



KfK 4074
Dezember 1986

Wechselfeldverlustverhalten von technischen Supraleitern

D. Tabarsi
Institut für Technische Physik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Technische Physik

KfK 4074

Wechselfeldverlustverhalten von technischen Supraleitern^{*)}

D. Tabarsi

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE GMBH, KARLSRUHE

^{*)} von der Fakultät für Elektrotechnik der Universität Karlsruhe
genehmigte Dissertation

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Wechselfeldverlustmessungen wurden zwischen 1.5 K und 1.8 K an technischen Supraleitersystemen (NbTi, Nb₃Sn) bis zu 3 T durchgeführt, die für den Bau supraleitender Magneten in der Fusionsmagnettechnologie (z.B. EURATOM-LCT-Spule) eingesetzt werden. Zur Durchführung der Verlustmessungen wurden zwei sich ergänzende Pulsmagnetanlagen aufgebaut sowie 3 unabhängige Verlustmeßmethoden eingesetzt. Diese Arbeit beinhaltet 6 Einflußbereiche der elektromagnetischen Verluste, und zwar Magnetfeld- und Frequenzabhängigkeit, geometrische Längeneffekte (Transposition), Winkelabhängigkeiten und Verlusteffekte bei Überlagerungen von Pulsfeldern sowie die Temperaturabhängigkeit der Wechselfeldverluste.

AC Field Loss Measurements of Technical Superconductors

Abstract

AC field loss measurements were performed between 1.5 K to 4.2 K on technical superconductor systems (NbTi, Nb₃Sn) up to max. 3 T, which are needed to build superconducting magnets used for the fusion magnet technology (e.g. EURATOM-LCT-Coil). To perform loss measurements two pulsed magnet facilities, mutually complemented were installed and 3 independent loss measurement methods were used. This work presents results in 6 influence regions of the electromagnetic losses, i.e. the field and frequency dependencies, geometrical length effects (transposition), angle dependency, loss effects for superimposed pulsed fields and the temperature dependency of the AC field losses.

<u>Inhaltsverzeichnis</u>	Seite
1. Einführung	1
2. Grundlegende Betrachtungen	5
2.1. Supraleiter	6
2.2. Verlustkomponenten in Supraleitern	13
2.2.1. Hysteresisverluste	14
2.2.2. Wirbelstromverluste	17
2.2.3. Kopplungsverluste	20
2.3 Maßnahmen zur Reduzierung von Wechselfeldverlusten	22
3. Apparaturen und Meßtechniken	24
3.1 Aufbau der Pulsmagnetanlagen	24
3.2 Konstruktion und Bau von Überlagerungspulsmagneten sowie Tests	29
3.3 Verlustmeßmethoden	33
3.3.1 Thermische Verlustmeßmethode	33
3.3.2. Kalorimetrische Methode	37
3.3.3. Magnetisierungsmessungen	39
3.3.4. Elektronische Leistungsmessung	42
3.4 Meßwerterfassung	44
3.5 Probenmaterial und Präparation	46
4. Verlustmessungen	52
4.1 Magnetfeld- und Frequenzabhängigkeit der Wechselfeldverluste	53
4.2 Einfluß der Transposition bei Supraleiterkabelsystemen	60
4.3 Winkelabhängigkeiten	65
4.4 Untersuchung der Wechselfeldverluste bei Überlagerungsfeldern	68

	Seite
5. Diskussion der Ergebnisse	74
5.1 Hysteresis- und Wirbelstromverlustkomponenten	74
5.2 Effekt der Transposition im Vergleich mit theoretischen Aussagen	78
5.3 Abhängigkeit der Verlustleistung vom Drehwinkel	81
5.4 Einfluß der Abschirmströme bei Überlagerungsfeldern	83
6. Zusammenfassende Schlußbemerkungen	86
<u>Anhang</u>	90
Anhang I: Kryo- und elektrotechnische Details zur Pulsmagnetanlage	90
Anhang II: Ergänzende temperaturabhängige Verlustmessungen	92
Anhang III: Fehlerabschätzungen und Materialdaten	95
Nomenklaturverzeichnis	100
Literaturverzeichnis	104

1. Einführung

Die Anwendung der Supraleitungstechnologie konzentriert sich immer mehr auf Magnetentwicklungen für Großprojekte wie Fusionsreaktoren, Teilchenbeschleuniger sowie Kryogeneratoren. So müssen z.B. die Magnetfelder von geplanten Fusionsreaktoren¹⁾ mit magnetischem Einschluß aus Ökonomiegründen durch supraleitende Magnete erzeugt werden. Bei der Entwicklung solcher Fusionsmagnete stehen unabhängig von Typ und Geometrie zwei Problemkreise im Vordergrund:

- (1) Die Entwicklung von geeigneten Supraleitermaterialien bezüglich elektrischer und mechanischer Stabilität bei vorgegebenen Feldbelastungen sowie
- (2) die Auswahl von optimalen Kühlverfahren mit einer Heliumbad-Kühlung (He I bei 4.2 K) bzw. mit superfluidem Helium (He II bei 1.8 K).

Die in der Europäischen Gemeinschaft koordinierten Arbeiten zur Kernfusion^{2,3)} konzentrieren sich weitgehend auf toroidale Einschlußkonfigurationen, wie sie z.B. im Tokamak-Magnetsystem gegeben sind. Hierzu wurde im internationalen Rahmen eines großen LCT-Spulenprojektes⁴⁾ (LCT = Large Coil Task) unter Beteiligung von 4 Ländern (USA mit 3 Spulen; Japan, Schweiz und BRD als Vertreter von EURATOM je 1 Spule) die Aufgabe übernommen, gemeinsam mit der Industrie supraleitende D-förmige Einzelspulen zu entwickeln. Bei diesem in Oak Ridge, USA, für 1986 geplanten Großexperiment handelt es sich um einen kompakten Torus, bestehend aus 6 Einzelspulen mit jeweils 3.5 m x 2.5 m Innenbohrung und einem Maximalfeld von 8 T. Abb. 1 zeigt die Ansicht der in der KfK erfolgreich getesteten EURATOM-LCT Einzelspule⁵⁾.

Das Projektziel dieses internationalen Testversuchs ist es zu zeigen, daß die mit unterschiedlichen Supraleiterkonzepten sowie verschiedenen Kühlmechanismen ausgestatteten reaktorrelevanten Torusspulen betriebssicher und möglichst verlustarm betrieben werden können.

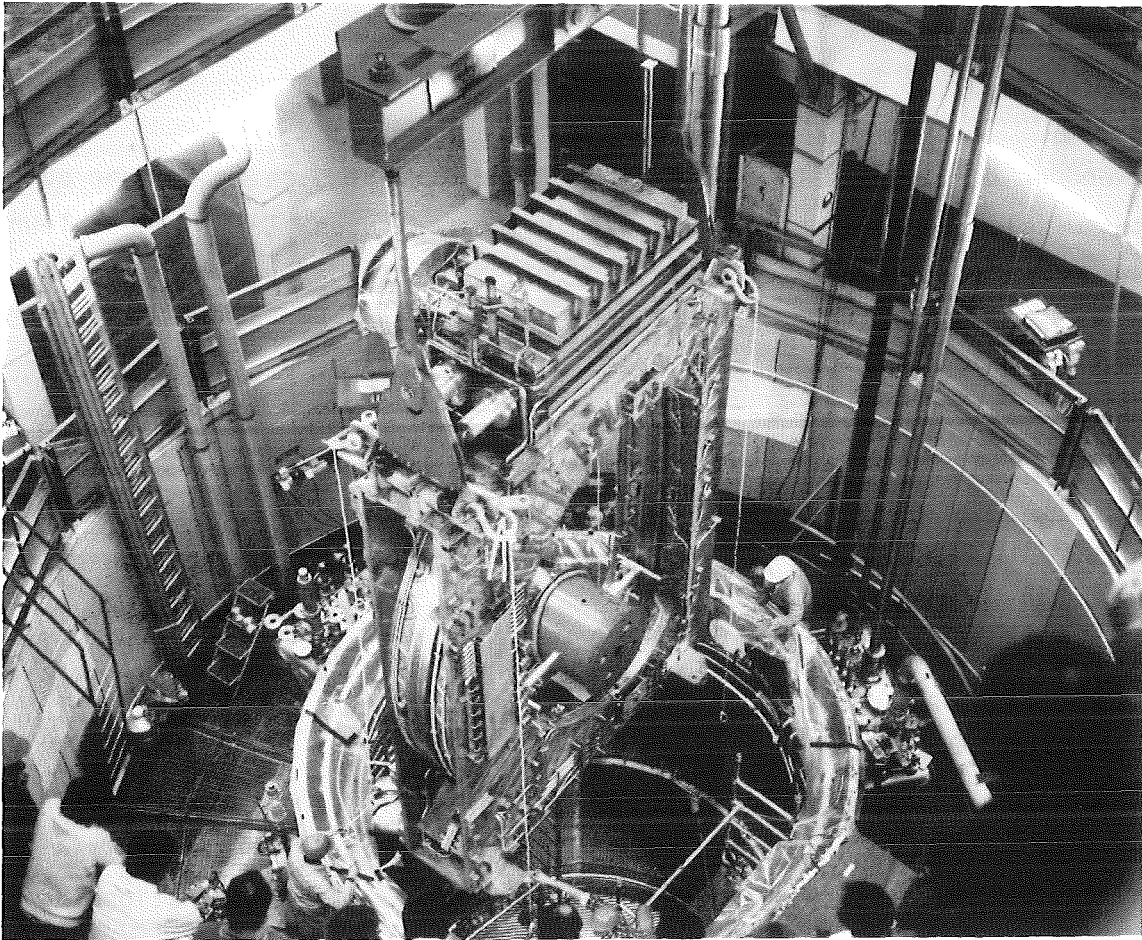


Abb. 1: Ansicht der EURATOM-LCT-Spule mit Testeinrichtung im Kernforschungszentrum Karlsruhe

Der Aufbau eines Supraleiters zum Bau von Magnetspulen basiert auf Überlegungen bezüglich der elektrischen Stabilität, den elektromagnetischen Verlusten sowie der mechanischen Festigkeit beim Auftreten großer Magnetkräfte. Zur technischen Einsatzreife gelangten vor allem der Legierungs-Supraleiter NbTi und die intermetallischen A15-Verbindungen vom Typ A_3B , wie z.B. Nb₃Sn⁶⁾. Der Einsatz von diesen technischen Supraleitern in Testmagneten zeigte jedoch, daß die theoretisch erwarteten Eigenschaften (Verlustverhalten, Stromtragfähigkeit, u.a.) in vielen Fällen nicht verwirklicht werden konnten.

Ursachen hierfür sind einerseits, daß bei den theoretischen Modellen für Verluste und Stabilität von idealisierten Annahmen ausgegangen wird und andererseits noch nicht alle physikalischen Zusammenhänge bezüglich des Einflusses metallurgischer Prozesse bei der Herstellung der Supraleiter verstanden sind.

Die Legierungen von Niob mit 40 bis 50 Gew. % Titan, eingebettet in einer Kupfer-Stabilisierungsmatrix, haben gute Supraleitungseigenschaften und sind in ihren metallurgischen Herstellungsschritten (Kaltverformungen durch Ziehprozesse, Ausscheidungsglühungen bis 600°C) gut verarbeitbar sowie geeignet zur Herstellung von äußerst dünnen NbTi-Filamenten (Filamentdurchmesser bis zu $0.5\text{ }\mu\text{m}$). Die hohe Stromtragfähigkeit von etwa $3 \times 10^9\text{ A/m}^2$ bei einem von außen angelegten Magnetfeld von 8 Tesla bei 4.2 K wird dabei durch die Mikrostruktur (Zellwandpinning, Ausscheidungspinning) erreicht, die im Herstellungsprozess eingebracht wird. Die in dieser NbTi-Leitertechnologie verwendeten Leitertypen benötigen zur Eigenstabilisierung Filamentdurchmesser mit $d \approx 50\text{ }\mu\text{m}$. Kleine Filamentdurchmesser sind insbesondere bei Supraleitern anzustreben, die elektromagnetischen Wechselfeldbelastungen ausgesetzt sind, da die Hysteresisverluste im Supraleiter dem Filamentdurchmesser proportional sind. Um die Wirbelstromverluste sowohl in der Cu-Matrix (Matrixverluste) als auch zwischen den einzelnen Filamenten (Kopplungsverluste) minimal zu halten, werden Filamente verdreht (Twist) sowie Leiter verseilt (Transposition). Außerdem kann die Cu-Matrix zusätzlich mit hochresistiven Bereichen, z.B. mit Cu-Ni-Legierungen, durchsetzt werden, wobei deren Anteil und Anordnung so zu wählen sind, daß die Stabilisierung des Supraleiters möglichst wenig beeinträchtigt wird.

Zum Transport von höheren Strömen werden Kabel oder Geflechte aus Einzelleitern hergestellt, die insbesondere für Wechselstromanwendungen teilweise oder voll transponiert sind. Kompakte Leiter mit Packungsfaktoren um ca. 70 % bei voller Transposition können z.Zt. in der Industrie durch Roebelstabanordnungen^{*)} gefertigt werden. Derartige Hochstromleiterkonfigurationen mit Stromtragfähigkeiten $> 12\text{ kA}$ bei 8 Tesla und 4.2 K werden sowohl als Leitermaterial für supraleitende Turboläufer als auch für Plasmaeinschlußspulen bei Tokamak-Reaktoren angestrebt.

^{*)} Unter Verroebelung versteht man das Verseilen von Leitern mit rechteckigem Querschnitt bei gleichbleibender Position der Leiterseiten, d.h. obere Seite des Leiters bleibt oben, usw.

Zur Erreichung von höheren Magnetfeldern, wie sie beispielsweise für den Plasmaeinschluß bei größeren Fusionsreaktoren notwendig werden, können z.Zt. nur Al₃-Supraleiter, wie Nb₃Sn oder V₃Ga, eingesetzt werden. Diese Supraleiter werden üblicherweise nach einem Bronzeverfahren mittels Diffusionsglühung (650⁰ - 750⁰ C) hergestellt. Die dabei erzeugten Al₃-Schichten neigen jedoch zu erhöhter Sprödigkeit, was bei mechanischer Beanspruchung zu Rissen in der Reaktionsschicht und damit zu Reduzierungen in der Stromtragfähigkeit führt.

Die für den Magnetbau konzipierten Supraleitersysteme (z.B. EURATOM-LCT-Leiter, TORE SUPRA-Leiter) werden zum Studium der Störanfälligkeit unter Betriebsbedingungen untersucht, wobei neben kritischen Strommessungen das Wechselfeldverlustverhalten⁷⁻¹¹⁾ eine wichtige Größe zur Optimierung verlustarmer Leiterkonfigurationen darstellt. Zu diesem Zwecke wurde eine vielseitige Pulsmagnetanlage (PMA) zur Simulation von Arbeitsbedingungen für supraleitende Pulsfeldspulen im Kernforschungszentrum Karlsruhe aufgebaut, wobei schwerpunktmäßig die folgenden Untersuchungen des Wechselfeldverlustverhaltens bei

- Leiterstrukturänderungen (Transpositions-, Kopplungseinflüsse u.a.),
- Feldorientierungen (parallele und senkrechte Felder bezüglich Leiterachse sowie azimutale Winkelabhängigkeiten),
- Pulsfeldüberlagerungen mit unterschiedlichen Amplituden und Frequenzen,
- Temperaturvariationen zwischen 4.2 K und 1.5 K¹²⁾ (He I-, He II-Kühlung) sowie bei
- 50 Hz-Wechselstrombelastungen¹³⁾

im Rahmen einzelner Experimentierabschnitte durchgeführt wurden.

Die Hauptziele dieser Arbeit konzentrierten sich dabei auf die folgenden 4 Problemkreise, die zur Beurteilung des Verlustverhaltens von supraleitenden Leitersystemen charakteristisch sind:

- (1) Magnetfeld- und Frequenzverhalten von Verlustkomponenten,
- (2) Einfluß der Transposition bei Supraleiterkabelsystemen,
- (3) Winkelabhängigkeiten und
- (4) Untersuchung der Wechselfeldverluste bei Überlagerungsfeldern.

Zur Durchführung dieser Verlustmessungen wurden insgesamt 3 unabhängige Verlustmeßmethoden mit eingesetzt und ihre Eigenschaften diskutiert.

Diese Arbeit ist in ihrer Darstellung so angelegt, daß zunächst in einem Überblick auf die grundlegenden Eigenschaften von Supraleitern sowie auf die Berechnungsgrundlagen ihrer Wechselfeldverluste eingegangen wird (Abschnitt 2). Im 3. Abschnitt wird der experimentelle Aufbau der Pulsmagnetanlage zur Durchführung von Verlustmessungen sowie das eingesetzte Probenmaterial beschrieben. Die beiden folgenden Abschnitte (Abschnitt 4 und 5) befassen sich mit den Messungen sowie mit der Diskussion der Verlustergebnisse. Abschließend werden die wichtigsten Ergebnisse zusammengefaßt (Abschnitt 6). In den sich anschließenden Anhängen I und II sind einige konstruktive und meßtechnische Details zu den Verlustexperimenten sowie einige Ergebnisse zu den temperaturabhängigen Verlustmessungen wiedergegeben, während im Anhang III die auftretenden Fehlerquellen und einige Materialdaten zusammengestellt und diskutiert werden.

2. Grundlegende Betrachtungen

Bei Beanspruchung eines Supraleiterkomposits mit zeitlich veränderlichen Magnetfeldern werden elektromagnetische Verluste erzeugt, die teils im Supraleiter selbst, teils im stabilisierenden Normalmetall (Cu- oder Al-Matrix) sowie im metallischen Strukturmaterial (spezielle Stahllegierungen) entstehen. Die im Prinzip unvermeidbaren Verluste bestehen aus 2 Hauptanteilen, den Hysteresis- (W_{hy}) und Wirbelstromverlusten (W_{el}):

$$W_{total} = W_{hy} + W_{el} \quad (2.1)$$

Während die Wirbelstromverluste vorwiegend in der Matrix erzeugt werden, entstehen die Hysteresisverluste im Supraleiter selbst und sind von seiner Art und Geometrie abhängig. Die zum technischen Einsatz verwendeten sog. "harten" Supraleiter können quantitativ durch die BCS-Theorie in Verbindung mit der GLAG-Theorie beschrieben werden¹⁴⁾. Es ist jedoch anzumerken, daß der für die Hysteresisverluste verantwortliche Mechanismus der Energiedissipation im Supraleiter noch nicht genau geklärt ist.

Die theoretischen Berechnungsgrundlagen für Wechselstromverluste in Supraleitern^{15,16,17)} beziehen sich z.Zt. vorwiegend auf einfache, überschaubare Geometrien, wie sie bei ebenen Platten, Drähten mit kreisförmigem Querschnitt u.a. gegeben sind und stehen mit den experimentellen Ergebnissen qualitativ im Einklang. Die verwendeten Formeln und die daraus berechneten Verluste können

jedoch für komplexe Supraleitersysteme nur ungefähre Werte ($\geq \pm 50 \%$) angeben.

Die wesentlichen Schwierigkeiten bei der Verlustberechnung liegen dabei

- (1) in der komplizierten Mittelung von Feldwerten, spezifischen Widerständen und kritischen Stromdichten über das jeweilige Leitervolumen,
- (2) in der Reduzierung der komplexen Leitergeometrie auf einfach zu berechnende Geometrien sowie
- (3) in der getrennten Betrachtung der Elemente wie Filament, Matrix, Einzelleiter, Kabelsystem, Lötstellen, Stahlarmierungen u.a.

Dieser Sachverhalt macht eine genaue experimentelle Erfassung der Verlustwerte mit ihren Komponenten notwendig.

2.1 Supraleiter

Der supraleitende Zustand eines Metalls bzw. einer Legierung ist durch zwei grundsätzliche Eigenschaften charakterisiert:

- (1) Durch das Verschwinden des elektrischen Widerstandes

$R_{Wi} \rightarrow 0$ (s. Abb. 2) und

- (2) durch die Feldverdrängung aus dem Inneren eines Supraleiters

(Meissner-Ochsenfeld-Effekt; s. Abb. 3).

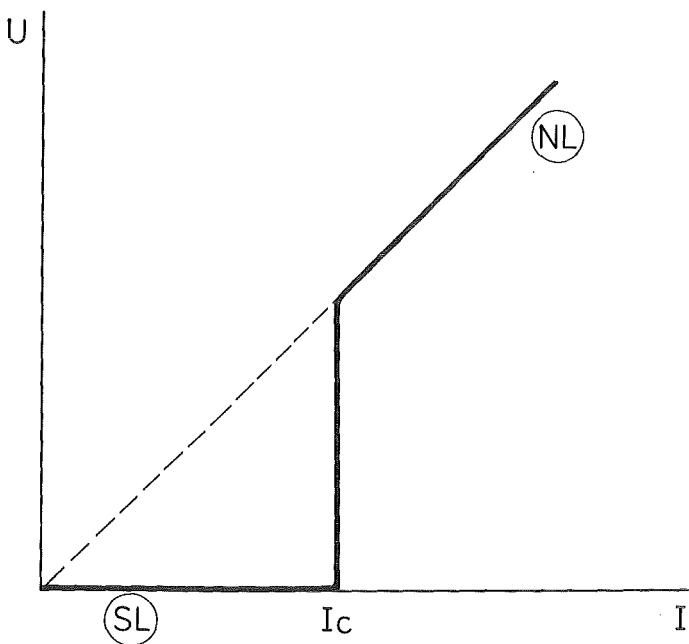


Abb. 2: Modellmäßige U-I-Charakteristik eines Supraleiters bzw. Normalleiters

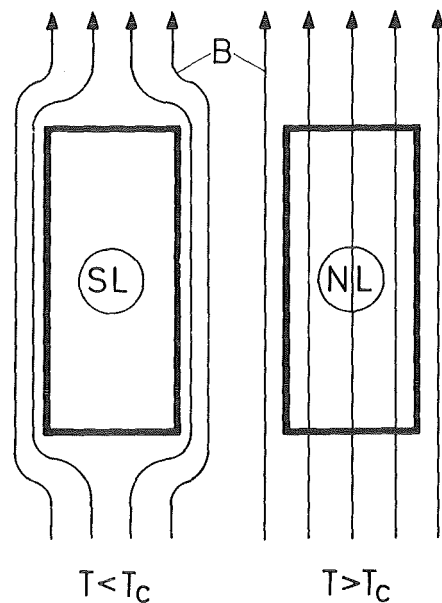


Abb. 3: Magnetfeldverhalten eines Supraleiters bzw. Normalleiters (Meissner-Ochsenfeld-Effekt)

Diese beiden Eigenschaften definieren zwei kritische Größen, den kritischen Strom $I_c(B, T)$ und die kritische Temperatur $T_c(B, j_T)$, die jeweils den Übergang vom normalleitenden in den supraleitenden Zustand beschreiben. Diese Größen hängen dabei vom Magnetfeld B , der Temperatur T sowie von der Transportstromdichte j_T ab.

Die zur vollständigen Beschreibung des supraleitenden Zustandes notwendige dritte Größe B_c erhält man aus der Betrachtung der Magnetisierungskurve eines Supraleiters, wobei die Magnetisierung M aus folgender Beziehung

$$B - B_{\text{eff}} = N_E \cdot \mu_0 M \quad (2.2)$$

(B_{eff} = Maximalwert des Magnetfeldes in der Probe;

(N_E = Entmagnetisierungsfaktor)

als Funktion eines Außenfeldes B aufgetragen ist (s. Abb. 4).

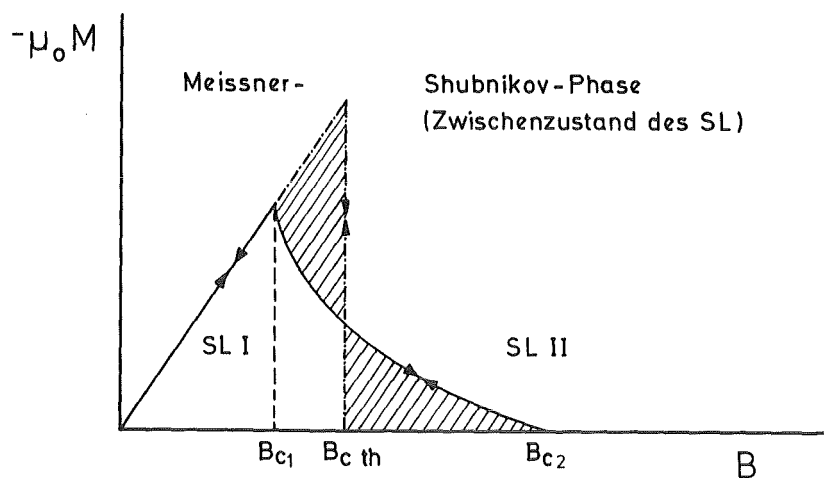


Abb. 4: Schematische Darstellung der Meissner- bzw. Shubnikov-Phase eines Supraleiters anhand von Magnetisierungskurven

Die Magnetisierung steigt zunächst proportional mit B bis zu einem kritischen Feldwert B_{cth} (thermodynamisches kritisches Feld). Dieser Teil der Magnetisierungskurve wird als Meissner-Phase bezeichnet und klassifiziert den Supraleitertyp I. Art (z.B. Pb, Sn). Bei diesen Supraleitern geht bei B_{cth} die

Supraleitung in die Normalleitung über. In der Meissner-Phase werden Abschirmströme an der Oberfläche der supraleitenden Probe (z.B. langer Stab) induziert, die das Außenfeld im Innern des Leiters vollständig (bis auf eine "dünne" Oberflächenschicht) kompensieren und der Probe damit ein magnetisches Moment \vec{m} mit

$$\vec{m} = \vec{M} \cdot V \quad (2.3)$$

geben (V = Probenvolumen). Die Fläche unter der Magnetisierungskurve, multipliziert mit dem Probenvolumen V , kann dabei durch den Unterschied der thermodynamischen Potentiale $G_n(T,p,B)$ bzw. $G_s(T,p,B)$ für normalleitende bzw. supraleitende Phasen wie folgt bei reversiblen Durchlaufen der Kurve wiedergegeben werden:

$$G_n - G_s = -V \int_0^{B_{cth}} M dB, \quad (2.4)$$

wobei man mit $M = \kappa \cdot B / \mu_0$ und der Suszeptibilität $\kappa = -1$ (diamagnetischer Zustand des Supraleiters) den folgenden Verlustenergiewert

$$G_n - G_s = \frac{1}{2 \mu_0} \cdot V \cdot B_{cth}^2 \quad (2.5)$$

erhält.

Bei den sog. Supraleitern II. Art (z.B. Nb, V) zeigt sich zunächst ein ähnlicher Verlauf der Magnetisierungskurve bis B_{c1} , wobei dann jedoch bei weiterer Steigerung des äußeren Magnetfeldes die Magnetisierung abnimmt bis zu einer oberen kritischen Feldgröße B_{c2} (s. Abb. 4). Grund hierfür ist das teilweise Eindringen des magnetischen Flusses in den Supraleiter. Dieser Zustand wird als Mischzustand bzw. Shubnikov-Phase bezeichnet. Oberhalb von B_{c2} wird der Supraleiter homogen vom Magnetfeld durchdrungen und ist normalleitend. Abb. 5 zeigt schematisch die Modellstruktur der Shubnikov-Phase. Der Supraleiter wird von magnetischen Flußschläuchen durchsetzt, die jeweils ein Flußquant, bestehend aus einem System von Ringströmen, enthalten. Dabei ordnen sich die Flußschläuche jeweils in einem Gitter zu einem stabilen Zustand an (minimale Enthalpie)¹⁴⁾.

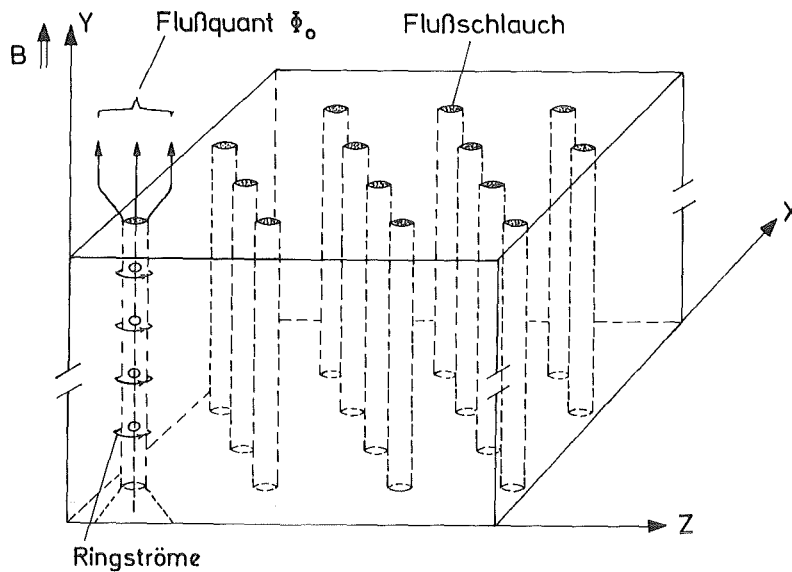


Abb. 5: Schematische Darstellung des quantisierten Magnetflusses in einem Supraleiter
(Flußquant $\Phi_0 = 2 \times 10^{-7} \text{ Gcm}^2$)

Obwohl die Stromdichte in den mikroskopischen Ringströmen sehr hoch ist (etwa 10^{11} A/m^2), können diese Supraleiter II. Art noch keinen Transportstrom I_T tragen, da die Flußschläuche sich in dem Supraleiter unter Einwirkung der Lorentzkraft K_L

$$K_L = I_T \cdot B \cdot l \quad [N] \quad (2.6)$$

innerhalb des Leitervolumens mit der Länge l frei bewegen können. Dieser Sachverhalt wird auch durch das reversible Durchlaufen der Magnetisierungskurve bei Änderung des äußeren Magnetfeldes wiedergegeben.

Supraleiter, bei denen die Flußschläuche im Mischzustand besonders stark an energetisch bevorzugten Stellen im Supraleitermaterial gebunden sind, zeigen einen völlig anderen Verlauf der Magnetisierungskurve (s. Abb. 6). Charakteristische Merkmale sind das Vorhandensein wesentlich höherer Magnetisierungen, der irreversible Verlauf der Kurven sowie der "eingefrorene" magnetische Fluß beim Zurückfahren des Außenfeldes von B_{c2} nach Null. Diese Supraleiter nennt man Supraleiter III. Art, auch "harte" Supraleiter.

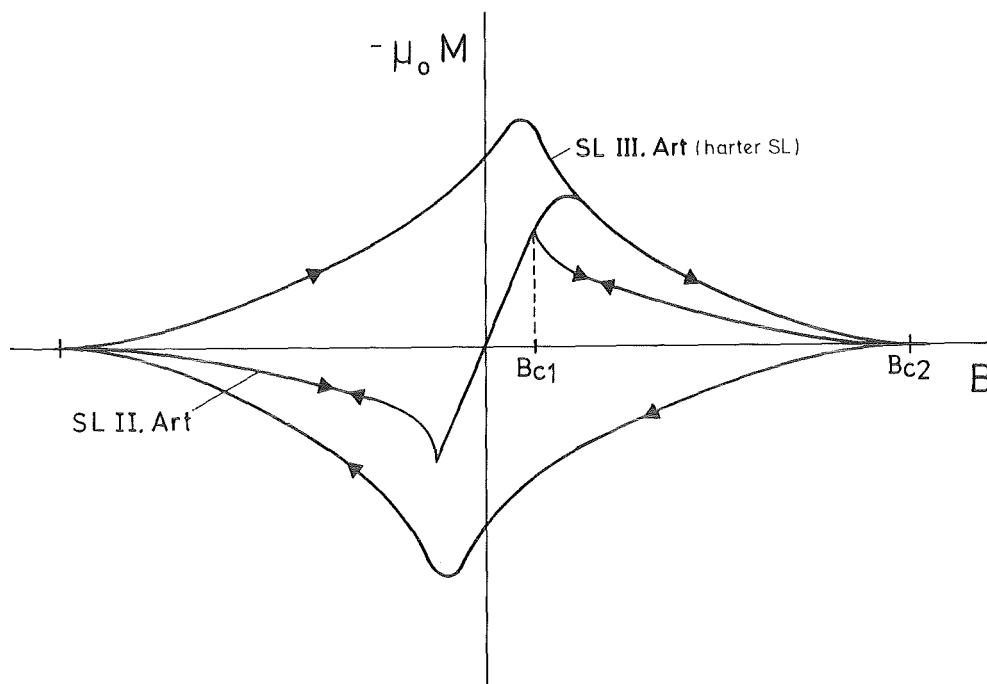


Abb. 6: Reversible bzw. irreversible Magnetisierungskurven für Supraleiter II. bzw. III. Art (harte Supraleiter)

Die Gestalt der Magnetisierungskurve sowie die Größe des "eingefrorenen" paramagnetischen Flusses hängt insbesondere von der Wechselwirkung der sich bewegenden Flußschläuche im Leitermaterial mit seinem Metallgitter ab. Besonders wirksame Pinningzentren (oder Haftzentren) für Flußschläuche sind gewisse Störstellen im Kristallgitter wie normalleitende Ausscheidungen, Gitterfehlstellen, Versetzungen, Korngrenzen, u.a.. In Abb. 7 wird das Festhalten (Pinning) von Flußschläuchen an solchen Pinningzentren schematisch dargestellt.

Die dabei wirkende Pinningkraft ergibt sich zu

$$K_p = j_c \cdot B \cdot V, \quad [N] \quad (2.7)$$

wobei j_c die kritische Stromdichte und V das Probenvolumen ist. Wenn die durch einen Transportstrom bzw. durch Abschirmströme hervorgerufene Lorentzkraft K_L größer als die Pinningkraft K_p wird, können sich einzelne Flußschläuche oder ganze Flußbündel von den Pinningzentren losreißen und unter dem Einfluß der Lorentzkraft sprunghaft durch das Material wandern. Diese Bewegung der Fluß-

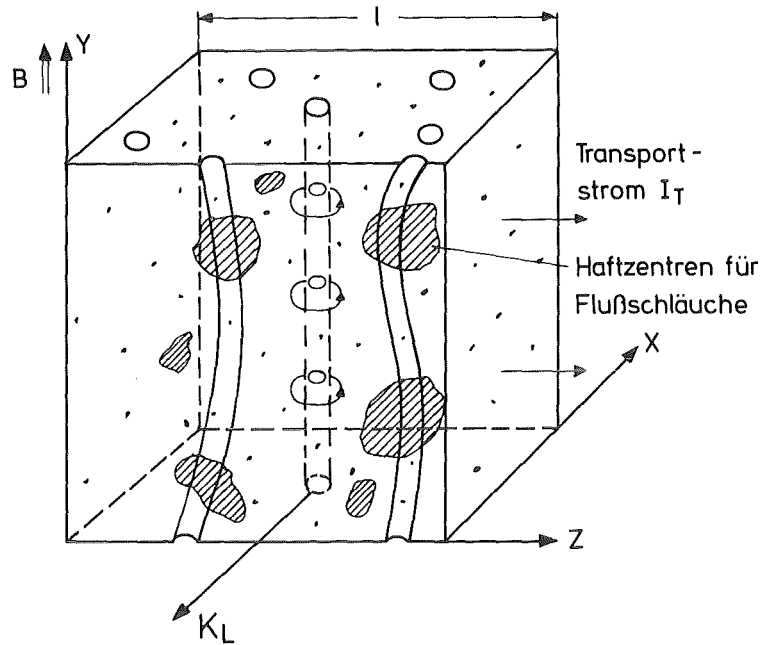


Abb. 7: Schematische Anordnung der magnetischen Flußschläuche in einem Supraleiter III. Art mit Haftzentren. Eingezeichnete Punkte sind atomare Störungen, die keine Haftwirkungen haben.

schläuche führt zu einer Energiedissipation. Man nimmt dabei an, daß der durch äußere Felder gestörte Gleichgewichtszustand der inneren Energie des Supraleiters sich mittels Relaxationsprozessen über eine Reihe von Zwischenzuständen wieder zurückbildet. Zum Aufbau dieser Zwischenzustände (veranschaulicht dargestellt als hin- und herschwingende Flußschläuche in unterschiedlichen Potentialtöpfen) wird Energie verbraucht, was sich im irreversiblen Verlauf der Magnetisierungskurve ausdrückt. Die Fläche der erhaltenen Hysteresiskurven $M = M(B)$ ist dabei proportional der freiwerdenden und in Wärme umgesetzten Verlustenergie pro Zyklus:

$$E \sim F_{hy} \sim V \cdot \oint M(B) dB. \quad (2.8)$$

Für Supraleiter II. bzw. III. Art erhält man damit gemäß Abb. 6 die folgenden Zusammenhänge:

- (1) E (SL II. Art) $\cong 0$
- (2) E (SL III. Art) > 0 . (2.9)

Neben den rund 40 Elementen, die eine supraleitende Phase haben, gibt es etwa über 1000 supraleitende Legierungen und Verbindungen. Für die praktischen technischen Anwendungen¹⁸⁾ eignen sich jedoch z.Zt. nur einige wenige Supraleiter, die nach folgenden Hauptkriterien ausgewählt werden:

- Hohe kritische Stromtragfähigkeit I_c bei relativ hohen Feldern,
- hohe Übergangstemperatur T_c ,
- gute metallurgische Herstellbarkeit und Verarbeitungstechnik sowie günstige Kosten der Ausgangsmaterialien.

Einige dieser technisch einsetzbaren Supraleiter sind in Tab. 1 zusammengestellt.

Tabelle 1: Supraleiter für praktische Anwendungen in der Magnettechnologie

SL		T_c (B=0, j=0) [K]	B_{c1} (4.2K, j=0) [T]	B_{c2} (4.2K, j=0) [T]	j_c (5T, 4.2K) [A/m ²]
1	NbTi	9 - 10	0.1	9 - 12	3×10^9
	NbZr	9 - 11	0.1	7 - 9	2×10^9
2	Nb ₃ Sn	17 - 19	0,2	22 - 23	2.5×10^{10}
	Nb ₃ Al	18 - 19	0.2	28 - 30	$\approx 10^{10}$ (in Entwicklung)
	V ₃ Ga	14 - 15	0.2	20 - 22	1.2×10^{10}

Anm.: 1 = Legierungs- bzw. 2 = Verbindungssupraleiter

Charakterisiert werden diese Supraleiter durch 3 kritische Größen, die kritische Stromdichte j_c , die Übergangstemperatur T_c sowie die kritischen Felder B_{c1} und B_{c2} . Abb. 8 zeigt in räumlicher Darstellung den Zusammenhang zwischen maximaler Stromdichte j , Feld B und Temperatur T für einen NbTi-Supraleiter. Die dargestellte Raumfläche trennt den supraleitenden vom normalleitenden Zustand, unterhalb der Fläche ist das Material supraleitend, oberhalb normalleitend.

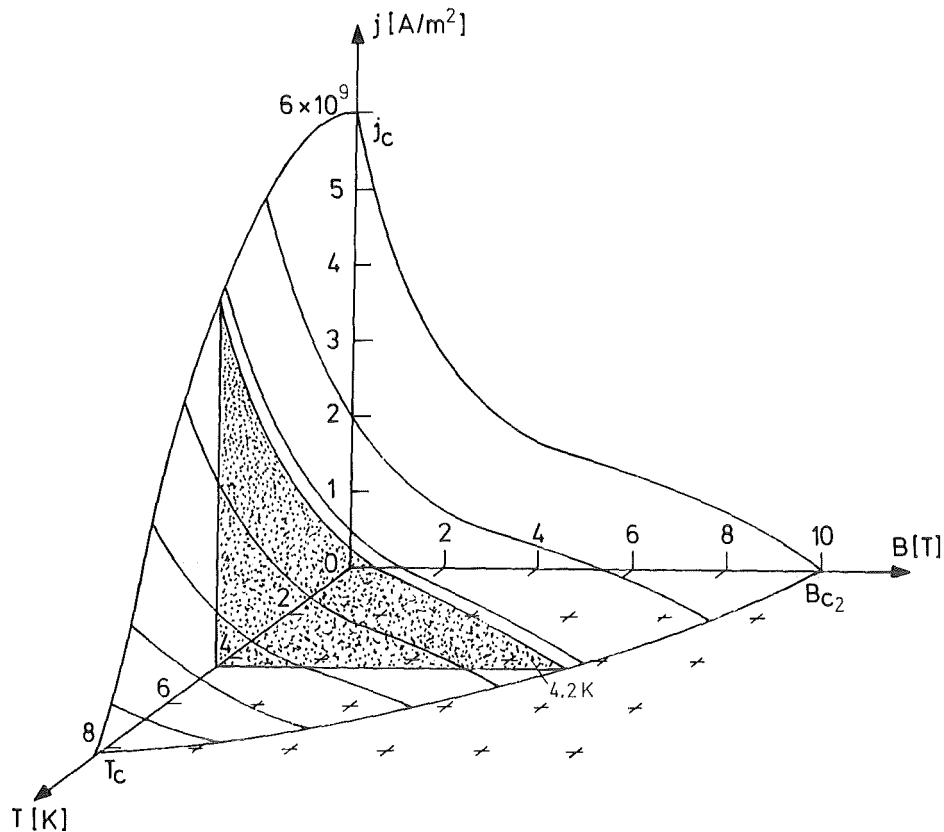


Abb. 8: Dreidimensionale Darstellung der kritischen Größen j_c , T_c und B_{c2} eines NbTi-Supraleiters (Schraffierter Bereich zeigt j_c und B_{c2} bei $T = 4.2$ K)

2.2 Verlustkomponenten in Supraleitern

Durch zeitlich veränderliche Magnetfelder werden neben Hysteresisverlusten auch Wirbelstromverluste in einem Supraleiterkomposit erzeugt, die folgende Verlustanteile haben:

- Matrixverluste W_{Matrix} (Wirbelstromverluste, die im normalleitenden Stabilisierungs- bzw. Armierungsmaterial hervorgerufen werden, z.B. Cu-Matrix bzw. Stahlträger),
- Kopplungsverluste W_{Kopplung} (Wirbelstromverluste, die zwischen supraleitenden Filamenten in einer Matrix bzw. zwischen benachbarten Einzelleitern über Lotverbindungen entstehen).

Diese Wirbelstromverluste haben feldrichtungsabhängige Verlustkomponenten, die durch senkrechte bzw. parallele Feldkomponenten zur Leiterachse erzeugt werden sowie in azimuthaler Richtung ϕ bei senkrechtem Feldeinfall.

Um reine Matrixverluste zu erhalten, ist es notwendig, Messungen an Matrixleitern mit einem einzelnen Filament durchzuführen. Bei Multifilamentleitern treten dagegen Kopplungsverluste zwischen benachbarten Filamenten sowie Matrixverluste im angrenzenden Stabilisierungsmaterial auf. Bei der Ausbildung der Wirbelströme ist zu beachten, daß sie sich über supraleitende Gebiete kurzschließen können. Diese Eigenschaft erschwert die Durchführung der Verlustberechnungen.

Die Berechnungsgrundlagen für das Verlustverhalten von Supraleitern wurde in einer Reihe von Arbeiten (CARR¹⁹⁾, WILSON²⁰⁾, RIES²¹⁾, BRECHNA²²⁾ u.a.) anhand der anisotropen Kontinuumstheorie behandelt. Während die Hysteresisverluste, die in jedem einzelnen Filament entstehen, durch das jeweils auf das Filament wirkende Magnetfeld sowie mit durch den Transportstrom bestimmt werden, fordert die Berechnung der Wirbelströme Kenntnis des elektrischen Feldes in der Matrix. Um diese Information zu erhalten, wird das Supraleiterkompositmaterial als ein anisotropes Kontinuum behandelt mit der Annahme, daß jedes Filament den gleichen Strom trägt (Stromsättigung). In ungesättigten Stromgebieten ist man gezwungen, weiterführende spezielle Annahmen über die lokale elektrische Feldverteilung zu machen.

2.2.1 Hysteresisverluste

Für die Berechnung der Hysteresisverluste in Supraleitern bilden die "Critical-State" Theorien nach BEAN²³⁾, LONDON²⁴⁾ und KIM et al.²⁵⁾ die Grundlage, den Differentialausdruck in eindimensionaler Form für die magnetische Feldstärke $H(x)$ zu lösen:

$$\frac{dH(x)}{dx} = \pm j_c(H(x)), \quad (2.10)$$

wobei das Vorzeichen von der Stromrichtung abhängt. Die Schwierigkeit bei dieser Betrachtung liegt in der komplizierten Stromverteilung bei einem komplexen Typ III-Supraleiter. Eine vielfach ausreichende Approximation für die Verteilung der Stromdichte in einem solchen Supraleiter mit einfacher Geometrie (z.B. stabförmig) liefert das sog. KIM-Modell²⁵⁾, das die kritische Stromdichte im Supraleiter mit der örtlichen Feldstärke wie folgt verknüpft:

$$j_c(H) = \frac{j_o \cdot H_o}{H + H_o} \quad (2.11)$$

H_o und j_o sind hier Materialkonstanten.

Integration der Ausdrücke (2.10) und (2.11) liefert z.B. ein typisches Feldprofil in x-Richtung eines Typ III-Supraleiters, wobei bei $x = x_0$ die Feldstärke $H(x = x_0) = H_a$ gesetzt wird:

$$H(x) = H_0 \left[\left\{ \left(1 + \frac{H_a}{H_0}\right)^2 - \frac{2 \cdot j_0 \cdot x}{H_0} \right\}^{1/2} - 1 \right] \quad (2.12)$$

In Abb. 9 sind einige Beispiele für den Verlauf der Feldstärke im Innern eines Stabes der Breite b bei senkrecht angelegtem äußeren Feld ohne Transportstrombelastung zusammengestellt.

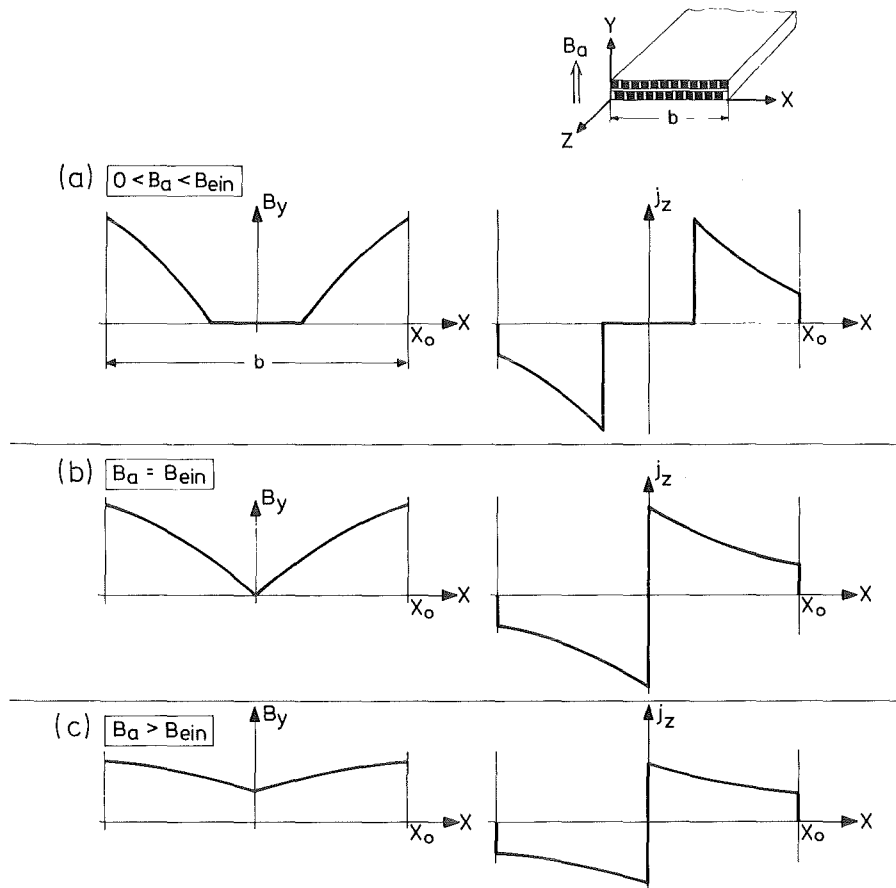


Abb. 9: Magnetfeldprofile sowie Stromdichteverteilungen in einem Modellsupraleiter für 3 charakteristische Fälle
 (a) äußeres Feld $B_a < \text{Eindringfeld } B_{\text{ein}}$,
 (b) $B_a = B_{\text{ein}}$, (c) $B_a > B_{\text{ein}}$

Der magnetische Fluß dringt dabei von beiden Seiten ein und erreicht bei der sog. Eindringfeldstärke H_{ein} jeweils die Mitte des Leiters (nach Bean-Modell abgeschätzt):

$$H_{\text{ein}} = j_c \cdot \frac{b}{2} \quad \text{bzw.} \quad (2.13)$$

$$B_{\text{ein}} = \mu \cdot j_c \cdot \frac{b}{2} \quad (2.14)$$

in MKS-Einheiten. Bei einem Filamentsupraleiter tritt anstatt der Breite b der Filamentdurchmesser d .

Das Verhalten der Hysterisisverluste $W_{\text{hy}} = W_{\text{hy}}(B_a)$ kann durch 2 charakteristische Fälle je nach Größe des Außenfeldes B_a unterschieden werden.

Fall $B_a < B_{\text{ein}}$:

Ist das von außen angelegte Pulsfeld mit der Amplitude B_a kleiner als das Eindringfeld B_{ein} , so erhält man für ein Stabmodell mit der Breite b durch Integration der Magnetisierungskurve von 0 bis B_a (s. Gl. 2.4) nach Umläufen mit der Frequenz f_{zyk} folgenden Ausdruck für die entstehenden Hysterisisverluste:

$$W_{\text{hy}}(B_a < B_{\text{ein}}) = \frac{4}{3} \frac{f_{\text{zyk}}}{\mu_0^2} \cdot \frac{1}{b \cdot j_c} \cdot B_a^3 \quad \left[\frac{\text{W}}{\text{m}^3} \right]. \quad (2.15)$$

In diesem Fall ist charakteristisch, daß die Hysterisisverluste sehr rasch mit wachsendem Feld ansteigen (B_a^3 -Proportionalität).

Fall $B_a > B_{\text{ein}}$:

Bei vollständiger Feldeindringung existieren im stabförmigen Leitermodell fast keine stromfreien Bezirke mehr. In diesem Fall ergibt sich aus den Rechnungen folgende Relation für die Hysterisisverluste:

$$W_{\text{hy}}(B_a > B_{\text{ein}}) = f_{\text{zyk}} \cdot b \cdot j_c \cdot B_a \quad \left[\frac{\text{W}}{\text{m}^3} \right]. \quad (2.16)$$

Die Hysterisisverluste weisen hier eine lineare Abhängigkeit mit dem Feld B_a und der Leiterbreite b auf. Zum Vergleich mit experimentellen Hysterisisverlustwerten ist jedoch zu berücksichtigen, daß die kritische Stromdichte j_c von B_a abhängig ist, z.B. wie in der von KIM angegebenen Form in Gl. (2.11) dargestellt ist (s. auch Abb. 8).

Die Hysteresisberechnungen für Supraleiter mit kreisförmigem Querschnitt sind je nach komplexer Leiterstruktur relativ aufwendig. Jedoch findet man in allen Rechnungen einen gemeinsamen Faktor $8/3 \pi$, der auf allgemeine Betrachtungen in Zylinderkoordinaten zurückzuführen ist. Generell unterscheiden sich die von verschiedenen Autoren gefundenen Formeln durch einen Geometriefaktor K_{hy} , der im wesentlichen von der Leiterstruktur sowie von dem Supraleiteranteil λ abhängt.

2.2.2 Wirbelstromverluste

Wirbelstromverluste entstehen im Normalleiter. In einem Supraleiterkomposit werden diese induzierten Ströme jedoch durch die supraleitenden Filamente beeinflusst. Entscheidend dabei ist, daß die in einer Cu-Matrix eingebetteten, getwisteten Filamente die induzierte elektrische Feldstärke und damit die verlust erzeugenden Wirbelströme nach Größe und Richtung stark beeinflussen. Um die Wirbelstromverluste in Kompositleitern berechnen zu können, ist es notwendig, sowohl die Stromverteilung innerhalb der Leitermatrix zu kennen, die von der geometrischen Anordnung der Supraleiterfilamente abhängt, als auch die Feldänderungsgeschwindigkeit \dot{B} beim Anlegen des äußeren Feldes. Außerdem verhält sich der Leiter elektrisch anisotrop, d.h. senkrechte und parallele Feldorientierungen führen zu unterschiedlichen Verlustergebnissen.

Senkrechte Feldorientierung:

Die magnetische Pulsfeldkomponente B_{\perp} steht in diesem Fall senkrecht zur Leiterachse. Die dadurch induzierten Wirbelströme j_s , j_{ϕ} sowie j_z sind in Abb. 10a schematisch dargestellt. So fließt z.B. durch das Filamentbündel (dargestellt durch den inneren Zylinder) mit dem Filamenttwist l_p (bezogen auf 360°) ein homogener Querstrom in Richtung von B_{\perp} :

$$j_s = f \cdot B_{\perp} \cdot l_p \cdot \sigma_{\perp} \quad (2.17)$$

(mit σ_{\perp} = spezifische elektrische Leitfähigkeit senkrecht zur Leiterachse),

während außerhalb des Filamentbündels (mit Durchmesser $D = 2 R$) die Querströme j_{ϕ} sowie j_z induziert werden gemäß

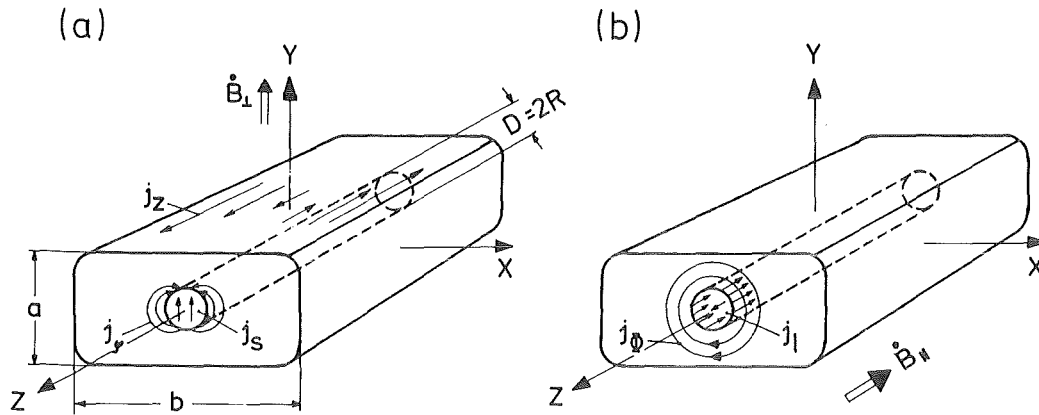


Abb. 10: Schematischer Verlauf der im Modell-Supraleiter induzierten Wirbelstromkomponenten im senkrechten (a) bzw. parallelen Pulsfeld (b) bezüglich der Leiterachse (Z-Richtung)

$$j_{\varphi}(r) = f \cdot B_{\perp} \cdot l_p \cdot \sigma_{\text{Matrix}} \cdot \frac{R}{r} \cdot \sin \varphi \quad (2.18)$$

sowie

$$j_z = f \cdot B_{\perp} \cdot Z \cdot \sigma_{\text{Matrix}} \quad (2.19)$$

mit σ_{Matrix} = elektrische Leitfähigkeit der Matrix sowie Z, r, φ als Zylinderkoordinaten und R = äußerer Radius des Filamentbündels.

Die induzierten Wirbelströme erzeugen innerhalb des Leiters Verluste in Form von Joule'scher Wärme. Für diese Wirbelstromverluste im senkrechten Feld erhält man damit den folgenden Ausdruck in $[\text{W/m}^3]$:

$$W_{\text{el}\perp} = K_{\text{el}\perp} \cdot f^2 \cdot B_{\perp}^2 \left[l_p^2 (\sigma_{\perp} + c_1 \cdot \sigma_{\text{Matrix}}) + c_2 Z^2 \cdot \sigma_{\text{Matrix}} \right] \quad (2.20)$$

(mit den Konstanten c_1 und c_2 und $K_{\text{el}\perp}$).

Die Größe Z stellt dabei einen Leiterabschnitt der Leiterachse in Z-Richtung dar, wobei für verkabelte Leiter Z mit der Transpositionslänge L_T verknüpft ist.

Für praktische Anwendungen ergibt sich bei kleinen Werten von c_1 und c_2 der approximative Ausdruck:

$$W_{el\perp} \simeq K_{el\perp} \cdot f^2 \cdot B^2 \cdot l_p^2 \cdot \sigma_{\perp} \quad \left[\frac{W}{m^3} \right], \quad (2.21)$$

wobei die Konstante $K_{el\perp}$ Geometriefaktoren enthält und in den meisten Fällen den Wert 0.5 annimmt. Für die elektrische Querleitfähigkeit σ_{\perp} kann näherungsweise folgender Ausdruck gesetzt werden:

$$\sigma_{\perp} = \frac{1 + \lambda}{1 - \lambda} \cdot \sigma_{Matrix}, \quad (2.22)$$

wobei λ der Supraleitervolumenanteil des Leiterkomposits ist. Sind sog. resistive Barrieren, z.B. CuNi-Zonen in der Matrix vorhanden, so kann für Gl. (2.22) in besserer Näherung geschrieben werden:

$$\sigma_{\perp res.} = \frac{1 - \lambda}{1 + \lambda} \cdot \sigma_{Matrix}. \quad (2.23)$$

Parallele Feldorientierung:

Bei parallelen Pulsfeldkomponenten $B_{||}$ werden kreisförmig um die Leiterachse Wirbelströme j_{ϕ} induziert, die vorzugsweise in der Matrix fließen (s. Abb. 10b):

$$j_{\phi} = f \cdot B_{||} \cdot r \cdot \sigma_{Matrix}. \quad (2.24)$$

In einem rechteckigen Einzelleiter mit der Dicke a und der Breite b wird dabei die folgende Verlustleistung nach RIES und BRECHNA²⁶⁾ erzeugt:

$$W_{el||} = K_{el||} \cdot f^2 \cdot B_{||}^2 \cdot a \cdot b \cdot \sigma_{Matrix} \quad \left[\frac{W}{m^3} \right] \quad (2.25)$$

(Geometrieabhängige Konstante $K_{el||} \simeq 0.05$).

Ebenso geben die in Abb. 10b eingezeichneten longitudinalen Pulsfeldkomponenten in einigen praktischen Fällen Anlaß zu zusätzlichen Verlusten, verursacht durch induzierte longitudinale Ströme, die eine Folge der Kopplung zwischen den einzelnen Filamenten sind²⁷⁾ (s. Abschn. 2.2.3).

Im einzelnen lassen die Ergebnisse erkennen, wie die charakteristischen Größen des Kompositleiters $a, b, R, l_p, \sigma_{\text{Matrix}}, \sigma_{\perp}$ qualitativ die Wirbelstromverluste beeinflussen. Es ist weiterhin bemerkenswert, daß die Wirbelstromverluste quadratisch mit der Frequenz f zunehmen.

2.2.3 Kopplungsverluste

Bei nicht vollständig gegeneinander isolierten Filamenten bzw. Einzelleitern in Supraleiterkabeln treten bei Pulsfelddbelastungen sog. Koppelströme zwischen den Filamenten bzw. Einzelleitern auf. Diese induzierten Koppelströme führen zu Kopplungsverlusten, deren Größe von den einzelnen Überlagerungswiderständen (z.B. Lotschichten) abhängt und die mitunter wesentlich zu den Gesamtverlusten beitragen können.

In Abb. 11 wird am Beispiel eines um ein Stahlband verseiltes Supraleiterkabel

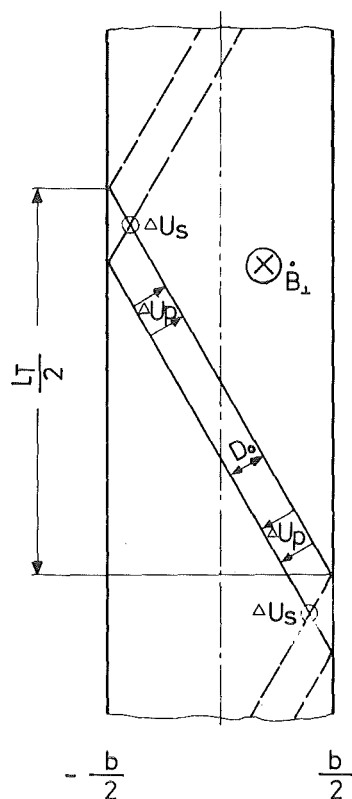


Abb. 11: Darstellung der induzierten elektrischen Spannungen in einem Supraleiterflachkabel mit isoliertem Stahlträgerband (Mittellebene) bei senkrechter Magnetpulsung;

\dot{B}_{\perp} = senkrechte Pulsfeldkomponente bezügl. Leiterachse

ΔU_p = Spannungsdifferenz zwischen benachbarten Einzelleitern

ΔU_s = Spannungsdifferenz zwischen Ober- und Unterseite

L_T = Transpositionsweite

D_0 = Einzelleiterabstand

b = Leiterbreite

das Entstehen der Wirbelströme verdeutlicht. Dabei steht die erzeugende Pulsfeldkomponente B_{\perp} senkrecht zum Leiterband. Der Verlauf der Wirbelströme im Kompositleiter (Breite b) wird in diesem Fall durch die aufgelöteten Einzelleiter (in diese Richtung ist die elektrische Feldstärke $= 0$) bestimmt. Zwischen den Einzelleitern (Abstand D_0) wird eine Spannungsdifferenz ΔU_p erzeugt, die eine Stromdichte j_p parallel zur Leiteroberfläche zur Folge hat:

$$j_p = \frac{1}{D_0} \cdot \Delta U_p \cdot \tilde{\sigma} \quad (2.26)$$

mit $\tilde{\sigma}$ = spezifische elektrische Leitfähigkeit bezogen auf Stahlträgerband und Lotschichten.

Die hierdurch verursachten Wirbelstromverluste erhält man durch Integration von $j_p^2 / \tilde{\sigma}$ über die Breite b_{St} des Stahlträgerbandes:

$$W_{p(Kopplung)} = K_{p(Kopplung)} \cdot f^2 \cdot B_{\perp}^2 \cdot \tilde{\sigma} \cdot \left[b_{St}^2 + \left(\frac{L_T}{2} \right)^2 \right] \left[W/m^3 \right], \quad (2.27)$$

wobei L_T die Transpositionslänge, b_{St} die Breite des Trägerbandes und $K_{p(Kopplung)}$ eine Geometrie konstante mit ≈ 0.1 ist.

Wie in Abb. 11 angedeutet, verursacht zusätzlich eine Spannungsdifferenz ΔU_s zwischen Leiterober- bzw. -unterseite einen zusätzlichen Strom senkrecht durch den Leiter. Integration über die Breite b_{St} liefert die folgenden Joule'schen Verluste:

$$W_{s(Kopplung)} = K_{s(Kopplung)} \cdot f^2 \cdot B_{\perp}^2 \cdot \tilde{\sigma} \cdot \frac{b_{St}^2}{a_{St}^2} \cdot L_T^2 \left[W/m^3 \right]. \quad (2.28)$$

Hier bedeutet a_{St} die Dicke des Trägerbandes mit zusätzlichen Lötsschichten sowie $K_{s(Kopplung)}$ eine Geometrie konstante von der Größenordnung 0.01.

Die Ergebnisse zeigen, daß bei den Kopplungsverlusten die Transpositionslänge L_T eine dominierende Rolle spielt. Weiter ist bei sehr flachen Leitern (a_{St} klein) wünschenswert, die entstehenden Verluste durch Einbringen von

Isolationsmaterialien in der Mittelebene des Trägerbandes zu reduzieren. Verlustabschätzungen nach RIES²⁸⁾ für Flachleiter bezüglich Pulsfeldkomponenten senkrecht auf der Schmalseite des Leiterbandes führen zu wesentlich geringeren Verlustwerten im Vergleich zu den beschriebenen Verlusten im Feld senkrecht zur Breitseite des Leiters.

Zur Charakterisierung des Supraleiterkomposits dient vielfach die Zeitkonstante τ . Darunter versteht man das zeitliche Abklingen der durch \dot{B} induzierten Ströme I im Leiterkomposit nach einem exponentiellen Abfall:

$$I(t) = I(0) \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (2.29)$$

wobei²⁹⁾ die Zeitkonstante τ durch den folgenden Ausdruck angegeben werden kann:

$$\tau = \frac{1}{2} \mu_L \cdot \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \cdot \sigma_L \quad \text{mit } \mu_L \cong \mu_0. \quad (2.30)$$

In diesem Ausdruck wird das Verhältnis zwischen der durch den Twist vorgegebenen Induktivität und dem effektiven Querwiderstand $\rho_L = 1/\sigma_L$ veranschaulicht.

2.3 Maßnahmen zur Reduzierung von Wechselfeldverlusten

Die vielseitigen Maßnahmen zur Reduzierung von Wechselfeldverlusten können weitgehend aus den beschriebenen Verlustformeln abgeleitet werden. Einige von ihnen werden z.Zt. bereits erfolgreich eingesetzt. Im einzelnen sind hier die interessantesten zusammengefaßt:

- Die Reduzierung der Hysteresisverluste gelingt nur durch Verwendung möglichst kleiner Leiterbreiten b bzw. Filamentdurchmesser d (s. Gl. 2.16, S. 16). Hier erreicht man z.Zt. Filamentdurchmesser z.B. bei NbTi in der Größenordnung von $d < 0,5 \mu\text{m}$ (Fa. ALSTHOM-ATLANTIQUE, Frankreich).
- Durch Verdrillung (Twist) der in eine normalleitende Matrix eingebetteten Supraleiterfilamente (z.B. NbTi, NbZr) mit einer genügend kleinen Twistlänge l im fertigungstechnischen Bereich von 30 bis 5 mm (s. Gln. (2.20) u. (2.21))^P. Diese Maßnahme dient zur Reduzierung der Wirbelstromverluste wie auch die folgenden.

- Bei komplexen Leiterkompositen (Kabel, Geflechte) empfiehlt sich eine zusätzliche Verseilung (Transposition) der einzelnen Leiterkomponenten mit genügend kleiner Transpositionslänge L_T (s. Gl. (2.27) u. (2.28)).
- Damit der den Leiter durchsetzende magnetische Fluß B (Leiterlänge l x Leiterbreite b) möglichst gering ist und somit die Energiedissipation infolge Wirbelströmen, sollte die Leiterfläche in der zur Pulsfeldkomponente senkrechten Ebene möglichst klein gehalten werden, d.h. die Verwendung von möglichst kleinen Leiterbreiten b (s. Gl. (2.25)) bzw. Trägerbandbreiten b_{St} (Gl. 2.27) sollte sich verlustmäßig günstig auswirken.
- Die Isolation von benachbarten Einzelleitern sowie die Anbringung von Isolationsschichten (z.B. Kaptonfolie) in der Mittelebene von Stahlarmierungen wirken sich verlustreduzierend aus. In Leitern mit flachen Trägerbändern wird damit der induzierte Strom senkrecht zur Leiterachse und dadurch die Verluste hinreichend stark reduziert (s. Gl. (2.28)).
- Durch Erniedrigung der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit σ_{Matrix} im Strukturmaterial (Matrix), um Wirbelstromverluste in diesen Komponenten gering zu halten (s. Gl. (2.21) u. (2.25)). Diese Maßnahmen können zusätzlich durch Einlagerung von resistiven Barrieren, z.B. durch geeignete Lötsschichten sowie auch durch spezielle CuNi-Zonen in neuartigen Mischmatrix-Supraleitern, unterstützt werden.

Beim EURATOM-LCT-Leiter wurden als verlustreduzierende Maßnahmen neben der Anwendung von Twist und Transposition zusätzlich im Stahlträgerband eine Isolationsschicht (Kaptonfolie) angebracht, um senkrecht durch den Leiter fließende Wirbelströme zu unterbinden. Dagegen verfügt der TORE SUPRA-Leiter bereits über eine neuartige CuNi/Cu-Mischmatrix zur Reduzierung von Wirbelstromverlusten (s. Abschn. 3.5).

3. Apparaturen und Meßtechniken

Zur Bestimmung von Wechselfeldverlusten an komplexen Supraleiterkonfigurationen wurden zwei sich ergänzende Pulsmagnetanlagen zur Simulation von Arbeitsbedingungen bei supraleitenden Pulsfeldspulen in der Fusionsmagnetentechnologie aufgebaut. Bei der Konzeption der größeren Pulsmagnetanlage (PMA 1) wurde insbesondere die Ausmessung von großen Probenleiterstücken bis zu 1.35 m bei einem maximalen Dipolfeld von etwa 4 T bei 4.2 K berücksichtigt. Die kleinere Anlage (PMA 2) benutzt einen 7 T-Solenoidpulsmagneten und konzentriert sich auf Magnetisierungsmessungen im Temperaturbereich zwischen 1.5 K und 4.2 K.

3.1 Aufbau der Pulsmagnetanlagen

Die PMA 1 ist in Abb. 12 schematisch dargestellt. Sie besteht im wesentlichen aus 3 Komponenten:

- (1) Dipolpulsmagnet (D2a ohne Eisenjoch) mit Aufhängungssystem in vertikaler Einbaulage zur Erzeugung eines stationären Magnetfeldes bzw. eines Wechselfeldes mit $B = 3 \text{ T}$ bei 4,2 K und $f \leq 2 \text{ Hz}$ als Hintergrundfeld mit senkrechter Orientierung zur Probenleiterachse,
- (2) Feldüberlagerungspulsmagnet zur Erzeugung schnell gepulster Wechselfelder mit Amplituden bis 0,15 T und maximalen Frequenzen von 15 Hz,
- (3) Vakuumgefäß mit Probenträgersystem.

Äußerer Dipolpulsmagnet M1 (Hintergrundfeld):

Zur Erzeugung des Hauptfeldes wird ein bereits vorhandener jedoch umgerüsteter NbTi-Dipolmagnet M1, der bei einem Betriebsstrom von 1,2 kA etwa 3,1 T bei 4.2 K liefert mit Feldänderungsgeschwindigkeiten bis zu 1 T/s, verwendet. Die nutzbare kalte Bohrung beträgt 0,075 m mit einer Feldhomogenität von $\Delta B/B \leq 10^{-3}$ über einem Zylinderdurchmesser von 0,06 m. Das bedeutet für ausgedehnte Leiterproben (z.B. LCT-Leiterbreite 0,04 m) eine ausreichend große Feldhomogenitätszone für Absolutbestimmungen der Verlustleistungen.

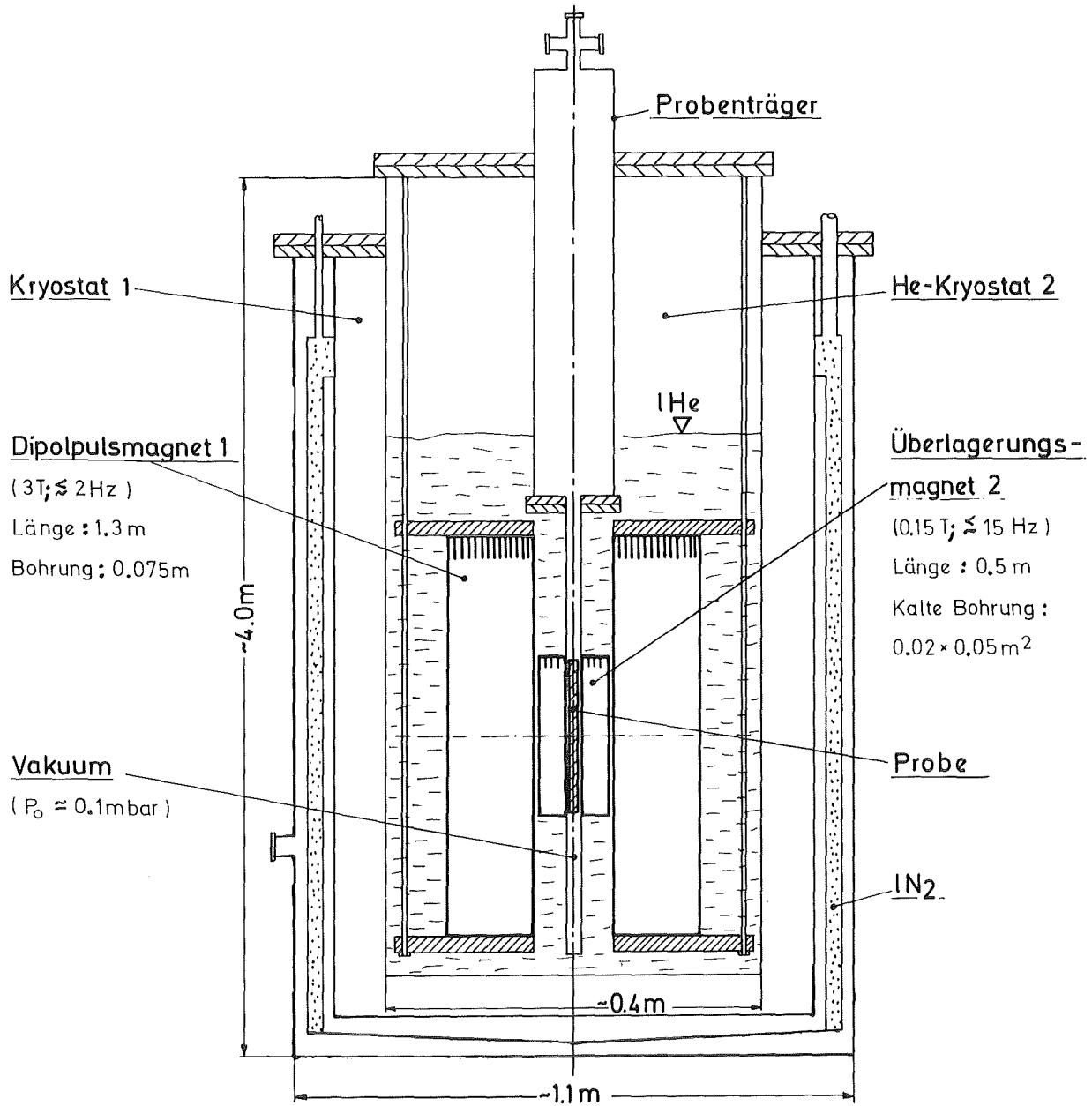


Abb. 12: Übersichtsschema der Pulsmagnetanlage PMA 1

Um einen geringeren He-Kühlverbrauch sowie kürzere Abkühlzeiten zu erreichen, wurde beim vorhandenen D2a-Magneten³⁰⁾ das Eisenjoch (1.3 t) entfernt. Als Ersatz dafür wurden zur mechanischen Armierung Stahlringe aufgeschrumpft. Diese Ringe müssen beim Maximalbetriebszustand (4 T bei 4.2 K) des Magneten Gesamtradialkräfte von etwa 70 t auffangen. Insgesamt wurden 22 Edelstahlringe (Maße: a \varnothing = 218 mm, i \varnothing = 172 mm, Breite = 20 mm) verwendet. Ziel des Aufschrumpfens ist, dem Magneten eine bestimmte mechanische Vorspannung zu geben, damit die beim Betrieb (4 T-Magnetpule bei 4.2 K) resultierenden Kräfte kompensiert werden können. Mit dieser Maßnahme können u.a. Einzelleiterbewegungen stark reduziert werden und diese hilft somit, einen vorzeitigen Übergang zur Normalleitung des supraleitenden Magneten zu verhindern. Dazu wurden die Ringe auf ca. 100 °C erwärmt und auf den bei Flüssig-Stickstofftemperatur (-196 °C) liegenden Magnetkörper jeweils von der Mitte aus symmetrisch, jedoch mit zunehmenden Abständen aufgebracht. Der dabei erzielte Paßfugendruck der Stahlringe betrug ca. 0.9 MPa. Man erreichte damit eine vorgespannte Kraft bei Raum- bzw. Flüssig-Heliumtemperatur von 10 bzw. 3.2 t pro Ring. Abb. 13 zeigt eine Ansicht des mit 22 Ringen verstärkten äußeren Dipolmagneten mit seiner Aufhängung.

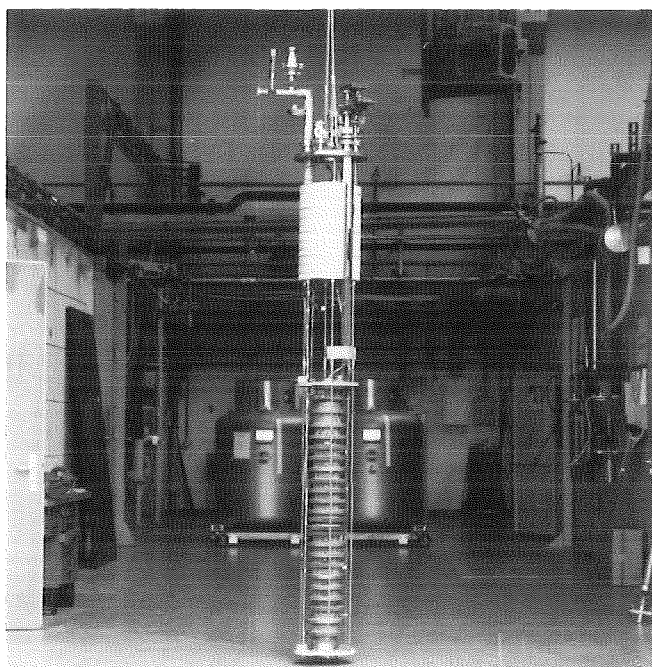


Abb. 13: Ansicht des äußeren NbTi-Dipolmagneten M 1 mit Aufhängung

Weitere Angaben zum umgerüsteten Dipolpulsmagneten sind in der Tab. 2 zusammengefaßt.

Tabelle 2: Daten zum umgerüsteten NbTi-Dipolmagneten M1

Außenlänge des Dipols	1.355 m
Außendurchmesser	0.152 m
Nutzbare Bohrung	0.075 m
Magnetlänge	1.22 m
Länge des homogenen Feldes	1.00 m
Maximales Magnetfeld (ohne Eisenjoch)	4 T
Stromdichte bei 4 T	ca. $2 \times 10^8 \text{ A/m}^2$
Betriebsstrom für 4 T	ca. 1.4 kA
Induktivität	0.136 H
Gespeicherte Energie bei 4 T	133 kJ
Max. Feldänderungsgeschwindigkeit	1 T/s
Homogenität $\Delta B/B$ (Zylinder $\varnothing = 60 \text{ mm}$)	$\leq 10^{-3}$
Anzahl der Aufschumpfringe (zur mechanischen Verstärkung des Dipols)	22
Innen- bzw.- Außendurchmesser des Aufschumpfringes	ca. 0.172 bzw. 0.218 m
Breite des Aufschumpfringes	0.02 m

Eine Halterung für den Dipolmagneten wurde neu konzipiert. Ein spezieller Kryostatflansch für den Einsatzkryostaten wurde angefertigt. Ebenso wurde die Kryoversorgung, (He-Zufuhr und Abgasleitung) sowie die verschiedenen Sicherheitsvorkehrungen neu entworfen. Eine fotografische Ansicht des oberen Kryostatenflansches mit seinen Anschlüssen wird in Abb. 14 gezeigt.

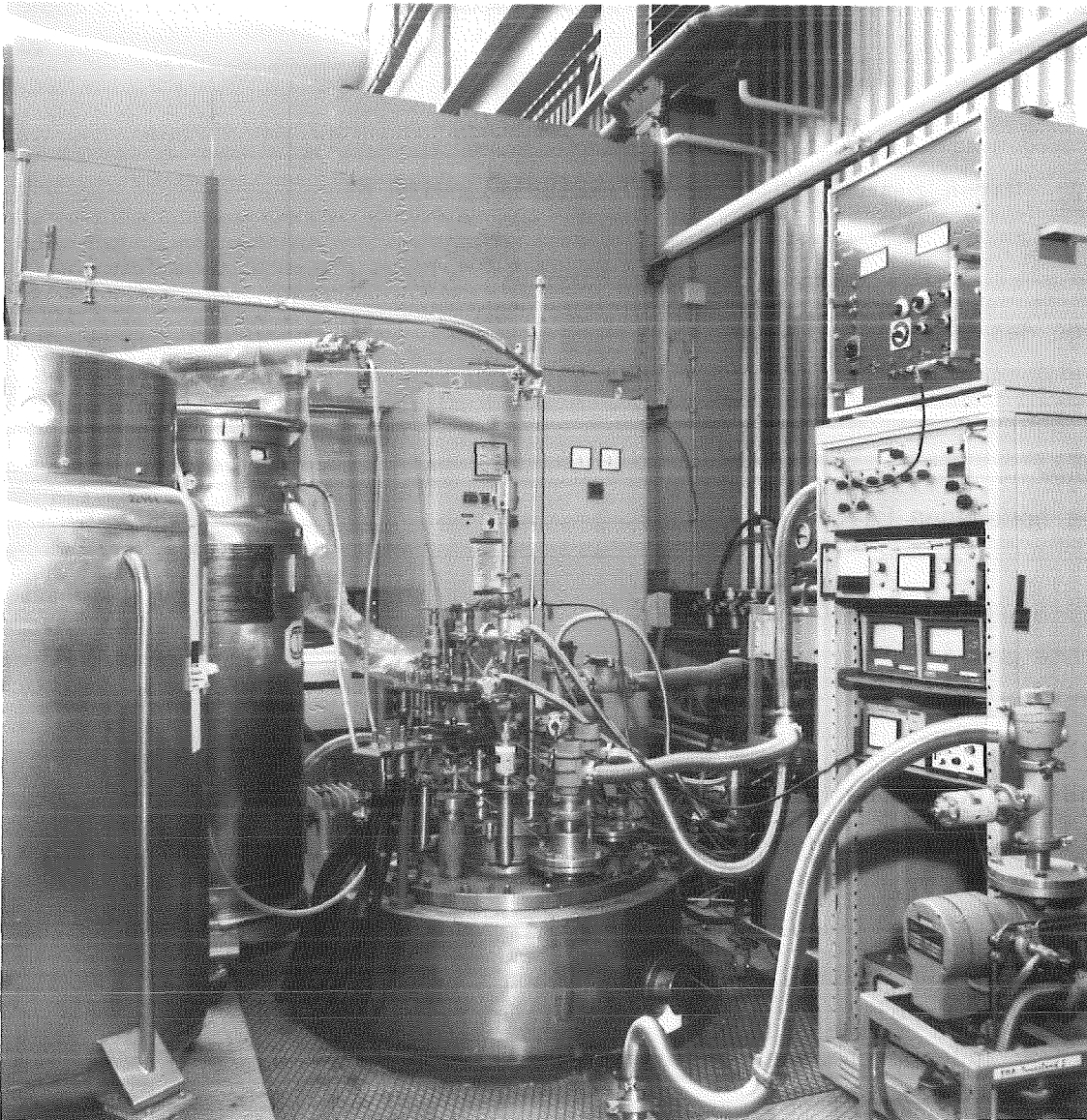


Abb. 14: Teilansicht der Pulsmagnetanlage PMA 1
(Oberer Teil des Kryostaten; Standort Montagebühne)

Überlagerungsmagnet ÜMA (Überlagerungsfeld):

Zur Erzeugung von parallelen und gekreuzten Magnetfeldern wurden mehrere Überlagerungsdipolmagnete (ÜMA; z.B. M2) als innerer Einsatz in den vorhandenen Dipolmagneten konzipiert und gebaut. Die Konstruktion wurde dabei so ausgelegt, daß die Probenhalterung sowie Probengefäß mit in das Magnetsystem einbezogen wurden. Einzelheiten sind im Abschnitt 3.2 weiterausgeführt.

Das Magnetsystem wurde beim Einbau auf die Mitte des äußeren Dipolmagneten justiert und die resultierenden Überlagerungsfeldwerte mittels Hallsondenmessungen bestimmt.

Vakuumgefäß und Probenträgersystem:

Zur Aufnahme von unterschiedlich langen Proben ($l_{\min} = 0.1 \text{ m}$; $l_{\max} = 1.23 \text{ m}$) wurden zwei Trägersysteme (VA-Rohre) mit leicht verstellbaren Halterungen (GFK-Material) konstruiert. Berücksichtigt wurden dabei möglichst kleine Auflageflächen für die Proben, um die Wärmeableitung über das Probenträgersystem relativ gering zu halten. Ebenso wurde die Wärmeeinströmung über elektrische Zuleitungsdrähte für Temperaturfühler, Heizwiderstände, u.a. (s. Abschn. 3.3.1) thermisch abgebunden. Dieses Probenträgersystem ist in einem Vakuumgefäß (hier ein V2A-Rohr 61x1x3100) hängend untergebracht und kann mittels eines Flansches leicht ausgewechselt werden. Die Modifikation des zweiten Probenträgersystems bestand darin, daß der untere Teil des Rohres durch ein Probengefäß mit rechteckigem Querschnitt zur Aufnahme des Überlagerungsmagneten ersetzt wurde.

Pulsmagnetanlage PMA 2:

Die Anlage PMA 2 besteht aus einer NbTi-Pulssolenoidspule (kalte Bohrung 54 mm, Länge ca. 450 mm) für 7 T bei 4.2 K bei einer maximalen Feldänderungsgeschwindigkeit von 2 T/s. Das Magnetsystem ist in einem eigenen He-Kryostaten eingebaut und ist mit einem spezifischen Magnetisierungsmeßsystem ausgerüstet (s. auch Abschn. 3.3.3). Mit Hilfe eines Pumpsystems konnte der He-Gasraum des Kryostaten abgepumpt werden, so daß eine Abkühlung des Heliumbades bis auf 1.5 K erzielt werden konnte. Ein steuerbares Heizsystem ermöglichte eine stabile Temperatureinstellung zwischen 1.5 und 4.2 K.

3.2 Konstruktion und Bau von Überlagerungspulsmagneten sowie Tests

Als innerer Einsatz für den äußeren Dipolmagneten wurden 2 Überlagerungsmagnete (ÜMA1 und ÜMA2) mit Cu-Leiterbestückung gebaut, während ein dritter Magnet mit NbTi-Leiter für zukünftige Experimente konzipiert wurde. Diese Magnetsysteme können um die Dipolachse des äußeren Magneten drehbar eingebaut werden, so daß sowohl parallele als auch gekreuzte Überlagerungsfeldkomponenten

mit verschiedenen Feldamplituden ($B_{\text{ÜMA}} \leq 0.15 \text{ T}$) sowie Frequenzen $f \leq 15 \text{ Hz}$ eingestellt werden können.

Berechnung und Konzeption der ÜMA's wurden anhand eines vorhandenen Computerprogrammes EFFI durchgeführt³¹⁾. Dabei wurden die Längen der Dipole spezifisch auf die zu vermessenden Probenlängen des EURATOM-LCT-Supraleiters abgestimmt. Die Abb. 15 zeigt Aufbau und Abmessungen der beiden Dipolsysteme ÜMA 1 bzw. 2. Die Feldhomogenitätsbereiche, bezogen auf die jeweilige Probenleiterdimension (Länge und Breite der Probe), betrugen jeweils bis zu $\pm 3 \%$.

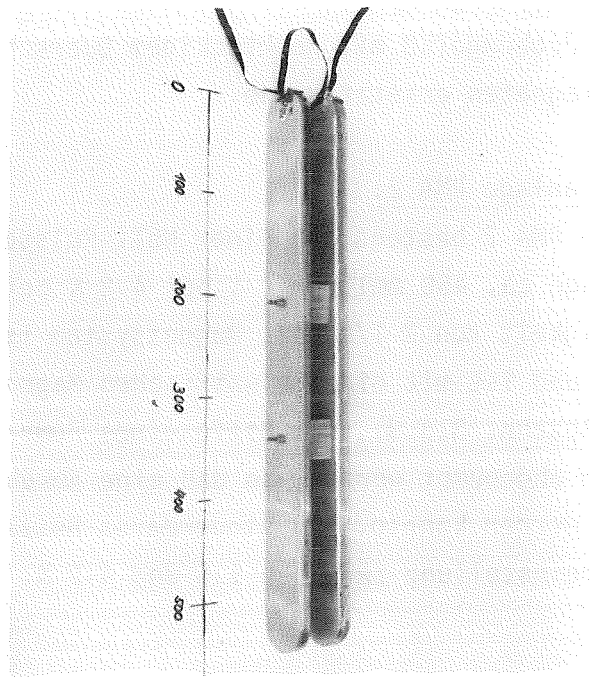
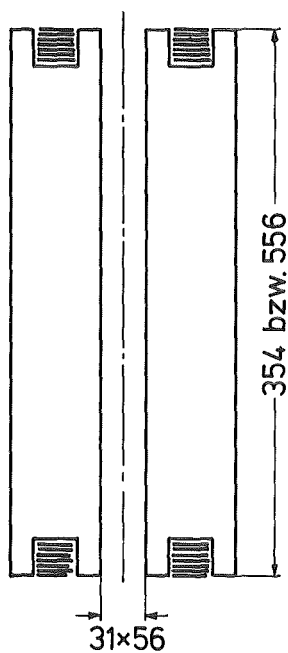


Abb. 15: Abmessungen der Überlagerungsmagneten ÜMA 1 bzw. 2 sowie Ansicht von ÜMA 2

Zur Herstellung der Dipole wurde ein lackisolierter Cu-Rechteckleiter mit den Abmessungen 7 mm x 0.6 mm verwendet, um eine optimale Wicklungsdichte (großer Füllfaktor) zu erreichen. Dabei wurden jeweils beide Wicklungskörper in gleicher Richtung nach Art von Helmholtz-Spulen mit 13 Lagen bewickelt. Die beiden Wickelkörper wurden aus Platzgründen (freie Bohrung 75 mm) direkt auf das die Probe enthaltende Vakuumgefäß aufgeschraubt. Dabei sind die Cu-Wicklungen allseitig zu Kühlzwecken vom flüssigen Helium umgeben. Eine Zusammenstellung der Angaben über die beiden Überlagerungsmagnete liefert Tab. 3.

Tabelle 3: Daten des Überlagerungsdipolmagneten ÜMA 1 bzw. 2

	ÜMA 1	ÜMA 2
Material	Cu	Cu
Länge	0.354 m	0.556 m
Mittlere Breite	0.048 m	0.048 m
Mittlerer Spulenabstand	0.031	0.031 m
Max. Magnetfeld bei 4,2 K	0.15 T	0.15 T
Max. Betriebsstrom	450 A	450 A
Länge des homogenen Feldes in die Richtung des Leiters	0.205 m	0.410 m
Max. Feldänderungsgeschwindigkeit	0.3 T/s	0.3 T/s
Homogenität	$\pm 3 \%$	$\pm 3 \%$
Gesamtinduktivität	$14 \times 10^{-5} \text{ H}$	$13.2 \times 10^{-5} \text{ H}$
Gespeicherte Energie bei 0,15 T	14.2 J	13.4 J
Wicklungsquerschnitt	$0.42 \times 10^{-4} \text{ m}^2$	$0.42 \times 10^{-4} \text{ m}^2$

Nach Zusammenbau der Pulsmagnetanlage PMA1 erfolgte ein umfassender Test mit folgenden Schwerpunkten:

- (1) Abkühlprozess von Raumtemperatur nach 4.2 K sowie He-Verbrauchsmessungen. Abb. 16 zeigt die statischen sowie dynamischen He-Verluste bei einem Standardzyklus von $B_0 = 2.5 \text{ T}$ und $\dot{B} = 0.5 \text{ T/s}$ bei einem 50 l-He-Reservoir oberhalb des äußeren Dipolmagneten M1.

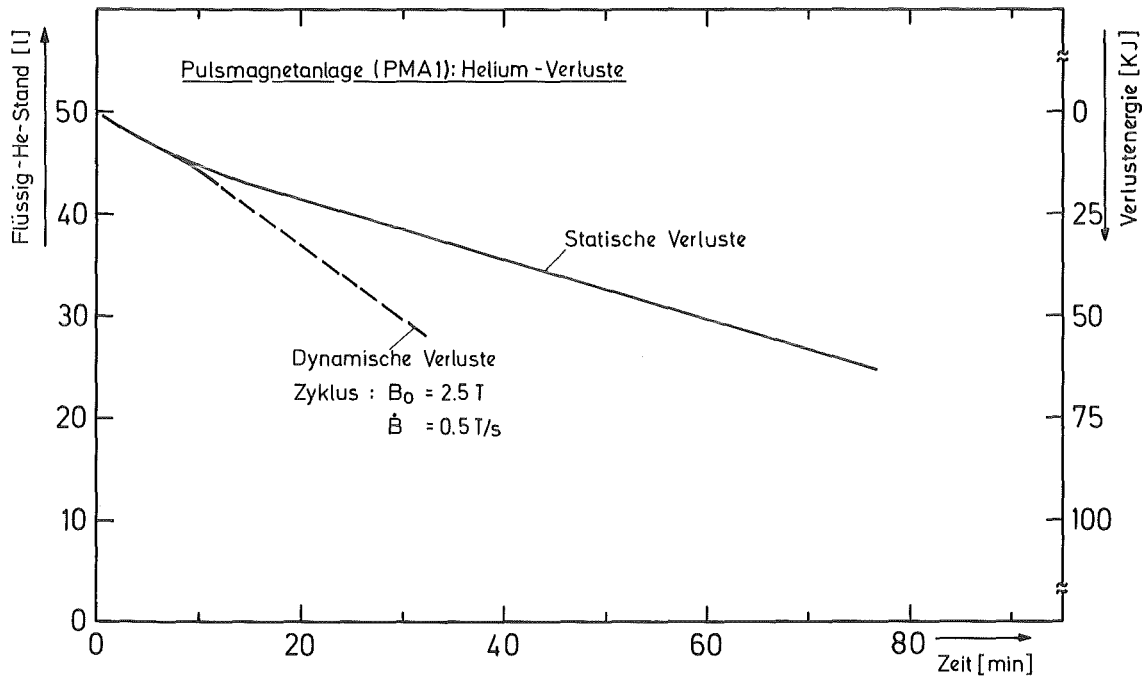


Abb. 16: Statische und dynamische He-Verluste der Pulsmagnetanlage PMA 1

- (2) Feldmessungen zur Bestimmung des Zentralfeldes. Zum Vergleich wurden Rechnungen nach ARENDT und GREEN^{*)} mitverwendet. Hierzu wurden kalibrierte Pickup-Spulen und CuNi- Magnetowiderstände sowie Hall-Sonden eingesetzt.
- (3) Verlustmessungen an einer Testprobe, deren Wechselfeldverluste bereits aus Magnetisierungsmessungen in PMA2 bekannt waren. Aus den Feldmessungen wurden jeweils die Feldkonstanten der Dipolmagnete ermittelt. Es ergibt sich z.B. für den äußeren Dipolmagneten (PMA1) ein Wert von $430 \pm 4 \text{ A/T}$, der mit den Feldrechnungen bis auf $\pm 3 \%$ übereinstimmt. Die Ergebnisse aus den Verlustmessungen an einer Testprobe zeigten eine Übereinstimmung innerhalb von $\pm 4 \%$.

^{*)} Private Mitteilung (1983)

3.3 Verlustmeßmethoden

Ein Hauptpunkt dieser Arbeit war, einige geeignete, unabhängige Meßmethoden zur Verlustbestimmung an Supraleitern auszuwählen und ihre Anwendbarkeit zu überprüfen. Für die Untersuchungen des Wechselfeldverlustverhaltens an technischen Supraleitern wurden folgende 3 Meßmethoden vorgeschlagen, wobei die jeweils mit ihnen erzielten Verlustergebnisse an NbTi-Standardproben miteinander verglichen wurden:

- (1) Thermische Verlustmeßmethode
- (2) Kalorimetrische Methode
- (3) Magnetisierungsmessungen.

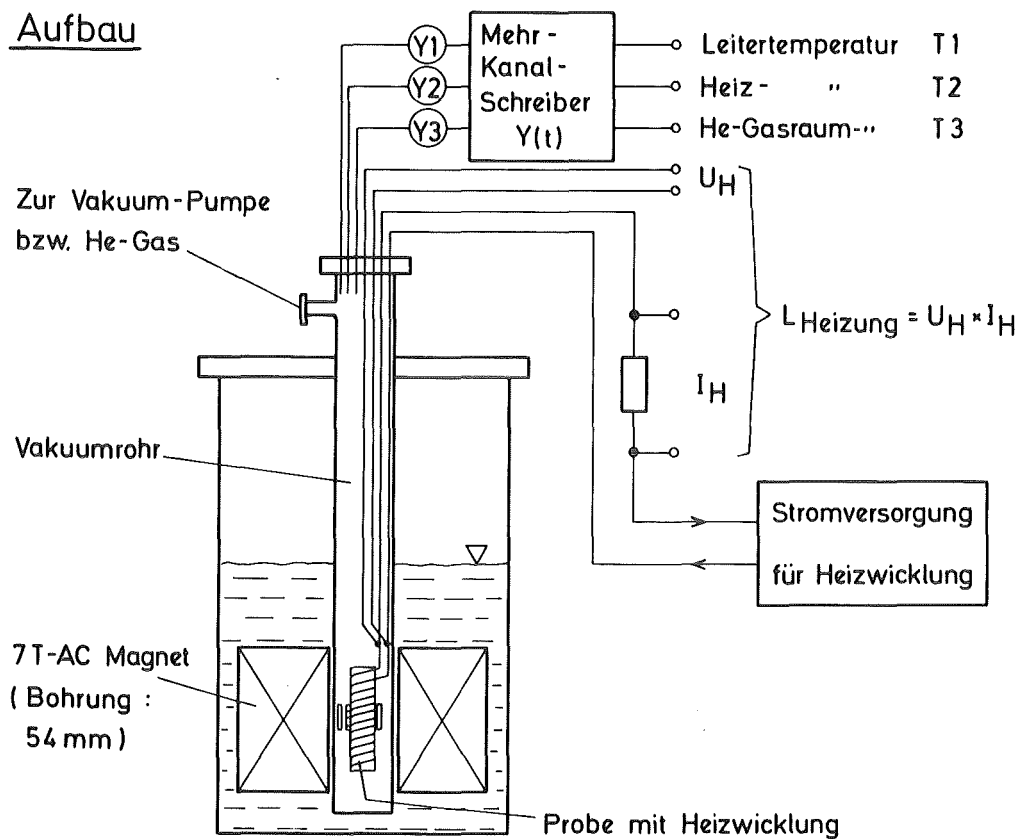
Für die Verlustuntersuchungen wurde hauptsächlich die schnell arbeitende thermische Verlustmeßmethode ausgewählt, wobei diese hier neu entwickelte Methode erstmals anhand dieses Verlustmeßprogrammes mit ausgetestet wurde. Zur Unterstützung der Ergebnisse wurden die kalorimetrische Methode sowie Magnetisierungsmessungen mitbenutzt. Eine weitere Meßmethode - die elektronische Leistungsmessung - diente zur Ergänzung.

3.3.1 Thermische Verlustmeßmethode

Bei dieser Methode werden die in den Proben erzeugten Verluste pauschal durch Bestimmung der Oberflächentemperatur der Probe ermittelt. Eine Skizze des hierzu benötigten Versuchsaufbaues ist in Abb. 17a mit dargestellt. Die Supraleiterprobe befindet sich innerhalb eines pulsaren Magneten in einem evakuierten VA-Rohr ($P \approx 10^{-4}$ bar). Durch Einstellung des Restgasdruckes im Rohr besitzt man eine Möglichkeit, den Wärmeübergang von der Probe zum Heliumrestgas zu beeinflussen. So erreicht man z.B. bei typischen Restgasdrücken von 10^{-4} bar bei den Temperaturfühlern Erholungszeiten (d.h. Rückkehr zum Ausgangszustand bei $T_0 = 4.2$ K) von einigen Minuten. Als Temperaturfühler wurden nahezu magnetfeldunabhängige (bis etwa 4 T), geeichte Kohlewiderstände (1.5 mm Ø) verwendet, die sowohl auf der Leiteroberfläche (T_1) als auch im He-Gasraum (T_3) installiert wurden.

Zur Eliminierung der spezifischen Wärmekapazität der Leiterprobe wird diese mit einer bifilaren Heizwicklung (CuNi-Draht) versehen, wobei die eingespeiste Heizleistung $L_{\text{Hei}} = U_{\text{Hei}} \times I_{\text{Hei}}$ durch Vierpunktmessung sowie die Heiztempe-

Aufbau



Probe

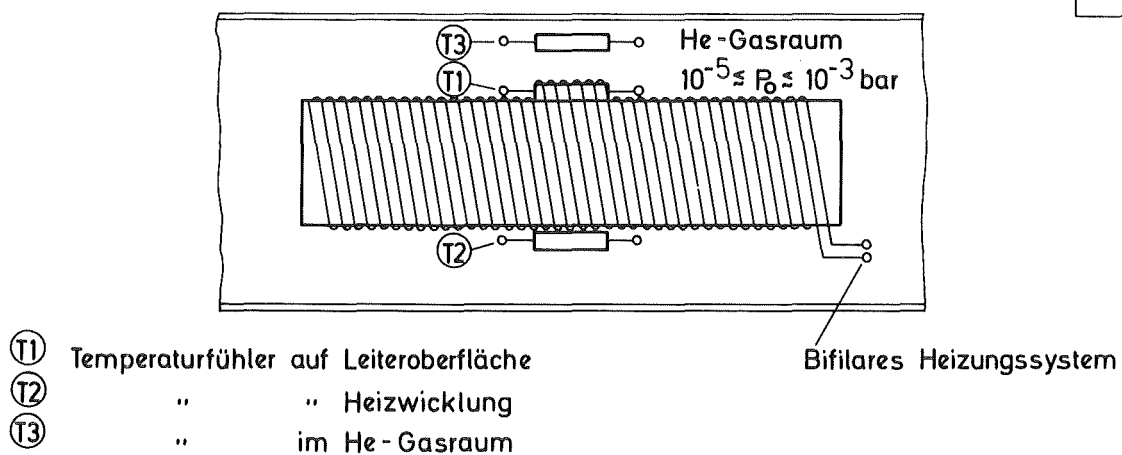


Abb. 17: (a) Experimenteller Aufbau für Verlustmessungen nach der thermischen Meßmethode;
(b) Probenanordnung mit Heizwicklung und Temperaturfühler

ratur (T_2) auf der Heizwicklungsoberfläche ermittelt wird. Die Anordnung der drei Temperaturfühler ist in Abb. 17b dargestellt.

Bei Änderung eines äußeren Magnetfeldes werden sowohl die in der Probe erzeugten Hysteresisverluste als auch die Wirbelstrom- und Kopplungsverluste in Joule'sche Wärme umgesetzt und mittels der Temperaturfühler erfaßt (s. Abb. 18). Durch Vergleich der ermittelten Temperaturerhöhungen mit T-Werten in der zugehörigen Eichkurve kann direkt die Verlustleistung z.B. in Watt pro Leiterlängeneinheit angegeben werden. In einer für jeden Leiter charakteristischen Eichkurve werden die ermittelten Temperaturerhöhungen $\Delta T = T_{\max} - T_0$ mit $T_0 = 4.2$ K als Anfangstemperatur gegenüber den eingespeisten Heizleistungen aufgetragen.

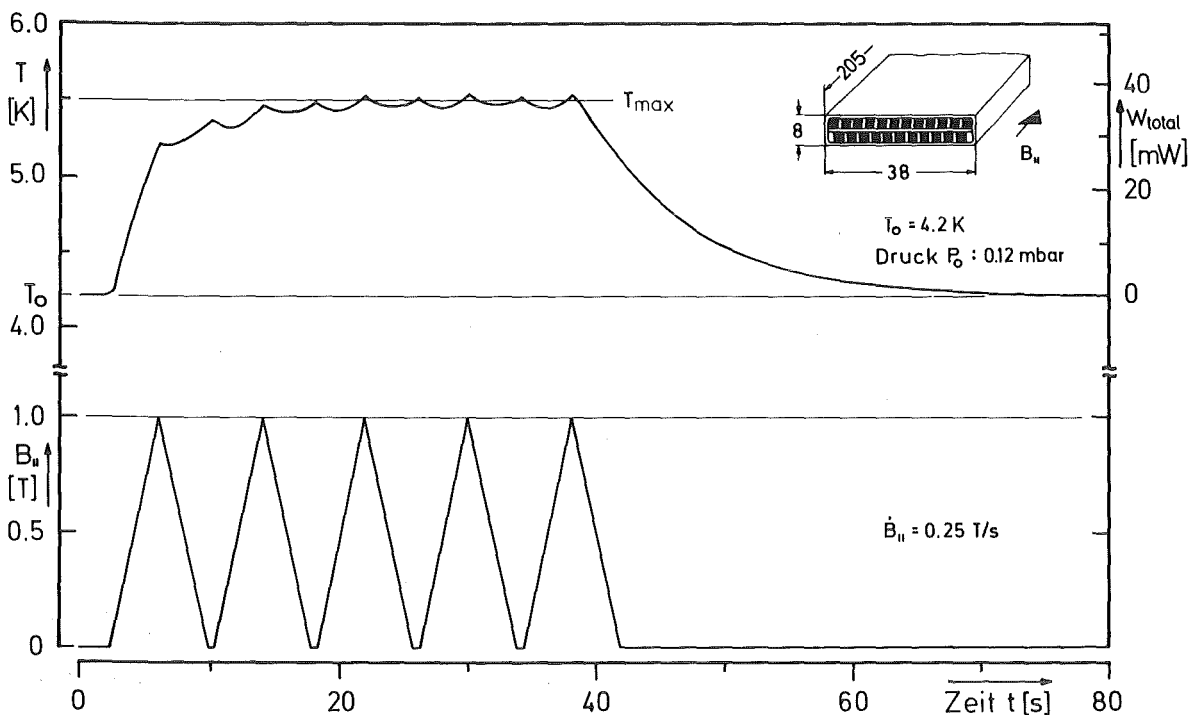


Abb. 18: Zeitlicher Verlauf eines äußeren Pulsfeldes (unteres Bild) sowie von der erzeugten Oberflächentemperatur $T = T_{\max}$ bzw. der Verlustleistung W_{total} (oberes Bild) bei einer EURATOM-LCT-Standardprobe

In Abb. 19 sind typische Eichkurven für eine EURATOM-LCT-Standardleiterprobe (Länge $l = 205$ mm) mit 3 Temperaturfühlern (Leiteroberfläche, Heizwicklungs-oberfläche, He-Gasraum) angegeben.

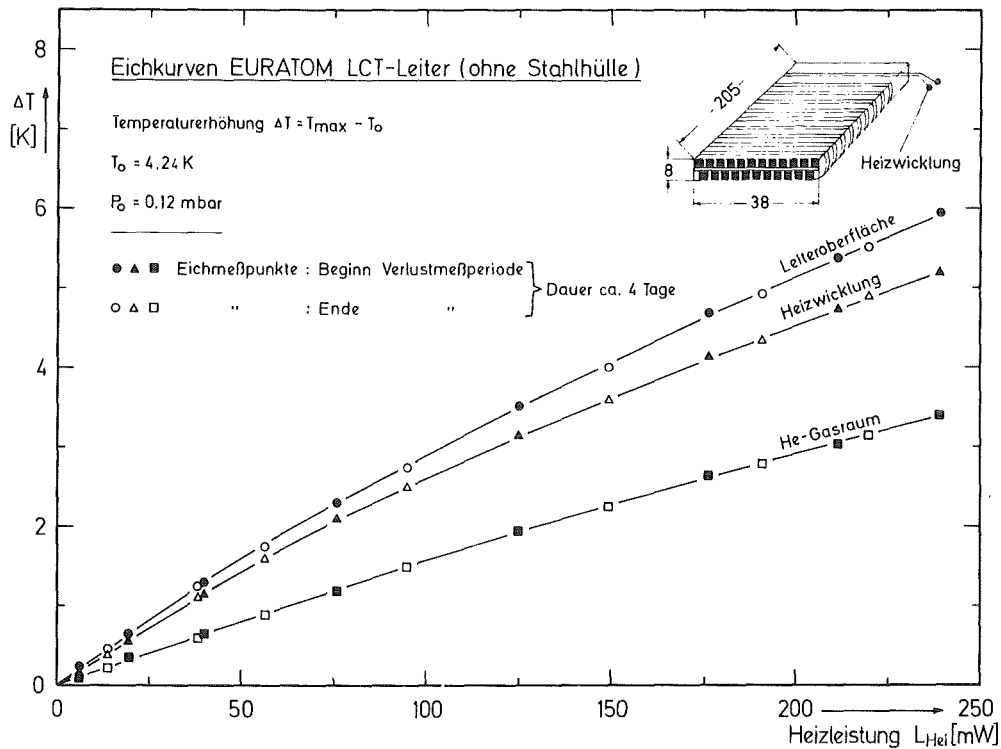


Abb. 19: Typische Eichkurven von der eingespeisten Heizleistung L_{Hei} und der damit erzeugten Temperaturerhöhung $\Delta T = T_{\max} - T_0$ an der Oberfläche des EURATOM-LCT-Standardleiters sowie auf der Heizwicklung und im He-Gasraum

Diese Methode ist sehr empfindlich ($\lesssim 0.05$ K/mW) und liefert reproduzierbare Werte innerhalb von ± 3 %. Sie besitzt außerdem den Vorteil, daß gleichzeitig mehrere Proben in einem Probengefäß unabhängig voneinander ausgemessen werden können.

Abb. 20 zeigt eine schematische Darstellung des Wärmestromes im Gleichgewichtszustand (d.h. die in der Probe erzeugte Wärme gleich der an die Umgebung abgeführten Wärme) von der Mitte der Probe bis zur Gefäßwand durch die verschiedenen Medien wie Probe, Temperaturfühler W_1 , Heizdraht, W_2 , He-Gasraum

sowie W_3 und Gefäßwand. Dabei ist der Wärmestrom I_W gegeben durch die zeitliche Änderung der Wärmemenge Q mit $I_W = \dot{Q}$.

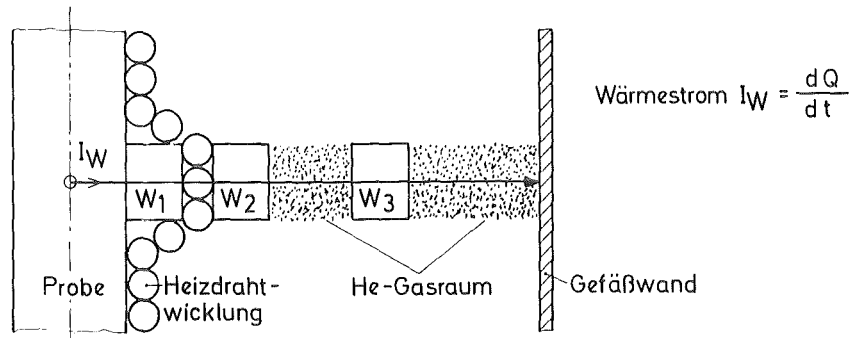


Abb. 20: Schematische Darstellung des Wärmestromverlaufes I_W von der Probe durch Temperaturmeßwiderstände W_1 , W_2 , W_3 , Heizwicklung sowie He-Gasraum zur Gefäßwand.

3.3.2 Kalorimetrische Methode

Diese Methode zur Verlustmessung gehört zu den Standardmethoden, die insbesondere zu Eichzwecken von elektrischen Verlustmeßmethoden herangezogen wird. Beim Aufbau eines Versuchsstandes (s. Abb. 21) wurde die Erfahrung von DUBERNET und PECH³²⁾ genutzt, die bereits eine ähnliche Meßmethode erfolgreich getestet haben. Im Zentralfeld eines Pulsmagneten befindet sich ein nach unten geöffnetes glockenförmiges Gefäß aus GFK-Material zur Aufnahme des von der durch Magnetpulsung aufgeheizten Probe erzeugten Heliumgases. Die entstehende Menge wird mit Hilfe eines Helium-Durchflußmessers erfaßt (Fa. Hastings, USA;

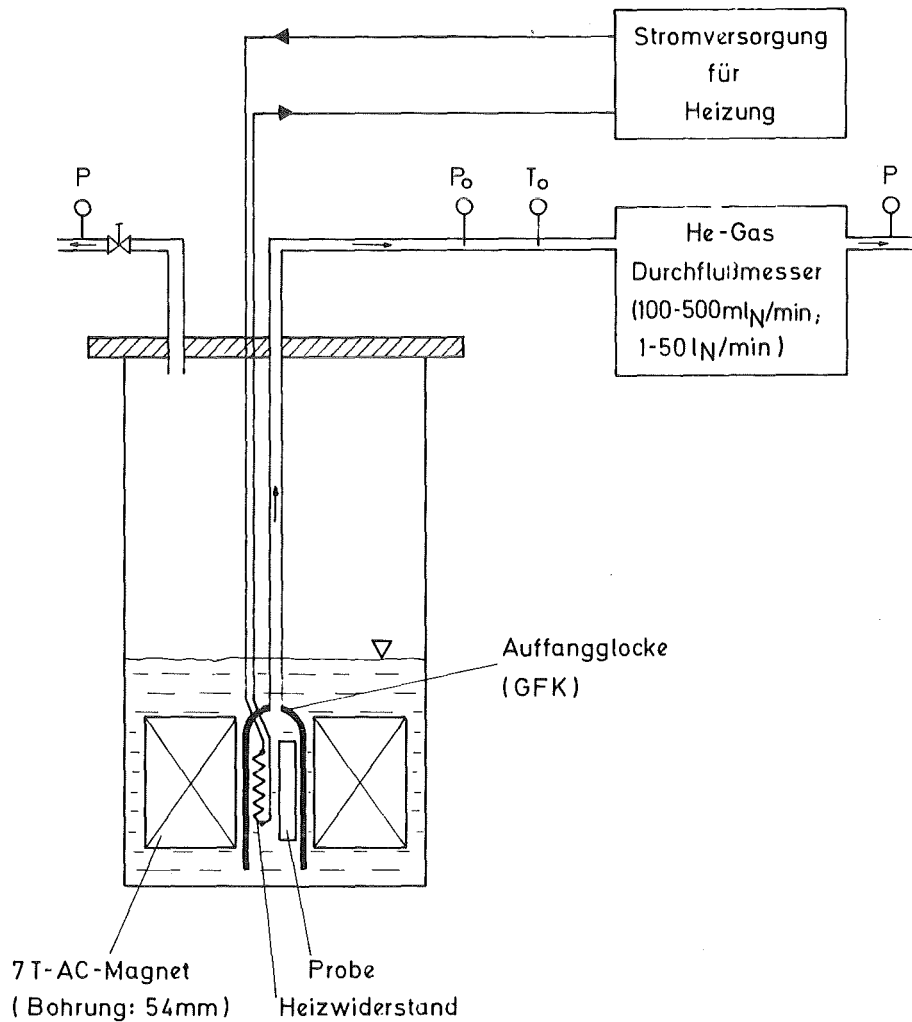


Abb. 21: Aufbau der kalorimetrischen Standardmethode
für Verlustmessungen

Meßbereich für He 0.05 g/s mit $\pm 1\%$ Genauigkeit vom Vollausschlag). Zur Kontrolle und Eichung des Durchflußmessers kann jeweils eine definierte Energie über einen Heizwiderstand (z.B. CuNi-Draht mit 0.15 mm Durchmesser) eingespeist werden.

Bei dieser Methode ist es schwierig, die bei relativ kleinen Verlusten entstehenden sehr geringen He-Gasmengen noch sicher innerhalb des He-Abdampfungsuntergrundes nachzuweisen. Eine untere Heliumgas-Nachweisgrenze bei dieser Versuchsanordnung liegt etwa bei 50 ml/min. Eine typische Eichkurve der He-Abdampfleistung gegenüber der eingespeisten Heizleistung ist in Abb. 22 dargestellt. Für sehr empfindliche Verlustmessungen empfiehlt sich der Bau eines geschlossenen Kalorimetergefäßes mit eigenem He-Kreislauf.

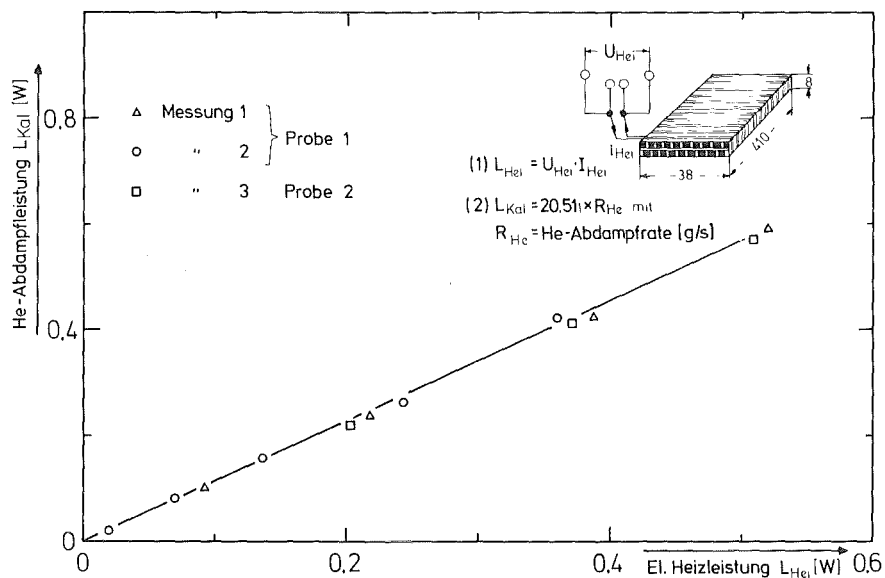


Abb. 22: Typische Eichkurve für kalorimetrische Verlustmessungen

3.3.3 Magnetisierungsmessungen

Die Meßmethode zur Bestimmung der Magnetisierung an Supraleiterproben in Magnetfeldern bis 7 T bei 4,2 K wird in Abb. 23 schematisch dargestellt. In der kalten Bohrung ($\varnothing = 54$ mm) eines supraleitenden NbTi-Pulssolenoidmagneten (PMA2) befinden sich 2 nebeneinander stehende normalleitende Pick-up-Spulen 1 und 2, wobei die eine Spule das supraleitende Probenmaterial enthält. Ihre Induktionsspannung wird mit der von der probenfreien Spule verglichen und das

Differenzsignal aufintegriert. Die Summe ergibt einen der Magnetisierung M der Probe proportionalen Wert. Magnetische Induktion (B) und Magnetisierung (M) können als Wertepaare ausgedruckt sowie mit einem XY-Schreiber aufgeschrieben werden. Eine spezielle Probenhalterung ermöglicht den Anschluß an eine heliumgekühlte Stromzuführung bis 2500 A Transportstrombelastung.

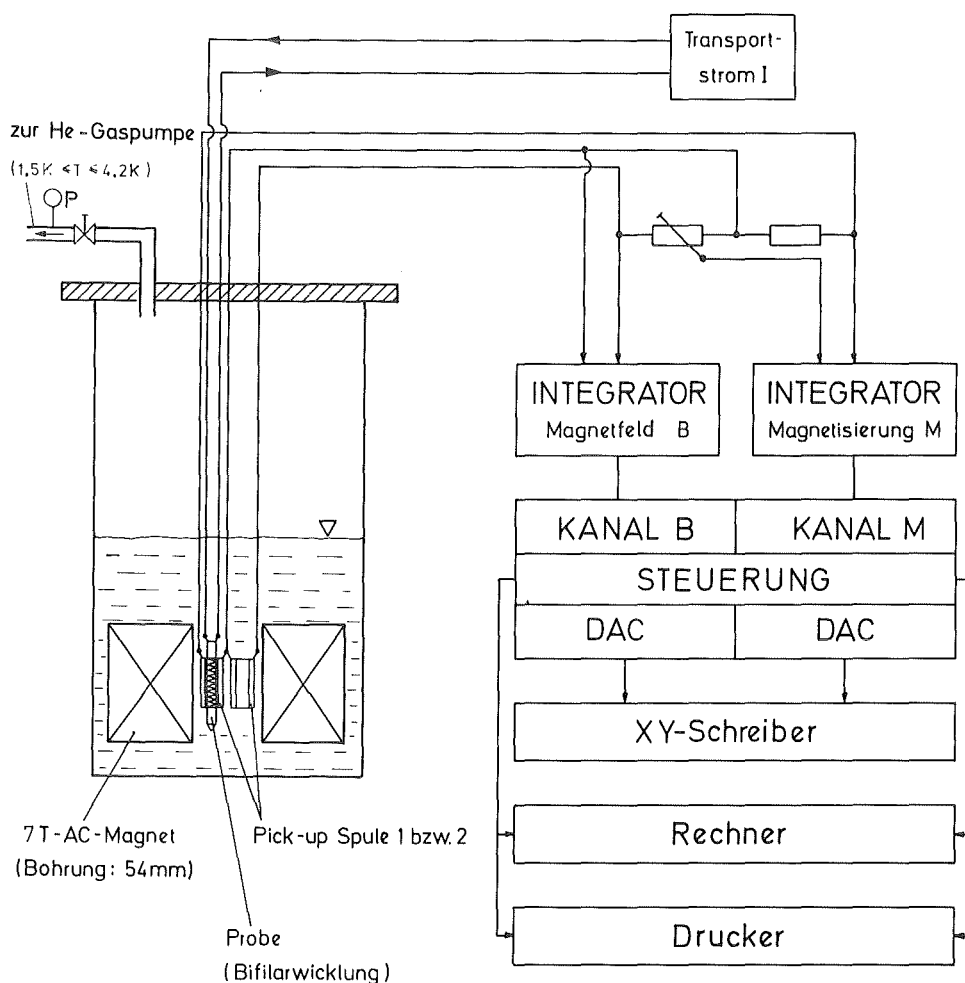


Abb. 23: Schematischer Aufbau der Magnetisierungsmeßanlage

Abb. 24 zeigt eine typische Hysteresiskurve eines $\text{Nb}_3\text{Sn}/\text{Ta}/\text{Cu}$ -Supraleiters bei 1.5 K (Originalschreiberbild) mit deutlich sichtbaren Flußsprüngen (Losreißen der Flußschläuche von den Pinningzentren).

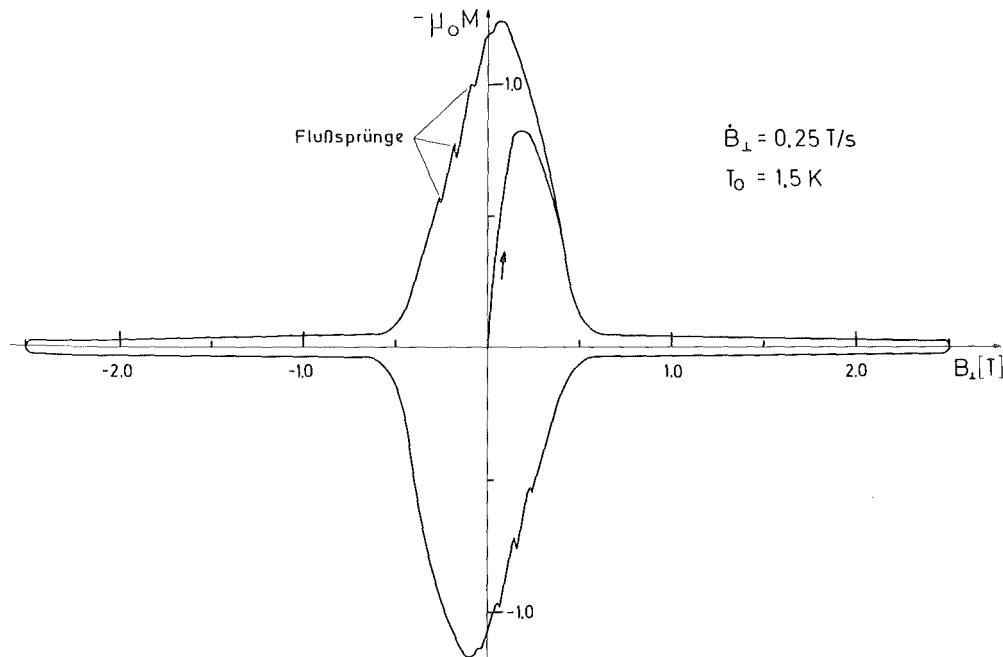


Abb. 24: Typische Magnetisierungskurve eines $\text{Nb}_3\text{Sn}/\text{Ta}/\text{Cu}$ -Supraleiters bei 1.5 K (XY-Schreiberbild)

Zur Eichung der Magnetisierung kann in vielen Fällen das ideale diamagnetische Verhalten des Supraleiters unterhalb des unteren kritischen Feldes (B_{c1}) ausgenutzt werden. Eine besondere Schwierigkeit liegt dabei jeweils in der Bestimmung des feldstärkeabhängigen Entmagnetisierungskoeffizienten N_E , der je nach Probengeometrie des Supraleitermaterials unterschiedlich ausfällt. Jedoch bei relativ langen Proben im Vergleich zum Probendurchmesser kann dieser Faktor nahezu vernachlässigt werden.

Die Magnetisierungsmeßmethode eignet sich insbesondere für die getrennte Bestimmung der Verlustkomponenten, wie Hysteresis- und elektrische Wirbelstromanteile. Dazu wird bei der Magnetisierungsapparatur speziell die Feldände-

rungsgeschwindigkeit $\dot{B} \rightarrow 0$ gesteuert. Diese schrittweise bei $\dot{B} = 0$ aufgenommenen geschlossenen Magnetisierungskurven sind frei von Wirbelstromverlustanteilen und stellen die reinen Hysteresisverluste dar. Außerdem können mit dieser Methode leicht unzulässige Aufmagnetisierungen z.B. von Probenisolationsmaterialien korrigiert werden.

Nachteilig wirkt sich bei Magnetisierungsmessungen das geringe nutzbare Probenvolumen von etwa $3.5 \times 10^{-6} \text{ m}^3$ aus (Magnetbohrung nur 54 mm). Aus diesem Grunde wurde ein übereinanderliegendes Pick-up-Spulensystem konzipiert und gebaut, mit dem man ein etwa einen Faktor 20 größeres Probenvolumen für Magnetisierungsmessungen erreicht.

3.3.4 Elektronische Leistungsmessung

Bei Verlustmessungen an Supraleiterproben unter Transportstrombelastung wird mitunter als flexiblere Methode eine sog. elektronische Meßmethode eingesetzt, die auf elektronischem Weg eine Multiplikation der Probenspannung und Probenstrom beinhaltet. Dabei wird das Leistungsintegral wie folgt gebildet:

$$L_{Pr} = \frac{1}{T_0} \int_0^{t_0} U_{Pr}(t, \alpha) I_{Pr}(t, \alpha) dt \quad (3.1)$$

mit U_{Pr} = Probenspannung, I_{Pr} = Probenstrom, t_0 = Periodendauer und α = Phasenverschiebung.

In Abb. 25 ist ein solcher Versuchsaufbau schematisch aufgezeigt. Eine mehrlagig gewickelte supraleitende Spulenprobe befindet sich im Zentralfeld eines 8 T-Solenoidmagneten (Gleichfeldmagnet) und wird mit 50 Hz-Wechselstrom über einen primär gesteuerten Hochstromtransformator (130 A/6 V) versorgt. Um die in der Probenspule induzierte Spannung bei Wechselstrombelastung zu kompensieren, wird eine im Primärkreis liegende Rogowskispule zugeschaltet. Das durch die Rogowski-Spannung kompensierte Probenspannungssignal (Kanal B) wird mit dem Probenstromsignal (Kanal A) mit Hilfe eines elektronischen Multiplikators (Philips-PM 3252) verarbeitet und als A x B-Signal über einen Integrator aufsummiert.

3.4 Meßwerterfassung

Die Erfassung der vielfältigen Meß- und Kontrolldaten bei den Verlustexperimenten an der PMA 1 ist schematisch in Abb. 26 dargestellt. Das Funktionsbild beinhaltet insgesamt 3 Blöcke: Versorgungseinheit, Überwachungs- bzw. Kontrolleinheit und die Meßeinheit. Während die Versorgungseinheit die Stromversorgung sowie die Steuerung der Pulsmagnete M1 bzw. M2 (OMA) umfaßt, liefert die Überwachungs- und Kontrolleinheit im wesentlichen Daten zur betriebssicheren Funktion der Anlage. Hervorzuheben sind die Meßeinrichtungen zur Quencherfassung der Magnete, die Überwachung der Kühltemperaturen für die Stromzuführungen sowie die Kontrolle der Flüssig-Helium-Versorgung.

Die Meßeinheit konzentriert sich auf die Erfassung von unterschiedlichen Meßgrößen:

- (1) Magnetfeld B1 des äußeren Pulsmagneten
- (2) Magnetfeld B2 des Überlagerungsmagneten (OMA)
- (3) Verschiedene Temperaturen $T_1 \dots T_n$ im Probenbereich sowie im He-Gasraum und
- (4) Aufnahme der elektrischen Heizleistung gemäß

$$L_{\text{Hei}} = U_{\text{Hei}} \cdot I_{\text{Hei}} \quad (3.2)$$

Kernstück der Datenerfassung ist dabei eine neuartige Transienten-Recorder-Anlage (Transiscope TS 9006, MEDAS) mit integriertem Rechneranteil.

*) Für die Bereitstellung eines Quenchdetektors wird Herrn DI. G. Nöther gedankt.

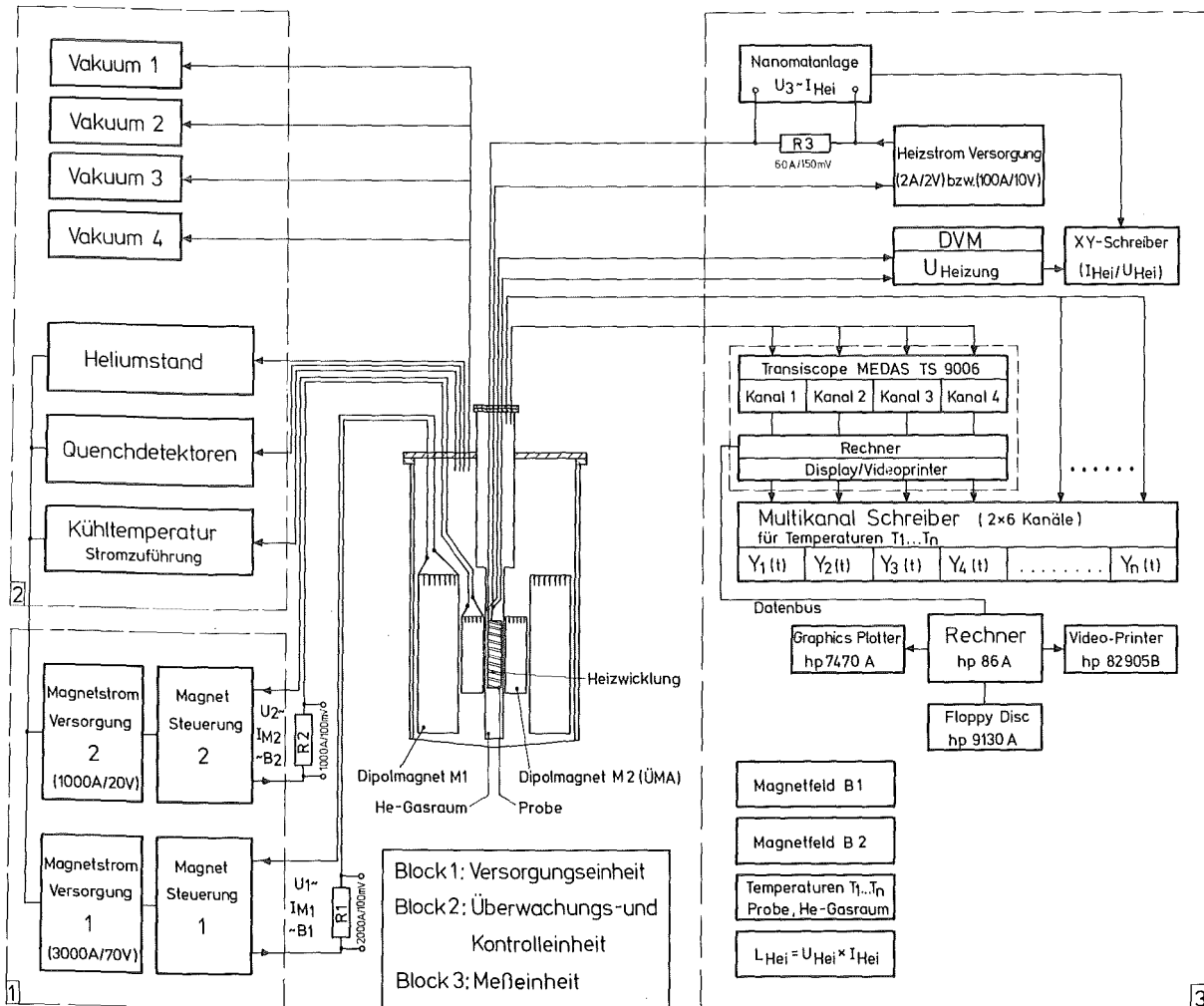


Abb. 26: Funktionsschema der Pulsmagnetanlage PMA 1

Zur Erfassung der Verluste nach der thermischen Meßmethode wurden insgesamt 12 Temperaturanzeigen in 3 x 4 Kanälen aufgezeichnet. Dazu wurden 2 Multikanalschreiber mit je 6 Kanälen benutzt. Für Magnetisierungsmessungen wurde eine spezifische Software für die Integration von geschlossenen Kurven mitverwendet. Die weitere Datenauswertung bzw. Korrekturdurchführung ermöglichte eine angeschlossene Tischcomputeranlage (hp 86A) mit einer Floppy Disc.

3.5 Probenmaterial und Präparation

Probenmaterial:

Die Auswahl des Probenmaterials für die anstehenden Wechselfeldverlustmessungen erfolgte nach folgenden Überlegungen:

- Die Hauptuntersuchungen wurden an dem Original-LCT-Supraleitermaterial (EURATOM-LCT-Standardproben mit $l = 205$ mm bzw. 410 mm) der im ITP entwickelten EURATOM-LCT-Spule durchgeführt. Ergänzt wurden Messungen an aus dem Verband herausgelösten Einzelleitern. Weiter wurde zur Abschätzung von Kopplungsverlusten ein handgeroebelter LCT-Leiter ohne Lötverbindungen zwischen den Einzelleitern als sog. Idealleiter hergestellt, um die minimal möglichen Wechselfeldverluste zu ermitteln. Ebenso wurden zur Untersuchung des Einflusses der Transpositionslänge auf das Verlustverhalten 2 Idealleiter mit unterschiedlicher Transposition ($L_T = 410$ bzw. 820 mm) eingesetzt.
- Zum Vergleich der Verlustergebnisse mit Ergebnissen von anderen Leiterkonfigurationen wurde ein bereits weiterentwickelter NbTi-Supraleitertyp mit hochresistiver CuNi-Barriere in der Cu-Matrix zur Reduzierung der Wechselfeldverluste ausgewählt. Verwendet wurde hier der im französischen Fusionsmagnettechnologie-Projekt in Saclay/Paris eingesetzte TORE SUPRA-Leiter ($l = 500$ mm).
- In Ergänzung wurde zu den NbTi-Supraleitern ein Nb₃Sn-Standardsupraleiter mit Ta-Barriere (hergestellt bei der VACUUMSCHMELZE³) ausgesucht.

Das für die EURATOM-LCT-Spule verwendete Leiterkomposit besteht aus 23 NbTi/Cu-Einzelleitern, die um einen Falzkern aus Stahl (SS + CrNi) verroebelt sind. Die Hauptmerkmale dieses Leiters (s. Abb. 27, obere Ansicht) sind in folgenden Punkten zusammengefaßt:

- Verwendung von konventionellem NbTi-Einzelleitermaterial mit Cu-zu-SL-Anteil von etwa 5,
- der Stahlkern enthält eine Isolationsschicht aus Kaptonfolie (Dicke: $50 \mu\text{m}$),
- die Fixierung der Einzelleiter auf dem Stahlkern erfolgte mit einem Sn58Pb39In3-Lot mit einer Lotschichtdicke von etwa 0.1 mm,

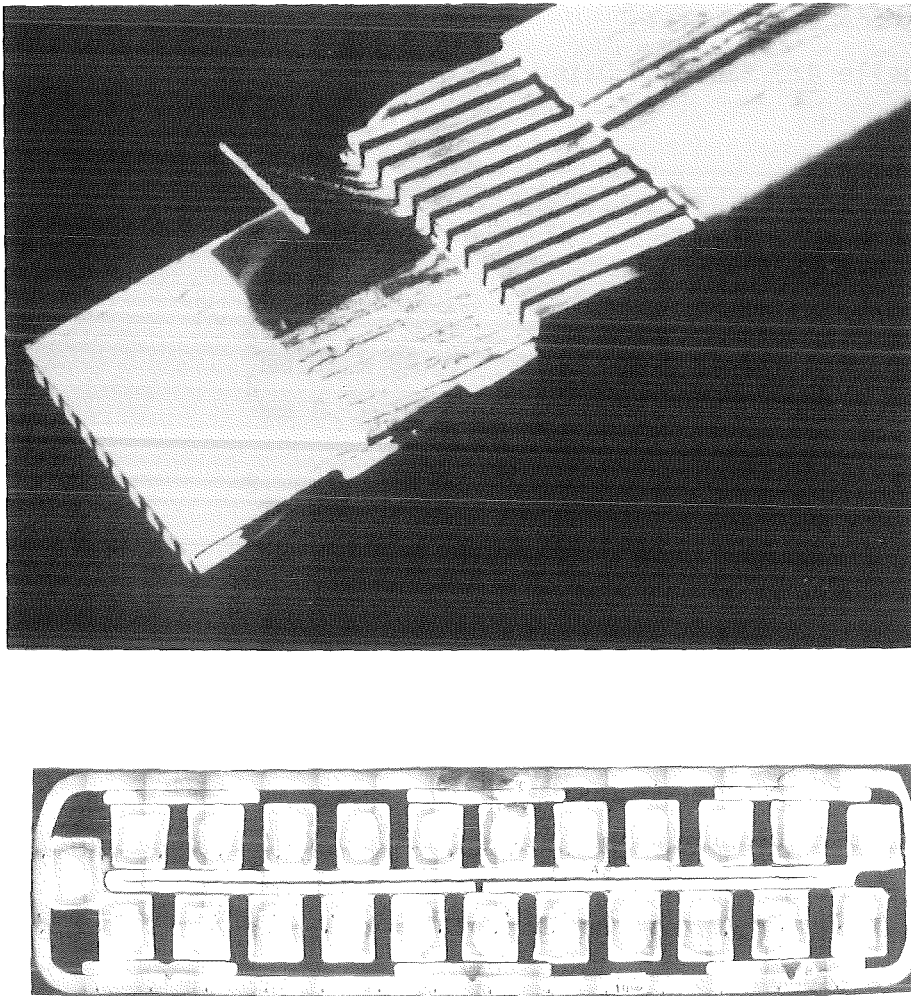


Abb. 27: Perspektivische Ansicht (oberes Bild) bzw. Querschliffbild des EURATOM-LCT-Leiters (unteres Bild). NbTi-Filamente sind jeweils in den Einzelleitern nahezu ringförmig angeordnet.

- zur Reduzierung der Wirbelstromverluste wurde ein Filamenttwist von $l_p = 30 \text{ mm}$ sowie bei der Verroebelung eine Transposition $L_T = 410 \text{ mm}$ verwendet.
- Der 23-fach verroebelte Leiter ist mit einer äußeren Stahlhülle (Außenmaße: $400 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$; Dicke: 1 mm) verschweißt. Die dadurch entstehenden Kanäle dienen zur Kühlung, wobei das zur Kühlung benutzte Helium mit etwa 4 bar bei 5 K durchgedrückt wird (Zwangskühlung).

Abb. 27 (untere Ansicht) zeigt ein Querschliffbild vom EURATOM-LCT-Leiter, während weitere Daten mit in Tab. 4 zusammengefaßt sind.

Tabelle 4: Maße und Daten des EURATOM-LCT-Leiters

Leiterkomposit

Maße (mit Stahlhülle):	40 x 10 mm ²
" (ohne "):	38 x 8 mm ²
Materialanteile: NbTi 50	29 mm ²
Cu	138 mm ²
SS + CrNi	134 mm ²
Sn58Pb39In3-Lot	4 mm ²
Zwischenraum für He-Kühlung	95 mm ²
Anzahl der NbTi-Einzelleiter	23
Einzelleiterabstand D	0.9 mm
Transpositions-länge L _T ^o	410 mm
Stahlträgerbandbreite b _{St}	34 mm
" " " dicke a _{St}	1 mm
Krit. Strom I _c (8 T; 4.2 K)	15 kA
Betriebsstrom I _T (8.2 T; 3.8 K)	11 kA

Einzelleiter (NbTi/Cu):

Maße:	2.35 x 3.10 mm ²
Filamentzahl	744
Filamentdurchmesser d	46 µm
Filamentbündeldurchmesser \bar{D}	2.3 mm
Twistlänge l _p	30 mm
Krit. Stromdichte j _c (8 T; 4.2 K)	$\geq 8 \times 10^8$ A/m ²

Der TORE-SUPRA-Leiter ist ein monolytischer Rechteckleiter ($2.8 \times 5.6 \text{ mm}^2$), der aus einer Cu/CuNi-Mischmatrix und 11000 NbTi-Filamenten (Filamentdurchmesser: $22 \text{ }\mu\text{m}$; Twist: $1 \cong 25 \text{ mm}$, Transposition: $L_T = 50 \text{ mm}$) besteht. Dabei ist jedes NbTi-Filament von einer etwa $2 \text{ }\mu\text{m}$ dicken Cu-Schicht sowie einer sich anschließenden $1 \text{ }\mu\text{m}$ dicken CuNi-Schicht umgeben. Der kritische Strom wird bei 9 T und 4.2 K mit 1400 A angegeben.

Der ausgewählte Nb₃Sn/Ta/Cu-Multifilamentleiter (Leiterdurchmesser 0.7 mm) dient als Basisleiter für verseilte Kabelkomposite und enthält 2500 Filamente mit einer Nb₃Sn-Schichtdicke von etwa 2 - 3 μm . Der innere Cu-Kern ist mit einer Ta-Barriere abgeschirmt, die eine Sn-Diffusion zum Cu verhindern soll.

Probenpräparation:

Bei der Probenpräparation gestaltete sich das Positionieren der zahlreichen Thermofühler sowie das Anbringen der Heizwicklung schwierig. Zur Klärung der Frage, ob die Verluste von den LCT-Leiterproben mit oder ohne Stahlhülle ermittelt werden sollten, wurden an 2 Standardproben entsprechende Verlustmessungen durchgeführt.

Die Ergebnisse dieser Messungen zur Leiterachse im parallelen Pulsfeld (s. Abb. 28) zeigen eindeutig, daß die Stahlhülle keinen Verlustanteil bis zu Feldänderungsgeschwindigkeiten von $\dot{B} = 0.5 \text{ T/s}$ beiträgt. Erst bei höheren \dot{B} -Werten ($\geq 0.8 \text{ T/s}$) zeichnet sich ein zusätzlicher, geringer Verlustbeitrag der Stahlhülle von ca. 8 % ab. Ähnliche Ergebnisse ergaben sich beim Pulsen im senkrechten Feld. Aus diesem Grunde wurden für alle weiteren Messungen an LCT-Proben die Stahlhülle weggelassen.

Als Thermofühler wurden geeichte Kohlewiderstände (Durchmesser 1.5 mm, Länge 6 mm) verwendet, die jeweils zwischen 2 benachbarten Einzelleitern mit Hilfe von Hochvakuumfett angebracht wurden. Beachtet wurde dabei, daß die bei der Montage etwas auseinandergebogenen Einzelleiter keine Kraft auf die Thermofühler ausübten (evtl. Verfälschung der Eichkurve durch Krafteinwirkung). Zusätzlich wurde der Einfluß bezüglich Magnetowiderstand sowie evtl. erzeugter Wirbelstromverluste (Verfälschung der Meßtemperatur) in den Thermofühlern durch Pulsfeldbelastungen untersucht (s. Anhang III).

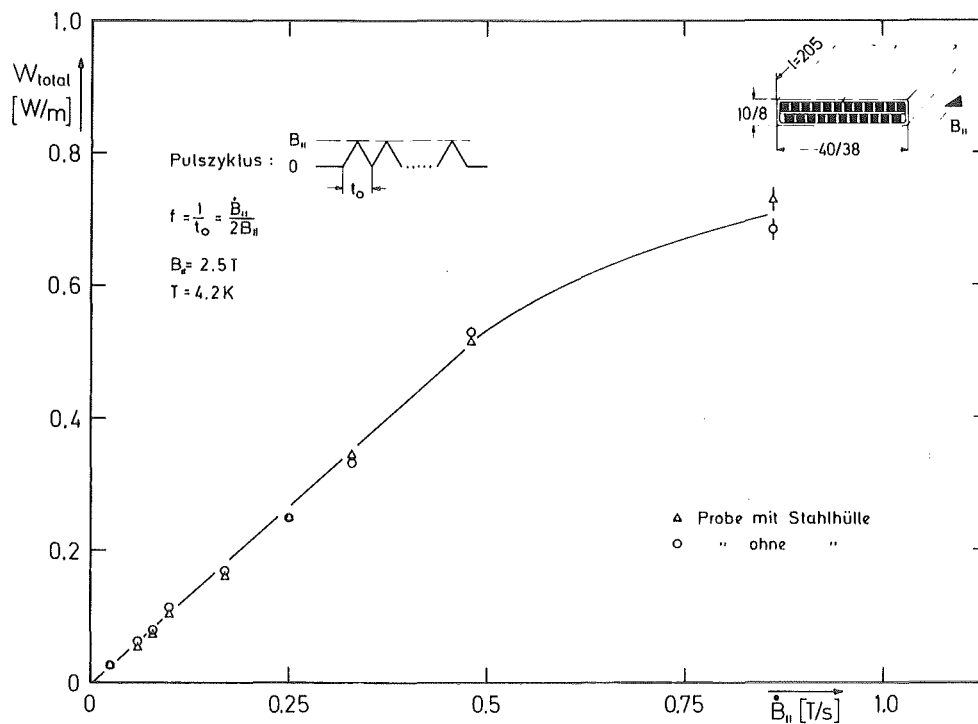


Abb. 28: Ergebnisse der Gesamtverluste von EURATOM-LCT-Standardproben mit und ohne Stahlhülle

Ebenso wurde der als Heizwicklung verwendete, lackisolierte CuNi-Draht (Drahtdurchmesser: 0.15 mm, Widerstandswert 27.4 Ω/m) ohne Zwischenraum dicht gewickelt und zum besseren Wärmekontakt mit der Leiteroberfläche mit Hochvakuumfett versehen. Die elektrischen Zuleitungen wurden thermisch abgefangen (Anbinden an die 4.2 K gekühlte Gefäßwand), um den von außen in den Probenraum des Kryostaten führenden Wärmestrom zu reduzieren.

Um die Montage- und Kontaktierungsverhältnisse der Leiterproben mit zu überprüfen, wurden Reproduzierbarkeitsmessungen an 2 gleichen LCT-Standardproben durchgeführt. Die Ergebnisse (s. Abb. 29) zeigen eine Übereinstimmung der Verlustwerte innerhalb von $\pm 3\%$.

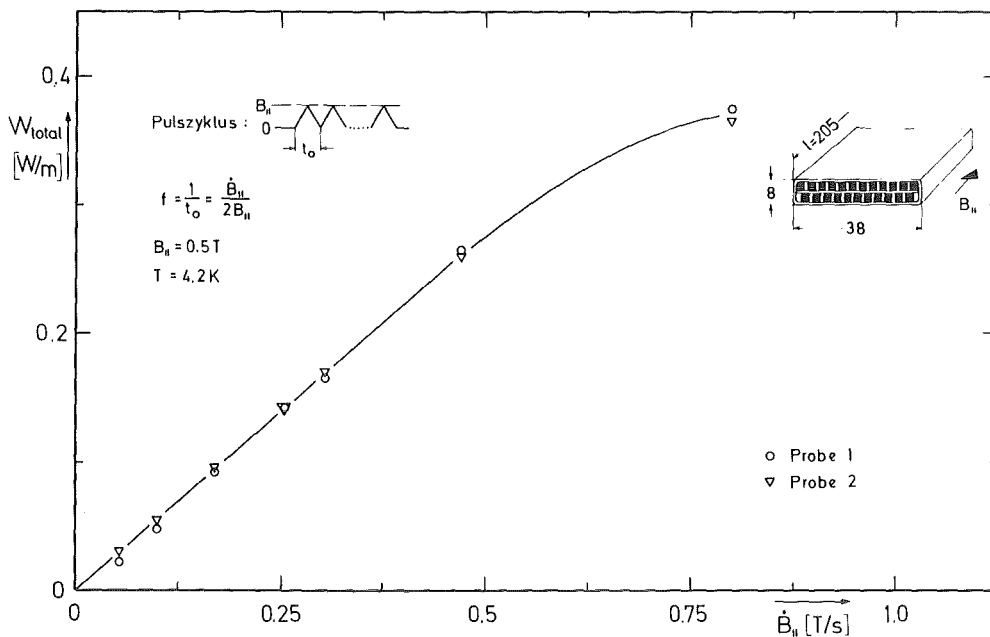


Abb. 29: Reproduzierbarkeitstest an 2 EURATOM-LCT-Standardproben 1 bzw. 2

4. Verlustmessungen

Die Untersuchung der Einwirkung von elektromagnetischen Wechselfeldern an technischen Supraleitern (z.B. EURATOM-LCT-Leiter) orientierte sich an dem 6-LCT-Spulentest in Oak Ridge, USA. Dieser für 1986 geplante Test beinhaltet u.a. zur Verlustermittlung ein Überlagerungspulsfeld-Programm³³⁾ (zusätzliche Poloidalpulspulen erzeugen Pulsfelder, die sich mit dem Hauptfeld überlagern) mit folgenden charakteristischen Größen wie

- parallele sowie senkrechte Pulsfelder mit Amplituden zwischen 0.1 und 0.3 T
- Feldänderungsgeschwindigkeiten um 0.1 T/s.

Zur Simulation dieser Experimentierbedingungen wurde ein Pulsfeld- sowie Frequenzbereich derart gewählt, daß die oben genannten Bedingungen mit erfüllt wurden. Wegen der dabei auftretenden Streufelder wurde die Aufnahme einer azimutalen Winkelverteilung der Wechselfeldverluste notwendig.

Es wurde die thermische Methode bevorzugt wegen ihrer relativ kurzen Meßzeiten sowie ihrer hohen Nachweisempfindlichkeit von $\lesssim 0.1$ mW. Die recht aufwendigen Magnetisierungsmessungen wurden hier mit zur Komponententrennung zwischen Hysteresis- und Wirbelstromverlusten sowie für temperaturabhängige Messungen (s. Anhang II) an NbTi- bzw. Nb₃Sn-Standardproben benutzt. In Abb. 30 zeigt ein Vergleich der beiden Verlustmeßmethoden eine Übereinstimmung innerhalb der Fehlergrenzen (max. ± 5 %)

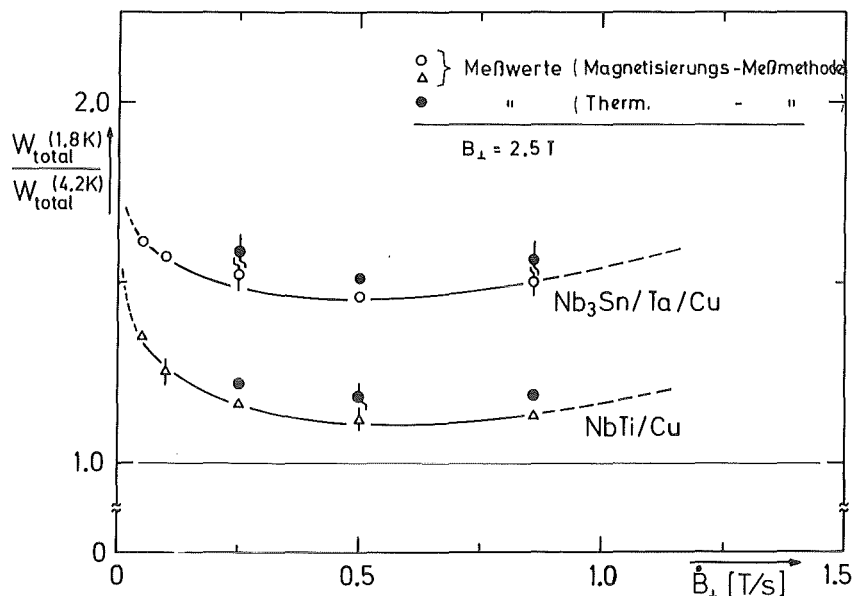


Abb. 30: Vergleich der Wechselfeldverlustergebnisse aus Messungen nach der thermischen Verlustmeßmethode und Magnetisierungsmessungen an NbTi/Cu- bzw. Nb₃Sn/Ta/Cu-Standard-Einzelleiterproben.

Die sehr zeitaufwendigen kalorimetrischen Verlustmessungen (Meßdauer einige Stunden) gelten generell als Standardmessungen und wurden hier zur Stützung der thermisch gewonnenen Verlustwerte mitverwendet. Ein Vergleich dieser beiden Meßmethoden zeigt, daß die ermittelten Verlustwerte an einer EURATOM-LCT-Standardprobe ($l = 410$ mm) innerhalb von $\pm 9\%$ übereinstimmen (s. Abb.31).

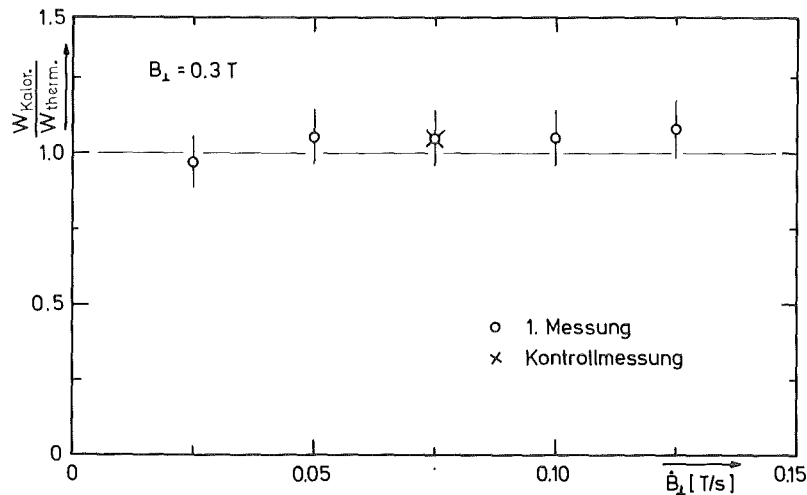


Abb. 31: Kalorimetrisch ermittelte Wechselfeldverluste normiert auf die nach der thermischen Methode gemessenen Verlustwerte an einer Standard-EURATOM-LCT-Probe ($l = 410$ mm).

Die elektronische Leistungsmessung ist gut geeignet zu Verlustbestimmungen an transportstrombelasteten Proben, wie sie z.B. für 50 Hz-Wechselstromverlustmessungen an NbTi-Supraleitern eingesetzt wurde. In dieser Arbeit wurden jedoch die Verluste ausschließlich an Proben ohne Transportstrombelastung durchgeführt, so daß diese Methode vorwiegend nur zu Vergleichsmessungen (mittels kleinen Meßströmen mit $I \approx 10$ A) herangezogen wurde.

4.1 Magnetfeld- und Frequenzabhängigkeit der Wechselfeldverluste

Zur Untersuchung des Einflusses der Magnetfeld- sowie der Frequenzabhängigkeit auf das Gesamtverlustverhalten wurden zunächst Experimente unter Benutzung der thermischen Verlustmeßmethode an EURATOM-LCT-Standardleiterproben ($l = 205$ bzw. 410 mm) sowie an EURATOM-LCT-Einzelleitern ($l = 500$ mm) durchgeführt.

Dazu wurden Messungen unter Variation des Magnetfeldes zwischen 0.1 und 2.5 bzw. max. 3.0 T bei 4.2 K und Feldänderungsgeschwindigkeiten zwischen $\dot{B} = 0.1$ und 0.3 T/s in Anlehnung an das Oak Ridge-Testprogramm unternommen. Die Pulsfeldbelastung wurde dabei durch Dreieckspulse mit der Amplitude $0 \rightarrow B \rightarrow 0$ und der Frequenz $f = 1/t = \dot{B}/2B$ (t = Periodendauer) simuliert. Die Pulsfelder wurden erst dann wieder abgeschaltet, wenn alle entsprechenden Temperaturfühler (Leiteroberfläche, Heizwicklung, He-Gasraum; s. Abschn. 3.3.1) thermische Gleichgewichtszustände anzeigten, d.h. wenn die durch Feldpulsung erzeugte Wärme im Leiter gleich der abgeführten Wärme ist. Für parallele Pulsfeldkomponenten (Magnetfeld parallel zur Leiterachse) sind die Ergebnisse der Gesamtwechselselfeldverluste an einer EURATOM-LCT-Standardprobe ($l = 205$ mm) in Abb. 32 dargestellt.

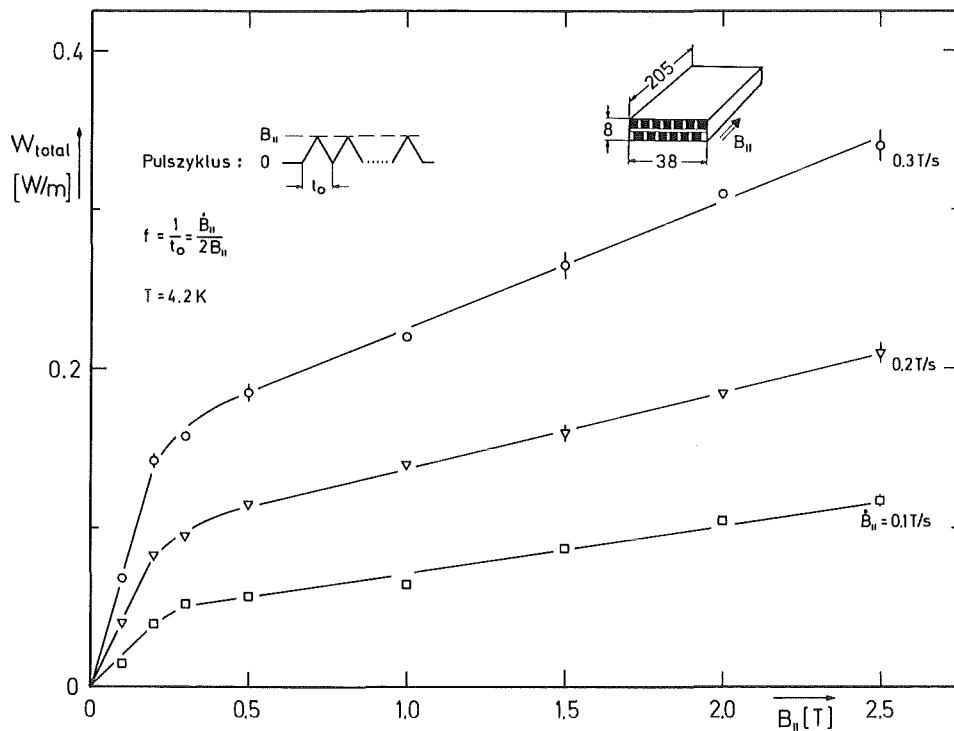


Abb. 32: Feldabhängigkeit der Gesamtverluste des EURATOM-LCT-Standardleiters ($l = 205$ mm) für 3 verschiedene Feldänderungsgeschwindigkeiten bei paralleler Feldorientierung

Man erkennt zunächst ein steiles Anwachsen der Verluste mit zunehmendem Feld, dann schließt sich eine nahezu lineare Zunahme der Verluste mit wachsendem $\dot{B}_{||}$ an. Der deutlich zu sehende Knick in den Verlustkurven charakterisiert das Eindringfeld (d.h. die magnetischen Flußschläuche haben von beiden Seiten die Leitermitte erreicht) mit einem Wert bei etwa $B_{\text{ein}} \simeq 0.25$ T. Ähnliche Verlustkurven wurden bei senkrecht zur Leiterachse stehenden Pulsfeldkomponenten beobachtet (s. Abb. 33).

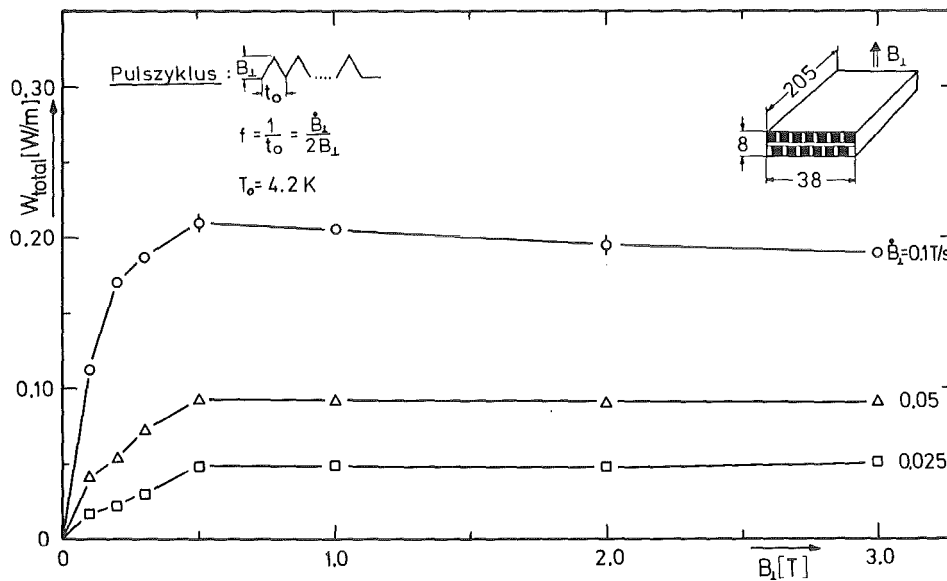


Abb. 33: Feldabhängigkeit der Gesamtverluste des EURATOM-LCT-Standardleiters ($l = 205$ mm) für 3 verschiedene Feldänderungsgeschwindigkeiten bei senkrechter Feldorientierung

Im Gegensatz zu den Verlustkurven im parallelen Feld zeigt sich hier bereits ab 0.5 T eine deutliche Sättigungstendenz der erzeugten Wechselfeldverluste. Die dabei resultierenden Ergebnisse der Gesamtverluste sind für einen Standardpuls mit $B = 0.3$ T und $\dot{B} = 0.1$ T/s bezogen jeweils auf das Supraleitervolumen ($V(l = 205 \text{ mm}) = 5.83 \times 10^{-6} \text{ m}^3$) bei paralleler Pulsfeldrichtung $W_{||} = (1.85 \pm 0.06) \times 10^3 \text{ W/m}^3$ bzw. bei senkrechter Feldrichtung $W_{\perp} = (6.52 \pm 0.20) \times 10^3 \text{ W/m}^3$.

Insgesamt sieht man aus den Untersuchungen, daß die Verlustmessungen je nach Pulsfeldrichtung zu unterschiedlichen Ergebnissen führen und somit winkelabhängige Messungen notwendig sind (s. Abschn. 4.3).

Um die Frequenzabhängigkeit der Verluste zu untersuchen, wurden ebenfalls Messungen für beide Feldrichtungen bis zu maximalen Frequenzen von 1.5 Hz durchgeführt. Eine typische Verlustkurve für $B_{||} = 0.3 \text{ T}$ und 4.2 K ist in Abb. 34 dargestellt.

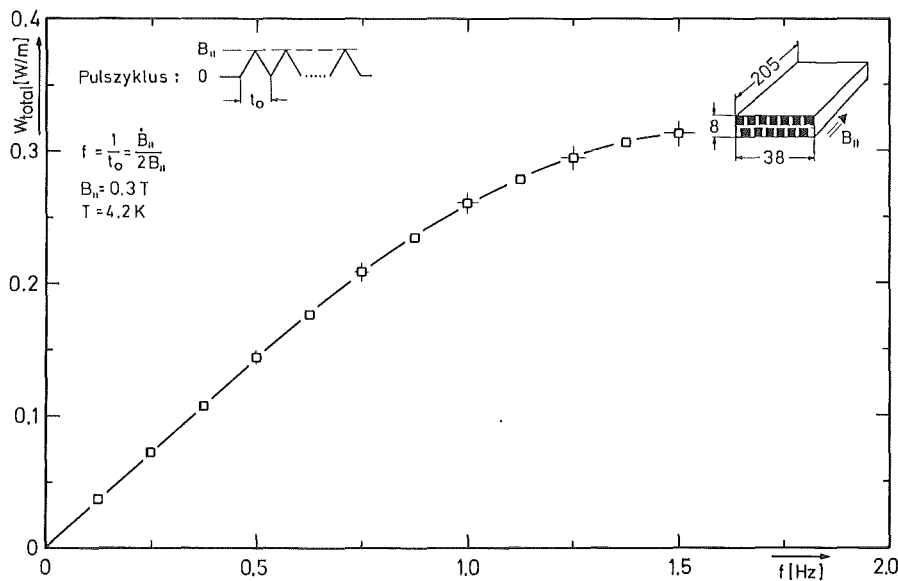


Abb. 34: Frequenzabhängigkeit der Gesamtverluste eines EURATOM-LCT-Standardleiters ($l = 205 \text{ mm}$) bei paralleler Pulsfeldamplitude $B_{||} = 0.3 \text{ T}$

Die mit Dreieckspulsen belastete EURATOM-LCT-Standardprobe ($l = 205 \text{ mm}$) zeigt monoton wachsende Verluste, die langsam in eine Sättigung übergehen. Dabei wird der experimentelle Fehler für die Verluste mit $\pm 3 \%$ angegeben, während der Fehler für die Pulsfrequenz mit $\pm 2.5 \%$. In einem übersichtlichen Diagramm (s. Abb. 35) sind zusammenfassend die gemessenen Verluste von EURATOM-LCT-Standardleiter ($l = 205 \text{ mm}$) zwischen $B_{||} = 0.1 \text{ T}$ und 2.5 T gegenüber der Feldänderungsgeschwindigkeit aufgetragen. Aus der Darstellung wird ersichtlich, daß bei kleinen Pulsfeldkomponenten (bis zu $B_{||} = 0.5 \text{ T}$) die Verluste bereits bei Feldänderungsgeschwindigkeiten um 0.75 T/s Sättigungscharakter zeigen, während für größere Felder ($\geq 1 \text{ T}$) die Verluste noch weitgehend zunehmen. Ähnliche Verlustkurven erhält man für Pulsfeldrichtungen, die senkrecht zur Leiterachse orientiert sind.

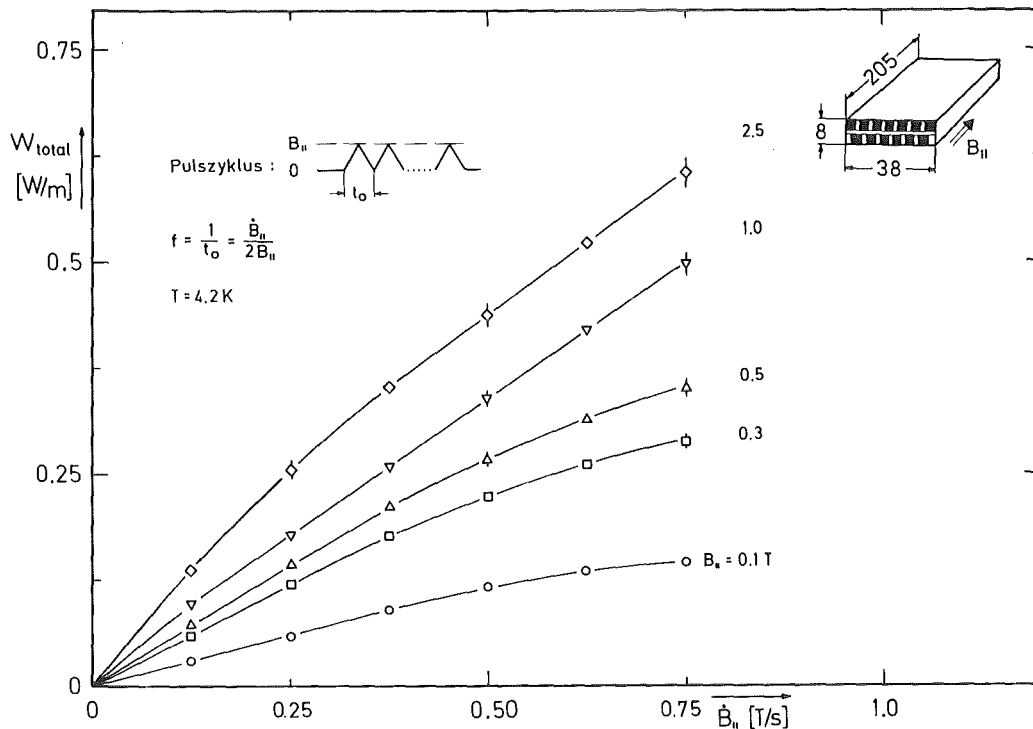


Abb. 35: Darstellung der Gesamtverluste des EURATOM-LCT-Standardleiters ($l = 205 \text{ mm}$) in Abhängigkeit von Pulsfeld B_{\parallel} und der Feldänderungsgeschwindigkeit

Die Kopplungsverluste spielen bei Kompositileitern - wie bereits im Abschnitt 2.2.3 erwähnt - eine bedeutende Rolle. Bei dem EURATOM-LCT-Standardleiter besteht z.B. aus fertigungstechnischen Gründen die Verbindung zwischen den Einzelleitern aus relativ gutleitenden Lotbrücken ($\sigma_{\text{Lot}} = 3.6 \times 10^7 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$ bei 4.2 K) auf dem Stahlträgerband. Dieser Sachverhalt führt zu erhöhten Wirbelstromverlusten. Um diese zusätzlichen Kopplungsverluste mit abzuschätzen, wurde zur Verlustmessung ein handgefertigtes Testleiterstück (EURATOM-LCT-Idealleiter mit $l = 410 \text{ mm}$) ohne Lotbrücken eingesetzt. Die kontaktmäßige Verbindung zwischen den Einzelleitern bestand hier nur aus dem Stahlträgerband. Diese Verlustmessungen wurden bei senkrechter Pulsfeldbelastung mit $B_{\perp} = 0.3 \text{ T}$ und 4.2 K durchgeführt und ihre Ergebnisse sind in Abb. 36 aufgezeigt. Als Bezugswerte miteingezeichnet sind die Verlustergebnisse eines EURATOM-LCT-Einzelleiters, die mit einem Faktor 23 (Leiterkomposit besteht aus 23 Einzelleitern) multipliziert wurden. Aus der Darstellung gehen zwei interessante Ergebnisse hervor:

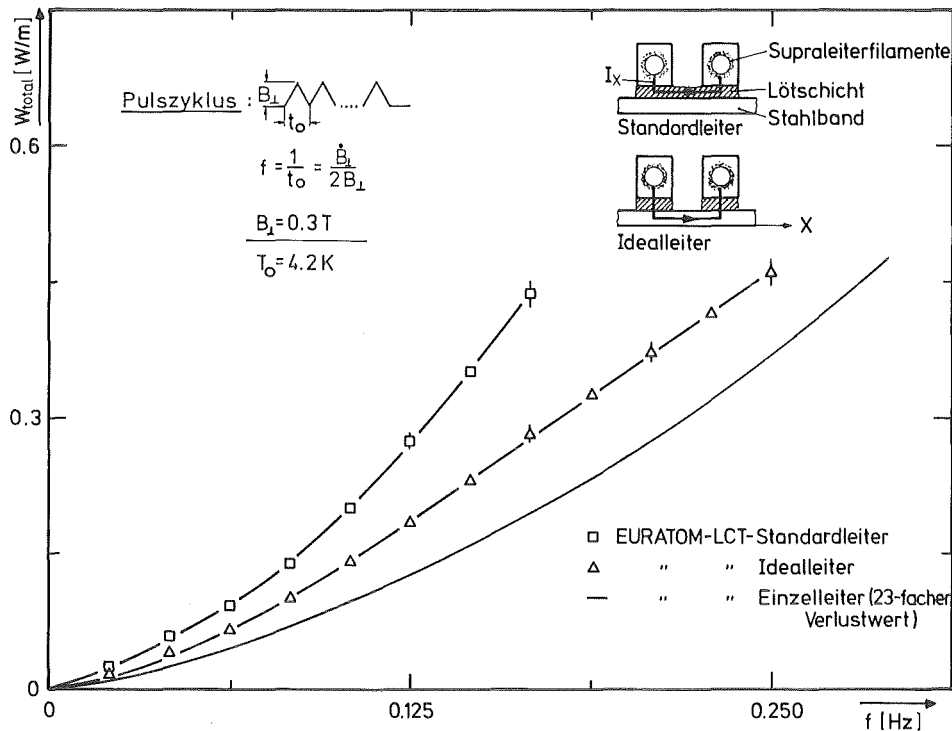


Abb. 36: Vergleich der Gesamtverluste bei $B_{\perp} = 0.3 \text{ T}$ zwischen einer EURATOM-LCT-Standardprobe ($l = 410 \text{ mm}$) und einer EURATOM-LCT-Idealprobe (ohne Lotbrücken) zur Abschätzung der Kopplungsverluste zwischen den Einzelleitern. Durchgezogene Kurve gibt den 23-fachen Verlustwert des Einzelleiters wieder.

- (1) Die zusätzlichen Kopplungsverluste, verursacht durch die Lotbrücken auf dem Stahlträgerband zwischen den Einzelleitern, führen zu einer Verlusterhöhung um etwa 50 % bezogen auf den Idealleiter.
- (2) Der gesamte Anteil der Kopplungsverluste zwischen den Einzelleitern beträgt beim Standardleiter etwa 54 % der Gesamtverluste. Der Rest teilt sich auf zwischen Matrix- und Hysteresisverlusten. So betragen z.B. bei 0.15 Hz die Kopplungsverluste $W_{\text{Kopplung}} = 203 \text{ W/m}$ bzw. die Gesamtverluste $W_{\text{total}} = 376 \text{ W/m}$ beim EURATOM-LCT-Standardleiter.

Diese Untersuchungen verdeutlichen, daß bei der Fertigung solcher Kompositileitersysteme die verbindenden Lotschichten möglichst gering und zwischen den Einzelleitern unterbrochen sein sollten.

Dieses Verlustverhalten vom EURATOM-LCT-Standardleiter wurde mit einem monolytischen Rechteck-Leitertyp - hier TORE SUPRA-Leiter -, der über eine CuNi-Mischmatrix verfügt, verglichen. Die Ergebnisse in Abb. 37 zeigen, daß der TORE SUPRA-Leiter nur ca. 57 % der Verluste des LCT-Leiters bei 0.15 Hz bezogen jeweils auf das Supraleitervolumen aufweist.

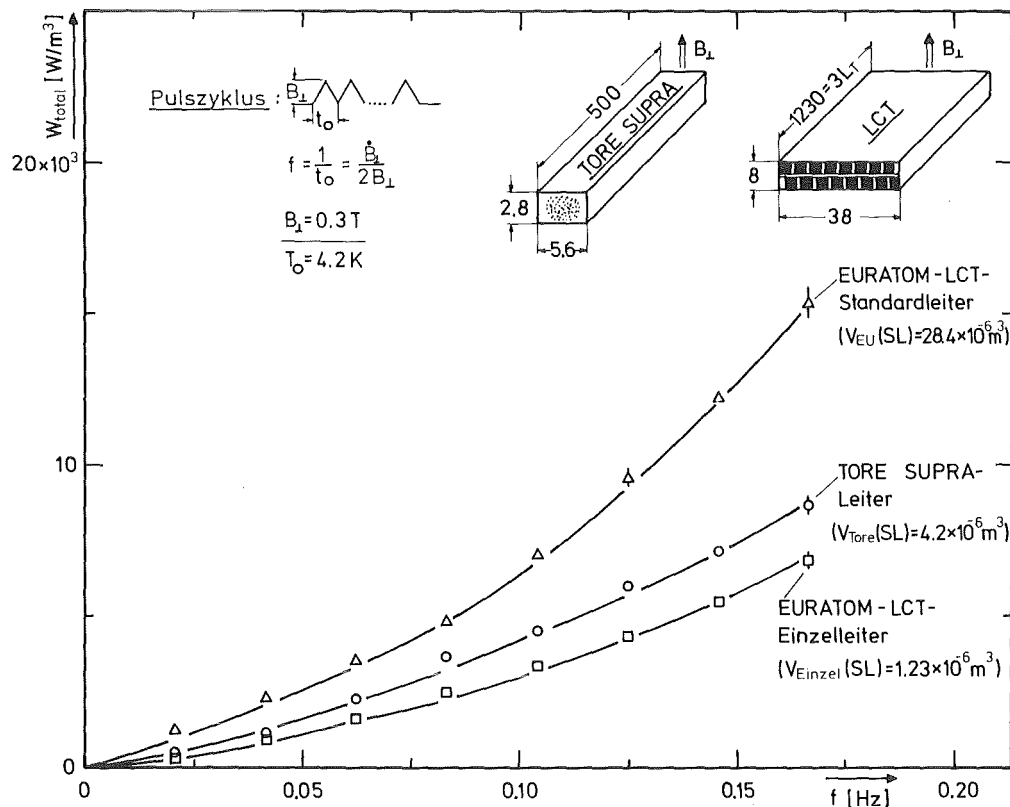


Abb. 37: Vergleich der Gesamtverluste bei $B_L = 0.3 \text{ T}$ zwischen EURATOM-LCT-Standard- und Einzelleiterprobe sowie TORE SUPRA-Leiter

Miteingezeichnet sind noch die totalen Verluste des EURATOM-LCT-Einzelleiters bezogen auf die Volumeneinheit, die um etwa 22 % niedriger als die Werte des TORE SUPRA-Leiters liegen. Bei diesem Vergleich ist jedoch der 7-fach höhere Supraleiteranteil beim EURATOM-LCT-Standardleiter mit zu berücksichtigen. Insbesondere ist bei diesen unterschiedlichen Leitertypen die unterschiedliche Transpositions-länge interessant. Während beim LCT-Leiter aus fertigungstechnischen Gründen eine relativ große Transposition ($L_T = 410 \text{ mm}$) verwendet wurde, weist der TORE-SUPRA-Leiter eine etwa 8-fach kleinere Transposition ($L_T = 50 \text{ mm}$) auf. Da nach den Ausführungen über Wirbelstromverluste die Trans-

positionsgröße L_T quadratisch eingeht (s. Gl. (2.20)), schien es angebracht, den Einfluß dieser Größe auf das Wechselfeldverlustverhalten näher zu untersuchen (s. Abschn. 4.2).

4.2 Einfluß der Transposition bei Supraleiterkabelsystemen

Die Problematik bei Verlustmessungen zur Untersuchung des Einflusses der Transposition liegt hauptsächlich darin, daß die in den meisten Verlustmeßapparaturen untergebrachte Probenlängen nicht mehr groß genug sind gegen typische Längen des Testleiters, wie z.B. die Verseil- bzw. Transpositionslänge bei einem Kabelleiter. Bei solchen Verlustmessungen an sog. Kurzproben sind dann 2 Meßbedingungen möglich:

- Ein relativ kurzes Probenleiterstück wird auf seiner ganzen Länge mit einem Pulsfeld belastet oder
- eine längere Leiterprobe wird nur auf einem Teilstück einem Wechselfeld ausgesetzt, der übrige Leiter bleibt dagegen unbelastet.

In beiden Fällen können solche "Endlängeneffekte" in die gemessenen Verlustwerte eingehen und die Extrapolation auf die zu erwartenden Verluste z.B. in einer Magnetspule verfälschen. Um diesen Schwierigkeiten entgegenzuwirken, wurde insbesondere beim Aufbau dieser Pulsmagnetanlage darauf geachtet, daß Verlustmessungen an möglichst großen Leiterlängen (bis zu 1.35 m) durchgeführt werden konnten. Die Untersuchungen des Einflusses der Transposition auf das Wechselfeldverlustverhalten konzentrierten sich deshalb auf zwei Gesichtspunkte:

- (1) Die Durchführung von Verlustmessungen in Abhängigkeit von der Leiterlänge l , bezogen jeweils auf ein Vielfaches der Transpositionslänge L_T , zur Ermittlung von Längeneffekten, und
- (2) die Bestimmung der Verlustwerte bei direkt variiertem Transposition.

Die Verlustmessungen wurden an EURATOM-LCT-Standardproben mittels einer kontinuierlichen Dreieckspulsbelastung (wie bei den vorhergehenden Versuchen) unter Variation von Feldamplitude und Frequenz bei 4.2 K durchgeführt. Die Untersuchung des Probenlängeneffektes stellte dabei eine besonders hohe Anforderung an Meßeinrichtung und Datenerfassungssystem (z.B. Einsatz von 12 Temperaturmeßstellen). Insbesondere erforderte die Probenpräparation eine entspre-

chende Technik. Eingesetzt wurde eine 1.23 m lange LCT-Probe (Probenlänge entspricht der 3-fachen Transpositionslänge L_T mit $L_T = 410$ mm) mit 7 Temperaturfühlern W1, ..., W7, die jeweils in der Mitte von 7 Leiterabschnitten angebracht wurden. Die Längen der Leiterabschnitte wurden dabei in Vielfache der Transpositionslänge eingeteilt, und zwar mit $l_7 = 3.0 L_T$, $l_6 = 2.5 L_T$, $l_5 = 2.0 L_T$, $l_4 = 1.5 L_T$, $l_3 = 1.0 L_T$, $l_2 = 0.5 L_T$ und $l_1 = 0.25 L_T$ (s. Abb. 38). In einem Nachfolgeexperiment wurden aus Kontrollgründen die Abschnitte mit $l = 0.75 L_T$, $0.5 L_T$ und $0.25 L_T$ an einer neuen Probe nachgemessen.

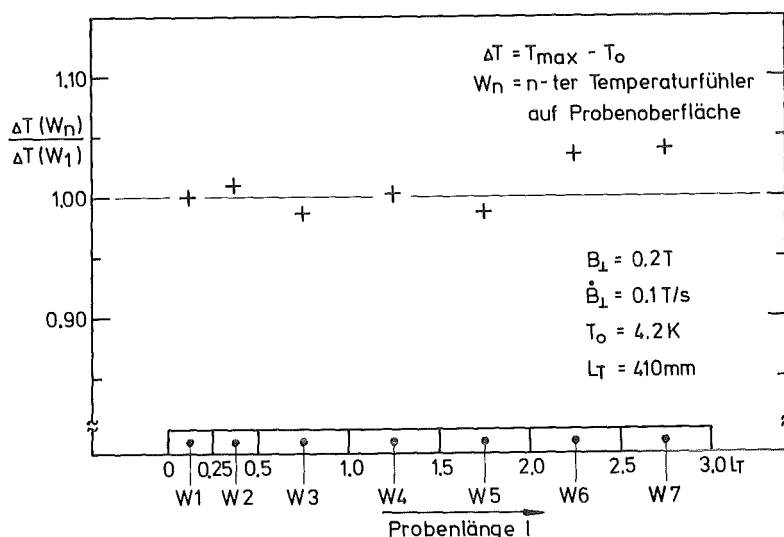


Abb. 38: Streuung der Oberflächentemperaturwerte längs einer EURATOM-LCT-Standard-Leiterprobe (Probenlänge $l = 1230 \text{ mm} = 3 L_T$)

Die zur Eichung mit Heizdraht bewickelte und mit weiteren Temperaturfühlern versehene Probe wurde zunächst verschiedenen Pulsfeldbelastungen ausgesetzt, um die Streuung der Temperaturwerte von der Leiteroberfläche längs der ausgedehnten Probe zu untersuchen. In Abb. 38 ist die Streuung der gemessenen Oberflächentemperaturwerte $\Delta T = T_{\max} - T_o$ bezogen auf den Wert des Temperaturfühlers W1, für ein typisches Pulsfeld ($B_1 = 0.2 T$, $\dot{B}_1 = 0.1 T/s$) dargestellt. Mit der beobachteten relativ geringen Streuung (ΔT -Werte liegen alle innerhalb eines Intervalls von $\pm 5 \%$) wurde sichergestellt, daß die thermische Verlustmeßmethode auch für ausgedehnt lange Proben relevante Ergebnisse liefert.

Die längenabhängigen Verlustmessungen wurden nun so durchgeführt, daß nacheinander jeweils Stcke von einer halben Transpositions-länge $l = 0.5 L_T = 205 \text{ mm}$ (bzw. $0.25 L_T$ beim letzten Probenstück) von der gesamten Probenlänge ($l = 3 L_T = 1230 \text{ mm}$) abgeschnitten wurde, ohne die verbleibenden Temperaturfühler zu beeinträchtigen. Bei dieser Abschneidetechnik bleibt die Kontaktierung sowie die Lokalisierung der einzelnen Temperaturfühler in ihrem anfänglichen Zustand gewährleistet, was sich insbesondere auf die Meßgenauigkeit günstig auswirkte. Für jeden verkürzten Leiterabschnitt wurde jeweils eine entsprechende Eichkurve mit der noch verbleibenden Heizwicklung aufgenommen. Bei der Messung wurde der Pulsfeldbereich zwischen ($B_L = 0.1$ und 3.0 T sowie der Frequenzbereich ($13 \text{ mHz} \leq f \leq 500 \text{ mHz}$) variiert. Abb. 39 zeigt die totalen Wechselfeldverluste in Abhängigkeit von der normierten Probenlänge $l_N = l/L_T$ und $\dot{B}_L = 0.1 \text{ T/s}$.

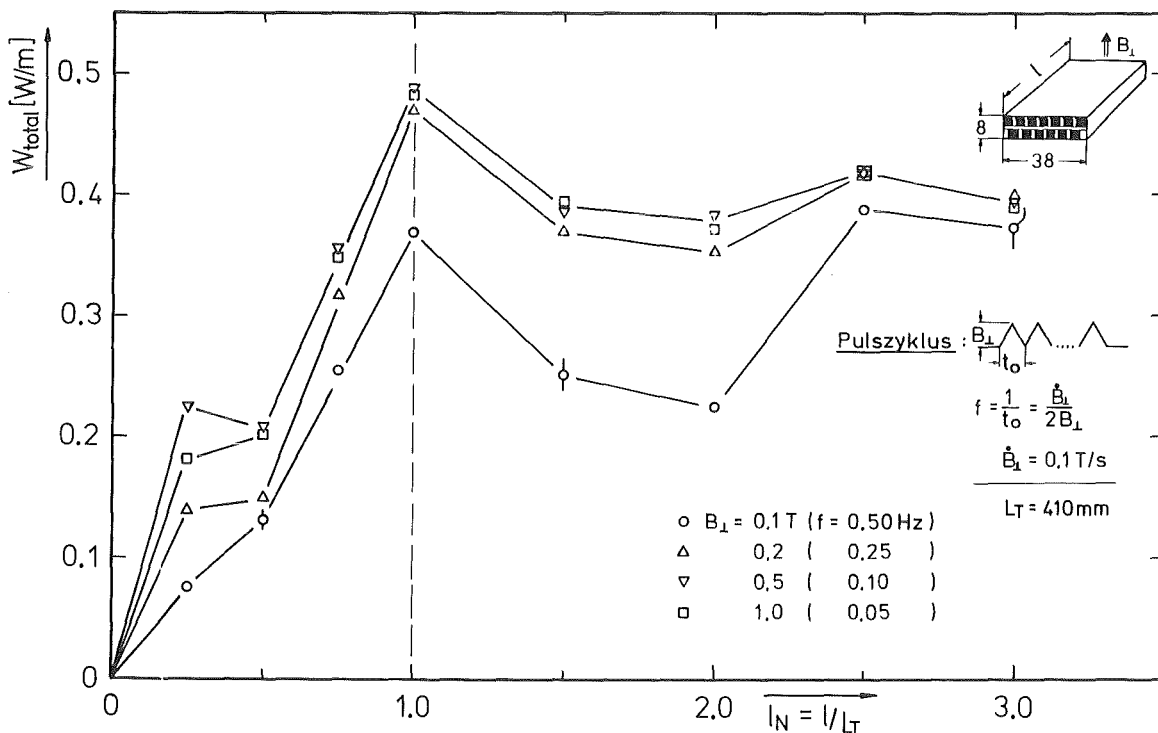


Abb. 39: Abhängigkeit der Gesamtverluste von der auf die Transpositions-länge normierten Probenlänge des EURATOM-LCT-Standardleiters

Aus der Darstellung sieht man als überraschendes Ergebnis einen oszillierenden Verlauf der Verlustkurven mit jeweils ausgeprägten Maxima- und Minima-Effekten. So erreichen z.B. bei $l = 1.0 L_T$ ($L_T = 410$ mm) die Verluste einen Maximalwert von etwa 0.5 W/m, während bei $l = 2.0 L_T$, also bei zweifacher Transpositions-länge die Werte durch ein Minimum bis zu 0.2 W/m gehen. Dabei zeigt sich eine stark ausgeprägte Feldabhängigkeit nur für kleine Felder bis zu 0.2 T, dagegen rücken für größere Felder die Kurven immer enger zusammen. Dieses Verlustverhalten steht offensichtlich im Zusammenhang mit der Größe des Eindringfeldes ($B_{\text{ein}} \simeq 0.25T$). Ähnliche Verlustkurven ergaben sich bei Messungen mit kleineren Pulsfrequenzen in einem Bereich von $13 \text{ MHz} \leq f \leq 50 \text{ MHz}$. Bei diesen bemerkenswerten Verlustergebnissen wurde versucht, sie mit theoretischen Rechnungen zu vergleichen (s. Abschn. 5.2).

Für die Verlustmessungen in Abhängigkeit von der Transpositions-länge wurde eine zweite EURATOM-LCT-Idealleiterprobe (ohne Kurzschlußbrücken) mit doppelter Transposition ($L_T = 820$ mm) angefertigt, um sie mit der $L_T = 410$ mm Probe (ebenfalls ohne Kurzschlußbrücken) zu vergleichen. Die Verlustergebnisse der Probe mit der größeren Transpositions-länge bezogen auf die Werte der Idealleiterprobe sind in Abhängigkeit von \dot{B}_\perp sowie für verschiedene senkrechte Pulsfelder $B_\perp = 0.1, 0.3$ und 1.0 T in Abb. 40 aufgezeigt.

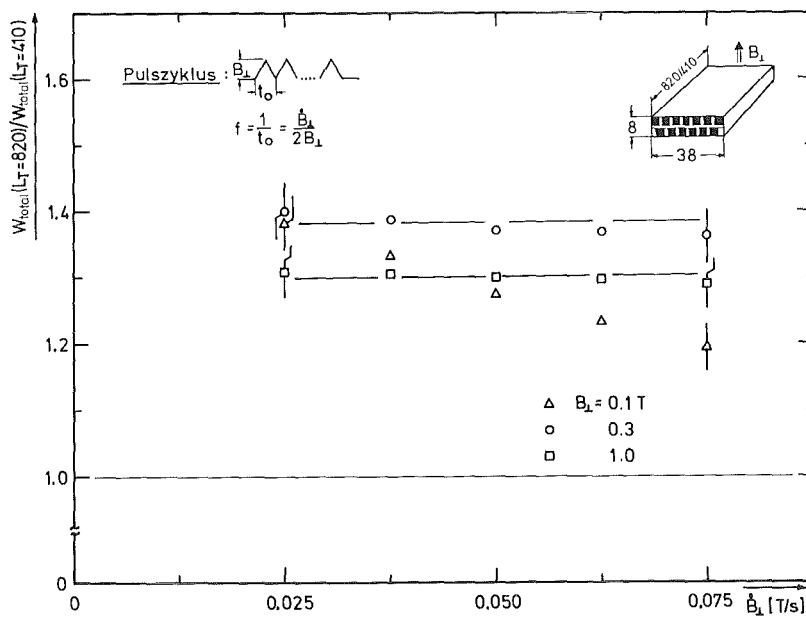


Abb. 40: Vergleich der Gesamtverluste von 2 EURATOM-LCT-Idealleiterproben mit verschiedenen Transpositions-längen $L_T = 820$ mm bzw. 410 mm

Der wie erwartet deutliche Effekt im Wechselfeldverlustverhalten ($W_{el} \sim L_T^2$; s. Gln. (2.20) und 2.27)) zeigt sich stark abgeschwächt und erreicht für $B_{\perp} = 0.3 \text{ T}$ einen nur um etwa 40 % höher liegenden Wert im Vergleich zu den Messungen mit der 410 mm-Idealleiterprobe. Dabei sind die Verlustwerte im Bereich von $0.025 \text{ T/s} \leq \dot{B}_{\perp} \leq 0.075 \text{ T/s}$ nur schwach frequenzabhängig mit Ausnahme der Verlustkurve bei 0.1 T. Dagegen zeigt sich bei $B_{\perp} = 0.3 \text{ T}$ ein deutlich höheres Maximum der normierten Verluste. Für dieses Feld wurden deshalb die totalen Verlustwerte für die $L_T = 820$ bzw. 410 mm-Proben in Abhängigkeit von der Feldänderungsgeschwindigkeit \dot{B}_{\perp} aufgetragen (s. Abb. 41).

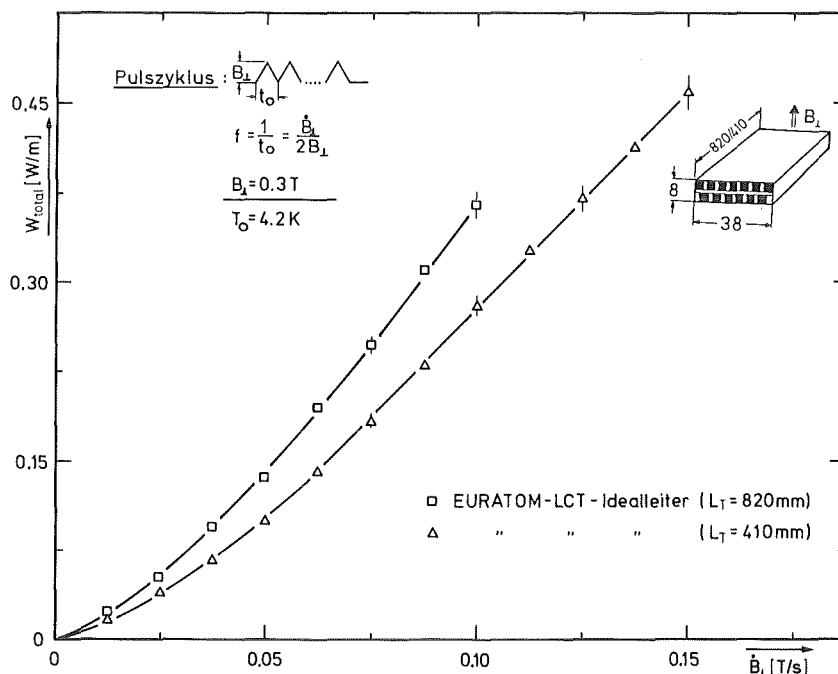


Abb. 41: Abhängigkeit der Gesamtverluste von der Transpositions-länge für 2 EURATOM-LCT-Idealleiter bei $B_{\perp} = 0.3 \text{ T}$

Insgesamt scheint der Einfluß der Transpositions-länge auf das Wechselfeldverlustverhalten, zumindest bei diesem Leitertyp, nicht dominierend zu sein. Dieses feld- wie frequenzabhängige Verlustverhalten beinhaltet einen bemerkenswerten Aspekt für die aufwendige Fertigung von verseilten Kompositleitern mit der Tendenz zu möglichst kleinen Transpositions-längen.

4.3 Winkelabhängigkeiten

Die Messungen der Winkelabhängigkeit der Wechselfeldverluste an EURATOM-LCT-Standardproben wurden nach 2 Problemstellungen unterteilt:

- (1) Parallele und senkrechte Pulsfeldkomponenten wirken auf den Leiter bezüglich seiner Achse ein,
- (2) der Leiter wird bei festgehaltenem senkrechten Feld um seine Achse azimuthal um den Winkel ϕ gedreht, d.h. das Feld wirkt einmal auf die breite Seite des Leiters ($b = 38$ mm), zum anderen auf die Schmalseite ($a = 8$ mm).

Als Proben wurden EURATOM-LCT-Standardproben mit einer Länge von 205 mm benutzt, während für die Aufnahme der azimuthalen Winkelverteilung 410 mm lange Standardproben verwendet wurden. Die Ausmessung des Verlustverhaltens bei parallelen Pulsfeldkomponenten wurde in der PMA2 durchgeführt. Als Feldbelastung wurde wieder eine kontinuierliche Dreieckspulsung mit der Frequenz $f = \dot{B}/2B$ benützt.

In Abb. 42 werden zunächst die Verlustergebnisse für senkrechte und parallele Pulsfelder in normierter Darstellung gezeigt.

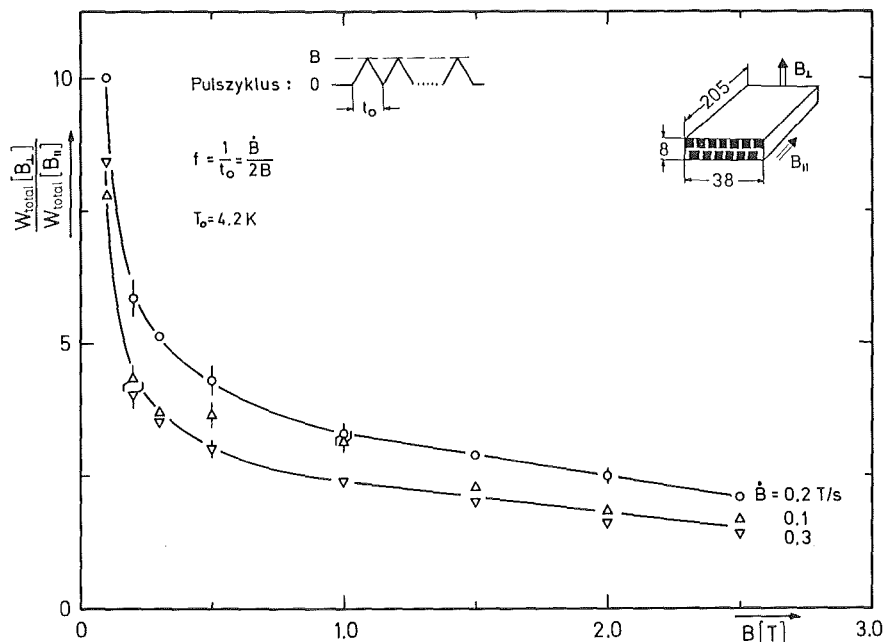


Abb. 42: Darstellung der Gesamtverluste für senkrechte Pulsfeldorientierung bezogen auf die Verluste bei parallelen Feldern an einer EURATOM-LCT-Standardprobe

Man erkennt ein stark unterschiedliches Verlustverhalten zwischen senkrechter und paralleler Pulsfeldeinwirkung. Für Felder $B < 0.2 \text{ T}$ liegen die Verlustanteile bei senkrechtem Feldeinfall einen Faktor 3 \pm 10 höher, dagegen schwächt sich dieser Effekt mit zunehmendem Feld ab, und zwar erhält man für $B \gtrsim 2.0 \text{ T}$ nur noch etwa einen Faktor 2. Die experimentellen Ergebnisse stehen nur zum Teil mit den theoretischen Rechnungen (s. Gl. (2.20) und (2.25)) im Einklang, die zwischen senkrechter und paralleler Pulsfeldbelastung einen Faktor 10 liefern. Für das hier interessierende maximale Pulsfeld von 0,3 T (s. Oak-Ridge-Testprogramm) kann man jedoch sicher mit einem Faktor 4 \pm 5 zwischen beiden Pulsfeldkomponenten rechnen.

Um die azimuthale Winkelabhängigkeit aufzunehmen, wurde eine EURATOM-LCT-Standardprobe ($l = 410 \text{ mm}$) im Probenraum der PMA 1 drehbar um ihre Leiterachse installiert. Dabei wurden zur Verlustbestimmung folgende Winkeleinstellungen gewählt: $\phi = \pm 90^\circ, \pm 67.5^\circ, \pm 45^\circ, \pm 22.5^\circ$ und 0° ($\phi = 0^\circ$ entspricht dabei senkrechtem Feldeinfall auf die Breitseite des Leiters). Dabei beschreiben die Vorzeichen jeweils den Drehungssinn der Probe, z.B. "+" bzw. "-" für die Drehung gegen die bzw. in Richtung des Uhrzeigersinns. Für Kontrollmessungen wurde die Probe in einigen Fällen auf die Winkelpositionen $\pm 135^\circ$ bzw. 180° gebracht. Bei den einzelnen Winkeleinstellungen wurde auch jeweils die mittels Heizleistung aufgenommene Eichkurve überprüft, wobei sich jedoch wie erwartet keine Änderungen einstellten.

Bei den winkelabhängigen Messungen wurde als Parameter die Pulsfeldamplitude mit $B_\perp = 0.1, 0.3, 0.5, 1.0$ und 3.0 T sowie die Feldänderungsgeschwindigkeit mit $\dot{B}_\perp = 0.05, 0.10$ und 0.20 T/s gewählt. Die gefundenen Verlustergebnisse vermitteln ein überraschendes Verhalten (s. Abb. 43). Anstatt wie erwartet einen glockenförmigen Verlauf mit einem Maximum bei $\phi = 0^\circ$ zu liefern, weisen die Verlustkurven eine nahezu sinusförmige Abhängigkeit mit Maximum bzw. Minimum bei $\phi = -45^\circ$ bzw. $+45^\circ$ auf. Die Variation der Feldänderungsgeschwindigkeit wirkt sich dabei auf Form und Verlauf der Verlustkurven nur relativ schwach aus. Die Verlustwerte für $\phi = +90^\circ$ bzw. -90° stimmen innerhalb der Fehlergrenzen ($\pm 3 \%$) überein. Beim Weiterdrehen der Probe auf beispielsweise $\phi = +135^\circ$ bzw. -135° erhielt man Verlustwerte, die den Werten bei den Winkeleinstellungen -45° bzw. $+45^\circ$ wieder entsprachen.

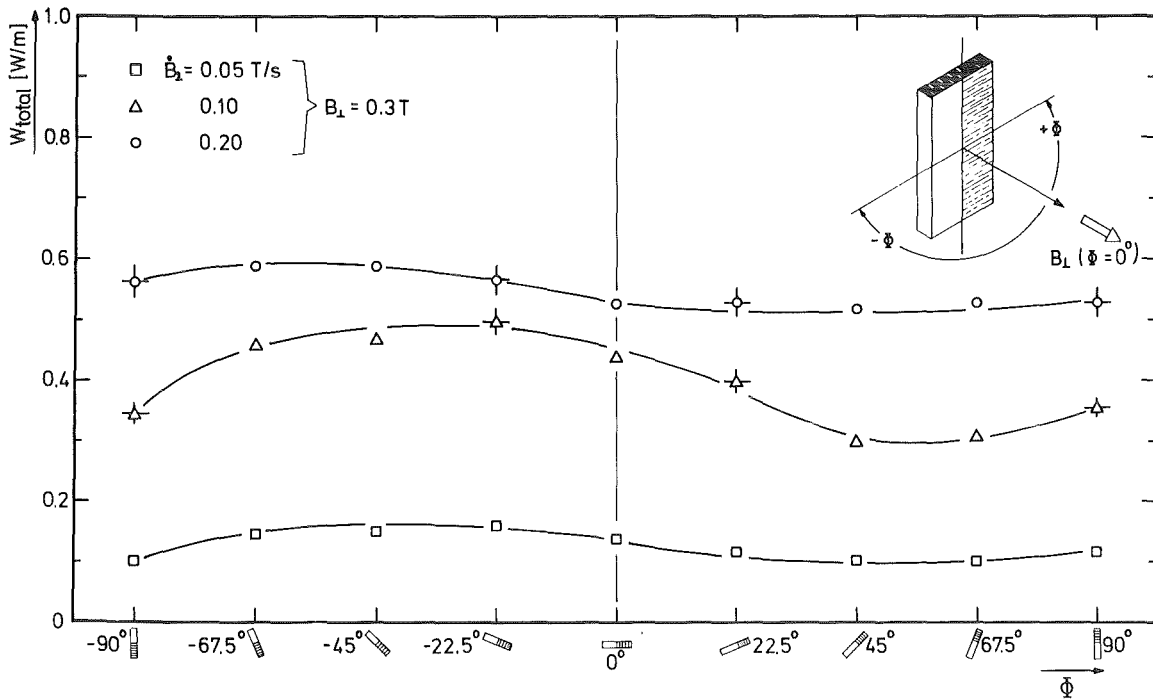


Abb. 43: Azimutale Winkelabhängigkeit der Gesamtverluste einer EURATOM-LCT-Standardprobe ($l = 410 \text{ mm}$) für verschiedene Feldänderungsgeschwindigkeiten

Zusätzlich wurde in Abb. 44 die Feldabhängigkeit der winkelabhängigen Verlustkurven für $\dot{B}_\perp = 0.10 \text{ T/s}$ dargestellt. Auch hier erkennt man einen verzerrt sinusförmigen Verlauf, wobei die Verlustwerte für die Felder zwischen 0.3 und 3.0 T innerhalb der Fehlergrenzen zusammenfallen. Dagegen zeigt sich für Pulsfelder mit kleineren Werten als das Eindringfeld ($B_\perp \leq 0.25 \text{ T}$) ein deutlicher Unterschied in den Verlustwerten bis zu einem Faktor 3.

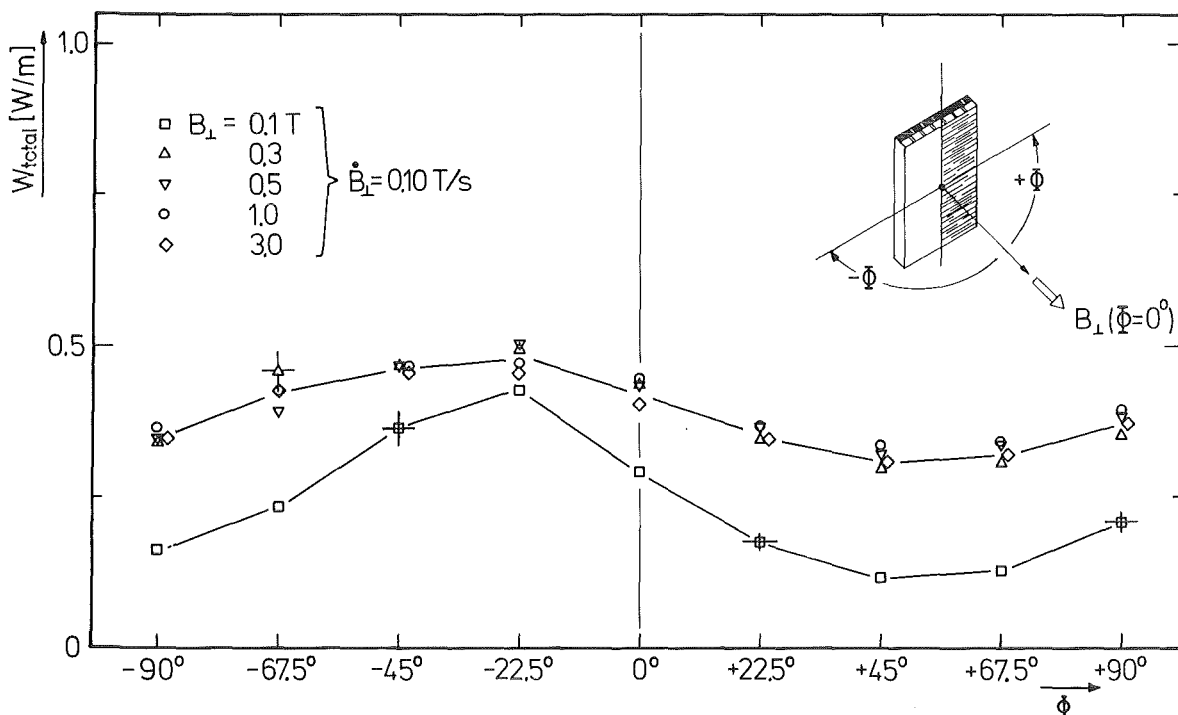


Abb. 44: Azimutale Winkelabhängigkeit der Gesamtverluste einer EURATOM-LCT-Standardprobe ($l = 410 \text{ mm}$) für verschiedene Pulsfelder

4.4 Untersuchung der Wechselfeldverluste bei Überlagerungsfeldern

Bei der Überlagerung von zwei unabhängigen Pulsfeldern mit den Amplituden B_1 und B_2 sowie den Frequenzen f_1 und f_2 (oder den Feldänderungsgeschwindigkeiten \dot{B}_1 und \dot{B}_2) in gleichen sowie bei gekreuzten Feldrichtungen gibt es eine Vielzahl von Parameterkombinationen zur Untersuchung ihres Einflusses auf das Wechselfeldverlustverhalten. Aus dieser Vielzahl wurden anhand von vier Fragestellungen die Bedingungen für die entsprechenden Pulsfeldgrößen festgelegt, um eine entsprechende Parameterauswahl zu treffen.

Fall 1: Magnetspule 1 liefert ein statisches Feld B_1 ($\dot{B}_1 = 0$); Spule 2 erzeugt ein Pulsfeld B_2 mit Frequenz f_2 (bzw. \dot{B}_2). B_1 und B_2 sind bei Überlagerung parallel ausgerichtet:

Feldorientierung	B_1 (T)	\dot{B}_1 (T/s)	B_2 (T)	\dot{B}_2 (T/s)
$B_1 \parallel B_2$	variiert: 0 ./.. 3 T	0	0.1 (bzw. variiert: 0.025 ./.. 0.125)*	variiert: 0.05 ./.. 0.15

* Zur Information über Abschirmfelder (s. Abschn. 5.4)

Fall 2: Bedingungen wie bei Fall 1, jedoch für gekreuzte Feldrichtungen, d.h. B_1 und B_2 stehen senkrecht aufeinander, wobei B_2 immer senkrecht z.B. auf der breiten Seite ($b = 38$ mm) des EURATOM-LCT-Standardleiters steht.

Feldorientierung	B_1 (T)	\dot{B}_1 (T/s)	B_2 (T)	\dot{B}_2 (T/s)
$B_1 \perp B_2$	variiert: 0 ./.. 1.0	0	0.1 (bzw. variiert: 0.025 ./.. 0.125)*	variiert: 0.025 ./.. 0.30

Fall 3: Beide Magnetspulen 1 und 2 liefern Pulsfelder B_1 und B_2 mit Frequenz f_1 (bzw. \dot{B}_1) und f_2 (bzw. \dot{B}_2). B_1 und B_2 sind bei Überlagerung parallel ausgerichtet.

Feldorientierung	B_1 (T)	\dot{B}_1 (T/s)	B_2 (T)	\dot{B}_2 (T/s)
$B_1 B_2$	variiert: 0.1 ./.. 1.0	0.1	0.1	variiert: 0.025 ./.. 0.30

Fall 4: Bedingungen wie bei Fall 3, jedoch bei gekreuzten Feldrichtungen ($B_1 \perp B_2$).

Feldorientierung	B_1 (T)	\dot{B}_1 (T/s)	B_2 (T)	\dot{B}_2 (T/s)
$B_1 \perp B_2$	variiert: 0.1 ./.. 1.0	0.1	0.1	variiert: 0.025 ./.. 0.30

Bezüglich dieser 4 Fälle wurden die Verlustmessungen an EURATOM-LCT-Standardproben ($l = 205$ mm) durchgeführt, um eine repräsentative Übersicht über das Wechselfeldverlustverhalten bei überlagerten Feldern zu bekommen.

Zur Messung wurden sowohl für das Hintergrundfeld B_1 als auch für das Überlagerungsfeld B_2 wieder kontinuierliche Dreieckspulsung mit $f = \dot{B}/2B$ eingesetzt. Dabei wurde folgender Meßmodus gewählt:

- (1) Felder B_1 und B_2 sind ausgeschaltet: $B_1 = 0$, $B_2 = 0$, d.h. Bestimmung der Ausgangstemperatur $T_0 \cong 4.2$ K
- (2) Feld B_1 eingeschaltet: $B_1 \neq 0$, d.h. Messung von $W_{total}(B_1)$
- (3) Feld B_2 zugeschaltet: $B_1 \neq 0$, $B_2 \neq 0$, d.h. Messung von $W_{total}(B_1, B_2)$
- (4) Feld B_1 ausgeschaltet: $B_1 = 0$, $B_2 \neq 0$, d.h. Messung von $W_{total}(B_2)$
- (5) Feld B_2 ausgeschaltet: $B_1 = 0$, $B_2 = 0$, d.h. Kontrolle von T_0 .

Diese Reihenfolge ermöglichte, neben den interessierenden Verlustwerten $W_{total}(B_1, B_2)$, auch zur Kontrolle die Verlustanteile jeweils für die Einzelfeldkomponenten mit zu erhalten.

Statisches Feld B_1 , Pulsfeld B_2 , parallele Feldrichtungen (Fall 1):

Dieser Fall simuliert beispielsweise die Situation bei einer LCT-Spule, deren erzeugtes Feld sich mit dem Pulsfeld einer Poloidalfeldspule überlagert. Um den Verlusteffekt bei der Feldüberlagerung besser zu erkennen, wurde eine normierte Darstellung mit der Bezugsgröße $W_{\text{total}}(B_2)$ gewählt. Die auf die Verlustanteile der Einzelpulsfeldkomponente B_2 bezogenen Ergebnisse sind in Abhängigkeit von der statischen Feldkomponente B_1 in Abb. 45 aufgezeichnet.

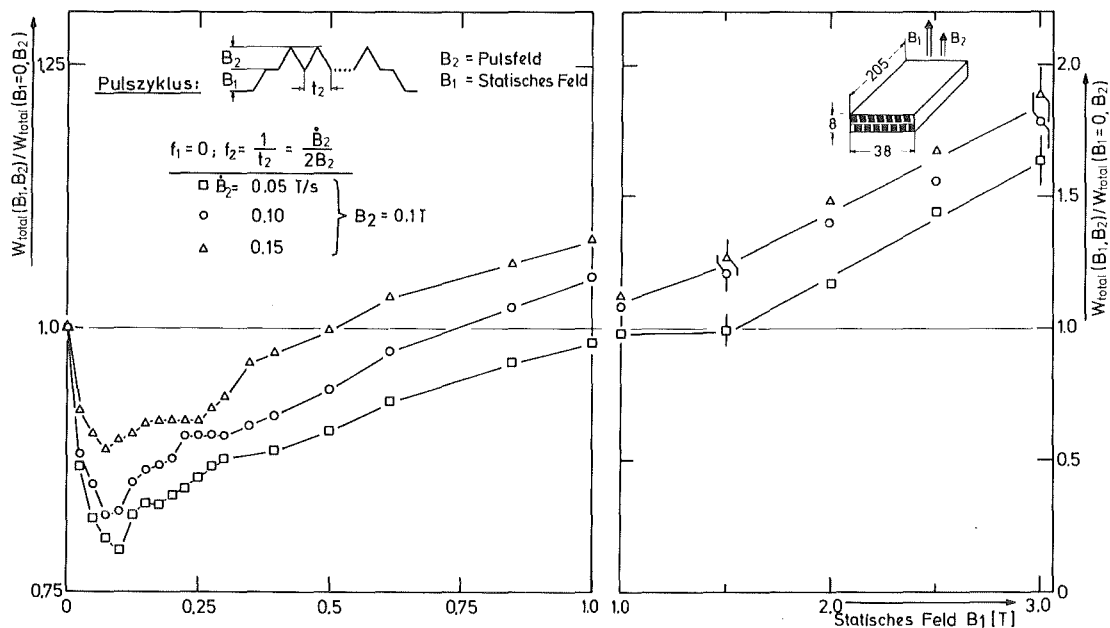


Abb. 45: Normierte Darstellung der Gesamtverluste bei paralleler Überlagerung eines Pulsfeldes B_2 mit einem statischen Feld B_1 einer EURATOM-LCT-Standardprobe ($l = 205$ mm) bezogen auf die B_2 -Pulsfeldverluste; Parameter: $B_2 = 0,1$ T; $\dot{B}_2 = 0,05, 0,10, 0,15$ T/s

Als besonders hervorstechendes Ergebnis erkennt man sofort, daß alle Verlustkurven für B_2 zwischen 0,05 und 0,15 T/s durch ein Minimum gehen. Das bedeutet, daß insgesamt die totalen Wechselfeldverluste durch Überlagerung mit einem parallelen Pulsfeld ($B_2 = 0,1$ T; $\dot{B}_2 = 0,05 \text{ ./. } 0,15$ T/s) sich hier bis zu 25 % verringern. Dabei sind die Verlustkurven durch relativ scharfe Minima zwischen 80 und 100 mT ausgezeichnet mit einem sich anschließenden flachen sowie stufenweisen Anstieg, wobei zwischen 0,5 und etwa 1,0 T der Wert $W_{\text{total}}(B_1, B_2)/W_{\text{total}}(B_2) = 1$ erreicht wird. Danach steigen die Verlustkurven monoton bis zu

Werten von 1.15 bzw. 1.75 bei $B_1 = 1.0$ bzw. 3.0 T. Das hier sehr fein ausgemessene, stufenweise Ansteigen der normierten Verluste weist auf das langsame Eindringen des magnetischen Flusses durch die Oberflächenbarriere in das Supraleiter-Bulkmaterial hin, wobei das Barriereverhalten durch die effektiven Abschirmströme an der Supraleiteroberfläche bestimmt wird. Weitere Einzelheiten hierzu werden in Abschn. 5.4 mitdiskutiert.

Statisches Feld B_1 , Pulsfeld B_2 ; gekreuzte Feldrichtungen (Fall 2):

Die auf die Verlustwerte $W_{\text{total}}(B_2)$ bezogenen Verlustkurven $W_{\text{total}}(B_1, B_2)$ zeigen bei Überlagerung von senkrecht aufeinanderstehenden Pulsfeldkomponenten B_1 und B_2 ähnliche Ergebnisse wie die Werte bei paralleler Überlagerung (s. Abb. 46).

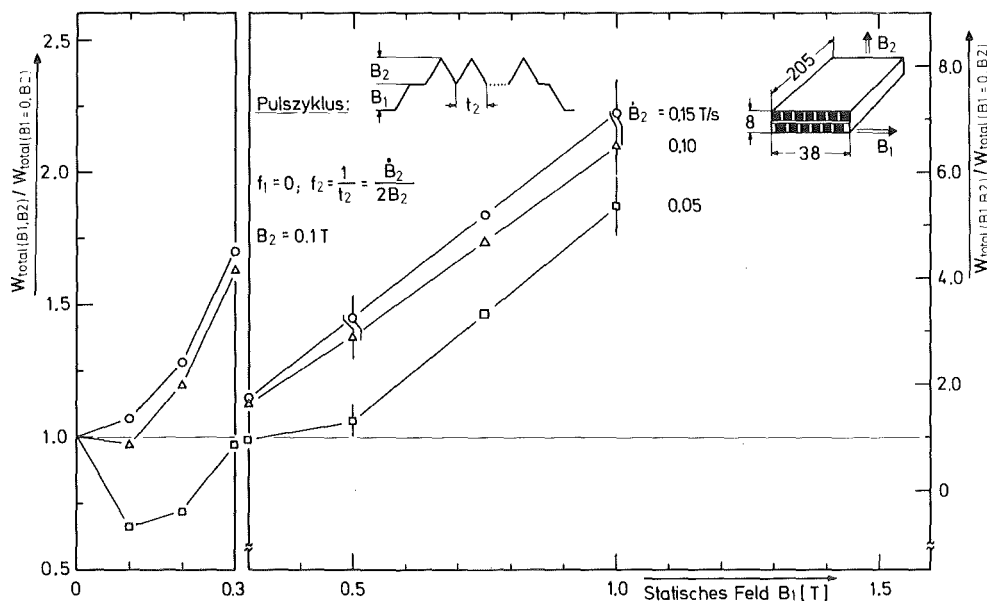


Abb. 46: Normierte Darstellung der Gesamtverluste bei gekreuzter Überlagerung eines Pulsfeldes B_2 mit einem statischen Feld B_1 einer EURATOM-LCT-Standardprobe ($l = 205$ mm) bezogen auf die B_2 -Pulsfeldverluste; Parameter: $B_2 = 0.1$ T; $\dot{B}_2 = 0.05, 0.10, 0.15$ T/s

Jedoch zeigen nur die Verlustkurven bei relativ kleinen Frequenzen ($f = 0.25$ Hz) ein ausgeprägtes Minimum bei etwa $B_1 = 0.1$ T. Äußerst bemerkenswert ist, daß bei gekreuzten Feldern wesentlich höhere Verlustwerte auftreten, und zwar bei $B_1 = 1.0$ T bis etwa zu einem Faktor 7 im Vergleich zur parallelen Überlagerung. Diese relativ starke Überhöhung der Gesamtverluste ($W_{\text{total}} = W_{\text{hy}} + W_{\text{el}}$) hängt vermutlich auch damit zusammen, daß die in der Oberflächenschicht

unterschiedlich entsprechend den Pulsfeldkomponenten B_1 und B_2 angeworfenen Abschirmströme sich gegenseitig kompensieren. Dieses Verhalten führt dann zu einer verstärkten Flußeindringung und damit zu einer verstärkten Dissipation im Supraleiter. Dieser Zusammenhang gilt insbesondere für eine evtl. Zunahme der Hysterisisverluste. Dagegen kann bei den Wirbelstromverlusten W_{el} die Erhöhung der Verluste durch zusätzlich induzierte Kopplungsströme zwischen den Einzelleitern bezüglich der beiden Pulsfeldkomponenten hervorgerufen werden.

Pulsfelder B_1, B_2 ; parallele Feldrichtungen (Fall 3):

Bei der Überlagerung von 2 Pulsfeldern B_1 und B_2 mit parallelen Feldrichtungen und den Frequenzen f_1 und f_2 ergeben sich bereits komplizierte Überlagerungsbilder, wie z.B. langperiodige Schwebungen. Aus diesem Grund wurde nur die Amplitude von B_1 sowie die Feldänderungsgeschwindigkeit \dot{B}_2 variiert, während die anderen Größen (B_2, \dot{B}_1) konstant gehalten wurden (s. Abb. 47). Die Verlustkurven zeigen dort, wo Schwebungen stattfinden, einen flachen, stufenweisen Verlauf und erreichen bei $\dot{B}_2 = 0.1 \text{ T/s}$ Verlustwerte um 0.4 W/m . Die Variation der Feldabhängigkeit von B_1 zeigt hier - außer für $B_1 = 0.1 \text{ T}$ - nahezu keinen Einfluß auf das Verlustverhalten.

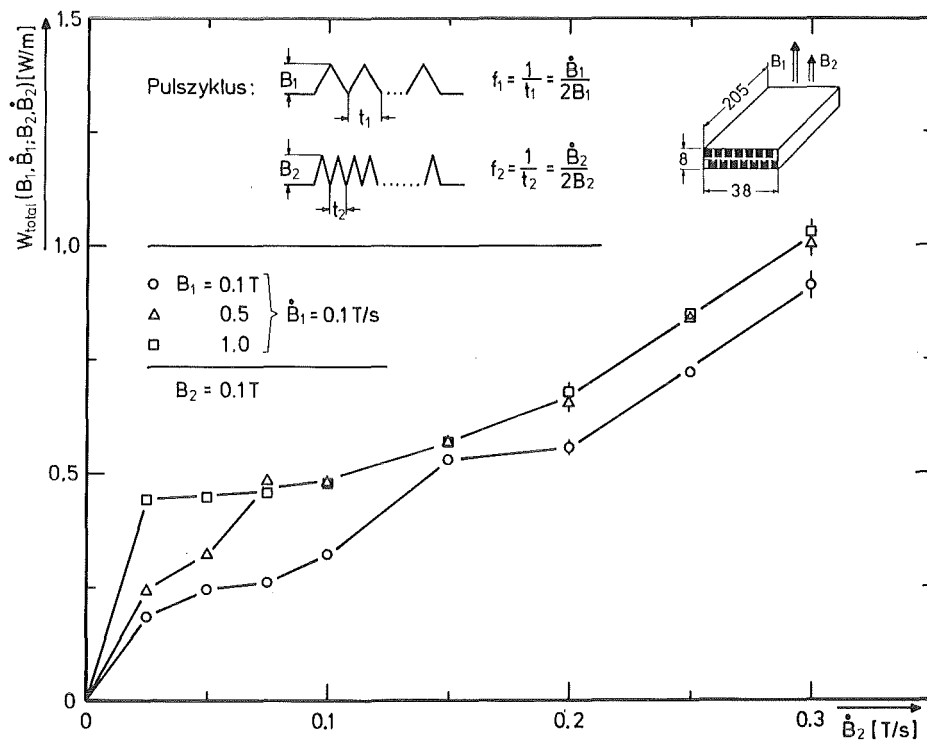


Abb. 47: Gesamtverluste einer EURATOM-LCT-Standardprobe ($l = 205 \text{ mm}$) bei Überlagerung zweier paralleler Pulsfelder B_1 und B_2 in Abhängigkeit von \dot{B}_2 ; Parameter: $B_1 = 0.1, 0.5, 1.0 \text{ T}$; $\dot{B}_1 = 0.1 \text{ T/s}$

Pulsfelder B_1 , B_2 ; gekreuzte Feldrichtungen (Fall 4):

Die Verlustergebnisse bei 2 überlagerten Pulsfeldern B_1 , f_1 und B_2 , f_2 in senkrecht zueinander stehenden Feldrichtungen sind den Werten bei paralleler Überlagerung ähnlich (s. Abb. 48).

Jedoch zeichnen sich zwei wesentliche Unterschiede ab:

- (1) Die Wechselfeldverluste zeigen bei gekreuzten Pulsfeldern im Gegensatz zu parallelen eine relativ starke Feldabhängigkeit, und
- (2) die absoluten Verlustwerte sind im Vergleich zur parallelen Überlagerung bis zu einem Faktor 2 größer.

Weitere Zusammenhänge mit diesen Ergebnissen werden im Abschn. 5.4 erläutert.

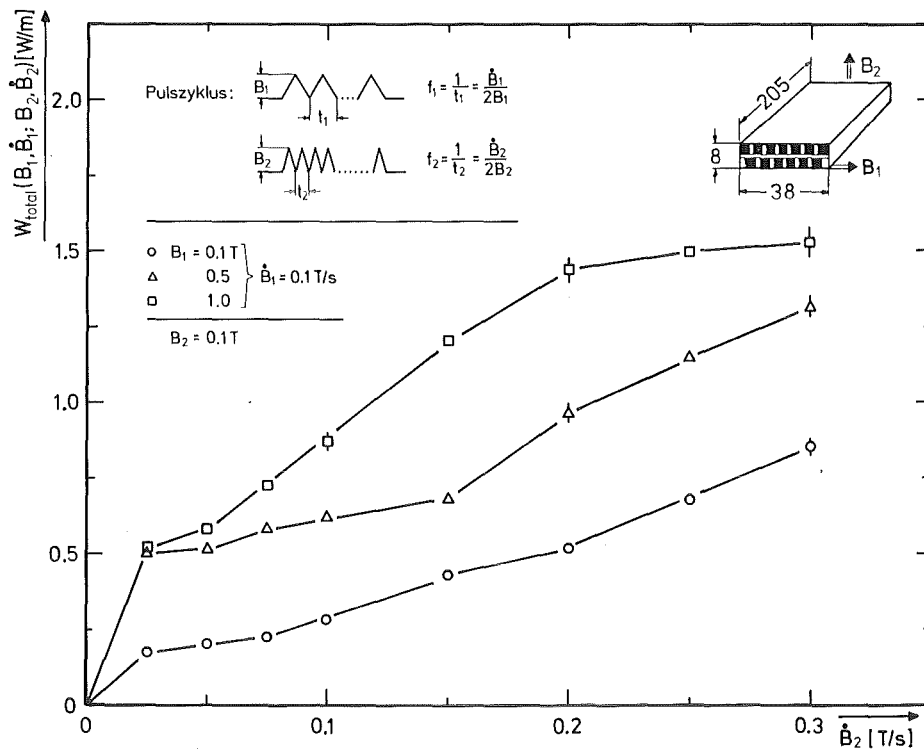


Abb. 48: Gesamtverluste einer EURATOM-LCT-Standardprobe ($l = 205 \text{ mm}$) bei Überlagerung zweier gekreuzter Pulsfelder B_1 und B_2 in Abhängigkeit von \dot{B}_2 ; Parameter: $B_1 = 0.1, 0.5, 1.0 \text{ T}$; $\dot{B}_1 = 0.1 \text{ T/s}$

5. Diskussion der Ergebnisse

Das Wechselfeldverlustverhalten von Kompositileitern wird einerseits durch die von den supraleiterspezifischen Größen (kritische Stromdichte j_c , Filamentdurchmesser d) abhängigen Hysteresisverluste mitbestimmt sowie andererseits durch Wirbelstromverlustkomponenten, die von Geometrie (Leiterdimensionen, Transposition, u.a.) und Materialgrößen (elektrische Leitfähigkeiten) abhängen. Das Zusammenspiel dieser abhängigen Größen auf die Verlustanteile hängt dabei jeweils von dem Zustand der Pulsfeldorientierung ab. Die Diskussion der hierdurch vielfältigen Verlustergebnisse konzentrierte sich in dieser Arbeit auf vier Problemkreise:

- (1) Abschätzung der Hysteresis- und Wirbelstromanteile aus den gemessenen Wechselfeldgesamtverlusten,
- (2) Vergleich der experimentellen Verlustergebnisse in Abhängigkeit von der Transposition mit theoretischen Rechnungen,
- (3) Klärung der unsymmetrischen Winkelabhängigkeit der Wechselfeldverluste bei azimuthaler Drehung um die Leiterachse anhand von Verlustmessungen an einem entkoppelten Leiter und
- (4) Diskussion der Feldabhängigkeit des Wechselfeldverlustverhaltens bei überlagerten Pulsfeldern.

5.1 Hysteresis- und Wirbelstromverlustkomponenten

Zur Abschätzung der Hysteresis- sowie Wirbelstromverlustanteile bezogen auf die gesamten Wechselfeldverluste einer EURATOM-LCT-Idealleiterprobe ($l = L_T = 410$ mm) wurden Magnetisierungsmessungen an Einzelleiterproben in der PMA2 durchgeführt, um die Hysteresisverluste zwischen 0.1 und 0.5 T zu ermitteln. Die absoluten Beträge der Hysteresisverluste für den Gesamtleiter liegen dabei zwischen 32 und 43×10^{-3} W/m.

Zieht man die so gewonnenen Hysteresisverluste von den Gesamtverlusten ab, so erhält man die beteiligten Wirbelstromverlustanteile W_{el} . Aus den Gleichungen (2.20) bzw. (2.25) wurden die Wirbelstromverluste für senkrechte wie auch für parallele Pulsfelder mit einer quadratischen Abhängigkeit von dem Produkt aus Frequenz f und Feld B angegeben:

$$W_{el(\text{theor.})} \sim (f \cdot B)^n, \quad n = 2. \quad (5.1)$$

Um diese Aussage mit den gefundenen experimentellen Verlustwerten zu vergleichen, wurden die Wirbelstromverluste gegenüber dem Produkt $(f \cdot B)$ im doppelt-logarithmischen Maßstab aufgetragen (s. Abb. 49). Aus den Kurven, dargestellt für 4 Pulsfeldamplituden zwischen $B_{\perp} = 0.1$ und 0.5 T, läßt sich ein etwas kleinerer Wert für $n_{\text{exp.}} = 1.8$ ermitteln, d.h.

$$W_{\text{el(exp.)}} \sim (f \cdot B)^{1.8} \quad (5.2)$$

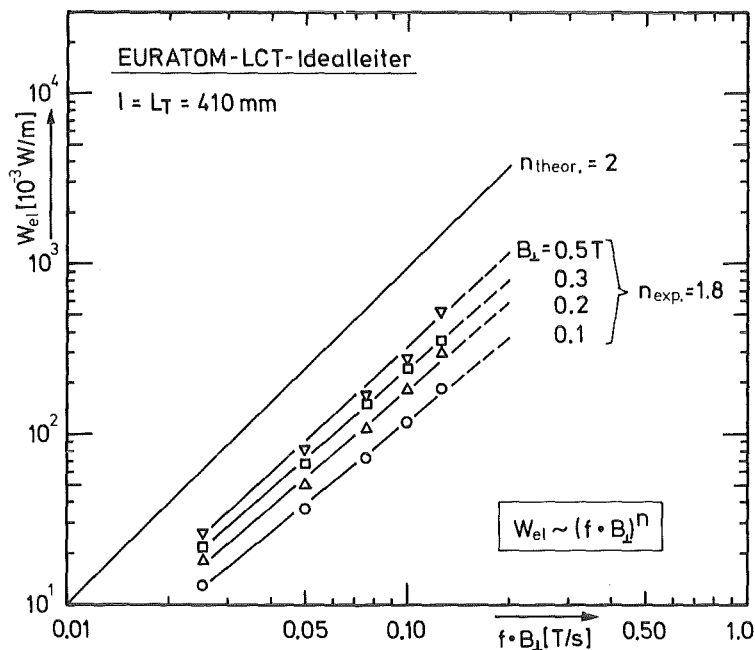


Abb. 49: Vergleich der experimentell gefundenen Wirbelstromverluste W_{el} mit theoretischen Werten an einem EURATOM-LCT-Idealleiter ($l = 410$ mm) zur Ermittlung der Feld- und Frequenzabhängigkeit

Aus dieser Gegenüberstellung sieht man, daß die Magnetfeld- und Frequenzabhängigkeit der Wirbelstromverlustkomponenten nahezu im Einklang mit den theoretischen Rechnungen stehen. Ähnliche Ergebnisse wurden auch von anderen Autoren gefunden.

Gemäß den Formeln im Abschn. (2.2) wurde auch nach RIES³⁵⁾ eine Abschätzung der elektromagnetischen Verluste für die EURATOM-LCT-Leiterspule mit folgenden Randbedingungen durchgeführt:

- (1) Senkrechte Pulsfelder zwischen 0.07 und 0.14 T mit einem Mittelwert von $\langle B_{\perp}^2 \rangle = 0.0115 \text{ T}^2$ über den ganzen Umfang der LCT-Spulenwicklung verteilt (Leiterlänge 6600 m),
- (2) Parallele Feldkomponenten wurden vernachlässigt,
- (3) Anstiegs- bzw. Abfallzeit des Feldes jeweils 1 s (gemäß den technischen Spezifikationen des LCT-Spulentests in Oak Ridge).

Zum Vergleich mit den experimentell gefundenen Verlustwerten sind diese rechnerisch ermittelten Ergebnisse in Tabelle 5 zusammengefaßt.

Tabelle 5: Abschätzung der elektromagnetischen Verluste in der EURATOM-LCT-Spule (Leiterlänge 6600 m) bzw. pro Einheitslänge im Vergleich mit experimentellen Ergebnissen

Verlust- anteil	Rechnung		Experiment*				$W_{\text{Exp.}}/W_{\text{Rech.}}$	
	Mod.- leiter	Proz. Anteil	Ideal- leiter	Proz. Anteil	Standard- leiter	Proz. Anteil	Ideal- leiter	Standard- leiter
W_{hy} [W]	150	28.5 %	211	21.7 %	211	11.0 %	1.4	1.4
$[10^{-3} \text{ W/m}]$	22.7		32.0 +1.9		32.0 +1.9			
W_{el} [W]	375	71.5 %	763	78.3 %	1721	89.0 %	2.0	4.6
$[10^{-3} \text{ W/m}]$	56.8		115.6 +3.5		260.7 +7.8			
W_{total} [W]	525	100 %	974	100 %	1932	100 %	1.9	3.7
$[10^{-3} \text{ W/m}]$	79.5		147.6 +4.4		292.7 +8.8			

*) Pulsfeldbelastung bei Dreieckspulsung: $B_{\perp} = 0,1 \text{ T}$; $\dot{B}_{\perp} = 0.1 \text{ T/s}$

Dabei wurde für diesen Vergleich bei den experimentellen Werten ein Standard-Pulsfeld mit $B_{\perp} = 0.1 \text{ T}$ und $\dot{B}_{\perp} = 0.1 \text{ T/s}$ (Dreieckspulsung) gewählt. Ebenfalls wurden hier parallele Pulsfeldkomponenten vernachlässigt, zumal diese bei 0.1 T etwa einen Faktor 10 kleiner als die Verluste bei senkrechten Pulsfeldkomponenten sind (s. Abb. 42, S. 65). Insgesamt erkennt man aus der Zusammenstellung, daß die berechneten Verluste generell niedriger liegen als die experimentell bestimmten Werte, insbesondere für die Wirbelstromverluste. Ursachen hierfür liegen in der schon erwähnten Schwierigkeit beim Abschätzen der materialspezifischen Daten, die Erfassung von elektrischen Querleitfähigkeiten und damit die komplizierten Stromdichteverteilungen im Supraleiterkomposit.

Im einzelnen zeigt der Vergleich, daß die Hysteresisverluste nach der Theorie recht gut wiedergegeben werden ($W_{\text{hy(Exp.)}}/W_{\text{hy(Rechn.)}} = 1.4$), während dagegen die Abschätzung der Wirbelstromverluste für einen ideal entkoppelten Leiter (Modell-Leiter ohne Kurzschlußbrücken) bereits einen Faktor 2 zu niedrig liegt. Besonders drastisch erhöht sich dieser Faktor (Werte um 3.7 bis 4.6) jedoch für den realen EURATOM-LCT-Standardleiter infolge der zusätzlichen Kopplungsverluste, die durch die Lotbrücken zwischen den Einzelleitern hervorgerufen werden. Es sollte, wenn es fertigungstechnisch möglich ist, auf das Auffüllen des Zwischenraumes zwischen den Einzelleitern mit Lot vermieden werden oder ein Lotmaterial mit entsprechend geringer Leitfähigkeit ($\sigma_{\text{Lot}} \leq 10^7 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$) verwendet werden. Insgesamt bestätigt sich, daß mit den benutzten Formeln zur Berechnung der Wechselfeldverluste nur ungefähre Werte angegeben werden können und somit die experimentelle Erfassung der Verluste für komplexe Supraleiterkonfigurationen unerläßlich ist.

Ebenso kann für die elektromagnetische Leiterzeitkonstante τ keine allgemein gültige Formel angegeben werden, wie Abschätzungen nach RIES³⁵⁾ zeigen. Jedoch ist diese Zeitkonstante zur Charakterisierung des Supraleiterkomposits besonders interessant, weil sich alle Einzelheiten der betrachteten, wirbelstrombehafteten Komponenten wie Geometrien, elektrische Leitfähigkeiten, Größe und Richtung der induzierten Ströme in ihr äußern. Aus den experimentellen Daten für EURATOM-LCT-Idealleiter, Standardleiter ($l = 410 \text{ mm}$) und Einzelleiter sowie für TORE SUPRA-Leiter wurde τ deshalb ermittelt und mit abgeschätzten Werten nach RIES verglichen (s. Tabelle 6).

Tabelle 6: Elektromagnetische Zeitkonstante τ für verschiedene Leiter-Konfigurationen

Leitertyp	EURATOM-LCT-Leiter			TORE SUPRA-Leiter
	Standard- bzw. Modelleiter	Ideal- bzw. Modelleiter	Einzelleiter	
Exp. [ms]	38.2	17.3	10.5	16.3
Rechn. [ms]	8	8	-	-

5.2 Effekt der Transposition im Vergleich mit theoretischen Aussagen

Die Messungen der Wechselfeldverluste in Abhängigkeit von der auf die Transpositions-länge L_T bezogene Probenlänge $l_N = l/L_T$ wurde mit dem Ziel durchgeführt, Auskunft über das Kopplungsverlustverhalten von transponierten Kabelsystemen zu erhalten, deren Länge l ein Vielfaches der Transpositions-längen betragen und deren Anordnung vollständig von einem Pulsfeld erfaßt wird. Die in dieser Größenordnung ausgeführten Messungen an EURATOM-LCT-Standardproben sind die ersten in dieser Art, wenn man von einigen früheren Experimenten an relativ kurzen Kabelproben absieht mit dem unterschiedlichen Ergebnis, daß die Verluste für $l > L_T$ wesentlich weiter ansteigen (Sättigung der Verluste bei etwa $l \cong 5 L_T$ 36,37).

Zur Verdeutlichung der in Abschn. (4.2) beschriebenen Verlustmessungen an EURATOM-LCT-Standardproben unter Variation der Probenlänge l wurden die einzelnen Verlustwerte auf den Wert bei maximaler Probenlänge ($l = 3 L_T = 1230 \text{ mm}$) normiert (s. Abb. 50). Diese normierte Darstellung läßt folgendes erkennen:

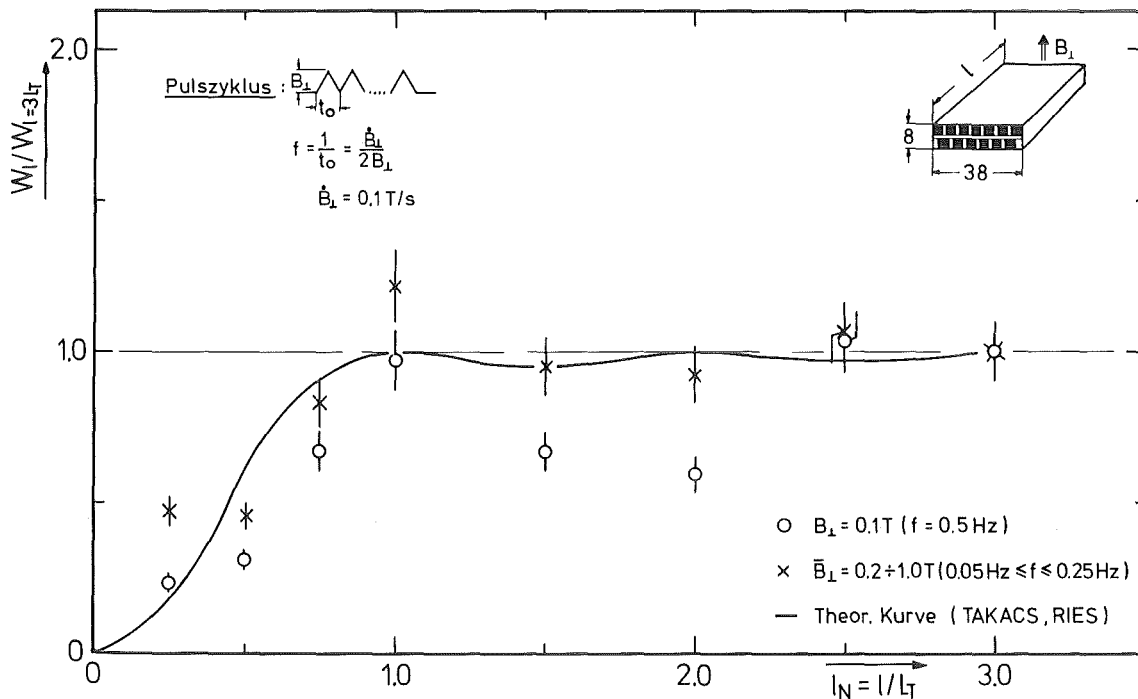


Abb. 50: Normierte Darstellung der Gesamtverluste von EURATOM-LCT-Standardleiterproben in Abhängigkeit von der normierten Probenlänge $l_N = l/L_T$ mit $L_T = 410 \text{ mm}$ bezogen auf die Verluste mit maximaler Probenlänge $l = 3 L_T = 1230 \text{ mm}$. Zum Vergleich wurde eine berechnete Kurve nach TAKACS und RIES miteingezeichnet.

- (1) Die Gesamtverluste und damit auch die Kopplungsverluste eines Kabelsystems, dessen Länge ein Vielfaches der Transpositionslänge beträgt, steigen nicht mehr monoton an, sondern zeigen einen oszillierenden Verlauf um den Wert $W_{\text{total}}(l)/W_{\text{total}}(l = 3 L_T) = 1$.
- (2) Die Feldabhängigkeit ist äußerst schwach ausgeprägt. Lediglich für $B \approx 0.1 \text{ T}$ ergeben sich stärkere Maxima und Minima z.B. ein ausgeprägtes Minimum von etwa 0.55 bei $l = 2.0 L_T$.
- (3) Die Verluste für $B_\perp > 0.2 \text{ T}$ ändern sich in der Nähe von $l \approx L_T$ nur relativ schwach ($\pm 8 \%$). Deswegen genügt es bereits bei den Verlustmessungen Proben mit Längen von nur einer Transpositionslänge zu verwenden. Diese an endlichen Leiterstücken ermittelten Verlustwerte unterscheiden sich dabei nicht wesentlich von denen an extrem langen Kabellängen ($l \approx 20 L_T$).

Dieses interessante experimentelle Ergebnis wurde mit Rechnungen nach TAKACS und RIES³⁸⁾ verglichen. Bei diesen Rechnungen wurde die Aussage benutzt, daß die durch die Feldänderung \dot{B} induzierten Ströme j_{SL} in den Einzelleitern folgender Diffusionsgleichung genügen:

$$\left(\frac{\partial^2 j_{SL}}{\partial z^2}\right)_n - q \left(\frac{\partial j_{SL}}{\partial t}\right)_n - \frac{\dot{B}}{\rho_{\perp}} = 0 \quad (5.3)$$

mit $q = \frac{\mu_0}{2\pi \cdot \rho_{\perp}} \cdot L$.

Dabei bedeutet n die Nummerierung der Einzelräume zwischen den 23 Einzelleitern, ρ_{\perp} der spezifische elektrische Querwiderstand sowie L die Induktivität der benachbarten Einzelleiter, während die z -Achse in Richtung der Einzelleiterachse orientiert ist. Die durch die Feldänderung \dot{B} erzeugte Spannungsdifferenz ΔU_x läßt einen Strom j_x zwischen den Einzelleitern fließen, wie in Abb. 51 dargestellt ist. Dabei gilt

$$j_{x,n} = \left(-\frac{\partial j_{SL}}{\partial z}\right)_n \quad [A/m^3], \quad (5.4)$$

wobei sich die $j_{x,n}$ über die Ströme j_{SL} in den Einzelleitern kurzschließen und damit folgende Kopplungsverluste erzeugen:

$$W_{Kopplung} = D_0 \cdot \rho_{\perp} \sum_{n=1}^{22} \int |j_{x,n}|^2 dz \quad [W/m^3] \quad (5.5)$$

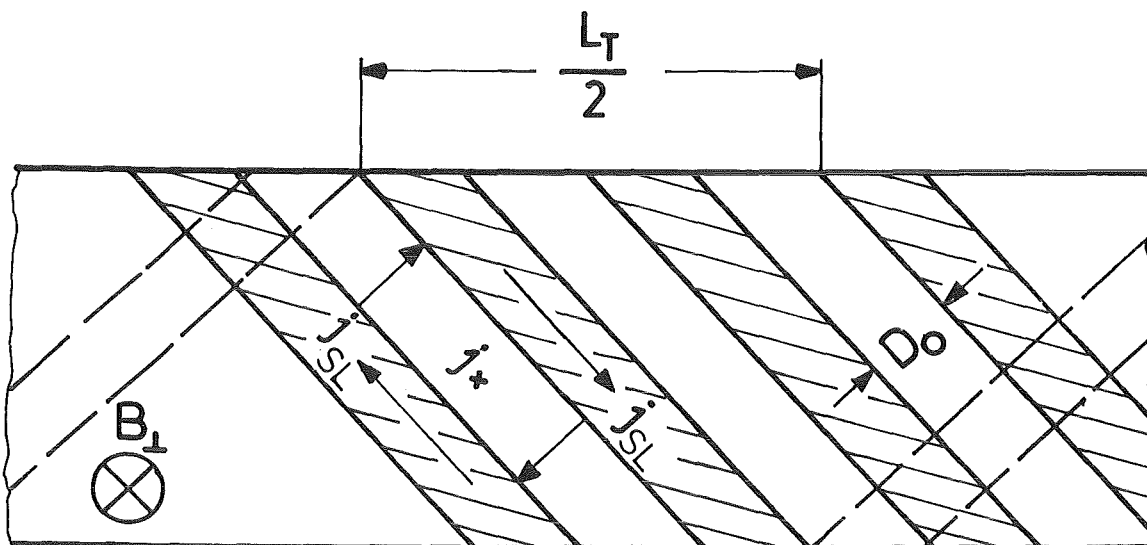


Abb. 51: Schematische Darstellung der induzierten Kopplungsströme j_{SL} bzw. j_x zwischen Einzelleitern eines EURATOM-LCT-Leiterkomposits bei senkrechter Pulsfeldbelastung

Eine wesentliche Schwierigkeit bei diesen Rechnungen liegt mit darin, daß die einzelnen Volumenstromdichten $j_{x,n}$ zwischen den Einzelleitern sehr stark gegenseitig gekoppelt sind. Nach neueren Arbeiten von TAKACS^{39,40)} wird gezeigt, daß dieses komplizierte gekoppelte System von Differentialgleichungen durch die Einführung einer effektiven Induktivität L aller mitwirkenden Einzelleiter beschrieben werden kann.

Zum Vergleich mit den experimentellen Werten wurde als Ergebnis dieser Rechnungen eine normierte Verlustkurve $W(l)$ für eine endlich lange Probe (Länge l) bezogen auf die Verluste $W_{\infty}(l)$ einer unendlich langen Probe (hier $l = 3 L_T$) in Abb. 50 miteingezeichnet, wobei diese vollständig von dem angelegten Pulsfeld erfaßt wird. Die dargestellte Funktion hat die Form

$$\frac{W(l)}{W_{\infty}(l)} = 1 - \frac{\sin^2(\pi \cdot l_N)}{(\pi \cdot l_N)^2} \quad \text{mit } l_N = l/L_T \quad (5.6)$$

und ihr Verlauf zeigt, daß (1) die Verluste für kleine Probenlängen ($l_N < 1/2$) etwa quadratisch mit der Länge ansteigen und daß (2) für $l_N \geq 1$ Oszillationen sichtbar werden mit Maxima, wenn die Länge des Kabels ein ganzzahliges Vielfaches der Transpositionsänge L_T beträgt. Dabei tangiert die Funktion (5.6) die $(W/W_{\infty} = 1)$ -Linie nur von der unteren Seite bei bestimmten l_N -Werten, ohne sie zu überschreiten, z.B. bei $l_N = 1, 2, 3$ usw.

Insgesamt werden in dieser Darstellung die wesentlichen Merkmale der experimentell ermittelten Wechselfeldverluste in Abhängigkeit von der normierten Probenlänge $l_N = l/L_T$ qualitativ recht gut wiedergegeben. Bei transponierten Kabelsystemen genügt es also bereits, die Verlustmessungen an Proben mit nur einer Transpositionsänge durchzuführen, um eine ausreichend genaue Übersicht über das Wechselfeldverlustverhalten zu erreichen, solange das Probensystem mit der Länge $l = L_T$ jeweils vollständig vom Pulsfeld erfaßt wird.

5.3 Abhängigkeit der Verlustleistung vom Drehwinkel

Zur gesicherten Diskussion der Wechselfeldverlustleistung in Abhängigkeit vom azimuthalen Drehwinkel ϕ wurden 2 Maßnahmen ergriffen:

- (1) Um den Einfluß der Kopplungsverluste drastisch zu reduzieren, wurden Verlustmessungen an einem entkoppelten Komposititleiter (d.h. seine Einzelleiter sind nahezu isoliert) durchgeführt, und
- (2) die Wechselfeldverluste wurden mit einer zweiten unabhängigen Verlustmeßmethode ermittelt, um evtl. auftretende apparative Beeinträchtigungen der thermischen Verlustmeßmethode bei Einstellung der Drehwinkel zu eliminieren.

Die Verlustmessungen wurden zunächst an EURATOM-LCT-Standardproben ($l = 410$ mm) unter Einsatz der kalorimetrischen Meßmethode ausgeführt und die Ergebnisse mit den thermisch ermittelten verglichen. Um bei beiden Experimenten möglichst ähnliche Probenverhältnisse zu haben, wurden die gleichen mit Heizdraht bewickelten Proben benutzt, wobei die Heizleistungen sowohl zur Eichung der erzeugten Probentemperaturen ($\Delta T = T_{\text{max}} - T_0$) als auch zur Bestimmung der Helium-Abdampfungsraten (R_{He}) bei der kalorimetrischen Methode mit benutzt wurden. Die Gesamtverluste sind in Abhängigkeit vom azimuthalen Drehwinkel $\phi = 0^\circ, \pm 45^\circ, \pm 90^\circ$ (auf weitere Zwischenwinkel wurde verzichtet) für ein senkrecht zur Leiterachse stehendes Dreieckspulsfeld mit $B_\perp = 0.3$ T und $\dot{B}_\perp = 0.1$ T/s in Abb. 52 dargestellt.

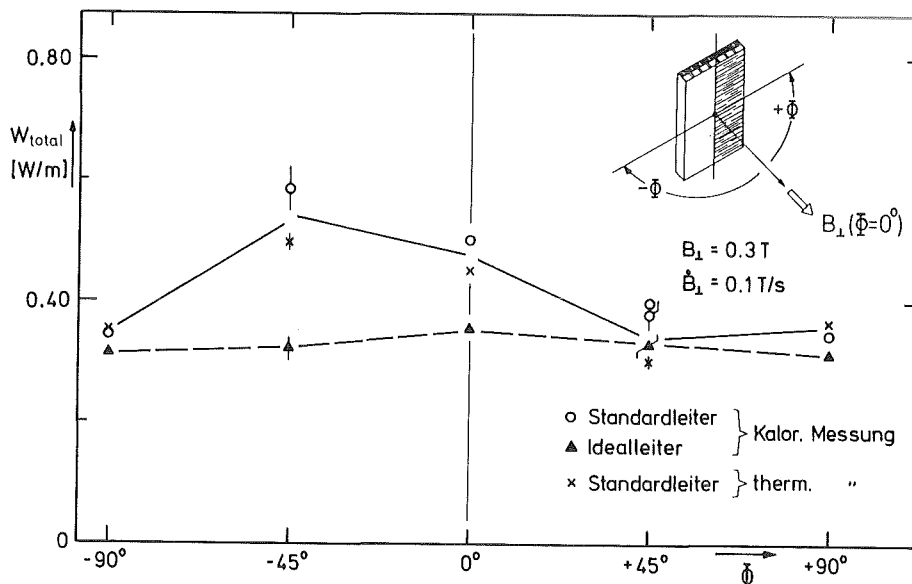


Abb. 52: Azimutale Winkelabhängigkeit der Gesamtverluste einer entkoppelten EURATOM-LCT-Probe (Idealleiter $l = 410$ mm) im Vergleich mit einer Standardprobe ($l = 410$ mm), ermittelt durch thermische bzw. kalorimetrische Verlustmessungen; Parameter: $B_\perp = 0.3$ T; $\dot{B}_\perp = 0.1$ T/s

Die kalorimetrisch gemessenen Verlustwerte vom EURATOM-LCT-Standardleiter zeigen wie die thermischen Messungen ebenfalls einen unsymmetrischen Verlauf um $\phi = 0^\circ$, wobei bei -45° ein etwa einen Faktor 2 höherer Verlustwert beobachtet wird als bei $\phi = +90^\circ$. Dabei fallen die kalorimetrisch ermittelten Meßwerte teilweise mit den thermischen innerhalb der Fehlergrenzen zusammen, z.B. für $\phi = 0^\circ$ bzw. $\pm 90^\circ$, während jeweils bei $\pm 45^\circ$ sich etwas größere Abweichungen (etwa doppeltes Fehlerintervall von 15 %) abzeichnen. Die Ursache hierfür liegt vermutlich mit in der nur beschränkt genauen Winklereinstellung von $\Delta\phi = \pm 3^\circ$. Beide unabhängigen Meßmethoden liefern also im Rahmen der apparativen Fehler ein übereinstimmendes Meßergebnis.

Ebenso wurden kalorimetrische Verlustmessungen an einem entkoppelten EURATOM-LCT-Idealleiter ($l = 410 \text{ mm}$) unternommen, deren Ergebnisse mit in Abb. 53 eingezeichnet sind. Aus diesen Messungen kann folgendes abgelesen werden:

- (1) Der Verlauf der Verlustkurve eines entkoppelten Leiters zeigt den erwarteten Verlauf mit einem Maximum bei $\phi = 0^\circ$ (entspricht senkrechtem Feldeinfall auf der breiten Leiterseite).
- (2) Die Verlustkurve hat einen bemerkenswerten flachen Verlauf, d.h. die Verlustwerte bei senkrechtem Einfall auf der breiten Leiterseite unterscheiden sich nur geringfügig (um etwa 20 %) von denen auf der Schmalseite des Leiters.

Die Ursache für die asymmetrische Winkelverteilung der Wechselfeldverluste kann daher den zusätzlich induzierten Kopplungsströmen in den Lotbrücken des EURATOM-LCT Standardleiters zugeschrieben werden. Dabei beeinflussen die beim Lötprozeß aus fertigungstechnischen Gründen unterschiedlich dick erzeugten Lot-schichten bei Drehung der Probe um die Leiterachse die komplizierte Verteilung der induzierten Ströme.

5.4 Einfluß der Abschirmströme bei Überlagerungsfeldern

Wie in Abschn. 4.4 aus den Verlustmessungen bei Überlagerungsfeldern festgestellt wurde, gingen bei Zunahme eines statischen Feldes B_1 die Verluste in signifikanter Weise durch ein Minimum. Die Hauptursache für dieses Verhalten liegt vermutlich darin, daß bei magnetischem Flußeintritt in das Innere des

Supraleiters (hier NbTi) die effektiven Abschirmströme in der Supraleiteroberfläche bzw. ihre erzeugten Abschirmfelder nach und nach verringert werden, was wieder zu einer erhöhten Energiedissipation im Supraleitermaterial führt (Hysteresisverluste).

Um dieses Abschirmverhalten etwas näher kennenzulernen, wurde bei paralleler Überlagerung eines Pulsfeldes B_2 mit einem statischen Feld B_1 die Pulsamplitude zwischen 0.025 und 0.125 T variiert. Die Gesamtverluste $W_{\text{total}}(B_1, B_2)$ einer EURATOM-LCT-Standardprobe ($l = 205$ mm) bei Überlagerung von B_1 und B_2 wurden auf die Pulsfeldverluste $W_{\text{total}}(B_2)$ bei $B_1 = 0$ normiert und sind in Abb. 53 dargestellt.

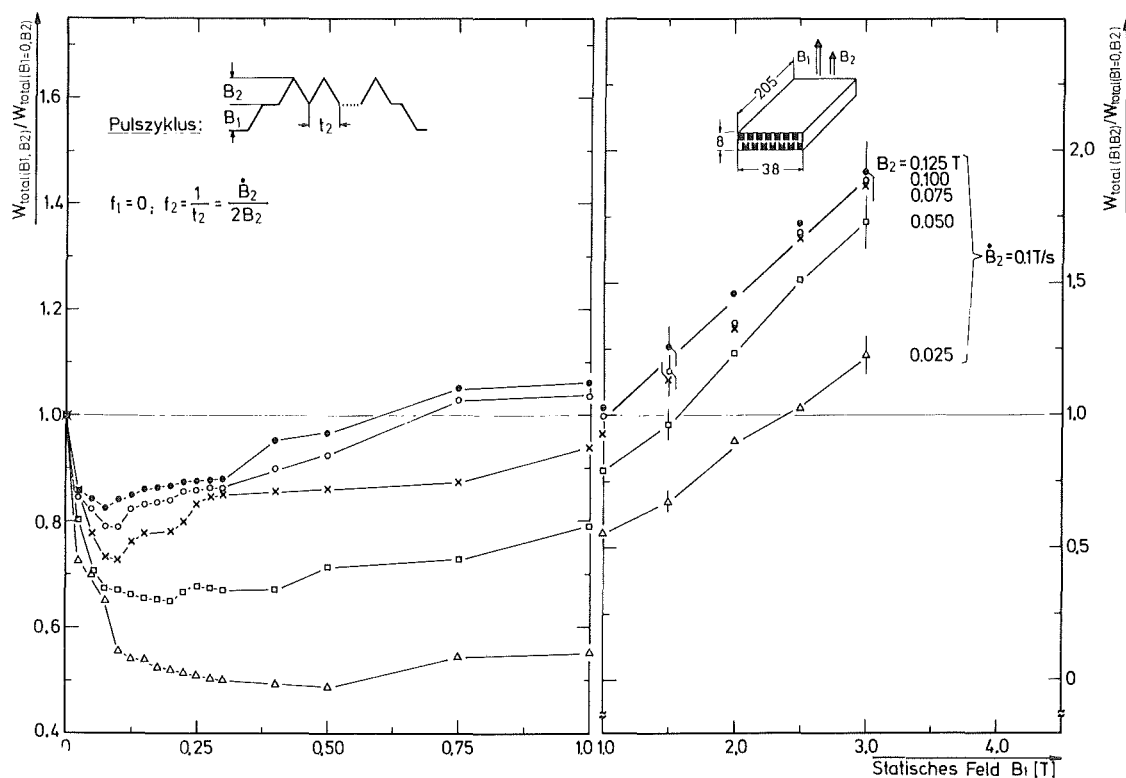


Abb. 53: Normierte Darstellung der Gesamtverluste bei paralleler Überlagerung eines Pulsfeldes B_2 mit einem statischen Feld B_1 einer EURATOM-LCT-Standardprobe ($l = 205$ mm) bezogen auf die B_2 -Pulsfeldverluste in Abhängigkeit von den Pulsfeldern B_1 und B_2

Die eingezeichneten Verlustkurven zeigen das interessante Ergebnis, daß mit abnehmender Pulsfeldamplitude B_2 die durchlaufenen Verlustminima sich immer

mehr vergrößern und z.B. bei $B_2 = 0.025 \text{ T}$ ($\dot{B}_2 = 0.1 \text{ T/s}$) bereits einen um etwa 50 % kleineren Verlustwert bei $B_1 = 0.5 \text{ T}$ erreichen. Dagegen wirkt sich eine Vergrößerung von B_2 in einer Reduzierung der Verlustminima aus, was auch zu einer Verschiebung der Minima zu kleineren B_1 -Werten führt. Dieses Verhalten bedeutet, daß bei relativ großer Pulsamplitude B_2 von etwa 0.2 T (etwa Größe des Eindringfeldes B_{ein}) das Minimum ganz verschwindet und die Verluste monoton mit wachsendem statischen Feld B_1 ansteigen. In diesem Zustand des Supraleiters ist dann die Oberflächenbarriere, gebildet aus den Abschirmfeldern, restlos abgebaut, d.h. die Hysteresisverluste hängen in diesem Fall nicht mehr von den Oberflächenbedingungen ab, sondern werden nur noch durch das Pinning im Inneren des Supraleiters bestimmt (Bulk-Pinning).

Ein technischer Aspekt zu diesen Verlustmessungen ist jedoch die Tatsache, daß bei Pulsfeldbelastung unterhalb des Eindringfeldes eines Supraleiters bereits ein relativ geringes statisches Feld von etwa 0,1 T bei paralleler Überlagerung genügt, um die erzeugten Gesamtverluste ($W_{\text{total}} = W_{\text{hy}} + W_{\text{el}}$) im Supraleiterkomposit spürbar zu reduzieren.

6. Zusammenfassende Schlußbemerkungen

Das Verhalten der Wechselfeldverluste wurde an technischen NbTi- und Nb₃Sn-Supraleitersystemen untersucht, die für den Magnetbau in der Fusionsreakortechnologie eingesetzt werden. Die Kenntnis der elektromagnetischen Verluste bei orientierten Pulsfeldbelastungen spielt dabei für die zukünftige Konzeption verlustarmer Supraleiterkonfigurationen eine bedeutende Rolle. Die umfangreichen Verlustmessungen umfassen daher in dieser Arbeit insgesamt 5 Einflußbereiche und zwar Magnetfeld- und Frequenzabhängigkeit, geometrische Längeneffekte (Transposition), Winkelabhängigkeiten und Verlusteffekte bei Überlagerung von Pulsfeldern sowie die mitaufgenommene Temperaturabhängigkeit der Wechselfeldverluste (s. Anhang II).

Zur Durchführung der Verlustmessungen wurden zwei sich ergänzende Pulsmagnetanlagen PMA1 bzw. 2 mit zwei ineinander montierten Dipolmagneten (max. Feld 3 bzw. 0.15 T bei 4.2 K) sowie einer Pulsspule (max. Feld 7 T bei 4.2 K) aufgebaut. Insbesondere wurde die Anlage PMA1 mit einem relativ ausgedehnten homogenen Feldbereich ausgelegt zur Ausmessung von möglichst großen Probenlängen (max. 1.35 m). Zu einem weiteren Schwerpunkt dieser Arbeit wurde der Einsatz von drei unabhängigen Meßmethoden (kalorimetrische Methode und Magnetisierungsmessungen sowie die neu eingeführte thermische Verlustmeßmethode), deren Vor- und Nachteile bei den Verlustmessungen im einzelnen untersucht wurden. Als repräsentatives Probenmaterial wurden zwei unterschiedliche Komposit-supraleiter (EURATOM-LCT-Standardleiter, TORE SUPRA-Leiter) ausgewählt, die bereits für Großmagnetspulen verwendet wurden (z.B. EURATOM-LCT-Spule). In Ergänzung wurde neben NbTi/Cu-Einzelleitern ein Nb₃Sn/Cu-Ta-Supraleiter als Ausgangsleiter für Nb₃Sn-Kabelleitersysteme in einigen Fällen mituntersucht.

Die Wechselfeldverlustmessungen orientierten sich an einem international vorgesehenen Verlustmeßprogramm (6 LCT-Spulentest in Oak Ridge, USA) und ergaben bezüglich einer gewählten Dreieckspulsfeldbelastung (Amplitude B, Frequenz $f = \dot{B}/2B$) die folgenden Ergebnisse:

- Feld-und Frequenzabhängigkeit der ermittelten Gesamtverluste W_{total} (Summe aus Hysteresis- W_{hy} und Wirbelstromverlustanteilen W_{el}) zeigen ähnliches Verhalten: Monotones Anwachsen der Verluste mit etwas unterschiedlicher Sättigungstendenz. Hysteresis- sowie Wirbelstromverlustkomponenten können dabei nahezu quantitativ ($\pm 50\%$) durch theoretische Rechnungen wiederge-

geben werden. Im Gegensatz zu theoretischen Auslegungen spielen Kopplungsverluste zwischen den Einzelleitern z.B. bei der EURATOM-LCT-Standardprobe mit einem Anteil von mehr als 50 % der Gesamtverluste eine dominierende Rolle. Diese zusätzlichen Wirbelstromverluste werden durch unterschiedliche dicke und relativ gut leitende Lotschichten zwischen den Einzelleitern verursacht und sind rechnerisch schwer abzuschätzen, d.h. zur genauen Ermittlung von Verlustangaben sind weiterhin Simulationsverlustexperimente notwendig.

Der TORE-SUPRA-Leiter weist dagegen wegen seiner monolytischen Bauweise (relativ kleine Leiterbreite) und seiner CuNi/Cu-Mischmatrix ein etwas günstigeres Verlustkonzept auf.

- Supraleiterkomposite wie der EURATOM-LCT-Leiter verfügen über keinen ausgeprägten Längeneffekt im Verlustverhalten (Leiterlängenabhängigkeit bezogen auf die Transpositionslänge L_T), wenn von Pulsfeldern unterhalb des Eindringfeldes abgesehen wird ($B_{\text{ein}} \cong 0.25 \text{ T}$). Das bedeutet, daß für Verlustmessungen bereits eine Probenlänge genügt ($l \cong L_T = 410 \text{ mm}$ beim EURATOM-LCT-Standardleiter), um damit eine hinreichend genaue Verlustbestimmung mittels Extrapolation auf große Leiterlängen für Magnetspulen zu erreichen (LCT-Spule: $l \cong 7 \text{ km}$). Rechnungen nach TAKACS und RIES geben dabei den oszillierenden Verlauf der Verlustkurven in qualitativer Übereinstimmung wieder.

Der Einfluß auf das Verlustverhalten bei direkter Variation der Transpositionslänge ($L_T = 410 \text{ mm}$ bzw. 820 mm) liefert nicht - wie nach der Theorie erwartet - ein quadratisches Anwachsen der Verluste ($W_{\text{el}} \sim L_T^2$), sondern wesentlich geringere Verluststeigerungsraten. Dieses Ergebnis beinhaltet den technischen Aspekt, daß wegen der komplizierten und aufwendigen Herstellung von Supraleiterkabelsystemen mit möglichst kleinen Transpositionsängen ein Kompromiß bei der Festlegung der Transposition L_T angestrebt werden kann, da die Wirbelstromverluste höchstens mit $W_{\text{el}} \sim L_T^{1.4}$ ansteigen.

- Die winkelabhängigen Messungen der Wechselfeldverluste liefern ein von der Theorie stark abweichendes Bild. Bei der Einwirkung von parallelen Pulsfeldern (Verlustanteil $W_{||}$) sowie senkrechten (W_{\perp}) auf einen Komposit-supraleiter (z.B. EURATOM-LCT-Standardleiter) ergeben sich etwa vergleichbare Verlustanteile ($W_{\perp} / W_{||} \cong 2$), dagegen zeigt der Quotient $W_{\perp} / W_{||}$ nur für Felder unterhalb des Eindringfeldes ($B \lesssim 0.25 \text{ T}$) den von der Theorie

geforderten Faktor 10. Ursache hierfür sind die bei paralleler Feldpulsung induzierten longitudinalen Kopplungsströme längs der Einzeleiter, die sich über verbindende Lotschichten kurzschließen und damit zu zusätzlichen Kopplungsverlusten führen.

Die Aufnahme der azimuthalen Winkelabhängigkeit (Drehung des EURATOM-LCT-Standardleiters um seine Achse) lieferte eine unerwartete asymmetrische Verteilungen der Verluste, wobei die Gründe in der komplizierten elektrischen Verteilung der im Normalleitermaterial (Cu-Matrix, Stahllarmierung, Lotschichten) induzierten Kopplungsströme zu suchen sind. Kalorimetrisch sowie thermisch durchgeführte Verlustmessungen an einem entkoppelten Leitersystem (EURATOM-LCT-Idealleiter mit isolierten Einzeleitern) erhärteten diesen Sachverhalt, indem sie den erwarteten symmetrischen Verlauf um $\phi = 0^\circ$ zeigten.

-- Die Untersuchung des Verlustverhaltens bei zwei überlagerten Pulsfeldern wurde wegen der Vielzahl von Kombinationsmöglichkeiten auf vier charakteristische Fälle beschränkt: Überlagerung von statischen Feldern mit Pulsfeldern sowie von zwei Pulsfeldern in jeweils gleicher bzw. gekreuzter Feldrichtung. Dabei ergeben sich für das Wechselfeldverlustverhalten zwei besonders interessante Überlagerungseffekte:

- (1) Bei Überlagerung von statischen Feldern B_1 mit Pulsfeldern B_2 für parallele wie gekreuzte Richtungen gehen die normierten Verlustkurven $W(B_1 + B_2)/W(B_2)$ in Abhängigkeit von B_1 durch ein Minimum, d.h. die Gesamtverluste $W(B_1 + B_2)$ verringern sich bei Überlagerung von B_1 und B_2 je nach Parameterwahl um einen entsprechenden Betrag (max. 25%).
- (2) Die resultierenden Verlustwerte bei gekreuzten Überlagerungsfeldern übertreffen die Werte bei paralleler Überlagerung um ein Vielfaches (bis zu einem Faktor 7).

Diese bemerkenswerten Überlagerungsverlusteffekte erklären sich u.a. durch das unterschiedliche Verlustverhalten der Abschirmströme, die mit für das mehr oder weniger verstärkte Eindringen des magnetischen Flusses in den Supraleiter und damit für die verursachte Energiedissipation (Erhöhung des Hysteresisverlustanteils) mitverantwortlich sind.

- Die Ergebnisse der Verlustmessungen bei 1.8 K normiert auf die Verlustwerte bei 4.2 K an EURATOM-LCT-Standard- sowie $\text{Nb}_3\text{Sn}/\text{Ta}/\text{Cu}$ -Proben durchlaufen für verschiedene Pulsfeldparameter ein schwaches Minimum innerhalb eines breiten Frequenzintervalls ($0.5 \text{ Hz} \leq f \leq 2 \text{ Hz}$, wobei die Verluste bei 1.8 K um 30 % (EURATOM-LCT-Leiter) bzw. 60 % (Nb_3Sn -Leiter) niedriger liegen als die gemessenen Werte bei 4.2 K. Daraus folgt, daß der Einsatz einer He-II-Kühlung bei 1.8 K nicht nur aus Gründen der elektrischen und thermischen Stabilität des Supraleiters sondern auch hinsichtlich einer positiven Verlustbilanz interessant ist.

Aus den Ergebnissen der durchgeführten Wechselfeldverlustmessungen läßt sich für technische Supraleiter schließen, daß sich die Maßnahmen zur Verlustreduzierung auf die Kopplungsverluste zwischen den Einzelleiterkomponenten zu konzentrieren haben. Eine wirksame Maßnahme besteht mit in der bereits beim TORE SUPRA-Leiter in einem Vorstadium realisierten Mischmatrixtechnik, bei der Kopplungen von induzierten Strömen durch hochresistive CuNi-Barrieren innerhalb der Matrix reduziert werden.

A N H A N G

Anhang I

Kryo- und elektrotechnische Details zur Pulsmagnetanlage

Zur Bereitstellung der Flüssig-Helium-Kühlung für den Dipolmagneten M1 wurde ein bereits vorhandener Kryostatbehälter (Höhe ≈ 4000 mm, Außendurchmesser 1048 mm) mit einem Inneneinsatz gewählt. Der innere Behälter ($i\phi = 354$ mm, Höhe 2910 mm) dient dabei zur Aufnahme des Magneten und wird als Helium-Badkryostat betrieben. Diese Betriebsweise bringt es mit sich, daß der Außenbehälter des Einsatzkryostaten einem äußeren Überdruck von 3 bar standhalten muß, während der Innenbehälter auf einen äußeren bzw. inneren Überdruck von 1 bar ausgelegt ist. Abb. 54 zeigt eine technische Zeichnung von beiden Kryostaten einschließlich eingebautem Dipolmagnet M1. Für einen wirtschaftlichen Betrieb des Badkryostaten spielt die Helium-Dichtigkeit gegenüber seinem Isoliervakuum ($< 10^{-6}$ Torr) bei Flüssig-Stickstoff-Temperatur (77 K) eine wichtige Rolle und wird hier mit $\leq 10^{-8}$ mbar l/s angegeben.

Zur Helium-Einfüllung wurde ein spezielles, mehrteiliges System mit flexibler Höhenverstellbarkeit (Teleskoprohre) konzipiert und gebaut, um Flüssig-Helium aus Kannenbehältern (500 l) in den Kryostaten überzuhebern. Dabei faßt der Badkryostat ein Heliumvolumen von insgesamt etwa 130 l mit einem etwa 50 l großen Reservoir oberhalb des Magneten. Die He-Füllgeschwindigkeit betrug etwa 5 l/min. Der Flüssig-Heliumstand wurde mit He-Sonden (Fa. LINDE) überwacht, ebenso der Flüssig-Stickstoff-Stand für die Vorkühlung. Die Abkühlzeit des Kryostaten mit Magneten und Probenrohr von 300 K nach 4 K betrug etwa 16 h, das bedeutet eine mittlere Abkühlgeschwindigkeit von etwa 0.3 K/min. Diese Abkühlgeschwindigkeit durfte nicht überschritten werden, um die durch unterschiedliche thermische Ausdehnungskoeffizienten, z.B. der Magnetmaterialien, verursachten Kräfte mit abfangen zu können.

Der Betrieb des supraleitenden Magneten wurde mit Hilfe eines sog. Quenchdetektors⁴¹) überwacht. Hierzu wurden jeweils symmetrische Spannungspotentiale vom Magneten abgenommen (z.B. Anfang und Ende der Magnetwicklung sowie jeweils am Mittelabgriff), um sie gegenseitig mittels elektronischer Verstärkerschaltungen zu kompensieren. Kommt es in einer der beiden Magnethälften zu einer lokalen

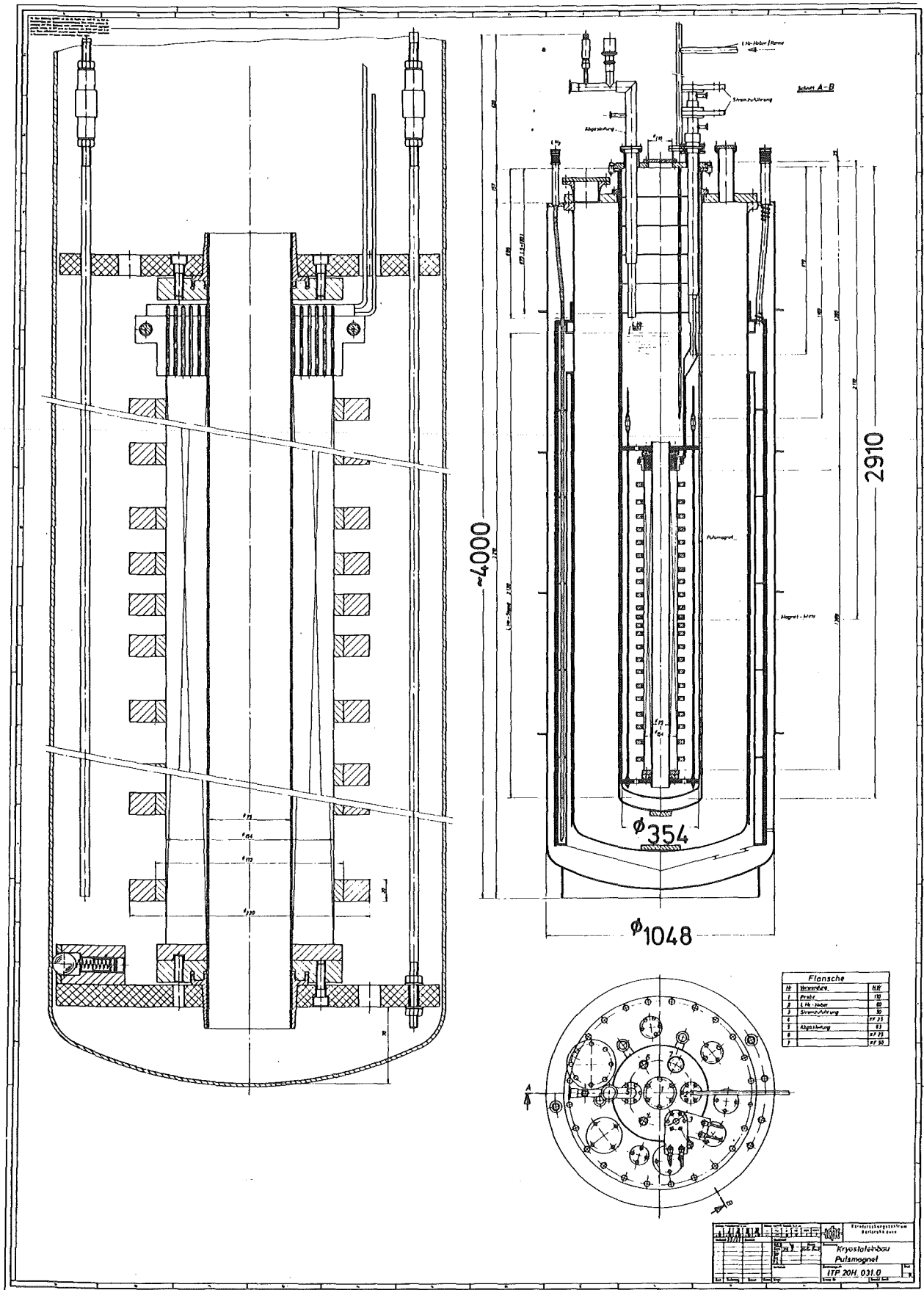


Abb. 54: Technische Übersichtszeichnung (Querschnitt) der Pulsmagnetanlage
PMA1 mit eingebautem Dipolmagnet M1

Spannungsstörung (z.B. durch lokale Erhitzung infolge schlechter Kühlung), so wird der Magnet durch den Quenchdetektor abgeschaltet und die Magnetenergie über das Stromversorgungsgerät ausgekoppelt bzw. über eine Diode entladen. Ansprechempfindlichkeit sowie Abschaltzeiten des Quenchdetektors sind dabei wahlweise einstellbar. Das bei einem schnellen Quenchvorgang des Magneten (Übergang vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand) verdampfende Helium kann mittels eines Gasballons (ca. 1000 l) aufgefangen werden, während die normale Abdampfung des Heliums direkt zur Heliumverflüssigungsanlage zurückgeleitet wird.

Anhang II

Ergänzende temperaturabhängige Verlustmessungen

Ziel dieser Messungen war, das Wechselfeldverlustverhalten an einem typischen Supraleiterkomposit unter 2 Kühlbedingungen zu untersuchen:

- (1) Bei einer konventionellen Heliumbad-Kühlung ($T = 4.2 \text{ K}$), und
- (2) bei einer Kühlung mit superfluidem Helium $T < 2.3 \text{ K}$; λ -Punkt).

Die 1.8 K Helium II-Kühlung verfügt einerseits über ein besseres Kühlleistungsvermögen infolge der höheren Enthalpieausnützung und andererseits gewährt sie wegen der niedriger liegenden Temperaturen eine höhere Betriebsstabilität für Supraleiter sowie zusätzlich eine gewisse Felderhöhung (z.B. bei NbTi bis zu einem Faktor 1.3). Im einzelnen war dabei von grundlegendem Interesse, den Temperatureinfluß der einzelnen Verlustkomponenten, wie Hysterisis- und Wirbelstromverluste, in einem Temperaturbereich zwischen 1.5 und 4.2 K kennenzulernen¹²).

Die Trennung der beiden Verlustanteile erfolgt dabei durch Anwendung einer speziellen Magnetisierungsmeßtechnik in der PMA2. Hierzu wurden zunächst geschlossene Hysteresiskurven für z.B. $B = 2.5 \text{ T}$; $\dot{B} = 0.3 \text{ T/s}$ aufgenommen, deren Flächen den Gesamtverlusten ($W_{\text{total}} = W_{\text{hy}} + W_{\text{el}}$) proportional sind. Bei sukzessivem Anhalten der Magnetisierungsmeßapparatur ($\dot{B} \rightarrow 0$, d.h. Wirbelstromanteil = 0) erhält man eine innere geschlossene Kurve, die den reinen Hysteresisanteil wiedergibt. Integriert man diese Flächen und zieht sie voneinander ab, so bekommt man damit den Wirbelstromverlustanteil $W_{\text{el}}(B, \dot{B})$.

Die temperaturabhängigen Verlustmessungen für 1.8 K bzw. 4.2 K wurden an EURATOM-LCT-Standard- sowie an Nb_3Sn -Leiterproben bei Dreieckspulsbelastung mit Feldamplituden zwischen 0.1 und 0.5 T durchgeführt. Dabei wurden die Temperaturen unterhalb 4.2 K durch Abpumpen des Heliumgasraumes (Erniedrigung des He-Dampfdruckes) erzielt, wobei die eingestellten Temperaturwerte mittels einer Heizung während der Messungen stabil gehalten werden konnten. In Abb. 55 sind die normierten Gesamtverluste bei 1.8 K bezogen auf die Werte bei 4.2 K

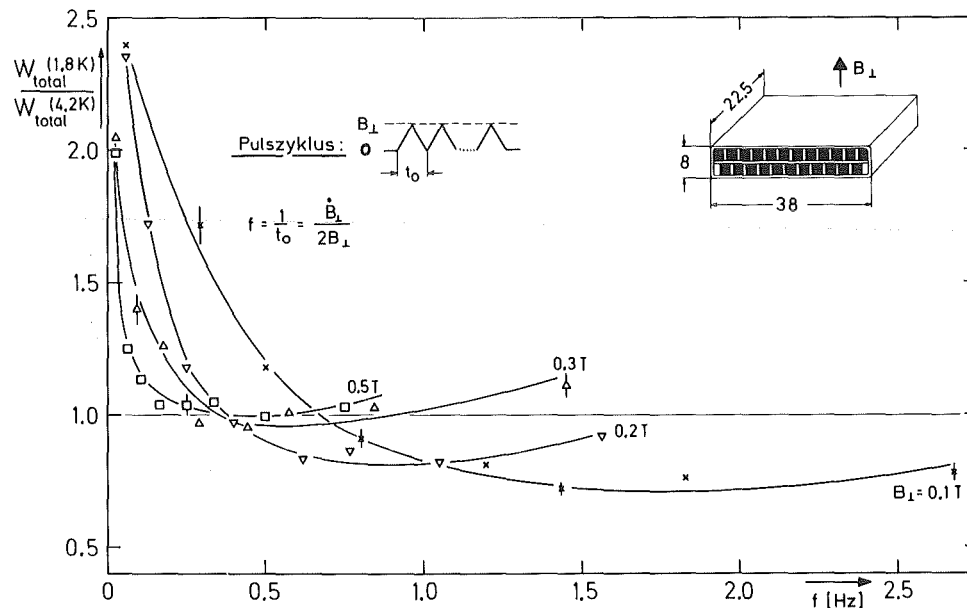


Abb. 55: Normierte Darstellung der temperaturabhängigen Gesamtverluste für 1.8 K - bzw. 4.2 K-He-Kühlung von einer EURATOM-LCT-Standardprobe in Abhängigkeit von der Pulsamplitude B_{\perp} bzw. -frequenz f

für die EURATOM-LCT-Standardprobe in Abhängigkeit von der Pulsfrequenz dargestellt. Für kleine Frequenzen ($f \leq 0.5$ Hz) erkennt man zunächst steiles Anwachsen der Verluste bei 1.8 K bis zu Faktoren um 2. Dagegen durchlaufen die Verlustkurven für mittlere Frequenzbereiche ($0.5 \text{ Hz} \leq f \leq 2.5 \text{ Hz}$) relativ breite Minima, wobei die Verluste bei 1.8 K bis um 30 % niedriger liegen als diejenigen bei 4.2 K. Insbesondere gilt dieses Verlustverhalten für Pulsfelder $B_{\perp} \leq 0.2$ T, d.h. für Felder unterhalb des Eindringfeldes. Dagegen sind die Verlustwerte bei 1.8 K für Felder $B_{\perp} \geq 0.5$ T stets größer als die bei 4.2 K gemessenen Werte. Ähnliche Verlustkurven ergaben sich bei den Messungen an Nb_3Sn -Proben. Hier wurden sogar Verlustreduktionen bei 1.8 K bis zu 60 % bei ähnlichen Frequenzverhältnissen erreicht. Die Ursachen für dieses Verlustverhalten sind z.Zt. noch nicht geklärt.

Die Temperaturabhängigkeit der Hysterisisverlustanteile $W_{hy} = W_{hy}(T)$ wird in Abb. 56 für $B_{\perp} = 2.5 \text{ T}$ ($B_{\perp} \gg B_{ein}$) gezeigt, während die totalen Verluste bei 1.8 und 4.2 K bereits in Abb. 30 (s.S. 52) mitdargestellt wurden. Wie nach Gl. (2.16) erwartet, ergibt sich eine lineare Zunahme der Hysterisisverluste mit abnehmender Temperatur. Ursache hierfür ist die entsprechende Zunahme der kritischen Stromdichte j_c bei $T \rightarrow 1.5 \text{ K}$.

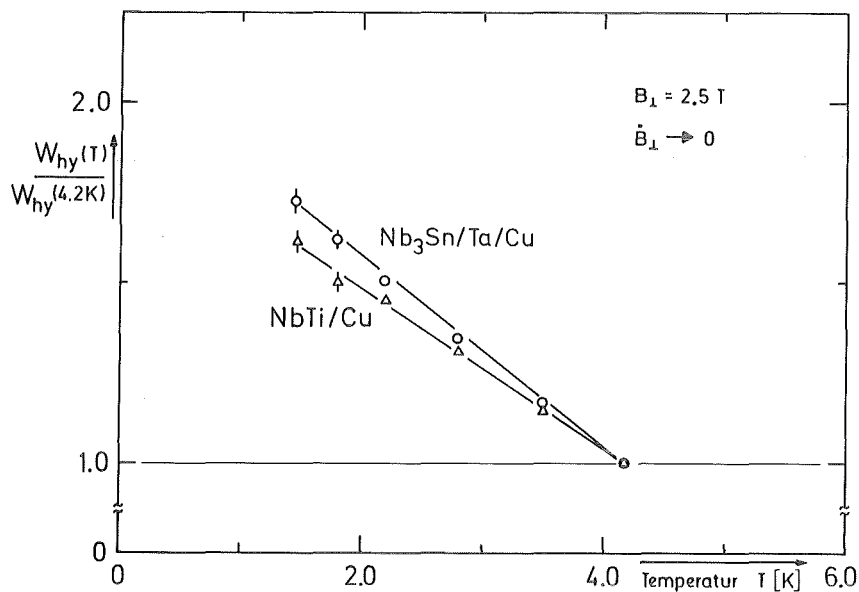


Abb. 56: Temperaturabhängigkeit der Hysterisisverluste W_{hy} für NbTi/Cu-Einzelleiter sowie für eine Nb₃Sn-Ta/Cu-Standardprobe zwischen 1.5 und 4.2 K

Dagegen verhalten sich die Wirbelstromverluste $W_{el}(T)$ für NbTi/Cu-Einzelleiter nahezu temperaturunabhängig, wenn man von den Verlusteffekten bei sehr kleinen Frequenzen ($f \leq 20 \text{ MHz}$) absieht (s. Abb. 57). Jedoch zeigen die Wirbelstromverluste beim Nb₃Sn-Leiter ein stark frequenzabhängiges Temperaturverhalten.

Diese temperaturabhängigen Verlustmessungen haben das interessante Ergebnis gezeigt, daß beim Einsatz einer Kühlung mit superfluidem Helium für zukünftige supraleitende Magnetsysteme die Wechselfeldverluste nicht nur mit abnehmender Temperatur monoton ansteigen, sondern, daß es durchaus Pulsfrequenzbereiche gibt, wo eine Verlustoptimierung möglich wird.

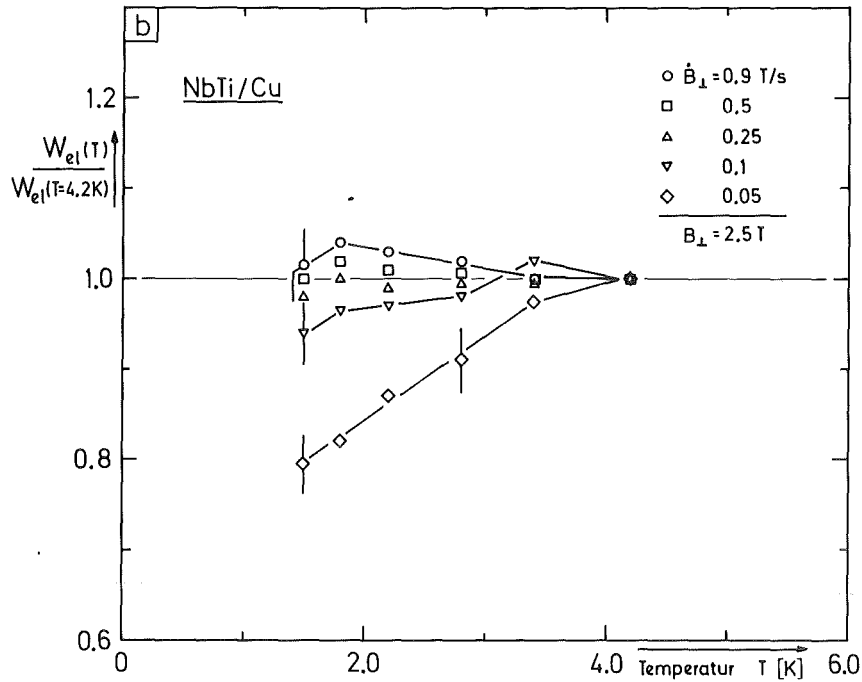


Abb. 57: Temperaturabhängigkeit der Wirbelstromverluste W_{el} für NbTi/Cu-Einzelleiter zwischen 1.5 und 4.2 K

Anhang III

Fehlerabschätzungen und Materialdaten

Thermische Verlustmessungen:

Bei den mit Temperaturfühlern ermittelten Verlusten addieren sich die apparativ und meßmethodisch bedingten Fehler sowie die Ungenauigkeiten der Eichwiderstände und der Auswertungsmethode. Im einzelnen setzt sich der experimentelle Fehler folgendermaßen zusammen:

- (1) Genauigkeit der geeichten C-Widerstände ± 0.01 K (± 0.02 %) im Temperaturintervall $1.5 \text{ K} \leq T \leq 10 \text{ K}$,
- (2) Nachweisgenauigkeit der auf der Probe montierten Temperaturfühler $\pm 0.1 \text{ mW}$,
- (3) Einfluß des Magnetowiderstandes bei den Temperaturfühlern; Max. Wert bei 3 T: 0.8 %,

- (4) Effekt der Wirbelstromverluste im Temperaturfühler (1.5 mm ϕ , Länge 6 mm) bei maximaler Pulsfeldbelastung (3 T; 1 T/s): 0.05 %,
- (5) Abweichung bei Bestimmung der Heizleistung $L_{\text{Hei}} = U_{\text{Hei}} \cdot I_{\text{Hei}}$ durch
 - a) verwendetes Digitalvoltmeter (SOLARTRON 7055, Fa. Schlumberger) mit ± 0.004 % in allen Meßbereichen,
 - b) Stromshunt (Kl. 0,5) ± 0.5 %,
- (6) Registrierung mit x-y-Schreiber ± 1 %,
- (7) Auswertungsgenauigkeit: ± 0.5 %.

Insgesamt läßt sich daraus ein experimenteller Fehler für die Verlustmessungen nach der thermischen Methode von etwa ± 3 % abschätzen, der mit den aus Reproduzierbarkeitsmessungen (s. Abb. 29, S. 51) ermittelten Fehlern übereinstimmt.

Kalorimetrische Verlustmessung:

Die Hauptfehler bei diesen Verlustmessungen werden verursacht durch folgende zwei Teilexperimente:

- (1) Ermittlung der He-Abgasrate bei Pulsfeldbelastung
(Unsicherheiten in den materialspezifischen Größen des Heliums: Verdampfungswärme, spez. Gewicht),
- (2) Bestimmung des Helium-Abdampfuntergrundes (statische He-Verluste, d.h. ohne Magnetfeldpulsung).

Zur Erfassung der Abdampfrate wurde ein He-Durchflußmesser von HASTINGS verwendet mit einer Nachweisempfindlichkeit von ± 1 % (Vollausschlag). Die Abschätzung des experimentellen Fehlers ergab hier ± 6 %. Beim Vergleich der He-Abdampfleistung mit einer definiert eingespeisten Heizleistung (s. Abb. 22, S. 39) ergibt sich eine leichte Erhöhung um etwa 12 % der Abdampfleistungswerte im Vergleich zu den elektrischen Leistungswerten. Die Ursache hierfür läßt sich erklären durch Druck- und Temperaturänderungen im He-Gasraum des Kryostaten sowie im He-Abgasleitungssystem zum Durchflußmesser (Weglänge ca. 5 m). Zur Bestimmung der He-Abdampfrate wurden dabei folgende spezifische Größen verwendet: $\rho_{\text{He-Gas}}(20^{\circ}\text{C}; 760 \text{ Torr}) = 178.5 \text{ g/m}^3$; He-Verdampfungswärme($0^{\circ}\text{C}; 760 \text{ Torr}$) = 0.875 Kcal/Nm.

Magnetisierungsmessungen:

Bei den durchgeführten Magnetisierungsmessungen können sich apparativ und meßmethodisch bedingte Fehler sowie Ungenauigkeiten in der Kalibrierung von Magnetfeld B und Magnetisierung M addieren. Die apparative Genauigkeit der Magnetisierungsmeßapparatur (PMA2) ist dabei bestimmt durch:

- (1) Genauigkeit der Digital-Analog-Konverter (HEWLETT-PACKARD) mit maximal $\pm 0.5 \%$,
- (2) Registriergenauigkeit des Transienten-Recorders (MEDAS) mit etwa $\pm 0.1 \%$,
- (3) Drift der Nullcharakteristik der Meßapparatur (Messungen ohne Probe, um mitaufintegrierte Fremdspannungen zu begrenzen, z.B. hervorgerufen durch Temperaturschwankungen) der Meßapparatur, die zu Meßwertverfälschungen führen kann: $\pm 1 \%$,
- (4) Bestimmung des Stromes zur Magnetfelderzeugung mittels Shunt (Kl. 0.5): $\pm 0.5 \%$,
- (5) Inhomogenitäten des Magnetfeldes über den Bereich der Probe ($l = 205 \text{ mm}$) mit $\pm 0.5 \%$.

Hieraus ergibt sich ein maximaler relativer Fehler von $\pm 3 \%$.

Ein weiterer Fehler entsteht durch die Ungenauigkeit der Eichung von Magnetfeld und Magnetisierung. Während die Magnetfeldeichung mittels Hallsonden bzw. geeichten Magnetowiderständen (Kalibrierung der CuNi-Magnetowiderstände mittels magnetischer Kernspin-Resonanzmethode zu $\pm 0.1 \%$; OXFORD INSTRUMENTS) mit einer Genauigkeit von etwa $\pm 0.5 \%$ durchgeführt wurde, erfolgte die Eichung der Magnetisierung anhand der Neukurve der supraleitenden Probe unterhalb von B_{c1} (für NbTi bei 4.2 K: $B_{c1} \approx 0.1 \text{ T}$). Die Steigung der Neukurve in einem $M = M(B, T = 4.2 \text{ K})$ -Diagramm (s. Abb. 24) wird in ihrer Größe beeinflusst durch die Entmagnetisierung (N_E = Entmagnetisierungskoeffizient) der Probe. Die Entmagnetisierung bewirkt dabei eine stärkere Aufmagnetisierung des Supraleiters als es dem idealen diamagnetischen Verhalten entspricht gemäß dem Ausdruck

$$H_i = H_a (1 - N_E \cdot \kappa) \quad \text{mit } \kappa = -1$$

(H_i = magnetische Feldstärke innerhalb der Probe; H_a = äußere Feldstärke). N_E ist eine geometrische Größe, die neben einer gewissen Feldabhängigkeit nur von den Dimensionen (z.B. l/d) der Probe abhängt. Für eine EURATOM-LCT-Einzel-leiterprobe mit einer Länge $l = 500 \text{ mm}$ und einem aus 744 Einzelfilamenten ($d = 46 \text{ } \mu\text{m}$) gemittelten Supraleiterdurchmesser $\bar{d} \approx 35 \text{ mm}$ wurde der Entmagneti-

sierungskoeffizient zu $N_E \approx 0.015$ abgeschätzt, d.h. das durch Aufmagnetisierung erzeugte Feld innerhalb des Einzelleiters ist um etwa 1.5 % höher als das Außenfeld⁴²⁾.

Insgesamt läßt sich der relative Fehler der durch Magnetisierungsmessungen gewonnenen Verlustwerte mit maximal ± 5 % angeben.

Magnetfelder:

Die Erregerströme der Dipolmagnete M1 sowie M2 (OMA) wurden jeweils über Stromshunts (± 0.5 %) gemessen, wobei die Spannungswerte mit DVM's (± 0.05 %) ermittelt wurden. Die Eichung der Magnetfelder erfolgte mit kalibrierten Cu-Ni-Magnetowiderständen (± 0.1 %). Die Feldkonstante für den äußeren Dipolmagneten M1 ergibt sich zu (430 ± 4) A/T sowie OMA1 bzw. 2 die Werte (295 ± 3) A/T bzw. (278 ± 3) A/T. Während der äußere Dipol über eine weitreichende Homogenitätszone (1 m Länge; ϕ 60 mm) von ± 1 % verfügt, erreichen die OMA1 bzw. 2 nur eine Feldhomogenität von ± 3 % innerhalb von 205 bzw. 410 mm Länge bei einer Breite von jeweils 40 mm. Die Einstellung der Feldänderungsgeschwindigkeit ($\dot{B} = 2$ f B) erfolgt über Sollwertgeber, deren mittlere Einstellungsgenauigkeit bei ± 1 % liegt. Zusätzlich wurden hier die Dreieckspulse mittels X(t)-Schreiber aufgezeichnet und ausgewertet. Insgesamt wird hier für die Magnetfeldeinstellung ein Fehler von $\pm 2,5$ % abgeschätzt.

Winkeleinstellungen:

Die Einstellung der azimuthalen Drehwinkel erfolgte über einen drehbaren Flansch, an dem das Probenträgersystem befestigt war. Zur Kontrolle wurde die Probe bei $\phi = 0^\circ$ und nach Drehung um 180° ausgemessen. Diese Ergebnisse liefern eine mittlere Winkeleinstellgenauigkeit von $\Delta\phi = \pm 3.0^\circ$.

Zusammenstellung einiger Materialdaten:

Zur Charakterisierung bzw. Berechnung der Wechselfeldverluste von Supraleiterkompositsystemen sind die verwendeten Materialparameter im einzelnen zusammengestellt:

- Eindringfeld des EURATOM-LCT-Einzelleiters (NbTi/Cu):

$$B_{\text{ein}}(T_o = 4.2 \text{ K})_{\text{theor.}} = 0.23 \text{ T} \quad \text{bzw.} \quad B_{\text{ein}}(T_o = 4.2 \text{ K})_{\text{exp.}} \approx 0.25 \text{ T}$$

mit $j_c(0.25 \text{ T}; 4.2 \text{ K}) = 4.0 \times 10^9 \text{ A/m}^2$ gemäß Gl.(2.14) sowie Abb. 8

- Eindringfeld des Nb₃Sn Standardleiters $B_{\text{ein } 0}(T_o = 4.2 \text{ K}) = 0.35 \text{ T}$
- Permeabilität quer zur Leiterachse (EURATOM-LCT-Standardleiter)
 $\mu_{\perp} \approx \mu \approx \mu_o = 4\pi \times 10^{-7} \text{ Vs/Am}$
- Supraleitervolumenanteil (EURATOM-LCT-Standardleiter) $\lambda = 0.095$
- σ_{Matrix} (Cu bei $B = 0$; $T_o = 4,2 \text{ K}$) $\approx 1.0 \times 10^9 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$
- σ_{\perp} (EURATOM-LCT-Standardleiter bei $B = 0.1 \text{ T}$, $\dot{B} = 0.1 \text{ T/s}$, $T_o = 4.2 \text{ K}$)
 $= 7.3 \times 10^6 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$
- σ_{\perp} (EURATOM-LCT-Standardleiter bei $B = 0.3 \text{ T}$, $\dot{B} = 0.1 \text{ T/s}$, $T_o = 4.2 \text{ K}$)
 $= 9.1 \times 10^6 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$
- σ_{\perp} (TORE SUPRA bei $B = 0.1 \text{ T}$, $\dot{B} = 0.1 \text{ T/s}$, $T_o = 4.2 \text{ K}$) $= 2.1 \times 10^6 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$
- σ_{St} (Werkstoff Nr. 1.4429) ($B = 0$, $T_o = 4.2 \text{ K}$): $\approx 0.6 \times 10^6 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$
- $\sigma_{\text{Sn58Pb39In3-Lot}}$ ($B = 0$, $T_o = 4.2 \text{ K}$): $\approx 3.6 \times 10^7 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$
- $\tilde{\sigma} = \langle \sigma_{\text{St}} + \sigma_{\text{Lot}} \rangle_{\text{Volumen}} \approx 1.6 \times 10^6 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$
- Restwiderstandsverhältnis von Cu: $\frac{R(300 \text{ K})}{R(4.2 \text{ K})} \approx 90$

- Der Effekt des Magnetowiderstandes von Cu wurde nach folgender Formel abgeschätzt:

$$\rho_{\text{Cu}}(B, T_o = 4.2 \text{ K}) = \rho_{\text{Cu}}(0) + 0.46 \times 10^{-10} \cdot B \quad [\Omega \text{ m}]$$

$$\text{mit } \rho_{\text{Cu}}(0) \approx 1 \times 10^{-9} \Omega \text{ m.}$$

Daraus ergeben sich für $B = 0.3 \text{ T}$ bzw. $B_{\text{max}} = 3 \text{ T}$ folgende Werte:

$$\rho_{\text{Cu}}(0.3 \text{ T}; 4.2 \text{ K}) \approx 1.02 \times 10^{-9} \Omega \text{ m}$$

$$\rho_{\text{Cu}}(3.0 \text{ T}; 4.2 \text{ K}) \approx 1.14 \times 10^{-9} \Omega \text{ m.}$$

Nomenklaturverzeichnis

a	= Dicke eines Supraleiterstabes
a_{St}	= Dicke des Stahlträgers
α	= Phasenwinkel
B	= Magnetfeld
B_a	= Außenfeld
B_{ein}	= Eindringfeld
B_{eff}	= Maximalwert des Magnetfeldes in der Probe
B_o	= Feldamplitude
$B_{ }$	= Magnetfeld parallel zur Leiterachse
B_{\perp}	= Magnetfeld senkrecht zur Leiterachse
B_c	= kritisches Feld
B_{cth}	= thermodynamisches kritisches Feld
B_{c1}	= unteres kritisches Feld
B_{c2}	= oberes kritisches Feld
\dot{B}	= Feldänderungsgeschwindigkeit
b	= Breite eines Supraleiterstabes
b_{St}	= Breite des Stahlträgerbandes
c_1, c_2	= geometrieabhängige Konstanten
d	= Filamentdurchmesser
D	= Filamentbündeldurchmesser
D_o	= Einzelleiterabstand
E	= Energie
f	= Frequenz
f_{zyk}	= Umlauffrequenz der geschlossenen Hysteresiskurve
F_{hy}	= Hysteresisfläche
G_n	= thermodynamisches Potential (Normalleiter)
G_s	= thermodynamisches Potential (Supraleiter)
H	= magnetische Feldstärke
H_o	= Materialkonstante
H_a	= äußere Feldstärke
H_{ein}	= Eindringfeldstärke
H_i	= magnetische Feldstärke innerhalb der Probe
I	= elektrischer Strom
I_c	= kritischer Strom im Supraleiter
I_{Hei}	= elektrischer Heizstrom
I_{Pr}	= Probenstrom

I_T	= Transportstrom im Supraleiter
$I(0)$	= elektrischer Anfangsstrom bei $t = 0$
I_W	= Wärmestrom
j	= elektrische Stromdichte
j_c	= kritische Stromdichte im Supraleiter
j_0	= Materialkonstante
j_p	= Stromdichte parallel zur Leiterachse
j_s, j_ϕ, j_z	= induzierte Wirbelstromdichten (Zylinderkoordinaten)
j_x	= Kopplungsstromdichte in x-Richtung
$j_{x,n}$	= Kopplungsstromdichte zwischen benachbarten Einzeleleitern ($n = 23$ Einzeleleiter) in x-Richtung
j_{SL}	= Stromdichteanteil der Kopplungsströme im Supraleiter
$j_{SL,n}$	= n-te Komponente des Stromdichteanteils " "
j_ϕ	= kreisförmige Wirbelströme um die Leiterachse
$K_{el }$	= Geometriekonstante (Feld parallel zur Leiterachse) bei Wirbelstromverlusten
$K_{el\perp}$	= Geometriekonstante (Feld senkrecht zur Leiterachse) bei Wirbelstromverlusten
K_{hy}	= Geometriekonstante bei Hysteresisverlusten
K_L	= Lorentzkraft
K_P	= Pinningkraft
$K_{p(Kopplung)}$	= Geometriekonstante (parallel zur Leiterachse) bei Kopplungsverlusten
$K_{s(Kopplung)}$	= Geometriekonstante (senkrecht zur Leiterachse) bei Kopplungsverlusten
κ	= Suszeptibilität
l	= Leiterlänge
l_N	= normierte Leiterlänge = l/L_T
L	= Induktivität
λ	= Supraleitervolumenanteil
L_{Hei}	= elektrische Heizleistung
l_p	= Twistlänge
L_{pr}	= elektrische Leistung
L_T	= Transpositions- (Verseilschlaglänge)
m	= magnetisches Moment
M	= Magnetisierung

μ	= Permeabilität = $\mu_r \cdot \mu_0$
μ_0	= abs. Permeabilität = $4\pi \times 10^{-7}$ Vs/Am
μ_r	= rel. Permeabilität
μ_{\perp}	= Permeabilität senkrecht zur Leiterachse
N_E	= Entmagnetisierungskoeffizient
P, P_0, P_1, P_2	= verschiedene Drücke
ϕ	= azimuthaler Winkel (Winkel zwischen Leiternormalen und Feldrichtung)
ψ	= Zylinderkoordinate
q	= $\frac{\mu_0}{2\pi \cdot \rho_{\perp}} \cdot L$ (s.Gl. (5.3))
Q	= Wärmemenge
\dot{Q}	= I_W = Wärmestrom
R_{Wi}	= elektrischer Widerstand
R	= Radius des Filamentbündels
r	= Zylinderkoordinate
ρ	= spezifischer elektrischer Widerstand
ρ_{\perp}	= spezifischer elektrischer Widerstand senkrecht zur Leiterachse
$\sigma_{ }$	= spezifische elektrische Leitfähigkeit parallel zur Leiterachse
σ_{\perp}	= spezifische elektrische Leitfähigkeit senkrecht zur Leiterachse
σ_{Matrix}	= spezifische elektrische Leitfähigkeit der Cu-Matrix
$\sigma_{res.}$	= spezifische elektrische Leitfähigkeit einer Mischmatrix mit resistiven CuNi-Barrieren
$\tilde{\sigma}$	= spezifische elektrische Leitfähigkeit bezogen auf Stahlträgerband und Lotschichten
t	= Zeit
t_0	= Periodendauer = $\frac{1}{f}$
T, T_1	= verschiedene Temperaturen
T_{max}	= maximale registrierte Oberflächentemperatur bzw. im He-Gasraum
T_0	= Heliumbad-Temperatur (≈ 4.2 K)
ΔT	= $T_{max} - T_0$ = Oberflächentemperaturerhöhung
ΔT_i	= i-te Temperaturdifferenz
$\frac{\Delta T_i}{\Delta x_i}$	= i-ter Temperaturgradient in x-Richtung

τ	= elektromagnetische Zeitkonstante (Abklingen der Wirbelströme)
U	= elektrische Spannung
U_{Hei}	= elektrische Heizspannung
U_{Pr}	= elektrische Probenspannung
ΔU_{p}	= elektrische Spannungsdifferenz zwischen Einzelleitern bei Feldänderung
ΔU_{s}	= elektrische Spannungsdifferenz zwischen Leiterober- bzw. -unterseite bei Feldänderung
V	= Probenvolumen
W_{el}	= elektrische Wirbelstromverluste
W_{hy}	= Hysteresisverluste
$W_{\text{p(Kopplung)}}$	= Kopplungsverluste parallel zur Leiterachse
$W_{\text{s(Kopplung)}}$	= Kopplungsverluste senkrecht zur Leiterachse
W_{total}	= Gesamtverluste
x	= variable Koordinate in x-Richtung
Δx_i	= i-ter Ortsabstand in x-Richtung
Z	= Koordinate im Raum- bzw. Zylinderkoordinatensystem

Literaturverzeichnis

- (1) J. Raeder et al.: "Kontrollierte Kernfusion", Teubner Studienbücher Physik, B.G. Teubner, Stuttgart (1981).
- (2) K.H. Beckurts: "Kernfusion - eine Chance für Europa", Atomwirtschaft (März 1982), 149-153.
- (3) R.W. Conn: "Die Technik von Fusionsreaktoren", Spektrum der Wissenschaft (Dez. 1983), 50-66.
- (4) P. Komarek, H. Krauth: "Das Fusionsmagnetprojekt Large Coil Task (LCT)", KfK-Nachrichten, Jahrgang 14, 2 (1982), 75-82.
- (5) P. Komarek, H. Krauth, W. Lehmann, H. Wühl: "Worldwide Cryogenics - Kernforschungszentrum Karlsruhe", Cryogenics 24, (1984) 603.
- (6) R. Flükiger, H. Krauth, A. Nyilas, C. Schmidt, P. Turowski, E.W. Seibt, E. Drost, W. Goldacker, W. Specking: "Superconductivity for Fusion - The Materials Developments and Testing", Nucl. Eng. and Design 73 (1982) 153.
- (7) I. Hlásnik: "Review on AC Losses in Superconductors", IEEE Trans.Magn. MAG-17 (1981) 2261
- (8) A.I. Braginski, G.R. Wagner, J. Bevk, Adv. Cryog. Eng. Mat. 26 (1981) 367.
- (9) B. Turck, F. Lefevre, M. Polak, L. Krempasky, Cryogenics 22 (1982) 441
- (10) Q.F. Zhang et al., Cryogenics 25 (1985) 129
- (11) R.B. Goldfarb, A.F. Clark, J. Appl. Phys. 57 (1985) 3809
- (12) E.W. Seibt, D. Tabarsi, "Temperature Dependent AC Loss Measurements on NbTi and Nb₃Sn Superconductors between 4.2 K and 1.8 K", J. Physique 45 (1984) C1-475.
- (13) H. Hlásnik, E.W. Seibt: "50-Hz AC Losses in Inductive Coils with Mixed Matrix Fine Filament NbTi Composites at Fields up to 1 T", J. Appl. Phys. 54 (1983) 5479.
- (14) W. Buckel: "Supraleitung", 3. Auflage (1984), Physik Verlag
- (15) A.M. Campbell: "A General Treatment of Losses in Multifilamentary Superconductors", Cryogenics 22, (1982) 3
- (16) D. Ciazynski, B. Turck, Cryogenics 24, (1984) 507
- (17) M.A.R. Leblanc, J.P. Lorrain, Cryogenics 24, (1984) 143

- (18) E.W. Seibt (ed.): "Supraleitertechnologie für Fusionsmagnete", KfK-Bericht 2359 (1976)
- (19) W.J. Carr, Jr.: "Electromagnetic Theory for Filamentary Superconductors", Phys. Rev. B11, (1975) 1547
- (20) M.N. Wilson: "Superconducting Magnets", Oxford, Verlag Charendon Press (1983)
- (21) G. Ries, IEEE Trans. Magn. MAG-13 (1977) 524
- (22) H. Brechna: "Superconducting Magnet Systems", Springer Verlag (1973), Berlin
- (23) C.P. Bean, Rev. Mod. Phys. 36 (1964) 31
- (24) H. London, Phys. Lett. 6 (1963) 162
- (25) Y.B. Kim et al., Phys. Rev. 129 (1963) 528
- (26) G. Ries, H. Brechna: "AC Losses in Superconducting Pulsed Magnets", KfK-Bericht 1372 (1972)
- (27) G. Ries, K.P. Jüngst: "Filament Coupling in Multifilamentary Superconductors in Pulsed Longitudinal Fields", Cryogenics 16 (1976) 143
- (28) G. Ries, unveröffentlicher Bericht (1979)
Private Mitteilung (1982)
- (29) T. Ogasawara, Y. Takahashi, K. Kanbara, Y. Kubota, K. Yasohama, K. Yasukochi, Cryogenics 21, (1981) 97
- (30) W. Maurer (ed.): "Entwicklung auf dem Gebiet der Hochstromsupraleitung im Kernforschungszentrum Karlsruhe", KfK-Bericht 2290 (1976)
S. III-3-1 bis IV-1-70
- (31) S.J. Sackett: "EFFI - A code for Calculating the Electromagnetic Field, Force and Inductance in Coil Systems of Arbitrary Geometry", UCID 1762 (1977)
- (32) Ph. Dubernet, T. Pech: "Electrocalorimetric Apparatus for Measuring Losses in Superconducting Samples", Cryogenics 21 (1981) 543
- (33) LCT-Technical Specification TS 14700-1, ORNL, Oak Ridge, USA (1976)
- (34) K. Kwasnitza, I. Horvath, Cryogenics 23 (1983) 9
- (35) G. Ries, unveröffentlicher Bericht (1979)
- (36) J. Perot, M. Polak, "Measurements of Losses in Some Cables and Monolithic Conductors Used in CEN/Saclay, France", Interner Bericht: SUPRA/80-84 UNK (Nov. 1980)

- (37) M. Polak, S. Takács, Private Mitteilung (Aug. 1984)
- (38) S. Takács, G. Ries, unveröffentlicher Bericht (1981)
- (39) S. Takács "Coupling Losses in Cables in Spatially Changing AC Fields", Cryogenics 22 (1982) 661
- (40) S. Takács, "Coupling Losses of Finite Superconducting Cables", Cryogenics 24, (1984) 237
- (41) G. Nöther, United States Patent Nr. 4271443 (2. Juni 1981)
- (42) E.W. Seibt, Private Mitteilung (1985)

Danksagung

Diese Arbeit wurde unter Leitung von Herrn Dr. E.W. Seibt und unter Mitarbeit von Herrn J. Pytlik durchgeführt. Für diese Unterstützung bin ich zu Dank verpflichtet.