus über dünnwandige VA-Rohre (schlechte Wärmeleitung) aufgehängt. Die Stromzuführung erfolgte über gasgekühlte Leitungen (Abb. IV.3.4).

Zur Stromversorgung standen Geräte bis 6 kA (30 V) zur Verfügung, die teilweise pulsbar sind und eine Stromrichterschaltung besitzen, die es gestattet, Energie vom Netz in den Magneten (Gleichrichterbetrieb) oder umgekehrt Magnetenergie in das Netz (Wechselrichterbetrieb) zu transferieren. Beim Quench eines Magneten wurde sofort (20 ms) der Wechselrichterbetrieb eingeleitet und die Stromzufuhr unterbrochen. Bei Netzgeräten ohne Wechselrichterschaltung wurde im Quenchfall die Stromversorgung sofort über einen Schütz abgetrennt und der Stromkreis über einen externen Widerstand geschlossen. In beiden Fällen wurde ein Großteil der Magnetenergie ($\geq 50\%$) beim Quenchen außerhalb des Kryostaten verbraucht, was zu einer wesentlichen Verringerung des He-Bedarfs führte. Bei kleinen Magneten (SLS 6,8) erübrigte sich eine Energieauskopplung.

Die Auslösung der Stromunterbrechung (Wechselrichterbetrieb) beim Übergang in die Normalleitung geschah mit einem im IEKP entwickelten Quenchindikator (vgl. Kap. III.5.3, Abb. III.5.8).

Folgende Messungen wurden bei fast allen Solenoiden durchgeführt (eine Zusammenfassung der Ergebnisse ist in Tab. 3 gegeben).

Restfeld

Feldmessungen erfolgten immer mit einer geeichten Hallsonde oder einer geeichten Pick-up-Spule, deren Signal aufintegriert wurde. Nach dem ersten Kaltfahren eines Magneten und vor dem ersten Erregen konnte man lediglich das Erdfeld ($5 \cdot 10^{-5}$ T) feststellen. Ein Restfeld war nach dem ersten Betrieb vorhanden, das unabhängig von der Höhe der Erregung war und z.B.

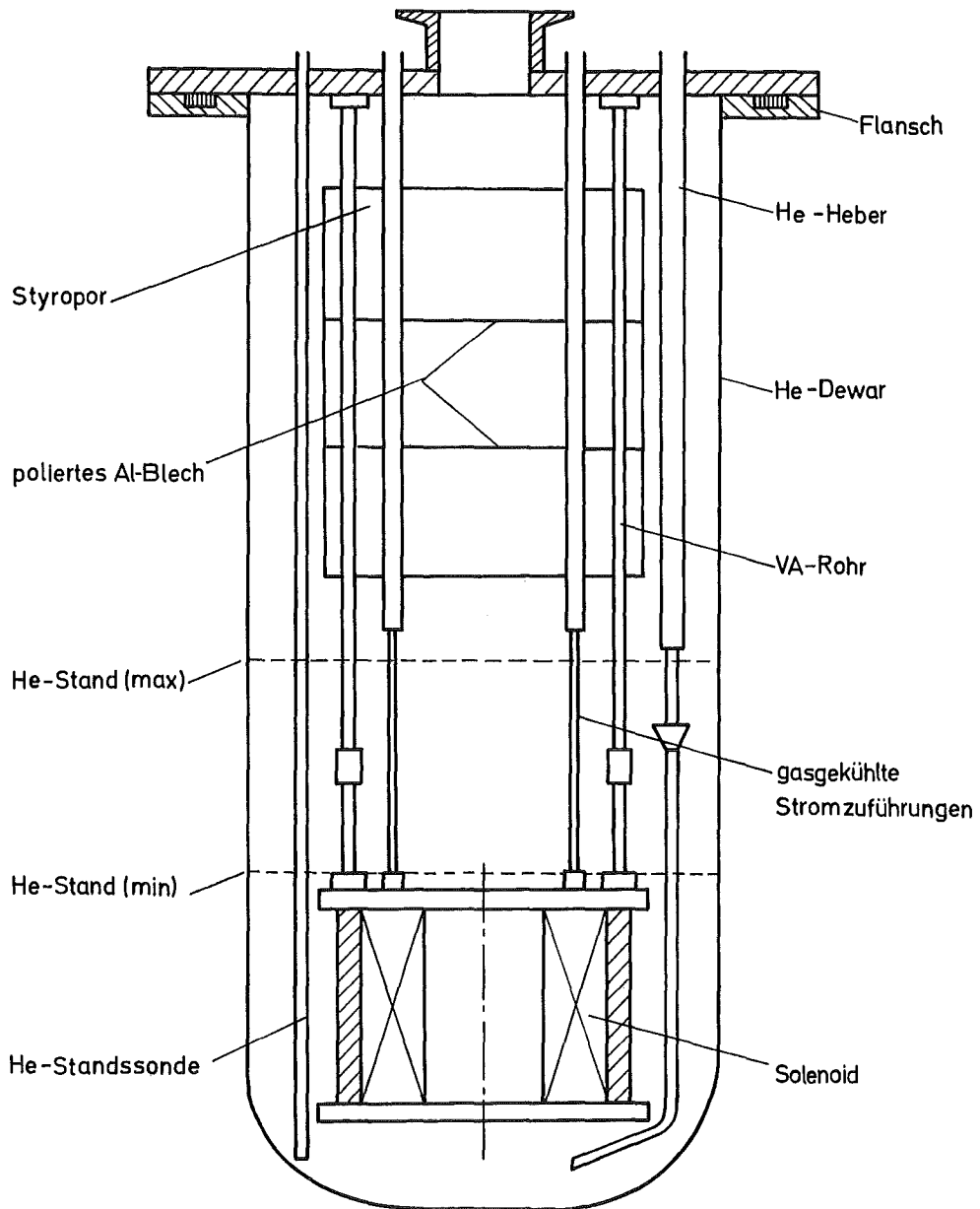


Abb. IV.3.4: Einbau eines Solenoiden im Kryostat

bei SLS 3 etwa $2 \cdot 10^{-4}$ T betrug. Wurde der Magnet auf eine Temperatur oberhalb der Sprungtemperatur ($T_c = 9.5$ K) erwärmt, so verschwand das Restfeld wieder.

Magnetkonstante

Das Verhältnis zwischen Magnetfeld und Strom ist in allen Bereichen (Magnet ohne Eisen) eine Konstante. Die Magnetkonstante, das Verhältnis des zentralen Magnetfeldes ($Z = 0, R = 0$) zum Strom, wurde experimentell bestimmt. Die Strommessung erfolgte mit einem geeichten Shunt, die Feldmessung so, wie bei der Messung des Restfeldes beschrieben. Die Ergebnisse stimmen gut mit den gemäß 3) errechneten Werten überein; die Abweichung beträgt maximal 1 %.

Induktivität

Die Magnetinduktivität läßt sich aus der Änderungsgeschwindigkeit des Magnetstromes und der induktiven Spannung bestimmen. Beide Größen lassen sich sehr genau messen. Der errechnete Wert aus der Magnetenergie 3) stimmte bis auf 5 % mit den Meßwerten überein.

Training

Wurde ein Magnet erstmals bis zum Übergang in die Normalleitung gefahren, so lag das erreichte Feld immer unter dem theoretisch möglichen Kurzprobenwert. Mit zunehmender Anzahl der Quenche stiegen die Feldwerte an. Im folgenden sollen zwei charakteristische Verhaltensweisen von Training an zwei Solenoiden erläutert werden.

Abb. IV.3.5 zeigt einen typischen Trainingsverlauf eines Magneten (SLS 7), der mit einem $B = 1.3 \cdot 10^{-2}$ T/s erregt und bei $B = 5.3$ T erstmals normalleitend wurde. Die Werte steigen in einer monotonen Kurve mit einer Streubreite von $\Delta B \approx \pm 0.1$ T bis zum 35. Quench an. Zwischen Quench 25 und 26 wurde das Solenoid aufgewärmt, was keinen Einfluß auf den Trainingsverlauf hatte. Nach Quench 35 wurde der Magnet wieder auf Raumtemperatur erwärmt und die Wandstärke des VA-Tragrohres zwecks

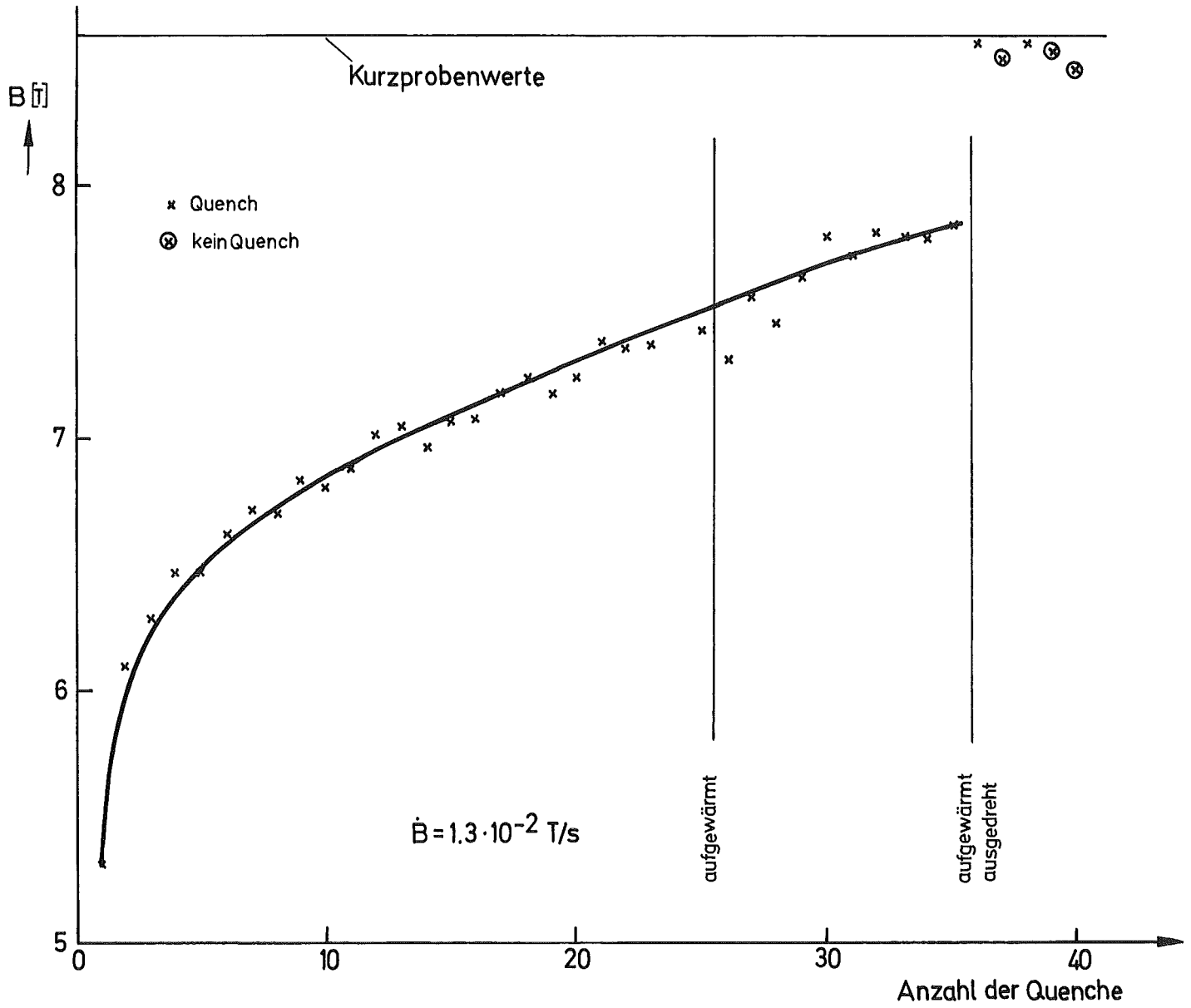


Abb. IV.3.5: Trainingsverhalten von SLS 7

Vergrößerung der verfügbaren Bohrung durch Ausdrehen von 8 auf 1.5 mm reduziert. Nach erneutem Betrieb wurden sprunghafte Werte um $B = 8.5 \text{ T}$ erreicht, die sich danach reproduzierbar ohne Quench direkt anfahren ließen.

Ein weiteres Beispiel wird in Abb. IV.3.6 gegeben, die das Training des SLS 3 darstellt. Gegenüber vorher fällt hier die große Streuung auf, sowie die Tatsache, daß der Magnet nach jedem Aufwärmen auf Raumtemperatur erneut trainierte. Allerdings verschob sich von Test 1 bis 3 der Einsatzpunkt jeder Kurve nach oben. Nach etwa 65 Quenchen wurde der Magnet ohne normaleitend zu werden mit etwa 5 T-Amplituden gepulst, und es wurden anschließend höhere Felder erreicht. Bei den folgenden Tests wurde der Magnet nach jedem Abkühlen auf 4 K anfangs gepulst, zunächst mit kleinen und anschließend bis zu maximalen Feldamplituden (7.5 T) mit einem $B \leq 1 \text{ T/s}$, ohne daß sich ein Quench ereignete.

Die Art des Trainings der übrigen Solenoide kann man größtenteils den zuvor beschriebenen zuordnen. Bei SLS 5, 6 erreichte man ähnlich Abb. IV.3.5 mit wenigen Schritten Sättigungswerte. SLS 8 verhielt sich wie in Abb. IV.3.6 beschrieben: Der Einsatzpunkt des Trainings verschob sich von $B = 4 \text{ T}$ (1. Kaltfahren) auf $B = 8 \text{ T}$ (5. Kaltfahren). Das Training war damit nach etwa 50 Quenchen abgeschlossen, und man erreichte danach jeden Feldwert bis 8 T ohne Normalübergang. Das Solenoid SLS 4 trainierte zunächst mit ansteigender Tendenz und einer großen Streubreite von 6 T auf nahezu 8 T. Eine Aufwärmung auf Raumtemperatur störte den Verlauf nicht. Erst nach dem 3. Abkühlen trat ein Sprung im Quenchverlauf auf und das Training begann erneut bei 6 T und endete bei 7 T. Nach dem Ausbau des Magneten aus dem Kryostaten wurde festgestellt, daß das dünnwandige Innenrohr (GFK) einen Längsriß hatte, der offenbar beim 3. Kaltfahren, bedingt durch die unter Kompression stehenden inneren Windungen, ausgelöst wurde. Bei den Magneten SLS 1a, 1b,2 wurde das Training nicht systematisch untersucht, es war aber auch dort Training feststellbar. Wichtig ist die abschließende Feststellung, daß das Training immer nach einer ge-

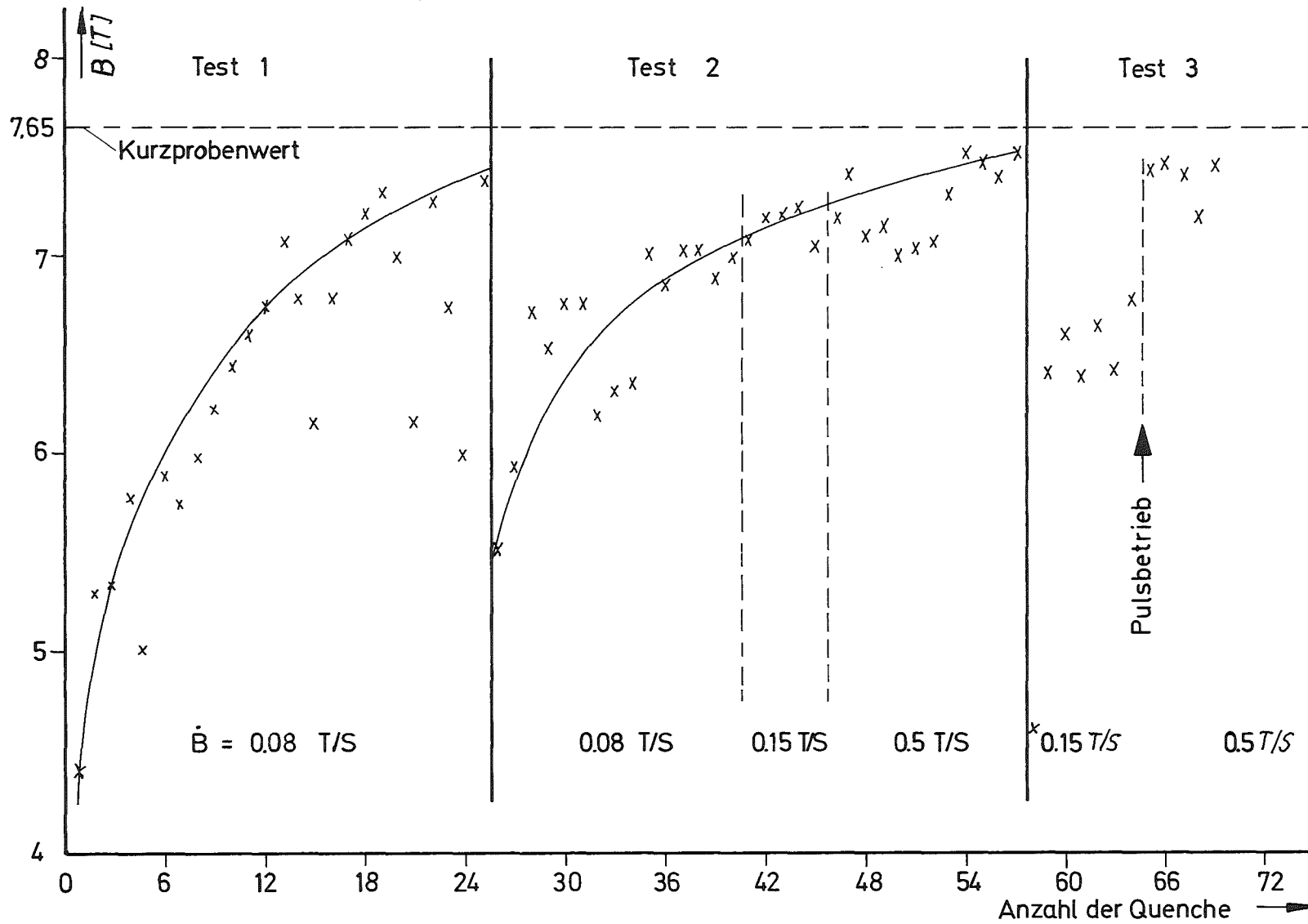


Abb. IV.3.6: Trainingsverhalten von SLS 3

wissen Anzahl von Normalübergängen und Temperaturzyklen zwischen 4 und 300 K vollständig abgelaufen war.

Degradation

Die nach abgeschlossenen Training erreichten Felder bzw. Ströme I , bezogen auf den maximal möglichen Kurzprobenstrom I_c , geben die Degradation an (Tab. 3). Die maximal möglichen Werte ergeben sich aus dem Schnittpunkt der $I_c(B)$ -Charakteristik der Kurzprobenwerte mit der sich aus der Magnetkonstanten ermittelnden "load-line" (Abb. IV.3.7). Bei den meisten Solenoiden wurden die Kurzprobenwerte bis auf wenige Prozent erreicht.

Um die Daten bei SLS 4 (Riß im Innenrohr) zu verbessern, wurde bei Raumtemperatur ein Kohlefaserrohr in die Bohrung des Magneten eingepaßt. Beim Kaltfahren des Magneten ändert das Kohlefaserrohr seine Abmessungen aufgrund seines schwach negativen Ausdehnungskoeffizienten nur geringfügig, während sich das Wickelpaket zusammenzieht und das Rohr aufschumpft. Es wurden nacheinander Kohlefaserrohre mit 10 und 5 mm Wandstärke verwendet. Dabei zeigte sich, daß das 10 mm Rohr die Kontraktionsspannung des Wickelpakets wirkungsvoller auffängt als das mit 5 mm Wandstärke; denn im ersten Fall wurde eine Verbesserung des Feldes auf maximal 8 T (Degradation \approx 8 %) und im zweiten praktisch keine Verbesserungen erreicht.

Betrachtet man bei den AC-Messungen das Quenchverhalten als Funktion der Feldanstiegsgeschwindigkeit \dot{B} , so erkennt man nur eine geringe Degradation. Z.B. beträgt sie bei SLS 3 bei $\dot{B} = 3.3$ T/s (höhere \dot{B} waren mit dem gegebenen Netzgerät nicht möglich) 2 - 3 % bezogen auf den DC-Wert.

Homogenität des Magnetfeldes

Da eine genaue Messung der Feldhomogenität in der gesamten Magnetbohrung zu aufwendig ist, wurden lediglich Feldmessungen längs der Z-Achse ($R = 0$) durchgeführt. Dabei wurde ein konstantes Feld eingestellt und durch schrittweises Verschieben einer Hallsonde oder Pick-up-Spule das Feld ausgemessen.

Messung und Rechnung stimmen bis auf 3 % überein.

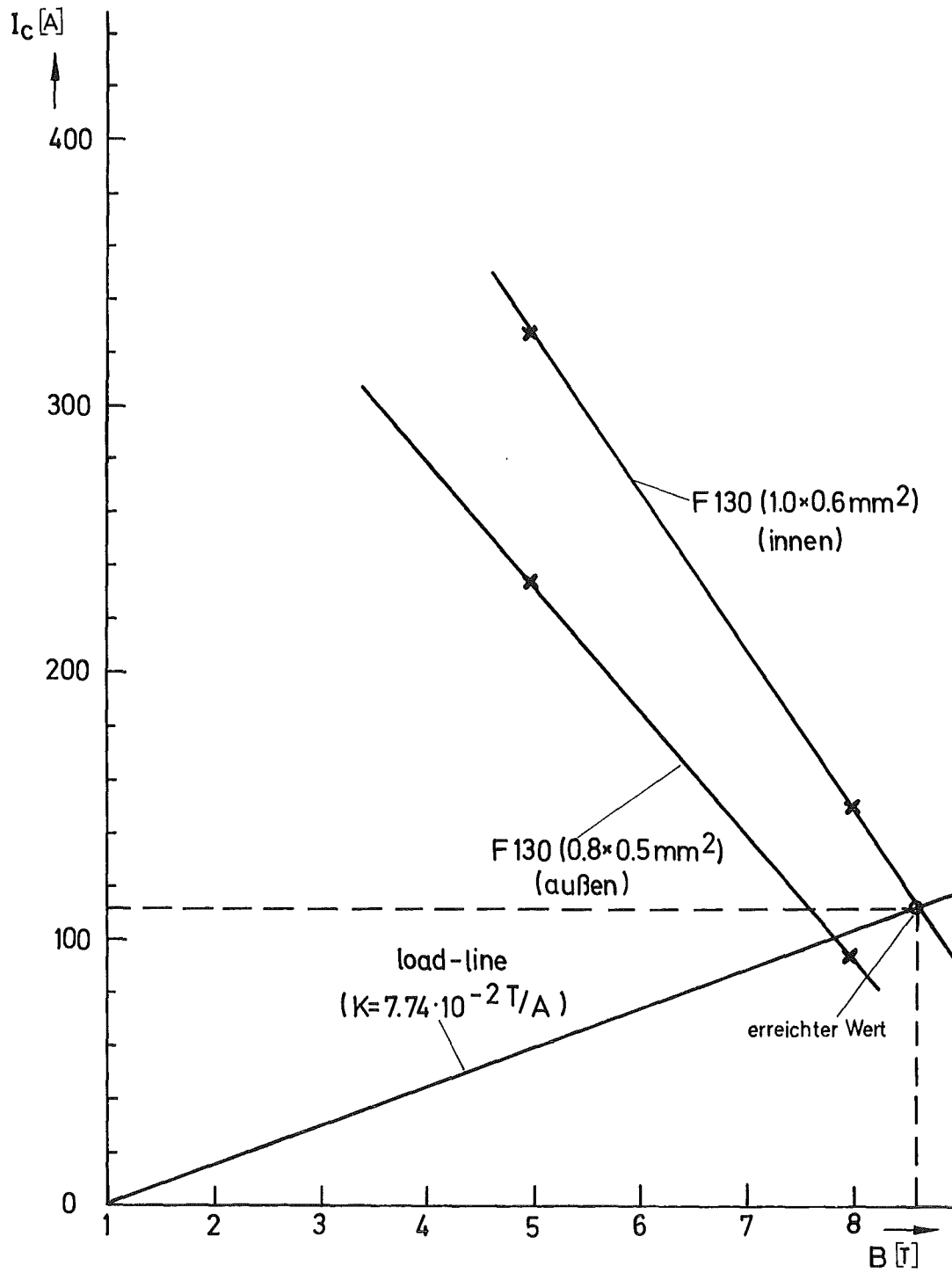


Abb. IV.3.7: $I_c(B)$ -Charakteristik für den SLS 7-Leiter mit "load line".

Verluste

Bei den AC-Magneten wurden die Wechselstromverluste im Dreieckspulsbetrieb gemessen. Mittels einer bei früheren Messungen benutzten Hallmultiplikator-Methode (vgl. Kap. III.5.3, Abb. III.5.11) wurden bei SLS 3 die Verlustenergie/Zyklus bei verschiedenen Feldamplituden und Frequenzen $f = \frac{1}{T}$ gemessen, wobei T die Zeit von einem Nulldurchgang zum nächsten bedeutet. Man beobachtet einen monotonen Anstieg der Verluste mit der Feldamplitude, praktisch unabhängig von der Frequenz (Abb. IV.3.8). Das bedeutet: es gibt fast keine Wirbelstrom-, sondern hauptsächlich Hystereseverluste im Magneten. Eine Berechnung gemäß 2) ergab etwa 30 % niedrigere Werte. Der Grund für diese Abweichung lag in der meßtechnischen Schwierigkeit, den sehr kleinen, zu ermittelnden Wirkanteil von dem großen Blindanteil exakt zu trennen.

Bei SLS 5 wurden die Leiterverluste durch Messung der Magnetisierung in Abhängigkeit von Magnetfeld und Pulsfrequenz bestimmt. Abb. IV.3.9 zeigt die Hystereseschleife bei einer Zykluszeit von 200 s. Der Flächeninhalt ergibt die Verluste zu 166 kJ/m^3 bezogen auf das SL-Volumen. Auch hier sind die frequenzabhängigen Anteile gemessen an den Gesamtverlusten gering.

Strom-, Spannungs- und Widerstandsverlauf beim Quenchen

Beim Testen des Solenoden SLS 4 erfolgte die Stromunterbrechung beim Quench mittels Quenchdetektor und Schütz. Der abklingende Magnetstrom I wurde über einen leistungsstarken Außenwiderstand R_s ausgekoppelt (Abb. IV.3.10). R_s ist so zu wählen, daß unmittelbar nach dem Quench einmal die Klemmenspannung von SLS 4 $U_s = I \cdot R_s$ nicht zu groß und zum anderen die Zeitkonstante $\tau = L/R_s$ nicht zu klein wird, um die I proportionale induktive Gesamtspannung U_L in vernünftigen Grenzen zu halten. Gewählt wurde $R_s = 2 \Omega$. Für die Bestimmung von τ spielt R_s allerdings nur einige Zehntel Sekunden nach der Quenchauslösung eine Rolle, weil danach der normalleitende Anteil der SL-Spule R_l dominierend wird (Abb. IV.3.11). Vom Zeitpunkt des

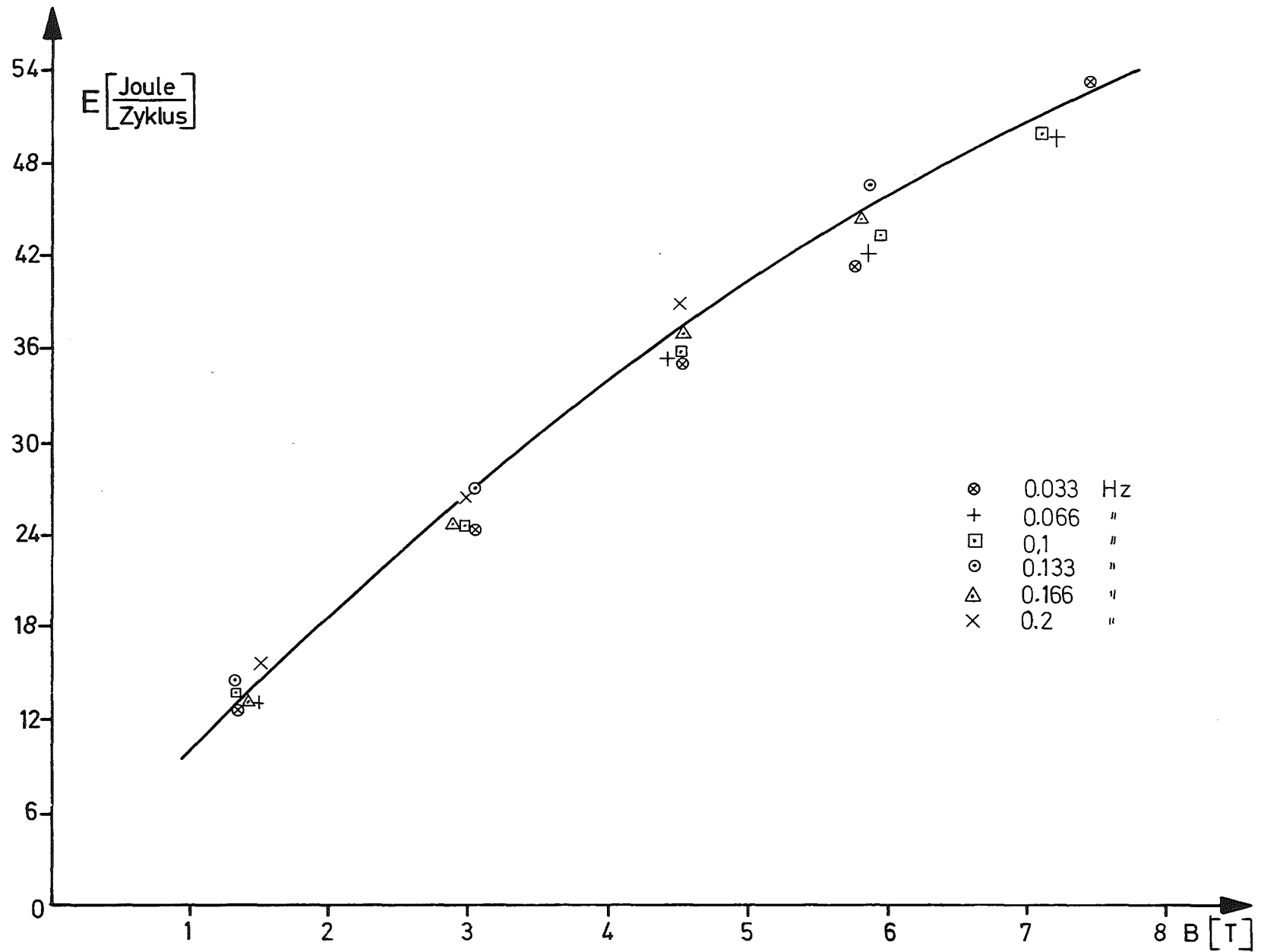


Abb. IV.3.8: Verlustenergie pro Zyklus von SLs 3

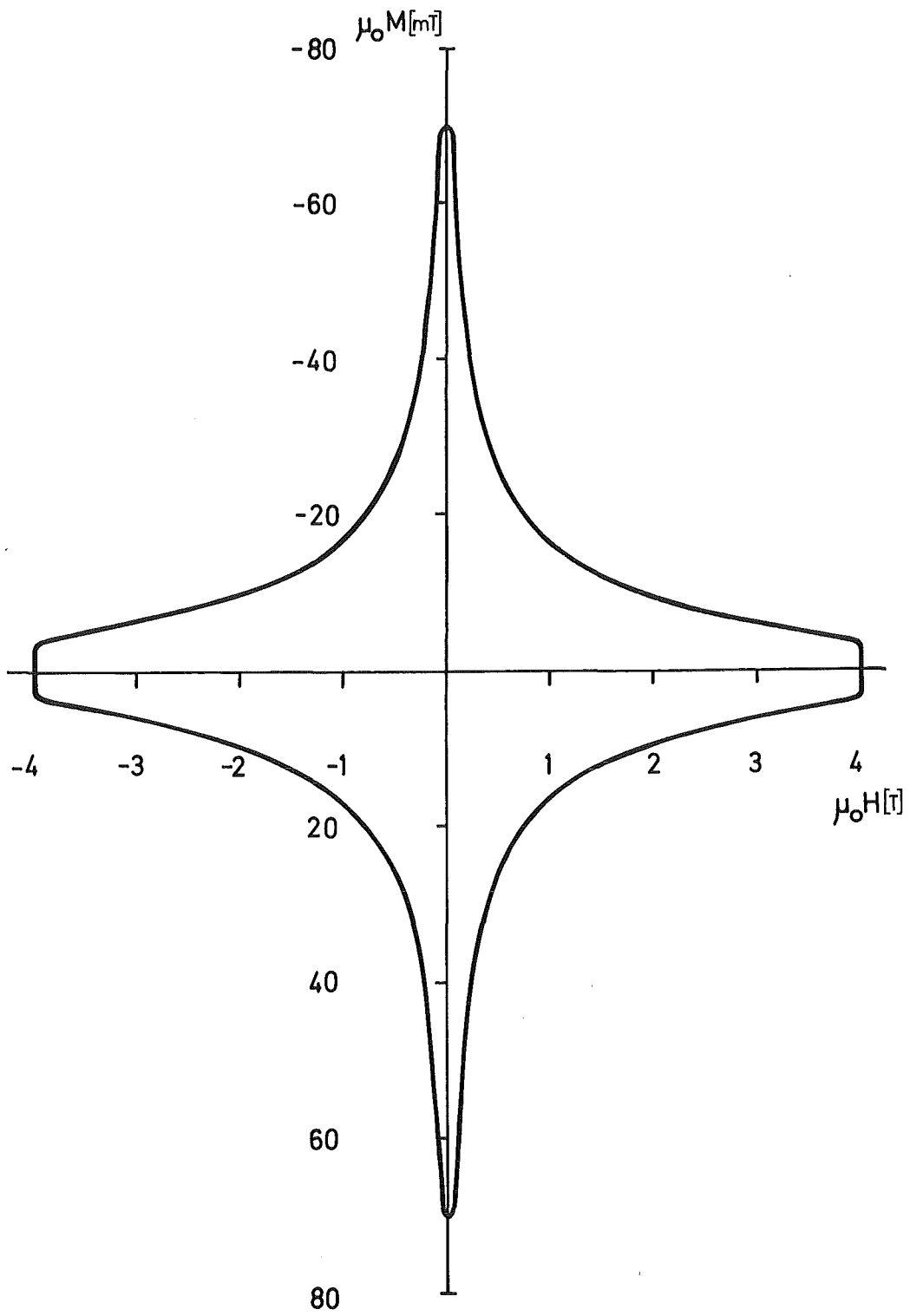


Abb. IV.3.9: Hystereseschleife von SLS 5

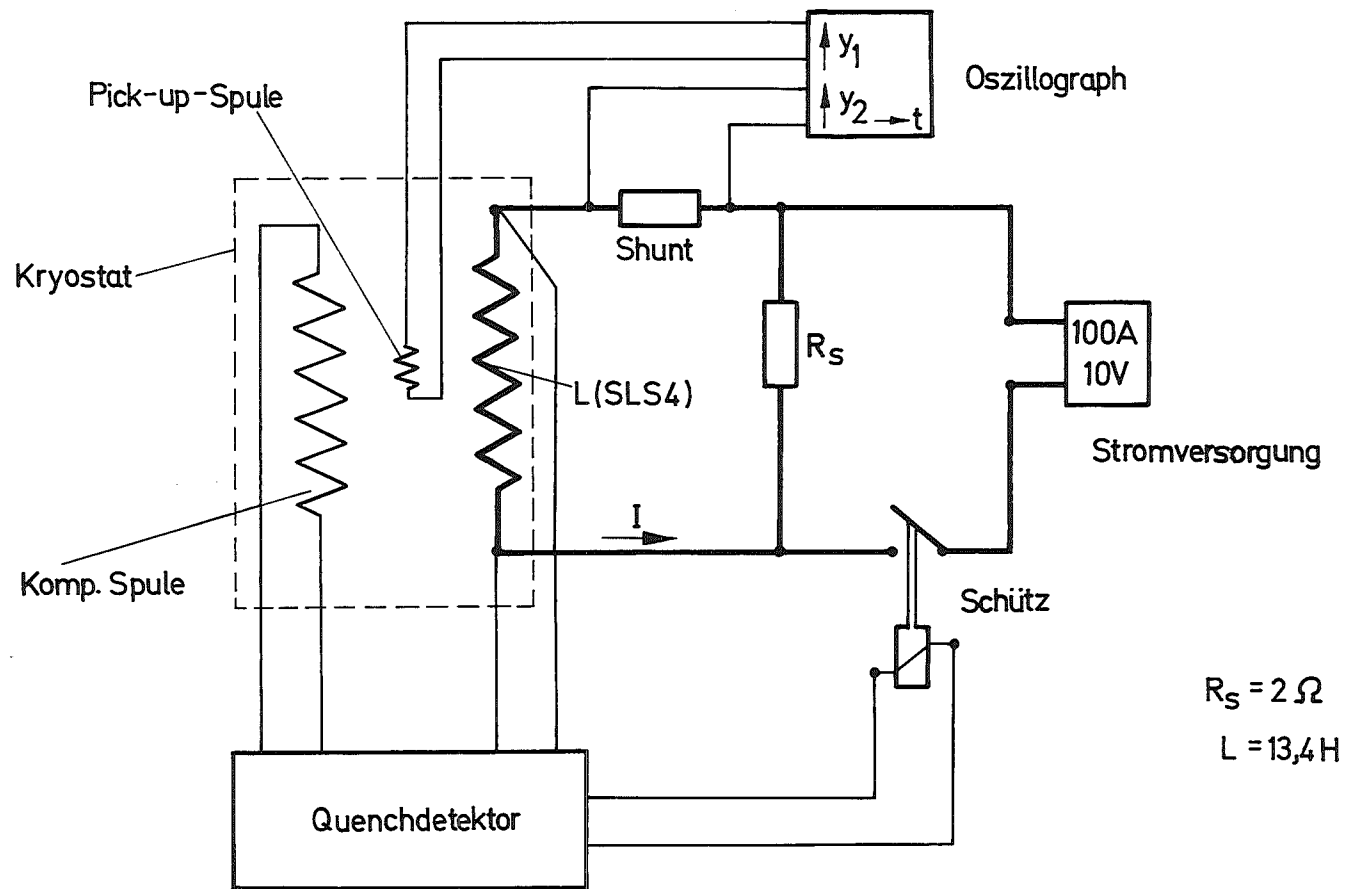


Abb. IV.3.10: Testschaltung von SLS 4

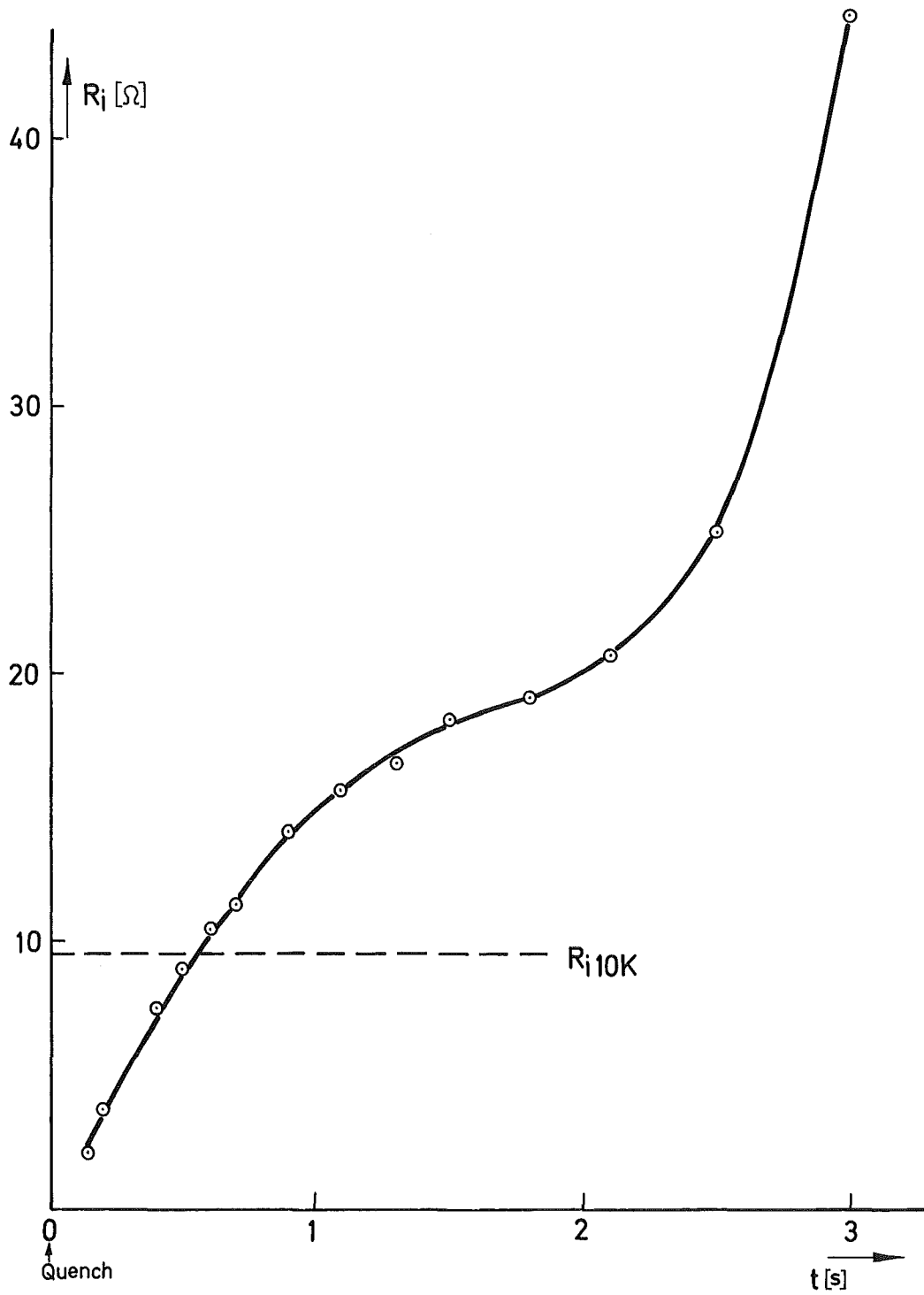


Abb. IV.3.11: Widerstandsverlauf von SLS 4 während des Quenches.

Quenches ($t = 0$) an wurden I über einen Shunt und U_L über eine Pick-up-Spule mit einem Zweikanal-Oszillographen zeitabhängig gemessen. Aus diesen Größen läßt sich $R(t) = U_L(t)/I(t) = R_s + R_i(t)$ berechnen. Abb. IV.3.12 zeigt den zeitlichen Verlauf von I , U_L , der Spannungen U_i und U_s an R_i , bzw. R_s . Bei $t \approx 0.6$ s haben U_L und U_i aufgrund des größten I ein Maximum: $U_{Lmax} = 670$ V, $U_{imax} = 570$ V. Der normaleitende Widerstand des Leiters (Cu-Anteil) oberhalb T_c ($T \approx 10$ K) beträgt $R_i \approx 10 \Omega$. Die höheren R_i -Werte sind auf eine - hier nicht gemessene - Temperaturerhöhung des SL's zurückzuführen. Bei der gegebenen Schaltung werden etwa 50 % der Magnetenergie beim Quenchen an das Heliumbad abgeführt. Vernachlässigt man die He-Kühlung, so beträgt die errechnete mittlere Magnettemperatur nach einem 7.5 T-Quench etwa 40 K.

Temperaturmessung beim Quenchen

Bei dem Solenoiden SLS 8 wurde zur Temperaturmessung beim Quenchen ein Kohlewiderstand eingebaut. Um die SL-Wicklung nicht zu gefährden, wurde der Fühler in einer Bohrung des Seitenflansches untergebracht, der sich zwischen SL-Wicklung und SL-Schalter befindet (vgl. Abb. IV.3.1). Beim Betrieb des Magneten im He-Bad wurde nach einem Quench ($B \approx 8$ T) eine maximale Temperatur von $T = 15$ K gemessen, die nach einer Minute wieder auf He-Temperatur abgefallen war. Eine Energieauskopplung nach außerhalb des Kryostaten erfolgte nicht. Beim Quenchen in Vakuum, wo die Kühlung nur durch "heat-drains" erfolgte, die über eine Cu-Leitung mit dem He-Bad in Verbindung steht, betrug die Temperatur maximal 30 K und ging nach 2 Minuten wieder auf 4.2 K zurück. Wegen der guten Wärmeleitung längs des Leiters dürfte die Temperaturerhöhung im inneren des Wickelpakets unwesentlich höher sein. Eine rechnerische Abschätzung ergibt $\Delta T \approx 26$ K.

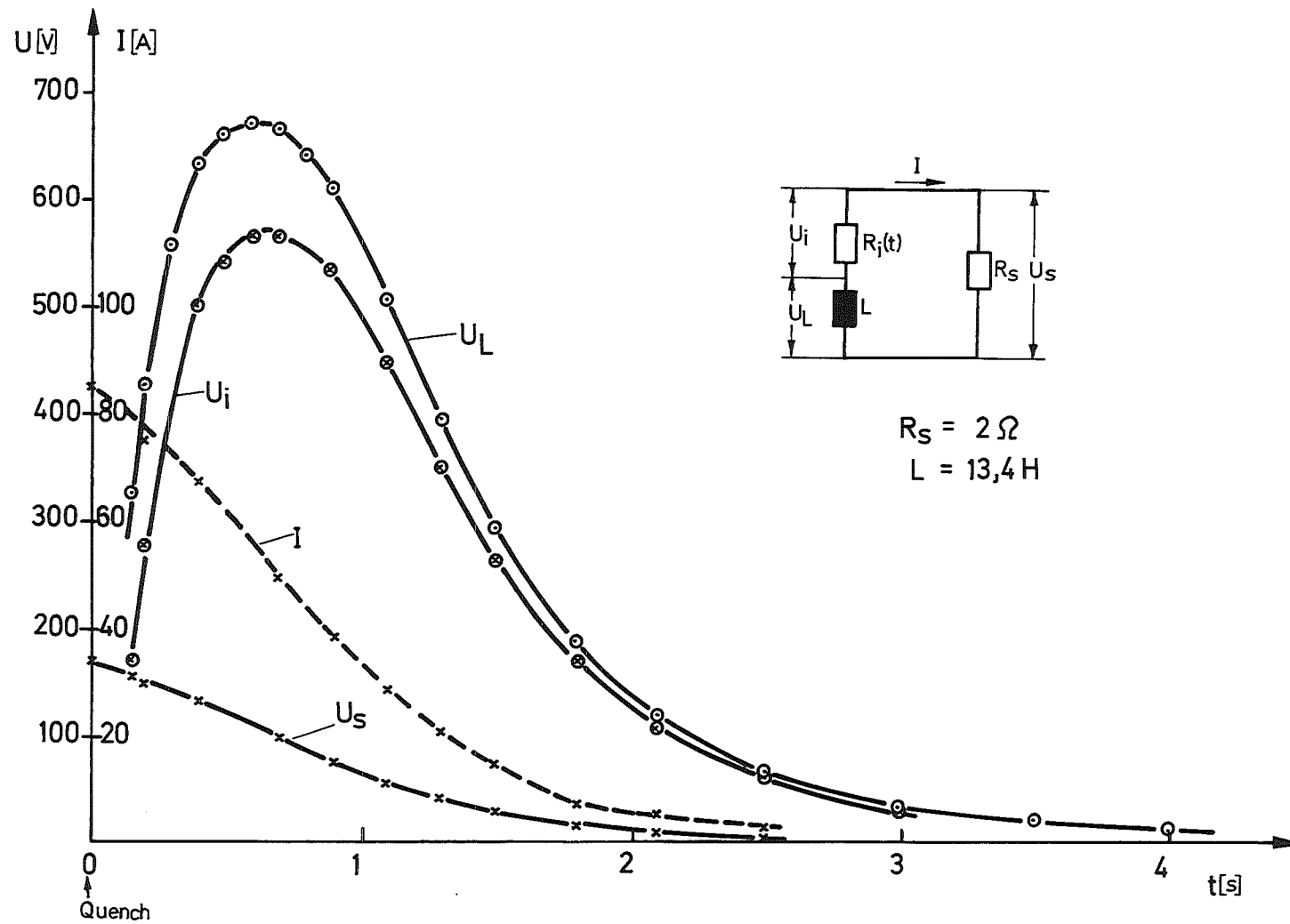


Abb. IV.3.12: Spannungs- und Stromverlauf von SLS 4 nach dem Quench.

Literatur zu Kap. IV.3

- 1) D.B. Montgomery, Solenoid Magnet Design, Wiley-Interscience, 1969
- 2) H. Brechna, Superconducting Magnet Systems, Springer, 1973
- 3) F. Arendt, F. Becker und G. Ries, Entwicklung des Computerprogramms für Solenoide, unveröffentlicht
- 4) G. Obermaier, Patentanmeldung
- 5) N. Brünner, S. Förster, J. Rainer und W. Specking, Patentanmeldung
- 6) K.P. Jüngst und G. Obermaier, KFK-Bericht Nr. 2102
- 7) G. Nöther, Entwicklung des Quenchdetektors, unveröffentlicht

IV.4 Trainingseffekte in supraleitenden Magneten

Der vorzeitige Normalübergang des Supraleiters im Magneten und die damit verbundene Trainingsphase bis zum Erreichen der höchsten Strom- und Feldwerte ist fast eine typische Erscheinung in supraleitenden Magneten mit hohen Stromdichten, bei denen der NbTi-Supraleiter normalleitendes Matrixmaterial nur etwa im Verhältnis 2 : 1 enthält. Aus Gründen der Verlustleistung beim gepulsten Betrieb der Magnete und der kompakten Bauweise kamen nur Leiter zum Einsatz, die teilstabilisiert waren, d.h. die nur wenig Matrixmaterial enthielten und die supraleitenden NbTi-Kerne einen Durchmesser unter 50 μm hatten, so daß sie nach bekannten Stabilitätskriterien eigenstabil sein sollten. Bei den gespeicherten Energien um einige 100 kJ ließ sich das Training noch ohne Schaden für den Magneten beherrschen, aber bei noch höheren Energien im Bereich von 10^3 MJ bedeuten vorzeitige Normalübergänge riskante Situationen mit hohem Aufwand für Sicherheit.

Das Feld für Ursachen von vorzeitigen Normalübergängen ist in einem supraleitenden Magneten sehr weit und reicht von Einflüssen aus der mechanischen Struktur des Magneten bis zu Effekten, die im Supraleiter unter magneto-mechanischer Last auftreten. Wie geartet sie auch sein mögen, sie bewirken, daß auf der I_c , H_c , T_c -Fläche des Supraleiters die kritische Temperatur des Supraleiters überschritten wird und sich eine normalleitende Zone mit anschließender Ausbreitung dieser Zone einstellt. Beim Auferregen des Magneten ist die Temperatur im Supraleiter der einzige unabhängig variable Parameter.

Die experimentellen Untersuchungen an Supraleitungsmagneten legen nahe, zwischen äußeren und inneren Ursachen für Auslösung von Normalleitung zu unterscheiden, d.h. zwischen Vorgängen, die primär in der Struktur des Magneten ablaufen und sekundär auf den Supraleiter wirken, wie etwa Wärmeezeugung durch Reibung oder Thermalisierung von Spannungsenergien im Strukturmaterial, und Vorgängen, die unmittelbar im Supraleiter wirksam werden, wie magneto-mechanische Spannungsbeanspruchung. Untersuchungen über das Trainingsverhalten an dem

pulsbaren Dipolmagneten D2a haben gezeigt, daß sich durch vorgespannte Armierung die äußeren Ursachen weitgehend beseitigen lassen und das Training stark reduziert wird. Aber auch ein sorgfältig abgewickelter Solenoid, der seine magneto-mechanischen Kräfte selbst trägt, zeigte in gewissem Umfang Training. Beim Auferregen dieses Magneten waren Schallemissionen zu beobachten. Gleichzeitig mit einem vorzeitigen Normalübergang im Solenoiden trat auch ein Schallsignal auf (vgl. Abb. IV.4.1). Die Schallemission lassen auf interne Vorgänge im Supraleiter schließen. Sie stehen offenbar in Zusammenhang mit der Schallemission von Metallen unter mechanischer Belastung¹⁾.

Vergleicht man die Trainingskurven verschiedener Magnete z.B. D2a (Abb. IV.1.31), SLS 3 (Abb. IV.3.6) und SLS 7 (Abb. IV.3.5) so findet man eine typische Eigenschaft: Die ersten Trainings-schritte haben eine große Magnetfelddifferenz, die mit zunehmendem Absolutfeld immer kleiner wird, so daß das Bild einer Sättigungsfunktion zustandekommt.

Eine Erklärung dieses Verhaltens läßt sich wie folgt geben: Die ersten Normalübergänge treten häufig schon bei 50 - 60 % des zugehörigen kritischen Stromes auf, wozu Temperaturerhöhungen von ca. 1 K notwendig sind. Störungen mit so hohen Temperaturanstiegen sind sicher selten, aber mit zunehmendem Feld und geringerem Abstand zum jeweiligen kritischen Stromwert liegen die erforderlichen Temperaturerhöhungen nur noch im Bereich von 0.1 K, die dann schon mit erheblich kleineren und auch häufiger auftretenden Störungen erreicht werden.

Die Trainingskurven haben bei den oben angegebenen Magneten ihren natürlichen Grenzwert erreicht, der durch den kritischen Strom I_c und das zugehörige kritische Magnetfeld B_c gegeben ist. Der Supraleiter zeigte also im Magneten keine Degradation und hatte damit keine Defekte bei der Verarbeitung erlitten.

Abschätzungen der mechanischen Spannungsenergien bei magneto-mechanischer Belastung ergeben Energiedichten, die selbst bei vollständiger und homogener Thermalisierung, was als ein oberer Grenzwert anzusehen ist, in der Temperaturerhöhung nicht ausreichend für einen vorzeitigen Normalübergang sind. Unter-

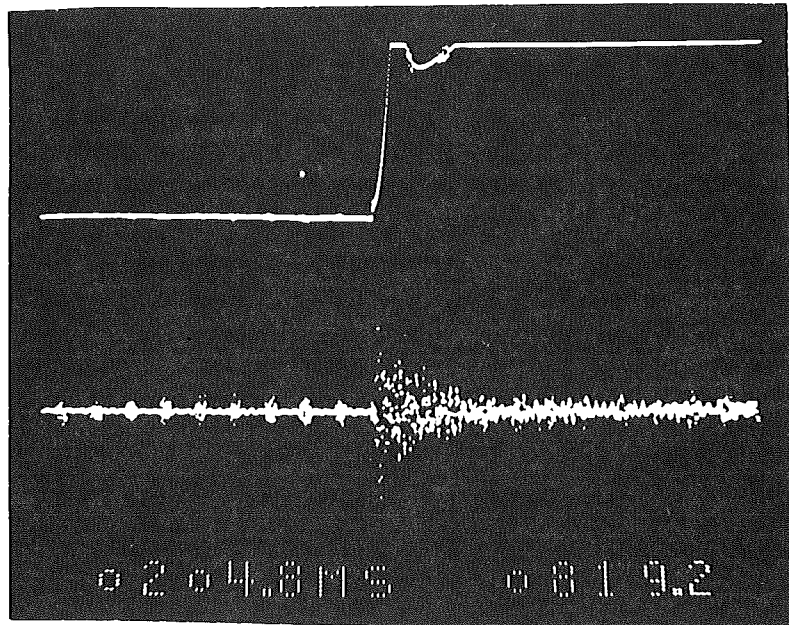


Abb. IV.4.1: Die obere Spur zeigt den Ohmschen Spannungsanstieg bei einem Normalübergang in einem supraleitenden Magneten und auf der unteren Spur sind die Schallemissionen registriert. Gleichzeitig mit dem Normalübergang ist ein Schallimpuls zu beobachten.

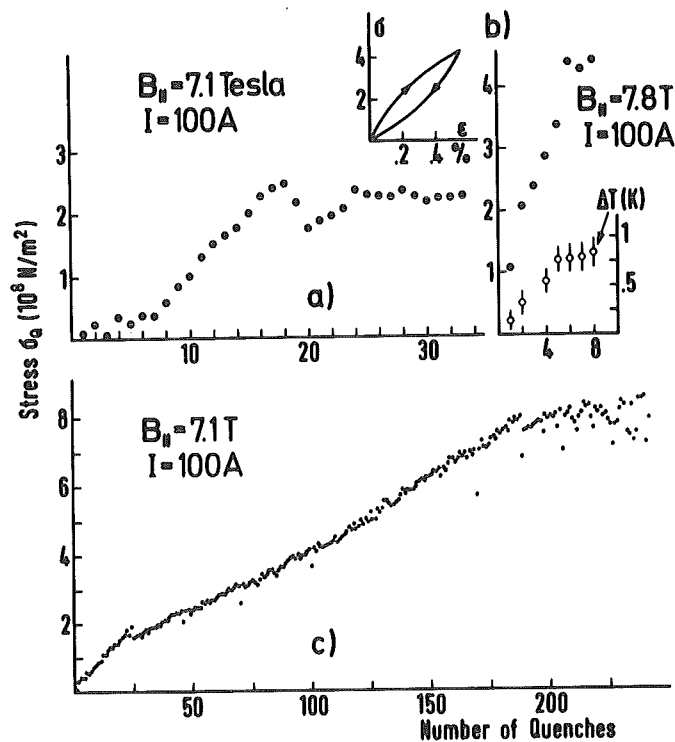


Abb. IV.4.2: Kraftbelastung σ von supraleitenden Drähten beim Normalübergang in Abhängigkeit von der Zahl der Normalübergänge.
 a) NbTi-Einzeldraht mit Cu-Ummantelung thermisch isoliert.
 b) NbTi-Multifilamentleiter in Cu-Matrix thermisch isoliert.
 c) NbTi-Einzeldraht ohne Cu-Ummantelung in Kontakt mit LHe.

suchungen über die Auslösung von Normalleitung bei mechanischer Belastung an supraleitenden Drahtproben im Magnetfeld mit Transportstrom zeigen ebenfalls Trainingsverhalten (vgl. Abb. IV.4.2). Es ist damit sicher, daß Gefügeänderungen im Metall bei mechanischer Belastung als Ursache für Auslösung von Normalleitung in Frage kommen. Die gefundenen Phänomene wie Schallemission und Flußsprünge im Augenblick der Auslösung von Normalleitung legen in Verbindung mit den Vorstellungen über das Pinning in NbTi²⁾ und die Erzeugung von Flußsprüngen³⁾ folgenden Mechanismus für den Ablauf des vorzeitigen Normalüberganges nahe: Bei der Dehnung unter der magneto-mechanischen Belastung geraten Agglomerate von Versetzungslinien in Bewegung (Schallemission), die gleichzeitig auch magnetischen Fluß in Bewegung setzen, da solche Agglomerate im NbTi auch als Pinningzentren anzusehen sind, und somit einen Flußsprung erzeugen können, der örtlich Normalleitung in den supraleitenden Kernen auslöst. Stromverdrängung aus den Kernen und der Transportstrom sorgen dann für eine Ausbreitung der Normalleitung über den gesamten Querschnitt und längs des Leiters. Untersuchungen zur detaillierten Aufklärung dieser vermuteten Zusammenhänge sind im Gange.

Literatur zu Kap. IV.4

- 1) S.P. Ying, CRC Critical Reviews in Solid State Sciences, Dez. 1973, p. 85
- 2) H. Hillmann, D. Hauck, Proc. Appl. Superconductivity Conf. 1972, 429
- 3) S.L. Wipf, Phys. Rev. 161, 404 (1967)

V. Anwendungen der Supraleitungs-Magnettechnologie in der
Technik

Einleitung

1. Supraleitungsmagnete in der Hochenergiephysik
2. Magnete für die Fusion
3. Rotierende supraleitende Erregerwicklung für
Generatoren
4. Magnetische Katheterführung in der Medizin

Einleitung

Beim Aufbau der Tieftemperaturtechnologie im IEKP wurde von Anfang an die Absicht verfolgt, die bei den Entwicklungsarbeiten gewonnenen Erfahrungen über den Bereich der Kernphysik hinaus in anderen Zielgebieten zum Einsatz zu bringen.

Die praktischen Anwendungen der Supraleitung lassen sich nach den Eigenschaften des Supraleiters klassifizieren, dem verschwindenden Widerstand, der Art des Überganges von der Normalleitung zur Supraleitung, seinen Quanten- und Tunneleigenschaften. Die Anwendung von Supraleitungsmagneten macht ausschließlich von der ersten Eigenschaft, dem Verschwinden des elektrischen Widerstands, Gebrauch.

Supraleitende Magnete gestatten das Experimentieren mit hohen und extrem stabilen Magnetfeldern. In der Festkörperphysik sind hohe Magnetfelder z.B. zur Erforschung der Bandstruktur von Metallen und Halbleitern dienlich. Dazu kommt das Studium magneto-optischer Effekte, von Transporterscheinungen in Magnetfeldern oder des Verhaltens von Supraleitern in starken Magnetfeldern. In der Biophysik, Biologie und Chemie werden starke Magnetfelder benutzt, um die Beeinflussung von Reaktionsmechanismen zu studieren oder um eine magnetische Orientierung von Molekülen in Kristallen, Makromolekülen oder Hochpolymeren zu erzeugen. Für viele dieser Anwendungen können die benötigten Magnete von der Industrie gebaut werden, vor allem wenn die maximalen Felder 8 - 9 T nicht übersteigen, so daß NbTi-Supraleiter ausreichen. Magnete mit höheren Feldern sind in vielen Fällen noch als Entwicklungsobjekte zu betrachten, vor allem wenn der Einsatz der noch nicht ausgereiften Al₅-Vielkernleiter angestrebt oder erforderlich ist.

Beim Einsatz supraleitender Magnete tritt immer mehr der Wirtschaftlichkeitsaspekt in den Vordergrund. Sowohl hinsichtlich der Investitionskosten als auch insbesondere hinsichtlich der laufenden Betriebskosten wird dies deutlich. Im Abschnitt V.1 wird bei Strahlführungsmagneten näher auf diesen Punkt eingegangen.

Solche Magnete sind meist Einzelobjekte mit Anforderungen, die jeweils noch Entwicklungsaufwand für den Bau des Systems erfordern, so daß ihre Erstellung aber im Forschungslabor selbst, als auch bei der Industrie zu erfolgen hat. Im Hintergrund steht oftmals schon das Ziel durch den Einsatz der Supraleitung ökonomische Vorteile zu erreichen. Wirtschaftlichkeitsüberlegungen haben nun dazu geführt, den großindustriellen Einsatz von supraleitenden Magneten bei der Separation von magnetischen Erzen zu erwägen. Hierzu hat KHD und die GfK einen Zusammenarbeitsvertrag geschlossen. Über die Ergebnisse wird an anderer Stelle berichtet.

Die Steigerung der Einheitsleistung von Synchrongeneratoren sowie die Forderung nach immer größerer Leistung pro Gewichtseinheit bei elektrischen Maschinen haben die konventionellen Maschinen mit Magnetfeldführung im Eisen an die Grenze ihrer Technologie geführt. Daher erfordert die weitere Entwicklung eine neuartige Technologie. Die Maschinenhersteller in allen größeren Industrieländern setzen u.a. auf den Maschinentyp mit supraleitender Erregerwicklung. Das Ersetzen der normalleitenden wassergekühlten Erregerwicklung im Rotor durch eine supraleitende Wicklung hat die Änderung aller übrigen Komponenten zur Folge. Im IEKP III werden als Beitrag zur Entwicklung von SL-Maschinen grundlegende Untersuchungen auf dem Gebiet der Supraleitung und Kryotechnik durchgeführt. Mittelfristiges Ziel ist es, einen Supraleitungsmagneten unter ähnlichen Bedingungen wie in einem großen Turbogenerator zu betreiben. Bei diesen Entwicklungsarbeiten kommt der Zusammenarbeit mit der Industrie große Bedeutung zu. Verträge mit den Firmen BBC und Siemens, in deren Rahmen die in Kap. V.3 beschriebenen Arbeiten durchgeführt werden, tragen dem Rechnung.

Im klinischen Bereich ist es häufig erforderlich, zu diagnostischen oder therapeutischen Zwecken Sonden an schwer zugänglichen Stellen des Körpers zu führen und dort zu plazieren. Am Beispiel von Herzschrittmachersonden wird im IEKP ein Verfahren risikolos erprobt, das es gestattet, den Katheter mit

Hilfe magnetischer Felder zu dirigieren. Dadurch wurde die Operationszeit verkürzt und die Röntgenstrahlenbelastung für Patient und Operateur verringert. Nach dem bisherigen Verfahren überläßt man die Lage der Elektrodenspitze in der rechten Herzkammer dem Zufall, bzw. dem Geschick des Operateurs. Verzieht man das Katheterende jedoch mit einem magnetisierbaren Körper, so wirkt auf diesen in einem von außen angelegten inhomogenen Magnetfeld eine Kraft, die es erlaubt, die Lage der Elektrode zu beeinflussen. Weitere Anwendungsmöglichkeiten ergeben sich bei der Behandlung von Aneurysmen und Tumoren mittels Gefäßverschluß durch magnetische Fixierung ferromagnetischer Flüssigkeiten und bei der Sondierung des oberen Dünndarmabschnittes.

Die Magnetfelder stationärer und quasistationärer Fusionsreaktoren mit magnetischem Einschluß müssen aus ökonomischen Gründen supraleitend erzeugt werden, da ein normalleitendes Spulensystem praktisch die gesamte Ausgangsleistung des Fusionsreaktors selbst verbrauchen würde. Auch die Großexperimente in den 80iger Jahren können nicht mehr mit normalleitenden Magneten betrieben werden. Das IEKP hat es im Rahmen des deutschen Fusionsprogrammes übernommen, das Gebiet "Magnetfeldtechnologie" für Fusionsmaschinen zu bearbeiten, der Ablauf der Arbeiten ist seit 1975 zusätzlich durch einen Vertrag mit dem IPP Garching geregelt. Die auf diesem Gebiet seit 1973 durchgeführten Arbeiten werden in Kap. V.2 beschrieben.

V.1. Supraleitungsmagnete in der Hochenergiephysik

In der Hochenergiephysik werden supraleitende Magnete als Detektormagnete und Strahlführungsmagnete angewendet. Es zeigt sich, daß der Einsatz supraleitender Magnete eine wirtschaftlichere Lösung darstellt als die Verwendung normalleitender Magnete, und zwar hinsichtlich der Investitionskosten als auch der laufenden Betriebskosten. Bei Benutzung supraleitender Magnete werden entscheidende Verbesserungen in der Meßtechnik möglich, etwa verbesserte Impulsauflösung durch verstärkte Ablenkung von Elementarteilchen in hohen Magnetfeldern oder vergrößerte Teilchenflüsse von sekundär erzeugten Teilchen durch Erfassung größerer Raumwinkel oder Verkürzung der Flugwege.

Strahlführungsmagnete

Strahlführungsmagnete in und an Teilchenbeschleunigern sind im allgemeinen Dipole, Quadrupole und Sextupole. Supraleitende Magnete können höhere Biege- und Fokussierfelder liefern und sind damit sowohl bei Strahlführungen für kurzlebige Teilchen als auch für sehr hochenergetische Teilchen von Bedeutung. Im einen Fall stehen am Ende der Strahlführung mehr "überlebende" Teilchen zum Experimentieren zur Verfügung, im anderen werden durch die kürzeren Strahlwege erhebliche Kosten, etwa für die Tunnelanlagen, eingespart. Es sind daher oft ökonomische Gründe, die bei der Entscheidung für supraleitende Magnete ausschlaggebend sind. Zu bedenken sind aber auch Zuverlässigkeit, Reproduzierbarkeit, Strahlenresistenz und andere Betriebsparameter. Es existiert heute noch eine gewisse Zurückhaltung, weil einerseits erprobte konventionelle Lösungen verfügbar sind, andererseits offenbar der finanzielle Anreiz beträchtlich sein muß, um das Risiko einer neuen Technologie auf sich zu nehmen.

Hauptproblem bei einem Strahlführungsmagneten ist die hohe Genauigkeit (einige 10^{-4}), die insbesondere dann erforderlich ist, wenn das Feld von einem Teilchen mehrfach durchlaufen wird. Supraleitende Spulen können heute mit einer Genauigkeit des Dipolfeldes von 10^{-3} gebaut werden. Der Rest muß über Korrektur-elemente ausgeglichen werden.

Der in Kap. IV.1.5 beschriebene supraleitende pulsbare Dipol D2a ist für den Einsatz in einem Protonensynchrotron geeignet. Werden solche Magnete bei einem großen Protonensynchrotron eingesetzt, liefern sie bei gleichen Dimensionen der Beschleunigeranlage die 2- bis 3-fache Endenergie; z.B. würde der große europäische Beschleuniger CERN II mit einem supraleitenden Ring im selben Tunnel statt 400 GeV über 1000 GeV Maximalenergie haben. Die Kosten für diese Energieerhöhung und die elektrische Anschlußleistung wären dabei niedriger, als wenn man die gleiche Energie mit Eisenmagneten erreichen wollte.

Noch stärker kommen die Vorteile supraleitender Magnete beim Bau großer Protonenspeicherringe zum Tragen, die heute zunehmend als Alternative oder Erweiterung großer Beschleuniger diskutiert werden. Die Reduktion des Durchmessers führt hier nicht nur zu Kosteneinsparungen, sondern auch zu vergrößerter Luminosität, dem für die Hochenergiephysiker wichtigsten Parameter neben der Energie ¹⁾. Größter Vorteil ist aber die Verminderung an installierter elektrischer Leistung, die bei Speicherringen noch drastischer ausfällt als bei Synchrotrons: der Gleichstrombetrieb erhöht den Leistungsbedarf der konventionellen Magnete und vermindert den von supraleitenden. Für denkbare 400 GeV-Speicherringe bei CERN beträgt die Leistungseinsparung etwa 80 % (120 MW gegen weniger als 20 MW für die Kälteanlagen). Auch die Umfangersparnis fällt bei Speicherringen wegen der größeren Tunnelquerschnitte stärker ins Gewicht als bei Synchrotrons. Der Einsatz supraleitender Magnete bei Speicherringen wird wegen dieser Vorteile vor allem in den USA ernsthaft erwogen (ISABELLE-Projekt am BNL). Spezielle Magnete werden im IEKP III für Strahlführungszwecke gebaut. Die in Kap. IV.2.1 beschriebenen Quadrupole werden zur Fokussierung des Protonenstrahls am supraleitenden Linac in Karlsruhe gebaut.

Das in Kap. IV.2.2 beschriebene Quadrupol-Dublett wird im IEKP III für ein Hyperonenexperiment am SPS in CERN gebaut.

Literatur zu Kap. V.1

- 1) B. Autin et al.: 400 GeV Large Storage Rings with Conventional Magnets. CERN/ISR-LTD/75-46

V.2 Magnete für die Fusion

- 2.1 Allgemeines
- 2.2 Das Magnetsystem des Tokamak
- 2.3 Magnetsysteme anderer Einschlußkonfigurationen
- 2.4 Bisherige experimentelle Arbeiten zu Fusionsmagneten im IEKP
 - 2.4.1 Das Energiespeicher-Experiment ESPE 1
 - 2.4.1.1 Grundlagen supraleitender Leistungsschalter
 - 2.4.1.2 Probleme der Supraleiter-Materialauswahl
 - 2.4.1.3 Schalterentwicklung im Rahmen des ESPE 1 - Experimentes
 - 2.4.1.4 Energietransferuntersuchungen im Rahmen des ESPE 1 - Experimentes
 - 2.4.2 Das Energiespeicher-Experiment ESPE 2
 - A Aufbau
 - B Bisherige experimentelle Ergebnisse des Experimentes ESPE 2
 - B1 Verluste des Kryostaten
 - B2 Das Verhalten der Speicherspule bei der Inbetriebnahme
 - B3 Der supraleitende Schalter von ESPE 2
 - B4 Die Stoßstromauslösung des supraleitenden Schalters
 - B5 Der Speicherbetrieb von ESPE 2
 - B6 Tieftemperatur-Hochspannungsuntersuchungen für ESPE 2 - Das Verhalten der Hochspannungsdurchführungen

V.2 Magnete für die Fusion

2.1 Allgemeines

Die Arbeiten zur Nutzbarmachung der Kernfusion waren lange Zeit auf rein plasmaphysikalische Experimente beschränkt. Dabei haben sich einige Plasmaeinschlußkonzeptionen als erfolgversprechend herauskristallisiert, für die dann auch Reaktorstudien aufgenommen, sowie technologische Problemkreise definiert und bearbeitet wurden. Die Studien zeigten, daß bei allen magnetischen Einschlußkonfigurationen die Erzeugung der Magnetfelder mit supraleitenden Spulen erfolgen muß, da ein normalleitendes Spulensystem nahezu die gesamte Ausgangsleistung des Fusionsreaktors selbst verbrauchen würde.

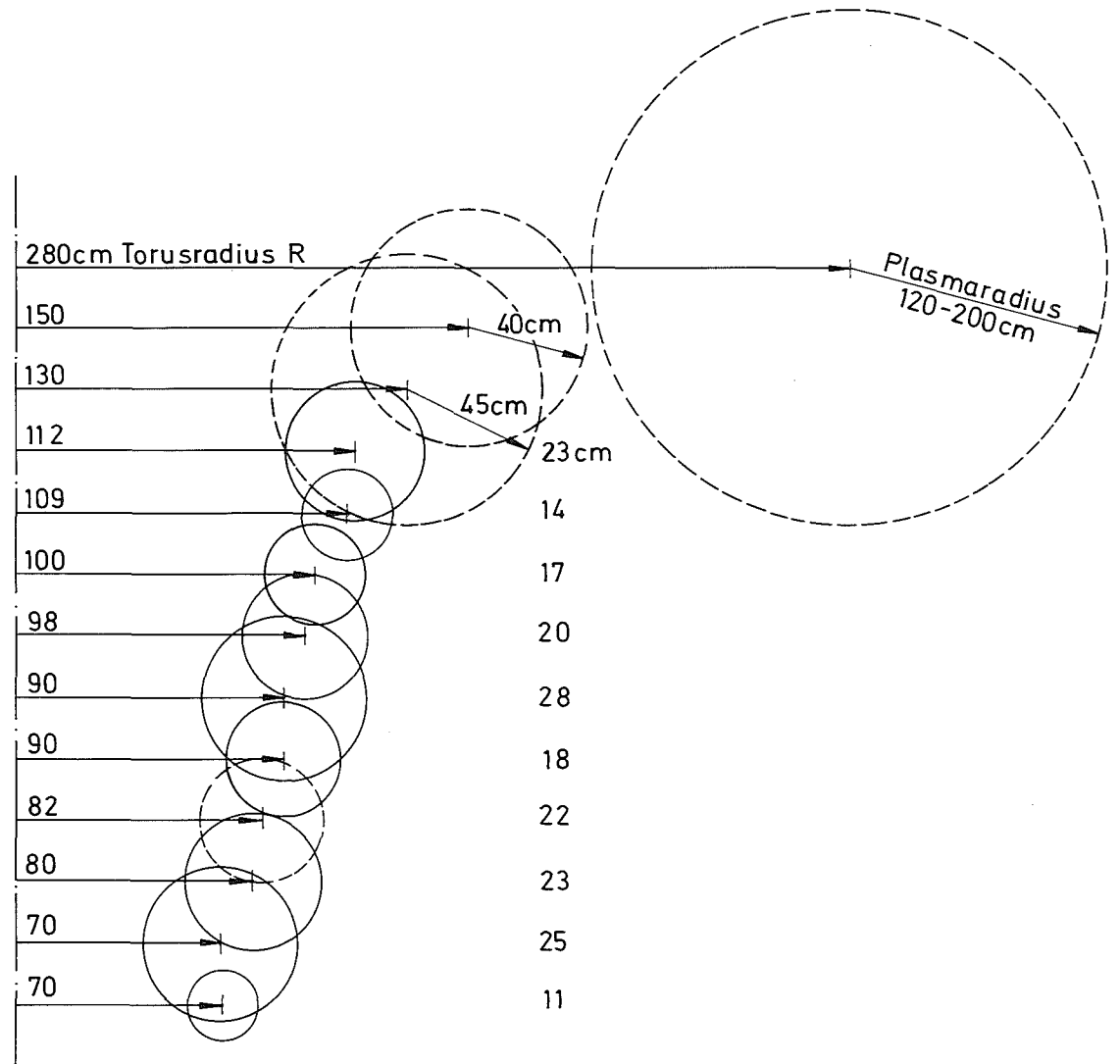
Als besonders aussichtsreich wird der toroidale magnetische Einschluß vom Tokamak-Typ angesehen, der zuerst in der UdSSR untersucht worden ist. Danach sind sowohl in Europa als auch in USA zunehmend Experimente dieses Typs gebaut worden (Abb. V.2.1). Aufgrund ihrer Erfolge sind nun schon relativ große Maschinen in Bau (PLT in Princeton, T 10 in Moskau) bzw. in Planung (JET, Euratom). Mit ihnen hofft man, erstmals die Zündbedingung zu erreichen, d.h. daß die im Plasma durch Kernverschmelzungsprozesse freigesetzte Energie die Energieverluste des Plasmas mindestens decken soll. Daneben werden weiterhin einige kleinere Tokamaks mit speziellen Aufgabenstellungen, z.B. zur Untersuchung des noch zu erläuternden Divertorproblems ("Dite" in Culham, "Astex" im IPP), gebaut.

Alle diese Tokamak-Experimente wurden oder werden mit normalleitenden Spulen betrieben, wobei die Einschaltung des Hauptfeldes je nach Energieversorgung auf Zeiten bis zu einigen zehn Sekunden begrenzt ist.

Speziell bei der größten dieser Maschinen, dem JET ("Joint European Torus"), stößt man dabei an die Grenzen des mit konventionellen Spulen Machbaren.

Die langfristig angelegten Fusionsprogramme in USA und Europa sehen bei entsprechend positiven Resultaten der jetzt in Pla-

Name	State	B_T [T]	Plasmacurrent ($q=2,5$) [kA]	Year of first test
JET	EUR	3,0	3000	?
T-10	USSR	5,0	1070	1975 (?)
PLT	USA	4,5	1400	1976
DITE	UK	3,0	280	1974
ST	USA	5,0	180	1970
T-4	USSR	5,0	290	1970
TFR	F	6,0	490	1973
JFT-2	J	1,0	180	1972
CLEO	UK	2,0	150	1972
FRASCATI	I	10	1170	1975
ORMAK	USA	2,5	340	1971
T-6	USSR	1,5	270	1971
PULSATOR	D	2,8	95	1973



V-2-3

Abb. V.2.1: Wichtigste Parameter bedeutender Tokamakexperimente¹⁾

nung befindlichen Tokamak-Generation vor, ein "Reaktor-Feasibility-Experiment" ("fusion test reactor") mit erheblich größerem Plasmavolumen, im Verlaufe der 80-iger Jahre zu erstellen und zu betreiben. Wie im folgenden gezeigt wird, erscheint es bei den angestrebten Abmessungen und Betriebszeiten dieses Tokamaks nahezu unmöglich, das toroidale Hauptfeld mit normalleitenden Spulen zu erzeugen und auch die zyklisch zu pulsierenden Spulen für die poloidalen Felder werden eher supraleitend realisierbar sein.

Für solche supraleitenden Spulensysteme ist noch eine erhebliche Weiterentwicklung der Supraleitermagnettechnologie nötig. Dies betrifft sowohl technische Problemkreise, wie Leiterentwicklung, Wicklungs- und Kühltechnik, als auch die Demonstration einer konventionellen Magnetsystemen ebenbürtigen Betriebssicherheit.

Auf diese Problemkreise wurde in dem 1973 von den vier Großforschungszentren GfK, HMI, IPP und KFA erstellten "Memorandum über die technologischen Probleme des Fusionsreaktors"²⁾ hingewiesen, und das daraus resultierende Fusionstechnologieprogramm der vier genannten Zentren enthält auch bereits Vorhaben, die die Bereitstellung von Entwurfsgrundlagen von Reaktorspeicher- und -magnetsystemen zum Ziel haben. Die Arbeiten wurden für das deutsche Fusionsreaktorprogramm 76 - 80 weiter konkretisiert.

Die Magnetfeldtechnologie wird dabei als eines der technologischen Schlüsselprobleme betrachtet. Die "hard-ware"-Entwicklung wird in der BRD auf das IEKP konzentriert, das Programm als gemeinsames Programm mit dem IPP-Garching (Vertrag) gegenüber dem deutschen FP und der Euratom ausgewiesen und abgewickelt.

Auch innerhalb der Euratom wurde 1974 von einer Studiengruppe, in der als deutsche Vertreter je ein Mitarbeiter des IPP-Garching und des IEKP mitarbeiteten, ein Programmvorschlag vorgelegt. Dieser hat zum Inhalt, möglichst bald Supraleiter-spulen schon für Niedrig- β -Experimente der nächsten Generation zu entwickeln. Die im deutschen FP vorgesehenen Arbeiten sind darin abbildbar.

Die umfangreichsten Arbeiten zur Entwicklung von Supraleitermagneten für Fusionsanwendungen wurden vor ca. 1 1/2 Jahren in USA gestartet. Das Programm der US-ERDA sieht die Entwicklung von großen Magnetsystemen für den "Experimental Power Reactor" (EPR 1) vor. Die geplanten Aufwendungen bis incl. 1979 betragen dabei mehr als 150 Mio DM. Die im ersten Programmjahr erarbeiteten Ergebnisse zeigen, daß beachtliche Fortschritte, vor allem in der Materialtechnologie und bei den Konstruktionsgrundlagen, schon gemacht wurden.

Zum besseren Verständnis werden nachfolgend die den magnetologischen Arbeiten zugrunde liegenden Problemstellungen aus den plasmaphysikalischen Zusammenhängen abgeleitet.

2.2 Das Magnetsystem des Tokamak

Der Plasmaeinschluß

Der magnetische Plasmaeinschluß in toroidaler Geometrie erfolgt durch Überlagerung eines toroidalen Magnetfeldes B_T mit einem poloidalen Magnetfeld B_p . Die resultierenden Magnetfeldlinien B_{res} umgeben die Plasmasäule schraubenförmig auf magnetischen Flächen, wie in Abb. V.2.2 angedeutet. Beim Tokamak wird das poloidale Feld B_p durch einen elektrischen Strom I erzeugt, der entlang der Plasmaachse fließt und im Plasma selbst induziert wird. Diese Induktion erfolgt durch eine Flußänderung in sogenannten "Transformatorenspulen", gegenüber denen der Plasmaring als Sekundärwicklung mit nur einer Windung wirkt. Aufgrund der endlichen Plasmaleitfähigkeit wird der einmal induzierte Strom wieder gedämpft, wenn nicht in der Transformatorwicklung eine Flußänderung aufrecht erhalten wird. Der Tokamak kann deshalb nur gepulst betrieben werden, wenn man von einigen besonderen Methoden zur Aufrechterhaltung des Stromes absieht, welche theoretisch denkbar, aber experimentell nicht geprüft sind. Darüber hinaus hat das vom Plasmastrom erzeugte Feld aufgrund der kreisförmigen Krümmung des Strompfades keine über der Plasmasäule symmetrische Verteilung der vertikalen Magnetfeldkomponente, was durch das Feld zusätzlicher Vertikalfeldspulen korrigiert werden muß, um die radiale Plasmastabilität zu gewährleisten.

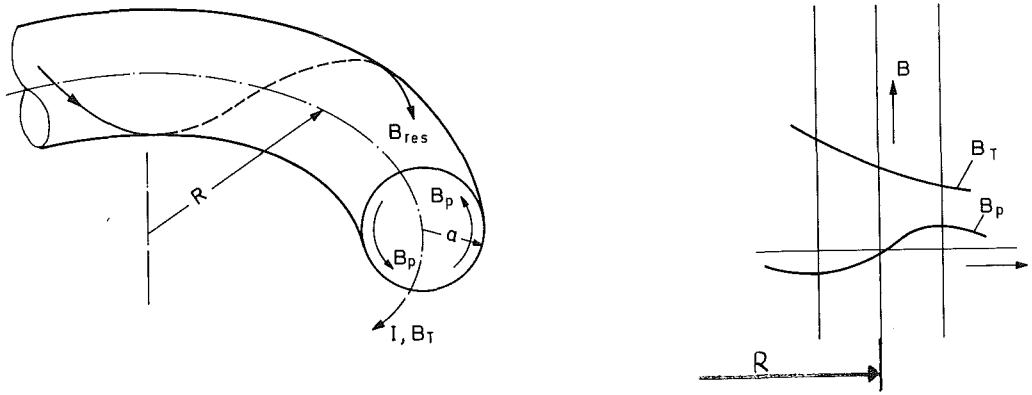


Abb. V.2.2: Plasmaeinschluß durch Überlagerung eines toroidalen und eines poloidalen Feldes.

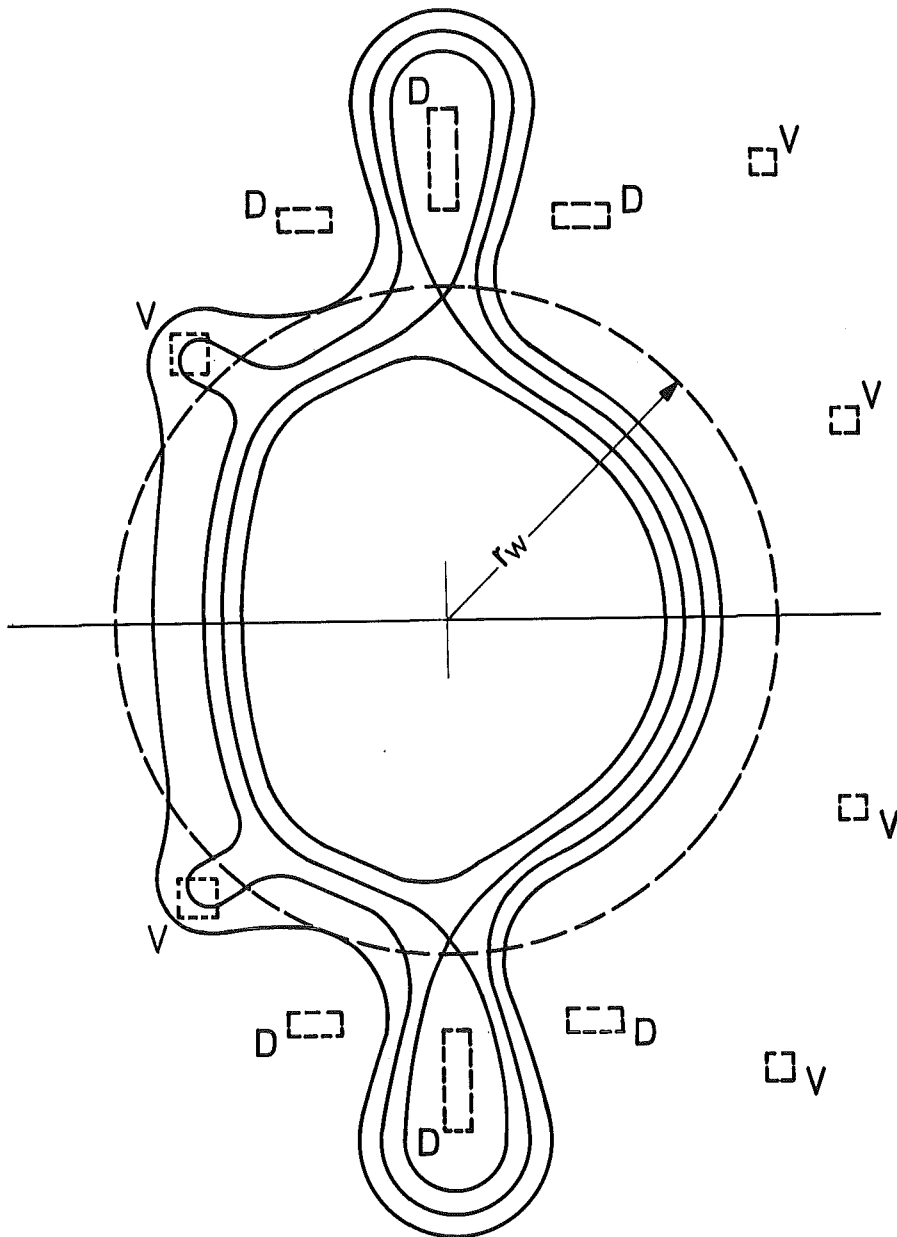


Abb. V.2.3: Magnetfeld-Separatrix in einem Tokamak mit poloidalem Doppel-Triplet Divertor; nach 3)

Divertoren

Zur Verringerung der Erosion der ersten Vakuumwand einerseits und zur Vermeidung von Verunreinigungen des Plasmas durch die Ionen des Wandmaterials andererseits wird ein Abpumpen der weitgehend aus geladenen Teilchen bestehenden Übergangszone zwischen thermonuklearem Plasma und Vakuumgefäßwand mit Hilfe sogenannter "Divertoren" für unerlässlich gehalten.

Das Konzept des Divertors beruht auf der Möglichkeit, geladene Teilchen längs geeignet geführter Magnetfeldlinien durch "Spalte" in der Vakuumwand hindurch in einen Pumpraum zu leiten. Hier schneiden die Magnetfeldlinien Prallbleche. Das durch Neutralisierung der Plasmaionen im Pumpraum anfallende Gas kann mit konventionellen Pumpen abgesaugt werden²⁾. Beim Tokamak müssen dazu Hilfsfelder aufgeprägt werden, die das Einschlußfeld so modifizieren, daß entlang der torusförmigen magnetischen Flächen geeignete Spalte entstehen, durch die die Teilchen in den Außenraum gelangen können. Diese Hilfsfelder können wiederum auf zweierlei Art aufgeprägt werden, einerseits als toroidale Zusatzfelder an einigen Stellen des Torusumfangs ("bundle divertor") und andererseits durch poloidale Zusatzfelder, die die Magnetfeldlinien-Separatrix längs des gesamten Plasmaringes mit einem oder mehreren magnetischen Spalten versehen ("poloidal divertor"). Abb. V.2.3 zeigt als Beispiel die Magnetfeldverteilung außerhalb der Plasmasäule (Schnitt durch die magnetischen Flächen) für einen poloidalen Divertor mit zwei symmetrisch angeordneten Multipolwicklungen, resultierend in zwei magnetischen Spalten längs des Torusringes ("double triplet poloidal divertor").

Spulensystem

Das bisher Gesagte macht den relativ komplizierten Aufbau des Spulensystems für einen Tokamak, wie ihn Abb. V.2.4 schematisch zeigt, verständlich. Das System besteht aus den Hauptfeldspulen T, den Transformatorspulen Tr für die Plasmastromzündung und ohmsche Heizung, den Vertikalfeldspulen V für die radiale Plasmastabilität und den Divertorspulen D zum Absaugen gela-

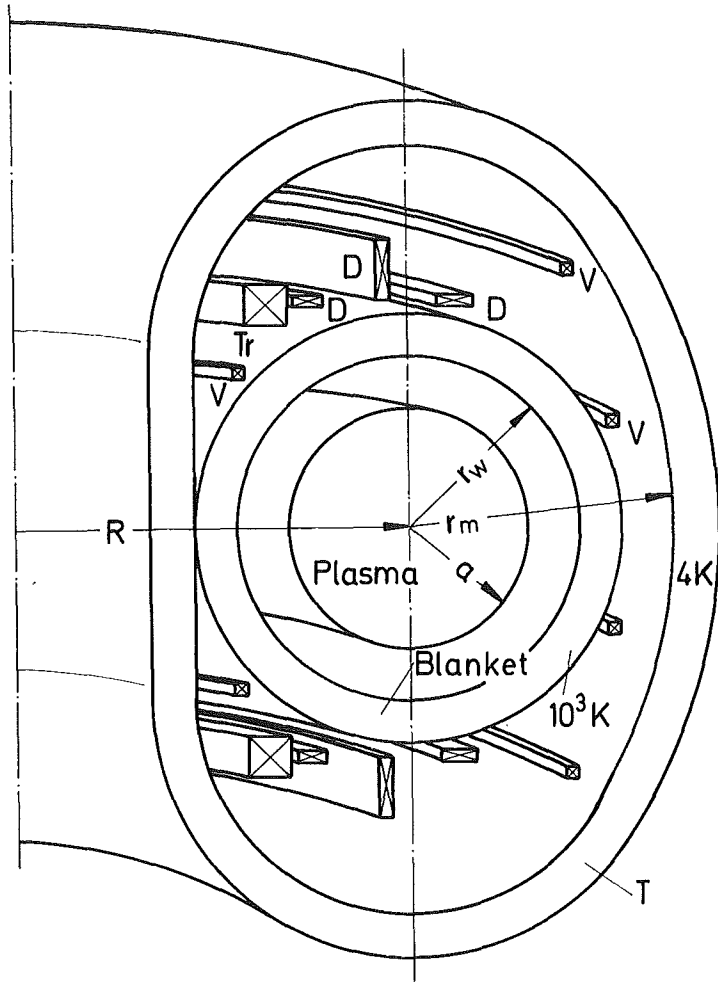


Abb. V.2.4: Das Spulensystem eines Tokamak-Reaktors

- T...Hauptfeldspulen
- V...Vertikalfeldspulen
- D...Divertorspulen
- Tr..Transformerspulen
- R...großer Torusradius
- a...Plasmaradius
- r_w ...Radius der ersten Wand

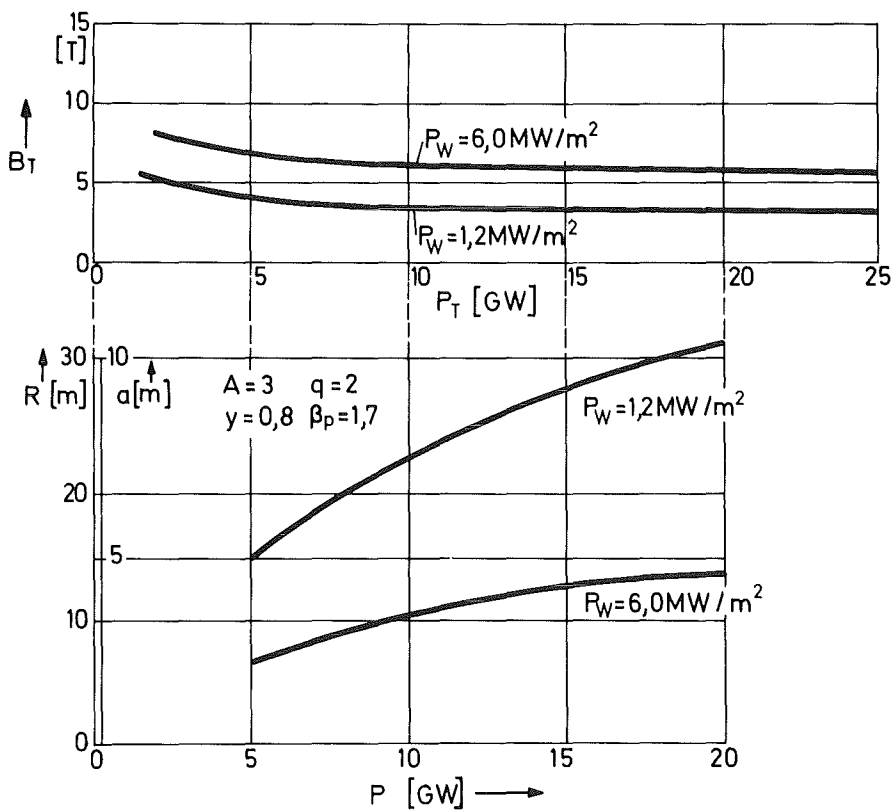


Abb. V.2.5: Abhängigkeit der Plasmadimensionen von der thermischen Reaktorleistung P_T für verschiedene Wandbelastungen P_W . Das Aspektverhältnis $A = R/a$ von großem Torusradius R zum Plasmaradius a wurde konstant gehalten. y ist das Verhältnis von Plasma-zu Wand-Radius.

dener Teilchen. In Anlehnung an den amerikanischen Sprachgebrauch werden Spulen zur Erzeugung des toroidalen Feldes als "toroidale Spulen", und jene zur Erzeugung poloidaler Felder, vergl. Abb. V.2.3, als "poloidale Spulen" bezeichnet. In Abb. V.2.4 wurden alle poloidalen Spulensysteme innerhalb des toroidalen Hauptfeldspulensystems angeordnet. Sie können auch teilweise, bzw. sämtliche außerhalb der Torusspulen angeordnet werden, was einerseits eine konstruktive Vereinfachung mit sich bringt, andererseits aber den Nachteil hat, daß sie viel weiter vom Ort entfernt sind, an dem sie eine gewisse Feldstärke aufzubringen haben. Die Spulen müssen deshalb in diesem Falle für wesentlich größere Ströme und Feldstärken am Leiter ausgelegt werden. Für die Divertorspulen gilt zusätzlich, daß sie nur bei Anordnung innerhalb der Hauptfeldspulen eventuell auch nicht gepulst betrieben werden können.

Reaktorzykluszeiten

Wie bereits eingangs erwähnt, kann der Tokamak aller Voraussicht nach nur gepulst bzw. quasistationär betrieben werden. Für den Plasmastrom ist dabei aus heutiger Sicht ein Zyklus mit einem Anstieg im Bereich von etlichen Sekunden, einer Brenndauer von einigen hundert Sekunden, einem Abfall von etlichen Sekunden und einer Pausenzeit von einigen zehn Sekunden, zu erwarten. Da der Plasmastrom von der Flußänderung in den Transformatorspulen gesteuert wird, müssen diese im gleichen Zyklus gepulst werden. Auch die Vertikalfeldspulen werden in diesem Zyklus zu pulsen sein, da sich ihre Feldstärke proportional mit der Plasmastromstärke ändern muß, um die radiale Plasmastabilität zu gewährleisten. Die Divertorspulen können stationär betrieben werden, wenn sich die Lage der Magnetfeldseparatrix, und damit die Pumpwirkung, mit dem Plasmastrom nicht zu stark ändert. Dies wird aufgrund der theoretischen Überlegungen bisher nur für den innerhalb der Hauptfeldspulen angeordneten poloidalen Doppel-Triplet-Divertor für möglich gehalten, alle anderen Divertor-Anordnungen müssen ebenfalls im Zyklus des Plasmastromes gepulst werden⁴⁾.

Dimensionierung der Spulen für das toroidale Hauptfeld

Die Abmessungen des Reaktors werden bei gegebener thermischer Leistung ganz wesentlich von der zulässigen "Wandbelastung P_w " (entspricht der hindurchtretenden Neutronenflußdichte) der ersten Vakuumwand bestimmt. Während man vor einigen Jahren noch hoffte, Belastungen von $P_w \geq 10 \text{ MW/m}^2$ realisieren zu können (und damit recht kompakte Reaktoren zu erhalten), haben erste Experimente und Studien der Materialforscher gezeigt, daß selbst Werte von $P_w = 1 \text{ MW/m}^2$ für alle heute bekannten Werkstoffe ein Auswechseln der Wand im Verlauf von einigen Jahren notwendig machen wird. Geht man deshalb, wie heute üblich, von diesem Wert der Wandbelastung ($P_w \leq 1,3 \text{ MW/m}^2$) aus, so resultieren für verschiedene thermische Leistungen P_T des Reaktors Torusparameter wie sie in Abb. V.2.5 zusammengestellt sind⁵⁾. Zum Vergleich sind auch einige mit höherer Wandbelastung resultierenden günstigeren Werte angeführt.

Berücksichtigt man weiter den Raum für das Blanket um den Strahlungsschild (Gesamtdicke etwa 2 m), so gelangt man z.B. für die Hauptfeldspulen eines 5 GW_{th} -Reaktors zu Werten für den großen Torusradius von $R = 16 \text{ m}$ und für den Spulenradius r_m der Hauptfeldspulen von $r_m = 7.5 \text{ m}$. Wie Abb. V.2.5 auch zeigt, ist die erforderliche toroidale Magnetfeldstärke im Zentrum des Plasmaschlauches mit $B_T = 4.5 \text{ T}$ relativ niedrig. Sie bedeutet eine maximale Feldstärke B_{Tm} am Supraleiter der toroidalen Spulen von etwa 8 T, ein Wert, der mit den verfügbaren NbTi-Supraleitern noch gut beherrschbar ist.

Torusmagnete mit diesen Abmessungen und Feldstärken haben einen Energieinhalt von mehr als 250 GJ. Vergleicht man mit dem größten bisher gebauten Supraleitermagneten, dem BEBC Blaskammermagnet im CERN, dessen Energieinhalt rund 0.8 GJ beträgt, so erkennt man ungefähr, wie weit man mit dem derzeitigen Stand der Technik von der Realisierung eines solchen Magnetsystems entfernt ist.

Für ein Feasibility-Experiment stehen die endgültigen Abmessungen noch nicht fest, solange nicht die derzeit in Bau oder Planung befindlichen großen Tokamaks (PLT, T10, JET, vgl. Abb. V.2.1)

Aussagen über Skalierungsgesetze geliefert haben und über notwendig und realisierbar erscheinende technologische Zielsetzungen für die nächste Generation von Experimenten entschieden wird. Typische Abmessungen, wie sie in Europa nach derzeitigem Kenntnisstand diskutiert werden, sind $R = 7.5 \div 9$ m und $a = 3$ m⁶⁾. Letzterer Wert bedeutet für die Hauptfeldspulen einen Radius $r_m = 4.5$ m, da wegen der Verwendung von Tritium bereits ein ca. 1 m dickes Strahlungsschild vorhanden sein muß. Die Magnetfeldstärken werden analog zu denen des Reaktors um $B_T = 4$ T und $B_{Tm} = 8$ T zu betragen haben. Die gespeicherte Energie im toroidalen Magnetsystem beträgt dann $20 \div 40$ GJ und damit einen Faktor $30 \div 50$ mehr als im BEBC-Supraleitermagneten.

Dimensionierung der Poloidal-Spulen

In einer vom IEKP gemeinsam mit dem IPP-Garching durchgeführten Arbeit wurde erstmals das poloidale Spulensystem detailliert betrachtet³⁾. Tab. 1 gibt eine Zusammenstellung der wichtigsten Daten, wie sie in dieser Arbeit für einen 5 GW_{th}-Reaktor mit einer Spulenanordnung nach Abb. V.2.4 errechnet wurden, ergänzt durch zwei Kolonnen an Daten, wie sie sich für ein Feasibility-Experiment ergeben würden. Zur Berechnung der Spannungs- und Leistungswerte wurde ein Plasmastromverlauf mit 10 s Anstieg, 300 s Brenndauer, 10 s Abfall und 20 s Pause gewählt (ein rascherer Anstieg bedingt proportional größere Spannungen und Scheinleistungen). Zum Vergleich wurde beim Reaktor auch der Fall höherer Wandbelastung ($P_w = 2.4$ MW/m²) und beim Feasibility-Experiment der ungünstigst mögliche Fall (Lufttransformator und gepulster Divertor), sowie der günstigst mögliche Fall (Eisentransformator, stationärer Divertor) angeführt. Bei Diskussion dieser Tabelle ergeben sich folgende wichtige Aussagen für die zu entwickelnden poloidalen Magnete:

Für einen Reaktor müssen die poloidalen Wicklungen als puls-bare supraleitende Magnete ausgeführt werden (vgl. die Joulesche Verlustleistung von > 600 MW bei normalleitender Ausführung). Ihr Energieinhalt liegt im Bereich von 10 GJ und mehr. Die Hochspannungsbeanspruchung der Wicklungen liegt selbst bei hohen Stromstärken des Supraleiters (100 kA) im Bereich von

Tab. 1: Wichtige Betriebsdaten poloidaler Spulensysteme von Tokamaks verschiedener, zu erwartender Größe

		Reaktor				Feasibility-Experiment			
		Lufttrafo mit gepulstem Divertor		Eisentrafo mit stationärem Divertor(SL)					
P_w	MW/m ²	1,2		2,4		~5,6			
E_{pol}	GJ	36,1		14,4		5,15		2,4	
ΔB_{tr}	T	+6,5..-5,7		+6,2..-5,6		+8,0..-7,3		$\Delta\Phi=254$ Vs	
$V(I=10^5 A)$	kV	Tr	V+D	Tr	V+D	Tr	V+D	Tr	V
		150	120	69	39	26	10	6	2,5
P	GVA	15	12	6,5	3,9	2,6	1,0	0,6	0,25
p_{NL} diss	MW	624	1050	337	460	176	264	42	20

- E_{pol} ...gespeicherte Energie im poloidalen Spulensystem;
 ΔB_{tr} ...Induktionsänderung im Transformator zur Zündung des Plasmastromes;
V... Induktionsspannung am Spulensystem;
P... Max. Scheinleistung;
 p_{NL} .. Joulsche Verlustleistung der Spulen im Falle eines normalleitenden Aufbaus;
Tr.. Transformatorspule;
V+D.. Vertikalfeld- und Divertorspulen

50 ÷ 100 kV, vor allem an den Durchführungen. Zur Energieversorgung der Magnete sind repetierende Speicher mit einer Speicherkapazität von einigen 10 GJ und einem Leistungsvermögen von einigen GVA für einige Sekunden nötig.

Muß der Tokamak für ein Feasibility-Experiment mit einem Lufttransformator und mit gepulsten Divertorspulen gebaut werden,

so sind prinzipiell die gleichen Aussagen wie für das Reaktor-spulensystem gültig (nur supraleitend machbar), mit den in der Tab. 1 angegebenen etwas günstigeren Zahlenwerten für Energie, Scheinleistung und Hochspannungsbeanspruchung.

Nur im günstigsten denkbaren Fall, der Verwendung eines Eisenjoches und eines stationären Divertors, könnten die poloidalen Spulen sinnvollerweise auch normalleitend gebaut werden, wenn die aufzubringende Leistung von etwa 80 MW akzeptabel ist.

Diese Aussagen machen klar, daß die Bearbeitung der Probleme großer pulsbarer Supraleiterspulen als Poloidalfeld-Wicklungen von Tokamaks nicht bis zum Bau eines späteren Reaktors aufgeschoben werden kann, sondern, vor allem soweit sie die vorangehenden "Feasibility-Experimente" betrifft, schon jetzt erforderlich wird.

Probleme großer Torusmagnete

Im Vordergrund stehen:

Beherrschung der enormen Kräfte und Biegemomente:

In toroidaler Geometrie tritt im Gleichgewichtsfall neben einer resultierenden Kraft zum Torusmittelpunkt hin, ein Biegemoment in den Hauptfeldspulen auf, welches kreisförmige Spulen zu verzerren trachtet. Dies ist der Grund, warum die Hauptfeldspulen nicht in Kreisgeometrie, sondern wie in Abb. V.2.4 zu sehen, in "D-Form" gebaut werden, in welcher diese Biegemomente weitgehend vermieden werden. Aufgrund der Wechselwirkung mit den poloidalen Feldern werden lokal zusätzliche dynamische Kraftbeanspruchungen am Leiter der Hauptfeldspulen wirken. Bei Ausfall einer oder mehrerer Hauptfeldspulen treten starke Unsymmetriekräfte auf, die die Abstützung der Spulen gegeneinander betreffen, bis über ein Notabschaltsystem auch die restlichen Spulen feldfrei werden.

Stabilität des Systems trotz überlagerter Wechselfeldkomponenten:

Man geht allgemein davon aus, daß Magnete dieser Größe, auch aus Gründen der Betriebssicherheit, mit "kryogen stabilisierten"

Leitern aufgebaut werden müssen. Die bisher entwickelten kryogenen stabilisierten Leiter sind für einen Betrieb, bei dem Pulsfeldkomponenten auftreten, ungeeignet, da in ihnen unzulässig hohe Wechselstromverluste auftreten würden. Hier müssen geeignete Leiter entwickelt werden.

Beherrschung der großen gespeicherten Energie bei Notabschaltungen:

Die genannten Energieinhalte (20 ÷ 50 GJ beim Feasibility-Experiment, 200 ÷ 300 GJ beim 5 GW_{th}-Reaktor) führen bei einer Schnellentregung (Notabschaltung) selbst bei großen Nennstromstärken (> 10 kA) zu hohen Induktionsspannungen (10 ÷ 100 kV), für die die Wicklungen und Stromzuführungen ausgelegt werden müssen.

Gute Zugänglichkeit zum Plasmaraum:

Sowohl beim Feasibility-Experiment, als auch beim Reaktor muß eine gute Zugänglichkeit zum Blanket- und Plasmaraum gewährleistet sein. Dies erschwert die Konstruktion sowohl des Hauptspulensystems als auch des poloidalen Spulensystems ganz wesentlich.

Ein Großteil dieser Probleme ist auch verknüpft mit der Frage nach geeigneten Supraleitern, die einerseits die technischen Anforderungen erfüllen (kryogene Stabilität bei hoher Stromdichte, geringe Wechselfeldverluste, große mechanische Festigkeit) und andererseits in Mengen von mehr als 100 km kostengünstig herstellbar sind.

Ansätze zur Lösung dieser Probleme gibt es bisher nur in Studien^{6,7)}. Alle gebauten großen Magnete (> 100 MJ) haben Solenoidkonfiguration, was vor allem das Kräfteproblem sehr vereinfacht. Der größte gebaute Magnet anderer Konfiguration ist ein Dipol mit ca. 500 MJ Energieinhalt (ETL-Japan). Toroidale supraleitende Magnetsysteme sind noch nicht gebaut worden, mit Ausnahme einer einzelnen Torussegment-Prototypspule ($\cong 1/40$ Torus) für eine supraleitende Version des Garching W VII-Steinerators und eines 1.22 MJ-Torussystems für ein Pionen-Strahl-Fokussierexperiment in Stanford⁸⁾.

2.3 Magnetsysteme anderer Einschlußkonfigurationen

Neben den toroidalen Niedrig- β -Systemen werden noch den sogenannten "Spiegelmaschinen" und den "Theta-Pinch-Anordnungen" Chancen als Fusionsreaktorsysteme mit magnetischem Einschluß eingeräumt. Der Plasmaeinschluß in der Spiegelmaschine erfolgt nach dem in Abb. V.2.6 gezeigten Prinzip unter Nutzung des Effektes der Abbremsung geladener Teilchen im Bereich höheren Feldes (magnetische Flasche). Bei der praktischen Ausführungsform einer "Minimum-B-Konfiguration" sind sehr komplizierte Spulensysteme erforderlich, die als "Yin-Yang-Typ" bezeichnet werden. Abb. V.2.7 zeigt ihren Aufbau. Auch hier betragen die Lineardimensionen der Spulen für einen Reaktor größenordnungsmäßig 10 m und die gespeicherte Energie im Magnetsystem mehr als 200 GJ. Von besonderer Bedeutung ist hier, daß hohe Feldstärken gefordert werden, und zwar mehr als 12 T, so daß für diese Magnete die Entwicklung der A15-Vielkernleiter-Technologie von größter Wichtigkeit ist.

Theta-pinch-Systeme gehören zur Klasse der Hoch- β -Plasma-Maschinen, die in kurzen Pulszeiten betrieben werden. Die Plasmasäule ist konzentrisch von Pulsspulen umgeben, die in einem in Abb. V.2.8 skizzierten zeitlichen Zyklus betrieben werden. Nach einer Implosionsheizungsphase ($< 0.1 \mu\text{s}$) folgt durch einen raschen Feldanstieg eine adiabatische Plasmakompression bis zur thermonuklearen Zündung. Während der nun folgenden Brenndauer wird Energie an das Blanket abgegeben und das Plasma expandiert wieder, bis es erkaltet. Wegen der schnellen Feldänderungen sind die Kompressionsspulen nicht supraleitend ausführbar. Das System ist aber von einem effektiven Energiespeicher- und Transfersystem abhängig, wofür supraleitende Speicher geeignet erscheinen und auch untersucht werden.

Sowohl Spiegelkonfigurationen als auch Theta-pinch-Systeme werden gegenwärtig innerhalb der Euratom nicht als Reaktorsysteme untersucht, so daß ein europäisches Supraleitermagnetprogramm auf die Magnetsysteme von Niedrig- β -Torusanordnungen konzentriert werden kann. Es sollte allerdings notiert werden, daß ein umfangreiches Entwicklungsprogramm für Magnete von Spiegel-

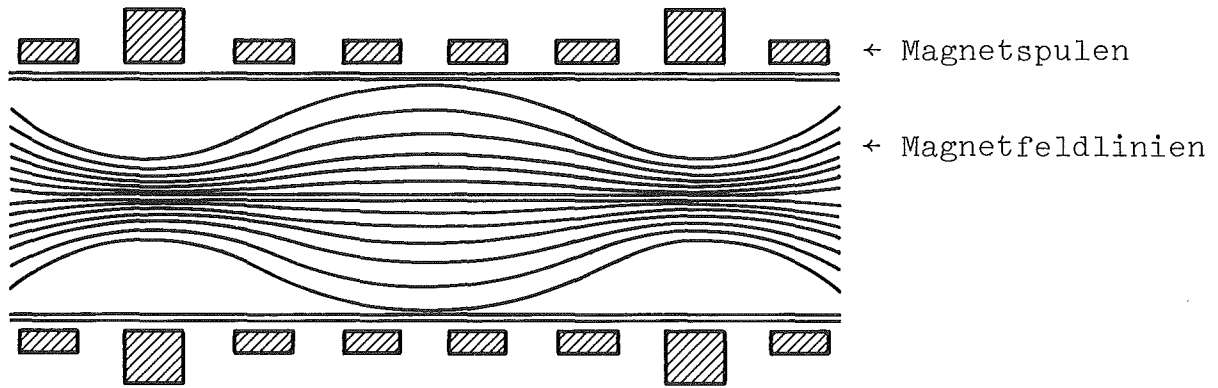


Abb. V.2.6: Prinzip der Spiegelmaschine

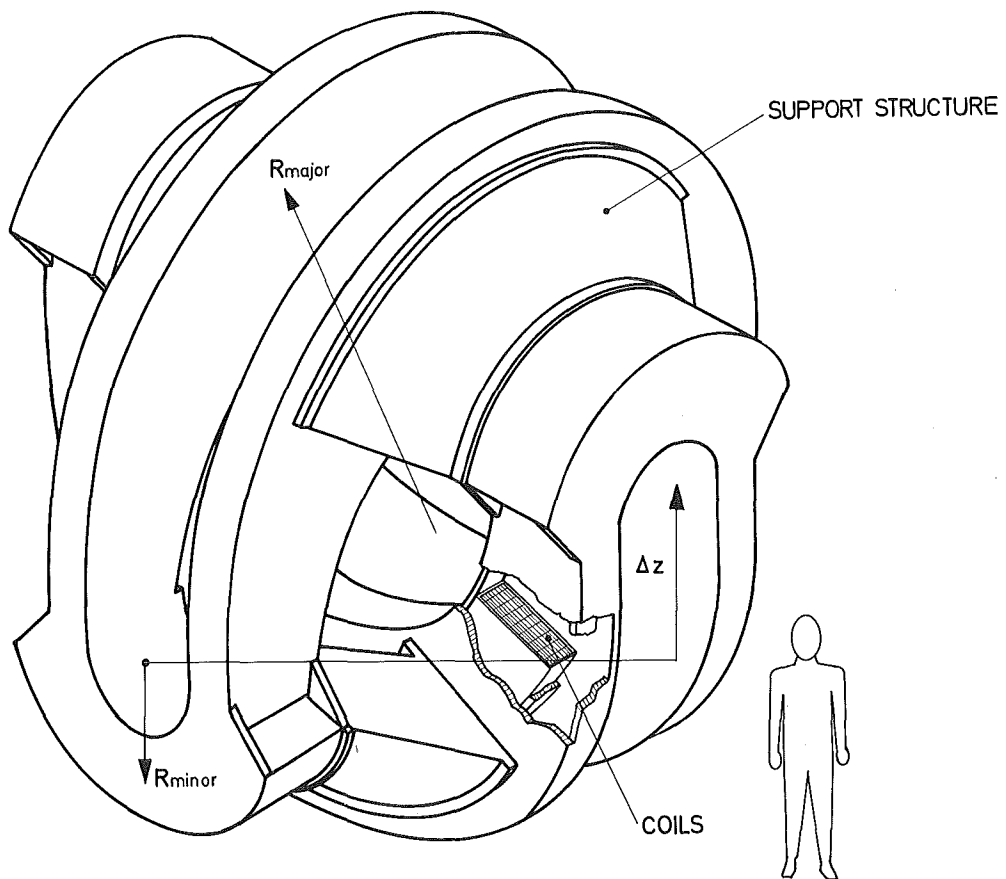


Abb. V.2.7: "Yin-Yang-Typ" einer "Minimum-B-Konfiguration"

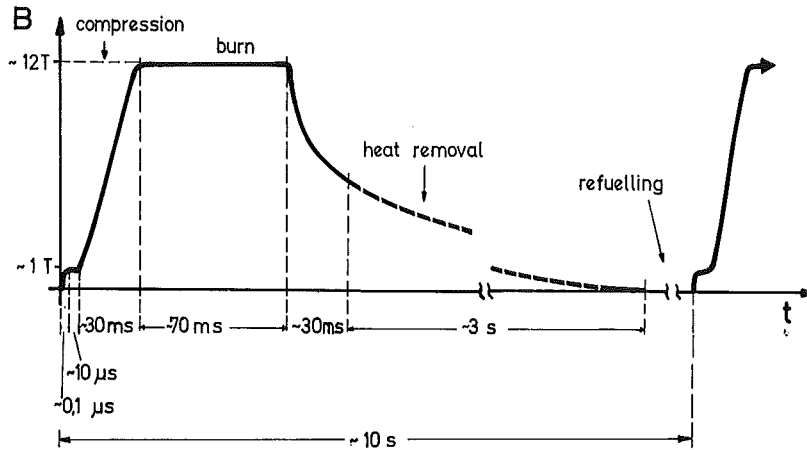


Abb. V.2.8: Zeitlicher Verlauf der magnetischen Induktion im Theta-Pinch-System

maschinen in USA betrieben wird, welches dort große Fortschritte bei Hochfeldleitern und -magneten bewirkt.

In Tab. 2 ist nochmals zusammengestellt, in welchen Bereichen bei Fusionsanwendungen Supraleitermagnete eingesetzt werden müssen und welche spezifischen Daten sie dabei zu erfüllen haben.

2.4 Bisherige experimentelle Arbeiten zu Fusionsmagneten im IEKP

Die in den anderen Kapiteln dieses Berichtes beschriebenen Arbeiten zur Supraleitermagnettechnologie stellen bereits eine ausgezeichnete und wichtige Grundlage für die Entwicklung von Fusionsmagneten dar.

Wie aus dem in Abschn. 2.2 Diskutierten ersichtlich, stellen Hochspannungsbeanspruchung, rasche Energieauskopplung und die damit verknüpften Vorgänge essentielle Problemkreise eines Tokamak-Magnetsystems dar. Aus diesem Grunde und auch, weil als Energieversorgung der Poloidalfeldspulen von Bedeutung, sind 1972/73 Untersuchungen über supraleitende Energiespeicher aufgenommen worden.

Nebst Energietransferstudien in Zykluszeiten, wie sie für den Tokamak relevant sind, werden dabei auch Schnellentladungen im

Tabelle 2:

Anwendungsgebiet		Fusionsmagnete		Energiespeicherung	
		Tokamak oder ähnliche niedrig- β - Konfigurationen		Spiegel- maschine	Betrieb als gepulste Fusions- magnete
					Theta-Pinch Tokamak
Magnettyp		Spulen für das Torus- poloidale feld Feld	"Ying-Yang" oder "baseball" Spulen	keine optimale Spulenform bis jetzt definiert	
Typischer Wert der gespeicherten Energie in der Windung MJ		$\geq 10^5$	$\geq 10^3$	$\geq 10^5$	> 100 pro Einheit $\geq 10^4$
	Gleichstrom	ja	nein	ja	nein nein
Betrieb	gepulst	ja, im Falle schneller Spannungs- kontrolle	ja, mit Anstiegs- zeiten von Sekunden	nein	ja, Transfer- zeit von ca. 30 ms ja, Transfer- zeit von Sekunden
	Schalt- und Störfälle	ja, gepul- ste harmo- nische Feldkomp. des poloi- dalen Fel- des	ja, Gleich- stromfeld- komponente des toroi- dalen Feldes	nein	- -
größter Prototyp		-	-	baseball Spulen mit 9 MJ 9	300 kJ 10

ms-Bereich durchgeführt. Energiespeicher mit solchen Entladezeiten haben zwar wie erwähnt nur bei Hoch- β -Fusionsreaktoren als Pulsgeneratoren eine direkte Anwendung, die Untersuchungen geben aber die Möglichkeit mit Speichern verhältnismäßig kleinen Energieinhaltes (\leq einige MJ) den Leistungsfluß und die Hochspannungsbeanspruchung von großen Speichern und Spulen mit langsamerer Entladung, wie sie bei Tokamaks nötig sind, zu simulieren.

Abb. V.2.9 zeigt das prinzipielle Schaltbild der Arbeitsphasen eines supraleitenden Energiespeichers als Pulsgenerator für Entladungen im ms-Bereich. Der Ladevorgang kann mit kleiner Ladespannung langsam erfolgen, die Energie mit Hilfe eines supraleitenden Schalters nahezu beliebig lange ohne wesentlichen Energieverlust gespeichert werden. Die Schnelligkeit des Entladevorganges ist nur durch die maximal zulässige Induktionsspannung begrenzt. Man erkennt, daß in einer solchen Anordnung vor allem Hochspannungsprobleme und Probleme des Energietransfers zwischen supraleitenden Spulen bei großer Leistung mit den damit verknüpften mechanischen und elektromagnetischen Belastungen für die supraleitende Wicklung und den Supraleiter selbst studiert werden können.

Bisher wurden zwei Speicherexperimente ("ESPE 1 und ESPE 2") unterschiedlicher Größe und Zielsetzung konzipiert und betrieben. Bei "ESPE 1" wurden vorhandene Supraleitermagnete mit je 15 kJ-Energieinhalt als Speicher- und Lastspule verwendet, Zielsetzungen waren Entwicklung und Erprobung eines supraleitenden Schalters für 2000 A und Durchschaltzeiten im 10 μ s-Bereich, sowie das Studium eines elektronisch gesteuerten Energietransfers in induktive Lasten im Falle langsamer Entladung. Auf den Erfahrungen dieses Experimentes aufbauend, wurde das 200 kJ-Speicher-Schalter-Experiment "ESPE 2" konstruiert. Ziele des Experimentes sind durch Entladungen im ms-Bereich erstmals Hochspannungsbeanspruchungen von mehr als 50 kV an Supraleiterspulen aufzubringen, die Probleme des Energietransfers über einen supraleitenden Leistungsschalter zu studieren (Leistung 50 MW) und durch langsame Entladungen in eine supraleitende Lastspule, über eine elektronische Schaltanord-

Arbeitsphasen des supraleitenden Induktiven Energiespeichers

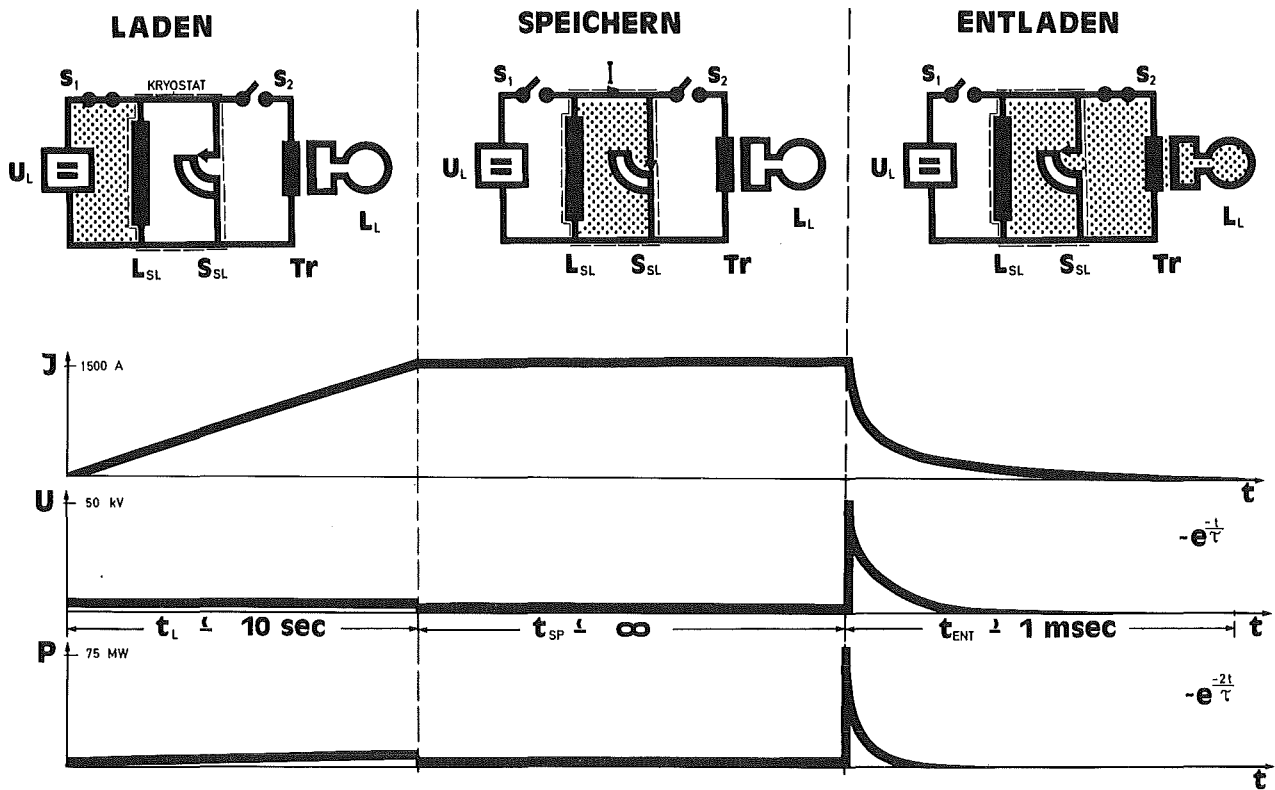


Abb. V.2.9: Arbeitsphasen eines supraleitenden Energiespeichers als Pulsgenerator (Die Zahlenwerte entsprechen denen des Energiespeicherexperimentes ESPE 2).

nung und Rückladung die Probleme eines repetierenden Speicherbetriebes zu untersuchen.

2.4.1 Das Energiespeicher-Experiment ESPE 1

Wie bereits eingangs erwähnt, war eines der Hauptziele dieses Experimentes die Entwicklung eines supraleitenden Leistungsschalters für den Energietransfer zwischen einer Speicherinduktivität und der Last. Um die Anforderungen an diesen Bauteil verständlich zu machen, erscheint es sinnvoll, die in Abb. V.2.9 prinzipiell dargestellten Vorgänge analytisch zu betrachten.

2.4.1.1 Grundlagen supraleitender Leistungsschalter

Beim supraleitenden Schalter nutzt man als Schaltfunktion die Widerstandsänderung beim Phasenübergang vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand, bzw. umgekehrt aus. Die in der Speicherspule L_{SL} beim Nennstrom I gespeicherte Energie Q_s beträgt

$$Q_s = L_{SL} \cdot \frac{I^2}{2}$$

Für den vereinfachten Fall, daß zur Zeit $t = 0$ der Supraleiter-schalter S_{SL} sprunghaft seinen vollen Normalleitungswiderstand R_{SLO} annimmt (Schaltzeit $t_{SL} = 0$), steigt in der Last mit der Induktivität L_a und dem ohmschen Widerstand $R_a = 0$ der Strom i_a gemäß¹¹⁾

$$i_a = I \frac{L_s}{L_a + L_s} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right)$$

$$\text{mit } \tau = \frac{L_{SL} L_a}{(L_{SL} + L_a) R_{SLO}}$$

an. Die auf die Lastinduktivität L_a übertragbare Energie Q_a beträgt in dieser einfachen Anordnung ohne reaktive Zwischenspeicherung

$$Q_a = Q_s \cdot \frac{L_a / L_s}{(1 + L_a / L_s)^2}$$

also maximal nur $Q_s/4$ (bei $L_a = L_s$), im Schaltsystem S_{SL} wird die Energie $Q_s/2$ vernichtet, und ein Energieanteil $Q_s/4$ bleibt im Speicher. Die im Schaltsystem in Joulesche Wärme umgewandelte Energie darf selbstverständlich nur zum geringen Teil im kryogenen Bereich abgeführt werden, dem Supraleiterschalter S_{SL} muß ein Shuntwiderstand R_S parallelgeschaltet werden, so daß nur ein Anteil $Q_s/2 r$, mit $r = R_{SLO}/R_S$, an Energie im kryogenen Bereich umgesetzt wird. Nachteil dabei ist, daß der Supraleiterschalter auf einen Wert R_{SLO} ausgelegt sein muß, der viel größer ist, als der zu einer Kommutierung in der Zeit τ nötige Wert R_S . Das benötigte Supraleitervolumen V_{SL} ist in diesem Fall gegeben zu

$$V_{SL} = \frac{Q_s}{\tau} (1+r) \cdot \frac{1}{\rho_{SL} \cdot \langle j_{SL} \rangle^2}$$

Man erkennt, daß bei gegebenen Werten für Q_s , τ und r das Schaltervolumen nur von den erreichbaren Werten der Stromdichte (im Eigenfeld!) und des Normalleitungswiderstandes abhängt. Dies sind die beiden Größen, auf die hin ein Schaltermaterial optimiert sein sollte.

Ein weiteres, wichtiges Kriterium für den Schalter ist die Durchschaltezeit, also jene Zeit, die nötig ist, um das Supraleitermaterial vollständig in den normalleitenden Zustand überzuführen. Um den Supraleiter zu "quenchen" (normalleitend zu machen), muß man j_c , T_c oder H_c überschreiten. Etliche Möglichkeiten wurden in Vorversuchen geprüft. Dabei ist zu beachten, daß in technisch realisierbaren Auslöseverfahren immer eine Kombination von j_c -, T_c - und H_c -Veränderung für die Auslösung verantwortlich ist. Eine Klassifikation bezieht sich nur auf den jeweils dominierenden Effekt.

Nachteil der "thermischen Auslösung", bei der dem Supraleiter Wärme zugeführt wird, ist, daß der Vorgang verhältnismäßig langsam verläuft und Schaltzeiten im Bereich unter 1 ms nicht möglich erscheinen.

Bei der magnetischen Auslösung wird der Schalter einem normalleitend erzeugtem, schnellem Magnetfeldpuls ausgesetzt. Der

Phasenübergang erfolgt durch eine Kombination von transformatorischer Stromerhöhung, Temperaturerhöhung durch Wechselstromverluste und der aufgeprägten Felderhöhung. Die erreichbaren Schaltzeiten sind kleiner als bei der thermischen Auslösung¹¹⁾. Die Auslöseenergie kann durch geschickte Anordnung fast so gering wie bei der thermischen Auslösung gehalten werden¹²⁾.

Kürzeste Schaltzeiten sind mit einer "Stoßstromauslösung" erreichbar. Hierbei wird der Schalter direkt mit einem Stromimpuls beaufschlagt, dessen Amplitude so groß sein muß, daß der kritische Strom I_c überschritten wird. Dieser Stromimpuls sollte möglichst den Hauptkreis nicht belasten, es sind deshalb Anordnungen zu wählen, wie sie in Abb. V.2.10 prinzipiell dargestellt sind. Dieses Schaltprinzip wurde auch der Schalterentwicklung im Rahmen des ESPE 1-Experimentes zugrunde gelegt.

2.4.1.2 Probleme der Supraleiter-Materialauswahl

Wie zuvor erläutert, hat der Supraleiter bei Verwendung zu Schaltzwecken zwei Kriterien zu erfüllen:

1. Optimale Stromdichte im Eigenfeld und
2. möglichst hoher Normalleitungswiderstand

Selbstverständlich muß er in der Lage sein, im supraleitenden Zustand den Nennstrom sicher zu tragen, er muß also ausreichend stabilisiert sein. Die Größe des Nennstromes wird vom Speicher bestimmt und liegt im Bereich von ca. 1 - 10 kA.

Aufgrund von Vorversuchen in verschiedenen Labors mit Folien-Supraleitern, Sputterschichten und NbTi-Drähten in reiner CuNi-Matrix zeigte sich ganz klar, daß für technische Anwendungszwecke (große Schalter) gegenwärtig nur letztere verwendet werden können¹¹⁾.

Zum Zeitpunkt des Beginns der Experimente waren nur die Firmen Supercon, IMI und MCA in der Lage, NbTi-Vielkernleiterdrähte in reiner CuNi-Matrix zu fertigen. Abb. V.2.11 und Tabelle 3 zeigen die gemessenen charakteristischen Daten an kurzen Proben von Leitern dieser Firmen¹³⁾. Daraus ist ersichtlich, daß das Material Supercon 243E1-A die weitaus günstigsten Daten aufwies, so daß dieses Material ausgewählt wurde.

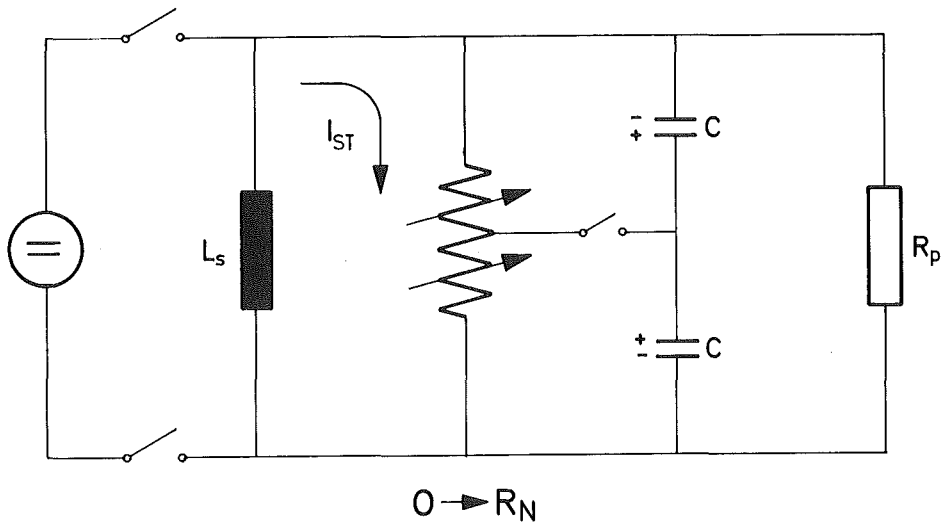


Abb. V.2.10: Schaltung eines supraleitenden Energiespeichers mit Supraleiterschalter für Schnellentladeversuche (nach Laquer)

Tabelle 3: Vergleich der für Schaltzwecke charakteristischen Daten verschiedener NbTi-Vielkernleiter in CuNi-Matrix¹³⁾

	Supercon 0,2 ϕ	IMI 0,25 ϕ	IMI 0,33 ϕ	Kryocond. 0,38 ϕ
$\rho(10\text{ K}) \text{ } \Omega\text{m} $	$43,5 \cdot 10^{-6}$	$35,7 \cdot 10^{-6}$	$35 \cdot 10^{-6}$	$35,2 \cdot 10^{-6}$
$\rho(238\text{K}) \text{ } \Omega\text{m} $	$48 \cdot 10^{-6}$	$39,6 \cdot 10^{-6}$	$40 \cdot 10^{-6}$	$44 \cdot 10^{-6}$
$j_c \text{ } \left \frac{\text{A}}{\text{cm}^2} \right $ ($B_{\text{ex}}=0$)	$4,15 \cdot 10^5$	$2,4 \cdot 10^5$	$1,34 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^5$
$\rho_n \cdot j_c^2 \text{ } \left \frac{\text{MW}}{\text{cm}^3} \right $	7,7	2,06	0,63	0,792

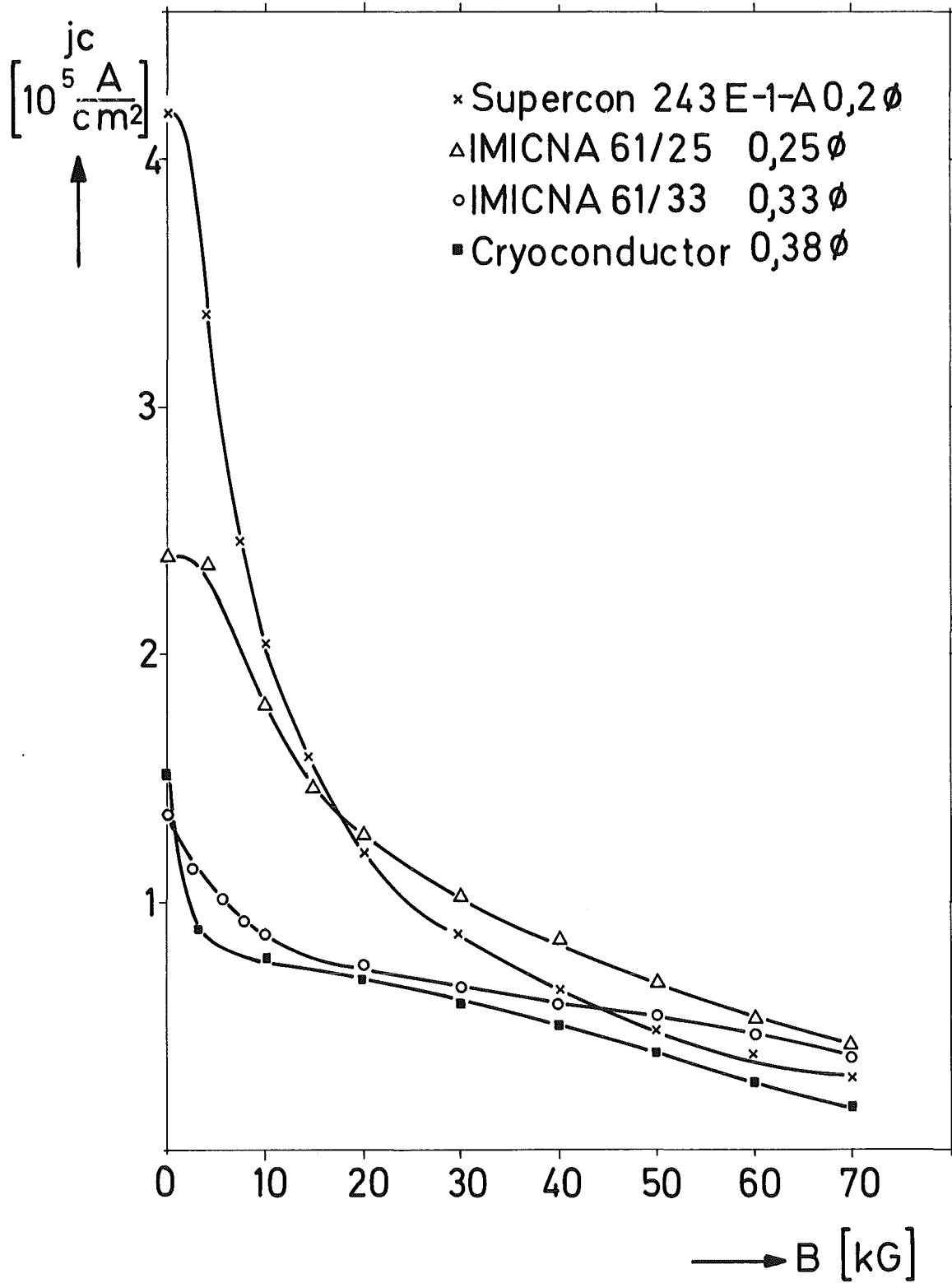


Abb. V.2.11: Gemessene Leiterdaten

Um bei späteren größeren Schaltern nicht auf ausländische Leiterlieferungen angewiesen zu sein und um Materialien mit noch besseren Eigenschaften zu bekommen, wurde der Firma Vacuum-schmelze Hanau ein Entwicklungsauftrag erteilt. Ziel des Auftrages war die Entwicklung eines hinsichtlich Stromdichte im Eigenfeld und Normalleitungswiderstand optimierten Supraleiterkabels für einen Nennstrom von 5000 A.

Das Optimierungsprogramm wurde in den Jahren 1974/75 in mehreren Schritten abgewickelt und ist ausführlich im entsprechenden Schlußbericht der Vac¹⁸⁾ beschrieben.

1. Optimierung des Normalleitungswiderstandes

Da der spezifische Widerstand von NbTi wesentlich höher als der von CuNi ist, war nur das System CuNi zu untersuchen. Ein maximaler Widerstand wäre im Bereich von 50 Gew%Ni zu erwarten, da aber ab ca. 41.5 %Ni Ferromagnetismus auftritt, muß eine Legierung mit weniger Ni-Gehalt gewählt werden. Handelsüblich sind Rohre mit CuNi30Fe, bei denen ein $\rho = (38 \pm 1) \mu\Omega\text{cm}$ gemessen wurde. Versuche wurden auch mit CuNi40 durchgeführt, welches allerdings nicht kommerziell beschaffbar ist. Vorteile dieser Legierung waren erkennbar (höheres ρ bei gleicher Verarbeitbarkeit).

2. Optimierung der Stromdichte im Niedrigfeldbereich

Eine große Zahl verschiedener metallurgischer Behandlungen wurde zunächst an Einkernleitern, dann an Vielkernleitern mit 60 bzw. 600 Filamenten getestet. Dabei konnte im Supraleiter eine maximale Stromdichte von $4.6 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$ bei 2 T erreicht werden.

3. Verseiltechnik

Mit den optimalen Vielkernleitern wurden dann im Herbst 1975 Verseilmuster erstellt, um zu dem geforderten 5000 A-Kabel zu gelangen. Abb. V.2.12 zeigt als Beispiel ein kalibriertes Flachseil mit 21 strands à 0.6 mm \emptyset eines F600-Leiters. Die Gesamtmessungen betragen $6.55 \times 1.1 \text{ mm}^2$. Dieses Seil sollte in der Lage sein, dem Strom von 5000 A bei 2 T zu tragen. Bei den Kurz-

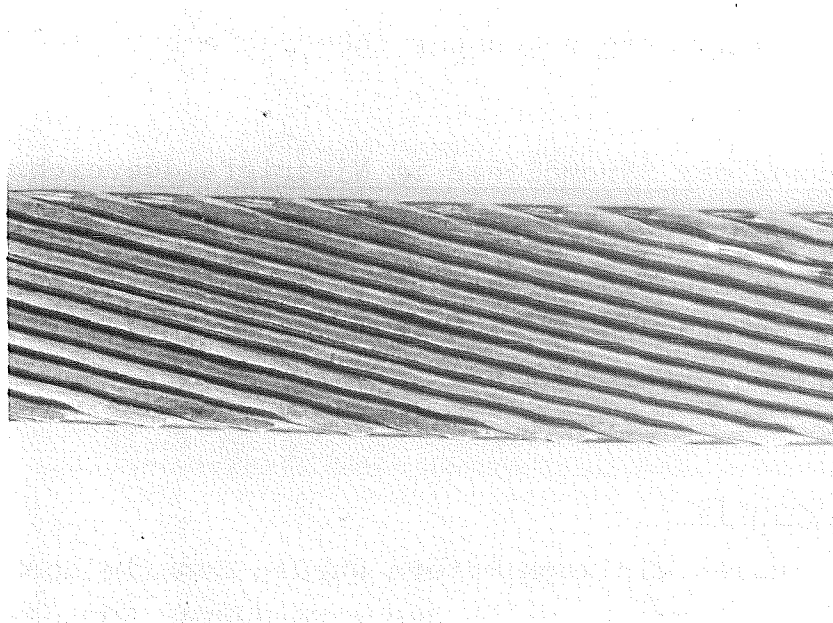
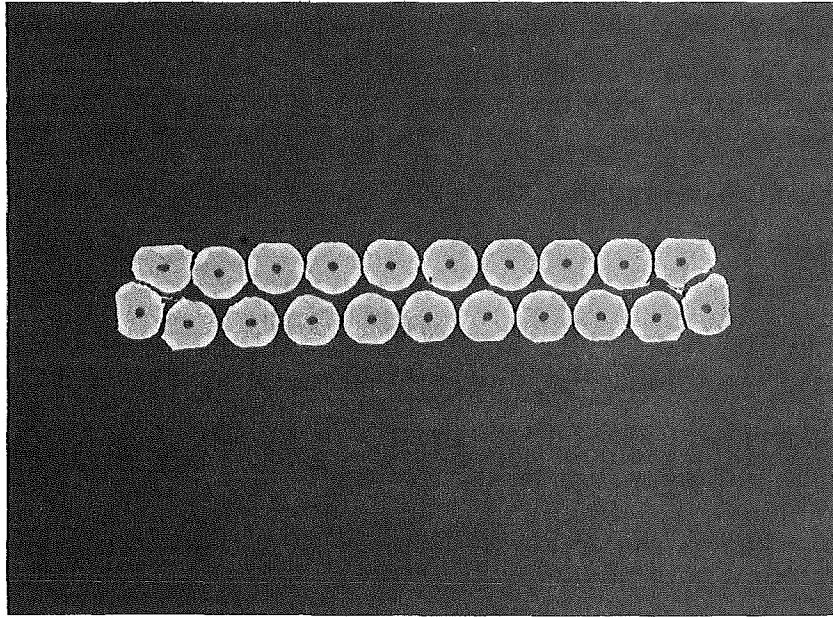


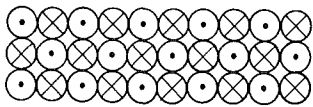
Abb. V.2.12: Verseilmuster eines Kabels für 5000 A

probenmessungen zeigten sich aber erhebliche Schwierigkeiten, da nur bei sehr großer Kontaktierungslänge der Strom über die resistive Matrix in den Supraleiter geführt werden kann. Dies war inzwischen durch die Messungen am ESPE 2-Schalter (vgl. Kap. 2.4.2, B3) bereits bekannt, wo bei Vergrößerung der Kontaktierungslänge von ca. 30 cm auf über 1 m eine um ca. 20 % größere Stromtragfähigkeit erzielt worden war.

Ein Vergleich des nun vorliegenden entwickelten Schalterkabels der VAC mit dem früher verwendeten Kabel der Fa. Supercon zeigt, daß der Entwicklungsvorsprung des amerikanischen Materials eingeholt werden konnte, aber keine wesentlichen weiteren Verbesserungen hinsichtlich j_c und ρ_N bei einem NbTi-Leiter in reiner CuNi-Matrix erzielbar erscheinen.

2.4.1.3 Schalterentwicklung im Rahmen des ESPE 1-Experimentes

Wesentlich für kurze Schaltzeit ist eine möglichst niederinduktive Anordnung. Diese Anordnung muß aber gleichzeitig solcher Art sein, daß die beim Schaltvorgang auftretenden hohen Induktionsspannungen beherrscht werden können. Man kann theoretisch zeigen, daß eine Leiteranordnung mit abwechselnd gegenseitig durchflossenen Leitern, wie nebenstehend zu sehen ist,



CURRENT DISTRIBUTION WITH
COUNTERACTING CURRENTS

minimale Induktivität besitzt¹⁴⁾. Eine gute technische Realisierung dieser Forderungen, die sich nach einigen Vorüberlegungen herauskristallisierte, zeigt

Abb. V.2.13. Das Schalterkabel wird doppelspiralig in ausgefräßte Nuten von GFK (glasfaser verstärkte Kunststoff-)Platten gewickelt, die einzelnen Platten zu einem kompakten Stapel (je nach Schaltergröße) geordnet und mit Epoxydharz vergossen. Zur Kühlung besitzen die Trägerplatten radiale Kühlkanäle. Diese werden während des Vergusses nach der in Kap. III.3. beschriebenen Methode mit Teflonstreifen freigehalten.

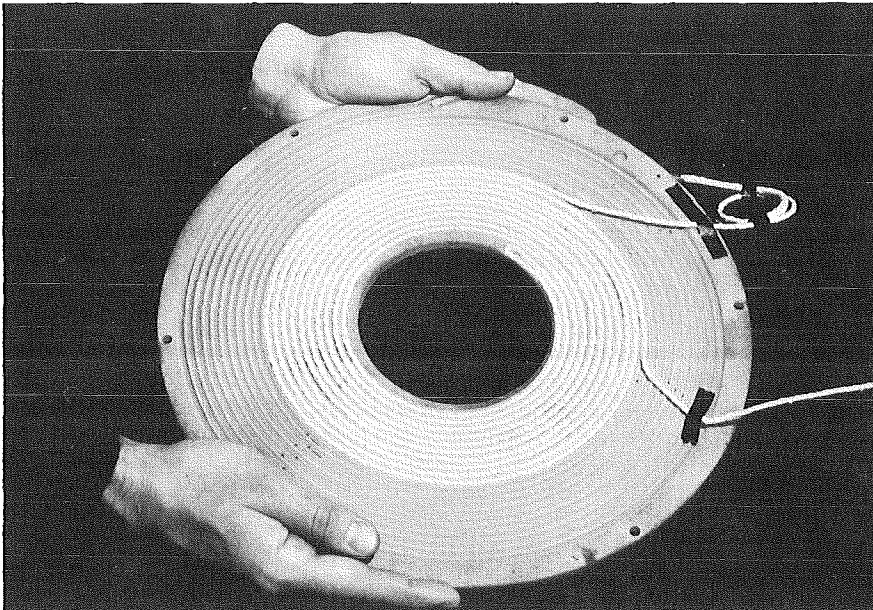


Abb. V.2.13: Bifilare Wicklung des Schalterkabels

Abb. V.2.14 zeigt den schaltungsmäßigen Aufbau des ESPE 1-Experimentes, Tabelle 4 und 5 geben die erreichten technischen Daten der Speicherspule und des Supraleiterschalters (gebaut nach dem Prinzip von Abb. V.2.13) wieder und Abb. V.2.15 zeigt den technischen Aufbau

Tabelle 4: Technische Daten der Speicherspule für das Experiment ESPE 1¹⁵⁾

Zentrale Induktion B_0	:	2,2 T
Maximaler Strom I_{\max}	:	1400 A
Induktivität L	:	18 mH
Maximale Feldänderungsgeschw. dB/dt	:	0,2 T/s
Innere Wicklungsdurchmesser D_i	:	150 mm
Äußerer Wicklungsdurchmesser D_a	:	212 mm
Wicklungslänge L	:	150 mm
Leiter	:	Geflecht mit 24 Einzelleitern à 0,35 mm Durchmesser
Cu/SL-Verhältnis	:	1 : 1
Filamentdurchmesser	:	10 μm
Gesamtabmessungen	:	3,36x2,41 mm

Tabelle 5: Technische Daten des Supraleiterschalters im Experiment ESPE 1¹⁵⁾

Maximaler Strom I_{\max}	:	1380 A
Normalleitungswiderstand R_{SL0} (10 k)	:	6,5 Ω
Induktivität L_{SL}	:	4 μH
Leistungsdichte $\rho_N \cdot \langle j_{\text{tot}} \rangle^2$:	2 MW/cm ³
Erholzeit t_R	:	~ 10 s
Leiter	:	Kabel mit 20 Einzelleitern à 0,2 mm Durchmesser
CuNi:SL-Verhältnis	:	1,2 : 1
Filamentzahl im Einzelleiter:	:	366
Filamentdurchmesser	:	7 μm

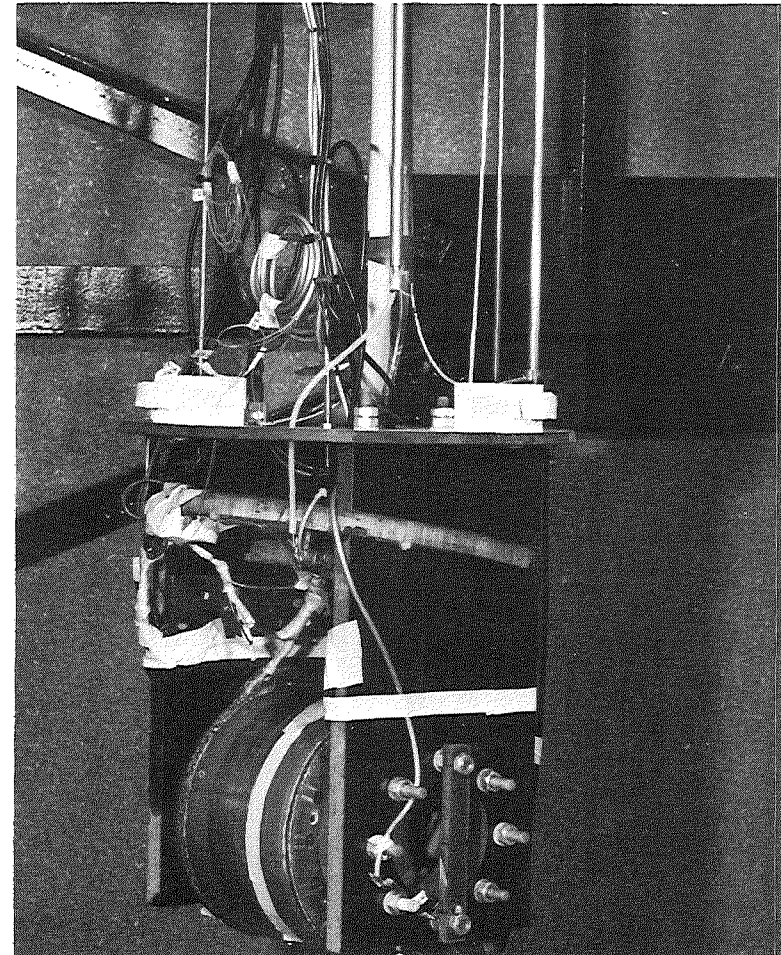
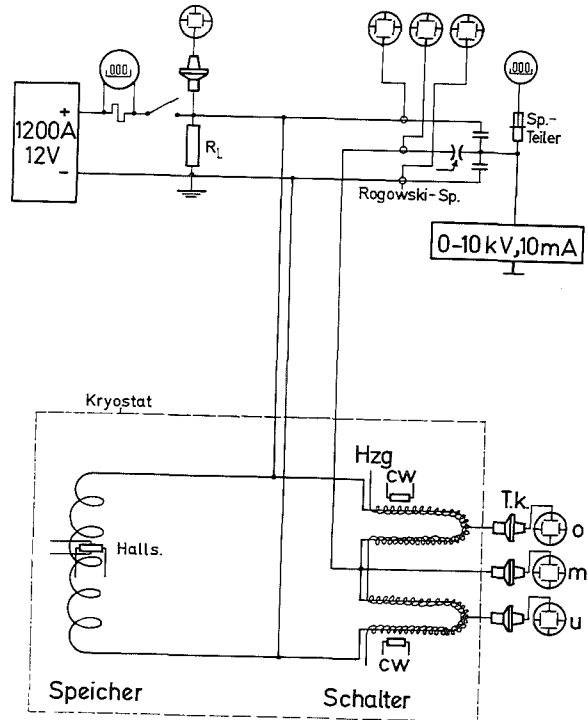


Abb. V.2.15: Technischer Aufbau von ESPE 1

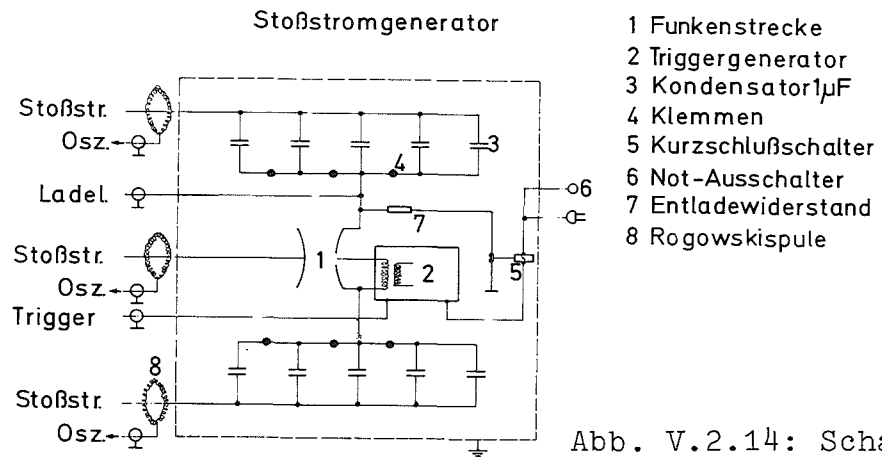


Abb. V.2.14: Schaltungsmäßiger Aufbau des ESPE 1-Experimentes

Umfangreichere Details des experimentellen Aufbaus sind in¹³⁾ beschrieben. In dieser Arbeit sind auch die Ergebnisse der Messungen ausführlich dargestellt. Hier sollen deshalb nur die wichtigsten Ergebnisse zusammengefaßt werden.

Abb. V.2.16 zeigt den Widerstandsanstieg des Schalters als Funktion der Stoßspannung der Kondensatorbatterie, wenn kein oder nur ein unwesentlicher Speicherstrom vorhanden ist. Man erkennt, daß unterhalb eines gewissen Schwellwertes (2.6 kV $\hat{=}$ einen Stoßstrom von 670 A) der Schalter supraleitend bleibt. Der volle Normalleitungswiderstand wird erst bei einer Stoßspannung erreicht, die einem Stoßstrom größer als I_c entspricht. Die Schaltzeit, also jene Zeit innerhalb der in Abb. V.2.16 gezeigte Widerstandswert erreicht wird, ist in Abb. V.2.17 wiedergegeben. Dabei bedeutet T die Zeit ab dem auslösenden Triggerimpuls und τ die eigentliche Widerstandsanstiegszeit. Die Schaltzeit ist also wesentlich von der Anstiegszeit des Stoßstromes abhängig. Die Kapazität des Stoßspannungsgenerators ist nur von sekundärer Bedeutung. Wie in¹⁵⁾ gezeigt ist, wird der Triggerkreis sehr gut durch die analytische Näherung

$$I_p = \frac{U_c}{\sqrt{L/C}} \sin \omega t \cdot \exp \frac{R^+}{2L} t$$

mit

$$R^+ = R_{SLo} \cdot \left| 1 - e^{-\tau(t + \xi/\tau)} \right|$$

beschrieben. Hierin bedeuten I_p den Stoßstrom durch den Schalter, U_c und C die Stoßspannung bzw. die Kapazität der Kondensatorbatterie, L die Induktivität des Schalters plus der des Triggerkreises und ξ die Ansprechverzögerung des Schalters ($\xi = T - \tau$).

Abb. V.2.18 zeigt einen Vergleich der gemessenen Daten des Auslösevorganges mit den analytischen Werten. Die gute Übereinstimmung ist offensichtlich.

Das Verhalten des Schalters bei Auslösung unter Speicherstrombelastung wird durch Abb. V.2.19 charakterisiert. Es liegt im Wesen der Schaltanordnung, daß der Auslösevorgang im Schalter

Schalterwiderstand bei $C=2 \times 1 \mu\text{F}$, $I_{sp}=0/50\text{A}$

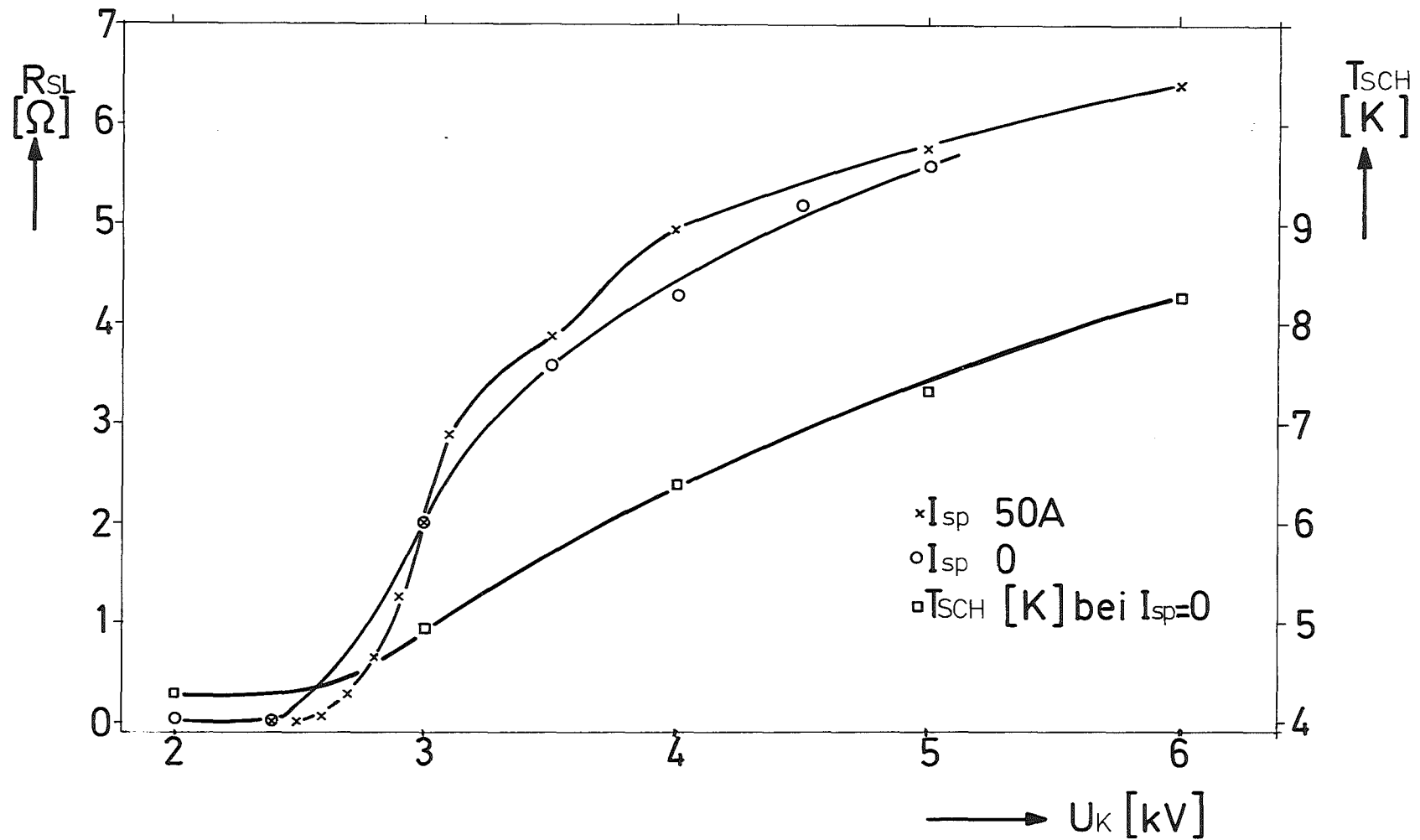


Abb. V.2.16: Widerstandsanstieg des Schalters als Funktion der Stoßspannung der Kondensatorbatterie

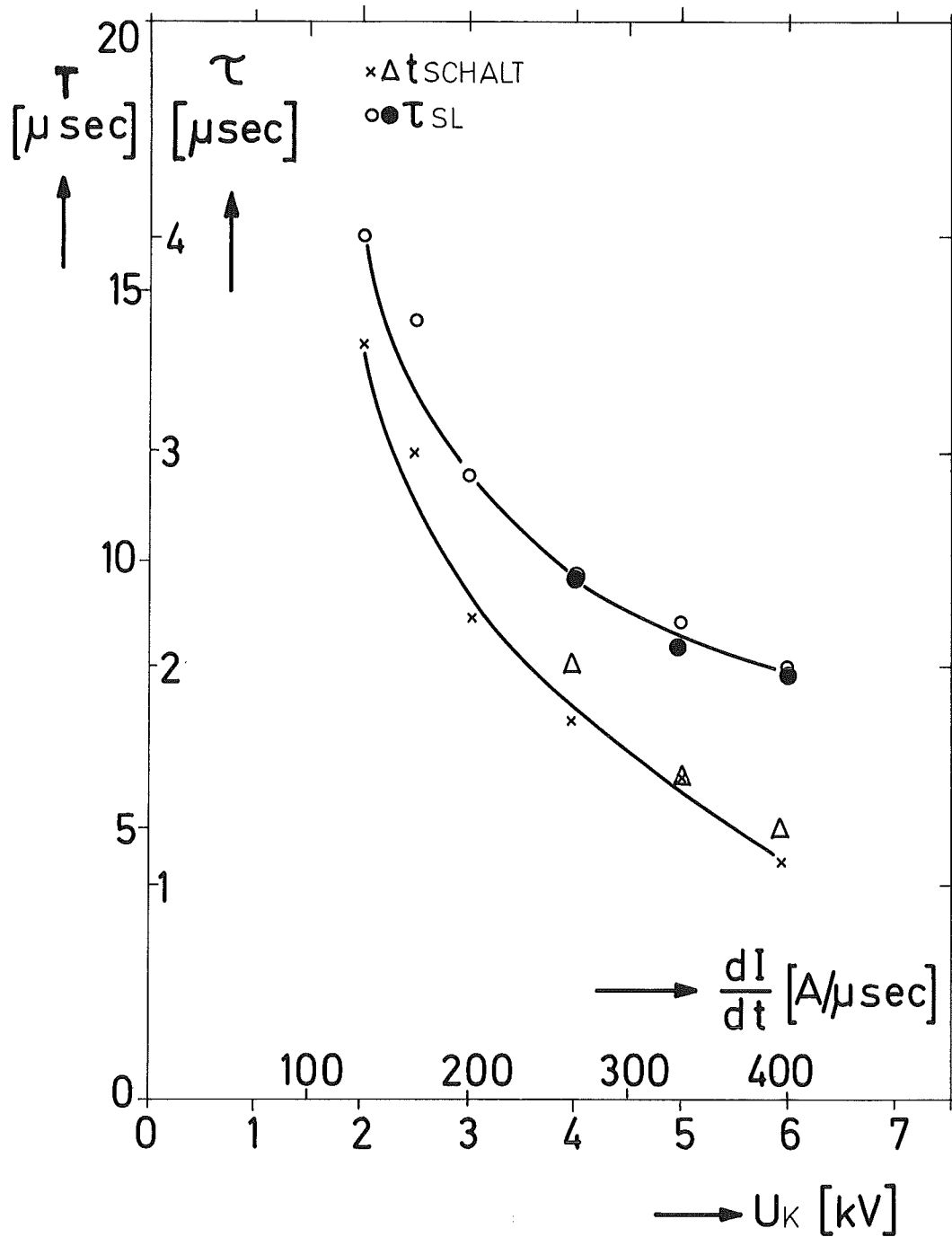


Abb. V.2.17: Schaltzeit als Funktion der Stoßspannung

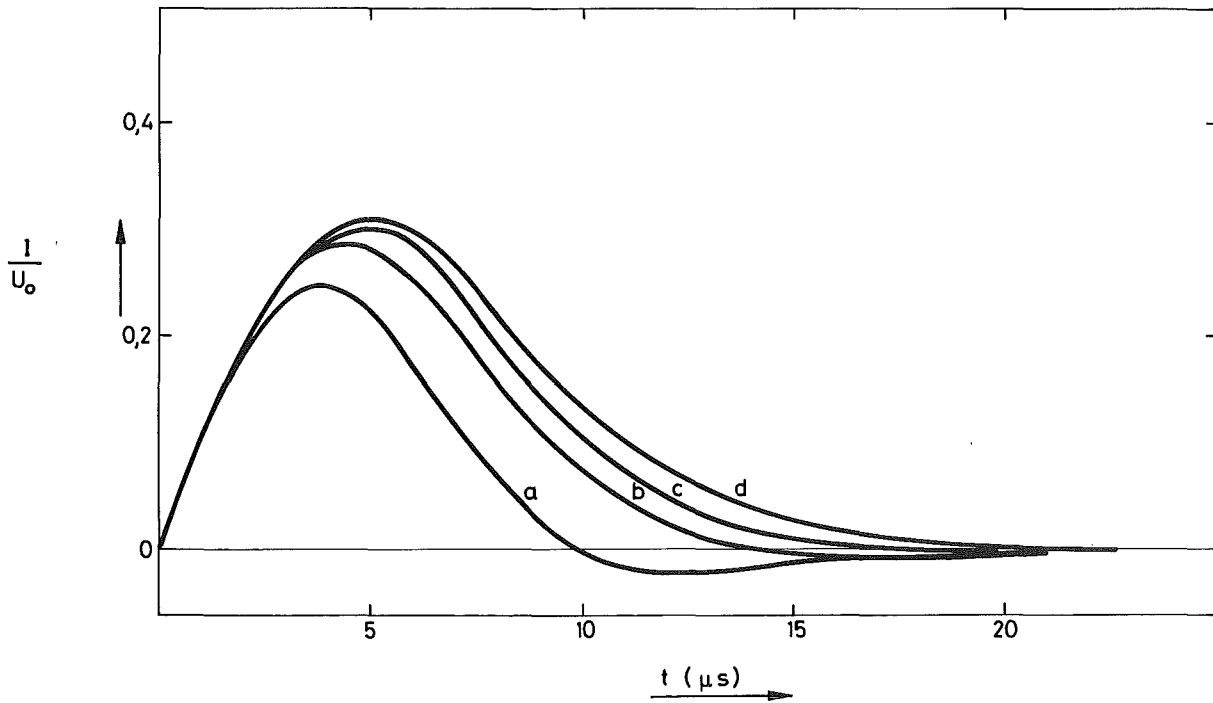


Abb. V.2.18: Normierter Auslösestrom mit der Auslösekapazität C als Parameter

- a: 1 μF
- b: 2 μF
- c: 3 μF
- d: 5 μF

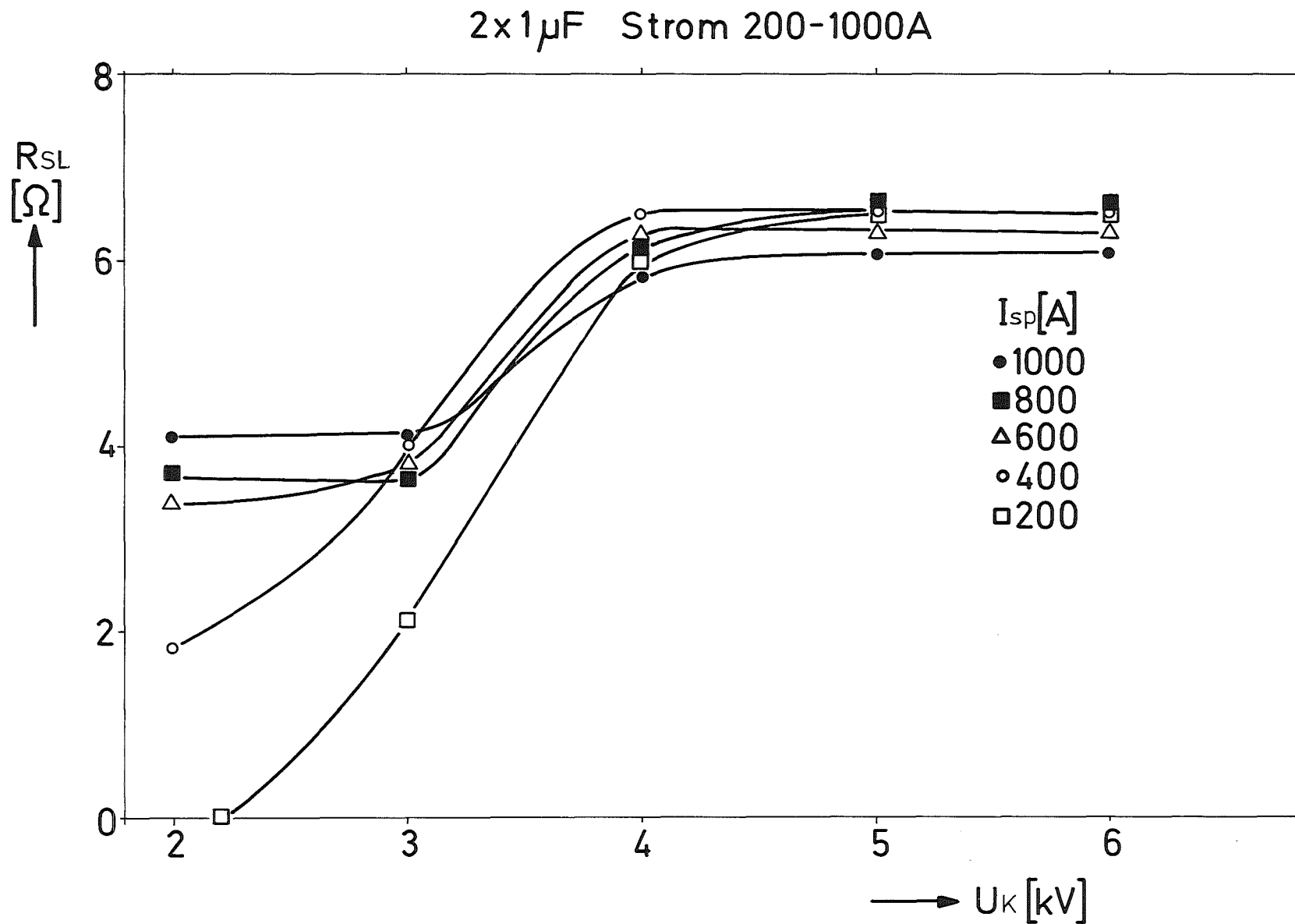


Abb. V.2.19: Widerstandsverhalten des Schalters bei Auslösung unter Speicherstrombelastung

nun unsymmetrisch verläuft, da sich in der einen Hälfte der Stoßstrom zum Speicherstrom addiert und somit I_c je nach Speicherstrom eher überschritten werden kann, als in der anderen Hälfte wo ein Quench zuverlässig erst erreicht werden kann, wenn der Stoßstrom so groß ist, daß er vermindert um den Speicherstrom noch eine Amplitude größer als I_c ergibt.

Abb. V.2.19 zeigt dieses Verhalten; erst oberhalb von 4 kV Stoßspannung reicht der Auslösestrom aus, um beide Schalterhälften zu quenchen. Abb. V.2.20 verdeutlicht an Hand der Potentialverteilung über dem Schalter diesen Zusammenhang, die Verteilung ist solange unsymmetrisch, solange nicht beide Hälften gleichmäßig normalleitend sind.

Eine Messung des Temperaturverlaufes an einzelnen Punkten des Schalters führt ebenfalls zu einer Bestätigung obiger Aussagen.

Die Auslösung des Schalters wird selbstverständlich nicht exakt durch eine Überschreitung des I_c -Wertes bei 4.2 K erzielt. Die schnelle Stromänderung ist ja auch mit entsprechenden Hysterese-, Wirbelstrom- und Eigenfeldverlusten im Supraleiter verbunden, die wegen der kurzen Zeit, in der der Vorgang abläuft, zu einer adiabatischen Temperaturerhöhung führen. Eine Abschätzung¹³⁾ zeigt, daß allein durch die schnelle Stromänderung ein Temperaturanstieg auf über 8 K erfolgen kann, so daß der zu überschreitende I_c -Wert nur dann noch ca. 10 % des ursprünglichen Wertes beträgt.

Da der Schalterdraht darüber hinaus kein voll transponiertes Kabel ist, gilt für den Stoßstrompuls nur eine Skin-Eindringtiefe δ , so daß sich der effektive I_c -Wert I_c' gegenüber dem Gleichstromwert I_c reduziert zu¹⁵⁾:

$$I_c' = I_c \cdot (2r_0 - \delta) \cdot \delta / 2r_0^2$$

mit r_0 dem Radius des Kabels. Die Messung der Stoßstromverteilung im Schalter bestätigte diese Zusammenhänge.

Für die Wiederverfügbarkeit des Schalters ist die Erholzeit maßgeblich, definierbar als Zeitspanne zwischen Auslösung und

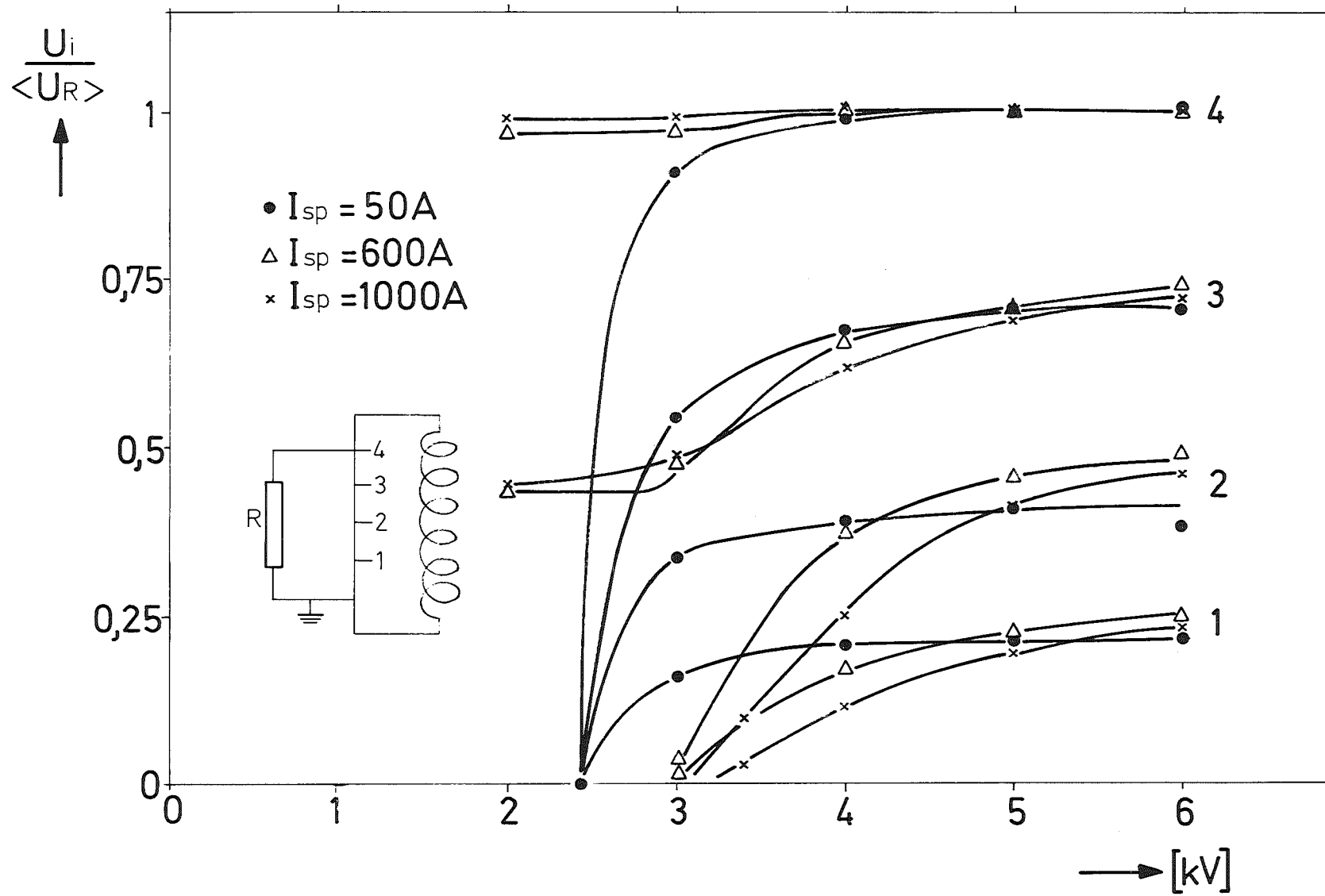


Abb. V.2.20: Spannungen an Schalteranzapfungen

Wiederabkühlung auf 5 K. Hier gehen selbstverständlich die Kühlbedingungen stark ein. Das Ergebnis für den Fall der rein resistiven Entladung des Speichers ESPE 1 in Zeiten < 100 ms zeigt Abb. V.2.21. Die Erholzeit ist direkt proportional der im Schalter dissipierten Energie Q_{SL}

$$Q_{SL} = \frac{1}{2} \cdot L_S I_S^2 (1-\eta) + C_p \cdot U_p^2$$

und genügt im Falle des ESPE 1-Schalters der Beziehung

$$t = (28 \pm 3) \cdot 10^{-3} \cdot Q_{SL}; \quad \begin{matrix} (t \text{ in s} \\ Q_{SL} \text{ in Ws}) \end{matrix}$$

Die Triggerenergie $C_p U_p^2$ lag bei diesem Experiment je nach den eingestellten Bedingungen in der Größenordnung von 20 Ws, dies ist ca. um den Faktor 100 größer, als zur adiabatischen Erwärmung der Schaltermasse von 4.2 K auf 10 K minimal nötig ist. Aus den gemessenen Temperaturen am Schalter nach dem Auslösevorgang (~ 20 K) kann zu jedem Speicherstrom eine minimale Triggerenergie definiert werden. Sie entspricht jenem Wert an Auslösespannung bzw. Pulsstrom, bei der mindestens 90 % von R_{SLo} an Normalleitungswiderstand auftritt (vgl. Abb. V.2.19,20).

2.4.1.4 Energietransferuntersuchungen im Rahmen des ESPE 1-Experimentes

In Abschnitt 2.4.1.1 wurde gezeigt, daß beim Energietransfer von einem induktiven Speicher in eine induktive Last ohne reaktive Zwischenspeicherung nur ein Wirkungsgrad von maximal 25 % möglich ist. Nur bei einem Energietransfer über eine Kapazität C als Zwischenspeicher, wie in Abb. V.2.22 angedeutet, ist ein 100 %-iger Transfer der Energie möglich.

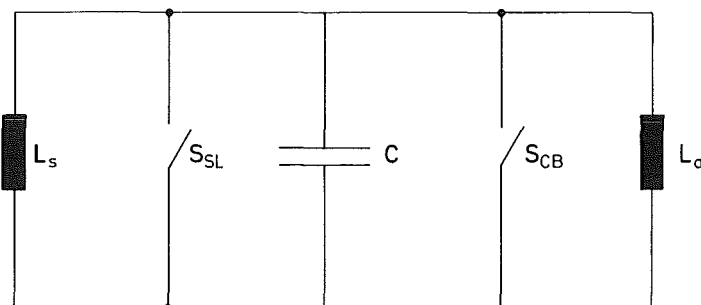


Abb. V.2.22: Energietransfer mit Kapazität als Zwischenspeicher

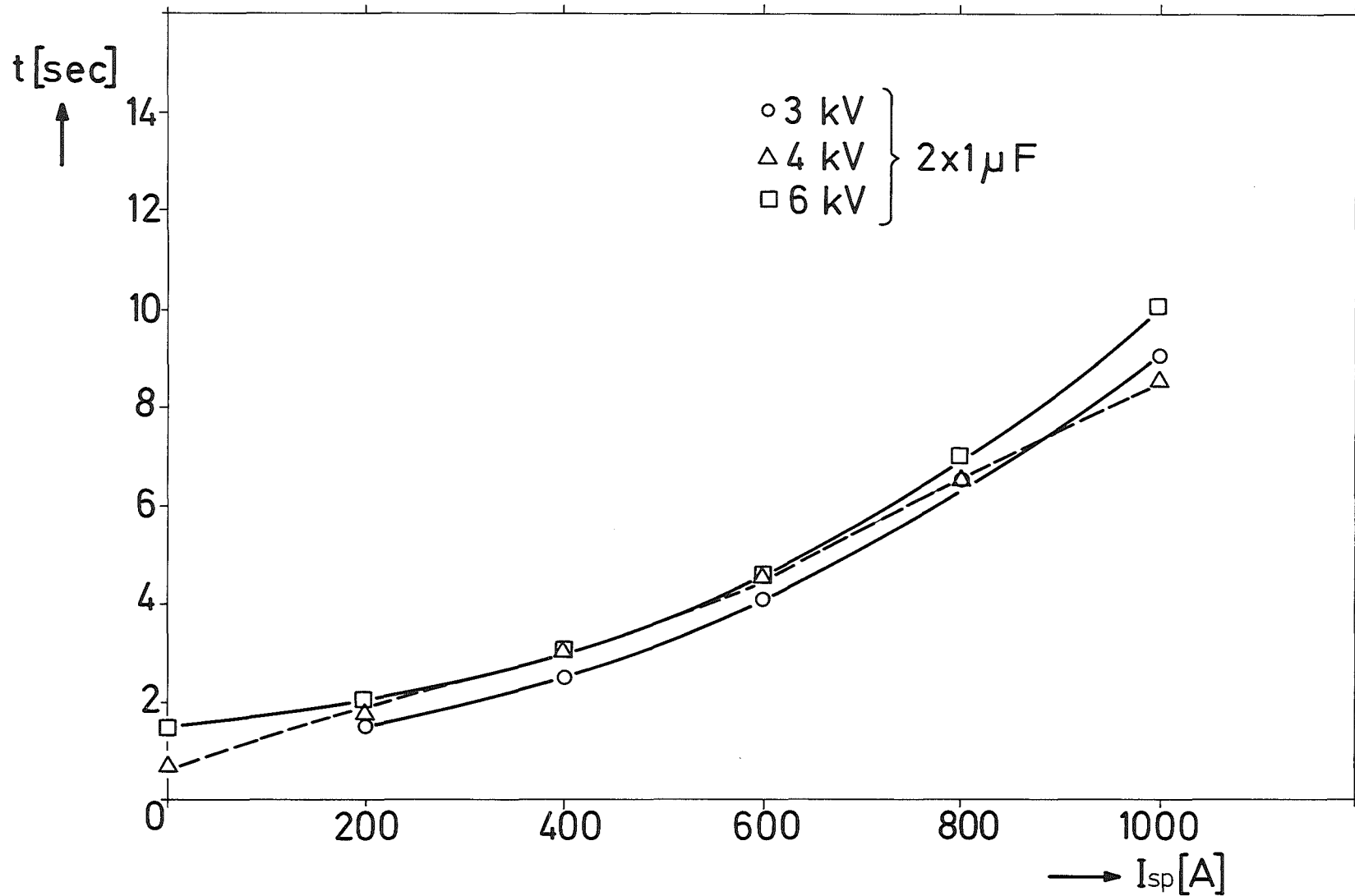


Abb. V.2.21: Erholzeit des Schalters in Abhängigkeit vom Speicherstrom

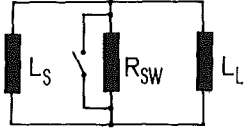
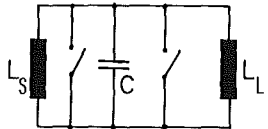
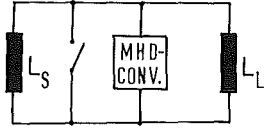
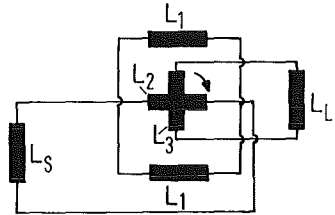
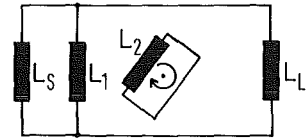
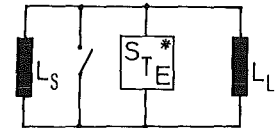
Nachteilig ist, daß die Kapazität so dimensioniert sein muß, daß sie in der Lage ist, die halbe Energie des induktiven Speichers vorübergehend aufzunehmen. Da die Grenze von Kondensatorbatterien bei 10 - 100 MWs liegt, kommt für die einfache Zwischenspeicherung von großen Energien, wie sie bei Fusionsreaktormagneten erforderlich sind, nur die Verwendung von Wandler infrage, die als kapazitive Zwischenspeicher wirken. Abb. V.2.23 stellt eine Reihe dieser Systeme vor, die in der Literatur vorgeschlagen wurden¹⁶⁾. Sie werden in einer Studie des IEKP derzeit ausführlich analysiert. Dabei zeigt sich, daß vor allem für den Theta-Pinch-Reaktor große Realisierungsprobleme eines effektiven Transfersystems bestehen.

Im IEKP III wurde ein System entwickelt und an ESPE 1 erstmals erprobt, welches besonders für den Tokamakreaktor mit den großen Energien aber relativ langsamen Transferzeit gut geeignet erscheint¹⁷⁾.

Abb. V.2.24 zeigt das prinzipielle Schaltbild dieses "Flying Capacitor"-Transfer-Systems. Der Transfer beginnt mit Öffnen des Schalters S und Zünden von Thyristor T_2 . Dadurch wird der Kondensator C auf die eingestellte Spannung V_m aufgeladen, bei der T_1 gezündet und somit die Speicherinduktivität L_S wieder kurzgeschlossen wird. Die Spannung V_m tritt nun an der Lastinduktivität L_a auf und der Kondensator C entlädt sich in diese, sobald T_2 bei Stromumkehr geöffnet wird. Bei Auftreten der negativen Spannung V_Δ aufgrund der Schwingkreiseigenschaften des Systems kann T_2 wieder gezündet und durch Umkehr von V_Δ T_1 geöffnet werden, wodurch sich der Vorgang wiederholt. Man erkennt also, daß das physikalische Prinzip darin besteht, daß der Kondensator jeweils eine seiner Größe gemäße Energiemenge von der einen Induktivität zur anderen transferiert.

Da der Schaltkreis vollkommen symmetrisch ist, kann die Energie in beide Richtungen gleichgut transferiert werden.

Wie in¹⁷⁾ gezeigt wurde, ergibt sich die Transferzeit für die Gesamtenergie zu

CIRCUIT	TRANSFER ELEMENT	IDEAL EFFICIENCY	OTHER LIMITS
<p>a)</p> 	RESISTOR	25%	SWITCH VOLUME
<p>b)</p> 	CAPACITANCE STATIONARY OR HOMOPOLAR MACHINE	100%	CAPICITOR ENERGY: ≤ 10 MJ HOMOPOLAR CAPACITOR: MAX. FORCES AND TORQUES
<p>c)</p> 	LIQUID METAL MHD - CONVERTER	≤ 90%	LOSSES IN THE MHD - CONVERTER
<p>d)</p> 	ROTATING INDUCTANCES (PRINCIPLE: MOTOR GENERATOR) MUTUAL INDUCTANCES $M_{12} \neq 0, M_{13} \neq 0, M_{23} = 0$ FOR ENERGY TRANSFER FROM L_s TO L_L THE SYSTEM L_2L_3 ROTATE IN L_1 OR L_1 ROTATE AROUND L_2L_3 ABOUT 180°	100%	SUPERCONDUCTING MOVING CONNECTIONS, TORQUE FOR INERTIAL ENERGY, GOOD MUTUAL INDUCTANCES M_{12}, M_{13}
<p>e)</p> 	COUPLED ROTATING INDUCTANCES	100%	FORCES, TORQUES, GOOD MUTUAL INDUCTANCE M_{12} BETWEEN THE COILS OF THE TRANSFER ELEMENT
<p>f)</p> 	STEPWISE BY ELECTRONICAL CIRCUITS OR REACTIVE ELEMENTS	~90%	TRANSFER TIME, TRANSFER CURRENT

* STEPWISE TRANSFER ELEMENT

Abb. V.2.23: Energietransfersysteme

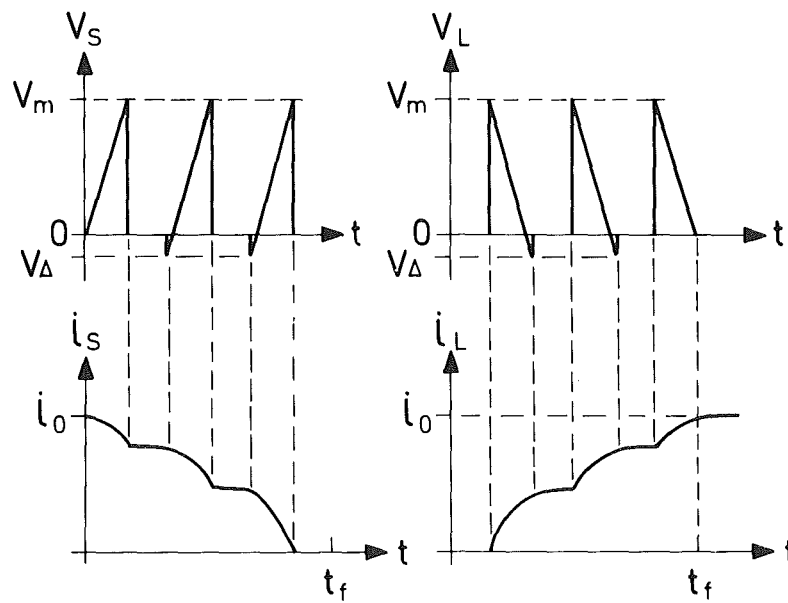
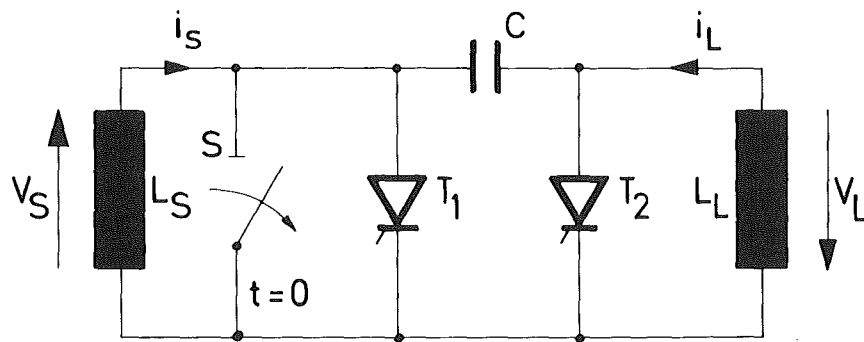


Abb. V.2.24: Prinzipschaltbild des "Flying-Capacitor"-
Transfer-Systems

$$t_g = \sqrt{LC} \cdot (4\sqrt{N} - 1)$$

mit N als Zahl der Transferschritte ($L_S = L_a = L$ gesetzt). Sie ist nach unten im wesentlichen nur durch die Freiwerdzeit der Thyristoren begrenzt. Bis auf Verluste im Thyristorschaltkreis kann die Energie vollständig transferiert werden. Das System wurde im Rahmen des ESPE 1-Experimentes erstmals erprobt. Als Lastspule stand eine zur Speicherspule analoge Supraleiterspule zur Verfügung. Die Ergebnisse waren bereits sehr vielversprechend. Die Entladung erfolgte in 200 Transferschritten mit insgesamt 0,5 Sekunden. Eine Transfereffektivität von etwa 80% in der einfachen Anordnung nach Abb. V.2.24 zeigte sich als erreichbar. Darauf aufbauend wird nun für das nachfolgend beschriebene ESPE 2-Experiment ein verbesserter Transferkreis entwickelt, in dem Daten erreicht werden sollen, die für Fusionsanwendungen ausreichen.

2.4.2 Das Energiespeicher-Experiment ESPE 2

Ziel dieses Experimentes waren

1. Hochspannungstests (≥ 50 kV) von Spule und Komponenten unter realen Bedingungen
2. Handhabung großer supraleitender Leistungsschalter
3. Untersuchung des schnellen und langsamen Energietransfers im Hinblick auf die beim Fusionsreaktor zu erwartenden Bedingungen (Zeiten, Wirkungsgrad)

A. Aufbau

Abb. V.2.25 zeigt den konstruktiven Aufbau des Experimentes, Tabelle 6 und 7 geben die Auslegungsdaten bzw. die teilweise darüber hinausgehenden erreichten Spezifikationen wieder.

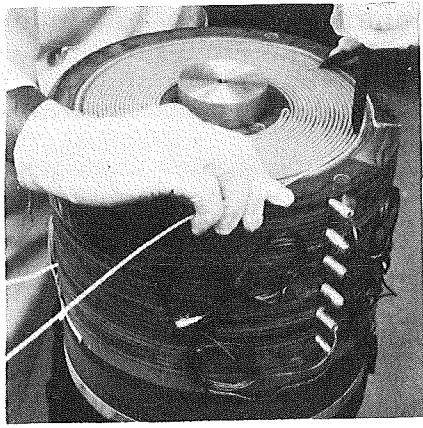
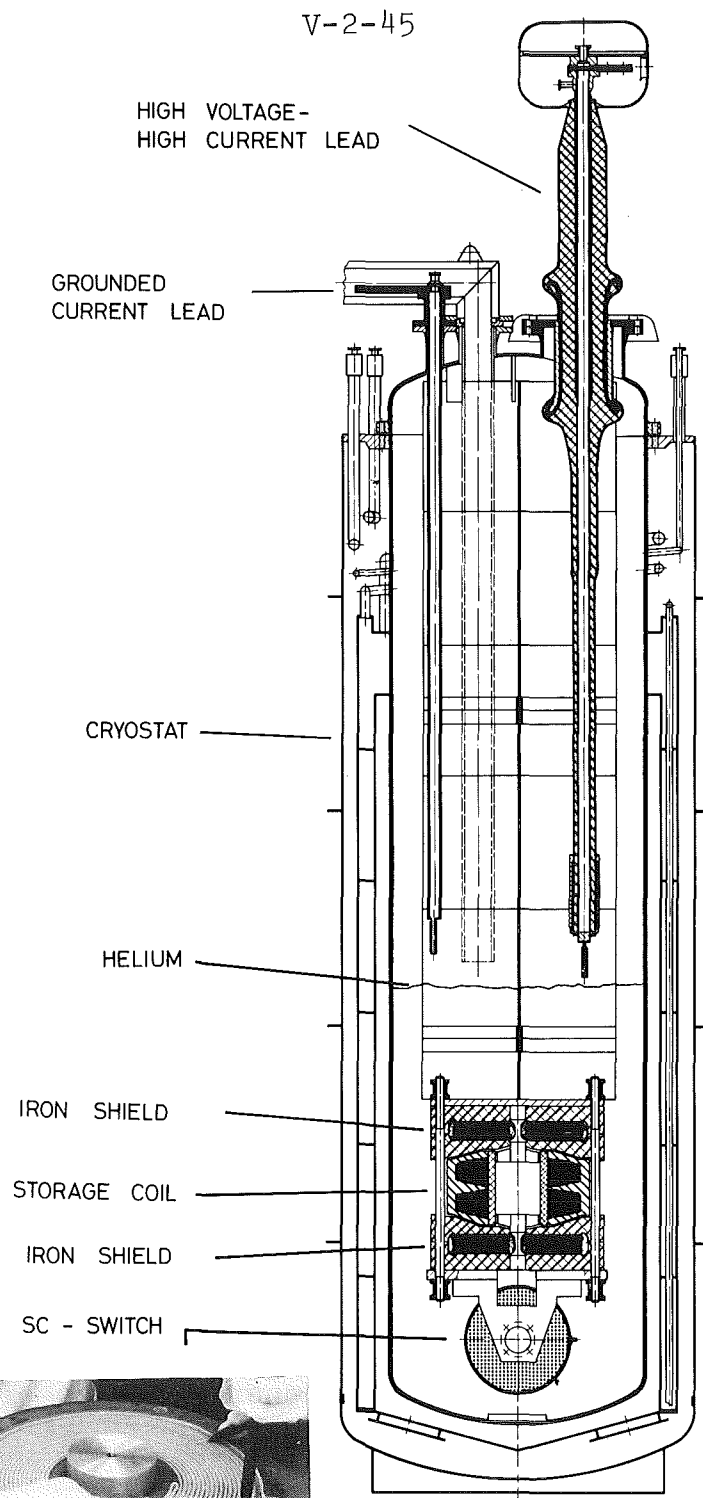


Abb. V.2.25: Aufbau von ESPE 2

Table 6Superconducting Storage CoilMECHANICAL DIMENSIONS:

	<u>Designed</u>
Diameter of winding:	200 mm
Outer diameter of the winding:	380 mm
Length of the two coils:	196 mm
Number of windings:	1040
Layers of one coil:	25
Conductor length:	924 m
Conductor weight:	41 kg

ELECTRICAL DATA:

	<u>Designed</u>	<u>Experimental</u>
Coil current:	1250 A	1370 A (at 5.5 T central field)
Average current density in the winding:	10.7 kA/cm ²	
Stored energy:	~ 150 kJ	220 kJ
Inductance:	~ 190 mH	0.239 H
Resistance at 20° C:	4.8 Ω	6.1 Ω
Voltage between two layers:	1 kV	
Electrical field strength between two layers:	700 V/cm	
Capacity of the coils	~ 230 pF	165 pF

Superconducting cable: Construction: 37 strands (30 NbTi, 7 Cu)
cabled and filled with In-Sn solder.

	<u>Designed</u>	<u>Measured</u>
Cross section:	2.28x2.28 mm ²	
Transposition pitch:	50 mm	
Insulation: 0.55 mm braided fiberglass insulation		
Short sample critical current at 5 T:	2000 A	3075 A
Average critical current density at 5 T:	47.7 kA/cm ²	73.3 kA/cm ²

<u>Single strand:</u>	<u>Designed</u>
Matrix:	Cu
Matrix: SC:	1.25:1
Number of filaments:	367
Twist pitch:	4 mm
Filament diameter:	14 μm
Wire diameter:	0.38 mm
Residual resistance ratio:	100

Table 7: The Superconducting Switch

MECHANICAL DIMENSIONS:

	<u>Designed</u>	<u>Experimental</u>	<u>Superconducting cable: Construction: 5 strands cabled</u>	
			<u>Designed</u>	<u>Experimental</u>
Length of the switch cable:	1000 m	965,8 m		
Length of a bifilar loop:	6,25 m			
Number of loops:	80		Diameter:	1,3 mm
Disk diameter:	320 mm		Transposition pitch:	20 mm
Disk thickness:	6 mm		Insulation: braided fiber-glass insulation	
Outer winding diameter:	270 mm		Short sample critical current (at self field)	2000 A(at0.8T) 2190 A(0.6T)
Inner winding diameter:	108 mm		Average critical current density at 0.8 T:	203 kA/cm ²
Groove cross section:	2,3x2,8mm ²		Resistance/length unit:	357 mΩm ⁻¹ 450 mΩm ⁻¹
Number of cooling channels in one disk:	12			
Dimensions of cooling channels:	5x1 mm ²		<u>Single Strand:</u>	
Diameter of the switch:	320 mm		Matrix:	Cu(70):Ni(30)
Height of the switch:	486 mm		Matrix: SC:	1:1
Height of the switch winding:	483 mm		Number of filaments:	400
Switch volume:	23,2 dm ³		Twist pitch:	5 mm
Conductor volume:	981 cm ³		Filament diameter:	17 μm
Conductor volume/Switch volume:	1:23		Wire diameter:	0,5 mm
			Insulation:	FORMVAR 25 μm
<u>ELECTRICAL DATA:</u>	<u>Designed:</u>		Specific resistance:	35·10 ⁻⁶ Ωcm 48·10 ⁻⁶ Ωcm (at 10 K)
Normal resistance: (at 10 K)	357 Ω	450 Ω(10K)		
Inductance:	240 μH			
Maximum allowed voltage drop across the switch:	~50 kV			
Average power density in the cable at 1250 A:	0,6 MW/cm ³			

Die Speicherspule hat ungefähr die Dimensionen einer Brooks-Spule, gleichbedeutend mit maximalem Energieinhalt bei minimalem Wicklungsvolumen. Um die Lagenspannung zu reduzieren, wurde die Wicklung von der Mitte aus in zwei trapezförmigen Teilchen nach außen geführt, wodurch die Punkte größter Spannung die größte Entfernung voneinander bekommen. Dies ist eine Methode, die auch beim Bau von Hochspannungs-Transformatoren angewandt wird. Der Magnet war für ein Zentralfeld von 4.5 T ausgelegt, wie nachfolgend beschrieben ist aber sogar die dem Kurzdrahtprobenwert entsprechende Zentral-Feldstärke von 5.5 T erreicht worden. Mittelt man die Energiedichte über das gesamte Speicherspulenvolumen, so beträgt sie knapp 2.8 MJ/m^3 und liegt damit schon um etwa einen Faktor 100 höher als die Energiedichte der für die Auslösung benutzten Kondensatoren. Bei größeren Speicherspulen kann dieser Wert noch beträchtlich gesteigert werden. Für die beim Entladevorgang unvermeidlich auftretenden inneren Verluste ist wichtig, einen Supraleiter zu verwenden, bei dem diese Verluste möglichst klein bleiben. Aufgrund der Erfahrungen beim Bau gepulster Dipolmagnete wurde deshalb ein verseiltes, lotvergossenes Supraleiterkabel verwendet, das in Tabelle 7 näher spezifiziert ist.

Der supraleitende Schalter wird durch Eisenabschirmungen vom Streufeld der Speicherspule geschützt. Diese bewirken andererseits beachtliche, abstützende Kräfte von ca. 600 t.

Der Schalter besteht aus einem Stapel von 80 Scheiben mit der in Abschn. 4.1.3 spiraligen Wicklung. Abb. V.2.25 zeigt auch zum besseren Verständnis diesen Schalter während des Wickelns. Der ganze Stapel wurde mit Epoxydharz vakuumvergossen, wobei radiale Kühlkanäle zwischen den einzelnen Scheiben frei bleiben. Die Verbindungsstellen der Scheiben wurden am Umfang versetzt, um die Hochspannungs-Überschlagstrecke zu erhöhen.

Eine besonders komplexe Komponente ist die Hochspannungs-Hochstromdurchführung. Sie soll einerseits wie eine übliche optimierte Stromzuführung den Strom mit nur geringer Wärmeeinleitung zur Supraleitungsspule führen, was üblicherweise mit Abgaskühlung bewerkstelligt wird, und soll andererseits die hohen

Induktionsspannungen bei Schnellentladungen sicher tragen können, wobei die geringe Spannungsfestigkeit des He-Abgases erschwerend wirkt. Die Auslegungsanforderungen beim ESPE 2-Experiment lagen bei 2000 A/50 kV. Die Problematik einer solchen Durchführung ist ähnlich der von Endverschlüssen supraleitender Energieübertragungskabel.

Es wurden für ESPE 2 zwei Durchführungen unterschiedlichen Aufbaues entwickelt. In Abb. V.2.26 ist der Aufbau jener Durchführung skizziert, die am IEKP selbst entwickelt wurde. Sie besitzt einen glasfaserverstärkten Epoxydharzwickel, längs dessen die Hochspannung abgebaut wird. Die Anpassung der unterschiedlichen Kontraktionskoeffizienten zwischen Wickel und innerem Stahlrohr (Vakkummantelrohr) geschieht durch Einstellen eines geeigneten Kreuzungswinkels der Glasfaserbänder. Die zweite Durchführung wurde bei der Anstalt für Tieftemperaturforschung in Graz gebaut. Sie verwendet einen getränkten Papierwickel. Die Spannung wird, wie in Abb. V.2.27 gezeigt, noch im He-Kaltteil abgebaut.

Für die Schalterauslösung ist noch eine Stoßstromdurchführung erforderlich, über die eine Kondensatorbatterie mit max. 15 kV im μ s-Bereich den Schalter entladen wird und ihn so rasch normalleitend macht. Um den Schalter dabei möglichst an vielen Stellen gleichzeitig zu kommutieren, sind insgesamt neun Abgriffe vorgesehen, in die die Kondensatorentladung gleichzeitig erfolgt. Die Stoßstromdurchführung ist deshalb neunpolig ausgeführt.

Die Anordnung der Leiter ist so gewählt, daß die Zuleitungsinduktivität annähernd gleich ist und die Potentialverteilung zwischen den einzelnen Leitern die Durchbruchfeldstärke des Materials nicht überschreitet (Abb. V.2.28). Nach mehreren Vorversuchen erwiesen sich käufliche PE-Kabel als Einzelleiter als beste Lösung. Die noch mit Glasfaserband umbündelten Einzelleiter wurden zu einer Gruppe von je drei Kabeln zusammengefaßt. Aus diesen Dreiergruppen läßt sich die in Abb. V.2.28 gezeigte Geometrie herstellen. Nach nochmaliger Umbündelung und Auffütterung mit Glasfaserband erfolgte die Vakuum-Imprägnierung der Leiteranordnung in einer Kokille. Die äußere Abschir-

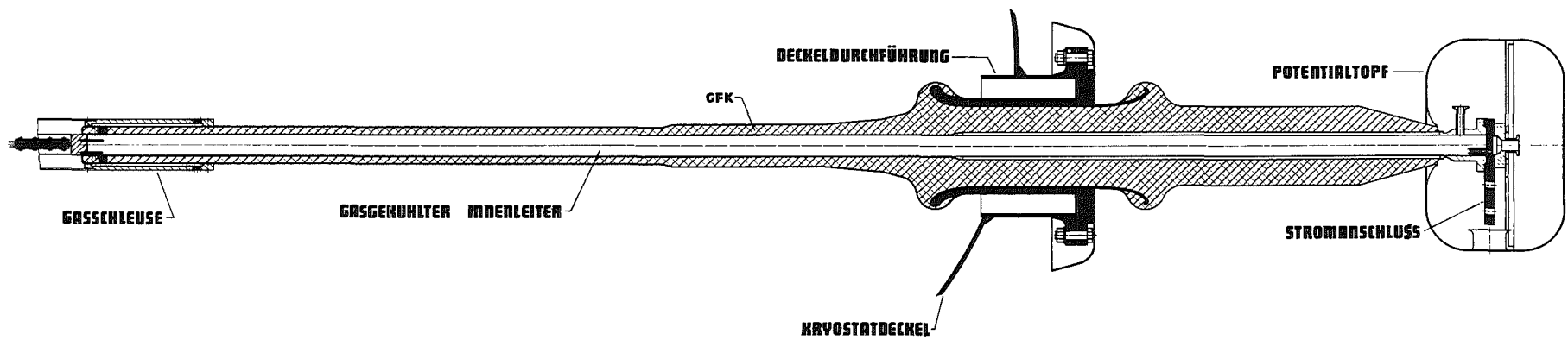


Abb. V.2.26: Hochstrom-Hochspannungs-Durchführung (im IEKP entwickelt)

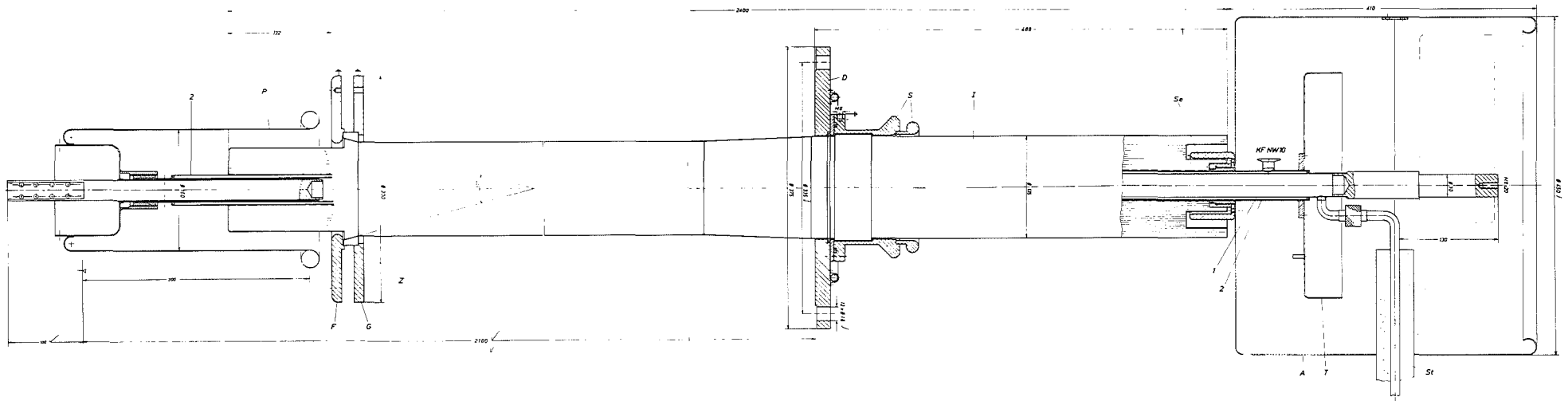


Abb. V.2.27: Hochstrom-Hochspannungs-Durchführung (gebaut von der Anstalt für Tief-
temperaturforschung, Graz)

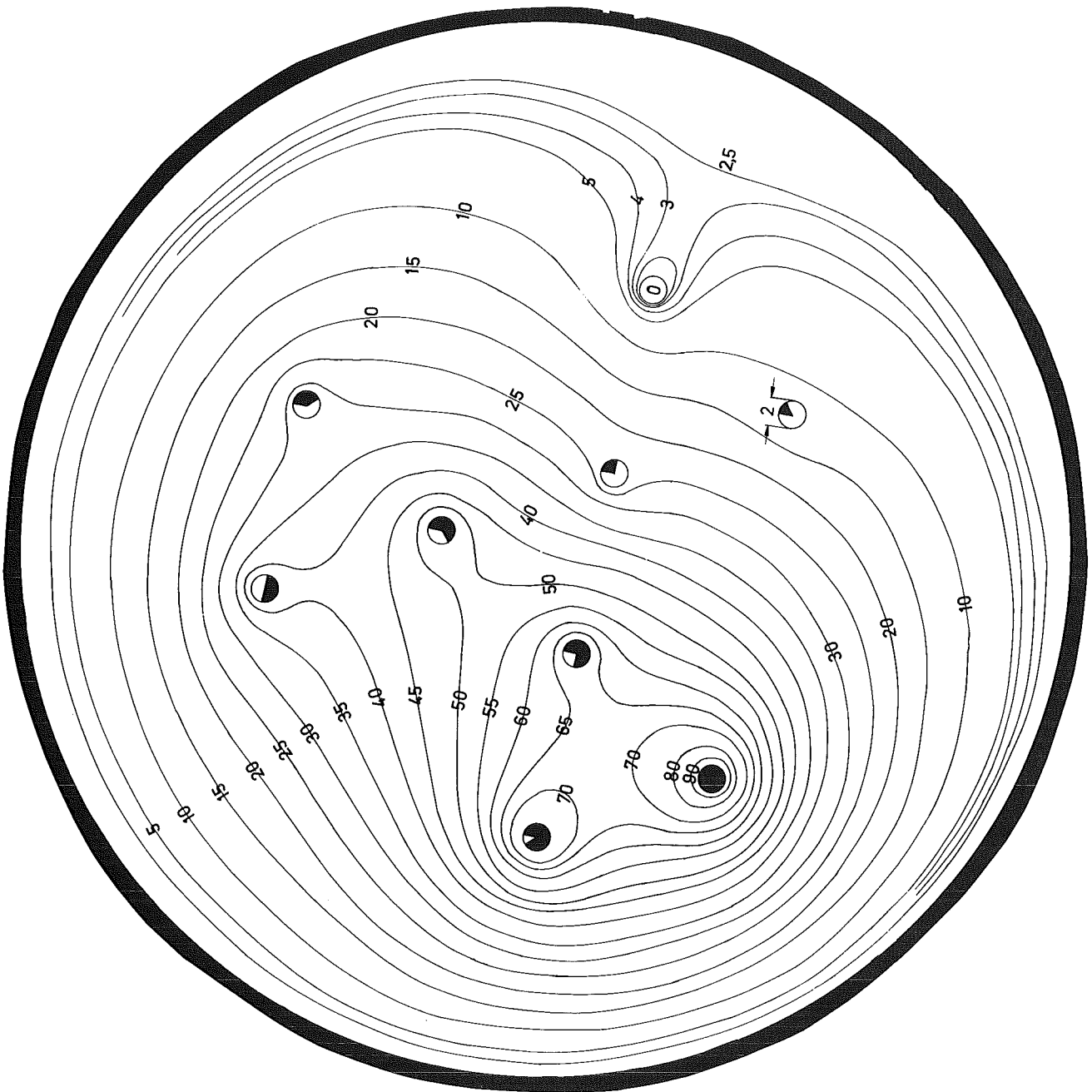


Abb. V.2.28: Potentialverteilung der Stoßstromdurchführung für die Schalterauslösung, optimiert nach gleicher Induktivität der einzelnen Stoßkreise

mung der gesamten Leiteranordnung übernimmt ein spiralig gewickeltes selbstklebendes Aluminiumband. Die Stoßstromzuführung ist für Montagezwecke über dem Kryostatendeckel trennbar mittels einer dafür entwickelten Steckverbindung mit Silicongummi-Hochspannungsdichtung. Abb. V.2.29 zeigt, wie die einzelnen PE-Leiter am supraleitenden Schalter angeschlossen sind. Wegen der beträchtlichen Länge von ca. 3 m sind die PE-Kabel so verlegt, daß Dehnbögen die Längenänderungen beim Abkühl- und Aufwärmprozeß des Kryostaten auffangen können. Die Durchführung hat 5 Abkühl- und 5 Aufwärmprozesse ohne Schäden bestanden.

B Bisherige experimentelle Ergebnisse des Experimentes ESPE 2

Die Inbetriebnahme des Systems erfolgte in vier Phasen:

- Inbetriebnahme der Speicherspule zur Ermittlung der Betriebsdaten mit allen kryotechnischen und meßtechnischen Einrichtungen
- Strommäßige Inbetriebnahme des Schalters zur Ermittlung der elektrischen und thermischen Betriebsdaten
- Inbetriebnahme der Auslöseeinrichtung in Verbindung mit dem Supraleiterschalter
- Betrieb des Energiespeichers ESPE 2

Durch die stufenweise Inbetriebnahme war ein Test der einzelnen Komponenten und die Einstellung derselben auf die Betriebswerte (Training) gegeben. Speziell war durch das Wegfallen der Hochspannung in den ersten beiden Betriebsphasen die meßtechnische Instrumentierung wesentlich unproblematischer.

B1 Verluste des Kryostaten

Die Messung der statischen Verluste des großen Kryostaten einschließlich der Einbauten erfolgte mittels einer Abgasmessung bei geschlossenen Ventilen der kalten Leitung. Bei der Sollstandsfüllhöhe ergaben sich 29 W. Dies entspricht einer Abdampftrate von 41 l/h. Der Kryostat war nach der Konstruktion im IEKP bei der Fa. Ried (München) erstellt worden. Die kryo-

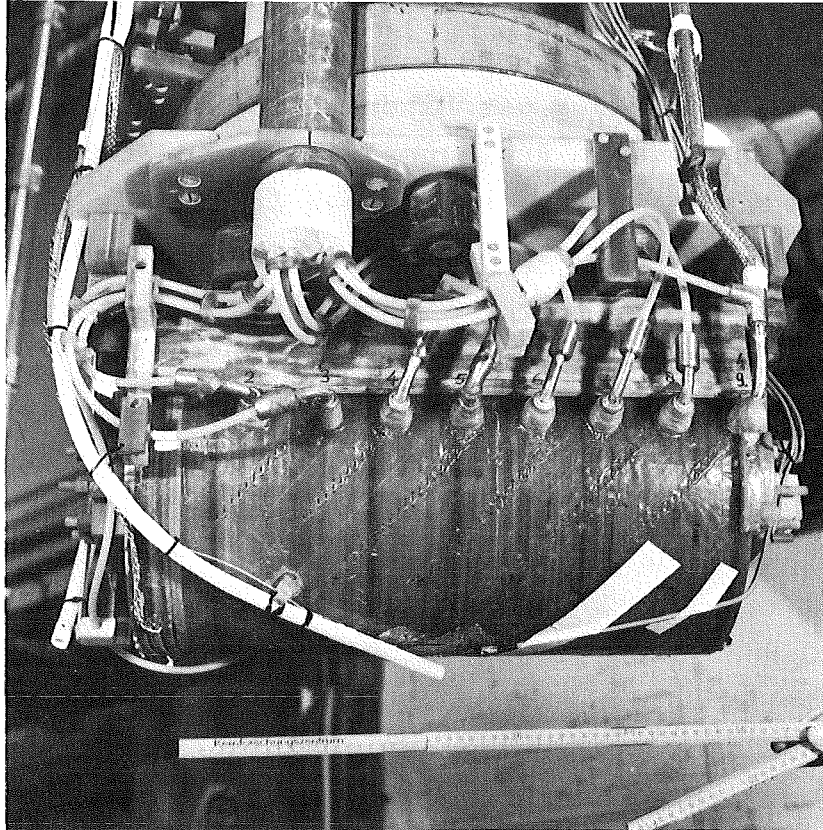


Abb. V.2.29: Anschluß der einzelnen PE-Kabel der Stoßstromzuführung am supraleitenden Schalter

technischen Regeleinrichtungen für den gesteuerten Refrigeratorbetrieb wurden im Rahmen des Entwicklungsvertrages mit der Fa. Linde konzipiert und gebaut.

B2 Das Verhalten der Speicherspule bei der Inbetriebnahme

Die voll vergossene Speicherspule zeigte erwartungsgemäß Training (Abb. V.2.30). Der erste Quench erfolgte bei 50 % des Kurzprobenwertes. Nach ca. 20 Trainingsschritten waren 100 % des Kurzprobenwertes des Kabels erreicht. Hierbei wurde die feldverstärkende Wirkung des Eisens berücksichtigt. Die gespeicherte Energie beim Auslegungswert von 1250 A beträgt aufgrund von Zeitkonstantenmessungen der Induktivität 187 kJ. Der maximal sicher erreichbare Strom (praktisch Kurzprobenwert) beträgt, wie in Tab. 6 bereits angeführt, 1370 A und die dabei gespeicherte Energie somit 220 kJ.

Gleichzeitig während des Trainings der Speicherspule von ESPE2 konnten durch ein Kohlemikrophon im Kryostaten Knackgeräusche beobachtet werden. Die Knackgeräusche waren mittels eines Speicheroszillographen mit der durch den Quench ausgelösten Abschaltung zeitlich korrelierbar. Bei einem Trainingsquench trat ca. 20 - 26 msec vor der Abschaltung ein Schallgeräusch auf. Die Amplitude der Knackgeräusche nahm mit der Anzahl der Trainingsschritte ab. Die letzten Trainingsschritte zeigten nur noch sehr schwache oder gar keine Knackgeräusche mehr, auf die hin eine Abschaltung ausgelöst wurde. Bei oszillographischen Messungen konnte ein auftretender Quench einer der beiden Teilspulen zugeordnet werden, da bei der Kompensation mittels Mittelabgriff die Differenzspannung verschiedenes Vorzeichen haben kann. Es zeigte sich, daß keine der beiden Hälften bezüglich des Auftretens eines Quenches bevorzugt wurde.

Bezüglich der Verwendung der Speicherspule für den Repetierbetrieb ist die maximal zulässige Feldanstiegsgeschwindigkeit als Funktion des maximalen Feldes ermittelt worden. Die Resultate gibt Abb. V.2.31 wieder. Für die maximale Feldanstiegsgeschwindigkeit von 0.366 T/sec und eine Amplitude von 4.27 T betragen die Hystereseverluste 1.35 mJ/g Leitermaterial und die Wirbelstromverluste 1.9 µJ/g Leitermaterial (Die Berechnung

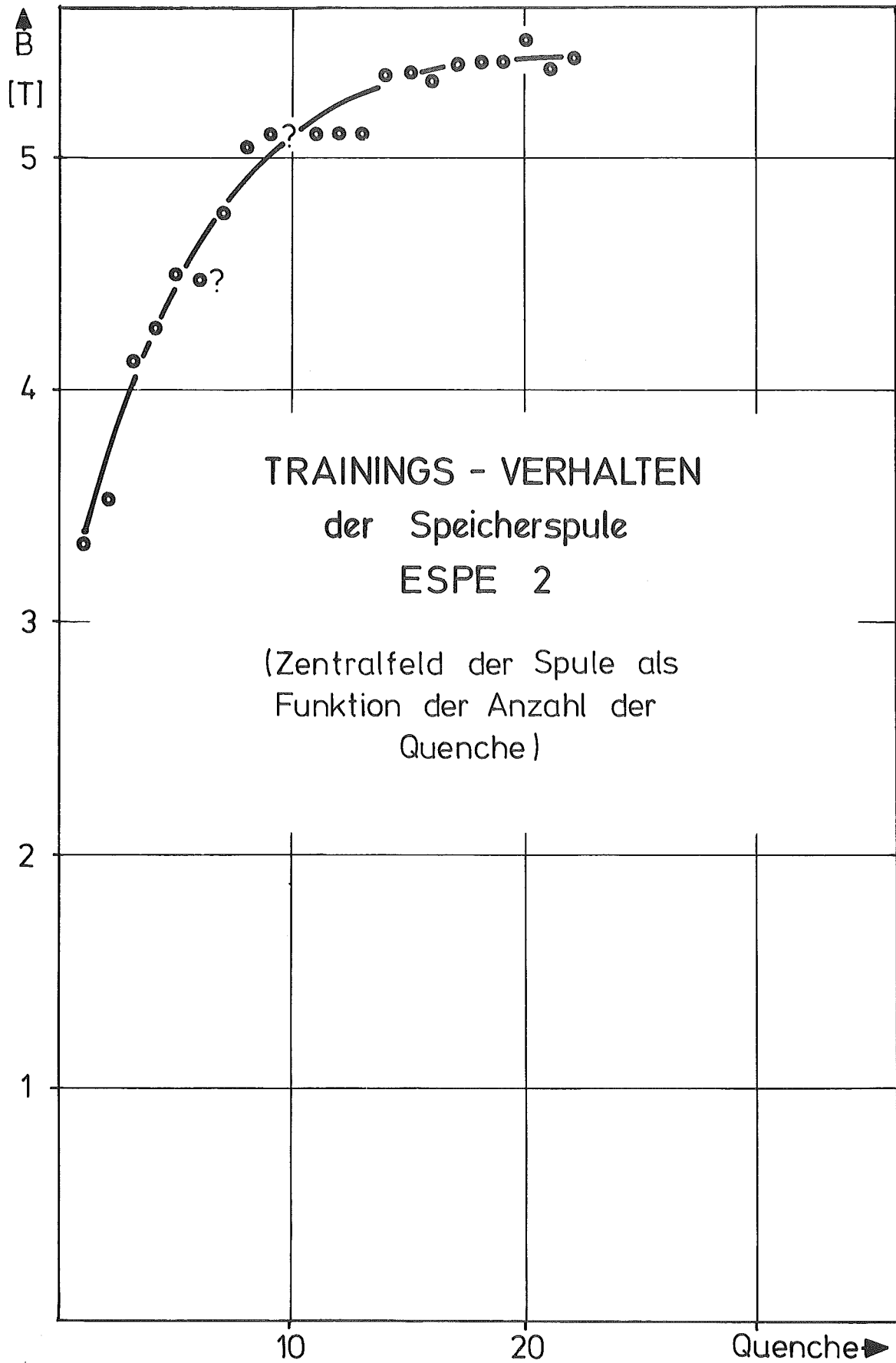


Abb. V.2.30: Trainingsverhalten der Speicherspule von ESPE 2

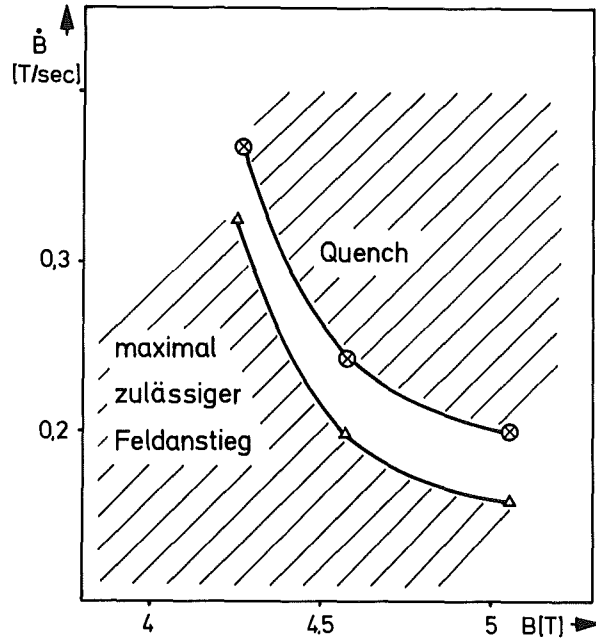


Abb. V.2.31: Maximal zulässige Feldanstiegsgeschwindigkeit \dot{B} als Funktion des maximalen Feldes

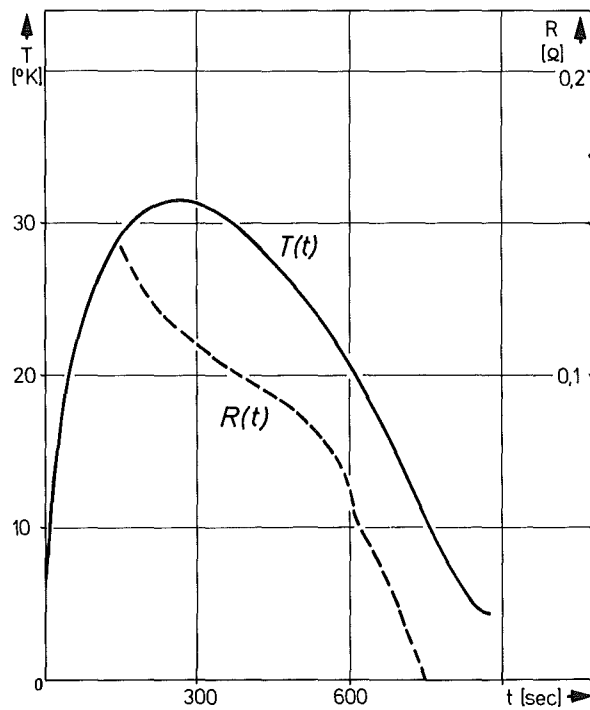


Abb. V.2.32: Temperatur und Widerstandsverlauf nach einem Quench bei 4.66 T

der Verluste erfolgte für die Zentralfeldstärke. Die Feldüberhöhung ohne Eisen beträgt in der Spule 14 %.). Bei rein adiabatischer Erwärmung des Leiters entspräche dies einer Temperaturerhöhung von ca. 8.5° K.

Für Schnellentladungen, bei denen die Spule quencht, ist die Kenntnis des maximal möglichen Temperaturanstieges aufgrund der im inneren der Spule in Wärme umgesetzten Energie wichtig. Abb. V.2.32 gibt den Temperaturverlauf als Funktion der Zeit bei einem Quench wieder, gemessen zwischen den beiden Teilspulen, 5 cm tief im GFK. Parallel dazu erfolgte die Messung des Spulenwiderstandes, um einen Anhaltspunkt über die Gleichförmigkeit der Abkühlung zu gewinnen. Aus meßtechnischen Gründen konnte mit der Widerstandsmessung jedoch erst zu einem späteren Zeitpunkt begonnen werden. Bei der maximalen Temperatur beträgt der Energieinhalt der Spule ca. 62 kJ. Aus dem zeitlichen Temperaturgradienten der letzten $2/3$ der abfallenden Flanke läßt sich eine mittlere Wärmestromdichte von 10 mW/cm^2 für den Abkühlungsvorgang abschätzen.

Für einige Feldanstiegsgeschwindigkeiten und Spulenfelder wurde Dauerpulsbetrieb durchgeführt und der Temperaturanstieg zwischen den beiden Teilspulen im Epoxydharz gemessen. Die Spule kann z.B. bei Feldanstiegsgeschwindigkeiten von 0.16 T/s auf 5 T im Dauerbetrieb gepulst werden. Die Temperaturerhöhung beträgt dabei rund 1 K. Für alle Messungen betrug die Zeit bis zur Einstellung der Gleichgewichtstemperatur 60 sec. Die gleiche Zeit wurde auch für die Einstellung der Ausgangstemperatur nach Beendigung des Pulsbetriebes gemessen. Dies stimmt mit der aufgrund der thermischen Diffusion für reines Epoxydharz und der geometrischen Lage der Temperaturmeßsonde berechneten Zeitkonstante qualitativ überein.

B3 Der supraleitende Schalter von ESPE 2

Der Schalterwiderstand bei 10° K betrug 460Ω einschließlich des thermischen Schalters. Dies entspricht einer Abnahme um 9 % gegenüber Zimmertemperatur (vgl. Tab. 7).

Die Heizleistung um den thermischen Schalter im normalleitenden Zustand zu halten, beträgt 18 W, die Erholzeit nach Ab-

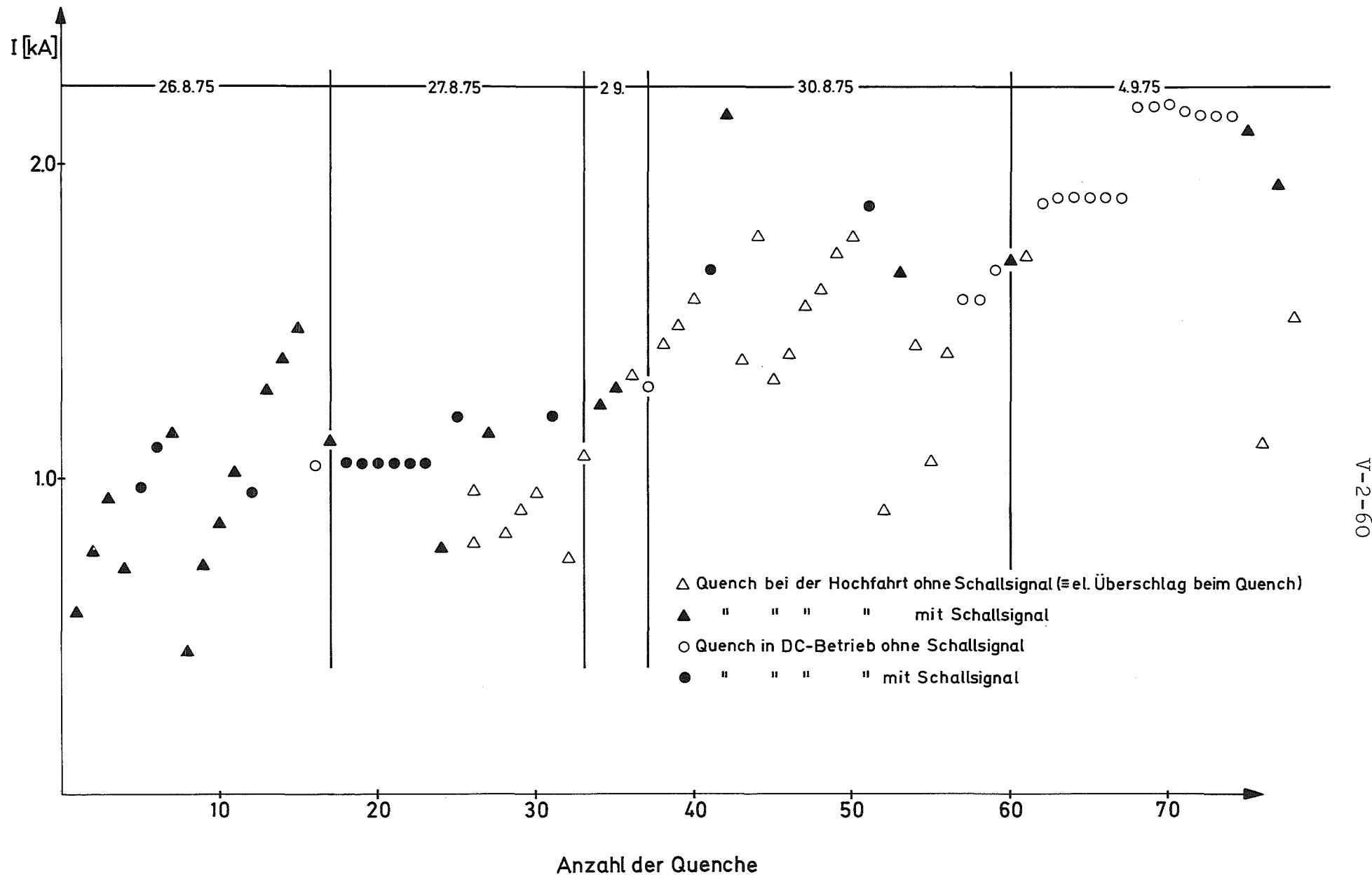
schalten der Heizung bis zur vollständigen Supraleitung 11 min. Die Inbetriebnahme des supraleitenden Leistungsschalters erfolgte zunächst mit einer Gleichstrombelastung. Zum Schutz des Schalters und des Netzgerätes wird der Strom im Falle eines Überganges in den normalleitenden Zustand in einen niederohmigen Parallelwiderstand kommutiert. Die Kommutierungsgeschwindigkeit des Stromes konnte mit Hilfe eines Meßshunts gemessen werden.

Der supraleitende Schalter zeigte ein Trainingsverhalten (Abb. V.2.33). Der kritische Strom im Eigenfeld konnte gegenüber der Kurzprobenmessung verbessert werden. Dies ist hauptsächlich auf eine bessere Kontaktierung zurückzuführen (Lötung mit In auf vollstab. Leiter, Kontaktlänge 1.30 m).

Der quantitative Vergleich mit dem Trainingsverhalten früher getesteter Magnetspulen (z.B. der Speicherspule, Abb. V.2.30) wurde durch das Auftreten von spontanen Übergängen in den normalleitenden Zustand im stationären Betrieb erschwert. Dieses Verhalten ist weder bei kleineren untersuchten Schalteranordnungen noch bei den Kurzprobenmessungen beobachtet worden. Bei 17 x 300 sec stationären Betriebes ergab sich folgende Wahrscheinlichkeit für einen spontanen Quench als Funktion der Stromstärke:

w	0	0.06	0.12	0.18	0.23	0.29	0.35
I kA	600	800	1000	1200	1400	1600	1800

Messungen mit Pulsbetrieb, bei dem die Anzahl der Impulse so bemessen wurde, daß die Summe der Plateaulängen der Einzelimpulse ebenfalls wieder 300 sec ergab, lieferten die gleiche Wahrscheinlichkeit wie oben angeführt. Die dabei am Rand des Leiters auftretende Feldänderung betrug 0.16 T/sec. Eine Bevorzugung eines bestimmten Segmentes des Schalterkabels für spontane Quenche konnte nicht nachgewiesen werden. Eine Aussage mit statistischen Gewicht ist aufgrund der wenigen vorliegenden Messungen noch nicht möglich.



V-2-60

Abb. V.2.33: "Trainingskurve" des supraleitenden Schalters ESPE 2

Nach den durchgeführten Untersuchungen ist mit Sicherheit das Stabilitätsverhalten des Leiters als Ursache der spontanen Übergänge zu betrachten. Hierbei muß man sich vergegenwärtigen, daß der Leiter aufgrund seiner reinen CuNi-Matrix nur adiabatisch stabilisiert ist. Der Filamentdurchmesser des Leiters ist ca. um einen Faktor 2 besser als es die adiabatische Stabilität erfordert. Für die Wirksamkeit der dynamischen Stabilität in einem Multifilamentdraht mit CuNi-Matrix wäre bei gleichem Matrix zu Supraleiterverhältnis ein Filamentdurchmesser von 1 µm notwendig. Änderungen des Matrix zu Supraleiter-Verhältnisses gehen nur mit der Wurzel ein, so daß dieses für die Wirksamkeit der dynamischen Stabilität bei der gegebenen Filamentstärke von 17 µm ca. 500 sein müßte. Am Experiment ESPE 2 werden bezüglich der Stabilität des Schalters noch weitere Untersuchungen durchgeführt werden:

- Verbesserung der Quenchlokalisierung, um statistisch bevorzugte Regionen ermitteln zu können (Kühlverhältnisse, schlechtere Leiterstellen)
- Untersuchung der Stabilität im Streufeld der Spule
- Messung der Stromaufteilung im Kabel

Eine endgültige Antwort über die Grenzen des Stabilitätsverhaltens in CuNi-Matrix kann jedoch nur von genaueren Leiteruntersuchungen erwartet werden, z.B. unter Variation der metallurgischen Parameter

Bei den spontanen Quenchen trat ab einer Stromstärke von ca. 700 A ein weiterer unerwarteter Effekt auf, nämlich der einer induktiven Spannung im kV-Bereich. Aufgrund genauerer Untersuchungen am thermischen Schalter konnte gezeigt werden, daß die Ursache in einem sehr schnellen Widerstandsanstieg ($>2 \cdot 10^5 \Omega \text{ sec}^{-1}$) zu suchen ist. Dieser rasche Widerstandsanstieg bewirkt auch einen schnellen Stromabfall, welcher zusammen mit der Restinduktivität des Schalters dann so hohe Induktionsspannungen zur Folge hat.

B4 Die Stoßstromauslösung des supraleitenden Schalters

Die Auslösung des supraleitenden Schalters (d.h. der gewünschte, schnelle Übergang in den normalleitenden Zustand) erfolgt durch einen Stoßstrom, der durch die Entladung einer Kapazität über eine Funkenstrecke erzeugt wird. Die Kapazitäten sind so geschaltet, daß sich ihre Spannungen über den gesamten Schalter gerade kompensieren. Abb. V.2.34 zeigt das Schaltprinzip¹⁴⁾.

Ein Funktionstest mit Dummyinduktivitäten ergab, daß die Stoßkreise die Auslegungsdaten erreichen (Anstiegszeit bis I_{\max} : 18 μsec ; I_{\max} bei 15 kV : 4.1 kA). Die Gleichzeitigkeit der Funkenstreckentriggerung war besser als ± 50 nsec. Vorzündung oder Zündverzögerung konnte während der ca. 800 insgesamt durchgeführten Auslösungen nicht festgestellt werden.

Die Stoßstromauslösung des Schalters ohne Laststrom lieferte einen mittleren linearen Widerstandsanstieg von 4 $\text{M}\Omega/\text{sec}$, was auf den ganzen Schalter bezogen 32 $\text{M}\Omega/\text{sec}$ sind. Die zur Auslösung des Schalters notwendige Energie bezogen auf die zur Erwärmung des Leitermaterials bis $T_c = 10^\circ \text{K}$ erforderliche Energie

$$Q_0 = \sigma_{\text{comp}} \int_{4.2^\circ\text{K}}^{10^\circ\text{K}} C_{\text{comp}} dT \approx 22 \text{ mJ/cm}^3$$

ist ca. um einen Faktor 10 geringer als bei den kleineren Schaltern beobachtet wurde (vgl. Kap. 2.4.1.3). Die Ursache hierfür ist, daß die Zuleitungsinduktivität im Verhältnis zur Schalterinduktivität nur einige Prozent beträgt. Die während des Stromanstiegs im Schalter gespeicherte Energie trägt damit unmittelbar zur Ausbreitung von normalleitenden Zonen bei.

Die gleichzeitige Auslösung aller acht Stoßkreise ergab ohne Laststrom einen Beginn der Quenche in allen Kreisen innerhalb von 2.5 μsec . Ein Spannungsabfall über dem gesamten Schalter, der durch die Kompensationsschaltung der Kapazitäten null sein soll, tritt erst nach dem Quenchen auf. Die Ursache ist der unterschiedliche Widerstandsanstieg in den einzelnen Kreisen.

TRIGGER PULSE

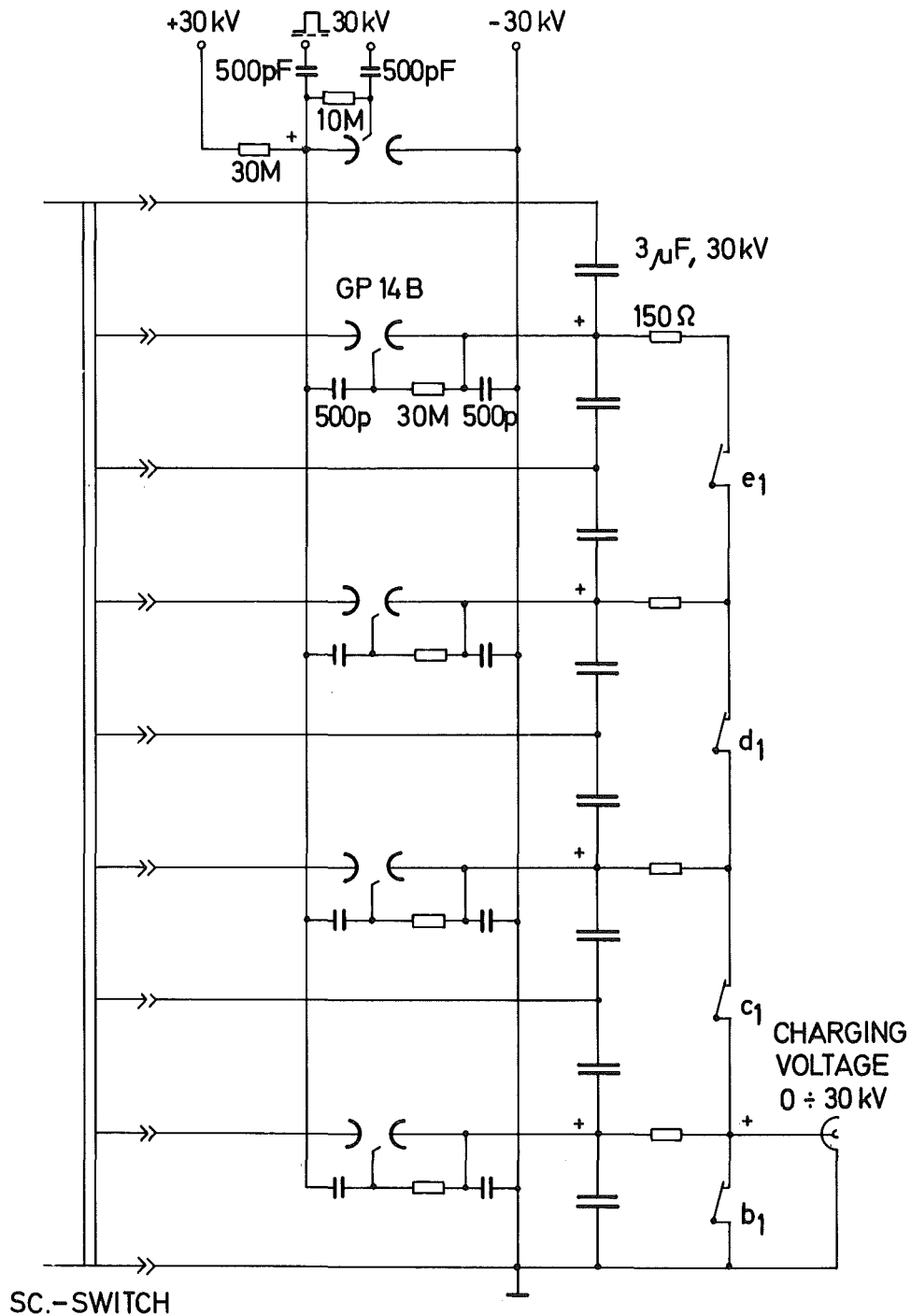


Abb. V.2.34: Schaltung zur schnellen Auslösung des SL-Schalters

Dadurch tritt zum gleichen Zeitpunkt eine Schwankung der momentanen Widerstandswerte von $\pm 10\%$ bezogen auf den Endwert auf. Die Summation der dadurch verursachten Spannungsabfälle beträgt über den ganzen Schalter 250 V bei 6 kV Ladespannung der Kondensatoren.

Der Stoßstrom, bei dem der Leiter beginnt normalleitend zu werden, beträgt 750 A. Das sind nur 34 % des gemessenen kritischen Stromes im DC-Betrieb. Die Ursachen dafür sind qualitativ bereits in Kap. 2.4.1.3 angeführt worden.

B5 Der Speicherbetrieb von ESPE 2

Der bisherige Speicherbetrieb von ESPE 2 zeigte, daß die Ladung und Aufrechterhaltung eines Dauerstromes in Speicher und Schalter ohne Schwierigkeiten möglich war. Die Abklingzeit des Stromes ergab für 5 Kontaktstellen einen Widerstand von $2.5 \cdot 10^{-8} \Omega$. Für die resistive Entladung diente ein Widerstand mit CuSO_4 -Lösung als Lastwiderstand. Das Schaltbild zeigt Abb. V.2.35.

Bei einem Entladestrom von zunächst $(470 \pm 10)\text{A}$ betrug die gespeicherte Energie $E_0 = 24 \text{ kJ}$, die Auslöseenergie 2 % von E_0 . Bei Entladezeitkonstanten von knapp 10 ms wurde eine Pulsleistung von 5.6 MW bei einer maximalen Induktionsspannung von 12.5 kV bereits erreicht.

Ein umfangreiches Untersuchungsprogramm mit steigender Pulsleistung und auch mit induktiven Entladungen wird im weiteren Verlauf des Jahres 1976 abgewickelt.

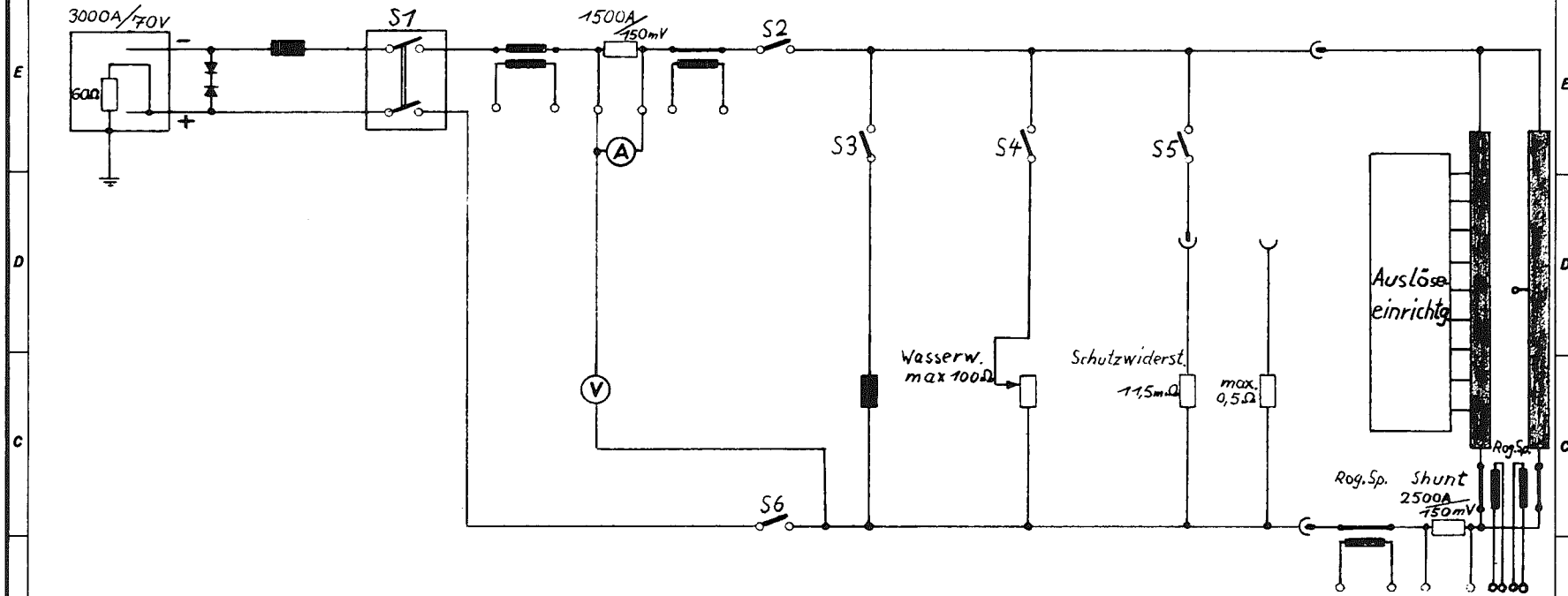
B6 Tieftemperatur-Hochspannungsuntersuchungen für ESPE 2 - Das Verhalten der Hochspannungsdurchführungen

Da das Experiment für Spannungen $\geq 50 \text{ kV}$ ausgelegt werden mußte, waren Hochspannungsuntersuchungen einzelner Komponenten (Vergußharze, Leiterisolationen, Durchführungen etc.) bei tiefen Temperaturen erforderlich. Zu diesem Zweck wurde ein Hochspannungslabor für Gleich- und Wechselspannungsuntersuchungen bis 200 kV aufgebaut und entsprechende Messungen durchgeführt.

22.1.76

ESPE 2 Schaltplan SL-Speicherexperiment

Netzgerät Spgs.begr.Quadrupol Leistungsschalter Trafo Shunt Rog.Sp. Trenner Lastwiderstände Schalter Speicher



Für diese Zeichnung behalten wir uns alle Rechte vor, auch für den Fall der
 Weiterverteilung oder Nachdruckverbreitung. Ohne unsere vorherige Zustin-
 mung darf diese Zeichnung weder vervielfältigt noch Dritten zugänglich gemacht
 werden; sie darf durch den Empfänger oder Dritte auch nicht in andere Weise
 insbesondere durch Verändern, Ergänzen, Ausschneiden, Verändern, Verändern
 ersetzt und können strafrechtliche Folgen haben.

Paßmaß	Abmaß

Buch- stabe	kommt vor	Änderung	Tag	Name

Teil	Stück	Benennung					Werkstoff	Abmessung		Zeichngs. Nr. Norm		Bemerkung
Oberflächenzeichen	~	▽	▽▽	▽▽▽	▽▽▽▽	Freimaßtoleranz	bis	über 5	über 30	über 100	über 300	über 1000
Rauhiefe max. in μ	1000	40	10	4	1,6		± 0,1	± 0,2	± 0,3	± 0,5	± 0,8	± 1,2
19	Tag	Name			Werkstoff	Gesellschaft für Kernforschung m. b. H. 7500 Karlsruhe Postfach 3640		Zugeh. Zeichng.		Ersetzt für Ersetzt durch Zeichnungs-Nr.		
gez.												
gepr.												
gez.												
Maßstab	Benennung											

V-2-65

Abb. V.2.35: Schaltplan des Experimentes ESPE 2

Bei den beiden entwickelten Hochspannungs-Hochstromdurchführungen zeigte sich als besonders gefährlich das Eindringen von He-Gas in kaum vermeidbare Fertigungsfehler im Isolierkörper. Durch einen Ölüberwurf am warmen Teil der in Graz gebauten Durchführung (vgl. Abb. V.2.27) konnte im Kalttest eine Spannungsfestigkeit von 70 kV erreicht werden. Die am IEKP entwickelte Durchführung (vgl. Abb. V.2.26) kann vom Prinzip her sogar im warmen He-Gas getestet werden (besonders ungünstige Bedingung) und erzielte dabei nach Reparatur eines Fehlers im Isolierkörper 42 kV. Es ist deshalb eine wesentlich höhere Spannungsfestigkeit bei dem noch ausstehenden Kalttest zu erwarten.

Die Stoßstromdurchführung wurde bisher fünfmal auf 4.2 K abgekühlt und fünfmal wieder auf Zimmertemperatur aufgewärmt. Es wurden keine Schäden festgestellt. Die thermischen Verluste betragen ca. 3 W. Elektrisch ist die Durchführung mit ca. 1000 Pulsen von maximal 10 kV zwischen zwei benachbarten Leitern beaufschlagt worden.

Literatur zu Kap. V.2.

- 1) USAEC: "Status and Objectives of Tokamak Systems for Fusion Research", WASH-1295, UC-20 (1974)
- 2) "Memorandum über die technologischen Probleme des Fusionsreaktors"; (1973) unveröffentlicht
- 3) F. Arendt, G. Herppich, A. Knobloch, P. Komarek, F. Werner: "Energetic and Economic Constraints on the Poloidal Windings in Conceptual Tokamak Fusion Reactors", Proc. 8th Symp. Fusion Techn., Nordwijk 1974
- 4) K.H. Schmitter: unveröffentlichte Mitteilungen
- 5) P. Komarek: "Spezielle Magnetanwendungen I", VDI-Handbuch "Supraleitungstechnik" BW-41-08-01
- 6) D.N. Cornish, K. Khalafallah: "Superconductors for Tokamak Toroidal Field Coils", Proc. 8th Symp. Fusion Techn., Nordwijk 1974
- 7) M.S. Lubell: "Superconducting Toroidal Magnets for Fusion Feasibility Experiments and Power Reactors", ORNL-TM-4635
- 8) Z.J.J. Stekly, E.J. Lucas, W.F.B. Punchard: "A large Toroidal Coil System for the Stanford Medical Pion Generator", Proc. 5th Int. Conf. Magn. Techn., Roma 1975
- 9) C.D. Henning et. al.: "Engineering the Baseball Magnet System", IEEE-Trans. on Nucl. Sc., NS-18, p. 290
- 10) C.E. Swannack et. al.: "10 kA, 300 kJ Magnetic Energy Transfer and Storage Test Facility", IEEE-Trans. on Magn. Vol. MAG-11, No. 2, pp. 504-507, 1975
- 11) K. Grawatsch: "Grundlegende Untersuchungen über die Einsatzmöglichkeiten supraleitender Schalter in der kryogenen Energietechnik", JÜL-1132-SE (1974)
- 12) M. Pillsticker: "Grundlegende Betrachtungen zur Entwicklung von schnell wirkenden SL/NL Strombegrenzern", IPP 4/127(1974)

- 13) H. Kornmann: "Aufbau eines supraleitenden Energiespeichers mit einer Energie von 12 kJ und kurzer Entladungszeit", Diplomarbeit am IEKP der Uni Karlsruhe, 1974
- 14) H. Köfler, W. Maurer, G. Nöther, A. Ulbricht: "Fundamental aspects for conductor arrangements with high and very small inductances and a technical realization", KFK 2052 (1975)
- 15) K. Grawatsch, H. Köfler, P. Komarek, H. Kornmann, A. Ulbricht: "Investigations for the Development of Superconducting Power Switches", IEEE-Trans. on Mag. Vol. MAG-11, pp. 586-589 (1975)
- 16) P. Komarek, A. Ulbricht: "Investigations on Superconducting Energy Storage Systems concerning Fusion Technology", Proc. 5th Symp. Mag. Techn. pp. 313-319, Rom 1975
- 17) E.P. Dick, C.H. Dustmann: "Inductive Energy Transfer using a Flying Capacitor", Proc. Conf. on Energy Storage and Switching, Turin 1974
- 18) Schlußbericht der VAC (unveröffentlicht)

V.3 Rotierende supraleitende Erregerwicklung für Generatoren

Die schnelle Entwicklung der Einheitsleistung von Synchrongeneratoren, sowie die Forderung nach immer größerer Leistung pro Gewichtseinheit bei elektrischen Maschinen für Luft-, Raum-, und Wasserfahrzeuge haben die derzeitigen Maschinen mit Magnetfeldführung im Eisen an die Grenze ihrer Technologie geführt. Die weitere Entwicklung erfordert Konzepte mit neuartiger Technologie. Das Entwicklungspotential der konventionellen Generatortypen wird mit etwa 1.9 GVA bei zweipoliger und 3.3 GVA bei vierpoliger Ausführung eingeschätzt. Maschinen, die auf neuen Technologien basieren, dürften ein erheblich höheres Entwicklungspotential von bis zu ca. 7.5 GVA haben. Die Vorteile der bekannten Technologie werden im Grenzleistungsbereich der konventionellen Maschinen durch steigende Schwierigkeiten in den hochausgelasteten Komponenten aufgehoben. Bei Abschätzung der Kosten werden daher neue Maschinenkonzepte bei Maschinenleistungen ab 1 GVA in Betracht gezogen.

Die Maschinenhersteller in allen größeren Industrieländern setzen i.a. auf den Maschinentyp mit supraleitender Erregerwicklung. Den Entwicklungsprojekten von Synchronmaschinen mit supraleitender Erregerwicklung liegt eine Konzeption zugrunde, die anhand der ausgeführten MIT Maschine (Abb. V.3.1) beschrieben werden soll.

Die supraleitende Erregerwicklung ist im Rotor untergebracht. Das Ersetzen der normalleitenden wassergekühlten Erregerwicklung durch eine supraleitende Wicklung hat eine Änderung aller übrigen Komponenten zur Folge. Somit kann ein derartiger supraleitender Generator nicht mehr als kontinuierliche Weiterentwicklung konventioneller Generatoren angesehen werden.

Der Rotor besteht im wesentlichen aus zwei Teilen, dem kalten Innenrotor mit supraleitender Erregerwicklung und thermischer Isolierung, sowie einem synchron mitrotierenden Dämpferschirm auf Raumtemperatur. Der kalte Innenrotor wird über gekühlte Rohrzyylinder, die das Drehmoment übertragen, gegen die warme Umgebung abgestützt.

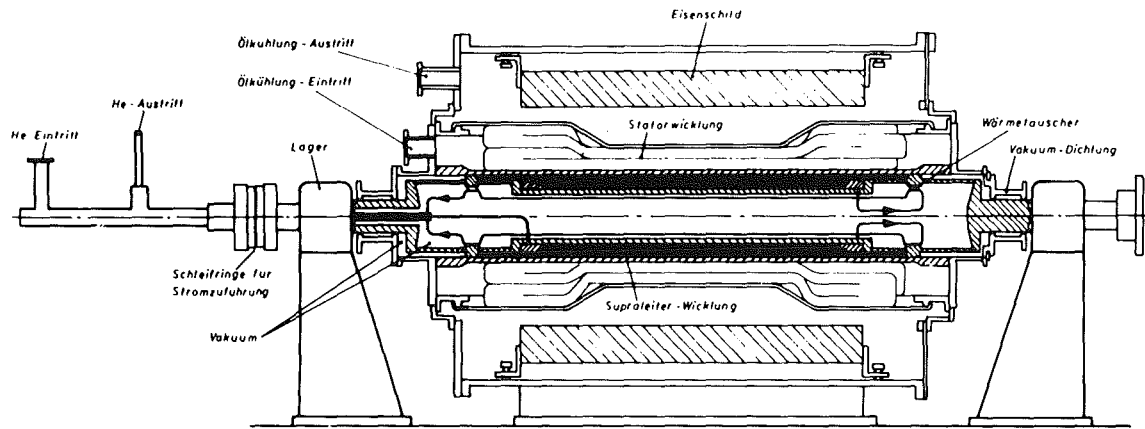


Abb. V.3.1: Generatorkonzept des MIT

Der mitrotierende Dämpferschirm ist ein wesentlicher Bestandteil dieses Generators. Er hat einerseits die Aufgabe Wechselfelder, die z.B. bei Schiefkast oder bei Kurzschluß auftreten, von der SL-Wicklung abzuschirmen, zum anderen übernimmt er die damit verbundenen mechanischen Belastungen.

Die Leistungssteigerung dieses Maschinenkonzepts ergibt sich im wesentlichen durch die mit Supraleiter erzielbaren höheren magnetischen Flußdichten. Da diese über der Sättigungsinduktion von Dynamoblechen und Magnetstählen für Rotorballen liegt, entfallen diese Materialien als Baustoffe im aktiven Volumen der Maschine. Auch das geringere Festigkeitsverhalten magnetischer Stähle bei tiefen Temperaturen schließt ihre Verwendung im Rotor aus. Die somit eisenlose Maschine ermöglicht die Anwendung neuer Konstruktionsprinzipien auch im Bereich der Ständerwicklung, was einen Beitrag zur Leistungssteigerung liefert. Außerhalb der Ständerwicklung wird das magnetische Feld mit einem lamellierten Zylinder aus Dynamoblechen abgeschirmt.

Das im IEKP III erarbeitete know-how ermöglicht es, Beiträge zu den Problemkreisen zu liefern, die sich auf den supraleitenden Rotor beziehen. Dies geschieht sinnvollerweise in enger Zusammenarbeit mit jenen Industriefirmen, die an der Entwicklung solcher Generatoren arbeiten; es sind dies in der BRD die Firmen BBC und Siemens. Entsprechende Verträge wurden auch abgeschlossen.

Im Hinblick auf eine optimale Nutzung der am IEKP vorhandenen Einrichtungen und Erfahrungen hat sich als Ziel der Arbeiten auf diesem Gebiet ein Simulationsexperiment für einen supraleitenden Turboläufer herauskristallisiert. In diesem mehrstufigen Experiment soll ein wicklungstechnisch optimaler Rotoraufbau und eine optimale Rotorkühlung erarbeitet werden. Folgende Teilschritte werden bearbeitet, bzw. sind vorgesehen.

- Untersuchung der Wärmeübertragungseigenschaften und der Strömungsdynamik von He in rotierenden axialen und radialen Kanälen. Die geometrischen und thermodynamischen Bedingungen werden denen großer Turboläufer angepaßt (1. Zwischenziel: 'Kryogene Belastungssimulation').

- Einsatz eines supraleitenden Magneten als schnell rotierender Dipol (Drehzahl so hoch, daß die Zentrifugalkraftbelastung der eines großen Turboläufers für 3000 Umdrehungen pro Minute (50 Hz) entspricht), Leichtbauweise: Bau und Test von Konstruktionsteilen aus faserverstärkten Epoxyden, 2. Zwischenziel: 'Mechanische Belastungssimulation'.
- Untersuchung von Einflüssen äußerer Felder auf die elektromagnetische Stabilität der supraleitenden Wicklung (3. Zwischenziel: 'Elektromagnetische Belastungssimulation').
- Bau eines nach den Ergebnissen der Zwischenziele optimierten rotierenden Wicklungssystems und Untersuchungen im Simulationsexperiment.

3. Stand der Arbeiten

Die Arbeiten zu supraleitenden Generatoren wurden 1974 in Angriff genommen. Die Untersuchungen beschränken sich auf Probleme, die mit der supraleitenden Erregerspule verknüpft sind. Schwerpunktmäßig werden zunächst in Abstimmung mit den industriellen Vertragspartnern die Probleme der Kühlung rotierender SL-Magnete behandelt. Ergebnisse und geplante Arbeiten werden im folgenden dargestellt.

3.1 Kühlung eines rotierenden SL-Magneten

Bei der Kühlung eines großen Synchrongenerators mit supraleitender Erregerspule ergeben sich viele Probleme, die sich wesentlich von denen bei stationären Magneten unterscheiden. Dies sei an einem Beispiel veranschaulicht.

Abb. V.2.1 zeigt den Querschnitt eines solchen Generators. Die SL-Spule (ein Dipolmagnet) rotiert zusammen mit der thermischen Isolierung und einem bei Raumtemperatur liegenden Dämpferschirm um eine horizontale Achse. Das Moment wird über das Torsionsrohr auf die Welle übertragen. Als 2 poliger Generator rotiert der ganze Kryostat mit der synchronen Drehzahl von 3000 Umdrehungen pro Minute (50 Hz). Bei Leistungen um 2000 MVA liegt der Gesamtdurchmesser des Rotors bei ca. 130 cm und der der SL-Spule bei ca. 100 cm. Die Länge des kalten Rotors beträgt 5 bis 7 m.

An der Spule treten im wesentlichen drei Arten von Verlusten auf:

- a) Wärmeleitung durch die mechanische Abstützung
- b) Strahlung durch die thermische Isolation
- c) Wechselstromverluste in Supraleiter und kalter Struktur

Die Wechselstromverluste werden im stationären Betrieb voraussichtlich sehr klein sein. Bei instationärem Betrieb z.B. im Falle eines Kurzschlusses am Ausgang des Generators können diese jedoch beträchtlich werden. Die Kühlung ist so auszulagen, daß die Spule einen solchen Kurzschluß übersteht und unmittelbar danach wieder verfügbar ist.

Das Kältemittel muß von einer Wellenseite her in koaxialer Anordnung zu- und abgeführt werden. Die thermische Isolierung erfolgt durch einen oder mehrere Strahlungsschirme, die im Hochvakuum zwischen Außen- und Innenrotor liegen. Zur Vermeidung größerer Komplikationen an den Kältemittelversorgungsleitungen erscheint es nicht angebracht, die Strahlungsschirme durch separate Kühlsysteme zu versorgen, sondern mit dem Abgasstrom, mit dem ebenfalls die Wellenverluste reduziert werden. Eine im IEKP III durchgeführte Studie¹⁾ (s. Kap. 3.1.4) befaßt sich mit der Optimierung derartiger Kältekreise.

Der Spulenraum selbst wird über ein mehr oder weniger stark verzweigtes System von Kühlkanälen mit den Versorgungsleitungen verbunden. Um definierte Kühlbedingungen zu schaffen, ist eine genaue Kenntnis des Strömungs- und Wärmeübertragungsmechanismus von Helium in derartigen Kanälen, die senkrecht und parallel zur Drehachse orientiert sind, erforderlich. Bei der Rotation beträgt die Zentrifugalbeschleunigung am Ort der Spule etwa das 5000-fache der Erdbeschleunigung. Dabei ändert sich sowohl der Zustand des Heliums wie auch Strömungs- und Wärmeübertragungsmechanismen. Hierüber liegen nur sehr wenige Kenntnisse vor. Es ist daher erforderlich, Untersuchungen durchzuführen, bevor ein großer rotierender Magnet betrieben werden kann.

3.1.1 Zustandsänderung des Heliums in einem rotierenden System

Bei der Strömung des Heliums durch den Rotor vom Zentrum nach außen ändert sich auf der Strecke dr der Druck um

$$dp = \rho \omega^2 r dr$$

wobei ρ die Dichte und ω die Winkelgeschwindigkeit ist.

Wenn dabei keine Wärme zugeführt wird (adiabatische Zustandsänderung) folgt aus dem 2. Hauptsatz

$$dh = \frac{1}{\rho} dp = \omega^2 r dr$$

(h = Enthalpie pro Masseneinheit). Folglich ist die spezifische Zustandsänderung zwischen Zentrum und der zu kühlenden Spule auf dem Radius R

$$\Delta h = \frac{1}{2} \omega^2 R^2$$

Bei einem Rotor von 1 m Durchmesser der mit $f = 50$ Hz rotiert ergibt das $\Delta h = 12,4$ J/g. Die daraus resultierende Druck- und Temperaturerhöhung ergibt sich aus dem h - s -Diagramm (Abb. V.3.2). Bei Einspeisung mit normalsiedendem Helium ($p_0 = 1$ bar, $T_0 = 4,2$ K) steigt beim Radius $R = 50$ cm die Temperatur auf 5,6 K und der Druck auf 18 bar an.

Dieser Temperaturanstieg bewirkt, vor allem wenn NbTi als Supraleiter verwendet wird, eine starke Verminderung der Stromtragfähigkeit, und es müssen wahrscheinlich Vorkehrungen getroffen werden, die Temperatur an Ort der Spule zu erniedrigen. Hierzu gibt es verschiedene Möglichkeiten:

- a) Erniedrigung der Temperatur des einzuspeisenden Heliums;
- b) Erniedrigung der Temperatur im Rotor^{8,9)}
- c) Erhöhung des Einspeisedruckes (s. Kap. V.3.1.1)
- d) Ableiten der Kompressionswärme durch Wärmeleitungsbrücken zwischen Spule und Zentrum.

Genauere Untersuchungen müssen zeigen, welche Methode, bzw. welche Kombination verschiedener Methoden die günstigere sein wird, oder ob sogar nur Supraleiter mit höherer Übergangstemperatur verwendet werden können.

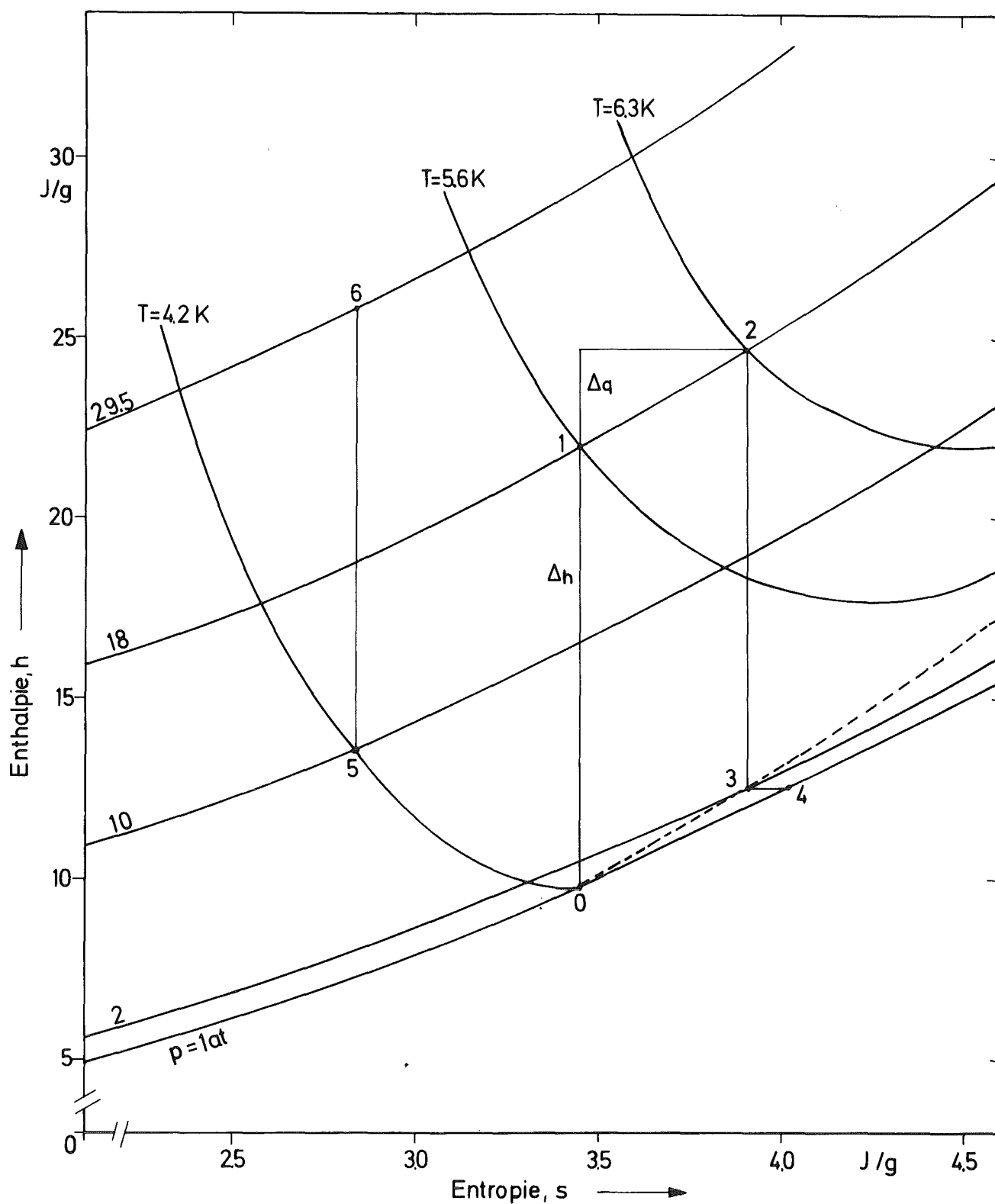


Abb. V.3.2: Zustandsänderung von Helium beim Durchströmen eines Rotors mit einem Radius von 50 cm und einer Drehzahl von 50 Hz.

3.1.2 Strömungswiderstand und Wärmeübergangszahl in rotierenden Kanälen

Die Rotation bewirkt in jedem Fall, daß das Helium am Ort der Spule unter überkritischem Druck steht. Für die Kühlung hat das zunächst zwei Nachteile:

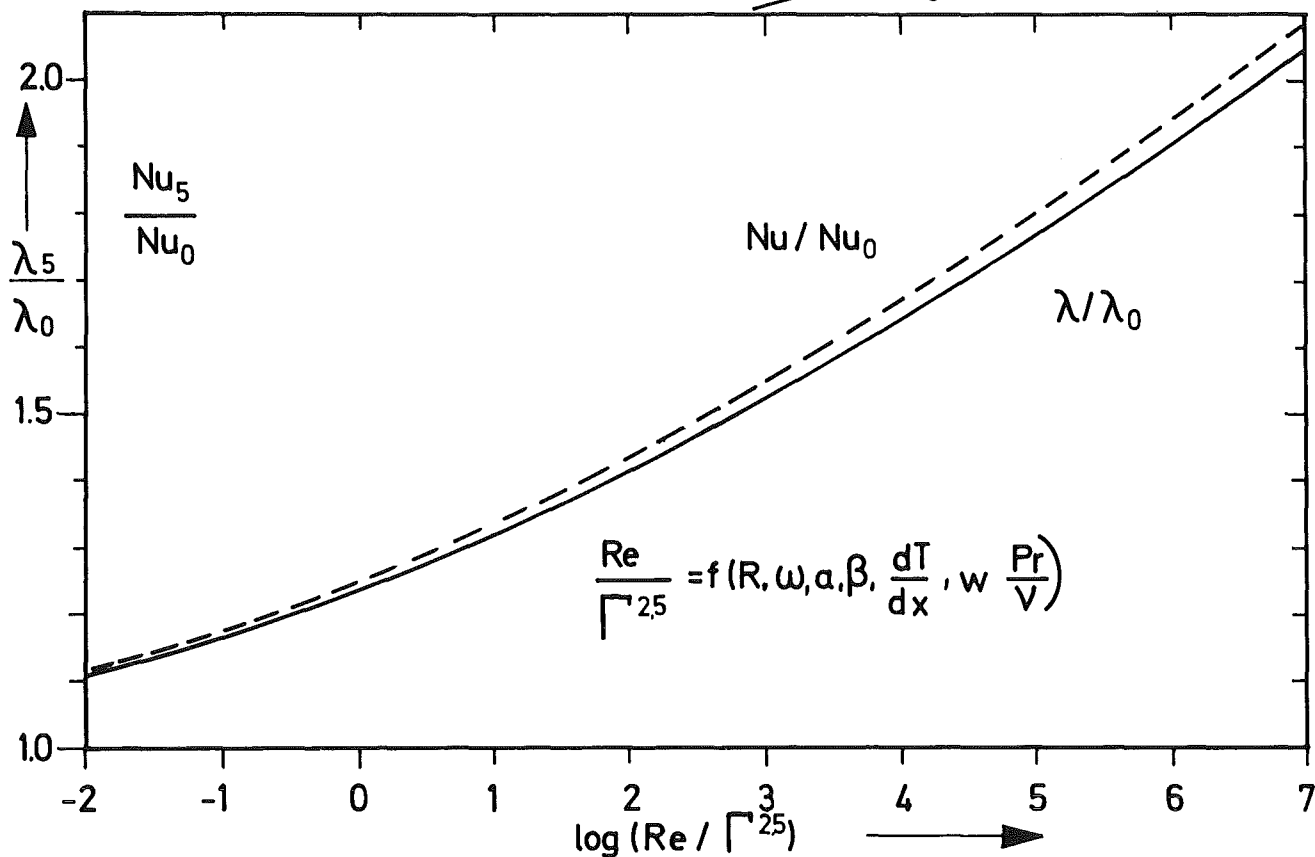
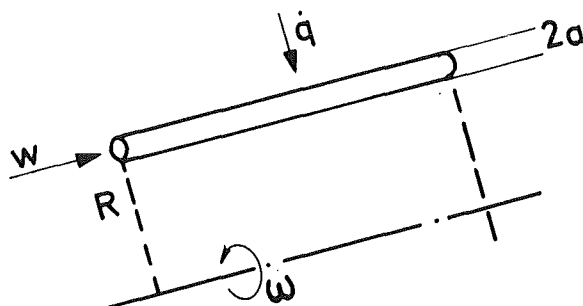
- a) Mit einer Wärmeaufnahme ist stets eine Temperaturerhöhung verbunden.
- b) Es steht keine latente Wärme zum Puffern von Belastungsspitzen zur Verfügung.

Das hat zur Folge, daß auch im stationären Zustand eine hinreichend starke Zwangsströmung, die auch zum Auffangen der maximal zu erwartenden Belastungsspitzen ausreicht, aufrechterhalten werden muß. Einige theoretische Untersuchungen^{2,3,4)} deuten darauf hin, daß Strömungs- und Wärmeübertragungsmechanismen in derartigen Kühlkanälen durch die Rotations merklich beeinflußt werden. Ein wesentliches Ergebnis daraus ist in Abb. V.3.3 wiedergegeben. Hier wird die turbulente Strömung in einem Rohr, das parallel zur Achse rotiert, untersucht. Der auf ein ruhendes System normierte Strömungswiderstand λ_5/λ_0 und die entsprechende Nusseltzahl Nu_5/Nu_0 sind gegen den Logarithmus eines dimensionslosen Parameters, der von den angegebenen Größen abhängt, aufgetragen. In der Tabelle unter der Abbildung wurde dieser Parameter für überkritisches Helium mit verschiedenen Strömungsbedingungen berechnet (Rohrdurchmesser 2-10 mm, Strömungsgeschwindigkeit 10-100 cm/s). Ein konstanter Temperaturgradient in Strömungsrichtung von 0,1 K/m wurde angenommen. Der Parameter $Re/\Gamma^{2.5}$ ändert sich dabei in dem Bereich von $3 \cdot 10^{-1}$ bis $8 \cdot 10^6$, was einer Änderung des Strömungswiderstandes und der Nusseltzahl zwischen 10 % und 100 % entspricht.

Nakayama³⁾ hat die Zunahme des Strömungswiderstandes nur bis zu dem Wert $Re/\Gamma^{2.5} = 10^3$ berechnet. Das ist der Bereich, der für die Kühlung konventioneller Generatoren in Betracht kommt. Bei der Extrapolation zu höheren Werten wurde nicht überprüft,

Turbulente Strömung

Nakayama (1968)



a (cm)	w (cm/s)	Re	Re $\Gamma^{2.5}$
0.1	10	$6 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^2$
0.1	100	$6 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^4$
0,25	10	$1 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^5$
0,25	100	$1 \cdot 10^5$	$7 \cdot 10^1$
0.5	10	$3 \cdot 10^4$	$8 \cdot 10^6$
0.5	100	$3 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^3$

Helium

$p = 20 \text{ bar}, T = 5 \text{ K}$

$Pr = 0,61$

$\nu = 3,6 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}$

$\beta = 0,044 \text{ K}^{-1}$

$\frac{dT}{dx} = 0,1 \text{ K/m}$

$R = 50 \text{ cm}$

$f = 50 \text{ Hz}$

Abb. V.3.3: Änderung von Strömungswiderstand und Nusseltzahl in einem Rohr, das parallel zur Drehachse rotiert. Extrapolation der Theorie³⁾ auf überkritisches Helium.⁴⁾

ob die der Theorie zugrunde liegenden Annahmen aus der Grenzschichttheorie auch für Helium erfüllt sind. Messungen von Humphreys⁵⁾, die bei relativ niedrigen Drehzahlen mit Wasser durchgeführt worden sind, bestätigen die Theorie in den wesentlichen Aussagen.

Für die Kühlung mit flüssigem Helium kann man aus diesen Untersuchungen lediglich den Hinweis entnehmen, daß die durch die Rotation bedingten Effekte durchaus so ausgeprägt sein können, daß sie für die Auslegung der Kühlung eines Rotors nicht vernachlässigt werden können. Für Strömungen in radialen Kanälen liegen ähnliche Untersuchungen theoretischer und experimenteller Art vor. Die zu erwartenden Effekte sind von ähnlicher Größe wie in axial ausgerichteten Kanälen.

3.1.3 Thermische angeregte Konvektion in einem rotierenden System

Bei geeigneter Anordnung der Kühlkanäle im Rotor kann man erreichen, daß sich bei der Rotation eine verstärkte natürliche Konvektion einstellt. Wenn dadurch hinreichend große definierte Konvektionsströmungen erzielt werden, kann auf extern angebrachte Umwälzpumpen für das Helium verzichtet werden. Dies führt unter Umständen zu einer wesentlichen Vereinfachung von Kälteanlage, Transferkupplung und Rotoraufbau.

Dieses Problem wurde im IEKP III zunächst in einer theoretischen Studie für das in Abb. V.3.4 dargestellte Modell untersucht⁶⁾. Die Kühlkanäle C sind als geschlossene Thermosyphon-Schleifen (1-2-3-4-5-6) ausgebildet. Das Kältemittel befindet sich darin unter überkritischem Druck, und es steht in der Nähe der Rotationsachse in thermischem Kontakt mit einem normalsiedenden Heliumbad D. Auf diesem Weg 1-2 wird es thermisch isoliert auf den äußersten Abstand zur Drehachse geführt. Wenn nun auf dem Weg 2-3-4-5-6 Wärme aufgenommen wird, ist in diesem Zweig die mittlere Dichte kleiner als im Zweig 1-2. Dadurch entsteht ein Konvektionsstrom mit definierter Strömungsrichtung. Die auch im stationären Betrieb stets vorhandenen Wärmeströme \dot{Q}_1 (Strahlung) und evtl. auch \dot{Q}_2 (Wärmeleitung) werden durch entsprechende

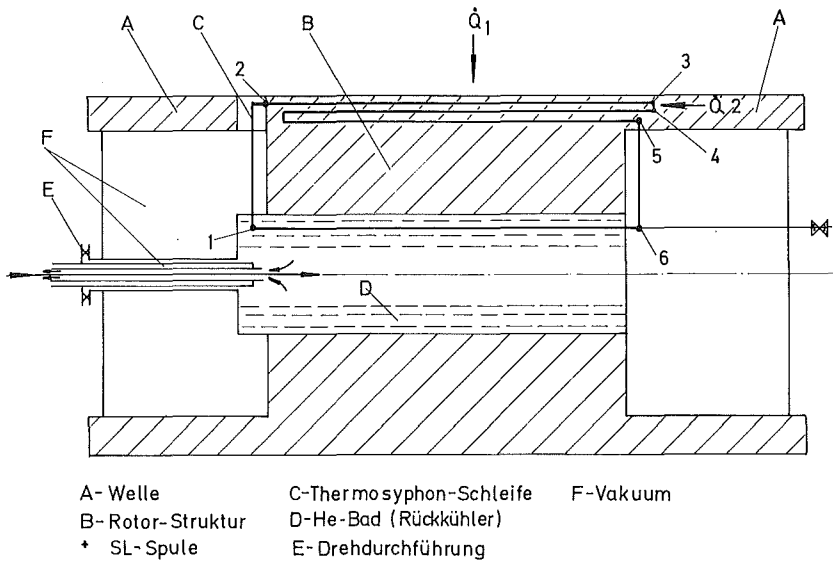


Abb. V.3.4: Schematische Darstellung zur Kühlung eines rotierenden Supraleiters durch thermisch angeregte Konvektion in einer Thermosyphonschleife.

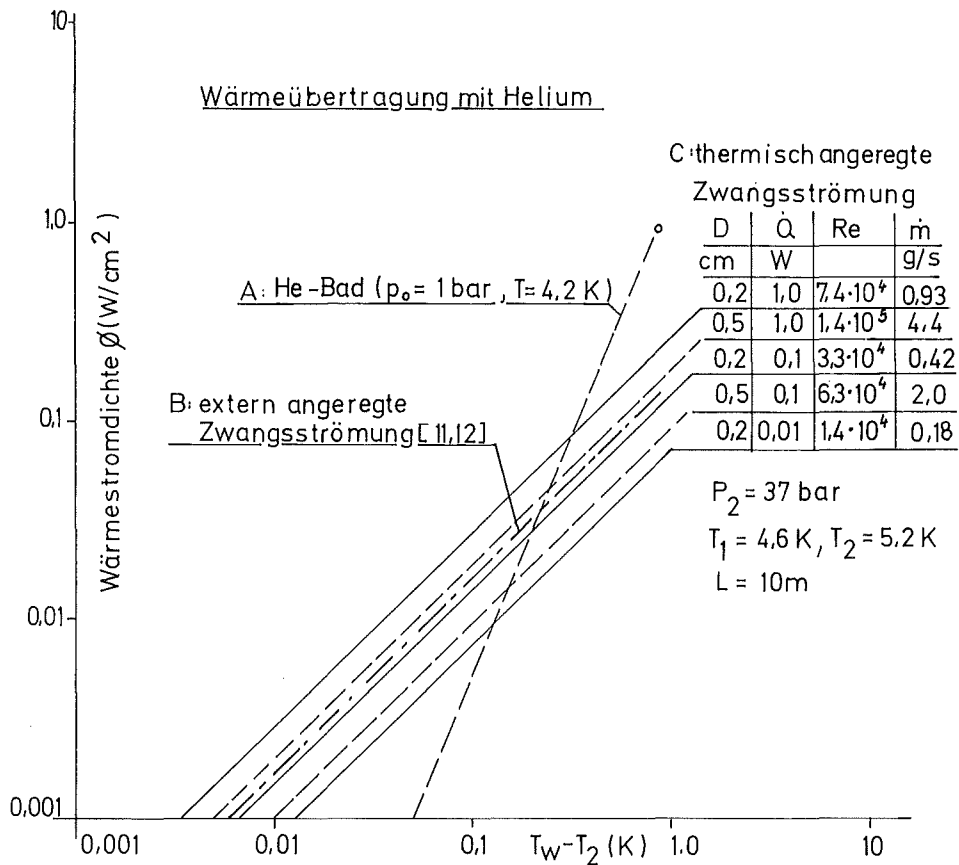


Abb. V.3.5: Wärmeübergang an Helium bei verschiedenen Kühlmethoden. A: freie Konvektion in einem normalsiedenden He-Bad. B: Auslegungswert für Magnete mit Kühlung durch extern angeregte Zwangsströmung von überkritischem Helium. C: thermisch angeregte Konvektion bei Rotation.

Führung und Kontaktierung der Kühlkanäle genutzt, um auch dann einen Konvektionsstrom aufrecht zu erhalten, wenn in der zu kühlenden Spule selbst keine Wärme erzeugt wird (reiner Gleichstrombetrieb). Bei hinreichend großem Konvektionsstrom können die im transienten Betrieb auftretenden Belastungsspitzen (Wechselstromverluste) aufgefangen werden.

Der Konvektionsstrom wird durch eine eindimensionale Rechnung als Funktion der abzuführenden Wärme \dot{Q} abgeschätzt. Die daraus resultierende Wärmeübergangszahl ist in Abb. V.3.5 für verschiedene Kühlkanäle dargestellt. Die Abschätzung zeigt, daß bereits ein kleiner Wärmestrom von 0,1 W an einem Kühlkanal von 2 mm Durchmesser und 10 m Länge einen Konvektionsstrom anwirft, der hinreichend gute Kühlbedingungen gewährleisten sollte. Dieses Kühlverfahren wurde zum Patent angemeldet⁶⁾.

3.1.4 Optimierung der Kälteanlage für einen supraleitenden Rotor

In einer theoretischen Studie wird folgendes Modell betrachtet: Flüssiges Helium wird in den Rotor eingespeist. Dort verdampft es infolge der Wärmeleitungsverluste über die Welle und infolge der bei tiefer Temperatur vorliegenden Zusatzverluste, die sich aus Wechselstromverlusten und Wärmestrahlung auf die Tieftemperaturoberfläche zusammensetzen. Ein Teil des Abgasstromes wird im Wärmeaustausch durch die Welle zurückgeführt und reduziert somit die Wärmeleitungsverluste. Der Rest wird als Kaltgas zum Verflüssiger zurückgeführt. Es wird untersucht wie diese Abgasströme aufzuteilen sind, damit die erforderliche Antriebsleistung der Kälteanlage minimal wird.

Einige Ergebnisse dieser Rechnung sind in Abb. V.3.6 dargestellt. Hier ist die normierte Antriebsleistung über der normierten Zusatzlast aufgetragen. Im Fall a) wird das gesamte Abgas im Wärmeaustausch mit der Welle auf Umgebungstemperatur erwärmt. Bei kleiner Zusatzlast bewirkt die zusätzliche Verdampfungsrates eine drastische Reduzierung der Wärmeleitungsverluste. Somit ergibt sich in diesem Bereich nur ein geringer

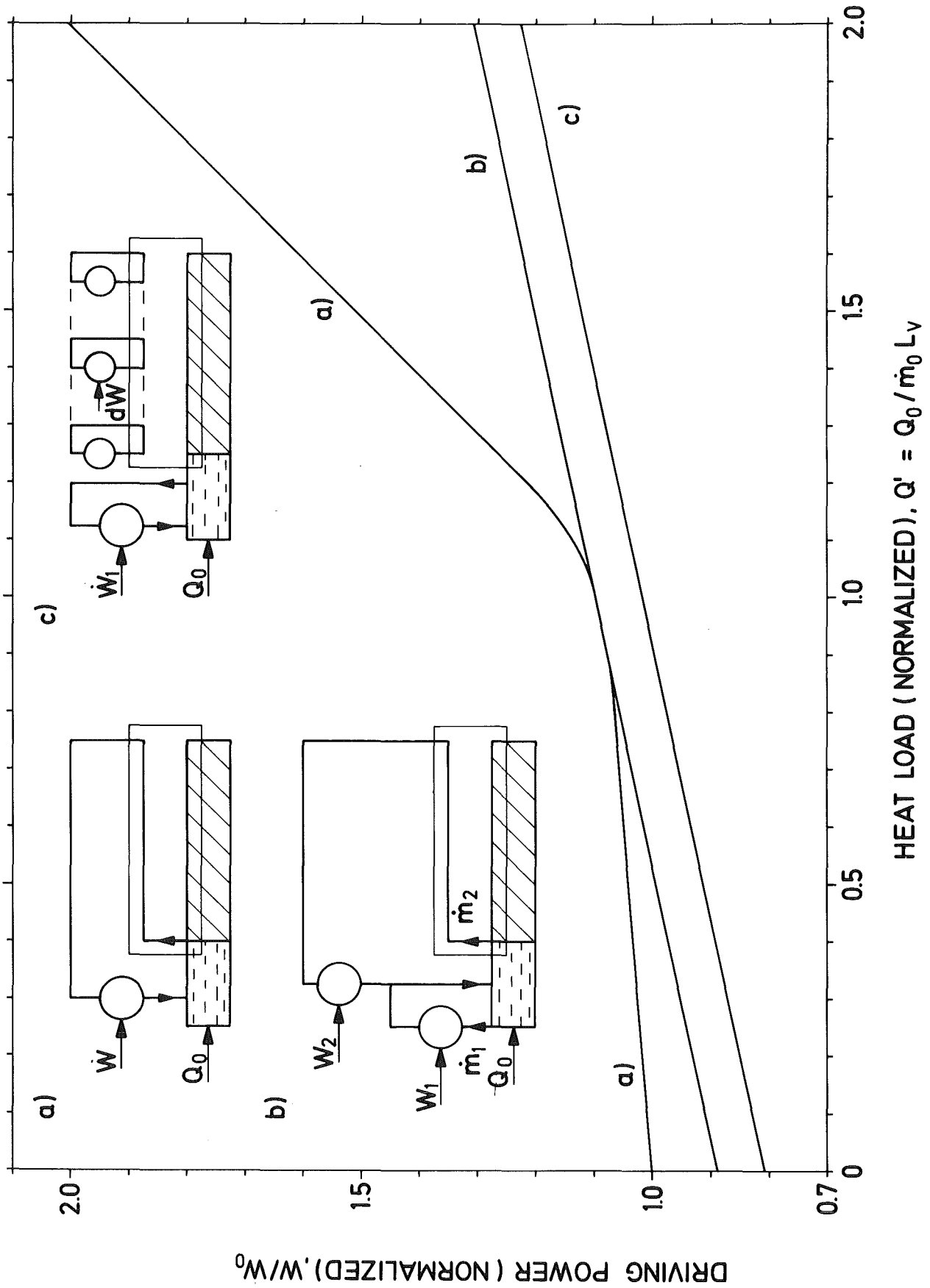


Abb. V.3.6: Erforderliche Antriebsleistung bei verschiedenen Anordnungen der Kälteanlagen in Abhängigkeit von der Zusatzlast bei der Temperatur des flüssigen Heliums.

Anstieg in der Antriebsleistung. Bei größerer Last werden die Leitungsverluste nicht mehr weiter vermindert, und die Antriebsleistung steigt proportional zur Last an. In dieser Darstellung sind die Variablen auf den Fall verschwindender Zusatzlast normiert.

Die Antriebsleistung kann durch aufwendigere Kälteanlagen weiter verringert werden. Das theoretische Minimum ergibt sich bei kontinuierlicher Verteilung von Kälteanlagen längs der Welle. Dieser Fall ist durch Abb. V.3.6c beschrieben.

Weitere Untersuchungen zeigen jedoch, daß mit relativ einfachen Maßnahmen die durch die Kurve b) charakterisierte Verbesserung gegenüber dem einfachen Fall a) erreicht werden kann.

Bei großer Zusatzlast ($Q' > 0,95$) kann nicht mehr das ganze Abgas optimal zur Verminderung der Wellenverluste ausgenutzt werden, und es erweist sich als zweckmäßig einen Teil direkt als Kaltgas wieder zu verflüssigen (Kältekreis b). Die Kurve b) (oberer Zweig) beschreibt die Antriebsleistung für die optimierte Verteilung der Gasströme. Die Rechnung zeigt, daß der optimierte Kaltgasstrom \dot{m}_1 bei $Q' = 0,95$ verschwindet. Bei kleinerer Last ändert der optimierte Kaltgasstrom formell das Vorzeichen. Dieser Betriebszustand kann jedoch auch mit der Anlage a) erreicht werden, wenn anstatt reiner Flüssigkeit (Kurve a) ein optimiertes Flüssigkeits-Gas-Gemisch eingespeist wird (Kurve b).

Abschätzungen an einem Modell eines großen supraleitenden Generators (ca. 2000 MVA) zeigen, daß die Zusatzverluste im stationären Betrieb im allgemeinen bei $Q' < 1$ liegen werden. Somit kann aus diesen Untersuchungen gefolgert werden, daß ein solcher Generator aller Voraussicht nach mit einem einfachen Kältekreis des Typs a) betrieben werden kann.

3.2 Experimentiereinrichtung zur Untersuchung von Wärmeübergangsmechanismen in rotierenden radial ausgerichteten Kanälen

Zur Untersuchung der in Kap. 3.1.1 bis 3.1.4 beschriebenen Effekte wurde die in Abb. V.3.7, Abb. V.3.8 und Abb. V.3.9 dargestellte Apparatur aufgebaut. An einem Heliumkryostaten, der als Ganzes um eine senkrechte Achse rotiert, sind zwei radiale Arme angebracht, in welchen das Helium bei der Rotation ähnlichen Bedingungen ausgesetzt ist, wie bei einem großen Turbogenerator. Am äußeren Ende der Meßarme ($r=36,5$ cm) beträgt die Zentrifugalbeschleunigung bei einer Drehzahl von 3000 Umdrehungen pro Minute etwa das 4000-fache der Erdbeschleunigung.

Verschiedene Meßsysteme wie in Abb. V.3.9 skizziert können in den radialen Armen, die mit LHe- und LN_2 -Schirm umgeben sind, eingebaut werden. In einem Meßraum werden 22 elektrische Zuleitungen geführt. Somit können dort 10 Thermometer und eine Heizung betrieben werden. Als Thermometer werden Kohlewiderstände benutzt. Die Meßsignale werden im Rotor vorverstärkt und über Schleifringe ausgekoppelt.

Es ist möglich, während der Rotation Helium nachzufüllen. Die Evakuierung und Vorkühlung mit LN_2 erfolgt bei Stillstand. Der Druck in dem Meßsystem kann über ein nach außen führendes Rohr bis auf 5 bar erhöht werden. Dadurch besteht die Möglichkeit, das Helium dort einphasig (überkritisch) zu halten.

Der Kryostat wurde im November 1975 in Betrieb genommen. Bisherige Untersuchungen, die bei Drehzahlen bis zu 50 % des Nennwertes durchgeführt wurden, zeigen, daß die Apparatur den Erwartungen voll entspricht. Durch die geringe Abdampftrate ist ein Dauerbetrieb von ca. 6 Stunden möglich. Die Heliumabdampftrate steigt bei Rotation nur unwesentlich an. Ein Nachfüllen ist nach etwa 2 Stunden erforderlich.

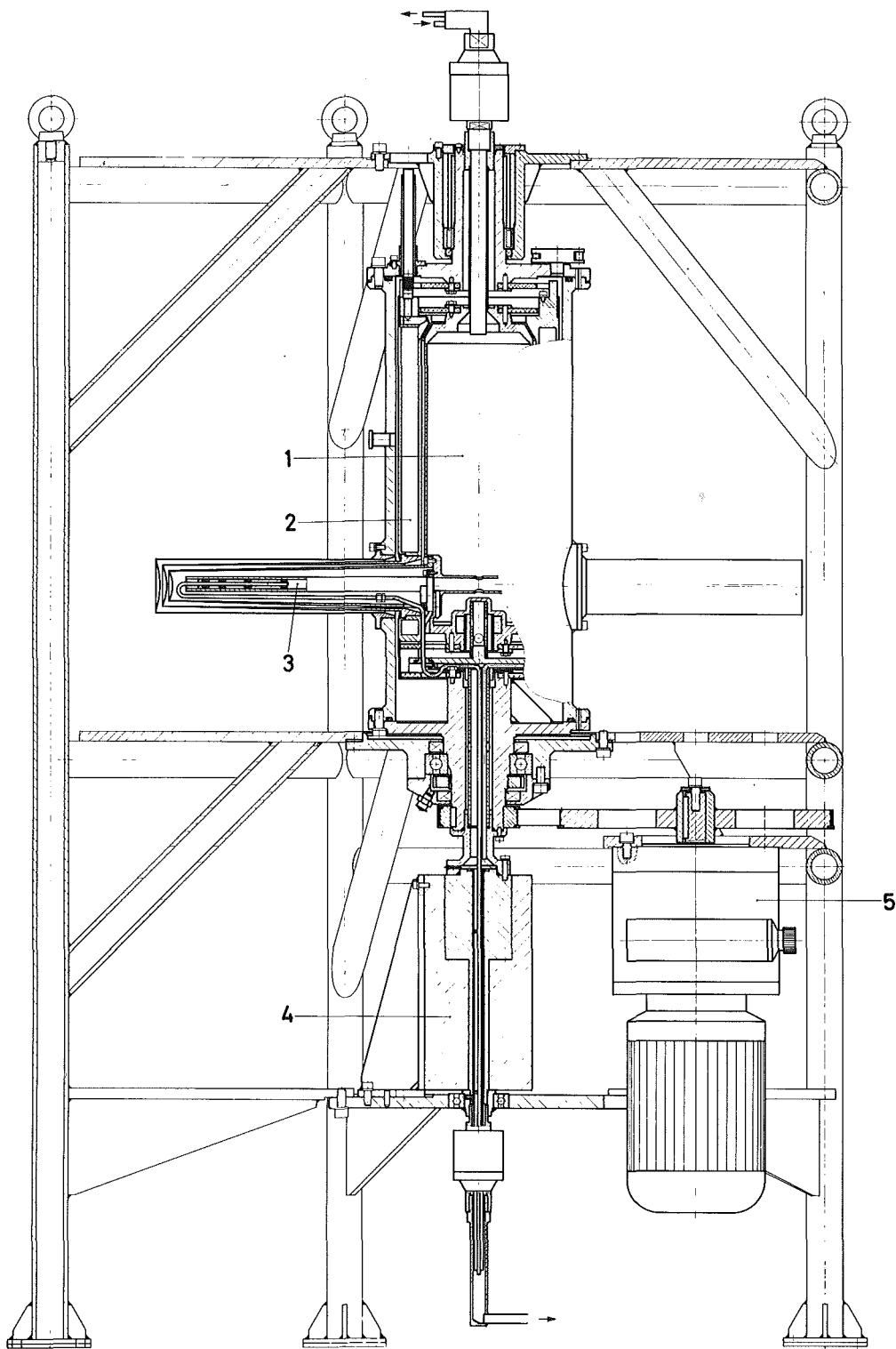


Abb. V.3.7: Rotor-Kryostat, 1-He-Behälter, 2-LN₂-Behälter, 3-Meßkanal, 4-Meßwertübertrager, 5-Antriebsaggregat.

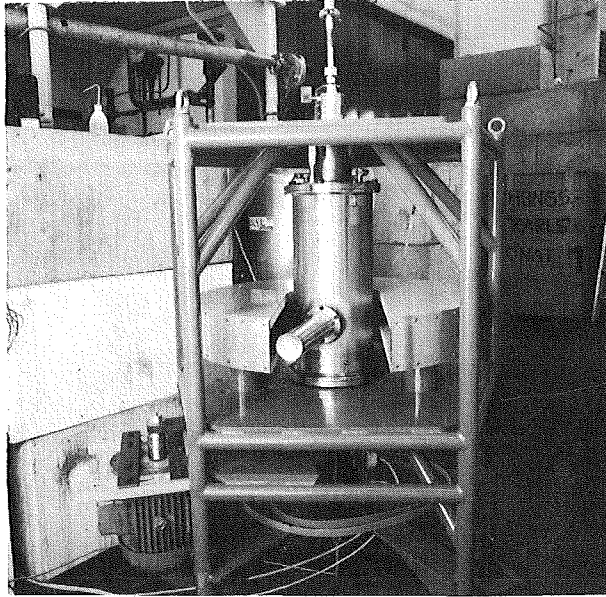


Abb. V.3.8: Meßapparatur Rotor-Kryostat

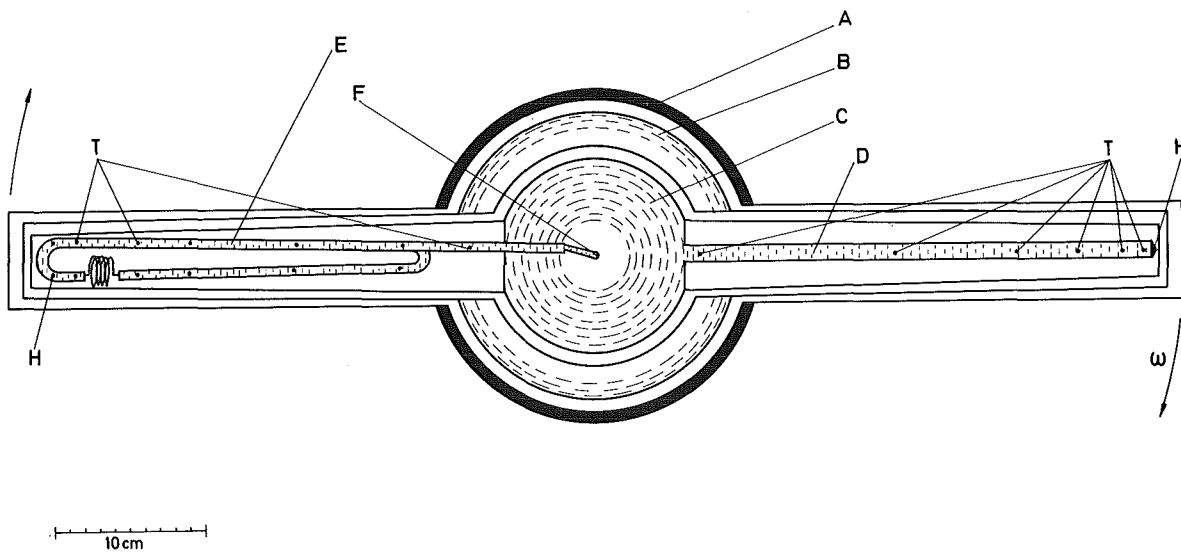


Abb. V.3.9: Querschnitt des Rotor-Kryostaten.
 A-Vakuumschicht, B-flüssig N_2 -Behälter, C-Helium-
 Behälter, D-Meßarm als offenes Thermosyphon, E-Meß-
 arm als geschlossene Thermosyphonschleife, F-He-
 Druckrohr, T-Thermometer, H-Heizung,

Als Meßsystem wurde bei den ersten Untersuchungen ein einseitig geschlossenes radiälesEdelstahlrohr von 6 mm Innendurchmesser eingesetzt. An der äußeren Stirnfläche befindet sich eine Heizung. Eine Reihe von Thermometern ist längs des Rohres verteilt. Die Rotation bewirkt einen von innen nach außen zunehmenden Temperaturanstieg. Die Temperaturstabilität sowie die Meßgenauigkeit ist besser als 0,01 K und somit ausreichend um einen Vergleich zwischen Messung und Theorie zu ermöglichen.

Für die Kühlung einer rotierenden SL-Spule interessiert vor allem auch, wie die Wärme durch mehr oder weniger enge radiale Kanäle zum Zentrum hin abgeführt wird. Hierzu werden bei den nun beginnenden Untersuchungen Kanäle mit verschiedenen Geometrien in dem Rotorkryostaten ausgemessen. Außerdem sind als Thermosyphonschleifen ausgeführte Meßeinsätze, die Untersuchungen zu dem in Kap. 3.1.3 beschriebenen Kühlkonzept ermöglichen, in Vorbereitung.

Literatur zu Kap. V.3:

- 1) A. Hofmann, Optimization of the refrigeration requirements for a superconducting turbo-generator, 14. International Congress of Refrigeration, Moscow, Sept. 20 - 30, 1975, paper A.2.10.
- 2) Y. Mori and W. Nakayama, Convective heat transfer in rotating radial circular pipes, Int. J. Heat Mass Transfer 11 (1968) 1027 - 40.
- 3) W. Nakayama, Forced convective heat transfer in a straight pipe rotating around a parallel axis. Int. J. Heat Mass Transfer 11 (1968) 1185-1201.
- 4) A. Hofmann, Probleme der Kühlung supraleitender Turbogeneratoren, Vortrag bei der Frühjahrstagung der Deutschen Phys. Ges., Münster, März 1975.
- 5) J.F. Humphreys, W.D. Morris and H. Barrow, Convective heat transfer in the entry region of a tube which revolves about an axis parallel to itself, J. Heat Mass Transfer 10 (1967) 333-47.
- 6) A. Hofmann, Kühlung eines rotierenden supraleitenden Magneten durch thermisch angeregte Zwangsströmung, (1975) unveröffentlicht
- 7) T. Bratoljic, Turbogeneratoren mit supraleitender Erregerwicklung, Bull. Schweiz. Elektr. Verein 64 (1973), 1040-50.
- 8) P.D. Rios, B.B. Gamble, E.T. Laskaris, Development of a coolant circuit for rotors of superconducting generators. Conf. on Techn. Appl. of Superconductivity, Alushta, USSR, Sept. 1975.
- 9) A. Hofmann, Betrieb eines rotierenden supraleitenden Magneten mit unterkühltem Helium, (1976) unveröffentlicht

V.4 Magnetische Katheterführung in der Medizin

Im klinischen Bereich ist es häufig erforderlich, zu diagnostischen und therapeutischen Zwecken Sonden an definierte Stellen des Körpers zu führen und dort zu plazieren. Am Beispiel von Herzschrittmachersonden soll ein magnetisches Verfahren risikolos erprobt werden, das es gestattet, den Katheter schneller und genauer zu dirigieren und zu lokalisieren. Dadurch wird die Operationszeit verkürzt und die Röntgenstrahlenbelastung für Patient und Operateur erheblich verringert. Nach den bisherigen Verfahren überläßt man die Lage der Elektroden spitze in der rechten Herzkammer dem Zufall, ohne in der Lage zu sein, sie in andere, reizempfindlichere Areale des Herzens zu verlagern, da man kräftemäßig von außen keinen Einfluß auf das im Körper befindliche Katheterende nehmen kann. Versieht man dieses Ende jedoch mit einem magnetisierbaren Körper, so wirkt auf diesen in einem von außen angelegten inhomogenen Magnetfeld eine Kraft, die es erlaubt, die Lage der Elektrode zu variieren. Die Felderzeugung erfolgt zunächst mit einem normalleitenden, wassergekühlten Magneten, um das Verfahren zunächst im Tierversuch zu erproben. Danach ist der Bau eines supraleitenden Magneten vorgesehen, der größere Kräfte auf Sonden in tieferen Bereichen des Körpers ausübt. Damit ist dann ein Einsatz im humanmedizinischen Bereich möglich. Es ist außerdem vorgesehen, die Sondierung der oberen Dünndarmabschnitte bei Ileus mit Hilfe einer magnetisch ausgerüsteten Miller-Abbott-Sonde durchzuführen, ebenfalls mit dem Ziel, die Operations- und Röntgenbelastung für den Patienten zu verringern. Eine weitere Anwendungsmöglichkeit ergibt sich bei der Behandlung von Aneurysmen und Tumoren mittels Gefäßverschluß durch magnetische Fixierung ferromagnetischer Flüssigkeiten.

1. Funktionsprinzip

Auf einen magnetisierbaren Zylinder, dessen Achse in Richtung der Feldlinien eines inhomogenen Magnetfeldes orientiert ist, wirkt die resultierende Zugkraft

$$F = M \cdot \mu_0 \cdot \frac{dH}{dz} ,$$

wobei M das magnetische Moment, μ_0 die absolute Permeabilität und dH/dz der Feldgradient ist. Der magnetisierte Zustand des Körpers wird durch die Magnetisierung $J = M/V$ beschrieben, wobei V das Volumen der Probe ist. Berücksichtigt man außerdem noch die Entmagnetisierung bei kurzen Zylindern, erhält man für die Kraft die Beziehung

$$F = \frac{\chi}{1+N\chi} \cdot V \cdot B \cdot \frac{dH}{dz}$$

Dabei ist χ die magnetische Suszeptibilität und N der Entmagnetisierungsfaktor. Diese Kraftgleichung kann ebenfalls auf ferromagnetische Teilchen in einer Silikonlösung angewandt werden.

Durch eine geeignete Auslegung der Spule über den Kraftfaktor $f = B \cdot dH/dz$ und durch günstige Wahl von Material und Volumen des magnetisierbaren Sondenkopfes kann für einen bestimmten Feldaufpunkt entlang der Magnetachse die Kraftwirkung auf die Sonde optimiert werden.

2. Stand der Forschung beim Einsatz von Magneten in der Medizin

Anwendung von Magnetfeldern zur Behandlung von Aneurysmen und Tumoren.

Aneurysmen, das sind lokale Erweiterungen von Arterien, können sowohl zur Thrombose als auch zur Ruptur des Gefäßes und damit zum Tode des Betroffenen führen. Die herkömmlichen Operationsmethoden, Aneurysmen zu entfernen, sind mit sehr hohem Risiko verbunden. Mit Hilfe der magnetischen Katheterführung und Fixierung von Ferrosilikon (Lösung von Eisenteilchen im Silikon) in den gefährdeten Gefäßen ist man heute in der Lage das Operationsrisiko auf ein Minimum herabzusetzen. Bei diesem Verfahren [1,2] wird ein mit einem Magnetkopf ausgerüsteter feiner Silikonschlauch intravaskular magnetisch bis zu der

Stelle geführt, an der sich das Aneurysma befindet. Dann wird durch den Schlauch flüssiges Ferrosilikon in die Blutblase eingespritzt und dieses mit einem außen angelegten Magnetfeld dort festgehalten, bis die Masse ausgehärtet ist. Damit wird die Gefäßwand verfestigt und eine Ruptur unterbunden. Dazu ist ein Magnet notwendig, der eine Kraft von ca. 4 bis 6 p auf den Katheterkopf ausübt. Dieser Magnet muß dann im Eingriffsabstand einen Feldgradienten von 400 G/cm und eine Feldstärke von 1 bis 2 kG haben.

Eine andere Möglichkeit besteht darin, den magnetischen Katheterkopf mit einem trennbaren Latex-Ballon zu umgeben, den Katheter ebenfalls in das von einem Aneurysma behafteten Gefäß magnetisch zu führen, um dort mit einer Ferrosilikonlösung den Ballon aufzublasen und das Gefäß mit einer künstlichen arteriellen Embolie zu blockieren. Auch dieses Verfahren führt zu einer Austrocknung des Aneurysma. Beide Möglichkeiten wurden bereits erfolgreich in den USA an Tierversuchen erprobt.

Bei der Behandlung von Tumoren wird dieselbe Technik wie bei Aneurysmen angewandt. Durch Ausfüllen oder Verstopfen der Arterie zum Tumor wird dieser von einer weiteren Blutversorgung abgeschnitten und verödet. Einige Eingriffe dieser Art sind mit einem supraleitenden Magneten in Stanford, Californien erfolgreich durchgeführt worden [3].

3. Einsatz der magnetischen Katheterführung beim Plazieren von Herzschrittmacherelektroden

Mit Hilfe eines modifizierten Führungskatheters soll das Dirigieren und Plazieren von Herzschrittmacherelektroden ohne Risiko für den Patienten durchgeführt werden. Einige wesentliche Vorteile dieser Methode sind die sichere Führung der Elektrode im vorderen Herzbereich, und das Plazieren im rechten Ventrikel an einer Stelle, die eine optimale elektrische Reizung des Myocards gewährleistet. Außerdem werden damit wesentlich kürzere Operationszeiten erzielt, wobei die Belastung des Patienten, vor allem durch Röntgenstrahlen erheblich verringert wird.

In Zusammenarbeit mit dem Krankenhaus Bruchsal, dem Institut für Cytogenetic und dem Institut für Experimentelle Kernphysik wurde ein erstes System mit einem normalleitenden Magneten und geeigneten Sonden entwickelt, die in einem Tierversuch eingesetzt wurden.

3.1 Führungsmagnet

Für die erste Erprobung des Verfahrens wurde ein normalleitender wassergekühlter 6 kWatt-Solenoid-Magnet mit Eisenkern entwickelt und getestet. Bei Nennleistung ergaben sich für den Magneten folgende Parameter:

Bohrung	40 mm
Außendurchmesser	184 mm
Länge	250 mm
Stromstärke	300 A
Spannung	20 V
Feld an der Stirnseite	0,48 T

Verwendet wurde ein isolierter Kupferhohlleiter mit den Abmessungen $7,5 \times 7,5 \text{ mm}^2$ außen und $4,5 \times 4,5 \text{ mm}^2$ innen. Die Spule wurde zur besseren Kühlung in 2 Sektionen gewickelt. Bei normalem Leitungswasserdruck von ca. 6 at ergibt sich dann bei vorgenannten Betriebsdaten eine Temperaturerhöhung von $\Delta T = 25 \text{ K}$.

Der Magnet befindet sich in einem einseitig offenen Eisentopf, um starke Streufelder zu vermeiden, die eine Röntgenbeobachtung mit Bildwandlerkamera unmöglich machen würde.

Abb. V.4.1 zeigt den entlang der Achse gemessenen Feld- und Gradientenverlauf dieses Magneten. Zum Vergleich dazu sind die gerechneten Kurven eines optimierten Supraleitungssolenoiden eingezeichnet, der größere magnetische Eindringtiefen im Körper ermöglicht.

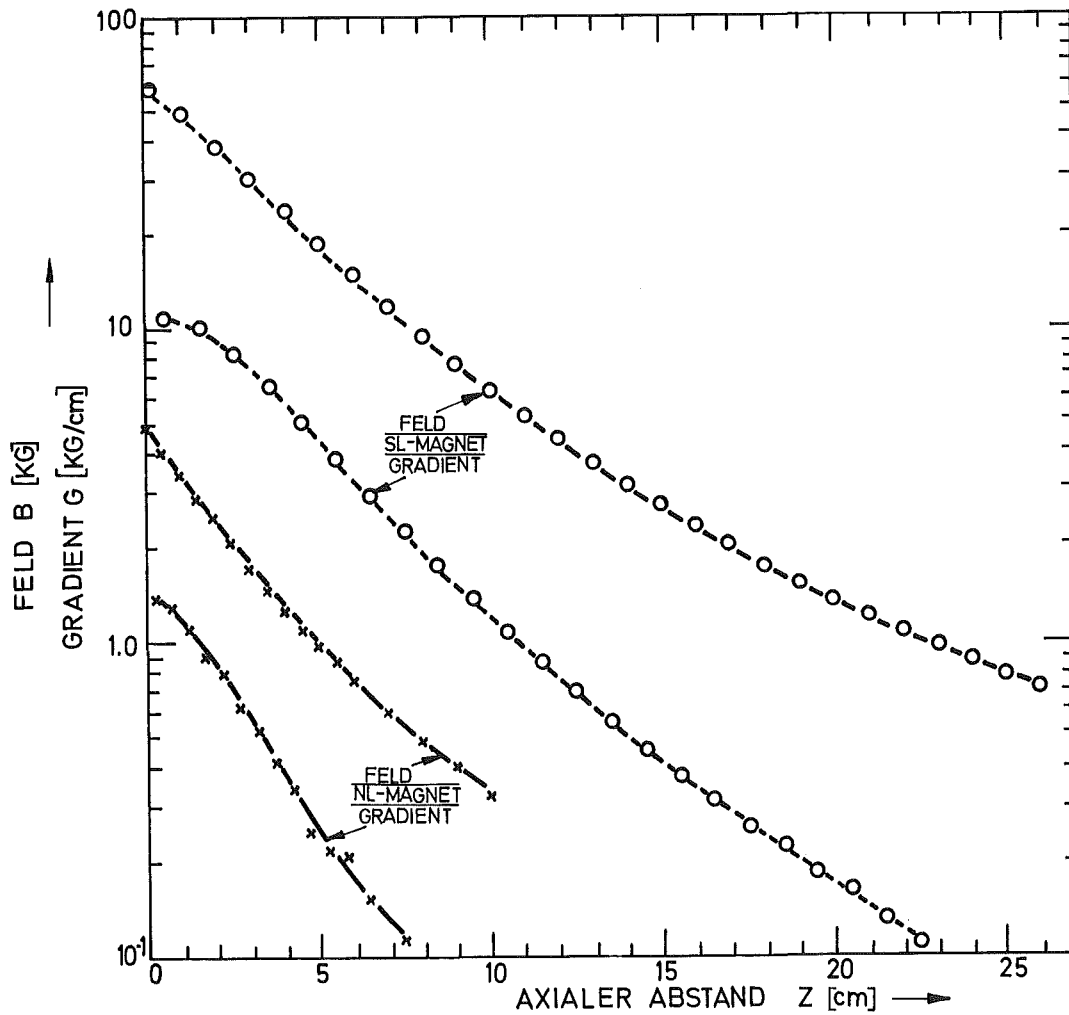


Abb. V.4.1: Magnetfeld und Feldgradient als Funktion des axialen Abstandes von der Stirnfläche des normalleitenden und eines optimierten supraleitenden Magneten.

3.2 Magnetische Katheterspitze

In Abb. V.4.2 ist die Anordnung von Elektrode und Führungskatheter mit magnetischer Hülse schematisch dargestellt. Daneben zum Vergleich das Bild der Sonde. Die magnetische Spitze des Katheters besteht aus Weicheisen HYPERM 0. Sie ist 10 mm lang, hat einen maximalen Außendurchmesser von 2,8 mm und eine Bohrung von 2,1 mm. Die auf diese Sonde wirkende Kraft wurde

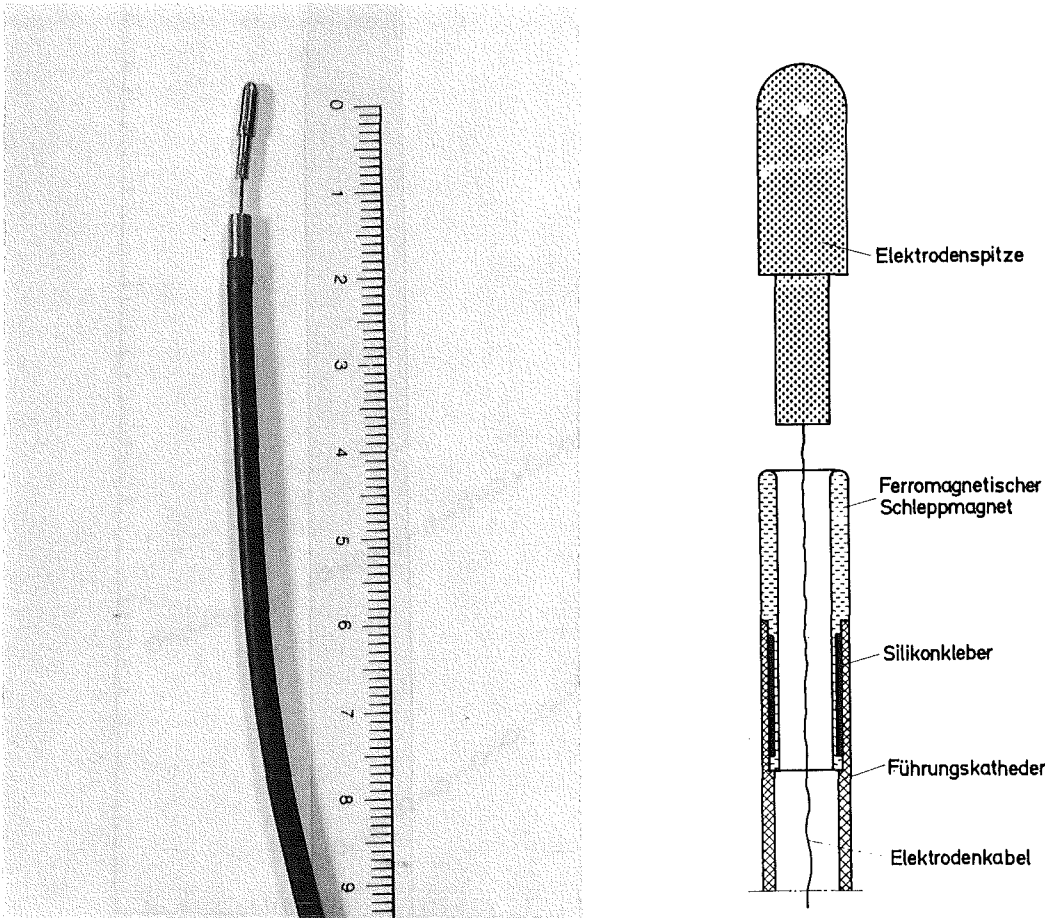


Abb. V.4.2: Bild einer Elektrode mit magnetischem Führungskatheterkopf (links) und Schnitt durch diese Anordnung.

gemessen in Abhängigkeit vom axialen Abstand zu der Stirnfläche des Magneten. Der funktionelle Zusammenhang ist aus Abb. V.4.3 ersichtlich.

3.3 Ablenkung von Herzschrittmacherelektroden durch Magnetfelder im Tierversuch

Der Nachweis von Lageveränderungen einer Schrittmacherelektrode bzw. des zum Plazieren benutzten modifizierten Führungskatheters wurde zunächst an einem Phantom-Modell, einem Glasrohr mit mehreren Abzweigungen, mit dem vorhandenen Magneten erfolgreich durchgeführt.

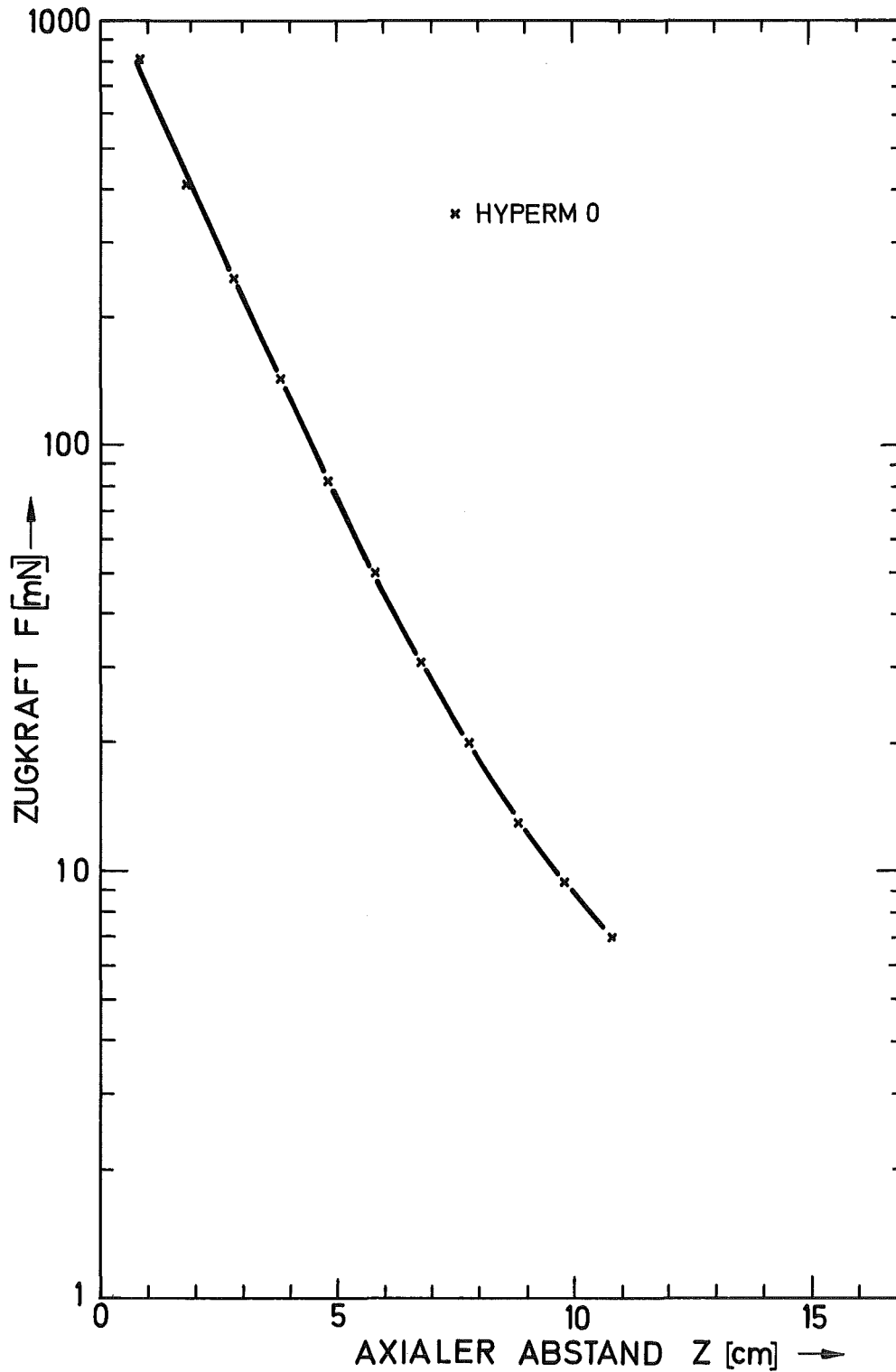


Abb. V.4.3: Kraftwirkung auf den in Abb. V.4.2 dargestellten Sondenkopf aus Weicheisen Hyperperm 0 als Funktion des axialen Abstandes von der Stirnfläche des normalleitenden Magneten.

Danach wurde die Manipulation eines Elektrodenmodells im Tierversuch erprobt. Die Anordnung des Experiments ist aus der Abb. V.4.4 zu entnehmen. Dabei ist über dem Tier der Magnet und daneben der provisorische Manipulator zu sehen, im Vordergrund links die Röntgenbildwandlerkamera, die zur Beobachtung der Lage der Magnetsonde eingesetzt werden mußte.

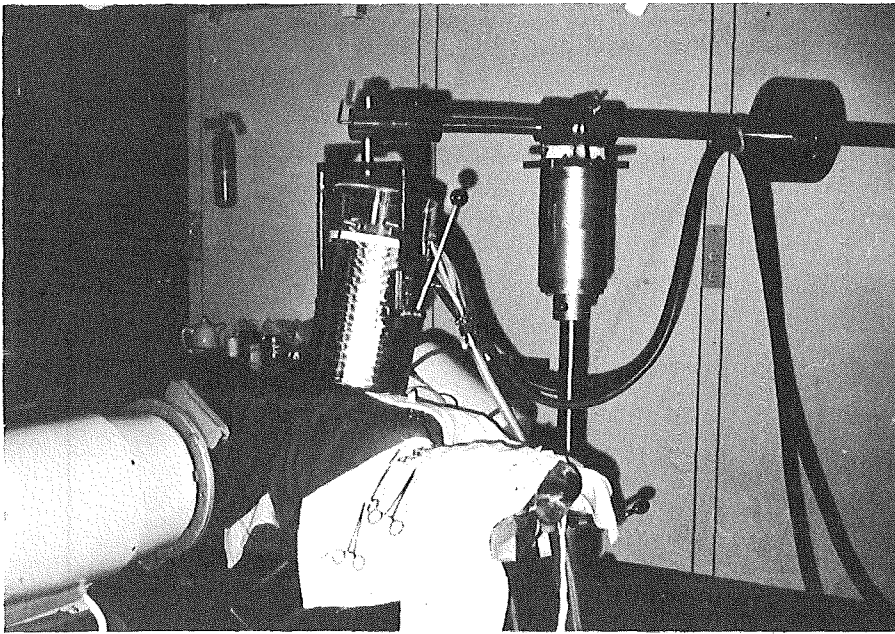


Abb. V.4.4: Aufbau des Tierexperiments

3.4 Beschreibung des Tierversuchs

Versuchstier: männlicher Hund, Gewicht 32 kg
 Narkose: Nembutal, endotracheale Intubation, zeitweilig mit Dauerbeatmung.
 Lage des Hundes: halbschräge Rückenlage, linke Thoraxseite ca. 20° überhöht.
 Zugang: Venaesectio transvenös über die Vena jugularis am Hals links.
 Elektrodenmodell: Flexibles Kabel mit zylindrischem magnetischen Weicheisenkörper
 Maße: 3 mm Durchmesser, 12 mm lang
 Röntgenprojektion: horizontal (siehe Abb. V.4.4)

Magnetachsenposition: vertikal (siehe Abb. V.4.4)

Mit der modifizierten Elektrode ließ sich reproduzierbar eine Ablenkung der Sonde demonstrieren. Die Röntgenaufnahmen zeigen in Abb. V.4.6 die Sonde ohne Einwirkung des Magnetfeldes im rechten Ventrikel, in Abb. V.4.7 die abgelenkte und verlagerte Sonde in einem Abstand Magnet - Sonde von ca. 4 cm bei einem Feld von ca. 1,0 kG. Die bei maximalem Feld des Magneten in der Anordnung Abb. V.4.4 herrschenden Streufeldeinflüsse von ca. 4 Gauss erzeugten eine Randzonenverdunkelung und Unschärfe des Bildes, die in Abb. V.4.5 dargestellt ist. Ort der Störung ist der Kamerateil des Bildwändlers, in dem sich die Elektronenoptik befindet, die empfindlich auf Magnetfelder reagiert.

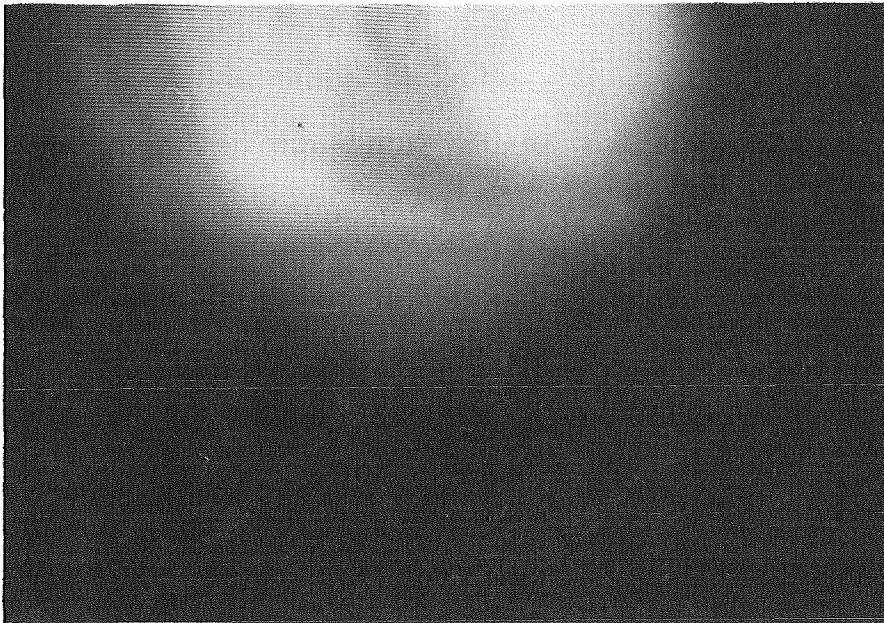


Abb. V.4.5: Röntgenaufnahme der abgelenkten Sonde bei maximalem Feld. Die Randzonenverdunkelung wird durch Streufeldeinflüsse von ca. 4 G am Eingang des Bildwändlers erzeugt.

Für ein weiteres Experiment werden einige Änderungen durchgeführt. Ein speziell für die magnetische Katheterführung entwickelter Manipulator wird dann eingesetzt, um die Handhabung des Magneten für eine genauere Positionierung der Sonde wesentlich zu erleichtern. Außerdem ist vorgesehen, den Magneten mit einer Positionieroptik auszurüsten. Um die Röntgenbeobachtung

störungsfrei durchführen zu können, wird der Bildwandlerteil des Röntengerätes zusätzlich magnetisch abgeschirmt.

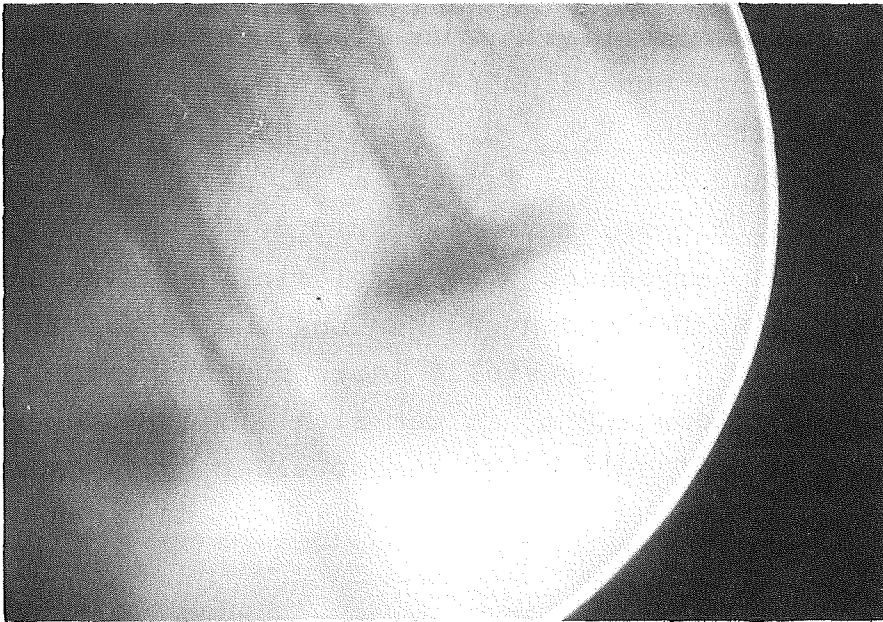


Abb. V.4.6.: Röntgenaufnahme der Sonde im rechten Ventrikel ohne Magnetfeld.

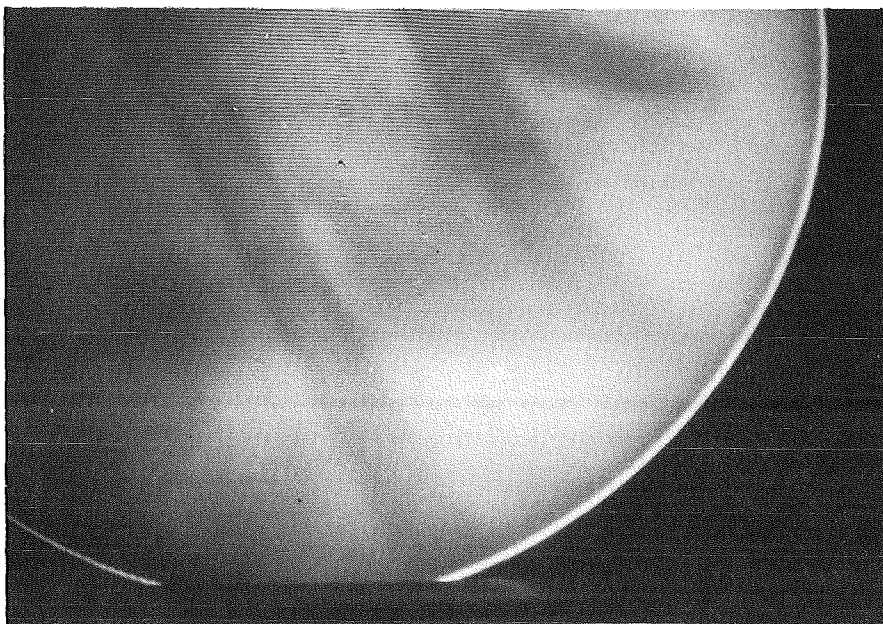


Abb. V.4.7: Röntgenaufnahme der abgelenkten und verlagerten Sonde bei einem Feld von ca. 1 kG.

4. Schlußbemerkungen

Aus den bisher gemachten Erfahrungen zeigt sich, daß beim Einsatz der magnetischen Katheterführungsmethode in der Humanmedizin größere magnetische Eindringtiefen im Körper erforderlich sind, um eine sichere Kraftwirkung auf die Sonde zu erzielen. Diese Überlegungen führten zu einem kräfteoptimierten Supraleitungsmagneten mit folgenden Parametern:

Bohrung:	52 mm
Außendurchmesser:	160 mm
Länge:	60 mm
Feld an der Stirnseite:	58 kG
Maximale Feldstärke B_{\max} an der Wicklung:	85 kG
Stromdichte j bei B_{\max} :	14,6 kA/cm ²

Zum Vergleich von Normalleitungsmagnet und Supraleitungsmagnet kann der Kraftfaktor $f = B \cdot \text{grad } H$ herangezogen werden, dessen Verlauf in Abb. V.4.8 für den jeweiligen Magnettyp dargestellt ist. Daraus ist ersichtlich, daß bei gleicher Sondengeometrie die Kraftwirkung eines Supraleitungsmagneten im axialen Abstand von 18 cm genau so groß ist, wie die im Tierversuch demonstrierte bei $z = 4$ cm. Durch diese wesentlich größeren Eindringtiefen kann die magnetische Katheterführung auf alle Areale des menschlichen Körpers ausgedehnt werden. Nach erfolgreicher Erprobung der Elektrodenplatzierung bei Herzschrittmachern kann dieses Verfahren z.B. bei der Behandlung von Aneurysmen und Tumoren angewandt werden.

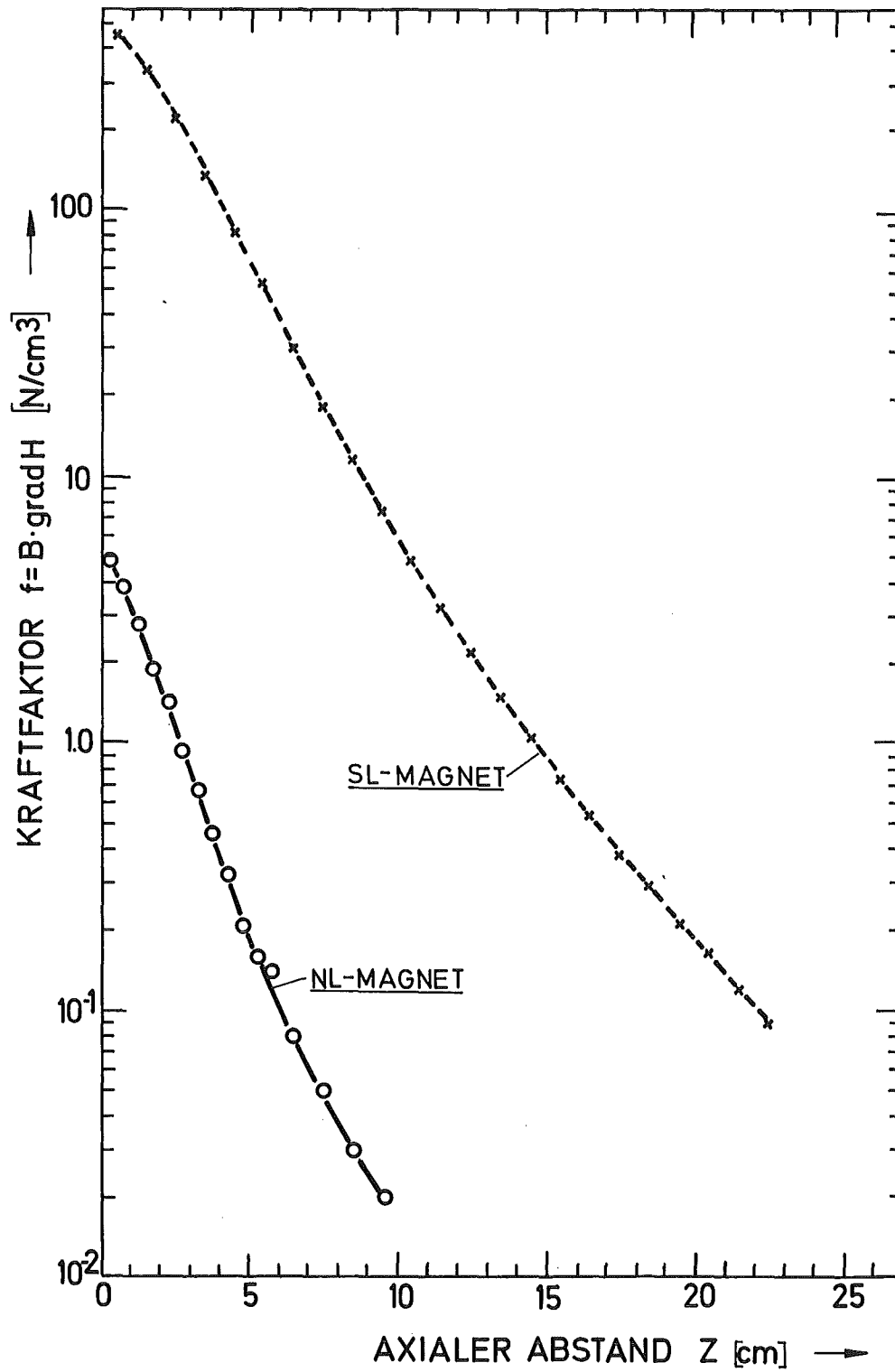


Abb. V.4.8: Kraftfaktor $f = B \cdot \text{grad} H$ als Funktion des axialen Abstandes von der Stirnfläche des normalleitenden und eines optimierten supraleitenden Magneten.

Literatur zu Kap. V.4

1. H.L. Cares et al., Laboratory Experience with a Magnetically Guided Intravaskular Catheder System, Journal of Neurosurgery 38, 145 - 154, 1973
2. S.J. Lorant, Magnetic Fields in Surgery, Proc. Fifth Int. Conf. on Magnet Technology, 393 - 397, 1975
3. CERN-Courier, Stanford Superconducting Surgery, 221 - 222, Vol. 13, 1973.

