KfK 3943
September 1985

Eigenstabilität technischer Supraleiter

K. Kastner
Institut für Technische Physik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Technische Physik
KfK 3943

Eigenstabilität technischer Supraleiter*

Kurt Kastner

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

* Diplomarbeit eingereicht bei der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe.

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

An technischen NbTi-Supraleitern mit unterschiedlicher Zusammensetzung der Matrix wurden elektrische Stabilität und longitudinale Quenchausbreitungsgeschwindigkeit experimentell und theoretisch (numerisch) für verschiedene Kühlbedingungen untersucht. Als Matrixmaterialien fanden Kupfer und Kupfer-Nickel-Legierung sowohl allein als auch beides zusammen in einem Leiter Verwendung. Gemessen wurde zwischen 5 und 8K im Vakuum und bei 4,2K im Heliumbad bei Magnetfeldern bis zu 7T.

Die quantitative Übereinstimmung zwischen Experimenten und Berechnungen war besser als ein Faktor 2 bei der Gesamtheit aller 8 Proben und den untersuchten Umweltbedingungen (Kühlung, Temperatur, Magnetfeld). Die restliche Unsicherheit ist im wesentlichen durch die Akkumulation kleiner Ungenauigkeiten in der Kenntnis der vielen Leiterparameter bedingt und weniger im Programm selbst zu suchen. Die Genauigkeit dieser Parameter ist jedoch mit vertretbarem Aufwand nicht zu verbessern.

Es wird gezeigt, daß Lage und Anteil der Kupfer-Nickel-Schichten in den Mischmatrixleitern die Quenchausbreitungsgeschwindigkeit stark und die Stabilität spürbar beeinflussen. Der starke Einfluß auf die Quenchausbreitungsgeschwindigkeit läßt sich durch einen Rückkopplungseffekt erklären. Es wird angegeben, wie sich die Stabilität und die Quenchausbreitungsgeschwindigkeit durch konstruktive Maßnahmen am Leiter ändern lassen, ohne daß zwangsweise auch die Wechselfeldverluste erhöht werden.

Internal Stability of Technical Superconductors

Abstract

Electrical stability and longitudinal quench propagation velocity of technical NbTi superconductors having various matrix compositions was investigated experimentally and theoretically (numerically) for different cooling conditions. Copper, cupro-nickel and both combined were used as matrix materials of the conductors. The measurements were performed between 5 and 8K in vacuum and at 4.2K in helium bath applying magnetic fields up to 7T.

The quantitative agreement between experiments and calculations was better than a factor of 2 regarding all 8 specimen at the investigated environmental conditions (cooling, temperature, and magnetic field). The remaining uncertainty is mainly conditioned by the accumulation of small inaccuracies in knowledge of the various conductor parameters, but far less to be found in the computer program itself. The accuracy of these parameters cannot be further improved with reasonable effort and expenditure.

It is shown, that position and fraction of the cupro-nickel barriers inside the mixed matrix conductors affect strongly quench propagation velocity; stability also is sensible to these parameters. The strong effect on quench propagation velocity may be explained by a feedback mechanism. A way is given, how to change stability and quench propagation velocity of a mixed matrix conductor by constructional measures without implicating an enhancemant of the coupling current losses.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Technische Supraleiter finden heute hauptsächlich beim Bau großer Hochfeldmagnete Verwendung. Solche Spulen werden z.B. in der Kernresonanzspektroskopie, bei der magnetischen Erztrennung oder in großen Elementarteilchenbeschleunigern eingesetzt. In Zukunft ist der Einsatz supraleitender Magnetspulen vor allem in Kernfusionsreaktoren mit magnetischem Einschluß vorgesehen.

Wie für jedes technische Gerät ist auch für den supraleitenden Magneten die Betriebssicherheit ein ausschlaggebendes Argument für die Einsatzfähigkeit. Ein Teilaspekt der Betriebssicherheit ist die Stabilität, die Resistenz des Supraleiters gegen lokale Energiefreisetzung. Diese Stabilität wurde in der vorliegenden Arbeit experimentell untersucht. Ein vorhandenes Modell wurde verfeinert und mit dem Experiment quantitativ verglichen.

2 Grundlagen

Im technischen Supraleiter kann aufgrund von Flußsprüngen oder einer Leiterbewegung lokal kurzfristig Energie freigesetzt werden. Der Leiter erwärmt sich und wird normalleitend. Die normalleitende Zone führt aufgrund ihres elektrischen Widerstandes zu zusätzlicher Energiedissipation und zu einer Vergrößerung der normalleitenden Zone, bis schließlich der ganze Magnet normalleitend ist. Den Vorgang der Ausbreitung der Normalleitung nennt man Quench. Er ist unerwünscht, im Extremfall kann er zu einer Zerstörung der gesamten Spule führen. Die angewendeten Gegenmaßnahmen versuchen zuerst natürlich die möglichen Störenergien zu minimieren oder ganz zu unterdrücken. Zum zweiten wird durch elektronische Geräte (Quenchdetektoren) der Quench frühzeitig erkannt und es werden externe Gegenmaßnahmen zur Auskopplung der Energie aus der Spule getroffen. Zum dritten wird der Leiter selbst so gestaltet, daß eine plötzlich auftretende Störung nicht zu einem Quench führt, sondern daß die normalleitende Zone wieder verschwindet (Recovery). Die Resistenz eines Supraleiters gegen Störungen nennt man elektrische oder kryogene Stabilität, im weiteren kurz Stabilität genannt.

Zur Verbesserung der Stabilität eines supraleitenden Drahtes wird dieser als Verbund zwischen dem supraleitenden Material (z.B. NbTi, Nb_3Sn, etc.) und einem gut leitfähigem Metall (hauptsächlich Kupfer, teilweise Aluminium) hergestellt. Das Supraleitermaterial wird auf viele hauchdünne "Filamente" verteilt, die in eine "Matrix" aus dem leitfähigen Metall eingebettet sind. Im Falle einer lokalen Störung des so gestalteten Leiters verlagert sich der Strom aus den nun schlecht leitenden Filamenten in die gut leitfähige Matrix, die Wärmeerzeugung ist weit geringer, als es ohne Matrix der Fall wäre. Die Wärme kann in das den Leiter umgebende Helium abgegeben werden oder wird aufgrund der guten Wärmeleitfähigkeit der Matrix entlang des Leiters abgeführt. Der Leiter kehrt in den supraleitenden Zustand zurück. Der Quench wurde "vor Ort" verhindert. Die Stabilität ist erheblich verbessert.

Mit der Matrixkupfermenge steigt zwar die Stabilität des Leiters gegenüber Störungen, allerdings sinkt auch die maximale Stromdichte des Gesamtleiters, dies um so mehr, als aus technischen Gründen auch noch andere Materialien wie Stahl (Erhöhung der Zugfestigkeit) und Kupfer-

Nickel-Legierung (Verringerung der Wirbelstromverluste) im Leiter untergebracht werden müssen. Man versucht also, die Kupfermenge auf das für eine hinreichende Stabilität notwendige Maß zu reduzieren. Dazu ist es wichtig, die Herkunft und Größe der Störungen zu untersuchen, sowie ein Modell bereitzustellen, welches vorhersagt wie ein Leiter oder eine Spule auf eine bekannte Störung reagieren wird.

Für dünne Leiter kann man von der Annahme ausgehen, daß die Temperaturverteilung im Supraleiter in guter Näherung durch die eindimensionale Wärmeleitungsgleichung

$$(2.1) \quad c(T)\cdot\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial(K(T)\cdot\partial T)}{\partial x^2} + Z_0(T,x,t) + Z_s(T,x,t),$$

$$T = T(x,t),$$

beschrieben werden kann. Dabei ist c die gemittelte spezifische Wärme pro Volumen, K ist die gemittelte Wärmeleitfähigkeit und Z_s die Störleistungsdichte. Letztere ist örtlich und zeitlich begrenzt. In den durchgeführten Experimenten ist Z_s eine Rechteckfunktion im Ort und in der Zeit. Z_0 ist die Summe der Leistungsdichten aller anderen energiezuführenden und -abführenden Prozesse. Energiequellen sind z.B. die ohmsche Wärmeerzeugung aufgrund der Existenz einer normalleitenden Zone oder Wirbelstromverluste bei Betrieb im Wechselfeld. Als Energiesenken kommen die Kühlung des Leiters durch das umgebende Helium oder durch Nachbarwindungen und Konstruktionselemente in Frage. Es ist einsichtig, daß der Leiter nach Einkopplung einer Störung in den supraleiten Zustand zurückkehrt, wenn Z_0 eine Funktion ist, die immer und überall kleiner oder gleich Null ist (die Gleichheit ist nur für abzählbar viele Punkte erlaubt). Diese Forderung ist als Stekly-Kriterium /1/ bekannt. Es gibt eine pessimistische Grenze für den maximalen Leiterstrom an, bei dem der Leiter auch gegen große Störungen stabil ist.

Maddock et al. /2/ geben ein Kriterium an, welches aussagt, daß ein an den Enden kalt gehaltener Supraleiter dann vollständig stabil ist, wenn das Integral der Heizleistung über die Temperatur kleiner ist als das Integral der Kühlleistung. Die Integrationsgrenzen sind die Ausgangstemperatur und eine weitere Nullstelle von $Z_0(T)$ mit positiver Steigung. Mit dem Maddock-Kriterium erhält man einen Grenzstrom, unterhalb dessen der Supraleiter große Störenergien aufnehmen kann, ohne zu quenchen. Oberhalb der Maddock-Grenze quencht der Leiter nur dann, wenn die Störenergie eine stromabhängige kritische Energie E_c überschreitet. Könnte man in einen sehr kurzen Zeitraum, eng lokalisiert Energie in den Supraleiter einkoppeln, deren Menge genau der kritischen Energie entspricht, so sollte eine zeitlich unveränderbare normalleitende Zone, die minimum propagating zone (MPZ) /3/, entstehen. Ist die eingekoppelte Energie etwas größer als E_c, so entsteht zu Beginn eine normalleitende Zone, die etwas größer ist als die MPZ und der Leiter quencht. Ist die Störenergie kleiner als E_c, so ist auch die ursprüngliche Zone kleiner als die MPZ und es erfolgt Recovery. Die kritische Energie und die MPZ sind unmittelbar miteinander verknüpft.

Bei Beobachtung der Ausbreitung normalleitender Zonen in Supraleitern zeigt sich häufig, daß die Vergrößerung der Zone mit konstanter Geschwindigkeit abläuft. Diese Ausbreitungsgeschwindigkeit ist ein wichtiges Datum für die Sicherheit einer Anlage. Ihre Kenntnis ist für den Magnetbauer wichtig, um Schutzmaßnahmen richtig dimensionieren zu können.

Versuche, die Wärmeleitungsgleichung (2.1) unter verschiedenen Kühlbedingungen analytisch exakt zu lösen, scheitern an der Kompliziertheit der Eingangsfunktionen. Es gibt allerdings gute Näherungen, die bestimmte Abhängigkeiten /4/ und sogar zeitabhängige Effekte /5/ berücksichtigen, jedoch werden in den Herleitungen Einschränkungen gemacht, so daß diese Theorien sich nicht auf alle Fälle anwenden lassen. Will man insbesondere Aussagen über Stabilität und Quenchausbreitung in komplizierten Systemen erhalten, so kann man das nur noch auf numerischem Wege.

Nick /6/ hat hierzu ein numerisches Verfahren entwickelt, das die Spannungsentwicklung in einem badgekühlten, kupferstabilsierten NbTi-Supraleiter nach Zuführen einer Störenergie qualitativ gut beschreibt. Quantitative Übereinstimmung wird aber erst dadurch erhalten, daß man für die Wärmeleitfähigkeit des Matrixkupfers einen höheren Wert einsetzt, als er sich aus dem Wiedemann-Franz-Gesetz ergeben hätte. Der gleiche Autor weist in einer späteren Arbeit /7/ experimentell nach, daß bei Kupfer das Wiedemann-Franz-Gesetz im Tieftemperaturbereich und im Magnetfeld gültig ist. Die seinerzeit gefundene Differenz zwischen Experiment und numerischen Rechnungen muß also einen anderen Grund haben.

Zur Klärung dieses Sachverhalts werden in der vorliegenden Arbeit Experimente zur Stabilität und Quenchausbreitung im Vakuum gemacht und mit Rechnungen verglichen, die auf einem Verfahren beruhen, das dem Nick'schen Verfahren ähnlich ist. Die Elimination der Helium-Badkühlung vereinfacht das System und damit die Anzahl möglicher Fehlerquellen. Die Untersuchungen konzentrieren sich auf die inneren Eigenschaften der Supraleiterdrähte. Die Stabilität eines Leiters aus sich selbst heraus soll im weiteren Eigenstabilität genannt werden. Um zufällige Übereinstimmungen zwischen Experiment und Rechnung auszuschließen, werden möglichst viele experimentelle Daten unter verschiedenen Rand- und Anfangsbedingungen gewonnen und zum Vergleich herangezogen. Weiterhin wird überprüft, ob sich das Verfahren auch auf Mischmatrixleiter (Kupfer und Kupfer-Nickel-Legierung in der Matrix) und auf Kupfer-Nickel-Matrix-Leiter anwenden läßt. Mit den im schwach gekühlten Fall gewonnenen Erfahrungen wird das Modell schließlich wieder auf den der Praxis entsprechenden Badkühlungsfall angewendet.

3 Experiment

Zur Durchführung der Messungen wurde eine Apparatur entworfen und aufgebaut. Kernstück dieser Anlage ist ein temperaturvariabler (4,2 bis 10K), vakuumdichter und leicht zu wechselnder Kryostateinsatz, der sich während der Messung im Magnetfeld einer 7T-Solenoiden im Flüssig-Helium-Bad befindet. Mit der Versuchsanordnung wurden Messungen zur Stabilität und zur Quenchausbreitung an verschiedenen supraleitenden Drähten durchgeführt. Die Mehrzahl der für die spätere Rechnung benötigten Hilfsgrößen wurden ebenfalls mit dieser Apparatur bestimmt.

3.1 Versuchsaufbau

Der Aufbau der Versuchsanordnung für die Tieftemperaturmessungen ist in Abbildung 3-1 skizziert. Die Temperatur des flüssigen Heliums im Kryostaten beträgt im Mittel 4,24K und schwankt abhängig vom Gasdruck in der Helium-Abgasleitung um ±0,01K. Im flüssigen Helium befindet sich ein supraleitendes Solenoid mit 5cm durchmessender zentraler Bohrung und einem homogenen Zentralfeld bis zu 7T. Die Stärke des Magnetfeldes wird über einen bekannten Eichfaktor aus der Stromstärke im Solenoid berechnet. Die Magnetfeldmitte unter Betriebsbedingungen wird durch Induktionsmessungen festgestellt.

Zur Durchführung beliebiger Messungen wird in die Bohrung des Solenoids ein zylindrischer Behälter eingeführt. Der Gasdruck im Behälter kann bis auf 10^{-5}hPa erniedrigt werden. Der Vakuumbehälter besitzt oben einen mit einer Kapton-Folie abgedichteten Flansch, der sich während der Messung innerhalb des Helium-Bads befindet. Das Vakuum im Gefäß wird erzeugt, indem man die Luft bei Raumtemperatur darin bis auf etwa 1hPa abpumpt. Danach wird das Gefäß in den Kryostaten eingeführt und in flüssiges Helium eingetaucht. Durch die Pumpwirkung der kalten Gefäßwände und der auf dem Gefäßboden liegenden Aktivkohle erniedrigt sich der Druck auf unter 10^{-5}hPa. Der Druck wird an dem im Warmen befindlichen Kopf des Einsatzes gemessen. Dieser Kopf ist mit dem Probengefäß durch ein ca. 1m langes, 1cm durchmessendes Rohr verbunden, in dem zahlreiche Meßkabel verlaufen. Es ist anzunehmen, daß zwischen dem Druckmeßort und der "Pumpe", also der Aktivkohle, ein Druckgefälle besteht. Die Größe dieses Gefälles ist nicht bekannt, jedoch muß der Gasdruck im Probengefäß kleiner sein als der gemessene Druck.

3.1.1 Probenraum

Innerhalb des Vakuumgefäßes befindet sich ein im wesentlichen aus Kupfer und GFK-Material (GFK = Glasfaserverstärkter Kunststoff) aufgebautes Gestell, welches zur Aufnahme der Probe, der Stromversorgung, der Meßfühler, sowie der Meß- und Steuerleitungen dient. Das Gestell ist durch zwei GFK-Platten am Flansch des Gefäßes befestigt. Die GFK-Platten sind in Abbildung 3-1 aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet. Die Wärmeabfuhr über die Platten liegt nach eigenen Messungen um etwa eine Größenordnung unter der Wärmeabfuhr über die Stromzuführungen.

Der Probenstrom wird über zwei kupferstabilisierte Niob-Titan-Supraleiterdrähte mit je etwa $1mm^2$ Gesamtquerschnitt in den Probenraum eingeführt. Dabei stellt der Übergang vom flüssigen Helium ins Vakuum ein besonderes Problem dar. Diese Durchführung soll einen hohen Strom tragen, elektrisch gegen den Flansch isoliert und gleichzeitig gut vakuumdicht sein. Zusätzlich muß sie schnelle Temperaturänderungen von Raumtemperatur zur Temperatur des flüssigen Heliums gut überstehen. Die Lösung des Problems ist in Abbildung 3-2 dargestellt: aus einer handelsüblichen Hochspannungsdurchführung mit keramischer Isolation wird der metallische Kontaktstab herausgebohrt und statt dessen ein Supraleiter weich eingelötet. Das Röhrchen seinerseits ist in ein Loch am Flansch des Vakuumgefäßes eingelötet. Mit dieser Anordnung gelingt es leicht, Ströme bis zu 100A in das Vakuumgefäß einzukoppeln, ohne durch die Stromzuführung selbst eine zu starke Erwärmung hervorzurufen.

Die supraleitenden Stromzuführungen sind auf je eine Kupferplatte (Kontaktplatte) aufgelötet. Diese beiden Kontaktplatten sind, durch eine dünne Kapton-Folie getrennt, elektrisch voneinander isoliert, miteinander verschraubt. Auf jede der Kontaktplatten ist je eine weitere Kupferplatte geschraubt, auf die ein Ende des zu testenden Supraleiters aufgelötet ist. Diese Art der Kontaktierung bietet den Vorteil, daß die Proben schnell gewechselt werden können. Allerdings bringt sie auch den Nachteil, daß der Maximalstrom der Apparatur im Hochvakuum des Probenraums nur noch 20A beträgt, da durch die Kontaktwiderstände Wärme produziert wird, die nicht mehr schnell genug abtransportiert werden kann. Eine andere Möglichkeit wäre, die Kontaktierung außerhalb des Probenraumes, im Helium-Bad, vorzunehmen. Dies würde allerdings den Probenwechsel sehr umständlich machen, da man dann die vakuumdichte Durchführung nach jedem Probenwechsel neu zusammenbauen und testen muß.

Die beiden Kontaktplatten sind, jede für sich, an ein elektronisches Regelsystem angeschlossen, das die Temperatur jeder Platte zeitlich konstant (±0,05K) auf einem vorgebbaren Wert zwischen 4,2 und 10K hält. Höhere Temperaturen sind nur unter einem deutlichen Verlust an Genauigkeit erreichbar. Das Regelsystem mißt die Temperatur anhand des Spannungsabfalls an einem Kohlewiderstand am Meßort T_1 (T_2) und steuert über einen selbst entwickelten PI-Regler /8/ den Heizwiderstand H_1 (H_2) an. Die Temperaturen der beiden Kontaktplatten können in Grenzen unabhängig voneinander eingestellt werden. Liefert der Probenstrom, der über den Kontakt fließt, zusätzliche Wärme, so gleicht die elektronische Regelung das aus, indem sie die Spannung am Heizwiderstand zurückfährt. Die PI-Regelschaltung reagiert auf solche Laständerungen ohne Istwertverschiebung. Der sehr geringe Eingangsstrom der verwendeten Regelschaltung läßt es zu, gleichzeitig mit dem Abnehmen des Regelsignals die Spannung am geeichten Kohlewiderstand durch ein hochohmiges Voltmeter anzeigen zu lassen. Voltmeter und Reglerschaltung stören sich nicht gegenseitig. Somit erübrigt sich der Einbau zusätzlicher Meßfühler. Einzelheiten der PI-Regelung sind in Anhang B beschrieben.

Ein unterhalb der Kontaktplatten befestigter geschlitzter Kupferzylinder ist mit einer der Kontaktplatten thermisch über einen Kupfersteg verbunden. Die Temperatur des Zylinders wird über einen darauf befestigten geeichten Kohlewiderstand (Meßstelle T_3) bestimmt. Im Gegensatz zu den Widerständen auf den Kontaktplatten (T_1 und T_2) befindet sich dieser Widerstand bereits im Zentralbereich des Magnetfeldes des Solenoids und wird von diesem deutlich beeinflußt. Er liefert deshalb nur im Niederfeldbereich (≤1T) brauchbare Werte für die Temperatur. Ein Test im Helium-Bad zeigte am Meßpunkt T_3 eine Widerstandsänderung von 5% bei einer Magnetfeldänderung zwischen 0 und 7T, an den Meßpunkten T_1 und T_2 jedoch nur eine Änderung um 0,5%. Im Vakuum konnte im Nullfeld festgestellt werden, daß sich die Temperatur am Meßpunkt T_3 entsprechend

T_1 einstellt.

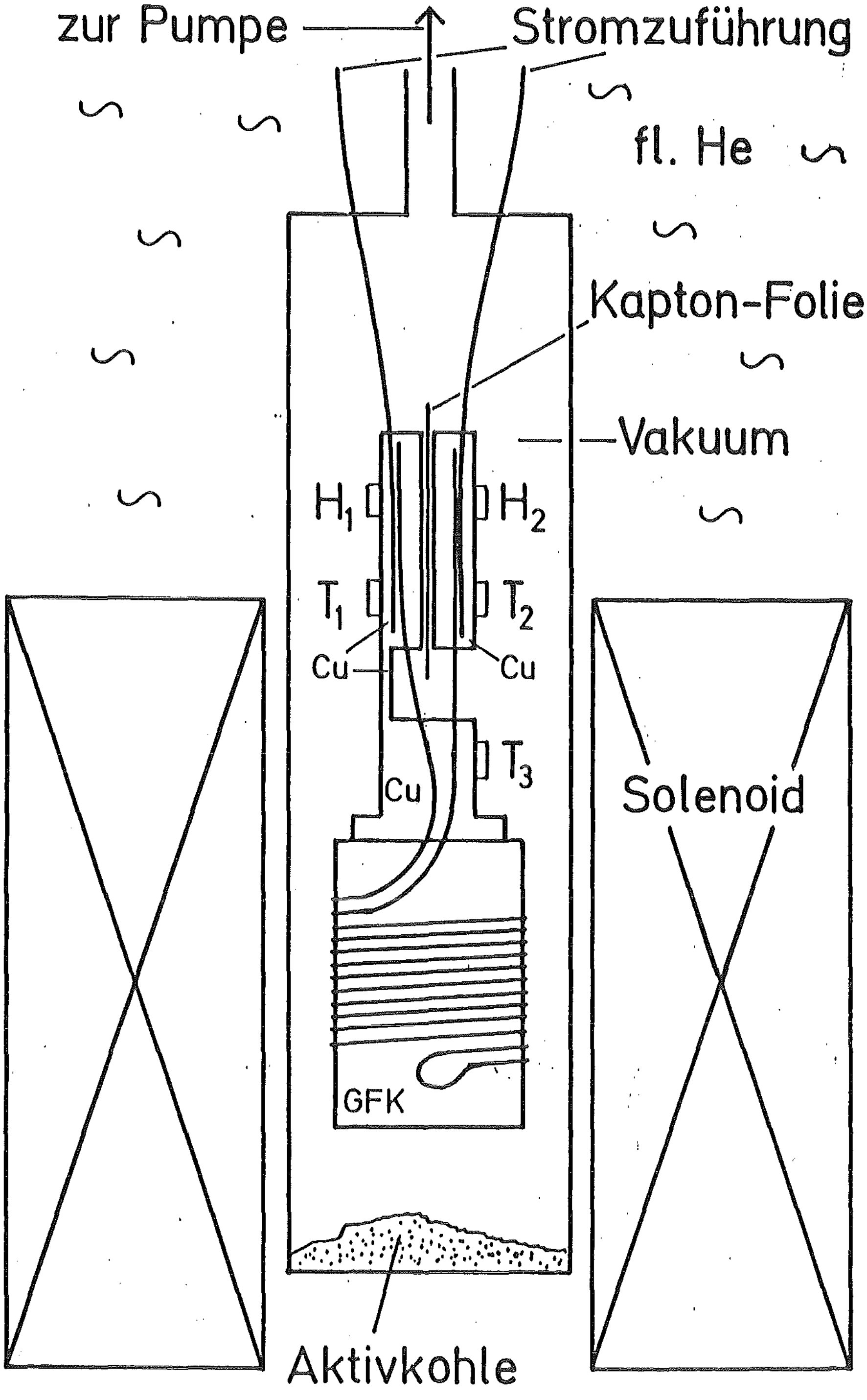


Abbildung 3-1: Aufbau des Vakuumbehälters.

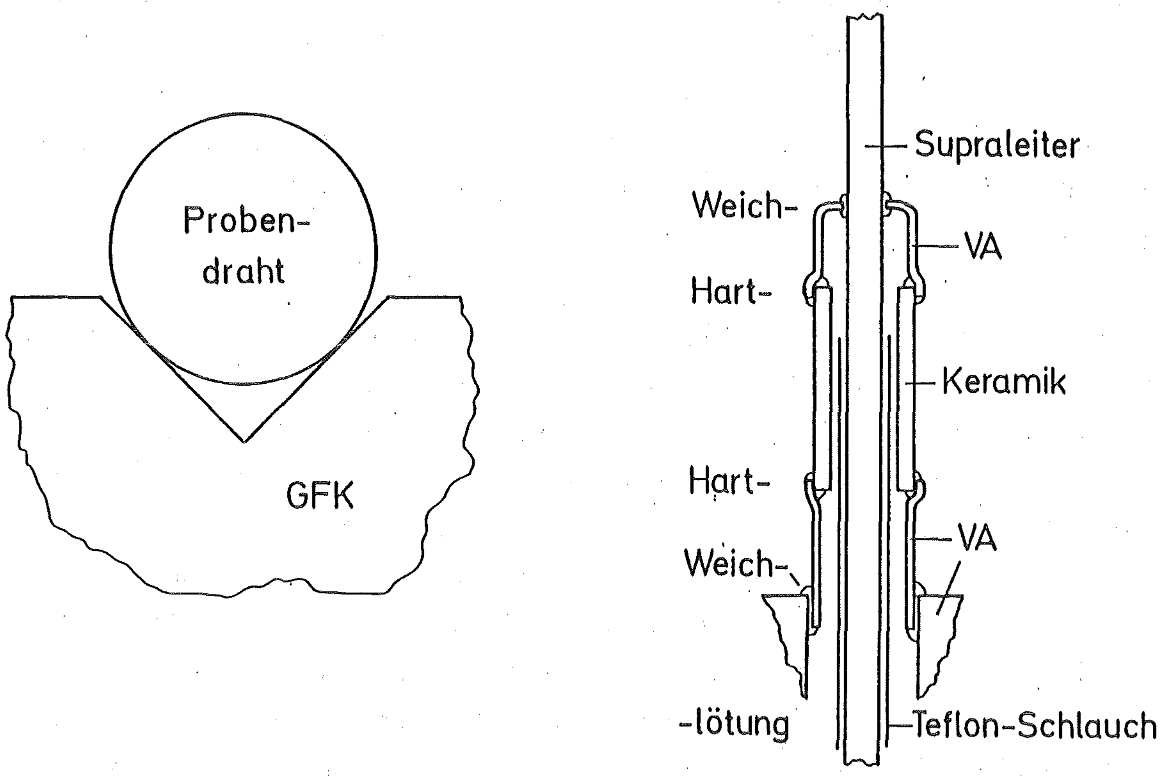


Abbildung 3-2: links: Schnitt durch den auf den Probenhalter aufgewickelten Probendraht. Rechts: Vakuumdichte Stromzuführung.

3.1.2 Probenhalter

Auf den Kupferzylinder ist ein Zylinder aus glasfaserverstärktem Kunststoff (GFK) aufgestülpt, auf dem der Probendraht bifilar aufgewickelt ist. Es kommen zwei verschiedene Arten von GFK-Zylindern zur Anwendung, die sich in der Lage der Glasfasern voneinander unterschieden. Die Unterscheidung ist wichtig, da sowohl die Wärmeleitfähigkeit als auch die Wärmeausdehnung von GFK-Material anisotrop ist, d.h. von der Faserrichtung abhängt. Bei Typ 1 liegen die Glasfasergewebematten auf koaxialen Mantelflächen des Zylinders, bei Typ 2 hingegen auf Stirnflächen senkrecht zur Zylinderachse.

Im ersten Fall würde der GFK-Zylinder aufgrund der unterschiedlichen Wärmeausdehnung der verwendeten Materialien im Kalten nur lose auf dem Kupferzylinder aufsitzen. Zur mechanischen Stabilisierung des GFK-

Zylinders wird dieser vor dem Aufschieben auf den Kupferzylinder innen mit Vakuumfett bestrichen, das im Kalten hart wird und eine feste Verbindung herstellt. Die Wärmeleitfähigkeit dieses GFK-Zylinders in radialer Richtung ist schlecht. Deshalb wird nur wenig Wärme in den Kupferzylinder abgeführt. Der Wärmeaustausch des Probendrahtes mit der Umgebung erfolgt bei GFK-Haltern Typ 1 hauptsächlich über Wärmeleitung längs des Drahtes selbst.

Verwendet man einen Probendraht, der nur Kupfer-Nickel-Legierung als Matrixmaterial besitzt, so gelingt die Wärmeabfuhr nach dem Stabilitätsexperiment längs des Probendrahtes aufgrund dessen schlechter Wärmeleitfähigkeit nicht mehr in akzeptablen Zeiträumen. Hier wird der GFK-Zylinder vom Typ 2 verwendet. Er verfügt über eine gute Wärmeleitfähigkeit in radialer Richtung und sitzt nach der Abkühlung fest auf dem Kupferzylinder auf. Der Wärmeausgleich des Probendrahtes erfolgt hier über den GFK-Zylinder. Der gute Wärmekontakt dieses Haltertyps führt besonders bei lang andauernden Stabilitätsexperimenten zu einer unerwünschten Wärmeabfuhr in den Kupferzylinder während des Experiments.

In die GFK-Zylinder sind von außen zwei Rillen als Rechtsschrauben eingedreht. In diese Rillen ist der Probendraht bifilar eingelegt (siehe Abb. 3-2). Im unteren Teil des GFK-Halters wird der Draht in einer Schleife gewendet. Die Schleife ist mit dem Probenhalter verklebt. Im oberen Teil des GFK-Zylinders ist der Draht nach oben weggebogen. Auch dort ist der Draht noch einmal mit dem Probenhalter verklebt. Außer an den erwähnten Stellen besteht keine Klebeverbindung zwischen Probendraht und GFK-Zylinder. Die Gesamtlänge des Probendrahtes beträgt etwa 1,8m.

3.1.3 Meßstrecke

Zur Messung wird nur eine der beiden Halbspulen des bifilar aufgewickelten Drahtes verwendet. Die andere dient lediglich zur Kompensation des magnetischen Eigenfeldes der Probe. In der Mitte der Mantelfläche des Probenhalters liegt der sogenannte Kurzzeitheizer. Dabei handelt es sich um einen dünnen Konstantandraht, der seinerseits bifilar auf den Probendraht aufgewickelt ist (siehe Abb. 3-3). Zur mechanischen Befestigung ist der Heizer mit Araldit /9/ mit dem Probendraht verklebt

(10 Gewichtsteile Harz CY221, 3 Gewichtsteile Härter HY979, 3h Aushärten bei 80°C). Der Heizdraht liegt dicht auf dem Probendraht auf, das Araldit wird erst nach dem Aufwickeln aufgebracht. Die Länge des Heizers beträgt zwischen 3 und 4mm. An den Stromzuführungen des Heizers sind Spannungsabgriffe angebracht, damit die im Heizer ohmsch erzeugte Wärme genau bestimmt werden kann. Der Heizstrom wird mit einem Pulsgenerator als Rechteckstrompuls erzeugt. Der gewünschte Strom und die gewünschte Dauer können eingestellt werden, das Gerät hält diese Werte jedoch leider nur auf ±5% genau ein. Also wird die Spannung am Kurzzeitheizer und die Dauer des Pulses mit einem Oszillographen gemessen. Aus dem bekannten Widerstand des Heizers (typisch 3Ω) wird die Heizenergie errechnet. Am Ort des Kurzzeitheizers ist aus dem GFK-Körper ein Loch herausgefräßt, damit Heizer und GFK-Körper sich nicht berühren, also auch kein direkter Wärmetransport zwischen beiden stattfindet.

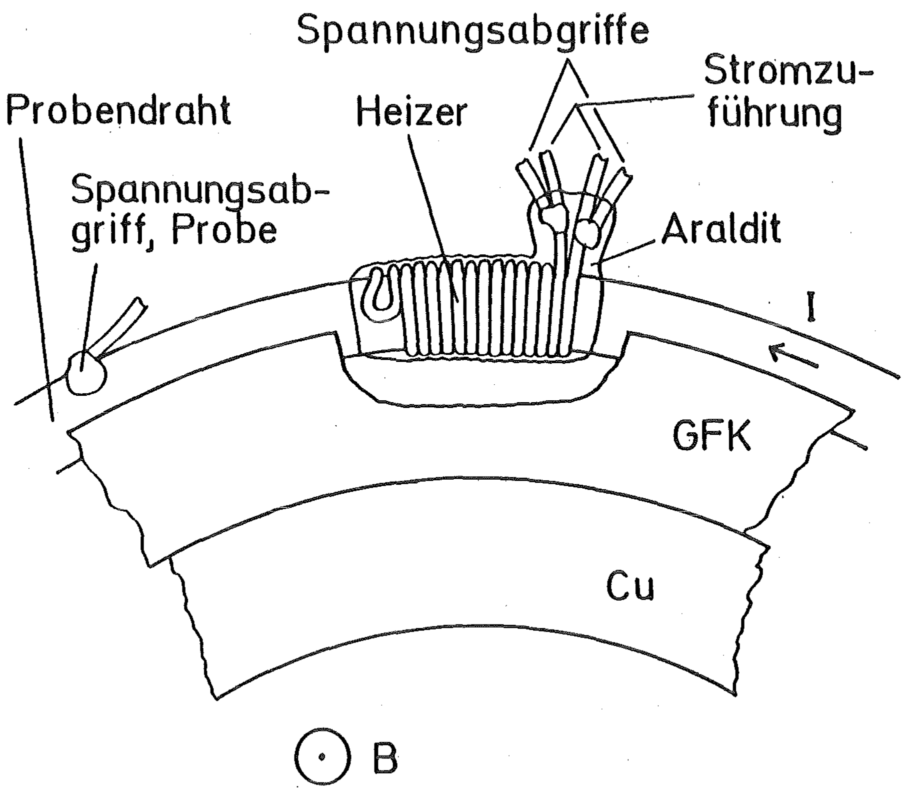


Abbildung 3-3: Kurzzeitheizer. Der Krümmungsradius des GFK-Zylinders ist nicht maßstabsgerecht gezeichnet.

Jeweils 25cm von der Heizermitte entfernt (gemessen bei abgewickeltem Draht) befinden sich auf dem Probendraht zu beiden Seiten des Heizers Spannungsabgriffe. Ein weiterer Spannungsabgriff befindet sich 1cm von der Heizermitte entfernt in Richtung zur Drahtschlaufe am unteren Teil der Probe. Bei den Spannungsabgriffen handelt es sich um dünne Konstantandrähte, die auf den Probendraht aufgelötet sind. Um eine genau definierte Meßlänge zu erhalten, sind die Lötstellen möglichst klein ausgeführt.

3.1.4 Ausgewählte Probendrähte

Die Messungen wurden an acht verschiedenen supraleitenden Drähten durchgeführt. Die Drähte haben alle kreisförmigen Querschnitt, und die supraleitdenden Filamente sind weitgehend gleichmäßig über den Querschnitt verteilt. Die Durchmesser der Drähte liegen zwischen 0,2 und 0,6mm ohne Lackierung. Die Drähte enthalten zwischen 60 und 1045 Niob-Titan-Filamente. Der NbTi-Volumenanteil beträgt je etwa ein Drittel des Gesamtleiters. Die Drähte unterscheiden sich im Aufbau der Matrix, dem die Filamente umgebenden Material. Ein Leiter besizt nur das gut leitfähige Kupfer als Matrixmaterial, ein anderer nur hochresistive Kupfer-Nickel-Legierung. Die sechs verbleibenden sind Mischmatrixleiter, enthalten also beide Anteile, Cu und CuNi, in der Matrix. Sie unterscheiden sich voneinander in der geometrischen Anordnung der Matrixmaterialien im Leiter, in der Twistlänge und der Art der Glühung vor dem Einbau in die Meßapparatur. Die Twistlänge ist die Ganghöhe eines schraubenförmig verdrillten Leiters.

Leiter 1 (Abb. 3-4) besitzt nur Kupfer als Matrixmaterial.
Bei Leiter 2 (Abb. 3-5) befindet sich CuNi direkt an den Filamenten. Je 55 Filamente sind zu 19 Paketen zusammengefaßt. Zwichen den Paketen liegt Cu.
Auch bei Leiter 3 (Abb. 3-6) sind die Filamente von CuNi umhüllt. Ein komplexer Kern aus NbTi und CuNi ist in Cu eingebettet.
Die Filamente von Leiter 4 (Abb. 3-5) sind direkt mit Cu umhüllt. Zwischen den Cu-NbTi-Filamenten liegt CuNi. Die Twistlänge beträgt 100mm.
Leiter 5 (Abb. 3-6) ist aufgebaut wie Leiter 4, jedoch beträgt die Twistlänge 10mm.

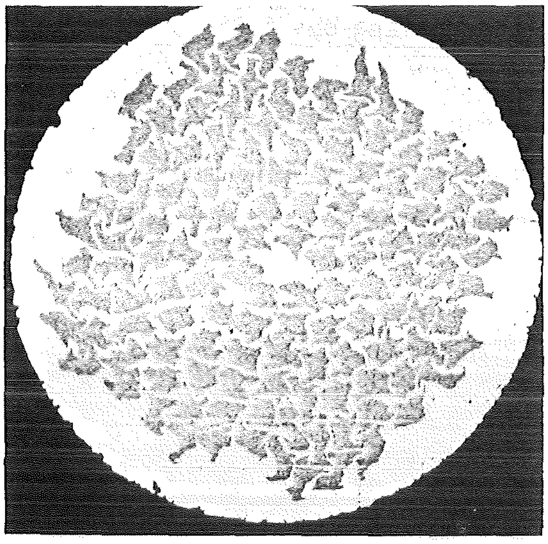
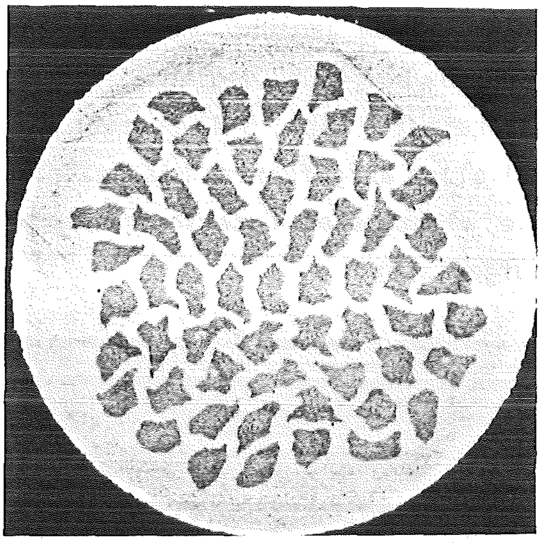
 

Abbildung 3-4: links: Schliffbild von Leiter 1, VAC F130(0,4)T. Rechts: Schliffbild von Leiter 8, VAC F61-20(0,4)TL. Die Matrix dieses Leiters besteht nur aus CuNi.

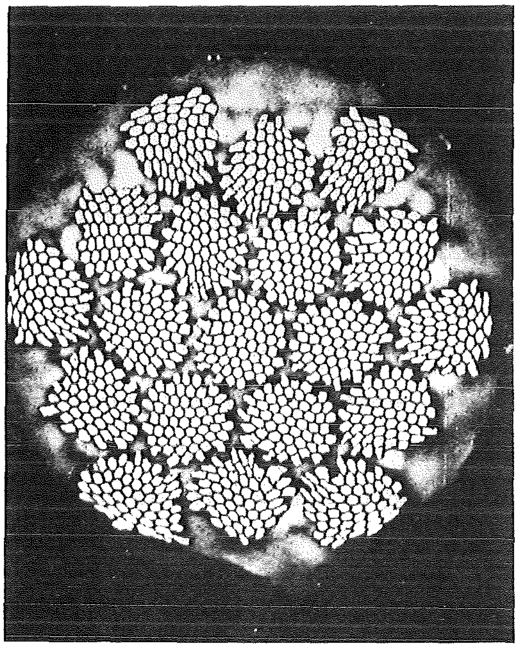
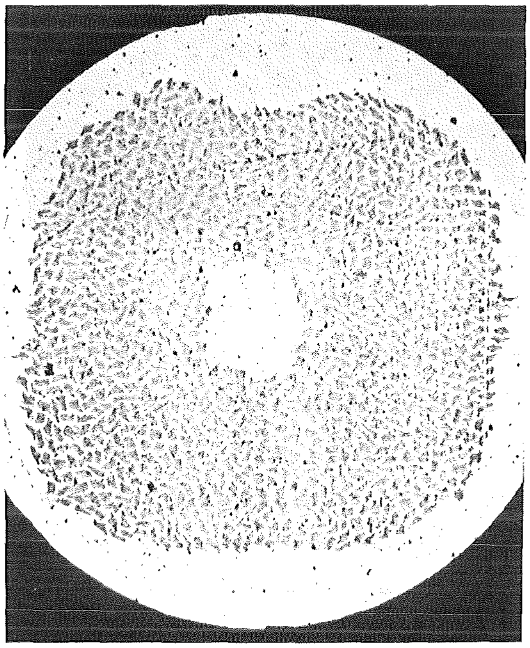
 

Abbildung 3-5: links: Schliffbild von Leiter 2, IMI Niomax TC 1045/20. Die Matrix ist etwas abgeätzt. Man erkennt deutlich die 19 Filamentpakete. Rechts: Schliffbild von Leiter 4, VAC F1000-20/3-2c. Die Verteilung der Filamente auf den Gesamtleiter entspricht derjenigen der Leiter 3 bis 7.

Leiter 6 und 7 sind aufgebaut wie Leiter 3, wurden jedoch vor dem Einbau unter Vakuum geglüht. Leiter 6 wurde 4 Stunden lang bei 400°C und Leiter 7 1 Stunde bei 450°C geglüht.

Bei Leiter 8 (Abb. 3-4) besteht die Matrix nur aus CuNi-Legierung

Bei allen aufgeführten Mischmatrixleitern besteht der Außenmantel aus Cu. Die wichtigsten Unterscheidungsmerkmale der Leiter sind in Tabelle 3-1 aufgelistet.

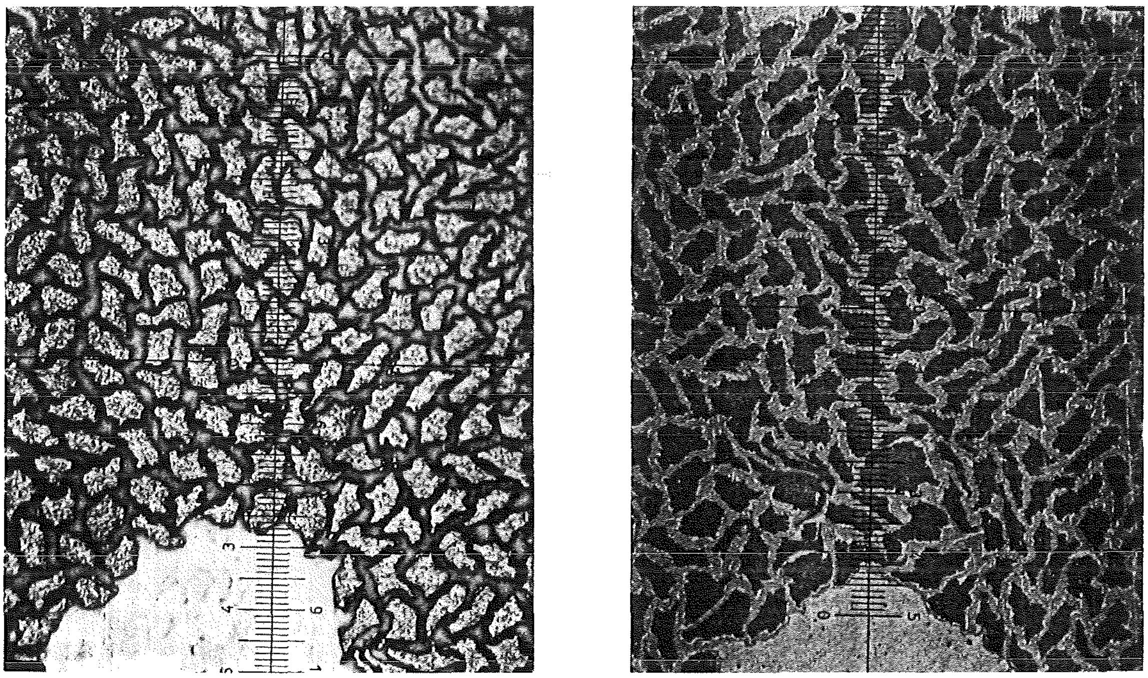


Abbildung 3-6: links: Ausschnitt des Schliffbildes von Leiter 3, VAC F1000-20/2-2c. Die Matrixmaterialien sind leicht abgeätzt. Die Filamente sind alle etwa gleich groß. Rechts: Ausschnitt des Schliffbildes von Leiter 5, VAC F1000-20/3-2e, aufgenommen mit Blaufilter. Die dunklen Stellen sind NbTi, CuNi ist etwas heller, Cu erscheint am hellsten. Die Filamentgröße ist viel unregelmäßiger als bei Draht 3. Man erkennt, daß direkt an den Filamenten Kupfer liegt. Ein Teilstrich der Skala entspricht 1,97µm.

Pr	Hersteller/Bezeichnung		Aufbau	T	t	d	Lack	Fil	NbTi	CuNi	Cu
1	VAC	F130(0,4)T	(NbTi)Cu	-	-	0,4	10	130	43z	0	51e
2	IMI	Niomax-TC 1045/20	((NbTi)CuNi)Cu	-	-	0,2	10	1045	34z	19d	47e
3	VAC	F1000-20/2-2c	((NbTi)CuNi)Cu	-	-	0,6	0	987	31z	14d	55e
4	VAC	F1000-20/3-2c	(((NbTi)Cu)CuNi)Cu	-	-	0,6	0	973	33z	19d	48e
5	VAC	F1000-20/3-2e	(((NbTi)Cu)CuNi)Cu	-	-	0,6	0	977	36z	15d	49e
6	VAC	F1000-20/2-2c	((NbTi)CuNi)Cu	400	4	0,6	0	987	31z	18d	51e
7	VAC	F1000-20/2-2c	((NbTi)CuNi)Cu	450	1	0,6	0	987	31z	18d	51e
8	VAC	F61-20(0,4)TL	(NbTi)CuNi	-	-	0,4	20	60	32z	68d	0

c chemisch bestimmt,
e elektrisch bestimmt,
f Flächenauszählung,
d Differenz der anderen Komponeten.

Tabelle 3-1: Zusammenfassung der wichtigsten Daten der Probendrähte (Pr=Probendraht, T=Glühtemperatur in °C, t=Glühzeit in h, d=Durchmesser ohne Isolation in mm, Lack=Dicke der Lackschicht in µm, Fil=Anzahl der Filamente, NbTi=Niob-Titan-Volumenanteil in %, CuNi=Kupfer-Nickel-Volumenanteil in %, Cu=Kupfer-Volumenanteil in %). Die Bestimmungsmethoden für die Materialanteile sind in 3.2.6 erläutert.

3.2 Messung der Hilfsgroessen

Das Simulationsprogramm benötigt eine Reihe von typischen Größen der untersuchten Supraleiterdrähte und der Apparatur. Soweit diese Größen selbst gemessen werden konnten, ist dies geschehen. Die nicht auf diesem Wege zugänglichen Größen wurden aus der Literatur (siehe Kapitel 4) ermittelt.

3.2.1 Kritischer Strom

Es gibt verschiedene Definitionen des kritischen Stroms eines Supraleiters. Viele Autoren sagen, I_c sei erreicht, wenn am Leiter eine bestimmte Spannung pro Längeneinheit vorliegt. Andere legen als Kriterium das Erreichen eines festen elektrischen Widerstandes pro Längeneinheit fest. Der kritische Strom eines Supraleiters ist also keine fest definierte Größe, sondern hängt stark vom Verfahren ab, mit welchem er ermittelt wurde. Die Festlegung der Kriterien der I_c-Bestimmung ist dabei keineswegs willkürlich, sondern abgestimmt auf die Zielsetzung des Untersuchenden. Als Eingangswert in die numerische Rechnung der vorliegenden Untersuchung ist folgende Definition besonders brauchbar (siehe auch Abb. 3-7):

die U(I)-Charakteristik des Supraleiters wird im Helium-Bad bei 4,2 K bestimmt. Beim Erreichen höherer Ströme entsteht am Leiter eine meßbare Spannung, die mit steigendem Strom weiter ansteigt, bis der Leiter bei einem bestimmten Strom (Take-off-Strom, I_{to}) schlagartig in die Normalleitung übergeht. Bei gut stabilisierten Leitern wird der Strom-Spannungs-Verlauf vor Erreichen des Take-off-Stroms linear. Zur Bestimmung des kritischen Stroms wird die Tangente an den linearen Abschnitt mit der I-Achse geschnitten. Die Abszisse des Schnittpunktes heißt I_c.

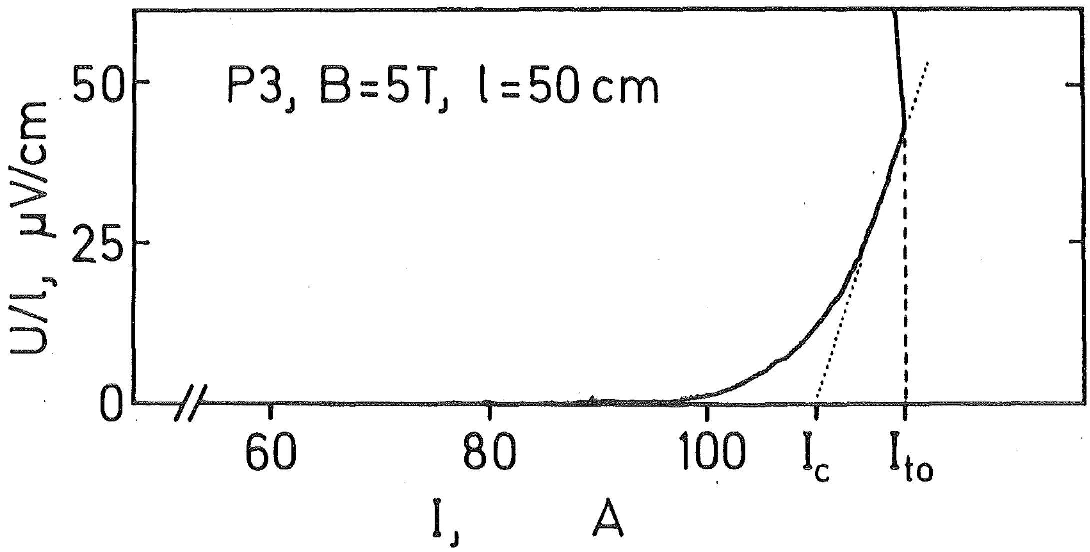


Abbildung 3-7: Ermittlung des kritischen Stroms I_c anhand der gemessenen Strom-Spannungs-Charakteristik.

Bei einem Teil der untersuchten Supraleiter ließ sich bei einigen Magnetfeldstärken der lineare Teil der Strom-Spannungs-Kurve nicht erreichen, da der Leiter vorher vollständig normalleitend wurde. In diesen Fällen wurde I_c gleich $I_{to,max}$, dem höchsten Take-off-Strom aus mehreren Meßdurchläufen, gesetzt. Beim CuNi-Matrix-Leiter konnte überhaupt keine meßbare Spannung festgestellt werden. Auch hier wurde das Take-off-Kriterium verwendet. Die Abbildungen 3-8 und 3-9 zeigen die gemessenen kritischen Ströme in Abhängigkeit vom Magnetfeld.

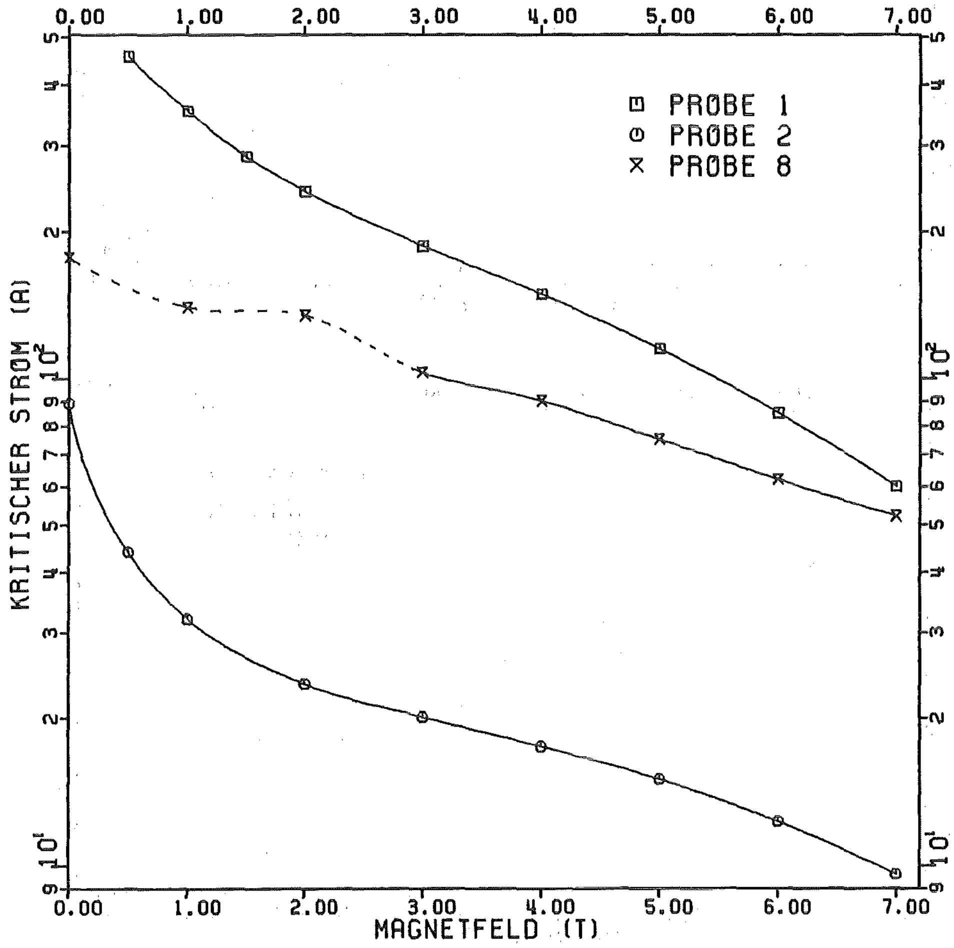
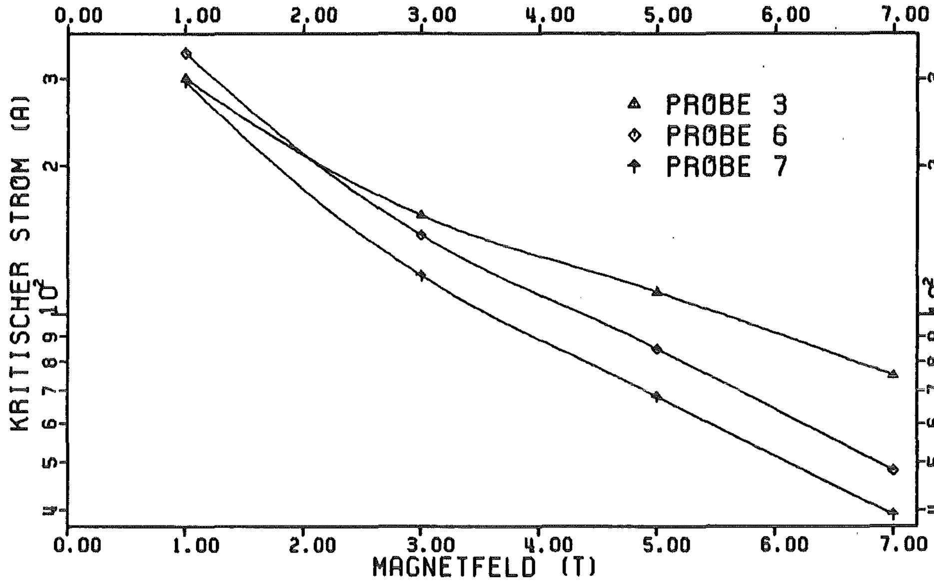


Abbildung 3-8: Die experimentell ermittelten kritischen Ströme der Proben 1 und 2 in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld. Für Probe 8 ist der maximale Take-off-Strom aufgetragen, da I_c nicht nach der Tangenten-Definition ermittelt werden konnte. Leiter 8 ist aufgrund des fehlenden Matrixkupfers extrem instabil. Geringste Leiterbewegungen führen bei hohen Strömen zum Quench des Leiters, so daß I_c nicht erreicht werden kann. Im Niederfeldbereich (≤2T) führt das zu Zufallsergebnissen bei der Ermittlung des Take-off-Stroms.



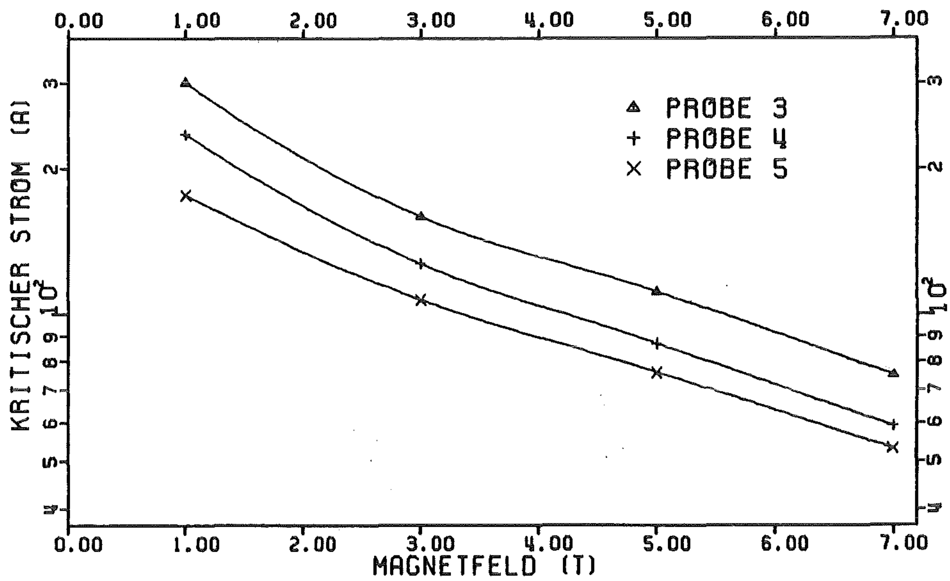


Abbildung 3-9: oben: Experimentell ermittelte kritische Ströme der Proben 3, 6 und 7 in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld. Es handelt sich um ein und denselben Draht. Probe 3 ist unbehandelt, Probe 6 ist mild (400°C, 4h) und Probe 7 scharf (450°C, 1h) geglüht. Durch die milde Glühung konnte bei B=1T I_c etwas erhöht werden, jedoch hat die Glühung in jedem Fall eine I_c-Verminderung im Hochfeldbereich zur Folge. Unten: Experimentell ermittelte kritische Ströme der Proben 3, 4 und 5 in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld. Es handelt sich um Mischmatrixleiter mit ähnlichem Aufbau. Draht 4 ist etwas komlizierter aufgebaut als Draht 3. Er hat im Gegensatz zu Draht 3 zusätzlich Kupfer direkt an den Filamenten. Draht 5 ist aufgebaut wie Draht 4, jedoch

beträgt die Twistlänge 10mm statt 100mm. Offenbar hat die mechanische Beanspruchung des Leiters während der Herstellung I_c bei allen Feldern reduziert.

3.2.2 Kritische Temperatur

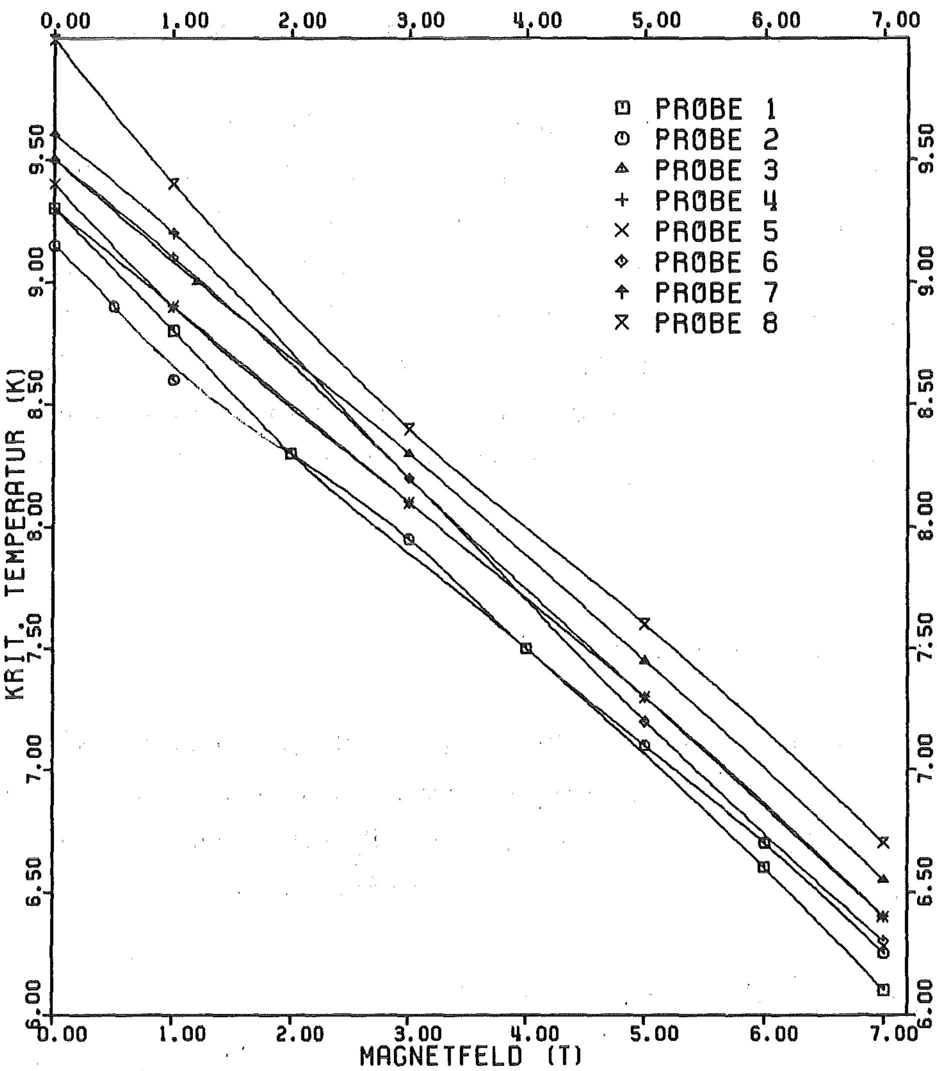


Abbildung 3-10: Experimentell ermittelte Werte der kritischen Temperatur in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Die T_c-Messung wurde mit Ausnahme der Proben 2 und 8 mit 100mA Meßstrom durchgeführt. Bei dem sehr dünnen Leiter Nr. 2 wurden 10mA verwendet. Der Kupfer-Nickel-Matrix-Leiter (8) wurde mit 1mA durchgemessen, da bei höheren Strömen die Erwärmung dieses Leiters im Vakuum zu stark gewesen wäre. Man erkennt eine deutliche T_c-Erhöhung bei Draht 8 durch den geringen Meßstrom gegenüber den anderen Leitern.

Die kritische Temperatur des Supraleiters als Funktion des äußeren Magnetfeldes konnte direkt bestimmt werden. Hierzu wird im Vakuum bei konstantem Magnetfeld die Temperatur des gesamten Probenhalters langsam über die kritische Temperatur hinweggefahren, oder bei konstanter Probentemperatur das Magnetfeld langsam verändert. Der Übergang Supraleitung-Normalleitung wird anhand der Spannung über dem Leiter ermittelt, in dem ein kleiner Strom (100 mA) fließt. Beim Erreichen des halben Normalleitungswiderstandes wird die Temperatur, bzw. das Magnetfeld abgelesen. Die Ergebnisse finden sich in Abb. 3-10.

Dieses Verfahren liefert bei handelsüblichen NbTi50-Supraleitern eine etwas zu hohe Temperatur /10/. Dies ist leicht verständlich. In dem inhomogenen Supraleitermaterial findet ein kleiner Meßstrom bei hoher Temperatur immer noch einen widerstandslosen Pfad, während der Leiter jedoch nicht mehr in der Lage ist, höhere Ströme zu tragen. Die wahren kritischen Temperaturen dürften also unterhalb der gemessenen Werte liegen. Der Fehler, der durch die Benutzung der falschen T_c-Werte in der Rechnung entsteht, macht sich vor allem bei Ausgangstemperaturen in der Nähe von T_c bemerkbar.

3.2.3 Kritisches Magnetfeld

Die Ermittlung des kritischen Magnetfeldes $B_{c2}(0K)$ des Supraleiters im Temperaturnullpunkt ist für die Bestimmung der spezifischen Wärme des Niob-Titans (siehe 4.2.2.1) notwendig. $B_{c2}(0K)$ konnte nicht direkt gemessen werden. Vielmehr wurde es über die Beziehung

$$(3.1) \quad B_{c2}(T) = B_{c2}(0K) \cdot (1 - (T/T_c(0T))^2)$$

aus den gemessenen Daten der kritischen Temperatur zwischen 0 und 7T extrapoliert (siehe auch Abb. 3-11). Die so ermittelten Werte (siehe Tabelle 3-2) lagen etwa 0,5T niedriger, als die von Hillmann und Best /10/ über Messungen bei höheren Feldern ermittelten Werte. Die kritischen Magnetfelder der geglühten Proben waren gegenüber denen der ungeglühten Proben um etwa 1T vermindert.

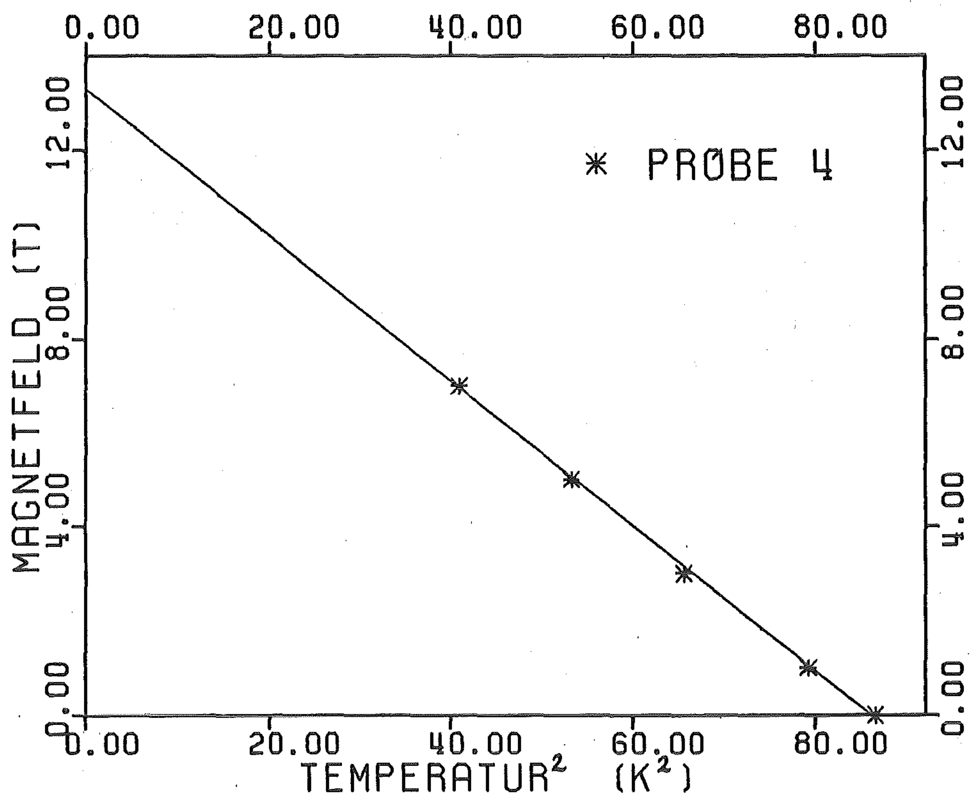


Abbildung 3-11: Ermittlung von B_{c2}(0K) aus dem B_{c2}-T^2-Plot, dargestellt anhand der Meßdaten von Probe 4.

Probe	Hersteller/Bezeichnung		Aufbau/Glühung	B_{c2}(0K)
1	VAC	F130(0,4)T	(NbTi)Cu	12,5T
2	IMI	Niomax-TC 1045/20	((NbTi)CuNi)Cu	13,4T
3	VAC	F1000-20/2-2c	((NbTi)CuNi)Cu	13,4T
4	VAC	F1000-20/3-2c	(((NbTi)Cu)CuNi)Cu	13,3T
5	VAC	F1000-20/3-2e	(((NbTi)Cu)CuNi)Cu	13,2T
6	VAC	F1000-20/2-2c	((NbTi)CuNi)Cu 400°C/4h	12,5T
7	VAC	F1000-20/2-2c	((NbTi)CuNi)Cu 450°C/1h	12,4T
8	VAC	F61-20(0,4)TL	(NbTi)CuNi	13,7T

Tabelle 3-2: Extrapolierte Werte des oberen kritischen Magnetfeldes im Temperaturnullpunkt (VAC = Vacuumschmelze GmbH, Hanau, D; IMI = Imperial Metal Industries Ltd., Witton, Birmingham, GB).

3.2.4 Elektrische Leitfähigkeit des Matrixkupfers

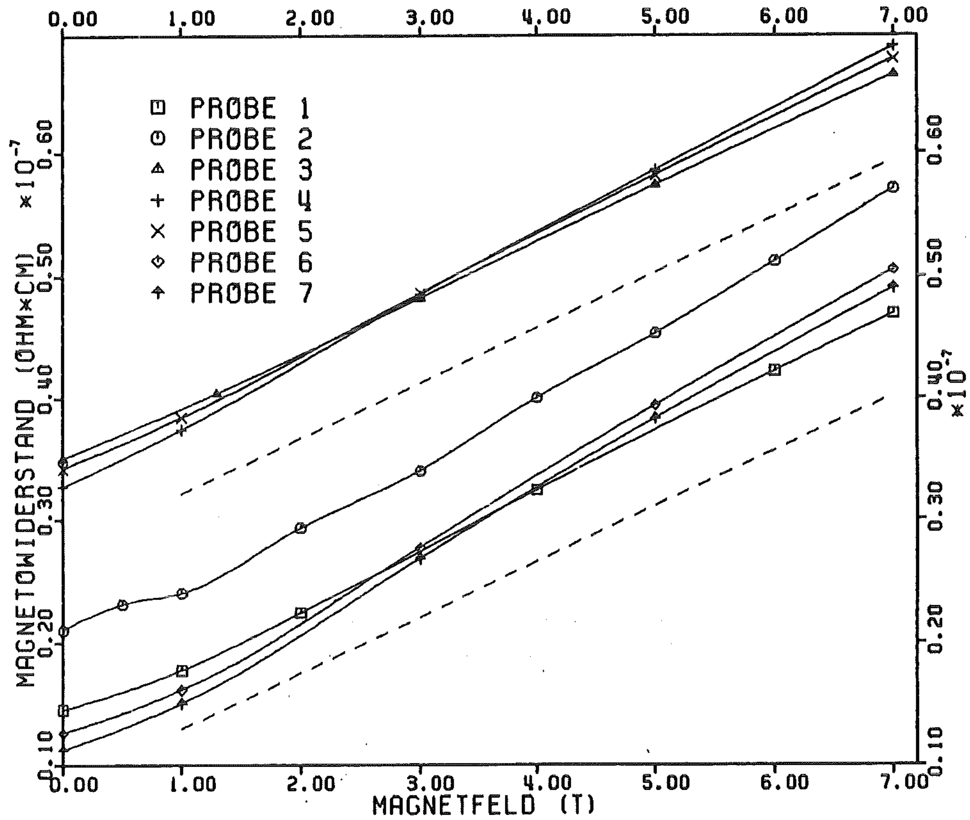


Abbildung 3-12: Experimentell bestimmter spezifischer Magnetowiderstand von Kupfer im Restwiderstandsbereich. Gestrichelte Linien: Steigung bei sehr homogenen Proben nach /12/.

Zur Bestimmung des spezifischen elektrischen Widerstandes ρ_{Cu} des Leiters wurde der elektrische Widerstand einer bekannten Leiterlänge ausgemessen. Da der Querschnittsanteil des Kupfers am Gesamtleiter (siehe Abschnitt 3.2.6.2) bekannt war, konnte man ρ_{Cu} berechnen. Die Messungen wurden knapp oberhalb von T_c durchgeführt. Eine Erhöhung der Temperatur brachte dabei keine meßbare Änderung des Widerstandes, man befindet sich also im Restwiderstandsbereich des Kupfers. In diesem Bereich ist die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes der verwendeten Kupfersorten zu vernachlässigen. Erst oberhalb von etwa 15K wird ρ_{Cu} deutlich temperaturabhängig. Im Magnetfeld ändert sich der elektrische Widerstand des Kupfers entsprechend der Kohler-Regel /11/

(3.2) $\rho_{Cu}(B,T) = \rho_{Cu}(B=0,T)\cdot\psi_{Cu}(B/\rho_{Cu}(B=0,T))$,

wobei der Verlauf der Kohler-Funktion ψ für Einkristalle unabhängig von der Temperatur und der Probenreinheit sein sollte. Bei den untersuchten Kupfersorten wird ψ für B>1T linear. Benz /12/ bestimmte die Steigung der Kurve $\rho_0\cdot\psi$ im linearen Abschnitt an reinen Proben zu

(3.3) $d\rho_{Cu}/dB = 4{,}55\cdot10^{-9}\ \Omega\cdot cm/T$.

Für inhomogene Proben jedoch ist eine Funktion ψ zu erwarten, deren Steigung größer als die der Idealfunktion ist. Dies läßt sich durch Berechnung des Gesamtwiderstandes einer Anordnung elektrisch parallel geschalteter Einkristalle leicht zeigen (siehe Anhang C). Die Funktion $\rho_{Cu}(B)$ wurde für die Proben 1 bis 7 ausgemessen (Abb. 3-12).

Wie man sieht, ist ψ_{Cu} oberhalb von 1T eine lineare Funktion von B. Allerdings sind die Steigungen $d\rho_{Cu}/dB$ im linearen Bereich nicht alle gleich, sondern teilweise höher als der an homogenem Kupfer gewonnene Wert, ein Zeichen für Inhomogenitäten im Matrixkupfer. Die Steigung bei den geglühten Proben 6 und 7 ist gegenüber Probe 3 erhöht. Bei der Glühung sind die Inhomogenitäten angewachsen.

3.2.5 Wärmeübergang in den Probenhalter

Der Probendraht ist auf einen GFK-Zylinder (Probenhalter) in eingedrehte Rillen unter mechanischem Zug eingelegt und an verschiedenen Punkten mit Kunstharz darauf festgeklebt. Aufgrund der unterschiedlichen Wärmeausdehnung des Drahtes und des GFK-Materials wird der Draht im Kalten fest auf den Probenhalter gepreßt. Über die Auflagefläche erfolgt Wärmetransport vom warmen Draht in den kalten Halter. Es wird angenommen, daß die übertragene Leistung proportional zur Temperaturdifferenz und zum Umfang des Leiters ist. Letzterer Überlegung liegt zugrunde, daß bei gleicher Kompressibilität der Materialien immer ein prozentual gleicher Anteil des Drahtumfangs mit dem Halter in Berührung steht. Die in den Probenträger übertragene Leistung pro Oberflächeneinheit ist also

(3.4) $P_H = h \cdot (T_{Draht} - T_{Halter})$.

Zur Bestimmung des Zahlenwertes des Wärmeübergangskoeffizienten h wurde folgendes Experiment durchgeführt: die gesamte Probe wird auf eine Temperatur von genau 10K gebracht. Nach Ausgleich der Temperatur und Einstellen des Magnetfeldes läßt man schlagartig ein Strom von 10A durch den bereits voll normalleitenden Draht fließen. Danach wird die Spannungsentwicklung über einer bekannten Leiterlänge aufgezeichnet. Die Höhe der Spannung ist ein Maß für die Temperatur des Drahtes, da der Widerstand des Matrixkupfers des Leiters temperaturabhängig ist (T^5-Gesetz, siehe auch 4.2.3.2).

Das Experiment wurde mit dem Rechner simuliert. Die mit verschiedenen Magnetfeldern gewonnenen Meßkurven wurden mit den Simulationsergebnissen verglichen. Dabei wurde h in der Rechnung so lange variiert, bis Rechnung und Experiment übereinstimmten. Für h ergab sich

(3.5) $h = 0{,}74 \cdot 10^{-3}\ W/(cm^2 \cdot K)$.

Unsicherheiten in der Bestimmung der kritischen Daten des Supraleiters wirken sich in diesen Rechnungen nicht aus, da das Niob-Titan bei der vorliegenden Versuchsführung zu allen Zeiten vollständig normalleitend ist. Speziell für diesen Fall wurde an einem etwas vereinfachten (analytisch lösbaren) Modell die zugehörige Differentialgleichung analytisch gelöst und die analytische Lösung mit der numerischen verglichen (siehe Abschnitt 4.1.7). Die Übereinstimmung war gut.

3.2.6 Anteile und Mengen der Materialien

Die genaue Kenntnis der Zusammensetzung des Leiters ist wichtig, um die Eigenschaften des Gesamtleiters aus den Kenngrößen der einzelnen Komponenten berechnen zu können. Jede Komponente wirkt sich dabei nur auf einige Leitereigenschaften bestimmend aus. Bei der Berechnung anderer Eigenschaften kann ihr Anteil wiederum vernachlässigt werden. Je nach Leiter und dem zu bestimmenden Anteil wurde die günstigste der folgenden Methoden angewandt:

1. Herstellerangaben.
2. Auszählen der Flächenanteile an einer Schliffbildvergrößerung.
3. Abätzen (oder Abbeizen) eines Anteils.
4. Widerstandsmessung.

Neben den Leiterdaten sind auch die Daten des Heizers von Bedeutung, da dessen Aufbau und Größe letztendlich bestimmt, welcher Anteil der Heizenergie in den Draht geht.

3.2.6.1 Niob-Titan-Anteil im Leiter

Bei allen Leitern wurde der Volumenanteil des Niob-Titans in den Leitern durch Bestimmung der Flächenanteile der Filamente am Gesamtquerschnitt ermittelt. Hierzu wurden an einem mit dem Mikroskop hergestellten Schliffbild des Leiters die Flächen mehrerer (fast) zufällig ausgesuchter NbTi-Filamente ermittelt. Bei der ansonsten zufälligen Auswahl wurde darauf geachtet, daß die ausgesuchten Filamente über den Querschnitt etwa gleichverteilt waren. Die daraus gewonnene Durchschnittsfläche multipliziert mit der Filamentzahl und dividiert durch den Gesamtquerschnitt ergibt den relativen NbTi-Flächenanteil η_{NbTi}.

3.2.6.2 Kupfer-Anteil im Leiter

Der Kupfer-Anteil wurde über die Messung des elektrischen Widerstandes des Leiters bei Raumtemperatur gewonnen. Elektrolytkupfer verschiedener Qualität besitzt dort einen sehr gut bekannten spezifischen elektrischen Widerstand /13//14/

$$(3.6) \quad \rho_{Cu} = (1{,}55 \cdot 10^{-6} + 7{,}31 \cdot 10^{-9} \cdot T^{*})\ \Omega \cdot \mathrm{cm}, \qquad [T^{*}] = {}^{\circ}\mathrm{C}.$$

Der spezifische Widerstand von CuNi30 /13/ und NbTi50 /15/ bei 300K ist jeweils deutlich höher:

$$(3.7) \quad \rho_{CuNi30} = 40 \cdot 10^{-6}\ \Omega \cdot \mathrm{cm}, \qquad \rho_{NbTi50} = 101 \cdot 10^{-6}\ \Omega \cdot \mathrm{cm}.$$

Der Kupferquerschnitt ergibt sich zu

$$(3.8) \quad \eta_{Cu,el} = (1/\rho_{ges} - \eta_{CuNi}/\rho_{CuNi} - \eta_{NbTi}/\rho_{NbTi}) \cdot \rho_{Cu}.$$

Die Querschnittsanteile von CuNi und NbTi müssen dabei nicht genau bekannt sein, da die spezifischen Widerstände viel größer sind als die von Cu.

Nach /16/ ist der elektrisch bestimmte Cu-Anteil gleich dem chemisch (durch Abätzen und Abwiegen) ermittelten. Andere Messungen /17/ widersprechen dem. Eigene Messungen zeigten, daß nach Glühung des Gesamtleiters $\eta_{Cu,el}$ abgenommen hatte. Die Erklärung sehe ich darin, daß in den Grenzschichten zwischen den Leiterkomponenten Diffusionsprozesse stattgefunden haben. Diese führten dazu, daß aus dem ursprünglich gut leitfähigen Kupfer in der Grenzschicht eine schlecht leitende Kupferlegierung wurde. Mit der elektrischen Methode stellt man jedoch nur das "gute" Kupfer fest, und dessen Anteil ist zugunsten der "schlechten" Schicht zurückgegangen. Die chemische Methode würde auch noch einen Teil der Grenzschicht als Kupfer identifizieren. Dafür, daß während der Glühung Diffusionsprozesse stattgefunden haben, spricht auch die Tatsache, daß die Steigung $d\psi_{Cu}/dB$ der Kohler-Funktion nach der Glühung erhöht war (siehe 3.2.4).

Die im Kalten wichtigen Eigenschaften des Kupfers sind hohe elektrische und thermische Leitfähigkeit längs des Leiters. Die verunreinigte Grenzschicht trägt zu diesen Eigenschaften nicht bei und kann für die Berechnung des Längswiderstandes vernachlässigt werden. Entscheidend ist der per Widerstandsmessung gefundene Kupferanteil.

3.2.6.3 Kupfer-Nickel-Anteil im Leiter

In den Mischmatrixleitern trägt Kupfer-Nickel weder zur Wärmeleitfähigkeit noch zur elektrischen Leitfähigkeit längs des Leiters wesentlich bei. Hingegen wird der elektrische Widerstand quer zur Leiterachse von der Kupfer-Nickel-Barriere dominiert. Zu ihrem Widerstand kommt noch der Widerstand der verunreinigten Grenzschichten des Matrixkupfers hinzu. Die genaue Ermittlung der Menge des hochresistiven Materials im Leiter ist weder durch Auszählen, noch auf chemischem Wege möglich. Der Anteil wird deshalb anhand der Anteile der anderen Leiterbestandteile bestimmt

$$\eta_{CuNi} = 1 - \eta_{Cu,el} - \eta_{NbTi} . \tag{3.9}$$

Da der elektrisch bestimmte Kupferanteil geringer ist als der tatsächliche (vgl. 3.2.6.2), stellt (3.9) nur eine Näherung dar. Der so ermittelte Anteil, der auch die Cu-CuNi-Grenzschichten enthält, wird zur Berechnung der Wärmekapazität des Kupfer-Nickel-Anteils am Leiter herangezogen. Da die genaue Zusammensetzung der Grenzschicht nicht bekannt ist, wird für ihre spezifische Wärme der Wert von CuNi eingesetzt. Der CuNi-Anteil an Draht 8 wird entsprechend über den gut bekannten NbTi-Anteil (vgl. 3.2.6.1) bestimmt:

$$(3.10) \quad \eta_{CuNi} = 1 - \eta_{NbTi}.$$

3.2.6.4 Lackisolation

Die Lackisolation trägt aufgrund ihrer hohen spezifischen Wärme deutlich zur Gesamtwärmekapazität des Leiters bei. Die Bestimmung der Lackmenge beruht auf der Messung des Drahtdurchmessers im lackierten und im abgebeizten Zustand. Der Lackanteil am Leiter wird hier nicht zu den "inneren" Materialien gezählt, was sich auch in Gleichung (3.9) bzw. (3.10) ausdrückt.

3.2.6.5 Heizer

Der Heizer besteht aus lackiertem Kupfer-Nickel-Draht, der mit Epoxidharz vergossen wurde. Das Volumen des Heizdrahtes errechnet man leicht aus der Anzahl der Windungen. Ebenso kann man die am Heizdraht befindliche Lackmenge bestimmen. Zur Bestimmung des Harzvolumens wurde der Heizer unter dem Mikroskop vermessen. Das i.a. unregelmäßig geformte Gebilde wurde dabei in einfache geometrische Körper (Halbkugel, Zylinder, etc.) unterteilt, deren Volumina leicht berechnet und zum Gesamtheizervolumen addiert werden konnten. Den dabei entstandenen Fehler schätze ich auf 20 Prozent des Volumens.

3.2.6.6 Wickelkörper

Das Volumen des aus GFK-Material bestehenden Probenhalters kann aus dessen geometrischem Aufbau berechnet werden. Der gesamte Probenhalter wird in gedachte Volumenelemente aufgeteilt, wobei jedem Ortselement des Probendrahtes genau ein Volumenelement des Wickelkörpers zugeordnet ist, was zu einer vollständigen Zerlegung des Wickelkörpers führt. Zu einem Zentimeter Probendraht gehört ein GFK-Volumen von $V_{GFK} = 0{,}116 / (d_I/\sqrt{2} + 2{,}15)\ cm^3$. Dabei ist d_I der Durchmesser des Probendrahtes einschließlich Isolation.

3.3 Messung von Stabilitaet und Ausbreitungsverhalten

Zur Messung der Stabilität des supraleitenden Drahtes im Vakuum wird folgendes Verfahren gewählt: Die Probe befindet sich im evakuierten Probengefäß innerhalb des Helium-Bads im Zentrum des 7T-Solenoids. Das Magnetfeld sei eingestellt. Die Temperatur wird mit der Regelschaltung auf den gewünschten Wert eingestellt. Nach etwa 10 Minuten besteht kein Temperaturgradient mehr zwischen den Kontaktplatten, dem Probenhalter und dem Probendraht. Nun läßt man durch den Probendraht den gewünschten Strom fließen. Kurz darauf wird ein Strompuls durch den Kurzzeitheizer geschickt, der diesen aufgrund ohmscher Wärmeerzeugung aufheizt. Die Wärme läßt im Probendraht eine normalleitende Zone entstehen, was dazu führt, daß zwischen den Spannungsabgriffen am Probendraht eine Spannung gemessen wird. Die zeitliche Entwicklung dieser Spannung wird mit einem U-t-Schreiber aufgezeichnet (siehe Abb. 3-13). Verschwindet die Spannung nach einiger Zeit wieder, so spricht man von Recovery. Verschwindet sie nicht, sondern erhöht sie sich, so spricht man von Quench.

Nach diesem Versuch wird der Probenstrom wieder abgeschaltet, und man wartet, bis sich die Temperatur im Probenraum wieder auf den Sollwert eingestellt hat. Nach einem Quench dauert dies naturgemäß länger als bei Recovery. Typische Wartezeiten nach einem Quench sind, je nach Stromstärke, 3 bis 10 Minuten. Nun wird der gleiche Versuch noch einmal mit einer anderen Heizenergie wiederholt. Wurde im vorherigen Versuch ein Quench erzielt, so verringert man die Energie, nach Recovery wird sie erhöht. Da die Recovery-Energien immer kleiner sind als die Quenchenergien, kann man eine Intervallschachtelung vornehmen, bis man den kritischen Wert, also die Grenze zwischen Recovery- und Quenchenergien, genügend eingegrenzt hat. Nach Ablauf dieser Versuchsserie erfolgt eine weitere Serie bei einem anderen Strom, einer anderen Temperatur oder einem anderen Magnetfeld.

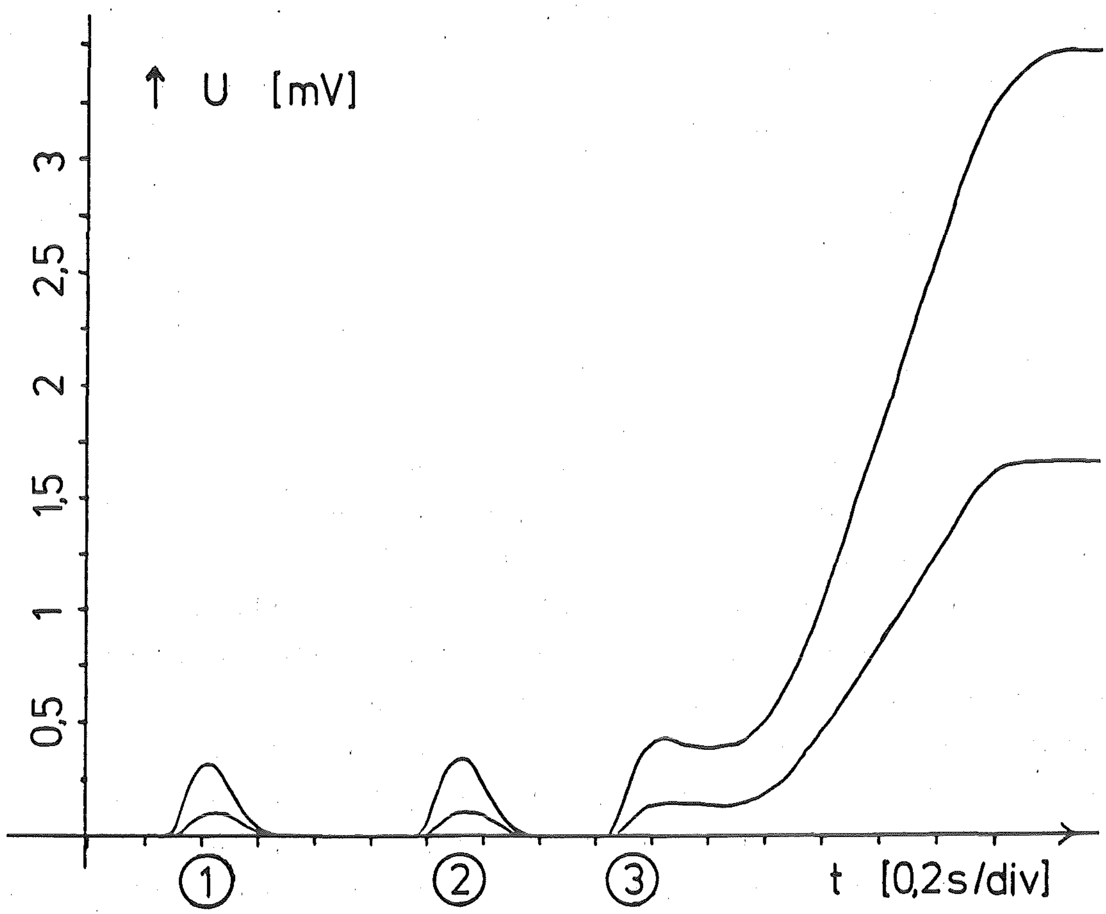


Abbildung 3-13: Spannungsabläufe an Probe 6 bei I=2A, B=7T, T=5K. Die unteren Kurven zeigen die Spannung zwischen den Meßpunkten U(-25), 25cm "links" des Heizers, und U(-1), 1cm "links" des Heizers. Die oberen Kurven zeigen die Spannung zwischen U(-25) und U(+25), 25cm "rechts" des Heizers. Die Ereignisse 1 bis 3 wurden mit jeweils etwas erhöhter Störenergie ausgelöst. Man sieht, daß bei Ereignis 2 die Maximalspannung etwas höher ist als bei 1. Bei 3 reicht die Störenergie aus, um einen Quench auszulösen. Die Spannung steigt an und fällt wieder leicht ab, um dann wieder anzusteigen. Nach einiger Zeit wird die Anstiegsgeschwindigkeit der Spannung konstant. Die Spannung wird schließlich konstant, wenn die Strecke zwischen den Spannungsabgriffen vollständig normalleitend ist.

Die Intervallschachtelung der Störenergien liefert eine größte Recoveryenergie und eine kleinste Quenchenergie, die sich um 5-10% voneinander unterscheiden. Die in den nachfolgenden Auswertungen als kritische Energie E_c bezeichnete Größe ist der Mittelwert aus größter

Recovery- und kleinster Quenchenergie. Zur Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit v_Q wird die Steigung der aufgezeichneten Spannungskurve im linearen Teil ausgemessen, dies liefert die Änderungsrate v_U der Spannung einer Zone mit zwei Fronten. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit ergibt über den elektrischen Widerstand ρ^* des Leiters pro Längenstück zu

(3.11) $v_Q = v_U/(2 \bullet I_1 \bullet \rho^*)$.

3.3.1 Ergebnisse der Messungen im Vakuum

Es folgen eine Reihe von Kurven, die die Abhängigkeiten der kritischen Energie und der Ausbreitungsgeschwindigkeit von den Eingangsfunktionen Leiterstrom, Ausgangstemperatur und Magnetfeld zeigen. Die Messungen wurden bei einem Druck von unter 10^{-5}hPa durchgeführt. Normalerweise fällt die kritische Energie mit steigenden Werten der genannten Eingangsfunktionen, die Werte der Ausbreitungsgeschwindigkeit steigen. Beachtung wird bei der Interpretation der Kurven besonders auf Unterschiede zwischen den einzelnen Kurven gelegt. Hierbei sind die Drähte 3 bis 7 interessant, die sich alle ähnlich sind, und sich nur in Details voneinander unterscheiden. Der unterschiedliche Verlauf der Kurven dieser Drähte gibt Auskunft darüber, wie stark sich diese Details auf Stabilität und Ausbreitungsverhalten auswirken.

Neben kritischer Energie ist die Größe der minimum propagating zone (MPZ) eine Kenngröße der Stabilität eines Supraleiters. Zur Messung der Größe der MPZ muß die eingekoppelte Energie sehr genau geregelt werden können. Dies war in der benutzten Versuchsanordnung nicht möglich. Auf eine systematische Untersuchung der Größe der MPZ wurde deshalb verzichtet.

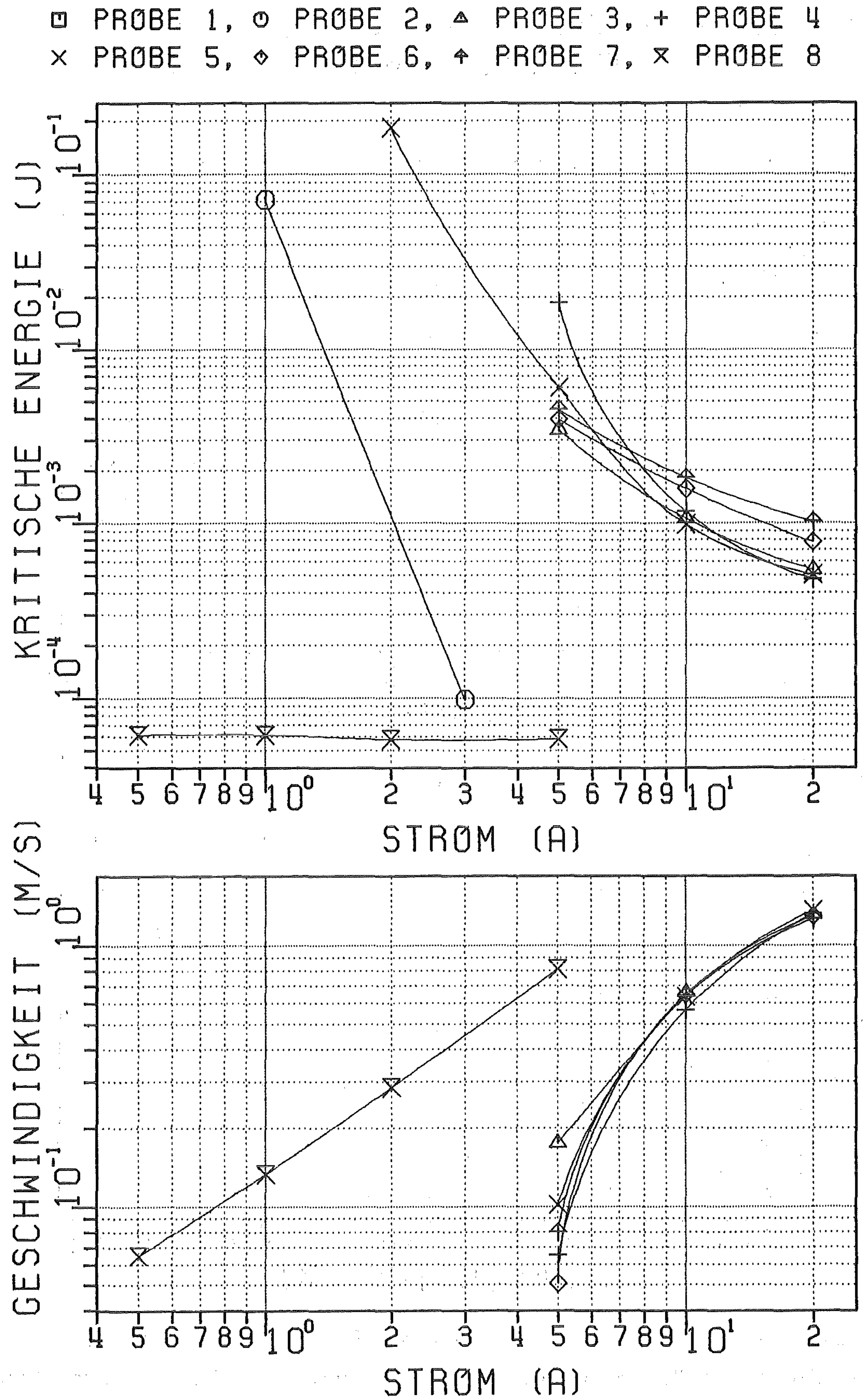


Abbildung 3-14: Gemessene kritische Energie und Ausbreitungsgeschwindigkeit im Vakuum bei 1T, 5K in Abhängigkeit vom Strom.

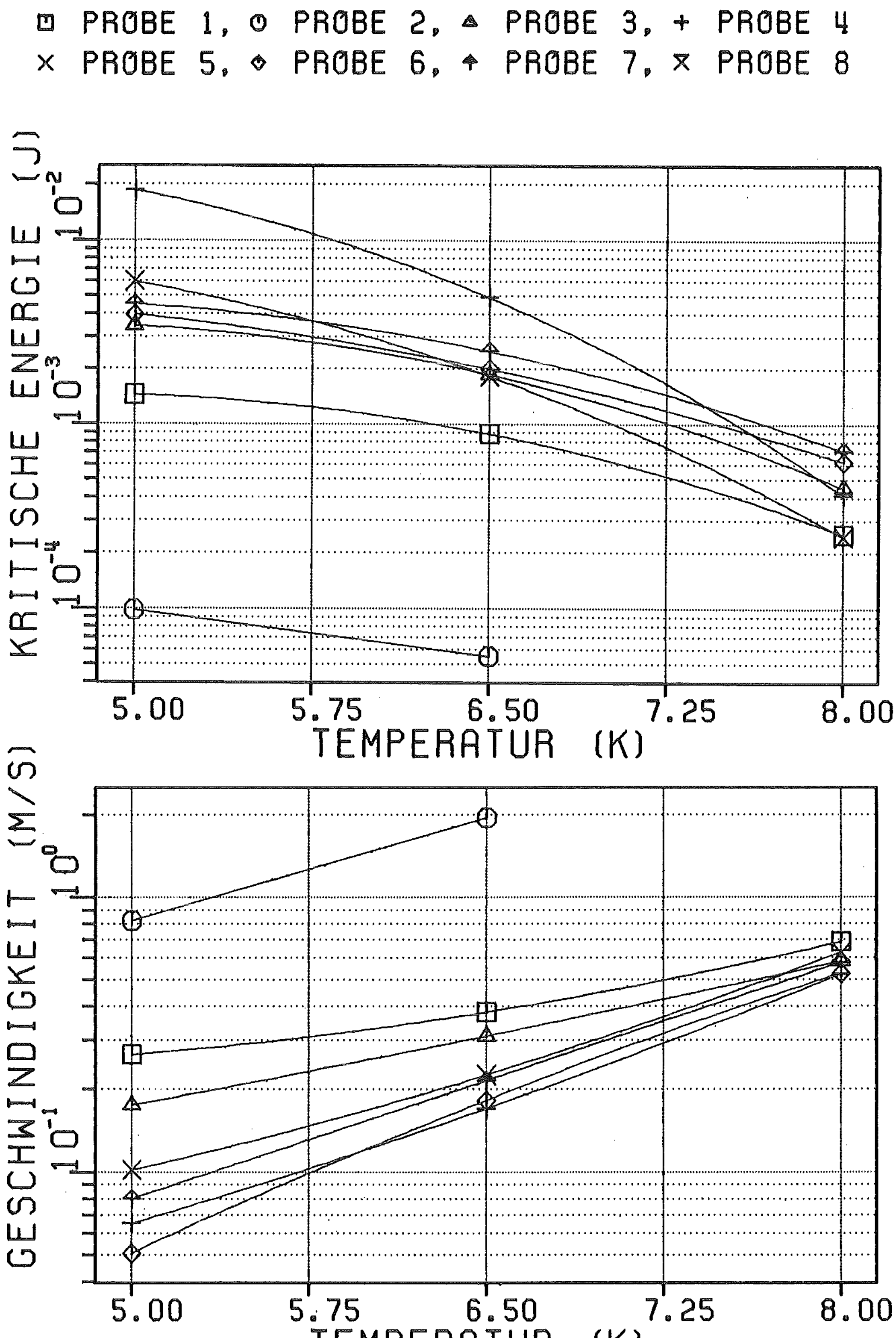


Abbildung 3-15: Gemessene kritische Energie und Ausbreitungsgeschwindigkeit im Vakuum bei konstanter Stromstärke und einem Magnetfeld von 1T in Abhängigkeit von der Ausgangstemperatur. Die Stromstärke bei den Proben 1 und 2 beträgt 3A, bei allen anderen 5A.

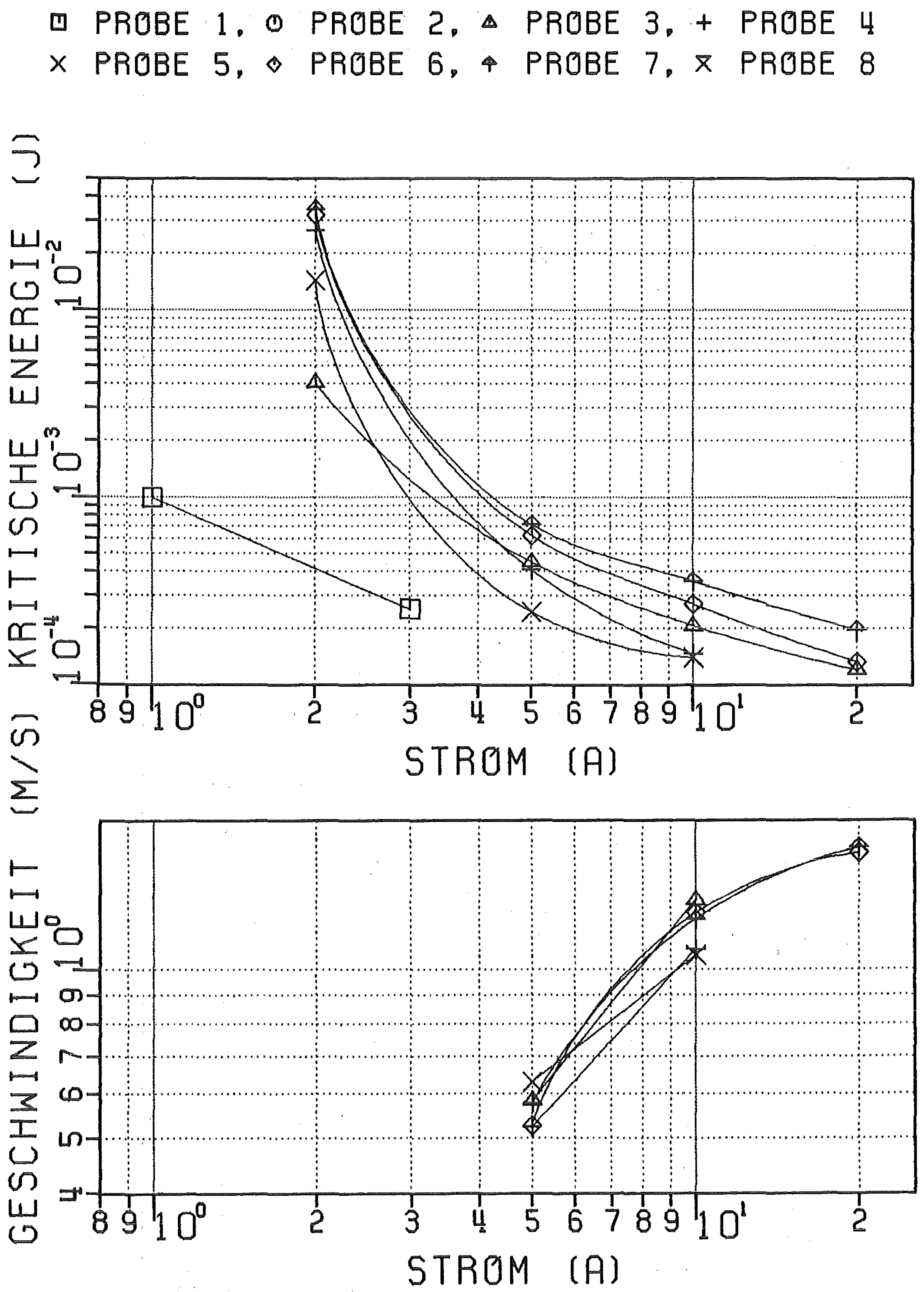


Abbildung 3-16: Gemessene kritische Energie und Ausbreitungsgeschwindigkeit im Vakuum bei 1T, 8K in Abhängigkeit vom Strom.

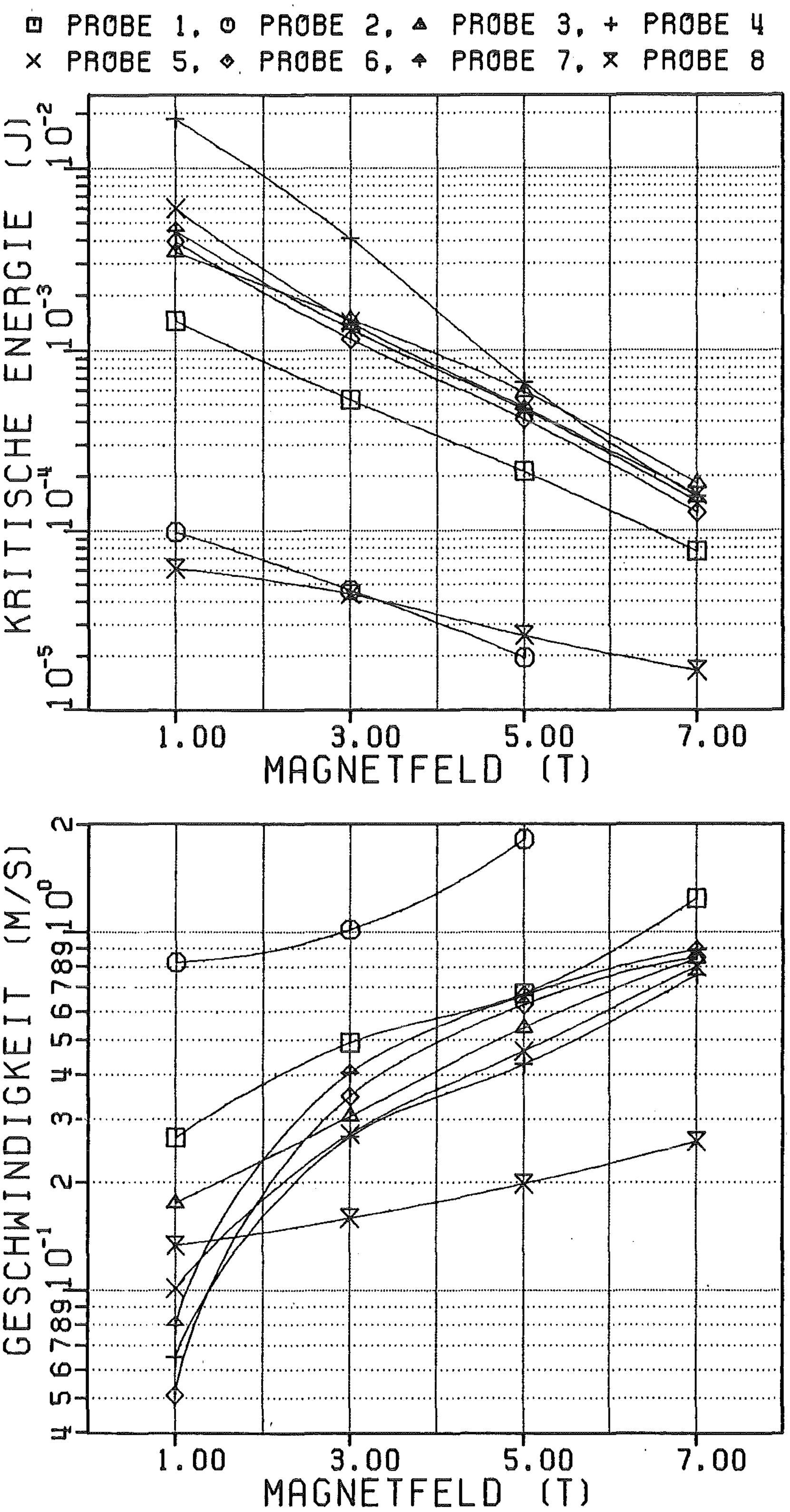


Abbildung 3-17: Gemessene kritische Energie und Ausbreitungsgeschwindigkeit im Vakuum bei konstanter Stromstärke und einer Ausgangstemperatur von 5K in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld. Die Stromstärke bei Probe 8 beträgt 1A, bei den Proben 1 und 2 3A und bei allen anderen 5A.

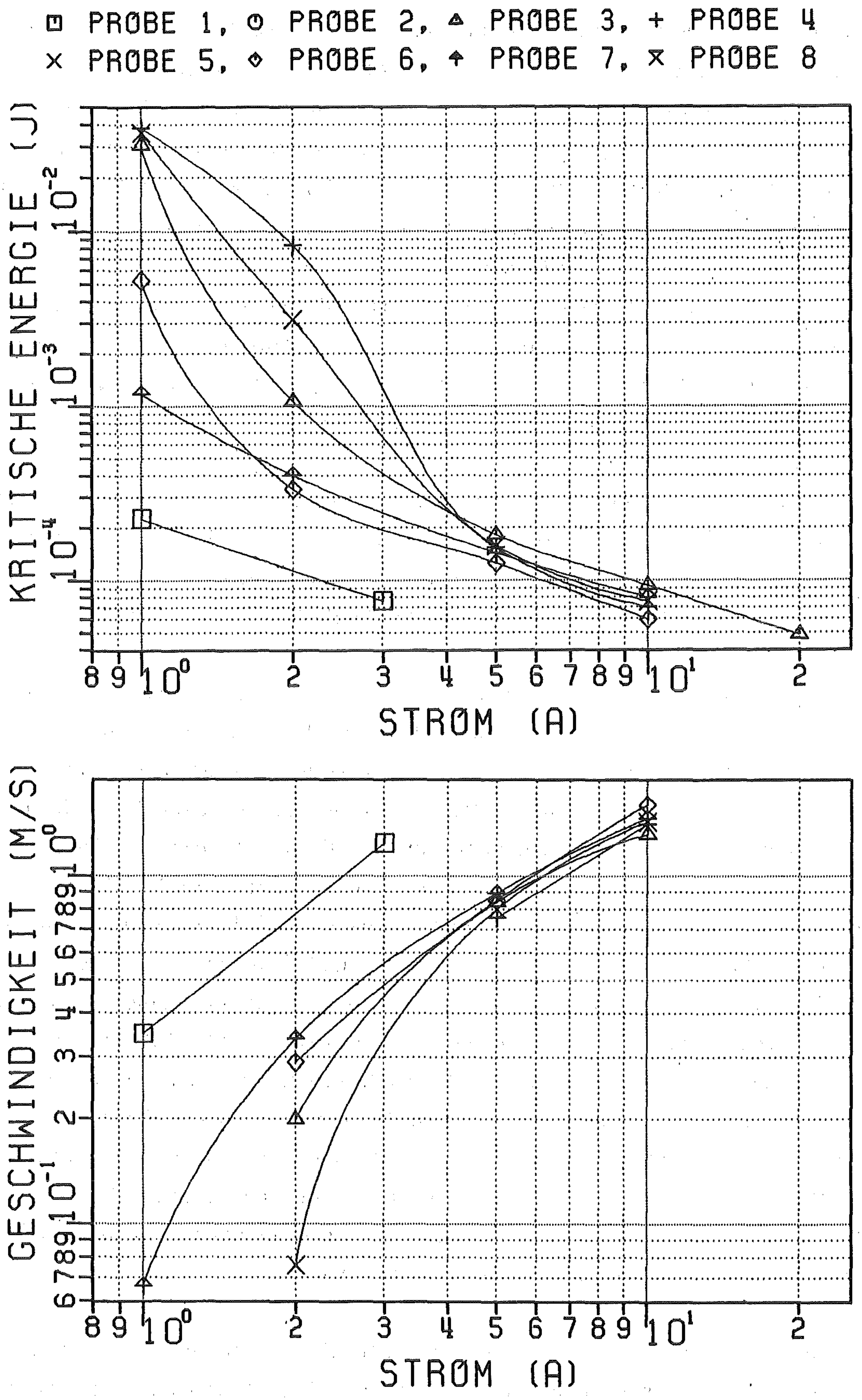


Abbildung 3-18: Gemessene kritische Energie und Ausbreitungsgeschwindigkeit im Vakuum bei 7T, 5K in Abhängigkeit vom Strom.

Wie zu erwarten war, sind Stabilität und Ausbreitungsverhalten der untersuchten Leiter unterschiedlich, also von deren Aufbau und Materialeigenschaften abhängig. Teilweise verwischen sich auch die Unterschiede, wie etwa bei den Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Leiter 3 bis 7 in Abb. 3-14 bei Strömen oberhalb von 10A. Die Eigenschaften, in denen sich die Leiter unterscheiden verlieren an Einfluß, gemeinsame Eigenschaften der Leiter der Gruppe der Drähte 3, 4 und 5 dominieren die gemessene Größe Ausbreitungsgeschwindigkeit. Die Leiter 6 und 7 zeigen im gleichen Bereich liegende Ausbreitungsgeschwindigkeiten. Dies beruht jedoch darauf, daß zufällig zwei Parameter gleichzeitig so verändert sind, daß sich die Auswirkungen gegenseitig aufheben.

Die Vielzahl der Eigenschaften der Leiter lassen es of nicht zu, ad hoc zu erklären, warum bestimmte Funktionen den gemessenen Verlauf haben, jedoch wirken sich unter bestimmten Voraussetzungen einzelne Eigenschaften dominant aus. Ihren Einfluß kann man in den Meßkurven nachvollziehen.

Die Proben 6 und 7 wurden aus dem gleichen Ausgangsmaterial hergestellt wie Probe 3. Im Gegensatz zur ungeglühten Probe 3 wurde Draht 6 mild (400°C, 4h) und Draht 7 scharf (450°C, 1h) geglüht. Die Glühung hatte eine Erniedrigung des Restwiderstandes des Matrixkupfers und eine Erniedrigung des kritischen Stroms im Hochfeldbereich zur Folge. Im Niederfeldbereich änderte sich der kritsche Strom nur wenig. Die Erniedrigung des Restwiderstandes wirkt sich im Niederfeldbereich (1T) dann auch in der Erhöhung der kritischen Energie der Leiter 6 und 7 gegenüber Leiter 3 aus (siehe Abb. 3-14, 3-15 und 3-16). Ein niedriger Restwiderstand führt über das Wiedemann-Franz-Gesetz zu einer hohen Wärmeleitfähigkeit, beides erhöht die Stabilität des Leiters. Betrachtet man die Quenchausbreitung, so erniedrigt zwar der geringe Restwiderstand die Ausbreitungsgeschwindigkeit, jedoch wird diese durch die hohe Wärmeleitfähigkeit wiederum erhöht, beide Effekte wirken entgegengesetzt. Eine rein qualitative Betrachtung ist nicht sinnvoll. Im erwähnten Beispiel in Abb. 3-14 scheinen sich beide Effekte gerade aufzuheben.

Geht man zu höheren Feldern über, so gleichen sich die spezifischen Matrixwiderstände der Proben 6 und 7 auf der einen Seite und von Probe 3 auf der anderen immer mehr an, da der Magnetowiderstand größer wird als der Restwiderstand im Nullfeld. Andererseits fällt mit steigendem

Magnetfeld der kritische Strom der geglühten Drähte stärker ab als beim ungeglühten Draht. Die Folge ist, daß bei hohen Feldstärken und gleichem Strom die Proben 6 und 7 instabiler sind als Probe 3 (Abb. 3-17 und 3-18). Die Ausbreitungsgeschwindigkeiten bei den Proben 6 und 7 sind im Hochfeldbereich höher als bei Probe 3 (Abb. 3-17 und 3-18), was ebenfalls durch die geringeren kritischen Ströme bewirkt wird.

Die Leiter 4 und 5 sind Leiter 3 ähnlich, jedoch besitzen beide zusätzlich Kupfer, welches die einzelnen NbTi-Filamente umhüllt. Im Vergleich zu Leiter 3 ist der kritische Strom und die kritische Temperatur bei allen Magnetfeldern vermindert. Der Matrixwiderstand entspricht etwa dem von Draht 3. Die geringe kritische Temperatur der Leiter 4 und 5 führt dazu, daß deren kritische Energie mit steigender Temperatur in der Nähe der kritischen Temperatur rasch abnimmt (Abb. 3-15). Entsprechend steigt die Ausbreitungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Temperatur bei den Drähten 4 und 5 in der Nähe von T_c stärker an als bei Leiter 3 (Abb. 3-15).

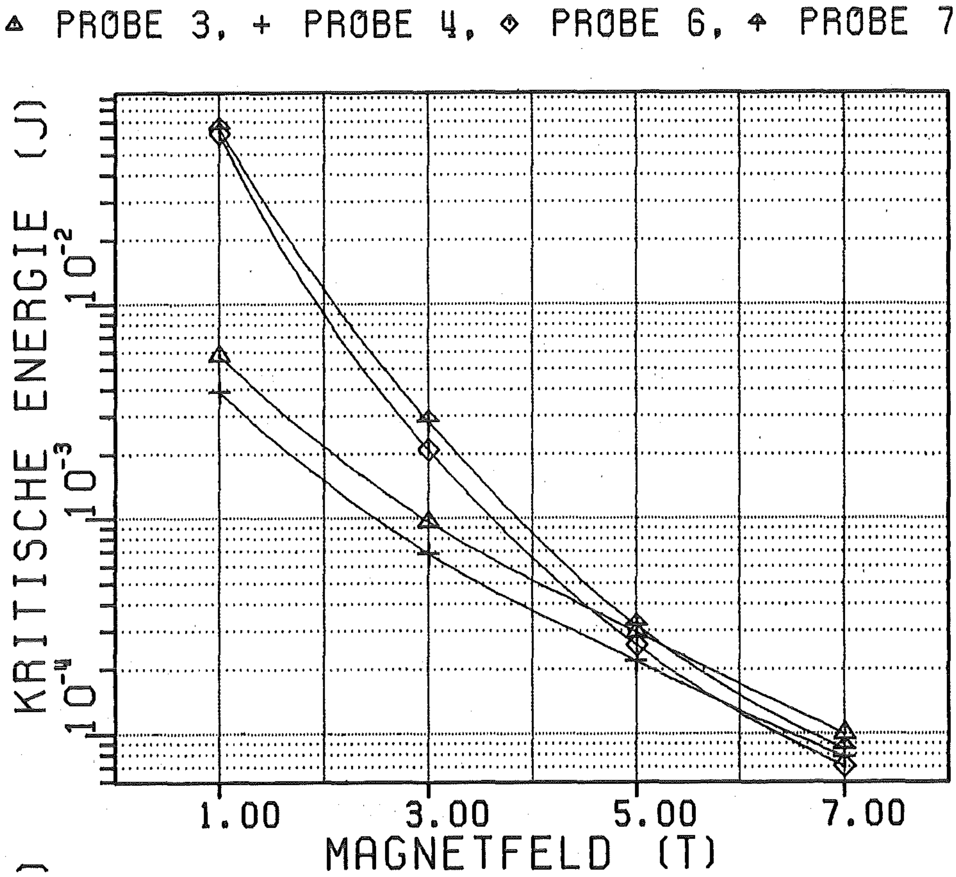
Sehr interessant sind die Auswirkungen des filamentnahen Kupfers bei den Leitern 4 und 5. Der Anteil dieser Kupferumhüllungen am gesamten Kupfer im Leiter liegt im Prozentbereich. Solange ein geringer Strom durch die einsetzende Normalleitung aus den Filamenten verdrängt wird, kann dieser zum großen Teil vom filamentumhüllenden Kupfer aufgenommen werden. Nur wenig Strom ist gezwungen die Kupfer-Nickel-Barrieren zu überschreiten, um ins Kupfer am Leitermantel zu gelangen. Der elektrische Widerstand in den Barrieren ist sehr hoch, was bei Stromübertritt zur Wärmeproduktion führt. Bei Leiter 3, der über kein filamentnahes Kupfer verfügt, muß aller Strom durch durch die Barrieren, die Wärmeproduktion ist also höher als bei den Leitern 4 und 5, in denen nur ein geringer Teil des Gesamtstroms die Barrieren überwinden muß. Bei niedrigen Stromstärken ist die Stabilität der Leiter 4 und 5 höher als die von Leiter 3 (Abb. 3-14, 3-16 und 3-18). Die kann nur auf dem Einfluß der filamentnahen Kupferhüllen zurückgeführt werden, da sich die Leiter sonst nur noch in T_c und I_c unterscheiden und beide Unterschiede einer Verschlechterung der Stabilität der Leiter 4 und 5 gegenüber Leiter 3 erwarten ließen. Entsprechend der Erhöhung der Stabilität kommt es bei den Leitern 4 und 5 zu einer Verringerung der Ausbreitungsgeschwindigkeit im Niederstrombereich (Abb. 3-14 und 3-18), was ebenfalls an der geringern Wärmeproduktion liegt. Aufgrund seines geringen Querschnitts ist die

Stromaufnahmefähigkeit des filamentnahen Kupfers begrenzt. Verläßt viel Strom die Filamente, so fließt ein großer Teil davon über die Kupfer-Nickel-Barrieren ins Kupfer des Leitermantels, nur ein geringer Stromanteil verbleibt im Kupfer um die Filamente. Der Vorteil des filamentumhüllenden Kupfers verschwindet dementsprechend bei hohen Stromstärken. Im konkreten Beispiel werden die Differenzen in der Stabilität bei hohen Stromstärken durch die unterschiedlichen kritischen Ströme dominiert. Leiter 4 und 5 sind im Bereich höherer Ströme weniger stabil als Leiter 3 (Abb. 3-16 und 3-18). Die aus den Experimenten im Vakuum gewonnenen Erkenntnisse über den Einfluß filamentnahen Kupfers innerhalb einer kompakten Kupfer-Nickel-Barriere zeigen, daß die Wärmeerzeugung in den Barrieren nicht vernachlässigbar ist. Sie muß im Modell zur Beschreibung der Experimente berücksichtigt werden.

Leiter 8 unterscheidet sich von allen anderen Leitern dadurch, daß er keinerlei hochleitfähiges Kupfer in der Matrix besitzt. Dieser Unterschied führt dazu, daß die Abhängigkeiten der kritischen Energie und der Ausbreitungsgeschwindigkeit von den variierten Eingangsfunktionen oft einen deutlich anderen Verlauf hat, als bei den Leitern, bei denen Kupfer in der Matrix vorhanden ist. Da längs des Leiters nur wenig Wärme abtransportiert werden kann, quencht Draht 8 bereits, wenn durch den Heizimpuls die Current-sharing-Temperatur (siehe 4.2.1) geringfügig überschritten wird. Da die Current-sharing-Temperatur, die im Niederstrombereich etwa gleich der kritischen Temperatur ist, sich dort kaum mit dem Strom ändert, ändert sich auch die kritische Energie kaum in Abhängigkeit vom Strom (Abb. 3-14). Dieses Verhalten ist bei kupferstabilsierten Leitern nur bei sehr hohen Strömen zu beobachten.

Mit steigendem Magnetfeld fällt bei allen Leitern die kritische Temperatur ab, was zu einer Verringerung der Stabilität führt. Bei Leiter 8 ist dies die einzige Veränderung. Bei Leitern mit Kupfer in der Matrix erhöht sich gleichzeitig noch der elektrische Widerstand, was die Stabilität zusätzlich verringert. Dies sieht man deutlich in Abb. 3-17. Die E_c(B)-Kurven der Leiter mit Kupfer in der Matrix fallen stärker ab als die Kurve von Leiter 8. Entsprechendes läßt sich auch für die Ausbreitungsgeschwindigkeit aussagen. In Abb. 3-17 besitzt die v(B)-Kurve von Probe 8 die geringste Steigung von allen.

3.3.2 Ergebnisse der Messungen im Heliumgas



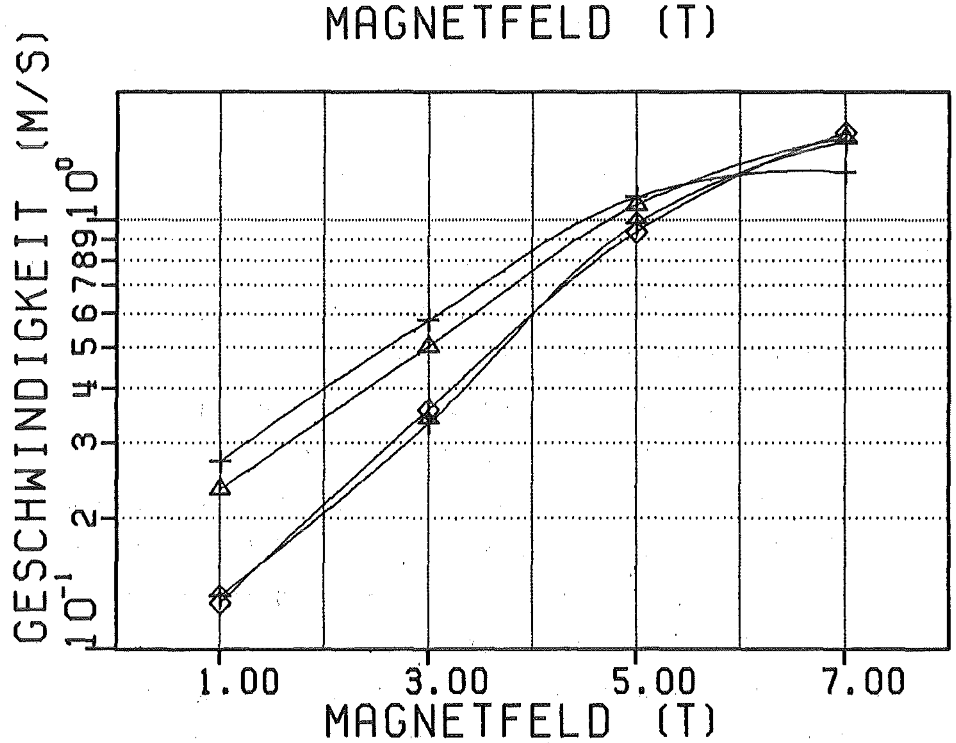


Abbildung 3-19: Gemessene kritische Energie und Ausbreitungsgeschwindigkeit im Heliumgas bei einem Druck von etwa 1hPa, bei konstanter Stromstärke von 20A und einer Ausgangstemperatur von 4,24K in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld.

Will man bei der Temperatur des flüssigen Heliums Messungen im schwach gekühlten Fall durchführen, ist Hochvakuum im Probenraum ungeeignet, da die Abkühlung nach einem Quench zu lange dauert. Also wurde der Druck auf etwa 1hPa (Heliumgas) erhöht. Bei diesem Druck ist die Kühlwirkung des Gases bereits so stark, daß in das Probengefäß auch im Hochfeldbereich bis zu 20A eingekoppelt werden können.

Die Leiter in Abbildung 3-19 lassen sich in zwei Gruppen unterteilen: die geglühten Leiter 6 und 7 und die ungeglühten 3 und 4. Im Niederfeldbereich erhöht der niedrige elektrische Widerstand der geglühten Proben deren Stabilität und verringert die Ausbreitungsgeschwindigkeit. Im Hochfeldbreich, wo die Magnetowiderstände ähnlich werden, und zudem der kritische Strom der geglühten Drähte vermindert ist, verschwindet dieser Vorteil. Kritische Energie und Ausbreitungsgeschwindigkeiten der geglühten und ungeglühten Drähte nähern sich einander an. Draht 4, mit filamentnahem Kupfer, ist nicht stabiler als Draht 3. Bei den verwendeten Stromstärken schafft das filamentnahe Kupfer keine verbesserte Stabilität. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist bei Draht 4 höher als bei Draht 3. Die Kupferhüllen um die Filamente können die Wärmeproduktion also nicht deutlich senken. Allein bei 7T ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit bei Leiter 4 geringer als bei Leiter 3. Dies könnte auf einen Einfluß der Kupferhüllen hindeuten, jedoch darf die Aussagekraft dieses alleinstehenden Meßwertes nicht überbewertet werden.

Zu den Meßergebnissen in den schwach gekühlten Fällen kann man zusammenfassend sagen, daß die Auswirkungen der unterschiedlichen Materialeigenschaften der einzelnen Drähte sich sichtbar auf die Stabilität der Drähte und das Ausbreitungsverhalten der normalleitenden Zone auswirken. Diese Materialeigenschaften sind hier vor allem die elektrische und thermische Leitfähigkeit der Matrix, sowie die kritische Temperatur und der kritische Strom des NbTi. Die Existenz filamentnahen Kupfers in Mischmatrixleitern wirkt sich nur im Niederstrombereich auf die Stabilität des Leiters aus. Dies deckt sich auch mit neuesten Messungen von Keilin und Kruglov /18/. Im Hochlastbereich ist keine Abhängigkeit der Stabilität erkennbar, allerdings scheint die Ausbreitungsgeschwindigkeit der normalleitenden Zone durch zusätzliches Kupfer an den Filamenten auch im Hochlastbereich etwas verringert zu werden. Die Beobachtungen über den Einfluß filamentumhüllender

Kupferschichten in Mischmatrixleitern führen zu der Erkenntnis, daß die Wärmeproduktion in den Kupfer-Nickel-Barrieren nicht vernachlässigt werden darf.

3.3.3 Ergebnisse der Messungen mit Badkühlung

Zur Durchführung der Messungen mit Helium-Badkühlung wird der Flansch des Vakuumbehälters geöffnet und mit Abstandshaltern dazwischen wieder zusammengeschraubt, so daß flüssiges Helium ungehindert in den Probenraum eindringen und bei einem Quench Heliumgas den Probenraum schnell wieder verlassen kann. Der Ablauf der Stabilitätsmessungen ist im Prinzip der gleiche wie bei der Messung im Vakuum, allerdings sind die Ströme deutlich höher und zur Aufzeichnung wird statt des Schreibers ein Oszillograph benötigt. Letzteres hat allerdings den Nachteil, daß die Spannung nicht mehr so empfindlich aufgelöst werden kann.

Wie bereits im schwach gekühlten Fall ist im Niederfeldbereich die Stabilität der geglühten Leiter 6 und 7 aufgrund der hohen elektrischen und thermischen Leitfähigkeit höher als die von Leiter 3 (Abb. 3-20 und 3-21). Bei höheren Feldstärken veblassen die Leitfähigkeitsunterschiede und Unterschiede im kritischen Strom werden dominant. Leiter 3 ist dort stabiler als die Leiter 6 und 7 (Abb. 3-20). Die Ausbreitungsgeschwindigkeiten der 3 erwähnten Leiter sind im Niederfeldbereich etwa gleich (Abb. 3-20 und 3-21). Wie in 3.3.1 erwähnt heben sich die Wirkungen von erhöhter elektrischer und thermischer Leitfähigkeit gegenseitig auf. Im Hochfeldbereich zeigt Leiter 3 aufgrund seines hohen kritischen Stroms geringere Ausbreitungsgeschwindigkeiten als die Leiter 6 und 7 (Abb. 3-20).

Die Leiter 4 und 5 sind durchweg instabiler als Leiter 3 und zeigen höhere Ausbreitungsgeschwindigkeiten, was beides auf die geringen kritischen Ströme zurückzuführen ist. Die filamentumhüllenden Kupferschichten wirken sich hohen Strömen nicht mehr aus. Dies zeigt im Nachhinein nochmal die Notwendigkeit des Vakuumexperimentes, bei dem der Einfluß der Kupferschichten auf die Wärmeproduktion in den Kupfer-Nickel-Barrieren beobachtet werden konnte.

Die Kühlung der Leiter im Heliumbad hängt empfindlich von deren Oberfläche ab. Der isolierte Leiter 1 zeigt höhere Ausbreitungsgeschwindigkeiten als die blanken F1000-Leiter (Abb 3-21 und 3-20). Dies ist nicht nur auf den geringeren Umfang zurückzuführen, sondern auch darauf, daß die Kühlung durch die Isolation behindert wird.

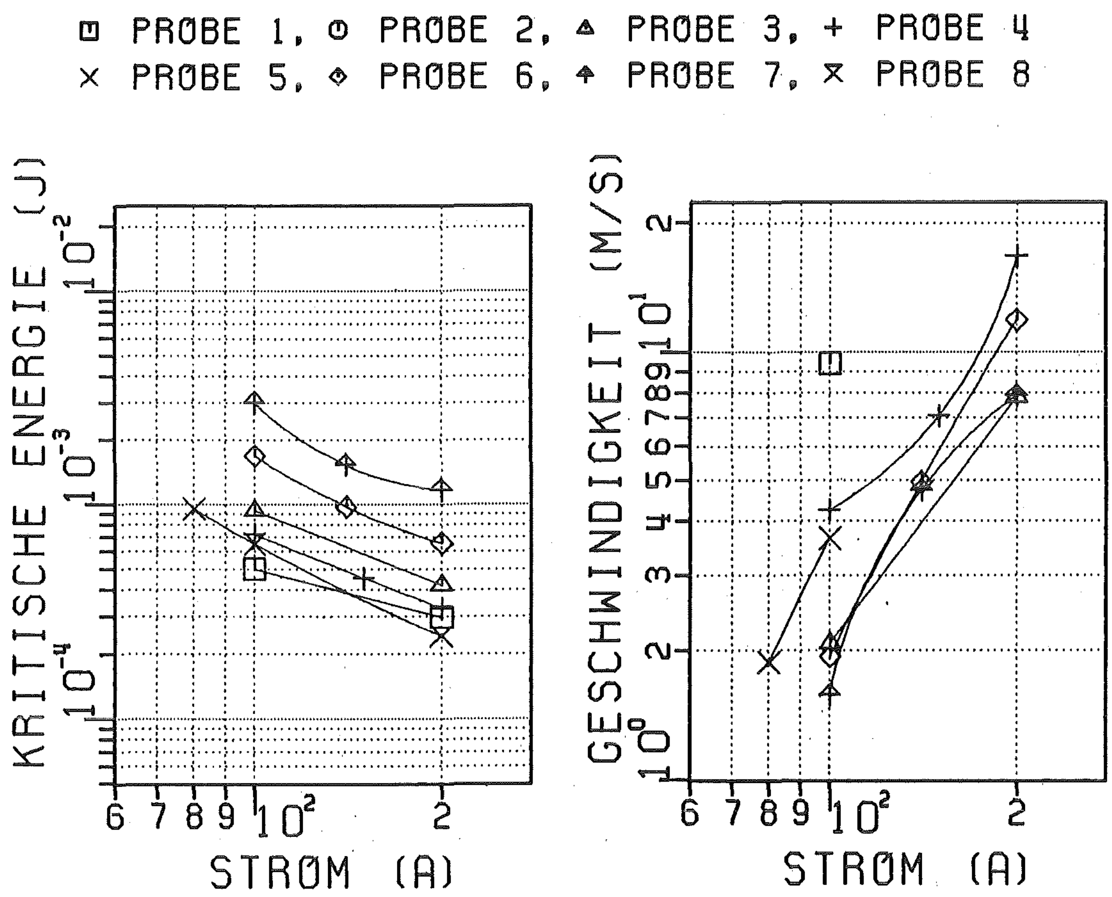


Abbildung 3-20: Gemessene kritische Energie und Ausbreitungsgeschwindigkeit im Heliumbad bei 1T in Abhängigkeit vom Strom.

Qualitativ betrachtet verhalten sich die Drähte im Heliumbad so wie erwartet. Der Einfluß der Glühungen ist sichtbar. Die Kupferhüllen um die Filamente zweier Mischmatrixleiter machen sich nicht bemerkbar, ihr Einfluß konnte nur in den Vakuumexperimeten festgestellt werden. Weitere Erkenntnisse können aus der rein qualitativen Betrachtung der Badkühlungsexperimente nicht gewonnen werden. Dies gelingt erst beim quantitativen Vergleich mit der Rechnungen.

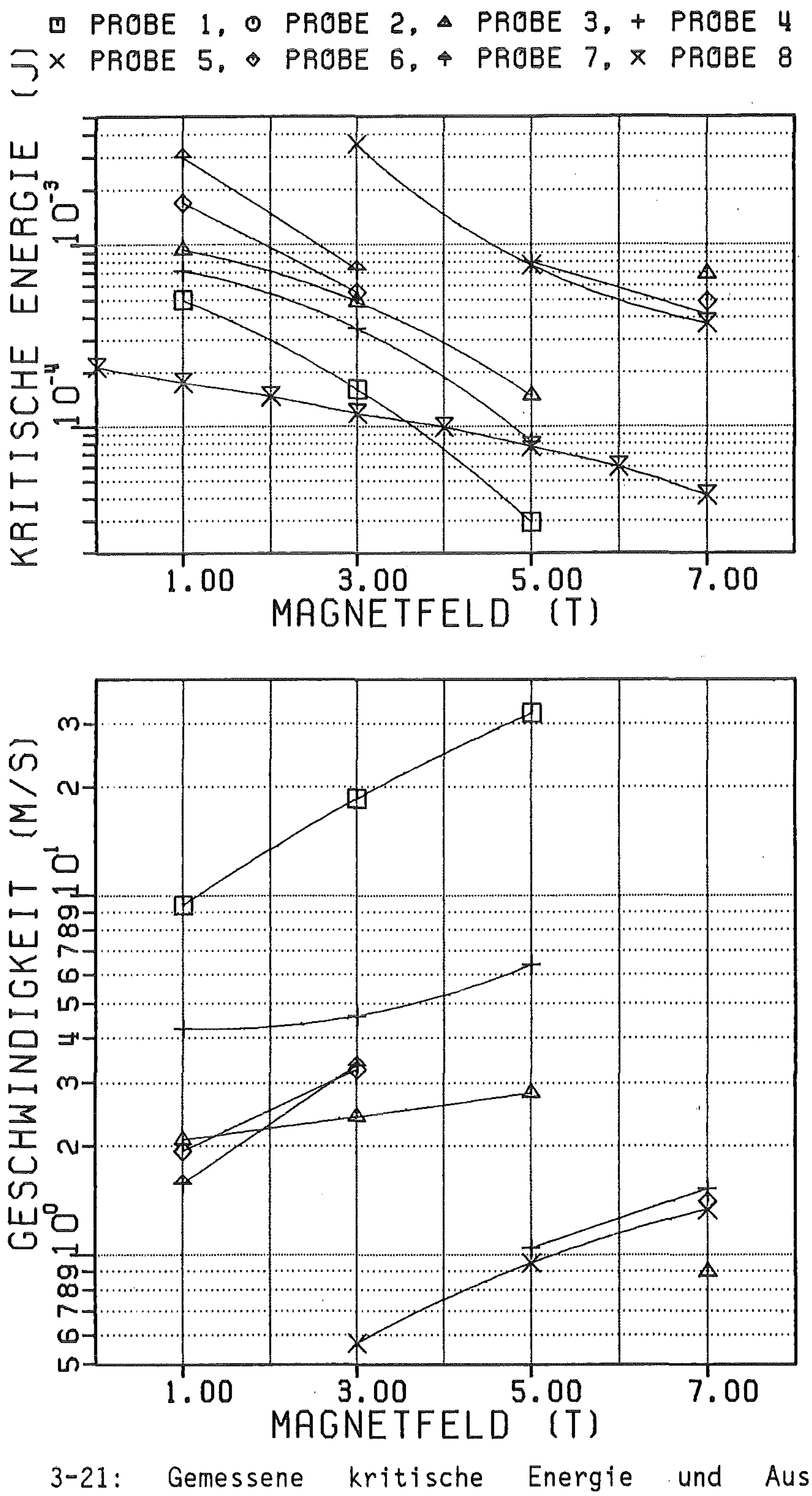


Abbildung 3-21: Gemessene kritische Energie und Ausbreitungsgeschwindigkeit im Heliumbad bei konstanter Stromstärke in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld. Der Meßstrom bei Probe 8 beträgt 10A. Die Kurven der anderen Leiter entstanden bei 100A im Niederfeldbereich und 50A im Hochfeldbereich. Der Grund für die Zweiteilung ist, daß bei den meisten Leitern der Recoverystrom bei 1T größer ist als der kritische Strom bei 7T.

4 Computersimulation

Die Stabilitätsexperimente wurden durch ein digitales Rechenprogramm unter Verwendung realer Werte für die physikalischen Größen simuliert. Die Ergebnisse der Berechnungen und der Experimente wurden miteinander verglichen. Ziel des Vergleichs war es, die Richtigkeit des Simulationsverfahrens an möglichst vielen experimentellen Daten zu überprüfen und die Grenzen des Verfahrens auszuloten.

4.1 Simulationsverfahren

Als Rechenschema für die Simulation des Experiments wurde das Jacobi-Verfahren verwendet, das dem von Nick /6/ benutzten iterativen Crank-Nicolson-Verfahren ähnlich ist, allerdings schneller konvergiert. Bei Nick wurden Zeiten von einigen zehn Millisekunden simuliert. Im vorliegenden Fall mußten jedoch reale Zeiten zwischen 100 Millisekunden und einigen Sekunden simuliert werden. Dies erhöhte natürlich die Rechenzeit erheblich. Um dennoch die Rechenzeit in erträglichen Grenzen zu halten, wurde das Rechenverfahren in zwei Punkten modifiziert, es wurde eine automatische Zeitschrittweitensteuerung und ein sich automatisch vergrößerndes Ortsgitter eingeführt. Zu diesem Zweck wurde ein völlig neues FORTRAN-77-Programm erstellt.

4.1.1 Diskretisierte Differentialgleichung

Das Anfangswertproblem

$$(4.1)\quad c(T)\bullet\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial(K(T)\bullet\partial T)}{\partial x^2} + Z(T,x,t),$$

$$T = T(x,t), \quad T(x,t=0) = T_0$$

soll numerisch gelöst werden. Das verwendete Jacobi-Verfahren beruht auf der Umwandlung der Differentialgleichung (4.1) in die Differenzengleichung

$$c \cdot \frac{T_{i,j+1} - T_{i,j}}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta x} \cdot \Big(K_+ \cdot \frac{T_{i+1,j}+T_{i+1,j+1}-T_{i,j}-T_{i,j+1}}{2 \cdot \Delta x} - K_- \cdot \frac{T_{i,j}+T_{i,j+1}-T_{i-1,j}-T_{i-1,j+1}}{2 \cdot \Delta x}\Big) + Z \tag{4.2}$$

mit

$T_{i,j} = T(x,t)$, $\quad T_{i,j+1} = T(x,t+\Delta t)$,

$T_{i\pm1,j} = T(x\pm\Delta x,t)$, $\quad T_{i\pm1,j+1} = T(x\pm\Delta x,t+\Delta t)$,

$c = (c(T_{i,j}) + c(T_{i,j+1}))/2$,

$K_+ = (K(T_{i,j}) + K(T_{i,j+1}) + K(T_{i+1,j}) + K(T_{i+1,j+1}))/4$,

$K_- = (K(T_{i,j}) + K(T_{i,j+1}) + K(T_{i-1,j}) + K(T_{i-1,j+1}))/4$,

oder

$$T_{i,j+1} = \Big(\Big(\frac{c}{\Delta t} - \frac{K_0}{\Delta^2 x}\Big) \cdot T_{i,j} + \frac{K_+}{\Delta^2 x} \cdot T_{i+1} + \frac{K_-}{\Delta^2 x} \cdot T_{i-1} + Z\Big) / \Big(\frac{c}{\Delta t} + \frac{K_0}{\Delta^2 x}\Big) \tag{4.3}$$

mit

$K_0 = (K_+ + K_-)/2$,

$T_{i+1} = (T_{i+1,j} + T_{i+1,j+1})/2$,

$T_{i-1} = (T_{i-1,j} + T_{i-1,j+1})/2$.

Die alten Temperaturen $T_{i,j}$ sind bekannt. Für die neuen Temperaturen $T_{i,j+1}$ werden, soweit sie auf der rechten Seite von (4.3) stehen, Schätzwerte eingesetzt. Heißen die Schätzwerte $T^{(n)}_{i,j+1}$, so heißen die neuen Temperaturen $T^{(n+1)}_{i,j+1}$ und ergeben sich aus den linken Seiten von (4.3). Unterscheiden sich die neuen Temperaturen zu sehr von den Schätzwerten, so werden sie zu neuen Schätzwerten, und die Iteration beginnt von Neuem. Als Kriterium hierfür wird

$$(4.4)\quad |T^{(n+1)}_{i,j+1} - T^{(n)}_{i,j+1}| < \Delta t \bullet 1K/s$$

verwendet. Die ersten Schätzwerte eines Zeitschrittes werden linear aus den Temperaturwerten des letzten Zeitschrittes extrapoliert:

$$(4.5)\quad T^{(0)}_{i,j+1} = 2\bullet T_{i,j} - T_{i,j+1}.$$

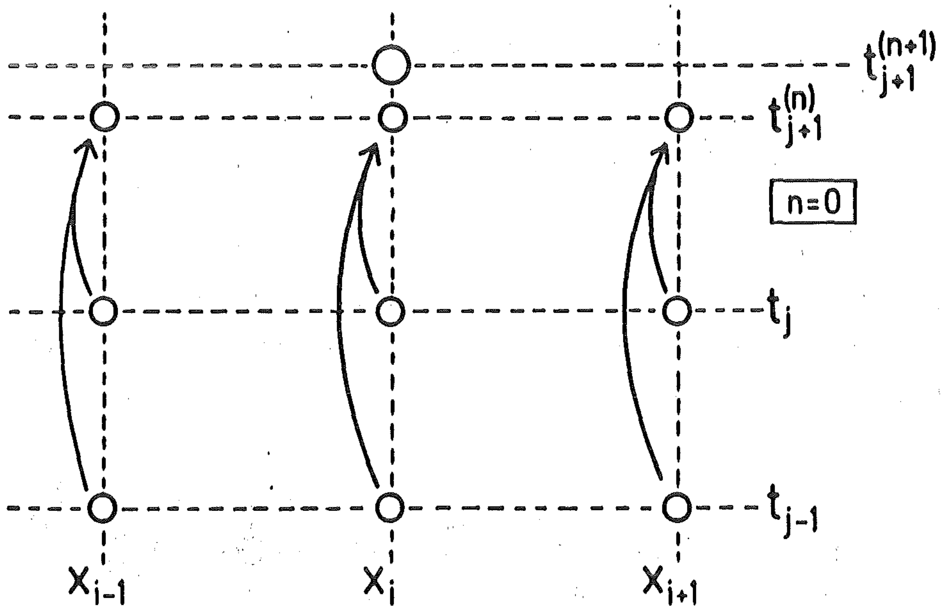


Abbildung 4-1: Ermittlung der ersten Vorschlagswerte einer neuen Zeitschicht.

Der Ablauf eines Zeitschrittes sieht nun so aus: die Temperaturverteilung zum Zeitpunkt t ist aus vorausgehenden Berechnungen bekannt. In einem neuen Zeitschritt soll die Temperaturverteilung zu einem etwas späteren Zeitpunkt t+Δt ermittelt werden. Hierzu wird anhand der bisherigen Temperaturentwicklung ein neues Temperaturprofil vorgeschlagen. Aus diesen Schätzwerten und dem bekannten Profil zur Zeit t werden neue Schätzwerte über Gleichung (4.3) berechnet. Diese dienen wiederum zur Berechnung weiterer Schätzwerte. Der Schritt von einem Schätzwertprofil zum nächsten heißt Iterationsschritt. Stimmen zwei aufeinanderfolgende Schätzwertprofile innerhalb einer vorgegebenen Grenze überein, so wird die Iteration abgebrochen. Die zuletzt gewonnenen Schätzwerte sind die Temperaturen der neuen Zeitschicht. Der Zeitschritt ist beendet, ein neuer Zeitschritt schließt sich an. Der beschriebene Ablauf ist in den Abbildungen 4-1 bis 4-3 dargestellt.

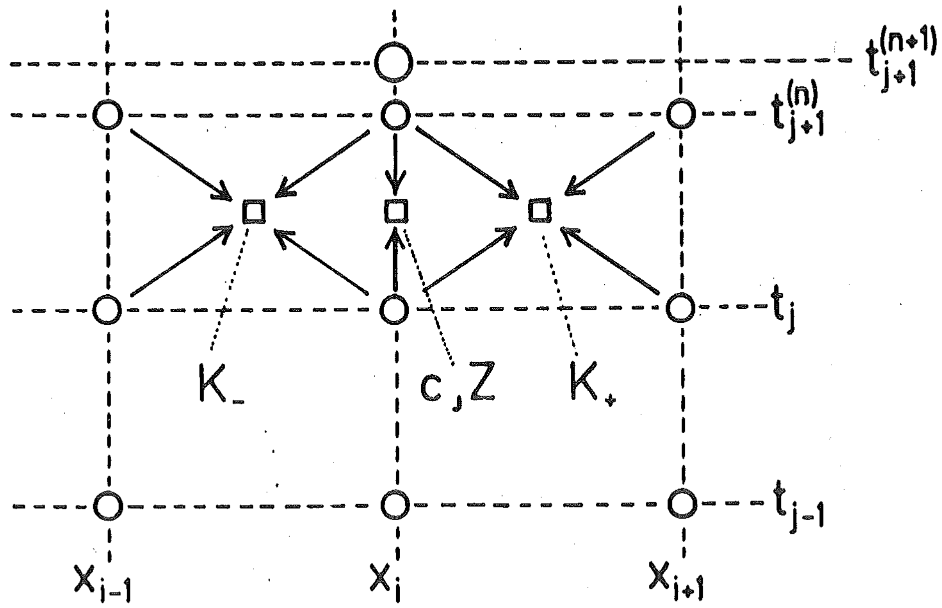


Abbildung 4-2: Ermittlung der gemittelten Werte von Wärmekapazität, Wärmeleitfähigkeit und der Quellen- und Senkenterme aus den alten und den geschätzten neuen Temperaturen.

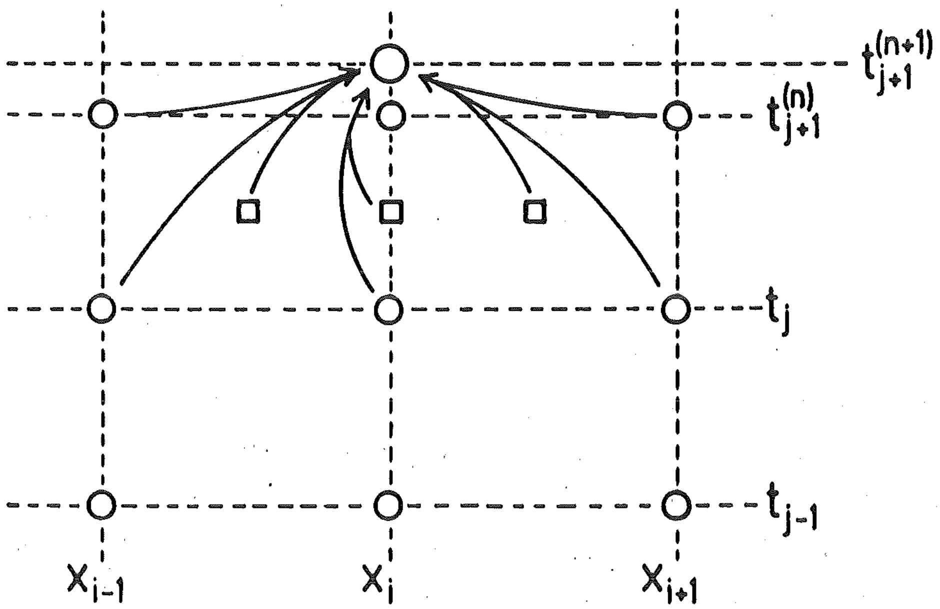


Abbildung 4-3: Ermittlung eines neuen Vorschlagwertes aus den gemittelten Eingangsfunktionen, den alten und den vorgeschlagenen Temperaturen. Charakteristisch für das Jacobi-Verfahren ist, daß der Temperaturwert $T(x_i,t_{j+1}^{(n)})$ nicht explizit in den neuen Vorschlagswert $T(x_i,t_{j+1}^{(n+1)})$ eingeht.

4.1.2 Schrittweiten

Die Differenzengleichung (4.2) lautet in abgekürzter Form und mit gemittelten Eingangsfunktionen c, K und Z

$$(4.6) \quad c \cdot \frac{\Delta T_t}{\Delta t} = K \cdot \frac{\Delta T_{x+} - \Delta T_{x-}}{\Delta^2 x} + Z$$

oder umgestellt

$$(4.7) \quad \Delta t = \frac{c}{\frac{K}{\Delta^2 x} + \frac{Z}{\Delta T_{x+} - \Delta T_{x-}}} \cdot \frac{\Delta T_t}{\Delta T_{x+} - \Delta T_{x-}},$$

wobei ΔT_t für die zeitliche Temperaturänderung steht. ΔT_{x-} und Δ_{x+} sind die links- und rechtsseitige örtliche Temperaturänderungen. Ob das Verfahren korrekt funktioniert, hängt im wesentlichen davon ab, wie sich die zeitliche Änderung der Temperatur zur Änderung der örtlichen Temperaturableitung verhält /19/. Für zu große Werte des Schrittweitenparmeters

$$(4.8) \quad r = \frac{\Delta T_t}{\Delta T_{x+} - \Delta T_{x-}}$$

steigt der Diskretisierungsfehler aufgrund der zu hohen Zeit- bzw. Temperaturschrittweite an. Die Abweichung zwischen den diskretisierten Polygonzügen und den realen glatten Eingangsfunktionen wird zu groß. Bei zu kleinen Werten von r steigt der numerische Fehler, der sich durch die Akkumulation vieler kleiner Rundungsfehler ergibt.

Gleichung (4.7) kann man nach oben abschätzen,

$$(4.9) \quad \Delta t \le \frac{r \cdot c}{\frac{K}{\Delta^2 x} + Z},$$

und erhält dadurch eine Vorschrift mit der man die Zeitschrittweite Δt aus der Ortschrittweite Δx bestimmen kann. Im Programm wird der Betrag der rechten Seite von (4.9) für alle Ortselemente bestimmt. Die neue

Zeitschrittweite ergibt sich dann aus dem Minimum dieser Beträge. Δx liegt bei den Rechnungen für die Kupfermatrixleiter im Vakuum zwischen 0,2 und 0,4cm. Für den CuNi-Matrix-Leiter muß aufgrund der niedrigen Wärmeleitfähigkeit eine möglichst niedrige Ortschrittweite verwendet werden, allerdings ist eine Ortsschrittweite, die kleiner als der Leiterdurchmesser ist, nicht sinnvoll, da dann auch die Mehrdimensionalität des Leiters berücksichtigt werden müßte. Die Ortschrittweite für Probe 8 wird also zu 0,4mm gewählt. Die Ortschrittweiten bei den Rechnungen zum Badkühlungsfall sind durchweg 0,5mm. Die für r günstigen Werte werden durch Probieren ermittelt (Abschnitt 4.1.7). Der Schrittweitenparameter r sollte zwischen 0,5 und 1,5 gewählt werden. In diesem Bereich ist der Gesamtfehler minimal und die Rechengeschwindigkeit wird maximal. Dort liegt die durchschnittliche Anzahl der Iterationen pro Zeitschritt bei 1,5.

Die Werte für Δt werden in jedem Iterationsschritt der Simulation neu bestimmt. Die Iteration wird nur dann abgebrochen, wenn sowohl die Bedingung für die Temperaturgenauigkeit (Ungleichung (4.4)) erfüllt ist, als auch wenn die Änderung der Zeitschrittweite zwischen zwei Iterationsschritten kleiner als 0,1% ist.

Durch die automatische Berechnung der Zeitschrittweite innerhalb des Programms wird die Genauigkeit und Rechengeschwindigkeit zu jedem Zeitpunkt optimiert. Insbesondere ist während des Einkoppelns des Wärmepulses die Zeitschrittweite sehr klein, wie es auch in (4.9) verlangt wird (Z ist während der Heizdauer groß). Nach dieser Zeit wird in großen Schritten weitergerechnet. Bei Benutzung eines äqidistanten Zeitschrittweitengitters müßte ein Kompromiß zwischen der für die Einkopplungszeit und der Zeit danach jeweils optimalen Zeitschrittweiten gefunden werden. Dieser Kompromiß, so gut er auch sein mag, geht immer zu Lasten der Rechengeschwindigkeit und der Genauigkeit.

Zusätzlich zur automatischen Zeitschrittweitensteuerung wird die Größe des Ortsgitters automatisch der sich ausbreitenden normalleitenden Zone angepaßt. Die weit vom Heizer entfernt liegenden Ortselemente spüren zu Beginn noch keine Temperaturerhöhung. Deshalb werden sie nicht in die Berechnungen mit einbezogen. Erst wenn die Zone erhöhter Temperatur sich ausbreitet, werden die Grenzen des Ortsgitters erweitert (Abb. 4-4).

Dabei wird der Rand des Ortsgitters immer dann nach außen geschoben, wenn im Abstand von 10 Ortselementen in Richtung Heizer die Temperatur um 1mK über die Ausgangstemperatur steigt. Die Ortsgittererweiterung erfolgt bis zu einem Maximalwert, der größer ist, als die Länge der Spannungsmeßstrecke am Probendraht.

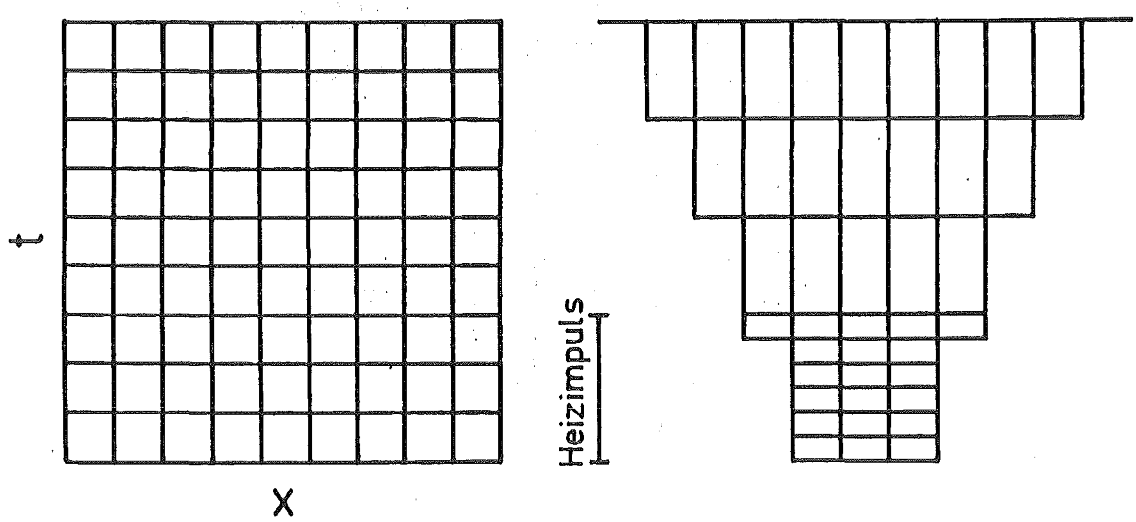


Abbildung 4-4: Links: Diskretisierungsgitter mit konstanter Ausdehnung in x-Richtung und konstanter Zeitschrittweite. Rechts: Diskretisierungsgitter mit automatischer Aufblähung in x-Richtung und variabler Zeitschrittweite.

Die Eingangsfunktionen c, K und Z, die dem Programm vorgegeben werden, sind zum Teil abschnittweise zusammengesetzt. An den Schnittstellen sind manche nicht stetig, viele nicht stetig differenzierbar. Erreicht die Temperatur in einem Ortselement oder die Zeit, bei zeitabhängigen Eingangsfunktionen, eine solche Schnittstelle, so gelingt es dem Programm oft nicht zu konvergieren, d.h. die Iteration erfolgreich zu Ende zu führen. Von zwei aufeinanderfolgenden Iterationsschritten führt einer auf eine Temperatur jenseits der Nahtstelle und der andere diesseits. Beide Temperaturen unterscheiden sich so sehr, daß keine Konvergenz möglich ist. Um dieser Situation zu entrinnen, wird der Schrittweitenparameter r verkleinert, das führt auf kleinere Zeitschrittweiten. Ist wieder keine Konvergenz zu erreichen, wird r erneut verkleinert, bis die Iteration konvergiert. In der Praxis wirkt sich das so aus, daß wenn bei Konvergenzproblemen an der Schnittstelle einmal die Schrittweite halbiert wird. Im nächsten Zeitschritt wird die Stelle problemlos überquert. An besonders schwierigen Stellen kann eine erneute Schrittweitenhalbierung notwendig sein (siehe Abb. 4-5).

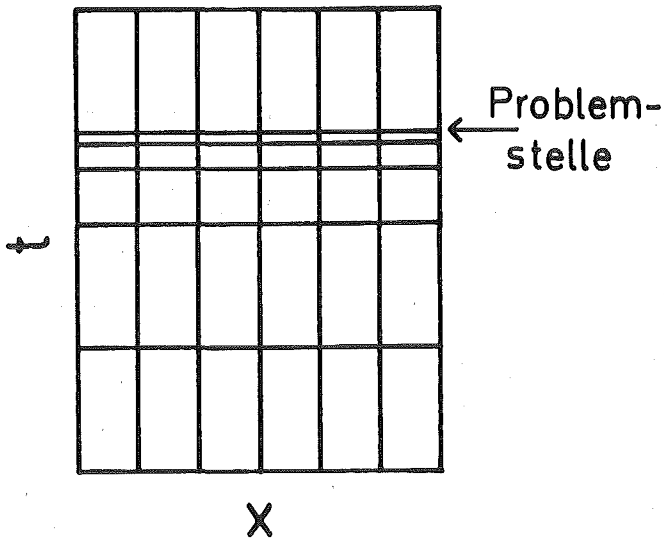


Abbildung 4-5: Herantasten des Programms an eine Problemstelle, eine unstetige oder nicht stetig differenzierbare Nahtstelle einer Eingangsfunktion. Zur Verdeutlichung wurde die Schrittweite mehrmals verkleinert. Im allgemeinen wird die Stelle nach einer einzigen Halbierung mit einem normal großen Schritt überquert.

4.1.3 Randbedingungen

Die Anzahl der Ortselemente, in die der zu simulierende Leiter zerlegt wird, ist begrenzt, da die Rechenzeit mit der Anzahl der Ortselemente ansteigt. An den Grenzen des Ortsbereiches müssen der physikalischen Wirklichkeit entsprechende Randbedingungen programmtechnisch realisiert werden. Da es sich bei dem betrachteten Experiment um einen symmetrischen Vorgang bezüglich des Heizerortes handelt, braucht die Berechnung der Temperaturen nur in einer Richtung bezüglich des Heizers erfolgen. Die Temperaturen auf der anderen Seite des Heizers ergeben sich durch Spiegelung an der Heizermitte. In der Praxis genügt die symmetrische Randbedingung

$$(4.10)\quad T(x_{-1},t) = T(x_1,t),$$

die für alle Zeiten t eingesetzt wird.

An der anderen Berandung des Ortselementbereiches soll sich der Temperaturverlauf möglichst so entwickeln, als ob dort überhaupt kein Rand wäre, d.h. der scheinbare Rand sehr weit entfernt wäre (unendliche Randbedingung). Zu diesem Zweck wird der Randpunkt T_{N+1} (=$T(x_{N+1},t)$ als Mischung aus linearer und quadratischer Fortsetzung errechnet. Bei linearer Fortsetzung,

$$(4.11)\quad T_{N+1}^{lin} = 2\bullet T_N - T_{N-1}$$

d.h. bei Erhalt der Ortsableitung des Temperaturverlaufs neigt das Verfahren dazu, die örtliche Ableitung der Temperatur am Rand dem Betrag nach zu erhöhen, da für $T_N - T_{N+1}^{lin}$ ein höherer Wert eingesetzt wird, als bei echt unendlich entferntem Rand zu erwarten wäre. Bei quadratischer Fortsetzung

$$(4.12)\quad T_{N+1}^{quad} = 3\bullet T_N - 3\bullet T_{N-1} + T_{N-2},$$

d.h. bei Erhalt der Krümmung des Temperaturverlaufs tritt das Gegenteil auf. Das Verfahren neigt dazu, die Ortsableitung am Rand dem Betrag nach zu verkleinern. Die gleichverteilte Mischung

$$(4.13)\quad T_{N+1} = \tfrac{1}{2}\bullet(T_{N+1}^{lin} + T_{N+1}^{quad})$$

aus beiden Bedingungen setzt den Rand fort, ohne den Verlauf der Temperatur im Randbereich zu sehr zu verfälschen.

4.1.4 Eindimensionale Näherung

Bei den verwendeten kleinen Drahtquerschnitten ist zu erwarten, daß der Strom sich in genügend kurzer Zeit homogen im Kupfer der Matrix verteilt hat. Die magnetische Diffusionszeit $\tau_{mag} = l^2\mu_0/4\rho$ im Kupfer liegt bei den verwendeten Leitern unterhalb vom 10µs (l ist die durch Diffusion zu überwindende Länge). Bei maximalen Ausbreitungsgeschwindigkeiten von etwa

6m/s bei den F1000-Drähten ist die Länge der Stromdiffusionszone längs des Leiters kleiner als 60µm. Dieser Wert liegt mehr als eine Größenordnung unter der Länge des Current-sharing-Bereichs bei der Quenchausbreitung. Die magnetische Diffusionszeit für das Matrixmaterial Kupfer-Nickel liegt im Nanosekundenbereich, kann also ebenfalls vernachlässigt werden. Hierbei sei noch bemerkt, daß der Umverteilungsweg des Stroms quadratisch in die magnetische Diffusionzeit eingeht, daß also bei größeren Leiterquerschnitten die Trägheit der Stromumverteilung rasch an Bedeutung gewinnt. Bei dem von Nick in den Stabilitätsexperimenten verwendeten Leiter beträgt die magnetische Diffusionszeit bereits 300µs, bei einer Ausbreitungsgeschwindigkeit von 6m/s beträgt die Länge der Stromdiffusionszone 1,8mm. Der Strom fließt in dieser Zone in einem Teil des zur Verfügung stehenden Kupferquerschnitts. Die dort deshalb zusätzlich freiwerdende Wärmeleistung dürfte m.E. die Ausbreitungsgeschwindigkeit bereits spürbar beeinflussen.

Die thermische Diffusionszeit $\tau_{th} = l^2c/4K$ beträgt im Kernbereich der Drähte 3, 6 und 7 bei etwa 100µs (T=8K), was bei einer Ausbreitungsgeschwindigkeit von maximal 3m/s bei diesen Leitern bedeutet, daß die Front der normalleitenden Zone bereits 0,3mm zurückgelegt hat, bevor sich die Temperatur quer zur Leiterachse ausgeglichen hat. Bei den Drähten 4 und 5 ist zwar die Ausbreitungsgeschwindigkeit höher, jedoch ist dort im Kernbereich Kupfer vohanden, was τ_{th} etwas erniedrigt. Der Maximalwert des Produktes $\tau_{th} \cdot v_Q$ dürfte auch hier 0,3mm nicht übersteigen. Dieser Wert liegt noch um eine Größenordnung unter der Länge der Current-sharing-Zone (siehe 4.1.5.2) und ist kleiner als die Ortschrittweite im Rechenprogramm, so daß die eindimensionale Näherung noch gerechtfertigt ist. Für größere Mischmatrixleiter mit ähnlichem Aufbau müßte die endliche Geschwindigkeit der thermischen Querdiffusion allerdings berücksichtigt werden. Die thermischen Diffusionszeiten im Matrixkupfer sind gegenüber denen im CuNi zu vernachlässigen.

Die obigen Überlegungen sind nur für den Heliumbadkühlungsfall von Interesse. Bei den geringen Stromstärken, die im Fall schwacher Kühlung nur verwendet werden konnten, laufen die Vorgänge so langsam ab, daß Querdiffusionsprozesse vollständig vernachlässigt werden können.

4.1.5 Quellenterme

Die Funktion Z in Gleichung (4.1) steht für die Summe aller Energiequellen Q und Senken P (q = Leiterquerschnitt)

$$(4.14)\quad Z(T,x,t) = Q(T,dT/dx,x,t)/q - P(T,x,t)\cdot\pi\cdot d/q.$$

Die Heizleistung Q pro Drahtlänge setzt sich aus drei Anteilen zusammen, der Energieerzeugung Q_l durch den Leiterstrom im Kupfer, der Heizung Q_B in den Kupfer-Nickel-Barrieren und der mit dem Kurzzeitheizer zugeführten Heizleistung Q_h:

$$(4.15)\quad Q(T,x,t) = Q_l(T) + Q_B(T,dT/dx) + Q_h(x,t).$$

4.1.5.1 Längswiderstand

Die Eigenheizung des Leiters pro Längenstück aufgrund des Längswiderstandes ergibt sich aus dem Matrixstrom I_m (siehe Abschnitt 4.2.1) und dem effektiven elektrischen Widerstand ρ^* (pro Leiterlänge) parallel zur Leiterachse

$$(4.16)\quad Q_l(T) = I_l\cdot I_m(T)\cdot\rho^*.$$

4.1.5.2 Querwiderstand

Die Auswertung der Stabilitätsexperimente im Vakuum zeigt, daß bei niedrigen Strömen die Mischmatrixleiter, die um die NbTi-Filamente eine zusätzliche Kupferschicht besitzen, stabiler sind als Leiter, bei denen diese Schicht fehlt. Dies führt zu der Überlegung, daß die Wärme, die beim Übertritt des Stroms durch die Kupfer-Nickel-Barriere entsteht, nicht zu vernachlässigen ist. Bei Leitern mit kupferumhüllten Filamenten ist der Strom im Niederstrombereich nicht gezwungen die Barriere zu überschreiten, was sich in erhöhter Stabilität niederschlägt.

An der Front der normalleitenden Zone existieren zwei ausgezeichnete Punkte x_c und x_{cs} an denen die Temperatur im Leiter gerade gleich der kritischen Temperatur T_c bzw. gleich der Current-sharing-Temperatur T_{cs} ist ($T_c=T(x_c)$, $T_{cs}=T(x_{cs})$). Da sich die betrachteten Vorgänge bei den untersuchten Leitern in Zeiten abspielen, die lang im Vergleich zur magnetischen Diffusionszeit τ_{mag} sind, kann man zu jedem Zeitpunkt von einer quasistationären Stromverteilung im Leiter ausgehen. In der Current-sharing-Zone zwischen x_{cs} und x_c geht der gesamte Leiterstrom aus den Filamenten durch die CuNi-Barriere in das Matrixkupfer über und fließt dann im gesamten Kupferquerschnitt weiter. Nimmt man zwischen x_{cs} und x_c einen linearen Temperaturverlauf an, so tritt der Strom dort mit konstanter Stromdichte in der Barriere in das Kupfer über. Die Ermittlung des Querwiderstandes, der sich beim Quench dem in die Matrix übertretenden Strom entgegensetzt, stellt ein besonderes Problem dar. Die Dicke der Schichten, die der Strom überwinden muß, hängt in starkem Maß von der Stromverteilung im Leiter vor dem Quench ab. Diese Verteilung ist leider nicht bekannt, vereinfachend wurde eine Gleichverteilung angenommen. Der Widerstand ist natürlich deutlich von der Leitergeometrie abhängig. Am Beispiel der verwendeten F1000-Supraleiter (Nr. 3 bis 7) wird eine Näherungslösung zur Bestimmung des Querwiderstandes vorgestellt:

Die Kupferseele der F1000-Leiter stellt nur einen geringen Anteil am gesamten Matrixkupfer des Leiters, ihre Existenz wird in der folgenden Herleitung vernachlässigt. Der Radius des aus Kupfer-Nickel und Niob-Titan bestehenden Kern des Leiters sei r_K. Der Gesamtstrom I_1 tritt auf der Länge l_{cs} aus den Filamenten in die Matrix über. $l_{cs}=|x_{cs}-x_c|$ ist die Länge der Current-sharing-Zone. Die Stromdichte j im Kernbereich ist im supraleitenden Zustand

(4.17) $j = I_1/(\pi \cdot r_K^2)$

Innerhalb eines gedachten Zylinders mit Radius r tritt der Strom $j \cdot \pi \cdot r^2$ aus den NbTi-Filamenten aus. Beim Durchfließen der Zylindermantelfläche mit der Dicke dr und der Oberfläche $2 \cdot \pi \cdot r \cdot l_{cs}$ wird die elektrische Leistung

(4.18) $dW = (j \cdot \pi \cdot r^2)^2 \cdot \rho_{eff}/(2 \cdot \pi \cdot r \cdot l_{cs}) \cdot dr$

frei. Der Kernbereich des Leiters besteht zu etwa einem Drittel aus Kupfer-Nickel. Die NbTi-Filamente, die den zunächst in ihnen fließenden Strom verdrängen, nehmen keinen zusätzlichen Strom quer zur Leiterachse mehr auf, dieser muß voll vom Kupfer-Nickel-Material getragen werden. Die Näherung vernachlässigt die Normalleitungs-Leitfähigkeit des NbTi gegenüber der des CuNi. Es ist $\rho_{eff} = 3 \cdot \rho_{CuNi}$. Nach der Integration von 0 bis r_K ergibt sich die im Kern dissipierte Leistung zu

(4.19) $W_B = 3 \cdot I_1^2 \cdot \rho_{CuNi}/(8 \cdot \pi \cdot l_{cs})$, $\qquad Q_B = W_B/l_{cs}$,

sie ist in diesem speziellen Fall unabhängig vom Radius des CuNi-NbTi-Kerns. Spaltet man den Leiter in n_K gleiche Kerne auf, die alle von ausreichenden Kupferschichten umgeben sind, wie es bei Leiter 2 der Fall ist, so ergibt sich die Barrierenleistung, wie man durch Einsetzen in (4.19) sieht, zu

(4.20) $W_{B,n_K} = W_B/n_K$.

Durch Aufteilung des Leiterkerns in mehrere Einzelkerne kann also die Barrierenleistung deutlich reduziert werden.

Die in der Current-sharing-Zone im Kupfer freigesetzte Leistung ergibt sich durch Integration von (4.16) über l_{cs}:

(4.21) $W_1 = I_1^2 \cdot \rho^* \cdot l_{cs}/2$.

Der Quotient aus beiden Leistungen ist eine leiterabhängige Konstante λ^2 geteilt durch das Quadrat der Länge der Current-sharing-Zone:

(4.22) $W_B/W_1 = \lambda^2/l_{cs}^2$.

Der Wert der Konstanten λ beträgt bei Probe 3 im mittleren Magnetfeld etwa 0.6cm. Ist die Länge der Current-sharing-Zone gleich λ, so ist die Wärmeentwicklung aufgrund des Querwiderstandes der CuNi-Barriere genauso groß ist wie die Wärmeentwicklung aufgrund des Längswiderstandes des Kupfers. Mit Hilfe des Rechenprogramms wurde festgestellt, daß die Länge der Current-sharing-Zone im Badkühlungsfall bis auf 0,2cm absinken kann, was heißt, daß die Wärmeleistung in der Barriere neunmal so hoch ist wie die im Kupfer. Bei Leitern mit Kupfer-Nickel-Barrieren in der Matrix muß also der Querwiderstand der Barrieren in der Berechnung der Stabilität und insbesondere der Ausbreitungsgeschwindigkeit unbedingt herangezogen werden.

Schließlich sei noch darauf hingewiesen, daß die Wärmeproduktion durch den Querwiderstand ein sich selbst verstärkender Vorgang ist. Erhöhte Wärmeproduktion an der normalleitenden Front führt zu einer Verkürzung der Current-sharing-Zone, die Verkürzung der Current-sharing-Zone wiederum führt zu einer Erhöhung des Querwiderstandes und somit zu einer Erhöhung der Barrierenleistung. Die Erhöhung des Querwiderstandes führt also zu einer überproportionalen Erhöhung der Barrierenleistung und damit zu einer entsprechend erhöhten Ausbreitungsgeschwindigkeit.

Im Rechenprogramm wurde die Barrierenleistung im Badkühlungsfall in allen Berechnungen berücksichtigt. Die Rechnungen wurden an den nicht isolierten Leitern 3 bis 7 durchgeführt. Die Leiter 4 und 5 besitzen zwar filamentnahes Kupfer, jedoch ist dessen Menge so gering, daß es bei den hohen Stromstärken im Badkühlungsfsall keinen Effekt auf die Barrierenleistung macht. Im schwach gekühlten Fall wurde die Barrierenleistung bei den Leitern 1, 3, 6 und 7 berücksichtigt. Leiter 1 besitzt zwar laut Herstellerangaben nur Kupfer als Matrixmaterial, jedoch zeigte sich bei der Anteilsbestimmung der Materialien, daß etwa 6% des Leitervolumens aus verunreinigtem Kupfer bestehen mußte. Dieses hochresistive Kupfer wurde im Programm wie eine Kupfer-Nickel-Barriere um die NbTi-Filamente simuliert. Bei Leiter 2, der 19 NbTi-CuNi-Kerne enthält, wurde die Barrierenleistung in den Rechnungen aufgrund der in (4.20) dargestellten Zusammenhänge vernachlässigt. Die Leiter 4 und 5 besitzen Kupfer direkt an den Filamenten, was bei den geringen Strömen im schach gekühlten Fall einen Großteil des Gesamtstroms tragen kann, so daß der Strom nicht zum Überschreiten der Barriere gezwungen wird. Bei Leiter 8 kann der Querwiderstand im Verhältnis zum Längswiderstand des Leiters vernachlässigt werden.

4.1.5.3 Kurzzeitheizer

Der Kurzzeitheizer am Probendraht wird im Programm als fester Bestandteil des Leiters angesehen, die in ihm erzeugte Wärmemenge geht ohne Zeitverlust in den Probendraht über. Allerdings erhöht sich die Wärmekapazität des Probendrahtes am Heizerort um die des Heizers. Draht und Heizer sind ein gemeinsames Wärmereservoir. Die Berücksichtigung der Wärmekapazität des Heizers ist unbedingt notwendig, da diese hier größer ist als die des von ihm umschlossenen Drahtstücks.

Die Ortsschrittweite Δx im Programm muß immer kleiner sein als die Heizerlänge. Randzonen des Heizers, die kein ganzes Ortselement überdecken, werden diesem Ortselement anteilig zugerechnet, dies gilt sowohl für die eingekoppelte Energie (siehe Abb. 4-6) als auch für die Wärmekapazität.

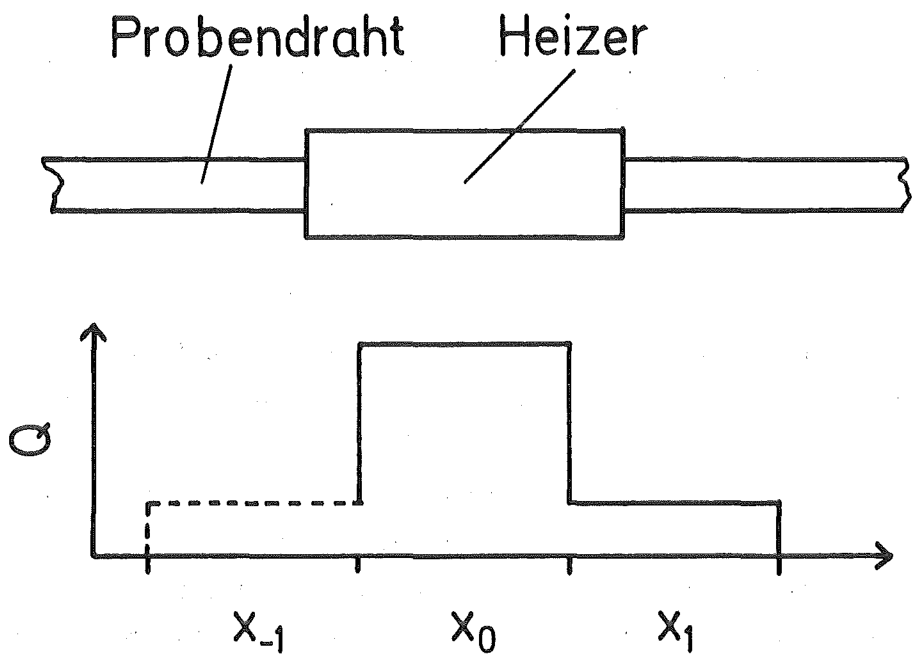


Abbildung 4-6: Verteilung der Heizleistung Q auf die Ortselemente im Heizerbereich. Ortselement x_0 liegt ganz unterhalb des Heizers und erhält die volle Heizleistung. Orstelement x_1 wird nur zu einem Viertel vom Heizer überdeckt, erhält also auch nur ein Viertel der Heizleistung. Das Ortselement x_{-1} ensteht durch Spiegelung von x_1 am Ursprung (symmetrische Randbedingung).

Die Heizung erfolgt durch einem Rechteck-Stromimpuls, der im Heizdraht ohmsch Wärme erzeugt. Die externe Heizleistung pro Längeneinheit beträgt

$$(4.23)\quad Q_h(x,t) = E_h/(t_h \cdot l_h), \quad -l_h/2 \le x \le l_h/2, \quad 0 \le t \le t_h,$$

$$Q_h(x,t) = 0, \qquad \text{sonst.}$$

Aufgrund der Diskretisierung im Programm wird dem Heizerbereich während einer Zeitspanne t_h in jedem Zeitschritt die Energie

(4.24) $\Delta E = E_h \bullet \Delta t / t_h$

zugeführt, bis t_h erreicht ist. Beim Überschreiten von t_h wird in diesem Zeitschritt nur der verbleibende Energieanteil

(4.25) $\Delta E = E_h \bullet (t_h - t) / t_h$

eingekoppelt. Dabei ist E_h die Gesamtheizenergie, t_h die Heizzeit und t die Zeit zu Beginn des Zeitschrittes.

4.1.6 Kühlung

Mit dem Rechenprogramm werden zwei Kühlbedingungen simuliert. Im ersten Fall befindet sich der Leiter im Vakuum, Wärmetransport quer zum Leiter findet nur in den Probenhalter statt. Die Wärmestrahlung liegt um Größenordnungen darunter. Im Programm wurde angenommen, daß die übertragene Leistung proportional zu den Temperaturdifferenzen zwischen den Ortselementen des Drahtes und des Halters ist. Der Proporionalitätsfaktor h wurde experimentell bestimmt (siehe Abschnitt 3.2.5).

Die abgeführte Energie heizt den GFK-Halter auf. Die Wärmeleitfähigkeit des GFK-Halters wurde im Rechenprogramm vernachlässigt, gegenüber der des Kupfers ist sie minimal. Jedes Ortselement des Drahtes steht mit genau einem Ortselement des Halters in Verbindung. Wärmeaustausch zwischen den Ortselementen des Halters findet nicht statt. Beide GFK-Halter-Typen werden im Rechenprogramm gleichartig simuliert. Diese vereinfachende Beschreibung des Probenhalters ist für schnelle Prozesse gut geeignet, verliert allerdings um so mehr an Güte, je langsamer die Prozesse ablaufen, da dann die Wärmeleitung im Halter spürbar wird.

Im Heizerbereich liegt der Draht nicht auf dem Probenhalter auf, da dort ein Loch aus dem Probenhalter herausgefräst wurde. In diesem Bereich erfolgt kein Wärmefluß vom Probendraht in den Probenhalter. Im Programm sind die voll innerhalb des Lochs liegenden Ortselemte des Leiters nicht gekühlt (Ausnahme: Badkühlung). Das Ortselement, das teilweise auf dem Halter aufliegt, wird vermindert gekühlt, entsprechend dem Längenanteil, der mit dem Halter in Kontakt ist.

Die zweite simulierte Kühlbedingung ist Helium-Badkühlung bei 4,24K. Dort gibt es einen kompliziert aufgebauten Term für die ins Helium übertragene Leistung. Diese Funktion wird in Abschnitt 4.2.5 erläutert. Im Vergleich zum Wärmeübergang in das Helium ist der in den Probenhalter zu vernachlässigen.

Im Vergleich zum Probendraht besitzt der Heizer eine große Oberfläche. Am Ort des Heizers ist also im Badkühlungsfall die Wärmeabfuhr ins Helium erhöht. Im Programm wurde der benetzte Umfang im Heizerbereich gleich dem Umfang des Heizers gesetzt. Draht und Heizer werden im Programm als homogene Einheit angesehen.

4.1.7 Test des numerischen Verfahrens

Das Jaccbi-Verfahren wurde mit der eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung unter verschiedenen Rand- und Anfangsbedingungen geprüft /19/. Getestet wurde hier deshalb nicht das Verfahren selbst, sondern vielmehr die ausgearbeitete Implementierung, das konkrete Programm. Die Ergebnisse der numerischen Rechnung wurden in zwei einfachen, analytisch noch lösbaren Fällen mit der analytischen Lösung verglichen. Dies gibt keine Sicherheit dafür, daß das Programm auch schwierige Fälle wie etwa nicht stetig differenzierbare Eingangsfunktionen korrekt behandelt, stellt jedoch sicher, daß keine den Kern des Verfahrens berührenden Programmierfehler vorliegen.

Im ersten Fall wurde die Wärmeleitungsgleichung ohne Quellen und Senken mit temperaturunabhängiger Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität simuliert. Dieser Fall läßt sich mit unterschiedlichsten Rand- und Anfangsbedingungen analytisch behandeln. Das Rand- und Anfangswertproblem

$$(4.26)\quad c\bullet\partial T/\partial t = K\bullet\partial^2 T/\partial x^2,\quad K = \text{const.},\ c = \text{const.},$$
$$T(x,t{=}0) = a_1 + a_2\bullet\cos(a_3\bullet x),\quad T(x{=}\pm\pi/(2\bullet a_3),t{>}0) = 0$$

hat die Lösung /19/

$$(4.27)\quad T(x,t) = a_1 + a_2\bullet\exp(-a_3^2\bullet(K/c)\bullet t)\bullet\cos(a_3\bullet x).$$

Nach Einsetzen an das Experiment angelehnter Werte (K=10W/(cm•K), c=10mJ/(cm³•K), a_1=4K, a_2=6K, a_3=π/100cm) wurde die numerische Lösung mit der analytischen Lösung verglichen. Nach einer Sekunde simulierter Realzeit betrug der größte Fehler 0,07K, bei einem Schrittweitenparameter von r=1. Bei Verwendung höherer Ausgangstemperaturen und längeren Simulationszeiten ergeben sich Fehler im Bereich mehrerer Zehntel Kelvin. Wendet man Parameter r<0,25 an, so divergiert der Fehler schnell aufgrund der Zunahme der Rundungsfehler. Für Parameter r>2 wird der Gesamtfehler konstant, d.h. der Diskretisierungsfehler wächst in diesem einfachen Fall nicht mit steigendem r. Wendet man reale Eingangsfunktionen K und c an, und berücksichtigt man Wärmeerzeugung und Wärmeabfuhr, so divergiert der Diskretisierungsfehler für r>2. Dies ist daran zu erkennen, daß das Programm völlig unsinnige Lösungen (Oszillationen) liefert. Der Parameter r sollte also zwischen 0,25 und 2 gewählt werden.

Der zweite Fall ist eine Näherung für die Versuchsbedingungen bei der Bestimmung des Wärmeübergangs in den Probenhalter. Bei diesem Experiment wurde die gesamte Probe zuerst auf eine konstante Temperatur gebracht und dann wurde schlagartig Strom eingeschaltet. Die Wärmeleitfähigkeit kann beliebig angesetzt werden, da überall gleiche Temperatur herrscht. Die Differentialgleichung lautet dann unter Vernachlässigung der Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes und der elektronischen spezifischen Wärme

$$(4.28)\quad \beta^{*}\bullet T^{3}\bullet dT/dt = \rho^{*}\bullet I^{2} - h^{*}\bullet(T-T_{0}),\qquad T(t=0) = T_{0},$$

$$h^{*} = h\bullet\pi\bullet d_{I},\quad \beta^{*} = \langle\beta\rangle\bullet q,\quad \rho^{*} = \langle\rho\rangle/q.$$

Dabei sind $\langle\beta\rangle$ und $\langle\rho\rangle$ die Mittelwerte der Koeffizienten des Phononenanteils der spezifischen Wärme bzw. der spezifischen Restwiderstände der Leitermaterialien. h ist der Wärmeübergangskoeffizient zum Probenhalter, d_I der Drahtdurchmesser und q der Drahtquerschnitt. Die Lösung des Anfangswertproblems lautet

(4.29) $t(\vartheta) = -\beta^{*}\bullet\theta^{3}/h^{*}\bullet(\vartheta^{3}/3 + \vartheta^{2}/2 + \vartheta + \ln|1-\vartheta|) - t_{0}$,

$$\theta = \rho^{*}\bullet I^{2}/h^{*} + T_{0}, \quad T = \theta\bullet\vartheta, \quad t(T_{0}/\theta)=0 \implies t_{0}.$$

Für β^{*} und $\rho^{*}(B)$ wurden realistische Werte von Probe 6 eingesetzt, h wurde ebenfalls im realistischen Bereich variiert. Die Wärmeleitfähigkeit K wurde einmal zu Null und einmal mit realen Werten angesetzt. Nach einer simulierten Realzeit von 3 Sekunden und Endtemperaturen um 30K lag die Differenz zwischen analytischer und numerischer Rechnung bei 0,1K.

4.2 Eingangsdaten fuer die Simulation

Soweit die für die Simulation erforderlichen Materialparameter nicht direkt gemessen oder aus Messungen abgeleitet werden konnten, wurden sie aus der Literatur entnommen. Die Herkunft der Daten und die Art der Implementierung im Rechenprogramm soll im folgenden erläutert werden.

4.2.1 Kritische Größen des Supraleiters

Bei den kritischen Größen des Supraleiters handelt es sich um Stromstärke, Magnetfeld und Temperatur, bei denen das Material vom normalleitenden Zustand in die Supraleitung wechselt und umgekehrt. Der kritische Strom und die kritische Temperatur wurden experimentell bestimmt, das kritische Magnetfeld wurde aus den Daten der kritischen Temperatur extrapoliert (siehe Kapitel 3).

Die Messung der kritischen Temperatur von Draht 8 erfolgte mit einem sehr geringen Strom und lieferte daher sehr hohe T_c-Werte. Im Programm wurde die kritische Temperatur von Probe 8 mit einem Abschlag von 0,5K gegenüber den Meßwerten eingesetzt. Die neuen Werte entsprechen etwa den bei den anderen Proben gemessenen Werten.

Im Programm wurde angenommen, daß der kritische Strom des Supraleiters sich linear mit der Temperatur ändert. Diese Näherung ist für Magnetfelder unter 3T und Temperaturen unter 5K leider nicht mehr gut erfüllt /10/. In

Ermangelung eines besseren Modells wurde jedoch auch dort eine lineare Fortsetzung angenommen.

Die Current-sharing-Temperatur T_{cs} ist definiert als die Temperatur, bei der der Strom in einem technischen Supraleiter beginnt, aus den Filamenten in die Matrix überzutreten. Im vorliegenden Modell ist das die Temperatur, bei der der kritische Strom des Supraleiters gerade gleich dem fließenden Gesamtstrom I_l im Leiter ist. T_{cs} ist also eine Funktion des Leiterstromes I_l. $T_{cs}(I)$ ist die Umkehrfunktion des kritischen Stromes $I_c(T)$. Der Matrixstrom I_m ist der Anteil des Gesamtstroms, der nicht in den Filamenten fließen kann, da der kritische Strom kleiner ist als der Gesamtstrom. Somit ergibt sich der Matrixstrom zu (siehe auch Abb. 4-7)

(4.30) $I_m(T) = \max \{0, I_l - I_c(T)\}$.

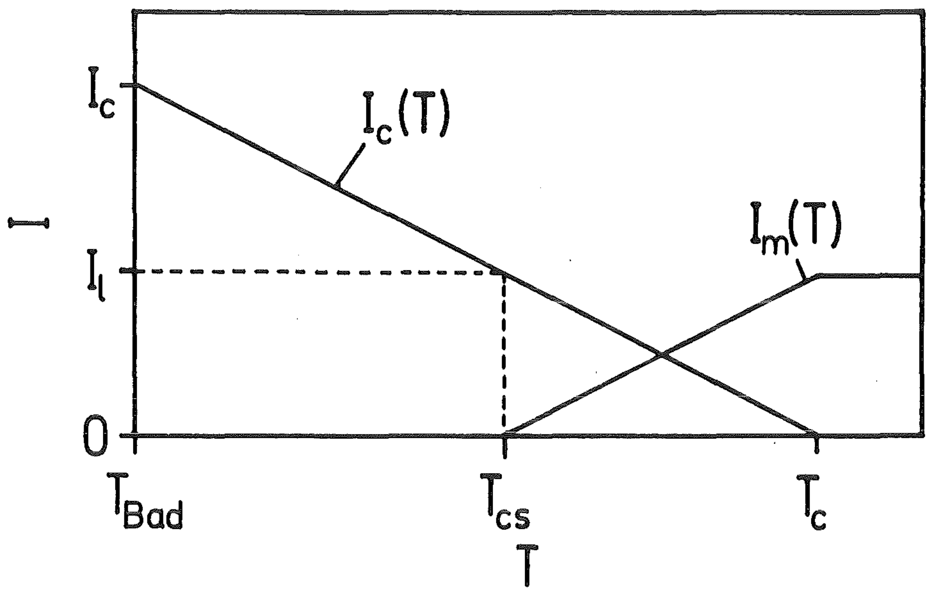


Abbildung 4-7: Modellbild für den Zusammenhang zwischen Leiterstrom, kritischem Strom, Matrixstrom, Current-sharing-Temperatur und kritischer Temperatur.

4.2.2 Spezifische Wärme

Im Leiter tragen, je nach Zusammensetzung, Niob-Titan, Kupfer, Kupfer-Nickel und das organische Isolationsmaterial zur Wärmekapazität bei.

Außerhalb des Leiters kommen noch die Wärmekapazität des Probenhalters (schwach angekoppelt) und die des Heliums (bei Messung im Bad) dazu.

Besondere Beachtung wurde der Wärmekapazität des Heizers geschenkt. Bei den untersuchten dünnen SL-Drähten ist der Heizer ein vergleichsweise großes Objekt, obwohl versucht wurde, ihn so klein wie möglich zu halten. Berücksichtigt man dann noch die hohe spezifische Wärme der Heizermaterialien, so kommt man zum Ergebnis, daß die Wärmekapazität des Heizers etwa 5 bis 10 mal so groß ist wie die des im Heizerbereich liegenden supraleitenden Drahtes. Zur korrekten Voraussage der kritischen Energien ist es also unerläßlich, die Wärmekapazität des Heizers zu kennen und in die Berechnung mit einzubeziehen.

In den folgenden Abschnitten wird immer von tiefen Temperaturen (T<20K) ausgegangen. Für höhere Temperaturen ist kaum Datenmaterial in der Literatur zu finden.

4.2.2.1 Spezifische Wärme von Niob-Titan

Bei der spezifischen Wärme eines Supraleiters müssen 2 Zustände unterschieden werden. Im normalleitenden Zustand kann die spezifische Wärme durch

$$(4.31) \quad c_n = \gamma \cdot T + \beta \cdot T^3, \qquad T \geq T_c + \Delta T$$

beschrieben werden. Die Bedeutung von ΔT wird weiter unten erklärt. c_n ist nicht vom Magnetfeld abhängig. Hingegen ist die spezifische Wärme im supraleitenden Zustand sehr wohl vom angelegten Magnetfeld abhängig /20/. Harte Supraleiter mit hohem Ginzburg-Landau-Parameter κ zeigen dabei ein charakteristisches Verhalten /21/, welches auch bei Niob-Titan vorhanden ist /22//23/. In /22/ wird dieses Verhalten durch die Näherung

$$(4.32) \quad c_s = \gamma \cdot T \cdot B/B_{c2}(0K) + (\beta + 3 \cdot \gamma / T_c^2(0T)) \cdot T^3, \quad T \leq T_c - \Delta T$$

beschrieben, welche mit den Experimenten gut übereinstimmt. Inwieweit diese Näherung auch für den stromtragenden Leiter gilt, ist unklar. Die Koeffizienten γ und β haben die gleichen Werte wie im normalleitenden Zustand. Für die Computerrechnung wurde γ=1,02mJ/(cm$^3 \cdot$K^2) und β=15,1µJ/(cm$^3 \cdot$K^4) angenommen. Die Daten stammen aus Nullfeldmessungen an

NbTi48,8 /24/ (Dichte 5,8g/cm³, /25/). Magnetfeldabhängige Meßdaten für das hier verwendete NbTi50 standen nicht zur Verfügung. Die Ermittlung von T_c und B_{c2} ist in 3.2.2 und 3.2.3 beschrieben.

Der Verlauf der spezifische Wärme eines homogenen Supraleiters sollte bei der kritischen Temperatur einen Sprung haben. Die real verwendeten Materialien sind jedoch keinesfalls homogen, so daß ein abgeflachter Übergang zu erwarten ist. Diese Abflachung kommt auch der numerischen Stabilität des Computerprogramms entgegen /6/. Im Übergangsbereich zwischen Normal- und Supraleitung wurde eine gewichtete arithmetische Mittelung zwischen beiden Anteilen durchgeführt:

$$(4.33)\quad c_{NbTi} = [(T_c+\Delta T-T)\bullet c_s(T) + (T-T_c+\Delta T)\bullet c_n(T)]/(2\bullet\Delta T),$$

$$T_c-\Delta T < T < T_c+\Delta T.$$

Für ΔT wurde ein Wert von 0,2K angenommen.

4.2.2.2 Spezifische Wärme von Kupfer

Die spezifische Wärme von Kupfer ist gut bekannt. Die Daten wurden /26/ entnommen:

$$(4.34)\quad c_{Cu} = (97,3\bullet 10^{-6}\bullet T + 6,75\bullet 10^{-6}\bullet T^3)\ J/(cm^3\bullet K), \qquad [T] = K.$$

4.2.2.3 Spezifische Wärme von Kupfer-Nickel

Die spezifische Wärme von Kupfer-Nickel-Legierungen verschiedenster Zusammensetzung ist in mehreren Arbeiten bestimmt worden. Sammlungen dieser Daten befinden sich in /27/ und /28/. Es zeigt sich folgendes: der Koeffizient γ der elektronischen spezifischen Wärme hängt in starkem Maß von der Zusammensetzung der Legierung ab. Bei etwa 44 Gewichts-Prozent Nickel hat γ ein Maximum /29/. Zu geringeren Nickel-Anteilen fällt γ stark ab. Im Bereich zwischen 20 und 40 Gewichts-Prozent Nickel hängt γ sehr empfindlich von der Nickel-Konzentration in der Legierung ab. Der T^3-Anteil der spezifischen Wärme von CuNi ist von der Zusammensetzung der Legierung hingegen nur schwach abhängig. Für die im Heizdraht verwendete CuNi44-Legierung wurde die spezifische Wärme (pro Volumenelement) aus den Daten für CuNi43 ($\gamma\bullet T$) /29/ und CuNi40 ($\beta\bullet T^3$) /30/ ermittelt:

(4.35) $c_{CuNi44} = (995\cdot10^{-6}\cdot T + 4{,}99\cdot10^{-6}\cdot T^3)\ J/(cm^3\cdot K)$, $[T] = K$.

Das Matrixmaterial CuNi30 /25/ hat unter Berücksichtigung der etwas geringeren Dichte /13/ die spezifische Wärme /31/

(4.36) $c_{CuNi30} = (332\cdot10^{-6}\cdot T + 4{,}96\cdot10^{-6}\cdot T^3)\ J/(cm^3\cdot K)$, $[T] = K$.

Für das im IMI-Leiter verwendete CuNi25 /32/ wurde folgende spezifische Wärme angenommen /33/:

(4.37) $c_{CuNi25} = (291\cdot10^{-6}\cdot T + 4{,}87\cdot10^{-6}\cdot T^3)\ J/(cm^3\cdot K)$, $[T] = K$.

4.2.2.4 Spezifische Wärme der organischen Materialien

Organische polymere Stoffe waren an verschiedenen Stellen der Apparatur eingebaut. Elektrisch wirken diese Stoffe als Isolator, die Wärmeleitfähigkeit ist gering. Hingegen ist die spezifische Wärme dieser Stoffe keineswegs klein. Sie ist, pro Volumen gesehen, mit der des Niob-Titans vergleichbar, stellt also im ungekühlten Fall einen der bestimmenden Anteile der Gesamtwärmekapazität.

Die Theorie /34/ der spezifischen Wärme der Polymere sagt aus, daß c bei tiefen Temperaturen proportional zu T^3 verläuft. Mit steigender Temperatur fällt der Exponent auf 2,5, um sich dann auf einen Wert zwischen 0,5 und 1 einzustellen. Die Ausprägung der Exponenten und die Ausdehnung der Bereiche, in denen sie dominieren, sind von den mikroskopischen Materialeigenschaften abhängig. Qualitativ ist eine Übereinstimmung der Theorie mit den experimentellen Ergebnissen /14//35/ vorhanden. Die Meßwerte der spezifischen Wärme verschiedener Polymere liegen bei tiefen Temperaturen um maximal einen Faktor 2 auseinander. Grob betrachtet ist dort also die spezifische Wärme und deren Verlauf für alle Polymere gleich.

Bei dem im Heizer verwendeten Araldit handelt es sich um ein Epoxidharz, das mit einem aromatischen Amid ausgehärtet wurde /9/. Die spezifische Wärme dieses Stoffes ist nicht bekannt, jedoch existieren für einen nahen Verwandten experimentelle Daten für die spezifische Wärme unter 20K /36/. Der Fehler, der bei Verwendung dieser Daten entsteht, dürfte bei den allgemein schwachen Unterschieden in der spezifischen Wärme der Polymere nicht schwer wiegen. Die c(T)-Kurve zeigt zwischen 2 und 6K einen reinen T^3-Verlauf und ist zwischen 10 und 20K linear. Dazwischen liegt ein schwer definierbarer Übergangsbereich. Der Verlauf der Kurve entspricht soweit der Theorie. Im Computerprogramm wurde der Verlauf wie folgt approximiert (gemessene Dichte 1,16g/cm³):

$$(4.38)\quad c_{Ar,1} = 41{,}6\cdot 10^{-6}\cdot T^3 \ \mathrm{J/(cm^3\cdot K)}, \qquad T \le 7\mathrm{K},$$

$$c_{Ar,2} = \tfrac{1}{2}\cdot[(9-T)\cdot c_{Ar,1}(T) + (T-7)\cdot c_{Ar,3}(T)], \qquad 7\mathrm{K} < T < 9\mathrm{K},$$

$$c_{Ar,3} = (-31{,}2\cdot 10^{-3} + 6{,}27\cdot 10^{-3}\cdot T) \ \mathrm{J/(cm^3\cdot K)}, \qquad T \ge 9\mathrm{K},$$

$$[T] = \mathrm{K}.$$

Da für die Lackisolation der verwendeten Supraleiter genauere Daten fehlten, wurde für die spezifische Wärme der Lackschicht die gleiche Funktion wie für Araldit eingesetzt. Wegen der oben erwähnten Ähnlichkeit der Polymere in bezug auf die spezifische Wärme ist der dadurch entstehende Fehler gering.

Die den Probendraht tragende Hülse besteht aus glasfaserverstärktem Epoxidharz (GFK). Messungen der spezifischen Wärme an einem vergleichbaren Komposit finden sich in /37/. Die Dichte des verwendeten Materials beträgt 1,77g/cm³. Somit ergibt sich die spezifische Wärme des GFK zu:

$$(4.39)\quad c_{GFK} = 21{,}8\cdot 10^{-6}\cdot T^3 - 993\cdot 10^{-9}\cdot T^4 \qquad T \le 6\mathrm{K},$$

$$c_{GFK} = 43{,}4\cdot 10^{-6}\cdot T^2 + 11{,}1\cdot 10^{-6}\cdot T^3 - 354\cdot 10^{-9}\cdot T^4 \qquad T > 6\mathrm{K},$$

$$[c_{GFK}] = \mathrm{J/(cm^3\cdot K)}, \quad [T] = \mathrm{K}.$$

4.2.3 Elektrische Leitfähigkeit

Die elektrische Leitfähigkeit der Probendrähte bei verschiedenen Temperaturen und Magnetfeldern konnte direkt gemessen werden. Zur

Bestimmung des elektrischen Widerstandes der Matrixmaterialien im Tieftemperaturbereich war es natürlich notwendig, den gesamten Probendraht auf eine Temperatur oberhalb von T_c zu bringen. Für die Berechnung der Wärmeproduktion des Gesamtleiters wäre eigentlich nur die Kenntnis des integralen elektrischen Widerstandes des Leiters nötig, doch für die Berechnung der Wärmeleitfähigkeit über das Wiedemann-Franz-Gesetz wird der spezifische elektrische Widerstand der Einzelmaterialien benötigt.

4.2.3.1 Elektrische Leitfähigkeit von Niob-Titan

Der elektrische Widerstand von normalleitendem NbTi mit etwa 50 Gewichts-Prozent Titananteil im Temperaturbereich von 10 bis 300K wurde von verschiedenen Autoren /15//38//39/ bestimmt. Die Absolutwerte von $\rho(10K)$ überstreichen einen Bereich von 62 bis 91μΩ•cm. Das Restwiderstandsverhältnis liegt in allen Quellen zwischen 1,13 und 1,23. Jüngst und Süß /15/ geben die Änderung des spezifischen elektrischen Widerstandes zwischen 10 und 55K mit 2% an. Im Programm wurde deshalb ρ_{NbTi50} im normalleitenden Zustand als konstant angenommen. Die Magnetfeldabhängigkeit wurde vernachlässigt. Bei allen Leitern, deren Matrix Kupfer enthielt, konnte der elektrische Widerstand des normalleitenden NbTi vollständig vernachlässigt werden. Der folgende Absolutwert wurde durch arithmetische Mittelung der Daten der oben genannten Quellen bestimmt.

(4.40) $$\rho_{NbTi50}(B=0,T=10K) = 80\cdot 10^{-6}\ \Omega\cdot cm.$$

4.2.3.2 Elektrische Leitfähigkeit des Matrixkupfers

Im Tieftemperaturbereich oberhalb von T_c wird die elektrische Leitfähigkeit längs des Leiters in erster Linie durch das Kupfer bestimmt (Ausnahme: Probe 8). Die elektrische Leitfähigkeiten aller anderen Anteile können daher vernachlässigt werden. Der magnetfeldabhängige spezifische elektrische Restwiderstand des Matrixkupfers wurde experimentell bestimmt (siehe Kapitel 3). Für das Programm ist jedoch auch der temperaturabhängige Widerstand des Kupfers wichtig, da am Heizer kurzfristig Temperaturen über 20K erreicht werden können.

Oberhalb von etwa 15K wird ρ_{Cu} deutlich temperaturabhängig. Gemäß der Matthiessen-Regel /40/ können dabei der Restwiderstand ρ_0 und der temperaturabhängige Widerstand, der im Verlauf der Grüneisen-Bloch-Funktion G /40/ folgt, addiert werden. Unterhalb 30K kann man G durch einen Term proportional zu T^5 ersetzen /41/:

$$(4.41)\quad \rho_{Cu}(B=0,T) = \rho_{Cu}(B=0,T=0) + a_5 \cdot T^5,$$

$$a_5 = 264 \cdot 10^{-18}\ \Omega \cdot cm/K^5.$$

Im Magnetfeld ändert sich der elektrische Widerstand des Kupfers entsprechend der Kohler-Regel (3.2). Da die Kohler-Funktion ψ für Kupfer im Tieftemperaturbereich oberhalb von 1T linear wird, kann näherungsweise der Magnetowiderstand zum temperaturabhängigen Widerstand aus der Matthiessen-Regel addiert werden. Im Programm wurde diese "verallgemeinerte Matthiessen-Regel" angewandt:

$$(4.42)\quad \rho_{Cu}(B,T) = \rho_{Cu}(B,T=0) + a_5 \cdot T^5, \quad [T] = K.$$

4.2.3.3 Elektrische Leitfähigkeit von Kupfer-Nickel

Die elektrische Leitfähigkeit von Kupfer-Nickel-Legierungen hängt deutlich von der Zusammensetzung der Legierung /13/, aber, auch im Tieftemperaturbereich, nur schwach von der Temperatur und dem angelegten Magnetfeld ab. Eigene Messungen an CuNi44 zwischen 4,2 und 20K sowie zwischen 0 und 7T zeigen eine Änderung der Widerstandswerte im Bereich ±2%. Dabei steigt ρ_{CuNi} mit steigender Temperatur an, fällt jedoch mit wachsendem Magnetfeld. Ähnliche Ergebnisse zeigen Messungen von Fickett /42/ an anderen Kupfer-Nickel-Legierungen.

Im Programm wurde die schwache Temperatur- und Magnetfeldabhängigkeit von ρ_{CuNi} vernachlässigt. Dessen Wert, der für die Berechnung des Längswiderstandes bei Probe 8 und der Querwiderständes bei den Mischmatrixproben relevant ist, wurde an Probe 8 über den durch Auszählung der Filamente gewonnenen NbTi-Querschnittsanteil, den gemessenen elektrischen Gesamtwiderstand und den bekannten spezifischen elektrischen Widerstand von NbTi ermittelt. Er lautet für ein mittleres Feld und eine mittlere Temperatur

$$(4.43)\quad \rho_{CuNi30}(B=5T,T=7,7K) = 35 \cdot 10^{-6}\ \Omega \cdot cm.$$

4.2.4 Wärmeleitfähigkeit

Die Wärmeleitfähigkeit K von Metallen ist bei hohen Temperaturen durch das Wiedemann-Franz-Gesetz

(4.44) $K(T) = L \bullet T/\rho(T)$

mit dem spezifischen elektrischen Widerstand ρ verknüpft. Dabei hat die Lorenzzahl L den theoretischen Wert von

(4.45) $L = 24{,}5 \bullet 10^{-9}\ W \bullet \Omega/K^2$.

Geht man zu tieferen Temperaturen, so ist dieser Zusammenhang nicht mehr gültig /26/. Bei Temperaturen im Restwiderstandsbereich der Metalle erhält die obige Formel wieder ihre Gültigkeit.

Die Wärmeleitfähigkeit der in den Supraleitern befindlichen Metallkomponenten wurde über deren elektrische Leitfähigkeit bestimmt. Die Wärmeleitfähigkeiten der verwendeten Nichtmetalle wurde bei den Berechnungen vernachlässigt.

4.2.4.1 Wärmeleitfähigkeit von Niob-Titan

Daten über die Wärmeleitfähigkeit von NbTi50 finden sich in /38/, /39/ und /43/. Dabei ist das Wiedemann-Franz-Gesetz im normalleitenden Bereich größenordnungsmäßig erfüllt. Die Wärmeleitfähigkeit oberhalb von 10K ist eine lineare Funktion von T. Im supraleitenden Temperaturbereich schließt sich daran stetig eine Funktion proportional zu T^x, $1{,}5 \le x \le 1{,}9$, an. Über die Magnetfeldabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit liegen keine Erkenntnisse vor. Die Wärmeleitfähigkeit des Niob-Titans, die nur für die Rechnungen bei Probe 8 von Interesse ist, wurde im Programm wie folgt eingesetzt: im normalleitenden Bereich entsprechend dem Wiedemann-Franz-Gesetz mit dem spezifischen elektrischen Widerstand aus Abschnitt 4.2.3.1 und der theoretischen Lorenzzahl, im supraleitenden Bereich als Ursprungsparabel proportional $T^{1,7}$ mit einem stetigen Übergang bei T_c.

(4.46) $K_{NbTi50} = 306 \cdot 10^{-6} \cdot T \ \ W/(cm \cdot K)$, $\qquad T \geq T_c$,

$$K_{NbTi50} = 306 \cdot 10^{-6} \cdot T^{1,7}/T_c^{0,7} \ \ W/(cm \cdot K), \qquad T < T_c,$$

$$[T] = K, \qquad T_c = T_c(B).$$

4.2.4.2 Wärmeleitfähigkeit von Kupfer

Beim Vergleich der experimentellen und numerischen Untersuchungen zur Stabilität von Supraleitern durch Nick /6/ wurde festgestellt, daß, um die Ergebnisse zur Deckung zu bringen, die Berechnung der Wärmeleitfähigkeit des Matrixkupfers mit einer Lorenzzahl durchgeführt werden mußte, die um den Faktor 2,5 höher lag als der theoretische Wert. In einer späteren Arbeit /7/ stellte der gleiche Autor aufgrund von Messungen fest, daß die Lorenzzahl für Kupfer im Magnetfeld keineswegs erhöht ist. Die seinerzeitige Differenz in der Stabilität zwischen Theorie und Experiment muß also einen anderen Grund haben.

Über den Zusammenhang zwischen thermischer und elektrischer Leitfähigkeit von Kupfer im Tieftemperaturbereich mit und ohne Magnetfeld liegen vergleichsweise wenig experimentelle Daten vor, /7/, /41/, /44/, /45/ und /46/, obwohl zu jeder einzelnen dieser Größen bei Kupfer zahlreiche Messungen gemacht wurden. Gut gesichert ist, daß das Wiedemann-Franz-Gesetz im Nullfeld sowohl im Restwiderstandsbereich als auch in der Nähe der Debye-Temperatur Gültigkeit besitzt. Im Restwiderstandsbereich gilt dies auch beim Anlegen eines Magnetfeldes bis zu 6T (höher wurde nicht gemessen). Im Übergangsbereich zwischen Restwiderstandsbereich und Debye-Temperatur gilt die Beziehung nicht mehr (Daten liegen nur für B=0 vor). Betrachtet man die Lorenzzahl als Funktion der von K, ρ und T und errechnet damit eine "experimentelle Lorenzzahl", so ist diese im Übergangsbereich bis zu einer Größenordnung kleiner als der theoretische Wert. Die Absenkung der Lorenzzahl ist vom Restwiderstandsverhältnis des Kupfers abhängig.

Aus den Meßergebnissen läßt sich empirisch ein Zusammenhang zwischen thermischer und elektrischer Leitfähigkeit von Kupfer unterhalb von 60K ermitteln /47/:

(4.47) $1/K_{Cu} = \rho_{0,Cu}/(L \cdot T) + T^2 \cdot 33{,}5 \cdot 10^{-6}$ cm/(W•K).

Mit sinkender Temperatur nähert sich dieser Zusammenhang immer mehr der Wiedemann-Franz-Formel. Ein entsprechender Zusammenhang für Kupfer im Magnetfeld ist leider nicht bekannt. In Ermangelung dessen wurde in den Berechnungen

(4.48) $1/K_{Cu}(B) = \rho_{0,Cu}(B)/(L \cdot T) + T^2 \cdot 33{,}5 \cdot 10^{-6}$ cm/(W•K).

verwendet. Der Autor erachtet korrespondierende Messungen der thermischen und elektrischen Leitfähigkeit von Kupfer im Magnetfeld im Temperaturbereich zwischen 10 und 300K als unbedingt notwendig.

4.2.4.3 Wärmeleitfähigkeit von Kupfer-Nickel

Messungen der Wärmeleitfähigkeit K an Kupfer-Nickel /14//48/ zeigen im Temperaturbereich unterhalb 30K eine lineare Abhängigkeit zwischen K und T. Vergleicht man die Wärmeleitfähigkeit mit Meßwerten für den elektrischen Widerstand /13//14/, so ist das Wiedemann-Franz-Gesetz größenordnungsmäßig erfüllt. Die Lorenzzahl ist etwas erhöht. Im Programm wurde der theoretische Wert eingesetzt.

(4.49) $K_{CuNi30} = 0{,}72 \cdot 10^{-3} \cdot T$ W/(cm•K), [T] = K.

4.2.5 Wärmeübergang ins Heliumbad

Die Beschreibung des Wärmeübergangs von der Kupferoberfläche der Leiter ins Heliumbad wurde von Nick /6/ übernommen. Der Wärmeübergang setzt sich aus drei Anteilen zusammen, dem stationären Wärmeübergang, der spezifischen Wärme der Helium-Grenzschicht und dem transienten Wärmeübergang nach dem E•Q-Kriterium. Der stationäre Wärmeübergang hängt nur von der Temperaturdifferenz zwischen Drahtoberfläche und Helium-Bad ab:

(4.50) $P_s = 1{,}94 \cdot \Delta^2 T$ W/cm², $\Delta T \leq 0{,}6$K,

$P_s = (1{,}07 - 0{,}611 \cdot \Delta T)$ W/cm², $0{,}6\text{K} < \Delta T < 1{,}5\text{K}$,

$P_s = (0{,}118 + 0{,}0215 \cdot \Delta T)$ W/cm², $\Delta T \geq 1{,}5$K,

$[T] = \text{K}, \quad \Delta T = T - 4{,}24\text{K}.$

Der zweite Term ist proportional zur zeitlichen Änderung der Oberflächentemperatur des Leiters, er wird als spezifische Wärme der Helium-Grenzschicht interpretiert:

(4.51) $c^*_{He} = 0{,}55 \cdot 10^{-3} \cdot (1 - 0{,}1 \cdot \Delta T + 0{,}1 \cdot \Delta^2 T)$ J/(cm²•K),

$\Delta T = T - 4{,}24\text{K}, \quad [T] = \text{K}.$

Der dritte Term, der transiente Wärmeübergang, ist der Temperatur direkt proportional mit dem Proportionalitätsfaktor

(4.52) $h_{tr} = 5$ W/(cm²•K)

hält allerdings nach Beginn der Erwärmung nur solange an, bis das Produkt aus der bislang ins Heliumbad übertragenen Energie und der aktuellen Übertragungsleistung den Wert

(4.53) $(E \cdot Q)_{max} = 2{,}5 \cdot 10^{-3}$ J•W/cm⁴

überschreitet.

Auf die Berücksichtigung weiterer Terme, etwa der transienten Wärmeleitung im Helium-Gasfilm /49//50/ wurde verzichtet, da diese zusätzlichen Terme nur noch geringe Änderungen mit sich bringen und die oben genannten drei Terme aufgrund ihrer Abhängigkeit von der Beschaffenheit der Kupferoberfläche bereits nicht sehr genau bekannt sind.

Die Berechnungen für die Helium-Badkühlung wurde nur für die nicht isolierten Leiter 3 bis 7 durchgeführt. Der Wärmeübergang folgt bei isolierten Leitern anderen Gesetzmäßigkeiten /51/, deren genauere Untersuchung im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich war. In den Berechnungen wurde angenommen, daß der gesamte Leiterumfang durch flüssiges Helium gekühlt wird. Dies ist gerechtfertigt, da das Material des Probenhalters an der Oberfläche so porös ist, daß zwischen Probenträger und Supraleiter füssiges Helium eindringen kann.

4.3 Ergebnisse der Berechnungen

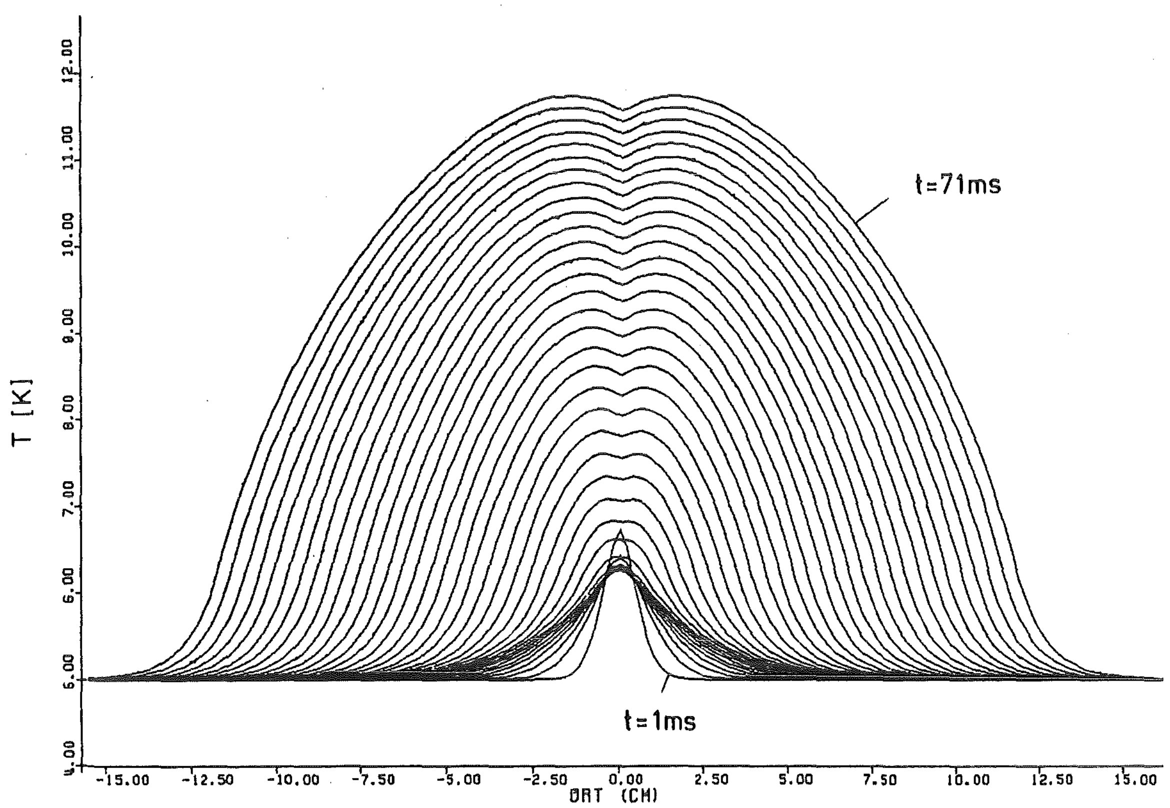


Abbildung 4-8: Simulierte Abfolge von Temperaturverteilungen bei Probe 4 im Vakuum (I_1=10A, B=7T, T_0=5K). Die zeitlichen Abstände zwischen den Kurven betragen 2ms.

Das Programm errechnet die Temperaturverteilung längs des Leiters. Eine Folge solcher simulierter Temperaturverteilungen ist in Abbildung 4-8 dargestellt. Der Leiter sei im Vakuum. Die einzelnen Temperaturprofile sind im zeitlichen Abstand von 2ms gezeichnet. Der ursprünglich aufgeprägte Wärmepuls (Dauer 0,4ms) flacht im Laufe der ersten Millisekunden ab, das Temperaturprofil wird dann fast stationär. Man erkennt das daran, daß die gezeichneten T(x)-Kurven sehr dicht aufeinander liegen. Im dargestellten Fall liegt die zugeführte Störenergie knapp oberhalb der kritischen Energie. Nach einer relativ ereignislosen "Entscheidungszeit" beginnt etwa 15ms nach der Störung die Ausbreitung der normalleitenden Zone. Die Temperaturprofile sind sich gegenseitig vollständig umschließende, sich ähnliche Glockenkurven. Man erkennt deutlich, daß der Heizer aufgrund seiner Wärmekapazität die Temperaturerhöhung in seiner Umgebung hemmt.

In Abbildung 4-9 sieht man die Spannungsentwicklung über der Zeit, die sich aus den oben besprochenen Temperaturverteilungen ergibt. Sofort nach Einkoppeln der Stöenergie ensteht eine Spannung am Leiter, die bald ein Maximum erreicht. Während des Zerfließens der Temperaturverteilung sinkt die Spannung etwas ab, um dann für einige Zeit fast konstant zu bleiben. Das ist der Zeitbereich in dem sich die Temperaturprofile aus Abbildung 4-8 kaum verändern. Nach Ende der "Entscheidungsphase" beginnt die Spannung anzusteigen und erreicht schnell eine konstante Geschwindigkeit. Der Spannungsverlauf entspricht somit dem Experiment.

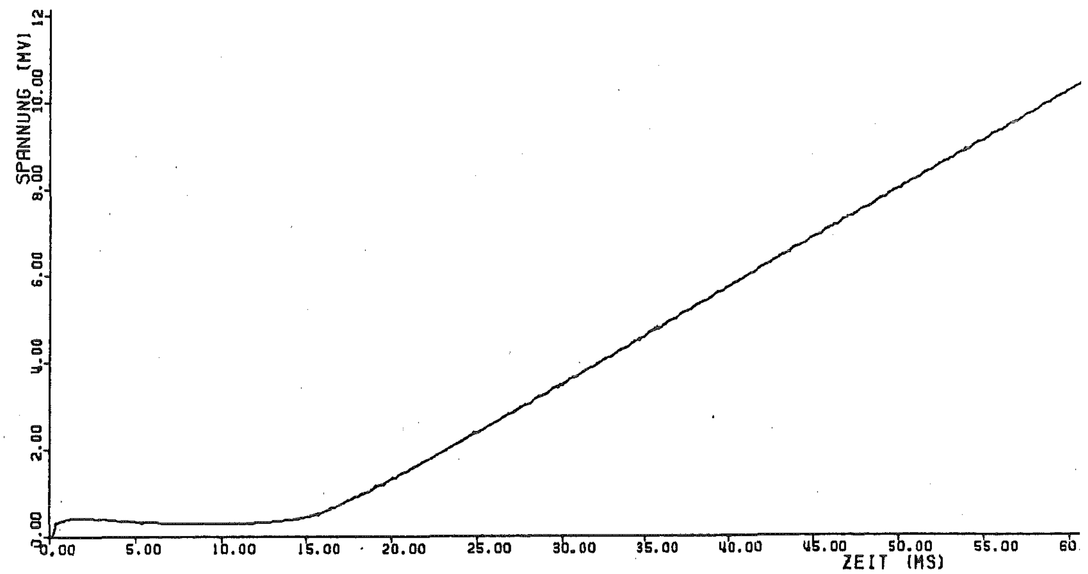


Abbildung 4-9: Simulierte Spannungsentwicklung an Probe 4 im Vakuum (I_1=10A, B=7T, T_0=5K).

Abbildung 4-10 zeigt die simulierte Entwicklung des Temperaturverlaufs bei Helium-Badkühlung mit Berücksichtigung der Barrierenleistung. Der zeitliche Abstand der Kurven beträgt 1ms, T_c ist 9,1K und T_{cs} 7,5K. Man sieht, daß die Kurven durch die hohe Energiefreisetzung an der normalleitenden Front verformt werden. Die Steigung dT/dx wird im Current-sharing-Bereich vergrößert, was über einen Rückkopplungsschritt die Länge der Current-sharing-Zone verkleinert und zu einer erhöhten Barrierenleistung führt (vgl. 4.1.5.2). Die Ausbreitungsgeschwindigkeit wird von den Vorgängen an der Front bestimmt. Die Energiefreisetzung hinter der Front ist vergleichsweise gering.

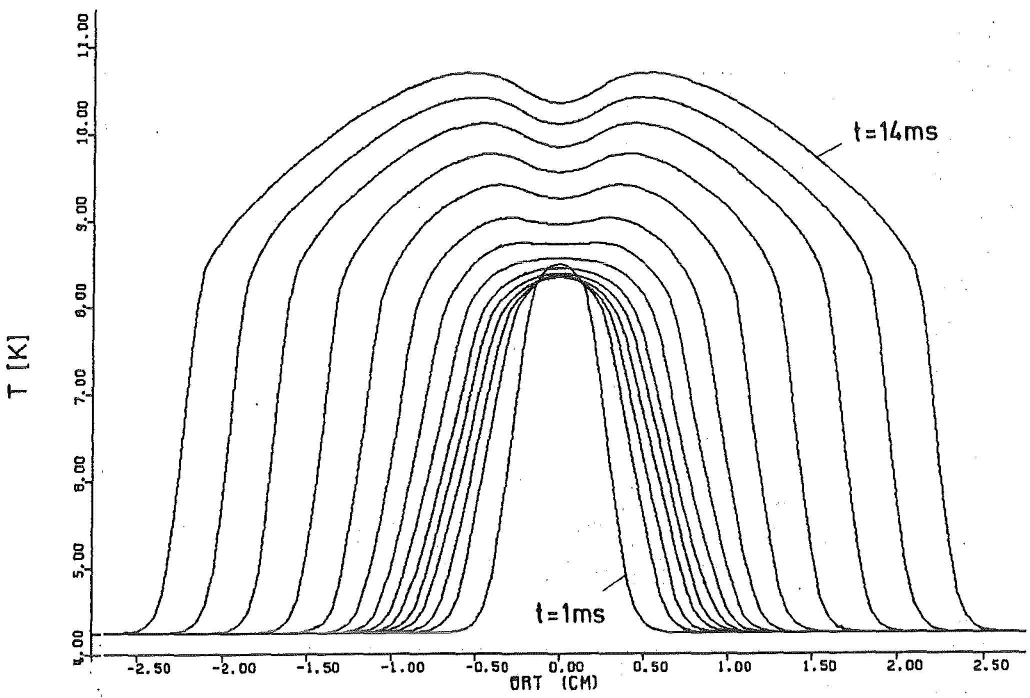


Abbildung 4-10: Simulierte Abfolge von Temperaturverteilungen bei Probe 3 im Heliumbad (I_1=100A, B=1T, T_0=4,24K). Die zeitlichen Abstände der Kurven betragen 1ms.

4.4 Vergleich mit dem Experiment

Die Bestimmung der kritischen Energie gestaltet sich in den numerischen Berechnungen im Prinzip genauso wie beim Experiment, es wird eine Intervallschachtelung vorgenommen. Für festbleibende Werte von Strom, Magnetfeld und Ausgangstemperatur wird die Temperaturentwicklung nach dem Einkoppeln der veränderlichen Störnergie simuliert. Das Programm stellt fest, ob Quench oder Recovery vorliegt und erniedrigt oder erhöht die nächste Störenergie. Die Schachtelung wird durchgeführt, bis die kritische Energie auf 2% genau eingegrenzt ist. Die in den folgenden Diagrammen aufgetragene kritische Energie ist der Mittelwert der in der Intervallschachtelung gefundenen Grenzen. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit wird über die Spannungsgeschwindigkeit im linearen Teil der U(t)-Kurve gewonnen. Abbildungen 4-11 zeigt experimentelle und simulierte Werte der kritischen Energie und Ausbreitungsgeschwindigkeit bei Probe 5 im Vakuum.

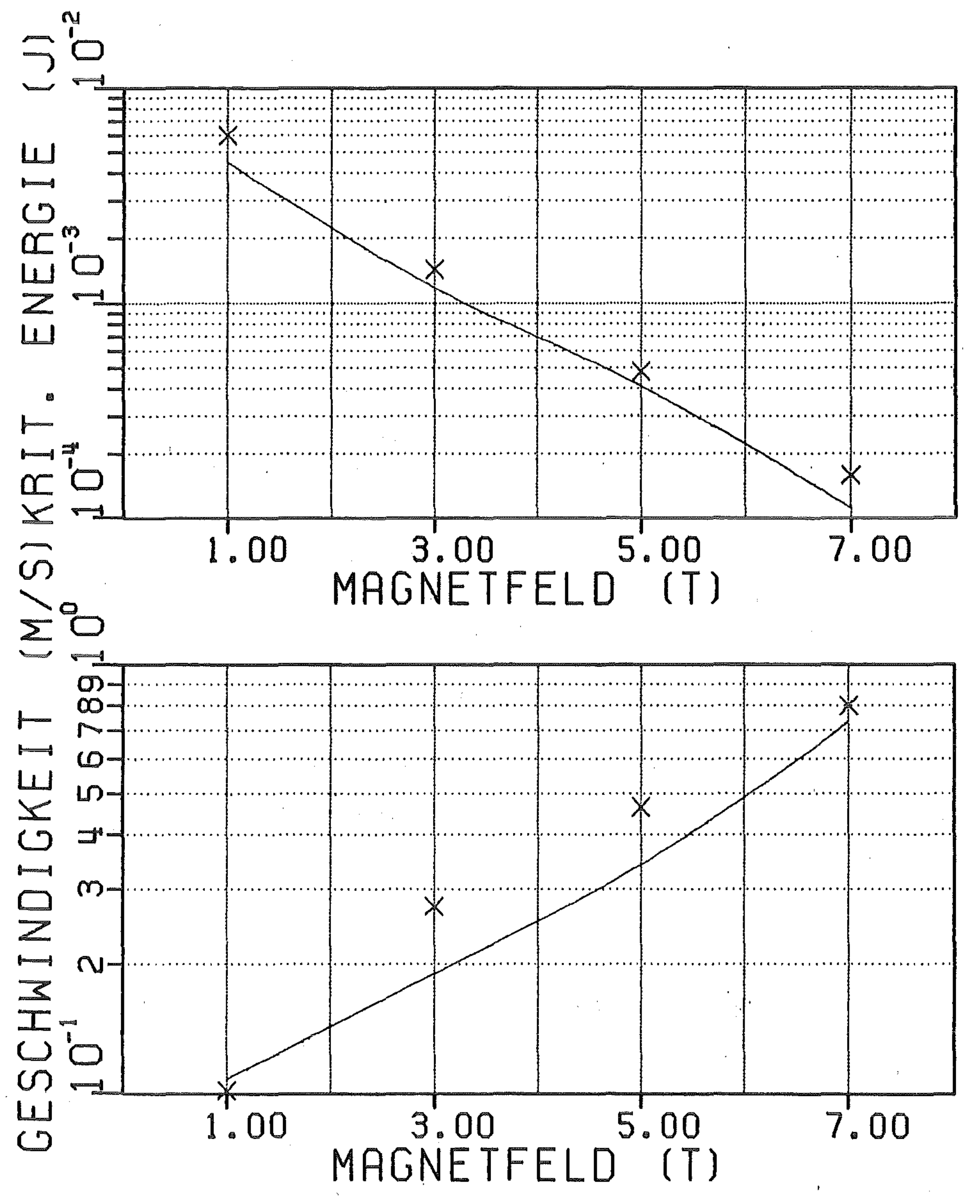


Abbildung 4-11: Vergleich der im Experiment und durch Simulation gewonnenen Werte der kritischen Energie und der Ausbreitungsgeschwindigkeit im Vakuum bei Probe 5 (I_1=5A,T_0=5K). Die durchgehenden Linien stammen aus der Simulation, die Kreuze sind experimentelle Ergebnisse.

Im weiteren werden die Vergleiche zwischen Simulation und Experiment in kompakteren Bildern (Abb. 4-12 bis 4-18) dargestellt. Ein Diagramm enthält jeweils Daten mehrerer Proben. Aufgezeichnet ist der Quotient aus Simulationswert geteilt durch den experimentellen Wert in logarithmischer Auftragung. Die Zuordnung der Symbole zu den einzelnen Proben ist durchgehend gleich.

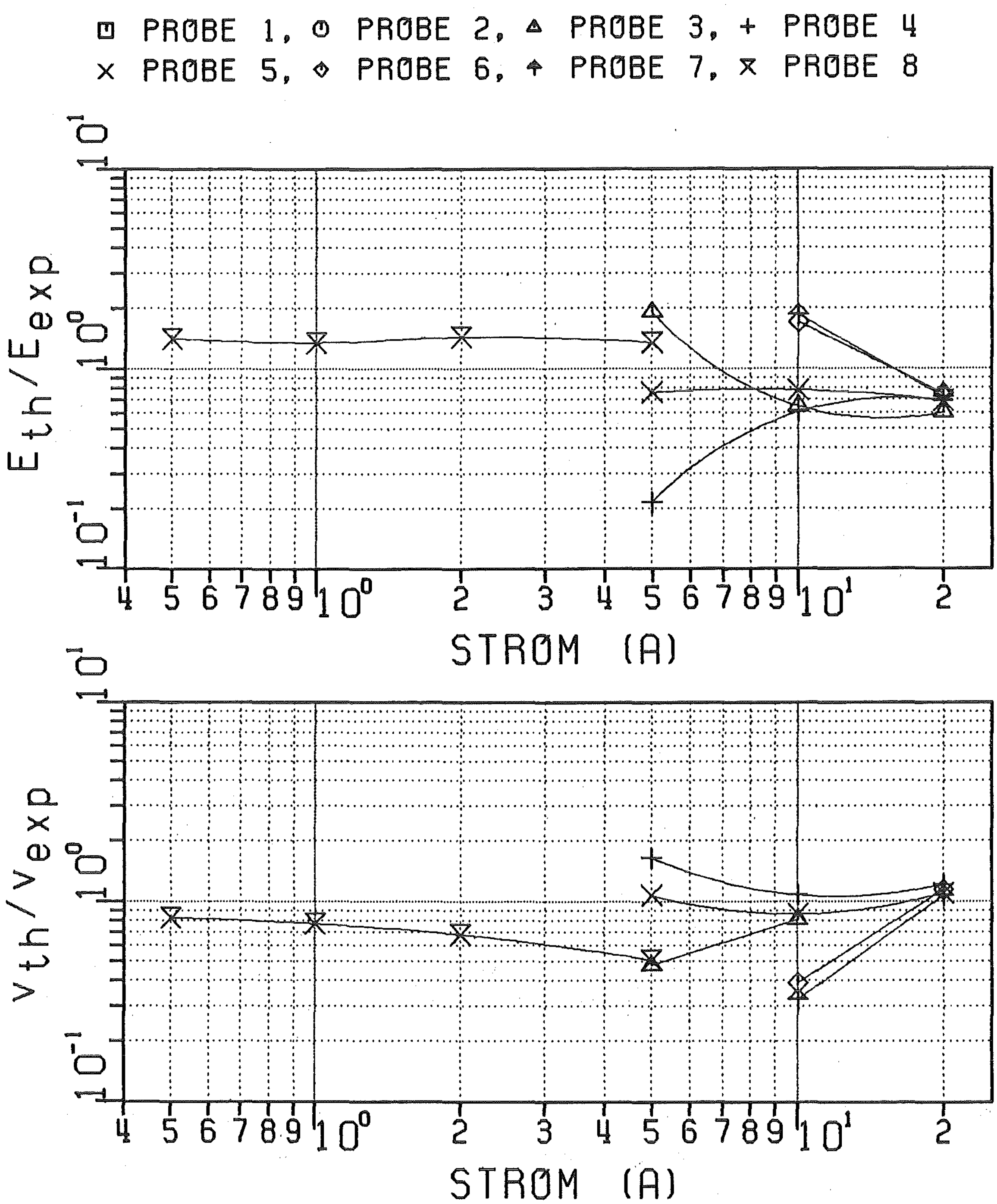


Abbildung 4-12: Quotienten aus simulierter und gemessener kritischer Energie und Ausbreitungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Strom bei B=1T und T_0=5K im Vakuum.

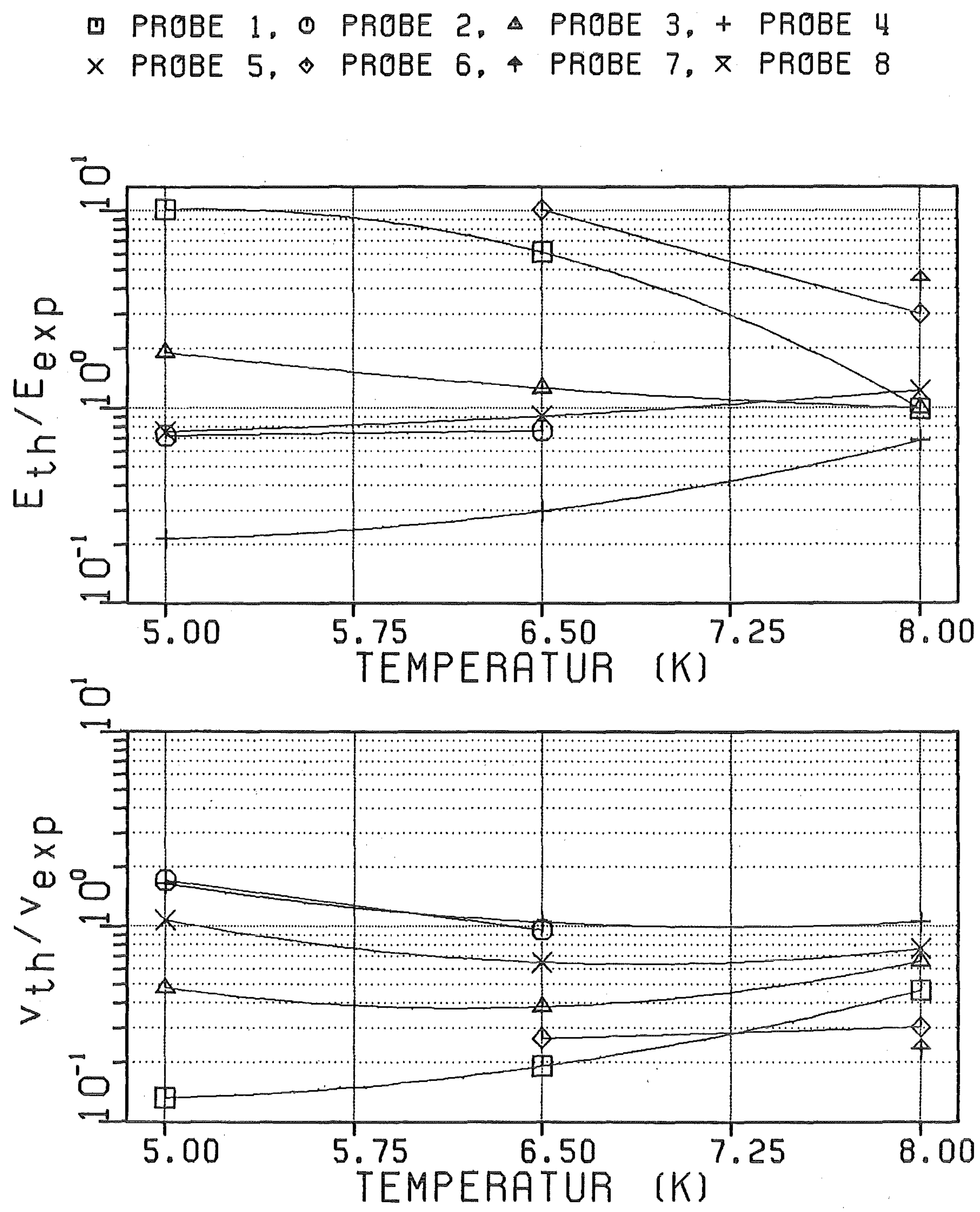
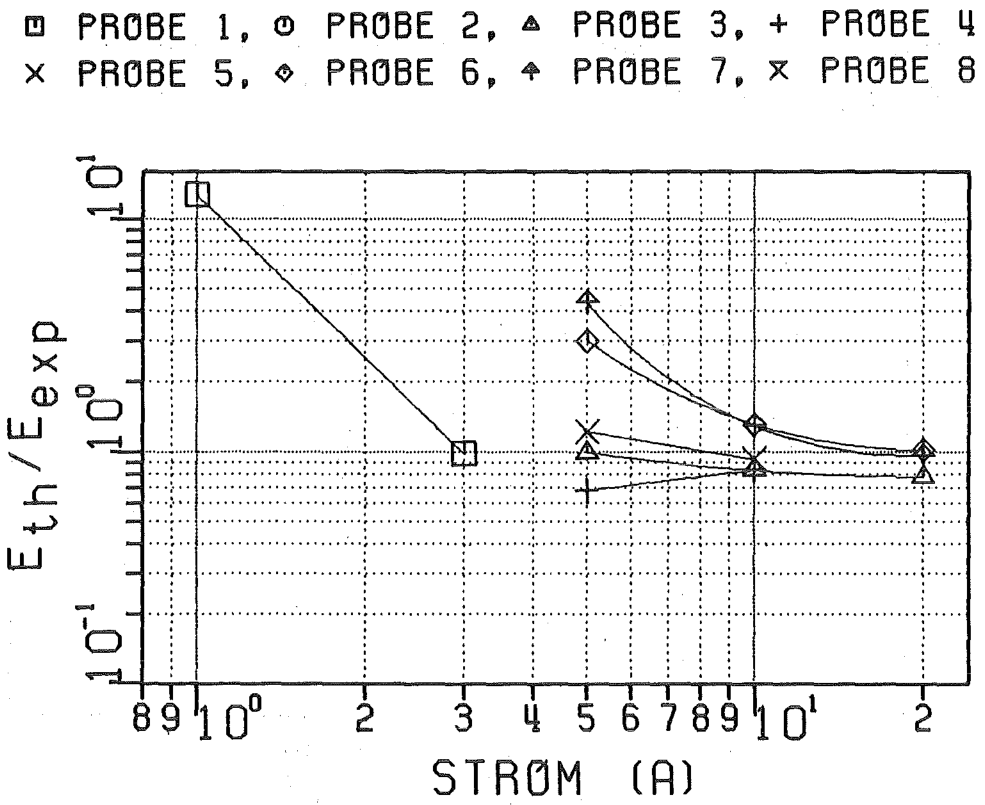


Abbildung 4-13: Quotienten aus simulierter und gemessener kritischer Energie und Ausbreitungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Temperatur bei B=1T und konstantem Strom im Vakuum. Der Strom bei den Proben 1 und 2 beträgt 3A, sonst 5A.



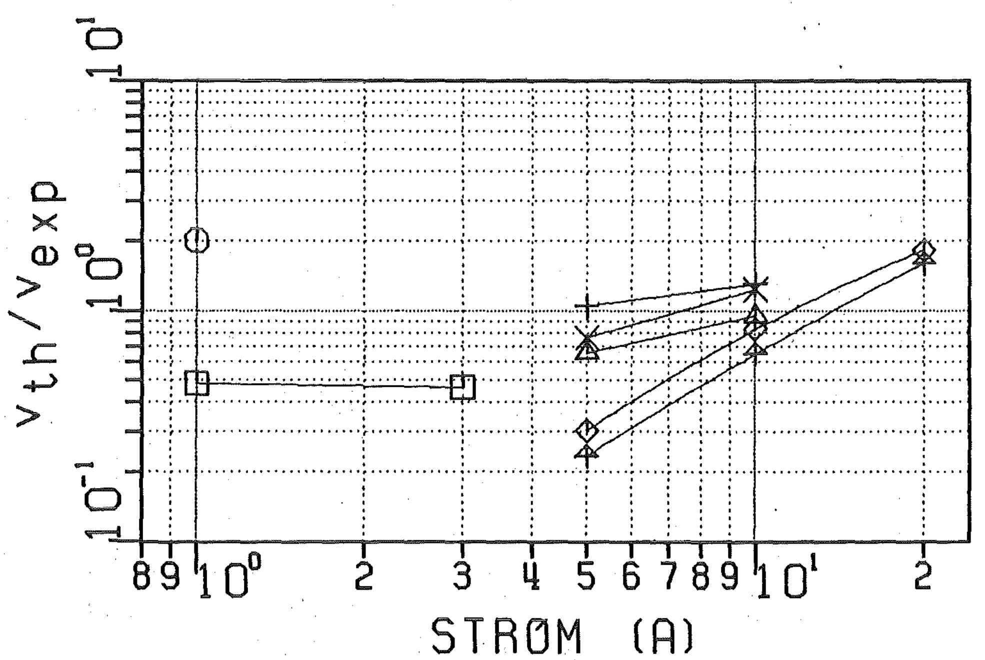


Abbildung 4-14: Quotienten aus simulierter und gemessener kritischer Energie und Ausbreitungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Strom bei B=1T und T_0=8K im Vakuum.

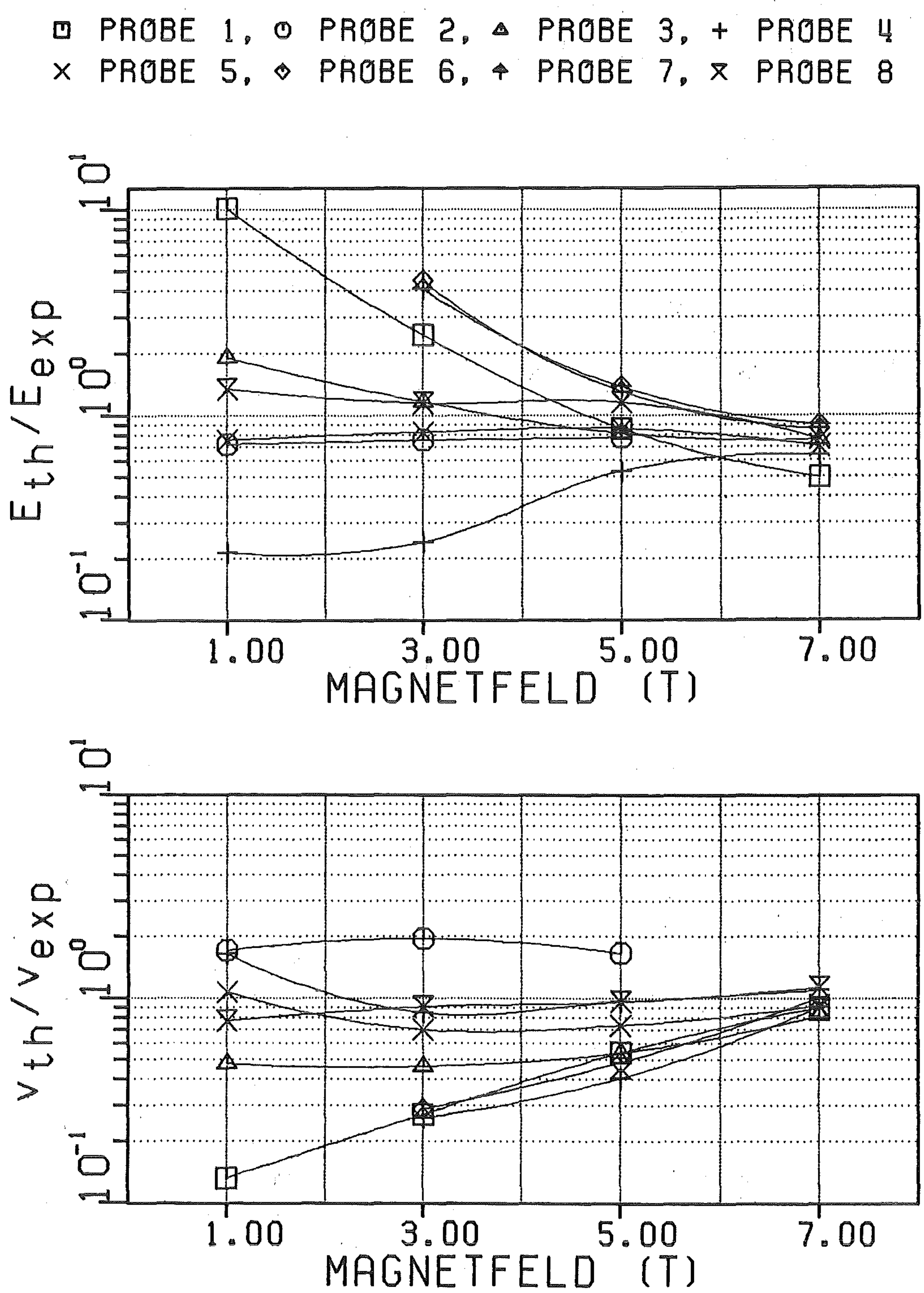


Abbildung 4-15: Quotienten aus simulierter und gemessener kritischer Energie und Ausbreitungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Magnetfeld bei T_0=5K und konstantem Strom im Vakuum. Der Strom beträgt bei den Proben 1 und 2 3A, bei Probe 8 1A, sonst 5A.

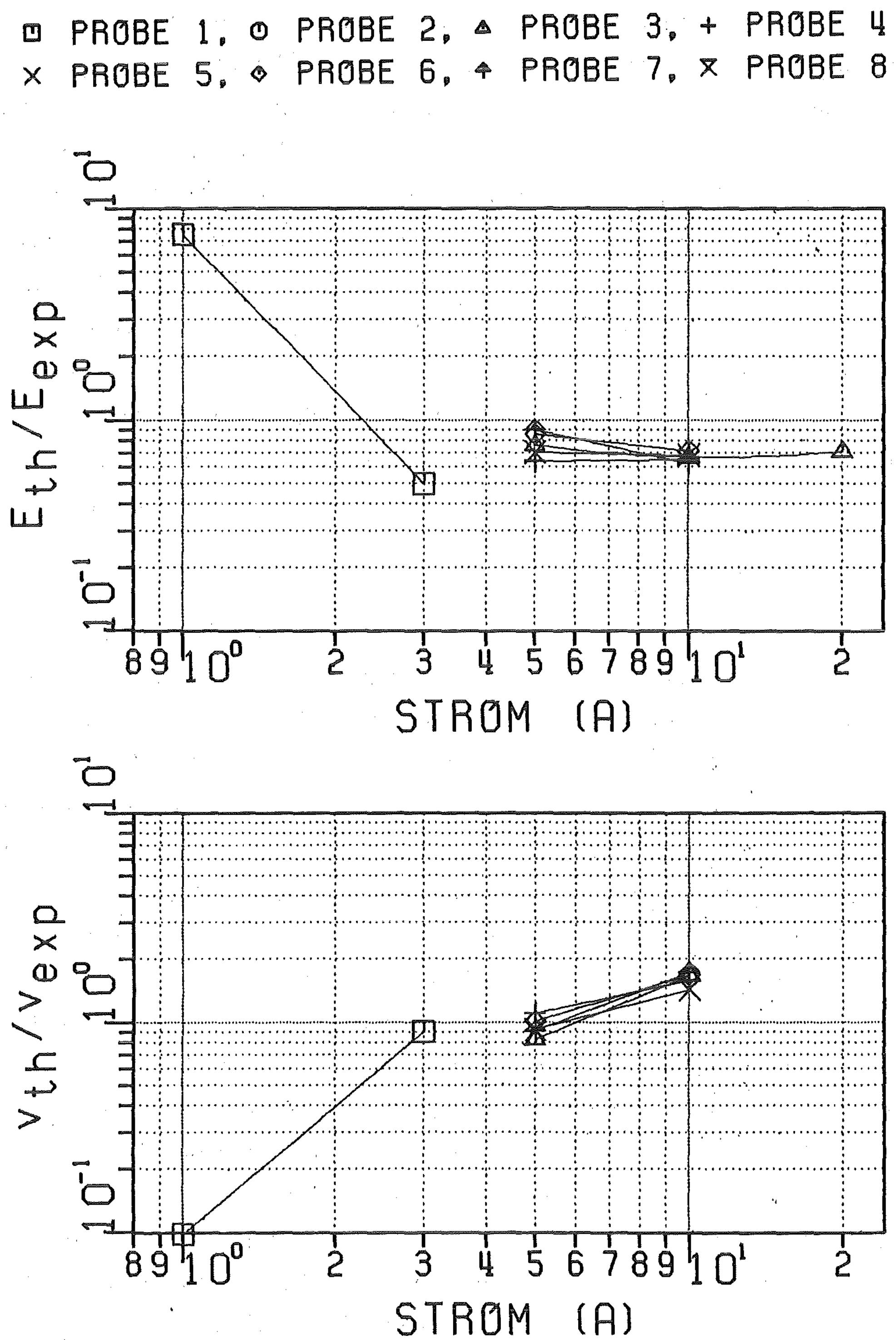


Abbildung 4-16: Quotienten aus simulierter und gemessener kritischer Energie und Ausbreitungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Strom bei B=7T und T_0=5K im Vakuum.

Beim Vergleich von Simulation und Experimenten im Vakuum zeigt sich durchgehend, daß bei niedriger Belastung der Leiter (in den Diagrammen links) die Übereinstimmung schlecht ist. Es gibt Abweichungen bis zu einer Größenordnung. Die Vorgänge mit schlechter Übereinstimmung dauern durchweg lang (>1s) und sind mit hohen kritischen Energien verknüpft. Während der Einkopplung der Störenergie werden im Heizerbereich teilweise Temperaturen über 30K erreicht. Die Mehrzahl der Eingangsfunktionen der Rechnung sind in diesem Temperaturberich nicht mehr gut bekannt, bei der Rechnung führt dies zu einer Verfälschung der Ergebnisse. Aufgrund der Langsamkeit der Vorgänge macht sich die Wärmeleitfähigkeit des Probenhalters bemerkbar, diese ist jedoch im Programm nicht berücksichtigt. Ferner akkumulieren sich bei den langen Simulationszeiten die Fehler des numerischen Verfahrens. In der hier implementierten Form ist das Rechenverfahren für Simulationen im Bereich niedriger Leiterbelastung nicht geeignet.

Mit wachsendem Strom bzw. Magnetfeld wird die Übereistimmung zwischen Simulation und Experiment besser. Die Vörgänge laufen in Zeiten ab, die unter 1s liegen. Die erreichten Maximaltemperaturen bleiben unter 20K. Vergleicht man die Werte der kritischen Energie und der Ausbreitungsgeschwindigkeit aus der Rechnung mit denen aus dem Experiment, so beträgt die Abweichung maximal einen Faktor 2. Dies gilt für alle untersuchten Leiter unabhängig von Aufbau und Zusammensetzung der Matrix. Selbst in diesem einfachen Fall ohne Helium-Badkühlung ist eine exakte Simulation der Realität nicht möglich. Die Vielfalt der Parameter und die ungenaue Kenntnis ihrer Werte erzwingen eine restliche Ungewißheit. Auch gibt das Modell bestimmte Eigenschaften des Leiters nur vereinfachend wieder. Hier ist zuerst die gewollte Eindimensionaltität des Modells zu nennen. Auch da, wo radiale Abhängigkeiten berücksichtigt werden (Barrierenleistung) geschieht dies nur in einer Näherung, die die Gleichverteilung des Stroms über alle Filamente annimmt. Für einzelne Proben kann die Theorie sehr gut mit dem Experiment übereinstimmen, während sie bei anderen Proben und bei mit der gleichen Sorgfalt bestimmten Materialparametern abweicht. Genaue Übereinstimmung für alle Leiter ist nicht gleichzeitig zu erreichen. Die Überprüfung kleiner Modell- oder Paramenteränderungen an einer einzelnen Probe ist deshalb nicht möglich, allerdings kann man aus der Gesamtabweichung einer Schar von Kurven Aussagen gewinnen. So wird z.B. die kritische Energie im Durchschnitt zu gering berechnet, wie auch die Ausbreitungsgeschwindigkeit im Bereich sehr hoher Ströme zu hoch ist. Beide Tatsachen deuten auf systematische Fehler im Modell, bei der

Bestimmung der Materialparameter oder in der Messung hin. Die Abweichung bei der kritischen Energie ist vermutlich in der Art der Simulation der Ankopplung des Heizers an den Leiter begründet. Im Rechenprogramm wird die Heizenergie unmittelbar in in den Draht eingekoppelt, während dies real mit einer Verzögerung geschieht, deren genaue Größe allerdings nicht bekannt ist. Verlängerte Heizzeiten bedingen höhere Störenergien. Die Abweichung bei den Geschwindigkeiten beruht vermutlich auf Ungenauigkeiten bei der Messung. Die erwähnten Werte wurde an der Grenze des zeitlichen Auflösungsvermögens des Schreibers aufgenommen.

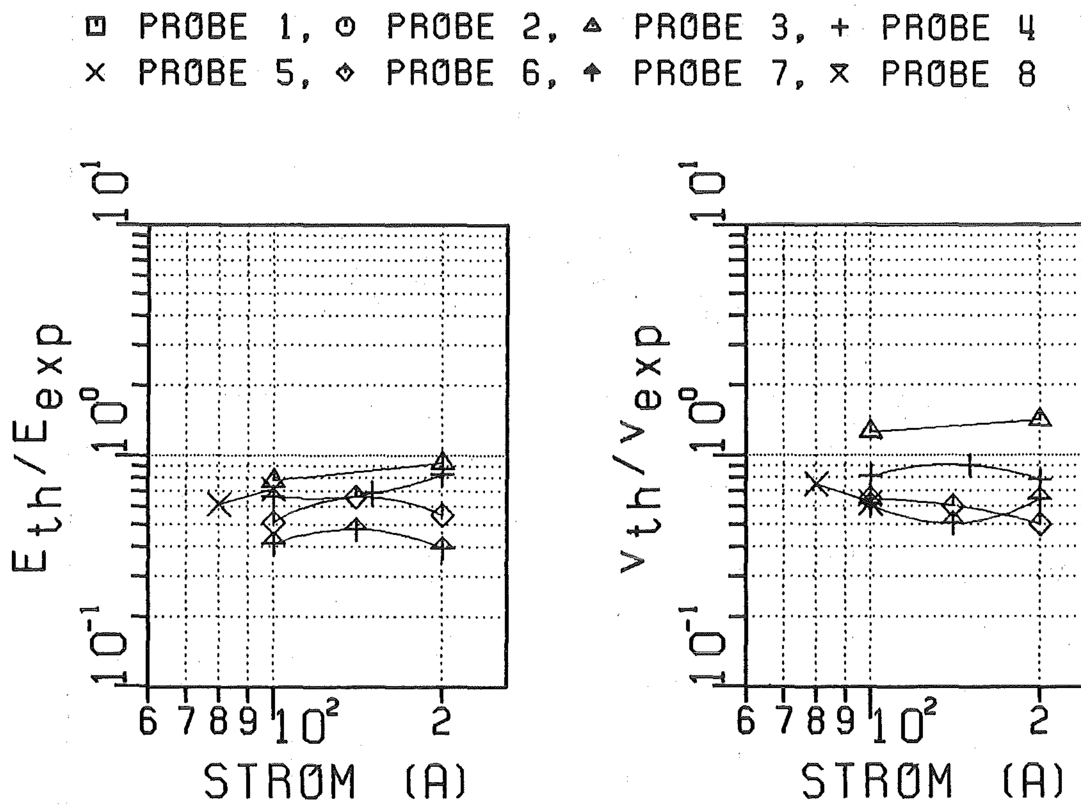


Abbildung 4-17: Quotienten aus simulierter und gemessener kritischer Energie (links) und Ausbreitungsgeschwindigkeit (rechts) in Abhängigkeit vom Strom bei B=1T im Heliumbad.

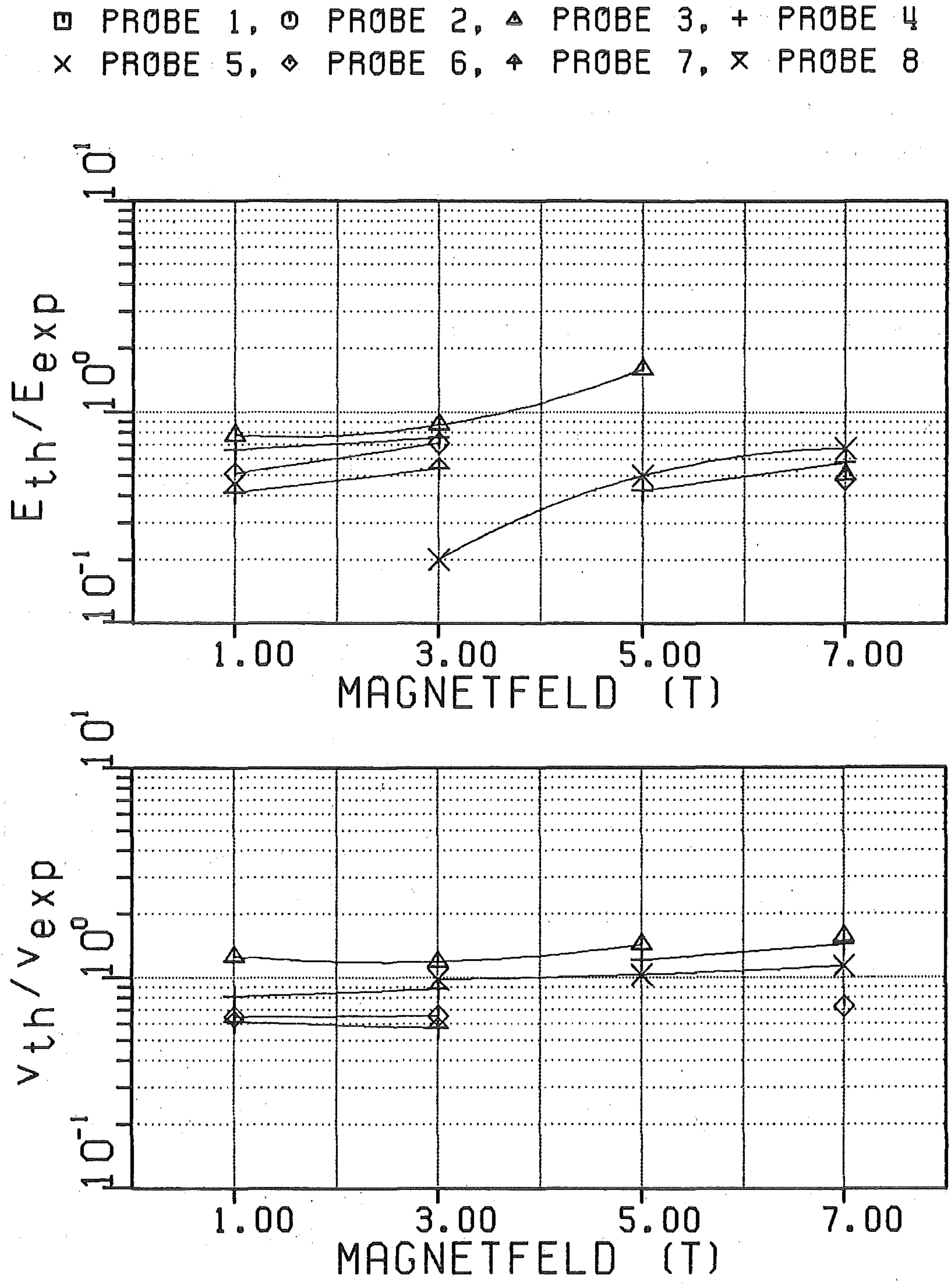


Abbildung 4-18: Quotienten aus simulierter und gemessener kritischer Energie und Ausbreitungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Magnetfeld bei konstantem Strom im Heliumbad. Der Strom beträgt im Niederfeldbereich 100A, im Hochfeldbereich 50A.

Zum Vergleich der Simulation mit den Experimenten im Badkühlungsfall ist das Gleiche zu sagen wie im Vakuumfall bei hohen Strömen. Die

Geschwindigkeiten stimmen besser als auf einen Faktor 2 miteinander überein. Bei den kritischen Energien weichen die Simulationergebnisse gegenüber den Experimenten durchweg nach unten ab. Dieser systematische Fehler beruht wiederum auf der vereinfachenden Simulation der Ankopplung des Heizers an den Probendraht. Im Badkühlungsfall wirkt sich dies viel gravierender aus als bei Vakuumbedingungen. Zu der (tolerablen) Verschmierung des Heizpulses kommmt noch die Wärmeabfuhr vom Heizer direkt ins Helium dazu, die nur ungenau bekannt ist. Würde man diese systematische Abweichung beheben, so bliebe immer noch eine Streuung der Abweichungen feststellbar, die wiederum etwa einen Faktor 2 beträgt. Auch im Badkühlungsfall ist keine genauere Simulation möglich. Auch hier ist der Test einer geringfügigen Modelländerung nur durch den Vergleich mit einer großen Anzahl von Experimenten möglich. Würde man übrigens im Badkühlungsfall die Wärmeerzeugung in den CuNi-Barrieren nicht in der Rechnung berücksichtigen, so lägen die Simulationsergebnisse der Geschwindigkeiten durchweg deutlich unter den experimentellen Werten.

Wie bereits erwähnt wurde, wurde die Größe der minimum propagating zone aufgrund der experimentellen Bedingungen nicht systematisch untersucht. Soweit die Größe der MPZ gemessen werden konnte, stimmte diese mit ähnlicher Genauigkeit wie die kritische Energie mit den Berechnungen überein.

5 Zusammenfassung und Folgerungen

Die elektrische Stabilität und die Quenchausbreitung in supraleitenden Drähten wurden für verschiedene Kühlbedingungen sowohl experimentell untersucht als auch mit einem Computerprogramm simuliert. Das Programm basiert auf einem vorhandenen Modell /6/, das den Leiter als eindimensionales Gebilde annähert. Zur Beschreibung der Kupfer-Nickel-Barrieren in den untersuchten Leitern wurde das Modell erweitert. An den Enden der normalleitenden Zone entsteht durch den Übertritt des Stromes durch die hochresistiven Barrieren zusätzliche Leistung, die die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Quenches deutlich erhöhen kann.

Beim Vergleich zwischen Experiment und Rechnung sind zwei Bereiche zu unterscheiden. Tritt Quench oder Recovery nach einer Zeit von mehr als einer Sekunde nach der Störung auf, so kann keine genügende Übereinstimmung zwischen Experiment und Rechnung erzielt werden. Dies hat Gründe in der Akkumulation der Fehler des Rechenverfahrens als auch in der Unkenntnis einiger Eigenschaften des verwendeten Probenhalters. In der Praxis sind derartig lang andauende "Entscheidungsprozesse" ohne Bedeutung.

Bei Vorgängen die in kürzeren Zeiten ablaufen, stimmen Experiment und Rechnung besser als auf einen Faktor 2 überein, wobei Abweichungen in beide Richtungen möglich sind. Dies gilt für alle untersuchten Leiter, für die Mischmatrixleiter und die beiden Leiter, die nur Cu bzw. CuNi in der Matrix enthielten. Die Abweichungen treten sowohl beim Vakuumexperiment als auch bei Helium-Badkühlung auf. Es ist zu bedenken, daß Stabilität und Quenchausbreitung von einer Vielzahl von Leiterparametern abhängen. Bestimmt man diese Parameter mit vertretbarem Aufwand, bleibt dennoch eine restliche Unsicherheit zurück. So sind z.B. die Anteile der Leitermaterialien am Querschnitt entlang des Leiters nicht konstant und es treten Abweichungen der im Modell angenommenen Idealform der Barrieren entlang des Leiters auf. Weiterhin ist die Dicke und Zusammensetzung der Schichten verunreinigten Kupfers an der Grenzen zu den anderen Leiterkomponenten unbekannt. Die Stärke der Heliumbadkühlung hängt von der Beschaffenheit der Drahtoberfläche ab, was weitere Unsicherheit liefert. Ferner werden im Programm Eigenschaften des Leiters idealisiert, um zu einem formulierbaren Rechenschema zu kommen. Zu nennen ist hier zuerst die eindimensionale Näherung, die die Leiterdaten über den Querschnitt mittelt und radiale Effekte zum Teil vernachlässigt. Auf ihr baut das ganze Modell auf, und ohne sie würde der Rechenzeitaufwand explodieren. Aber auch einfache Abhängigkeiten, wie z.B. die des kritischen Stroms von der Temperatur, werden im Programm vereinfacht, um Rechenzeit und Programmieraufwand zu sparen. Letztendlich soll das Modell ja leicht handhabbar und anpaßbar bleiben.

Es verbleiben also restliche Unwägbarkeiten, welche die Simulation nur mit einer verminderten Genauigkeit zulassen. Soll das Programm als Hilfsmittel beim Leiterentwurf eingesetzt werden, stellt dies kein Problem dar, da bei der Leiterfertigung Schwankungen der Leiterparameter üblich sind. Die Herstellungsverfahren lassen die Kontrolle der Parameter nur mir einer gewissen Genauigkeit zu.

Die Differenzen zwischen Rechnung und und Experiment streuen im Vergleich unterschiedlicher Leiter mehr als die Differenzen beim Vergleich mehrerer Modelle und den Experimenten an einem Leiter /50/. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit, daß beim Vergleich von Modellen und Experimenten zur Stabilität von Supraleitern und zur Quenchausbreitung es erforderlich ist, Experimente an mehreren unterschiedlichen Leitern durchzuführen. Hat man nur einen Leiter zur Verfügung, ist es bei der Vielzahl der Parameter und Näherungen im Modell nicht möglich, zu erkennen, warum Experiment und Rechnung nicht übereinstimmen. In dieser Arbeit wurde gezeigt, daß in einem genügend fundierten Verfahren die realen Größen kritische Energie und Ausbreitungsgeschwindigkeit besser als auf einen Faktor 2 angenähert werden können. Die verbleibende Unsicherheit ist mit sinnvollem Aufwand nicht zu beseitigen. Es ist aufgrund der Unsicherheiten inbesondere nicht möglich, eine Modellvariation zu prüfen, die nur Änderungen im Prozentbereich bewirkt.

Die Beobachtungen der Auswirkungen filamentumhüllender Kupferschichten in Mischmatrixleitern bei den Stabilitätsexperimenten im Vakuum führen zu der Erkenntnis, daß die Wärmeproduktion in den Kupfer-Nickel-Barrieren einen nicht zu vernachlässigenden Anteil an der Gesamtwärmeproduktion stellt. Somit erfüllen die Messungen im Vakuum nicht nur den Zweck der Vereinfachung des Modells, sondern geben ferner noch Hinweise auf eine erforderliche Modellerweiterung. Die Notwendigkeit der Berücksichtigung des Querwiderstandes der Kupfer-Nickel-Barrieren zeigt sich dann auch beim Vergleich der gemessenen Ausbreitungsgeschwindigkeiten im Heliumbad mit den berechneten. Ohne Berücksichtigung des Querwiderstandes tritt für Heliumbadkühlung ein Unterschied bis zum Faktor 6 auf. Mit Berücksichtigung des Querwiderstandes stimmen Experiment und Rechnung in den oben genannten Grenzen überein. Die Barrieren bewirken hier ferner eine Änderung der kritischen Energie um etwa einen Faktor 2. Es sei jedoch darauf hingewiesen, daß diese Änderung von der Art der ursprünglichen Energiefreisetzung abhängt. Wird die Störenergie auf kurzer Länge freigesetzt, so ist die ursprüngliche Current-sharing-Zone kurz und die Barrierenleistung hoch, bei langen Zonen ist es umgekehrt. Der genannte Faktor bezieht sich auf den hier verwendeten Heizer.

Je nach Zielsetzung kann durch konstruktive Maßnahmen im Mischmatrixleiter die Quenchausbreitungsgeschwindigkeit erhöht oder verringert werden. Will man zur Vermeidung lokaler Überhitzungen (hotspots) eine hohe Ausbreitungsgeschwindigkeit erhalten, so kann man dies erreichen, indem man einen möglichst kompakten CuNi-NbTi-Kern im Leiter unterbringt. Das Barrierenmaterial, das ursprünglich zur Verminderung von Wirbelstromverlusten in Pulsmagneten in die Leiter integriert worden ist, übernimmt somit eine weitere Funktion. Zu beachten ist allerdings, daß der hohe Barrierenwiderstand auch die Stabilität verschlechtert. Will man hingegen die Ausbreitungsgeschwindigkeit minimieren, so ist eine Unterteilung der CuNi-NbTi-Kerne in einzelne Bündel sinnvoll. Trennt man die zusammenhängenden Kupfervolumina mit zusätzlichen Barrieren gegeneinander ab, so sind die Wirbelstromverluste auch weiterhin gering. Bei der Herstellung sind starke Glühungen des Drahtes zu vermeiden, da diese an den Grenzen der einzelnen Leiteranteile zur Bildung von Mischsubstanzen führen, es entsteht insbesondere verunreinigtes Kupfer, was eine Erhöhung des Längs- und des Querwiderstandes hervorruft. Eine zusätzliche dünne Kupferumhüllung der Filamente bringt im Mischmatrixleiter keine Erhöhung der elektrischen Stabilität im Hochstrombereich. Ein spürbarer Einfluß von filamentnahem Kupfer im Mischmatrixleiter ist erst bei dickeren Kupferhüllen zu erwarten. Der gleiche Effekt kann aber auch durch Unterteilung der NbTi-CuNi-Kerne erzielt werden.

Anhang A Nomenklatur

a_5 Koeffizient der T^5-Näherung der Grüneisen-Bloch-Funktion in $\Omega \bullet cm/K^5$,

B Magnetfeld in Tesla,

B_{c2} oberes kritisches Magnetfeld eines harten SL in Tesla,

c spezifische Wärme in $J/(cm^3 \bullet K)$,

c^*_{He} normierte spezifische Wärme der Helium-Grenzschicht in $J/(cm^2 \bullet K)$,

c_n spezifische Wärme im normalleitenden Zustand in $J/(cm^3 \bullet K)$,

c_s spezifische Wärme im supraleitenden Zustand in $J/(cm^3 \bullet K)$,

d Durchmesser des Probendrahtes in cm,

d_I Durchmesser des Probendrahtes einschließlich Isolation in cm,

E_c kritische Energie in J,

E_h Störnergie (Heizernergie) in J,

G Grüneisen-Bloch-Funktion,

h Wärmeübergangskoeffizient zum Probenhalter in $W/(cm^2 \bullet K)$

h^* normierter Wärmeübergangskoeffizient in $W/(cm \bullet K)$

I Strom in Ampere,

I_c kritischer Strom eines Supraleiters in Ampere,

I_l Leiterstrom in Ampere,

I_m Matrixstrom in Ampere,

I_{to} Take-off-Strom eines Supraleiters in Ampere,

i Laufparameter des Orts,

j Laufparameter der Zeit,

j Stromdichte in A/cm^2,

K Wärmeleitfähigkeit in $W/(cm \bullet K)$.

L Lorenzzahl, $2{,}45 \bullet 10^{-8}$ $W \bullet \Omega/K^2$.

l_{cs} Länge der Current-sharing-Zone in cm,

l_h Länge des Kurzzeitheizers in cm,

N Anzahl Ortselemente im Programm,

n_K Anzahl der NbTi-CuNi-Kerne eines Leiters,

P Kühlleistung pro Oberfläche in W/cm^2,

Q Heizleistung pro Drahtlänge in W/cm,

q Querschnitt des Gesamtleiters in cm^2,

$q_{..}$ Querschnittsanteil einer Materialkomponente im Leiter in cm^2,

r Parameter zur Schrittweitensteuerung im Programm (dimensionslos),

r_K Radius des NbTi-CuNi-Kerns des Leiters,

T Temperatur in Kelvin,

T^* Temperatur in Grad Celsius,

T_c kritische Temperatur eines Supraleiters in Kelvin,

T_{cs} Current-sharing-Temperatur eines Supraleiters in Kelvin,

t Zeit in s,

t_h Heizzeit in s,

V_{GFK} Probenhaltervolumen unterhalb 1cm Probendraht,

v_Q Ausbreitungsgeschwindigkeit einer normalleitenden Front in m/s,

v_U Spannungsgeschwindigkeit der gesamten normalleitenden Zone in V/s,

W absolute Heizleistung W,

x Ort in cm,

x_c Ort, an dem $T=T_c$ ist,

x_{cs} Ort, an dem $T=T_{cs}$ ist,

Z Leistungsdichte in W/cm³,

β Koeffizient des T^3-Phononenanteils der spezifischen Wärme in $J/(cm^3 \bullet K^4)$,

β^* normierter Koeffizient β in $J/(cm \bullet K^4)$,

γ Sommerfeld-Konstante der spezifischen Wärme in $J/(cm^3 \bullet K^2)$,

η relativer Querschnittsanteil einer Materialkomponente im Leiter,

κ Ginzburg-Landau-Parameter,

λ Länge der Current-sharing-Zone, bei der die Heizleistung im Kupfer gleich der Barrierenleistung ist,

ψ Kohler-Funktion,

ρ spezifischer elektrischer Widerstand in $\Omega \bullet cm$,

ρ^* normierter elektrischer Widerstand in Ω/cm,

ρ_0 spezifischer elektrischer Restwiderstand in $\Omega \bullet cm$,

τ_{mag} magnetische Diffusionszeit in s,

τ_{th} thermische Diffusionszeit in s,

GFK Abkürzung für: glasfaserverstärkter Kunststoff

SL Abkürzung für Supraleiter.

CuNi$\nu\nu$ Kupfer-Nickel-Legierung mit $\nu\nu$ Gewichts-Prozent Nickel,

NbTi$\nu\nu$ Niob-Titan-Legierung mit $\nu\nu$ Gewichts-Prozent Titan.

Anhang B Temperaturregelschaltung

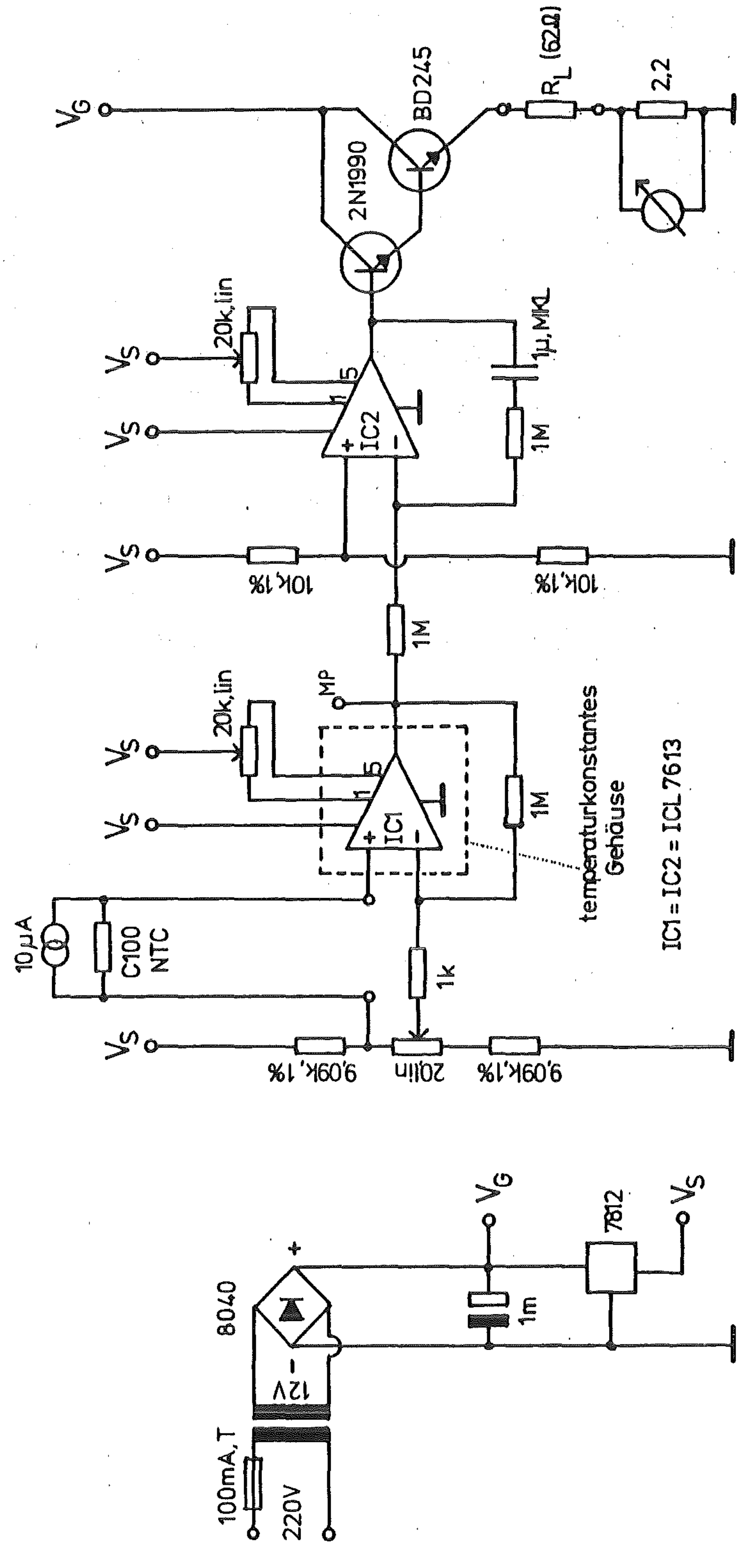


Abbildung B-1: Temperaturregelschaltung.

Die Schaltung der PI-Regler ist in Abbildung B-1 aufgezeichnet. Der als Meßfühler dienende Kohlewiderstand wird über ein externes stromkonstantes Netzgerät versorgt. Das am Widerstand abgegriffene Spannungssignal wird mit einem Sollwert verglichen. Als Differenzbildner und Verstärker fungiert der Operationsverstärker ICL-7613B, der sich durch einen besonders niedrigen Eingangsstrom um 1pA auszeichnet. Der Operationsverstärker sitzt in einem auf konstanter Temperatur gehaltenen Gehäuse, um eine Drift zu vermeiden /52/. Die kleine Spannungsdifferenz (einige 10µV) wird verstärkt und einem Operationsverstärker zugeführt, der als Mischung zwischen Proportionalverstärker und Integrator (PI-Regler) geschaltet ist. Dieser steuert über zwei als Emitterfolger geschaltete Transistoren den Heizwiderstand im Probenraum. Die Schaltung kann natürlich nicht für alle Temperaturen optimal eingestellt werden. Nach richtigem Offsetabgleich des Vorstufen-Operationsverstärkers kann jedoch eine Schwingungsneigung des Regelkreises durch geeignete Serien- bzw. Parallelwiderstände im Lastkreis unterdrückt werden.

Anhang C Magnetfeldableitung der Kohler-Funktion

Man betrachte eine elektrische Parallelschaltung von n zylindrischen Kupfer-Einkristallen mit der Länge l, dem Querschnitt q und dem spezifischen elektrischen Widerstand ρ_i. Der Index i unterscheidet die Zylinder. Der elektrische Widerstand der einzelnen Zylinder ist

(C.1) $R_i = \rho_i \cdot l/q.$

Der Gesamtwiderstand der Anordnung ist

(C.2) $R = \rho \cdot l/(n \cdot q),$

wobei ρ der gesuchte spezifische elektrische Widerstand der Gesamtanordnung ist. Mit

(C.3) $1/R = \Sigma(1/R_i)$

wird

(C.4) $1/\rho = (1/n) \cdot \Sigma(1/\rho_i).$

Das Zeichen Σ steht hier und im folgenden stets für die Summe von i=1 bis n. Nach Einführung der spezifischen elektrischen Leitfähigkeiten $\lambda = 1/\rho$ und $\lambda_i = 1/\rho_i$ kann man (C.4) als

(C.5) $\lambda = (1/n) \cdot \Sigma\lambda_i$

schreiben. Für die Abhängigkeit des spezifischen elektrischen Widerstandes vom Magnetfeld oberhalb von 1T wird in guter Übereinstimmung mit der Theorie (Kohler-Regel /11/) und den Experimenten /12/ ein Verlauf $\rho_i = a_i + \alpha \cdot B$ angenommen. D.h. die Magnetfeldableitung $d\rho_i/dB$ des spezifischen elektrischen Widerstandes ist für alle Einkristalle die gleiche, nämlich α. Damit wird

(C.6) $d\lambda_i/dB = d\lambda_i/d\rho_i \cdot d\rho_i/dB = -\alpha/\rho_i^2 = -\alpha \cdot \lambda_i^2.$

Jetzt läßt sich die Ableitung des spezifischen Gesamtwiderstandes nach dem Magnetfeld mit der Cauchy-Schwarz'schen Ungleichung abschätzen:

$$(C.7)\quad d\rho/dB = d\rho/d\lambda \bullet d\lambda/dB = (-1/\lambda^2)\bullet d[(1/n)\bullet\Sigma\lambda_i]/dB$$

$$= [-1/(n\bullet\lambda^2)]\bullet\Sigma(d\lambda_i/dB) = [-1/(n\bullet\lambda^2)]\bullet\Sigma(-\alpha\bullet\lambda_i^2)$$

$$= [\alpha/(n^2\bullet\lambda^2)]\bullet n\bullet\Sigma(\lambda_i^2) = [\alpha/(n\bullet\lambda)^2]\bullet\Sigma(1^2)\bullet\Sigma(\lambda_i^2)$$

$$\geq [\alpha/(n\bullet\lambda)^2]\bullet[\Sigma(1\bullet\lambda_i)]^2 = [\alpha/(n\bullet\lambda)^2]\bullet(n\bullet\lambda)^2$$

$$= \alpha = d\rho_i/dB.$$

Die Gleichheit gilt nur für $\lambda_1=\lambda_2=....=\lambda_n$. Die Ableitung des spezifischen elektrischen Widerstandes der beschriebenen Anordnung ist, wenn unterschiedliche Kupfersorten verwendet werden, höher als bei einem einzigen Einkristall mit beliebigem Restwiderstand. Obwohl die Magnetfeldableitung des spezifischen elektrischen Widerstandes unabhängig vom Reinheitsgrad der Probe ist, wird sie von deren Homogenität quer zur Stromrichtung beeinflußt.

□

Anhang D Programm

Das Simulationsprogramm wurde in FORTRAN-77 geschrieben. Es erledigt Ein- und Ausgabe, Simulation der Experimente, sowie das Zeichnen der Temperaturverläufe und Spannungsabläufe. Zum Plotten wird CALCOMP-Software benötigt. Das Steuerprogramm ist in IBM-JCL geschrieben.

```
//ITP519J  JOB  (0519,130,P3C7E),KASTNER,TIME=(03,00),                 0001
// MSGCLASS=H,NOTIFY=ITP519                                             0002
//*MAIN LINES=20,CARDS=200                                              0003
// EXEC F7CLG,PLOT=VERSATEC                                             0004
//C.SYSPRINT DD SYSOUT=C,DEST=LOCAL                                     0005
//C.SYSIN DD DISP=SHR,DSN=TSO519.KASTNER.FORT(Q)                        0006
//L.SYSPRINT DD SYSOUT=C,DEST=LOCAL                                     0007
//G.FT05F001 DD *                                                       0008
PROBE NUMMER 3 (VI), F1000-20/2-2C(T100),                               0009
((NBTI)CUNI)CU, UNBEHANDELT, OHNE LACK                                  0010
         7.0          B       ANGELEGTES MAGNETFELD (T)                 0011
        13.4          BC2     KRITISCHES MAGNETFELD BEI OK (T)          0012
        75.           IC      KRITISCHER STROM IM SL BEI 4.24K (A)      0013
        50.           IL      MOMENTANER LEITERSTROM (A)                0014
         0.000342     EHEIZ   HEIZIMPULS (J)                            0015
         0.000032     DEH     HEIZIMPULSVARIATION (J)                   0016
         0.01         GEH     GENAUIGKEIT DER HEIZIMPULSBESTIMMUNG (ABS) 0017
         0.00041      ZHEIZ   EINKOPPELUNGSDAUER (SEK)                  0018
         1.5          ZEPS    FAKTOR DER ZEITSCHRITTWEITENSTEUERUNG     0019
         0.500        ZENDE   MAXIMALE ENDZEIT (SEC)                    0020
         0.001        ZPLOT   ZEIT DES ERSTEN PLOTS (SEK)               0021
         0.001        DZPL    ZEITLICHER ABSTAND DER PLOTS (SEK)        0022
         0.0001       DZPU    ZEITLICHER ABSTAND DER KURVENPUNKTE (SEK) 0023
         0.005        ZPRUEF  ZEIT DER ERSTEN RECOVERY-PRUEFUNG (SEK)   0024
         0.005        ZWART   WARTEZEIT NACH RECOVERY-PRUEFUNG (SEK)    0025
         0.001        DTEPS   ZEITGENAUIGKEIT DER ITERATION (ABSOLUT)   0026
         4.24         TAUS    AUSGANGSTEMPERATUR (K)                    0027
         6.55         TC      KRITISCHE TEMPERATUR DES SL (K)           0028
         9.5          TCO     KRITISCHE TEMPERATUR DES SL BEI OT(K)     0029
        -0.0          DTC     KORREKTURSUMMAND VON TC (K)               0030
         2.0          TEPS    TEMPERATURGENAUIGKEIT DER ITERATION (K/S) 0031
         4.0          TOFFS   NIEDRIGSTE TEMPERATUR IM PLOT (K)         0032
         0.0245       LORENZ  LORENZZAHL (W*MYOHM/K**2)                 0033
         0.0614       RHOC    RESTWIDERSTAND VON KUPFER (MYOHM*CM)      0034
        35.           RHOK    RESTWIDERSTAND VON KONSTANTAN (MYOHM*CM)  0035
         0.547        ALPHC   CU/GESAMTLEITER-VERHAELTNIS               0036
         0.147        ALPHK   KONSTANTAN/GESAMTLEITER-VERHAELTNIS       0037
         0.306        ALPHS   SUPRALEITER/GESAMTLEITER-VERHAELTNIS      0038
         0.00014      HTR     WAERMELEITKOEFF. ZUM HALTER (W/(CM*K))    0039
         0.06         DIAM    LEITERDURCHMESSER (CM)                    0040
         0.0          DIS     DICKE DER ISOLATION (CM)                  0040
```

```
      0.05         DX      ORTSSCHRITTWEITE (CM)
      0.43         LHEIZ   HEIZERLAENGE (CM)
      0.57         LUNK    UNGEKUEHLTE LAENGE (CM)
     -5.0          LMESSL  MESSORT LINKS (CM)
      5.0          LMESSR  MESSORT RECHTS (CM)
      5.0          LTEMP   TEMPERATUR-MESSORT (CM)
      0.000247     VHEIZ   VOLUMEN DES HEIZDRAHTES (CM**3)
      0.00171      VARALD  VOLUMEN DES ARALDITS (CM**3)(INCL KON)
      4.96         BCUNI   BETA VON CUNI (MYJ/(CM**3*K**2))
    332.0          GCUNI   GAMMA VON CUNI (MYJ/(CM**3*K**2))
    125            XMAX    ANZAHL ORTSELEMENTE (MAX. 250)
     20            XENDE   ANZAHL ORTSELEMENTE ZU BEGINN (MAX. XMAX)
    100            XPLOT   ORTSELEMENTE IM PLOT (MAX. 250)
    200            MAXREL  MAXIMALE ANZAHL RELAXATIONSSCHRITTE
     10            MAXEIT  MAXIMALE ANZAHL ENERGIE-SCHACHTELUNGEN
   TRUE            HKEIN   HELIUM-BAD-KUEHLUNG EINSCHALTEN
   TRUE            RSYMM   SYMMETRISCHE RECHNUNG
   TRUE            QKRIT   FRUEHZEITIGES QUENCHKRITERIUM
//G.FT06F001 DD SYSOUT=H
//G.FT08F001 DD SYSOUT=8
//G.PLOTLOG DD SYSOUT=*
//G.PLOTPARM DD *
 &PLOT MODEL=1200,ID=0,SPACE=8,IOPT=2,MODE=4,IOMASK=1,LYNES=9999,
       UNITS=2.54, XMAX=999., YMAX=26.5, YMIN=0.,
       STRIP=26.5 &END
//VERS EXEC V80
//*FORMAT PU,DDNAME=RMTRASTR,DEST=RM011PU1
//*FORMAT PU,DDNAME=RJERASTR,DEST=RM011PU1
//
```

```
C     DYNAMISCHE BERECHNUNG DER TEMPERATURVERTEILUNG IN EINEM
C     SUPRALEITER, AUTOR KURT KASTNER
      IMPLICIT CHARACTER(A-Z)
      INTEGER ANZREL,CPU,EIT,GESREL,I
      INTEGER MAXEIT,MAXREL,MINT,RMIN,RSEK,RZEIT,ST,SZAHL
      INTEGER X,XANF,XEALT,XENDE,XHEIZ
      INTEGER XMAX,XMESSL,XMESSR,XPLOT,XTEMP,XUNK
      INTEGER ZANZ,ZZAHL,ZZALT,ZZBEG,ZZMIN
      REAL ALPHC,ALPHK,ALPHS,B,BC2,BCUNI,BREL,CHAL,CH,CT
      REAL DEH,DH,DIAM,DIS,DT,DTC,DTEPS,DTNEU,DTTEPS,DUMMY,DX,DZPL,DZPU
      REAL EHX,EHZ,EHEIZ,ERECO,EQUEN,EQMAX,GEH,GCUNI
      REAL IC,IL,IL22,IM,IMA,IMJ
      REAL HTR,HTRR,KUEHL,KT
      REAL LCMAX,LCPUT,LHEIZ,LMESSL,LMESSR,LORENZ,LTEMP,LUNK,NORMUM
      REAL PI,QHAL,QHEIZ,QUER,QUERC,QUERG,QUERK,QUERS,QZ
      REAL R,RGES,RHOC,RHOK,RHOQ,RHOT,SKAL,SP
      REAL TAUS,TBAD,TC,TCO,TCCS,TCS,TEPS,TFAKT
      REAL TGMA,TMA,TMAMAX,TMAMIN,TOFFS
      REAL WQ,UKX,UMAX,UVERS
      REAL VARALD,VHEIZ,VUMAX,VUMIN,VUS,XFAKT,YFAKT
      REAL ZE,ZENDE,ZEPS,ZEPSAK
      REAL ZHEIZ,ZPALT,ZPLOT,ZPRUEF,ZSTOP,ZWART
      REAL C(-500:500),CTALT(-500:500)
      REAL EALT(-500:500),K(-500:500),KTALT(-500:500)
```

```
      REAL KTVOR(-500:500),KUALT(-500:500)
      REAL Q(-500:500),RALT(-500:500)
      REAL TALT(-500:500),TGFK(-500:500),TGMAX(0:20000)
      REAL TMAX(0:20000)
      REAL TMESS(0:20000),TMED(-500:500)
      REAL WQALT(-500:500)
      REAL UMESS(0:20000),UMF(-500:500),VU(0:20000)
      REAL W(-500:500),ZEITF(0:20000)
      REAL*8 TN1,TN2,ZEITSU,ZW
      REAL*8 TNEU(-500:500),TVOR(-500:500)
      LOGICAL EHV,HKEIN,INTAL,QKRIT,QPRUEF,RELAX,RSYMM,TRECO,TQUEN
      LOGICAL EMALQ(-500:500)
      CHARACTER*80 VORGAB
      COMMON BCUNI,BREL,DIAM,DIS,DX,GCUNI,HTRR,IC,IL,LHEIZ,LORENZ
      COMMON QHAL,QUER,QUERC,QUERK,QUERS
      COMMON RHOC,RHOQ,TAUS,TBAD,TC,TCO,TCS,TGFK,VARALD,VHEIZ
      COMMON EMALQ,HKEIN,INTAL
C ------------------------------------------------------------
C     ANFANGSPARAMETER ZUWEISEN
      INTAL=.TRUE.
      READ(5,'(A80)') VORGAB
      READ(5,'(A80)') VORGAB
      READ(5,'(G21.10)') B
      READ(5,'(G21.10)') BC2
      READ(5,'(G21.10)') IC
      READ(5,'(G21.10)') IL
      READ(5,'(G21.10)') EHEIZ
      READ(5,'(G21.10)') DEH
      READ(5,'(G21.10)') GEH
      READ(5,'(G21.10)') ZHEIZ
      READ(5,'(G21.10)') ZEPS
      READ(5,'(G21.10)') ZENDE
      READ(5,'(G21.10)') ZPLOT
      READ(5,'(G21.10)') DZPL
      READ(5,'(G21.10)') DZPU
      READ(5,'(G21.10)') ZPRUEF
      READ(5,'(G21.10)') ZWART
      READ(5,'(G21.10)') DTEPS
      READ(5,'(G21.10)') TAUS
      READ(5,'(G21.10)') TC
      READ(5,'(G21.10)') TCO
      READ(5,'(G21.10)') DTC
      READ(5,'(G21.10)') TEPS
      READ(5,'(G21.10)') TOFFS
      READ(5,'(G21.10)') LORENZ
      READ(5,'(G21.10)') RHOC
      READ(5,'(G21.10)') RHOK
      READ(5,'(G21.10)') ALPHC
      READ(5,'(G21.10)') ALPHK
      READ(5,'(G21.10)') ALPHS
      READ(5,'(G21.10)') HTR
      READ(5,'(G21.10)') DIAM
      READ(5,'(G21.10)') DIS
      READ(5,'(G21.10)') DX
      READ(5,'(G21.10)') LHEIZ
      READ(5,'(G21.10)') LUNK
```

```
      READ(5,'(G21.10)') LMESSL
      READ(5,'(G21.10)') LMESSR
      READ(5,'(G21.10)') LTEMP
      READ(5,'(G21.10)') VHEIZ
      READ(5,'(G21.10)') VARALD
      READ(5,'(G21.10)') BCUNI
      READ(5,'(G21.10)') GCUNI
      READ(5,'(I10)') XMAX
      READ(5,'(I10)') XENDE
      READ(5,'(I10)') XPLOT
      READ(5,'(I10)') MAXREL
      READ(5,'(I10)') MAXEIT
      READ(5,'(L21)') HKEIN
      READ(5,'(L21)') RSYMM
      READ(5,'(L21)') QKRIT
      IF (LHEIZ .GE. DX) GOTO 1037
      IF (LHEIZ .LE. LUNK) GOTO 1037
      IF (LMESSR .GT. LMESSL) GOTO 1037
      IF (DEH .GE. 0.0) GOTO 1037
      WRITE(6,'(20H SCHLECHTE PARAMETER)')
      WRITE(8,'(20H SCHLECHTE PARAMETER)')
      STOP
1037  IF (ZPRUEF .LT. ZHEIZ) ZPRUEF=ZHEIZ
      LCMAX=20.0
      LCPUT=LCMAX+1.0
      PI=4.*ATAN(1.)
      EIT=0
      BREL=B/BC2
      TBAD=4.24
      TC=TC+DTC
      TC0=TC0+DTC
      TCS=TC-(IL/IC)*(TC-TBAD)
      TCCS=TC-TCS
      LORENZ=LORENZ*1.0E-6
      RHOC=RHOC*1.0E-6
      RHOK=RHOK*1.0E-6
      BCUNI=BCUNI*1.0E-6
      GCUNI=GCUNI*1.0E-6
      IL22=IL*IL/2.
      QHAL=0.7266666/(((DIAM/2.+DIS)*SQRT(2.)+2.15)*2.*PI)
      XEALT=XENDE
      ZPALT=ZPLOT
      XHEIZ=INT((LHEIZ/DX-1.)/2.)
      EHX=(LHEIZ/DX-1.)/2.-FLOAT(XHEIZ)
      XUNK=INT((LUNK/DX-1.)/2.)
      UKX=(LUNK/DX-1.)/2.-FLOAT(XUNK)
      XMESSL=MINT(LMESSL/DX-.5)+1
      XMESSR=MINT(LMESSR/DX-.5)
      XTEMP=INT(LTEMP/DX+.5)
      EQMAX=2.5E-3
      ERECO=0.0
      EQUEN=0.0
      UVERS=13.
      TFAKT=1.0
      NORMUM=PI*(DIAM+2.*DIS)
      HTRR=HTR/NORMUM
```

```
      DO 1010 X=-XMAX,XMAX
1010   UMF(X)=NORMUM
      IF (.NOT. HKEIN) THEN
        DO 1029 X=-XUNK,XUNK,1
1029     UMF(X)=0
        UMF(XUNK+1)=UMF(XUNK+1)*UKX
        UMF(-XUNK-1)=UMF(-XUNK-1)*UKX
       ELSE
C       DURCHMESSER DES HEIZERS
        DH=2.*SQRT((VARALD+VHEIZ)/(PI*LHEIZ)+(DIAM+2.*DIS)**2/4.)
C       UMFANG DES HEIZERS
      WRITE(8,'(8H  UMFANG,F20.10)') PI*DH
        DO 1043 X=-XHEIZ,XHEIZ,1
1043     UMF(X)=PI*DH
        X=XHEIZ+1
        UMF(X)= UMF(X)*(1.-EHX) + PI*DH*EHX
     X        + PI/4.*(DH**2-(DIAM+2.*DIS)**2)
      WRITE(8,'(8H  UMFANG,F20.10)') UMF(X)
        X=-XHEIZ-1
        UMF(X)= UMF(X)*(1.-EHX) + PI*DH*EHX
     X        + PI/4.*(DH**2-(DIAM+2.*DIS)**2)
       ENDIF
      QUER= PI*(DIAM/2.)**2
      QUERG=PI*(DIAM/2.+DIS)**2
      QUERC=QUER*ALPHC
      QUERK=QUER*ALPHK
      QUERS=QUER*ALPHS
      IF ((ALPHC+ALPHK+ALPHS) .GT. 1.0) STOP
      IF ((ALPHC+ALPHK+ALPHS) .LT. 0.9) STOP
      RHOQ=1.0/(QUERC/RHOC+QUERK/RHOK)
      RHOT=RHOK*3./(DX*DX*8.*PI*TCCS*2.)
      DUMMY=R(0.)
      DUMMY=IM(0.)
      DUMMY=KUEHL(0.,0)
      DUMMY=KT(0.)
      DUMMY=CT(0.,0.)
      DUMMY=CH(0.)
      DUMMY=CHAL(0.)
      INTAL=.FALSE.
C -------------------------------------------------------------
C     PLOT INITALISIEREN
      CALL PLOTS(0,0,0)
C -------------------------------------------------------------
C     EINGANGSPARAMETER AUSGEBEN
      CALL PLOT(2.,1.,-3)
      REWIND 5
      DO 1025 I=1,51,1
       READ(5,'(A80)') VORGAB
       CALL SYMBOL(0.,25.-.3*FLOAT(I),.2,VORGAB,0.,72)
       WRITE(6,'(A72)') VORGAB
1025   WRITE(8,'(A72)') VORGAB
      I=52
      VORGAB='         ENDLICHE WAERMEKAPAZITAET DES GFK-HALTERS'
      CALL SYMBOL(0.,25.-.3*FLOAT(I),.2,VORGAB,0.,72)
      I=53
      VORGAB='         QUERWIDERSTAND DES KUPFER-NICKELS'
```

```
      CALL SYMBOL(0.,25.-.3*FLOAT(I),.2,VORGAB,0.,72)
      WRITE(6,'(A72)') VORGAB
      WRITE(8,'(A72)') VORGAB
      CALL SYMBOL(1.,0.0,.13,15HREL. STROM I/IC,0.,15)
      CALL NUMBER(5.,0.0,.13,IL/IC,0.,4)
      CALL SYMBOL(1.,3.0,.3,1HI,0.,1)
      CALL NUMBER(2.,3.0,.3,IL,0.,1)
      CALL SYMBOL(1.,2.5,.3,1HB,0.,1)
      CALL NUMBER(2.,2.5,.3,B,0.,1)
      CALL SYMBOL(1.,2.0,.3,1HT,0.,1)
      CALL NUMBER(2.,2.0,.3,TAUS,0.,1)
      CALL SYMBOL(10.,3.0,.3,2HER,0.,2)
      CALL SYMBOL(10.,2.5,.3,2HEQ,0.,2)
      CALL SYMBOL(10.,2.0,.3,4HUMPZ,0.,4)
      CALL SYMBOL(10.,1.5,.3,3H2VU,0.,3)
      CALL PLOT(10.,0.,-3)
      CALL PLOT(0.,.001,2)
      CALL PLOT(8.8,0.,-3)
      CALL PLOT(0.,.001,2)
C ---------------------------------------------------------
      CALL PLOT(10.,0.,-3)
      CALL PLOT(0.,.001,2)
      CALL PLOT(9.7,0.,-3)
      CALL AXIS(0.,0.,19HTEMPERATUR (KELVIN),
     X-19,24.,90.,TOFFS,1./TFAKT)
C ---------------------------------------------------------
C     WAERMELEITFAEHIGKEIT
      YFAKT=0.5
      CALL AXIS(0.,0.,19HKT      (W/(CM*K)) ,19,20.,180.,0.,1./YFAKT)
      ST=400
      CALL PLOT(-YFAKT*KT(FLOAT(ST)/100.)*DX*DX/QUERC
     X,TFAKT*(FLOAT(ST)/100.-TOFFS),3)
      DO 1012 ST=401,2800
       CALL PLOT(-YFAKT*KT(FLOAT(ST)/100.)*DX*DX/QUERC
     X ,TFAKT*(FLOAT(ST)/100.-TOFFS),2)
1012   CONTINUE
C ---------------------------------------------------------
C     SPEZIFISCHE WAERME
      YFAKT=100.
      CALL AXIS(0.,0.,19HCT (J/(CM**3*K))   ,-19,20.,180.,0.,1./YFAKT)
      ST=400
      CALL PLOT(-YFAKT*CT(FLOAT(ST)/100.,0.)/QUERG
     X,TFAKT*(FLOAT(ST)/100.-TOFFS),3)
      DO 1026 ST=401,2800
       CALL PLOT(-YFAKT*CT(FLOAT(ST)/100.,0.)/QUERG
     X ,TFAKT*(FLOAT(ST)/100.-TOFFS),2)
1026   CONTINUE
C ---------------------------------------------------------
C     SPEZIFISCHE WAERME DES HEIZERS
      YFAKT=100.
      ST=400
      CALL PLOT(-YFAKT*CH(FLOAT(ST)/100.)*LHEIZ/(VHEIZ+VARALD)
     X,TFAKT*(FLOAT(ST)/100.-TOFFS),3)
      DO 1036 ST=401,2800
       CALL PLOT(-YFAKT*CH(FLOAT(ST)/100.)*LHEIZ/(VHEIZ+VARALD)
     X ,TFAKT*(FLOAT(ST)/100.-TOFFS),2)
1036   CONTINUE
```

```
C -----------------------------------------------------------
C     SPEZIFISCHE WAERME DES HALTERS
      YFAKT=100.
      ST=400
      CALL PLOT(-YFAKT*CHAL(FLOAT(ST)/100.)/QHAL
     X,TFAKT*(FLOAT(ST)/100.-TOFFS),3)
      DO 1040 ST=401,2800
       CALL PLOT(-YFAKT*CHAL(FLOAT(ST)/100.)/QHAL
     X ,TFAKT*(FLOAT(ST)/100.-TOFFS),2)
1040   CONTINUE
C -----------------------------------------------------------
C     KUEHLLEISTUNG
C     YFAKT=20.
      EMALQ(0)=.TRUE.
      TGFK(0)=TAUS
      YFAKT=SKAL(AMAX1(KUEHL(28.,0),IL*IL*R(28.)/NORMUM)/20.)
      CALL AXIS(0.,24.,23HKUEHLLEISTUNG (W/CM**2)
     X,-23,20.,180.,0.,1./YFAKT)
      ST=400
      CALL PLOT(-YFAKT*KUEHL(FLOAT(ST)/100.,0)
     X,TFAKT*(FLOAT(ST)/100.-TOFFS),3)
      DO 1017 ST=401,2800
       CALL PLOT(-YFAKT*KUEHL(FLOAT(ST)/100.,0)
     X ,TFAKT*(FLOAT(ST)/100.-TOFFS),2)
1017   CONTINUE
C -----------------------------------------------------------
C     HEIZLEISTUNG
C     YFAKT=20.
      CALL AXIS(0.,24.,22HHEIZLEISTUNG (W/CM**2)
     X,22,20.,180.,0.,1./YFAKT)
      ST=400
      CALL PLOT(-YFAKT*IL*IL*R(FLOAT(ST)/100.)/NORMUM
     X,TFAKT*(FLOAT(ST)/100.-TOFFS),3)
      DO 1016 ST=401,2800
       CALL PLOT(-YFAKT*IL*IL*R(FLOAT(ST)/100.)/NORMUM
     X ,TFAKT*(FLOAT(ST)/100.-TOFFS),2)
1016   CONTINUE
      CALL PLOT(1.5,0.,-3)
C -----------------------------------------------------------
C     BEGINN DES ENERGIESCHALCHTELUNGSLOOPS
1032  IF (LCPUT .LT. LCMAX) GOTO 1033
      XENDE=XEALT
      ZPLOT=ZPALT
      IF (RSYMM) THEN
       XANF=-1
      ELSE
       XANF=-XENDE
      ENDIF
      ZSTOP=ZENDE
      DTNEU = 1E-6
      DT = DTNEU
      GESREL=0
      SZAHL=0
      ZZAHL=0
      ZE=-1.0
      SP=-18.0
```

```
      ZEITF(0)=0.0
      UMESS(0)=0.0
      VU(0)=0.0
      UMAX=0.0
      VUMAX=-1.0E20
      VUMIN=+1.0E20
      TMAMAX=0.0
      TMAMIN=+1.0E20
      DO 1031 X=-XMAX,XMAX
       EALT(X)=0.
1031   EMALQ(X)=.FALSE.
      TRECO=.FALSE.
      TQUEN=.FALSE.
      EHV=.FALSE.
      QPRUEF=.FALSE.
      QHEIZ=EHEIZ/(ZHEIZ*(LHEIZ/DX))
C ---------------------------------------------------------------
C     T(X)-ACHSENKREUZ
      CALL AXIS(0.,0.,8HORT (CM),-8,20.,0.,
     X-FLOAT(XPLOT)*DX,FLOAT(XPLOT)*DX/10.)
      CALL AXIS(0.,0.,19HTEMPERATUR (KELVIN),19,22.,90.,TOFFS,1./TFAKT)
      CALL SYMBOL(4.,-.9,.2,15HHEIZIMPULS (MJ),0.,15)
      CALL NUMBER(9.,-.9,.2,EHEIZ*1000.,0.,4)
      CALL PLOT(10.,0.,-3)
      WRITE(6,'(1H1)')
C ---------------------------------------------------------------
C     URSPRUENGLICHE TEMPERATURVERTEILUNG
      DO 1000 X=-XMAX,XMAX
       TALT(X) = TAUS
       TNEU(X) = DBLE(TAUS)
1000   TGFK(X) = TAUS
C     ZEITURSPRUNG
      ZEITSU=0.
C ---------------------------------------------------------------
C     BEGINN DES ZEITSCHRITTLOOPS
1005  CONTINUE
C ---------------------------------------------------------------
C     ERSTE VORGABEWERTE LINEAR APPROXIMIERT
C     NEUE STARTWERTE = ALTE ENDWERTE
C     FUNKTIONSWERTE DER AUSGANGSTEMPERATUR BERECHNEN
      DO 1007 X=XANF,XENDE
       TVOR(X)=2.D0*TNEU(X)-DBLE(TALT(X))
       TALT(X)=SNGL(TNEU(X))
       CTALT(X)=CT(TALT(X),UMF(X))
       KTALT(X)=KT(TALT(X))
       KUALT(X)=KUEHL(TALT(X),X)
       RALT(X)=R(TALT(X))
1007   CONTINUE
C ---------------------------------------------------------------
C     QUERLEITUNG IN ALTER ZEITSCHICHT
      IMA=IM(TALT(XANF))
      WQALT(XANF)=0.0
      DO 1041 X=XANF,XENDE-1
       IMJ=IM(TALT(X+1))
       WQ=RHOT *(IMJ-IMA)**2 *AMAX1(TCCS,ABS(TALT(X+1)-TALT(X)))
       WQALT(X+1)=          WQ
```

```
         WQALT(X  )=WQALT(X)+WQ
         IMA=IMJ
 1041    CONTINUE
        ANZREL=0
        ZEPSAK=ZEPS
C ------------------------------------------------------------
C       BEGINN DES RELAXATIONSLOOPS
 1001   RELAX=.FALSE.
        DT=DTNEU
        IF (ANZREL .EQ. (MAXREL/4)) ZEPSAK=ZEPS/2.
        IF (ANZREL .EQ. (MAXREL/3)) ZEPSAK=ZEPS/4.
        IF (ANZREL .EQ. (MAXREL/2)) ZEPSAK=ZEPS/8.
C ------------------------------------------------------------
C       BERECHNE TEMPERATURMITTELWERT, MITTLERE WAERMEKAPAZITAET
C       UND WAERMEABFUHR ZWISCHEN ZWEI ZEITSCHICHTEN
        DO 1009 X=XANF,XENDE
         KTVOR(X)=KT(SNGL(TVOR(X)))
         TMED(X)=(TALT(X)+SNGL(TVOR(X)))/2.
         C(X)=(CTALT(X)+CT(SNGL(TVOR(X)),UMF(X)))/(2.*DT)
C        Q(X) NICHT AENDERN, WIRD NOCH GEBRAUCHT
         Q(X)=(KUALT(X)+KUEHL(SNGL(TVOR(X)),X))*UMF(X)/2.
         W(X)=IL22*(RALT(X)+R(SNGL(TVOR(X))))
         W(X)=W(X)-Q(X)
 1009    CONTINUE
C ------------------------------------------------------------
C       WAERMEKAPAZITAET DES HEIZERS
        DO 1030 X=MAX0(XANF+1,-XHEIZ),XHEIZ,1
 1030    C(X)=C(X)+(CH(TALT(X))+CH(SNGL(TVOR(X))))/(2.*DT)
        X=XHEIZ+1
        C(X)=C(X)+(CH(TALT(X))+CH(SNGL(TVOR(X))))*EHX/(2.*DT)
        IF (.NOT. RSYMM) THEN
          X=-XHEIZ-1
          C(X)=C(X)+(CH(TALT(X))+CH(SNGL(TVOR(X))))*EHX/(2.*DT)
         ENDIF
C ------------------------------------------------------------
C       ENERGIEEINKOPPLUNG DURCH EXTERNE HEIZUNG
        IF (.NOT. EHV) THEN
         IF (SNGL(ZEITSU) .LT. ZHEIZ) THEN
          EHZ=QHEIZ*AMIN1(DT,ZHEIZ-SNGL(ZEITSU))/(DX*DT)
          DO 1013 X=MAX0(XANF+1,-XHEIZ),XHEIZ,1
 1013      W(X)=W(X)+EHZ
          X=XHEIZ+1
          W(X)=W(X)+EHZ*EHX
          IF (.NOT. RSYMM) THEN
            X=-XHEIZ-1
            W(X)=W(X)+EHZ*EHX
           ENDIF
         ELSE
          EHV=.TRUE.
         ENDIF
        ENDIF
C ------------------------------------------------------------
C       BERECHNE WAERMELEITFAEHIGKEIT ZWISCHEN ORTS- UND ZEITSCHICHTEN
C       QUERLEITUNGSWAERME UND NAECHSTE ZEITSCHRITTWEITE
        IMA=IM(SNGL(TVOR(XANF)))
        DTNEU=200000.
```

```
      DO 1008 X=XANF,XENDE-1
       K(X)=(KTALT(X+1)+KTVOR(X+1)+KTALT(X)+KTVOR(X))/4.
       IMJ=IM(SNGL(TVOR(X+1)))
       WQ=RHOT *(IMJ-IMA)**2 *AMAX1(TCCS,ABS(SNGL(TVOR(X+1)-TVOR(X))))
       W(X+1)=W(X+1)+(WQALT(X+1)+WQ)/2.
       W(X  )=W(X  )+(WQALT(X  )+WQ)/2.
       IMA=IMJ
       DTNEU=AMIN1(DTNEU,ZEPSAK*AMIN1(C(X),C(X+1))*DT
     X /(K(X)+AMAX1(W(X),W(X+1))))
1008   CONTINUE
      DTNEU=AMAX1(DTNEU,1E-75)
C     RELAXATIONSHINDERNIS ZEITSCHRITTWEITENDIFFERENZ
      IF (ABS((DT-DTNEU)/DT) .GE. DTEPS) RELAX=.TRUE.
C ------------------------------------------------------------
C     TEMPERATURVERTEILUNG IM NAECHSTEN RELXATIONSSCHRITT BERECHNEN
      DTTEPS=DT*TEPS
      DO 1002 X=XANF+1,XENDE-1
       ZW=DBLE((K(X-1)+K(X))/2.)
       TNEU(X)=(DBLE(TMED(X-1)*K(X-1))+DBLE(TMED(X+1)*K(X))
     X +DBLE(TALT(X))*(DBLE(C(X))-ZW)+DBLE(W(X)))/(DBLE(C(X))+ZW)
C      RELAXATIONSHINDERNIS TEMPERATURDIFFERENZ
       IF (ABS(SNGL(TNEU(X)-TVOR(X))) .GE. DTTEPS) RELAX=.TRUE.
1002   CONTINUE
C ------------------------------------------------------------
C     RECHTE RANDBEDINGUNG
C     MODIFIZIERTE STETIGE RANDBEDINGUNG
C     D(T)/D(X) WIRD ANGEPASST (STEIGUNG, NORMALE STETIG-BEDINGUNG)
      TN1=2.D0*TNEU(XENDE-1)-TNEU(XENDE-2)
C     D(D(T))/D2(X) WIRD ANGEPASST (KRUEMMUNG)
      TN2=3.D0*TNEU(XENDE-1)-3.D0*TNEU(XENDE-2)+TNEU(XENDE-3)
C     GEWICHTETE MISCHUNG AUS ALLEN TERMEN
      TNEU(XENDE)=.5D0*TN1+.5D0*TN2
C ------------------------------------------------------------
C     LINKE RANDBEDINGUNG
      IF (RSYMM) THEN
C      SYMMETRISCHE RANDBEDINGUNG UND ERGAENZUNG DER LINKEN SEITE
       DO 1028 X=1,XENDE,1
1028    TNEU(-X)=TNEU(X)
      ELSE
C      MODIFIZIERTE STETIGE RANDBEDINGUNG
C      D(T)/D(X) WIRD ANGEPASST (STEIGUNG, NORMALE STETIG-BEDINGUNG)
       TN1=2.D0*TNEU(XANF+1)-TNEU(XANF+2)
C      D(D(T))/D2(X) WIRD ANGEPASST (KRUEMMUNG)
       TN2=3.D0*TNEU(XANF+1)-3.D0*TNEU(XANF+2)+TNEU(XANF+3)
C      GEWICHTETE MISCHUNG AUS ALLEN TERMEN
       TNEU(XANF)=.5D0*TN1+.5D0*TN2
      ENDIF
C ------------------------------------------------------------
      ANZREL=ANZREL+1
      IF (ANZREL .GT. MAXREL) THEN
      RELAX=.FALSE.
      WRITE(6,103) SNGL(ZEITSU)
      WRITE(8,103) SNGL(ZEITSU)
103   FORMAT(30H RELAXATION ABGEBROCHEN. ZEIT=,F20.10)
      CALL SYMBOL(-9.,5.,.2,30HRELAXATION ABGEBROCHEN. ZEIT= ,45.,30)
      CALL NUMBER(-4.,10.,.2,SNGL(ZEITSU),45.,4)
```

```
      ENDIF
C ---------------------------------------------------------------
C     NAECHSTEN RELAXATIONSSCHRITT EINLEITEN
      IF (RELAX) THEN
C ---------------------------------------------------------------
C      NEUE VORGABEWERTE = ALTE ENDWERTE
       DO 1004 X=XANF,XENDE
1004    TVOR(X)=TNEU(X)
       GOTO 1001
       ENDIF
C ---------------------------------------------------------------
C     ENERGIEN FUER E*Q-KRITERIUM
      IF (HKEIN) THEN
       DO 1021 X=XANF,XENDE
        IF (EMALQ(X)) GOTO 1021
        QZ=Q(X)/UMF(X)
        EALT(X)=EALT(X)+QZ*DT
        IF ((EALT(X)*QZ) .GE. EQMAX) EMALQ(X)=.TRUE.
1021    CONTINUE
       ELSE
C     AUFWAERMUNG DES HALTERS
       DO 1038 X=XANF,XENDE
1038    TGFK(X)=TGFK(X)+Q(X)*DT/CHAL(TGFK(X))
       ENDIF
C ---------------------------------------------------------------
C     ERRECHNE NEUE ZEIT
      ZEITSU=ZEITSU+DBLE(DT)
      SZAHL=SZAHL+1
      GESREL=GESREL+ANZREL
      IF (SNGL(ZEITSU) .LT. (ZEITF(ZZAHL)+DZPU)) GOTO 1023
C ---------------------------------------------------------------
C     BEHALTE ZEIT IM GEDAECHNTNIS
      ZZAHL=ZZAHL+1
      ZEITF(ZZAHL)=SNGL(ZEITSU)
C ---------------------------------------------------------------
C     ERRECHNE GESAMTSPANNUNG
C     QUERSPANNUNG AN CUNI VERNACHLAESSIGT
      RGES=R(SNGL(TNEU(XMESSL)))*(FLOAT(XMESSL)-LMESSL/DX-.5)
      RGES=R(SNGL(TNEU(XMESSR+1)))*(LMESSR/DX-.5-FLOAT(XMESSR))+RGES
      DO 1018 X=XMESSL,XMESSR
1018   RGES=RGES+R(SNGL(TNEU(X)))
      UMESS(ZZAHL)=RGES*IL*DX
      UMAX=AMAX1(UMESS(ZZAHL),UMAX)
C ---------------------------------------------------------------
C     ERRECHNE SPANNUNGSGESCHWINDIGKEIT
C     VUMIN WIRD ERST NACH ERREICHEN DES MAXIMUMS BELEGT
C     FUNKTION VU OSZILLIERT !!!!!!
      IF (ZEITF(ZZAHL) .LE. ZHEIZ) ZZMIN=ZZAHL
      IF (ZEITF(ZZAHL) .GT. 2.*ZHEIZ) THEN
       ZZALT=MAX(MIN(ZZAHL-50,(ZZAHL*3)/4),ZZMIN)
       VUS=(UMESS(ZZAHL)-UMESS(ZZALT))/(ZEITF(ZZAHL)-ZEITF(ZZALT))
       VU(ZZAHL)=VUS
       IF (VU(ZZAHL) .GE. VUMAX) VUMIN=VU(ZZAHL)
       VUMAX=AMAX1(VU(ZZAHL),VUMAX)
       VUMIN=AMIN1(VU(ZZAHL),VUMIN)
      ELSE
```

```
       VU(ZZAHL)=0.0
       ZZBEG=ZZAHL
       ENDIF
C -------------------------------------------------------------
C     ERRECHNE MAXIMALTEMPERATUR ZUM JETZIGEN ZEITPUNKT
      TGMA=0.
      TMA=0.
      DO 1014 X=XANF,XENDE
       TGMA=AMAX1(TGMA,TGFK(X))
1014   TMA=AMAX1(TMA,SNGL(TNEU(X)))
      TGMAX(ZZAHL)=TGMA
      TMAX(ZZAHL)=TMA
C     TMAMIN WIRD ERST NACH ERREICHEN DES MAXIMUMS BELEGT
C     FUNKTION TMAX IST GLATT
      IF (TMA .GE. TMAMAX) THEN
       TMAMAX=TMA
       ELSE
       TMAMIN=AMIN1(TMA,TMAMIN)
       ENDIF
C     SPEICHERE MESSTEMPERATUR
      TMESS(ZZAHL)=SNGL(TNEU(XTEMP))
C -------------------------------------------------------------
C     PLOTTE TEMPERATURVERTEILUNG
      IF (SNGL(ZEITSU) .GE. ZPLOT) THEN
       WRITE(6,101) ZEITF(ZZAHL),TMAX(ZZAHL),UMESS(ZZAHL),
     X VU(ZZAHL),ZZAHL,XENDE
       WRITE(8,101) ZEITF(ZZAHL),TMAX(ZZAHL),UMESS(ZZAHL),
     X VU(ZZAHL),ZZAHL,XENDE
101    FORMAT(6H ZEIT=,F11.8,1X,5HTMAX=,F6.2,7H UMESS=,F10.7,
     X 4H VU=,F10.7,I6,I4)
       IF (ZE .LT. 0.4) THEN
        SP=SP+8.0
        ZE=25.0
        CALL SYMBOL(SP+1.,ZE,.2,9HZEIT (MS),0.,9)
        CALL SYMBOL(SP+3.,ZE,.2,8HTMAX (K),0.,8)
        CALL SYMBOL(SP+5.,ZE,.2,9HUGES (MV),0.,9)
        CALL SYMBOL(SP+7.,ZE,.2,9H2VU (V/S),0.,9)
        ENDIF
       ZE=ZE-.3
       CALL NUMBER(SP+1.,ZE,.2,ZEITF(ZZAHL)*1000.,0.,2)
       CALL NUMBER(SP+3.,ZE,.2,TMAX(ZZAHL),0.,2)
       CALL NUMBER(SP+5.,ZE,.2,UMESS(ZZAHL)*1000.,0.,2)
       CALL NUMBER(SP+7.,ZE,.2,VU(ZZAHL),0.,5)
       ZPLOT=ZPLOT+DZPL
       X=-XPLOT
       CALL PLOT(10.*FLOAT(X)/FLOAT(XPLOT),
     X           TFAKT*(SNGL(TNEU(X))-TOFFS),3)
       DO 1011 X=1-XPLOT,XPLOT,1
1011    CALL PLOT(10.*FLOAT(X)/FLOAT(XPLOT),
     X           TFAKT*(SNGL(TNEU(X))-TOFFS),2)
       ENDIF
C -------------------------------------------------------------
C     STELLE QUENCH ODER RECOVERY FEST
      IF (QPRUEF) THEN
C      QUENCH FESTGESTELLT (GESCHWINDIGKEITSANSTIEG NACH POS. MINIMUM)
       IF ((VU(ZZAHL) .GT. VUMIN*1.5) .AND. (VUMIN .GT. 0.0)
```

```
     X   .AND. QKRIT) THEN
        TQUEN=.TRUE.
        ZSTOP=AMIN1(ZSTOP,SNGL(ZEITSU)+ZWART)
        WRITE(8,'(2H V)')
        ENDIF
C      QUENCH FESTGESTELLT (TEMPERATURSANSTIEG NACH MINIMUM)
       IF ((TMAX(ZZAHL) .GT. TMAMIN*1.1) .AND. QKRIT) THEN
        TQUEN=.TRUE.
        ZSTOP=AMIN1(ZSTOP,SNGL(ZEITSU)+ZWART)
        WRITE(8,'(2H T)')
        ENDIF
C      QUENCH SICHER FESTGESTELLT (ERREICHEN DER MAXIMALSPANNUNG)
       IF (UMESS(ZZAHL) .GE. (LMESSR-LMESSL)*R(TC+1.)*IL) THEN
        TQUEN=.TRUE.
        ZSTOP=AMIN1(ZSTOP,SNGL(ZEITSU)+ZWART)
        ENDIF
C      RECOVERY SICHER FESTGESTELLT
       IF (UMESS(ZZAHL) .EQ. 0.0) THEN
        TRECO=.TRUE.
        TQUEN=.FALSE.
        ZSTOP=AMIN1(ZSTOP,SNGL(ZEITSU)+ZWART)
        ENDIF
      ELSE
       IF (SNGL(ZEITSU) .GT. ZPRUEF) QPRUEF=.TRUE.
       ENDIF
1023  CONTINUE
C ------------------------------------------------------------
C     ERWEITERE ORTSBEREICH
      IF (XENDE .LT. XMAX) THEN
       IF (SNGL(TNEU(XENDE-10)) .GT. (TAUS+0.001)) THEN
        XENDE=XENDE+1
        IF (.NOT. RSYMM) XANF=-XENDE
        ENDIF
       ENDIF
C ------------------------------------------------------------
C     RECHENZEITUEBERSCHREITUNG
      CALL TIMEX(LCPUT)
      LCMAX=MAX(20.,LCPUT/10.)
      CALL TIMEL(LCPUT)
C     WRITE(8,'(9H RESTZEIT,F20.10)') LCPUT
      IF (LCPUT .LT. LCMAX) GOTO 1035
C ------------------------------------------------------------
C     ZIELZEIT ERREICHT
      IF (SNGL(ZEITSU) .LT. ZSTOP) GOTO 1005
C ------------------------------------------------------------
C     GESAMTZAHL ZEITSCHRITTE
1035  ZANZ=ZZAHL
      WRITE(6,'(1H )')
      WRITE(6,'(20H ANZAHL ZEITSCHRITTE,I6)') SZAHL
      WRITE(6,'(20H ANZAHL RELAXATIONEN,I6)') GESREL
      WRITE(6,'(13H DURCHSCHNITT,F10.5)') FLOAT(GESREL)/FLOAT(SZAHL)
      WRITE(8,'(1H )')
      WRITE(8,'(20H ANZAHL ZEITSCHRITTE,I6)') SZAHL
      WRITE(8,'(20H ANZAHL RELAXATIONEN,I6)') GESREL
      WRITE(8,'(13H DURCHSCHNITT,F10.5)') FLOAT(GESREL)/FLOAT(SZAHL)
C ------------------------------------------------------------
C     PLOTTE TEMPERATURABLAUF
```

```
      CALL PLOT(11.5,0.,-3)
      XFAKT=SKAL(ZSTOP/20.)
      CALL AXIS(0.,0.,9HZEIT (MS),-9,20.,0.,0.,1000./XFAKT)
      CALL AXIS(0.,0.,8HT (K)    ,8,12.,90.,TOFFS,1./TFAKT)
      ZZAHL=1
      CALL PLOT(ZEITF(ZZAHL)*XFAKT,TFAKT*(TMAX(ZZAHL)-TOFFS),3)
      DO 1019 ZZAHL=2,ZANZ
       CALL PLOT(ZEITF(ZZAHL)*XFAKT,TFAKT*(TMAX(ZZAHL)-TOFFS),2)
1019   CONTINUE
      ZZAHL=1
      CALL PLOT(ZEITF(ZZAHL)*XFAKT,TFAKT*(TMESS(ZZAHL)-TOFFS),3)
      DO 1015 ZZAHL=2,ZANZ
       CALL PLOT(ZEITF(ZZAHL)*XFAKT,TFAKT*(TMESS(ZZAHL)-TOFFS),2)
1015   CONTINUE
      ZZAHL=1
      CALL PLOT(ZEITF(ZZAHL)*XFAKT,TFAKT*(TGMAX(ZZAHL)-TOFFS),3)
      DO 1039 ZZAHL=2,ZANZ
       CALL PLOT(ZEITF(ZZAHL)*XFAKT,TFAKT*(TGMAX(ZZAHL)-TOFFS),2)
1039   CONTINUE
C -----------------------------------------------------------
C     PLOTTE SPANNUNGSABLAUF
      YFAKT=SKAL(UMAX/10.)
      XFAKT=SKAL(ZSTOP/20.)
      CALL PLOT(0.,UVERS,-3)
      CALL AXIS(0.,0.,9HZEIT (MS),-9,20.,0.,0.,1000./XFAKT)
      CALL AXIS(0.,0.,13HSPANNUNG (MV),13,10.,90.,0.,1000./YFAKT)
      ZZAHL=1
      CALL PLOT(ZEITF(ZZAHL)*XFAKT,YFAKT*UMESS(ZZAHL),3)
      DO 1020 ZZAHL=2,ZANZ
       CALL PLOT(ZEITF(ZZAHL)*XFAKT,YFAKT*UMESS(ZZAHL),2)
1020   CONTINUE
      CALL PLOT(0.,-UVERS,-3)
C -----------------------------------------------------------
C     PLOTTE GESCHWINDIGKEITSABLAUF
      IF (ZANZ .GT. ZZBEG+1) THEN
       YFAKT=SKAL(VUMAX/10.)
       ZZAHL=ZZBEG+1
       CALL PLOT(ZEITF(ZZAHL)*XFAKT,YFAKT*VU(ZZAHL),3)
       DO 1034 ZZAHL=ZZBEG+2,ZANZ
        CALL PLOT(ZEITF(ZZAHL)*XFAKT,YFAKT*VU(ZZAHL),2)
1034    CONTINUE
       CALL AXIS(20.,0.,8HVU (V/S),-8,10.,90.,0.,1./YFAKT)
       ENDIF
      WRITE(6,'(16H HEIZIMPULS (MJ),F20.10)') EHEIZ*1000.
      WRITE(8,'(16H HEIZIMPULS (MJ),F20.10)') EHEIZ*1000.
      IF (TRECO) THEN
       CALL SYMBOL(2.,-.9,.2,8HRECOVERY,0.,8)
       WRITE(6,'(1H+,50X,8HRECOVERY)')
       WRITE(8,'(1H+,50X,8HRECOVERY)')
       ENDIF
      IF (TQUEN) THEN
       CALL SYMBOL(0.,-.9,.2,6HQUENCH,0.,6)
       WRITE(6,'(1H+,40X,6HQUENCH)')
       WRITE(8,'(1H+,40X,6HQUENCH)')
       ENDIF
C -----------------------------------------------------------
C     NAECHSTER ENERGIESCHACHTELUNGSSCHRITT
```

```
      EIT=EIT+1
      IF (TRECO) ERECO=EHEIZ
      IF (TQUEN) EQUEN=EHEIZ
      IF ((EQUEN .LT. ERECO) .AND. (EQUEN .GT. 0.0)) GOTO 1033
      IF (TQUEN .AND. TRECO) GOTO 1033
      IF (.NOT. (TQUEN .OR. TRECO)) GOTO 1033
      IF (EIT .GE. MAXEIT) GOTO 1033
      IF (ABS(EQUEN-ERECO) .LE. (GEH*(EQUEN+ERECO)/2.)) GOTO 1033
      IF (DEH .GE. ABS(EQUEN-ERECO)) DEH=ABS(EQUEN-ERECO)/2.
      IF (ERECO .EQ. 0.0) THEN
       EHEIZ=ABS(EHEIZ-DEH)
       CALL PAGE
       GOTO 1032
       ENDIF
      IF (EQUEN .EQ. 0.0) THEN
       EHEIZ=EHEIZ+DEH
       CALL PAGE
       GOTO 1032
       ENDIF
      EHEIZ=(ERECO+EQUEN)/2.0
      CALL PAGE
      GOTO 1032
 1033 CONTINUE
      WRITE(6,'(1H )')
      WRITE(6,'(30H MAXIMALE RECOVERYENERGIE (J) ,F20.10)') ERECO
      WRITE(6,'(30H MINIMALE QUENCHENERGIE   (J) ,F20.10)') EQUEN
      WRITE(8,'(1H )')
      WRITE(8,'(30H MAXIMALE RECOVERYENERGIE (J) ,F20.10)') ERECO
      WRITE(8,'(30H MINIMALE QUENCHENERGIE   (J) ,F20.10)') EQUEN
      CALL PAGE
      CALL SYMBOL(0.,5.,.3,
     X            31H MAXIMALE RECOVERYENERGIE (MJ) ,0.,31)
      CALL NUMBER(11.,5.,.3,ERECO*1000.,0.,4)
      CALL SYMBOL(0.,4.,.3,
     X            31H MINIMALE QUENCHENERGIE   (MJ) ,0.,31)
      CALL NUMBER(11.,4.,.3,EQUEN*1000.,0.,4)
      CALL SYMBOL(0.,25.,.3,14HZENTRALEINHEIT,0.,14)
      CALL GETCPU(CPU)
      CALL NUMBER(11.,25.,.3,FLOAT(CPU),0.,-1)
      CALL SYMBOL(0.,24.,.3,20HRECHENZEIT (MIN/SEK),0.,20)
      CALL CLOCK(RZEIT)
      RMIN=RZEIT/60
      RSEK=RZEIT-RMIN*60
      CALL NUMBER( 9.,24.,.3,FLOAT(RMIN),0.,-1)
      CALL NUMBER(11.,24.,.3,FLOAT(RSEK),0.,-1)
      CALL SYMBOL(0.,23.,.3,
     X            30HRELAXATIONSDURCHSCHNITT       ,0.,30)
      CALL NUMBER(11.,23.,.3,FLOAT(GESREL)/FLOAT(SZAHL),0.,4)
      IF (LCPUT .LT. LCMAX)
     X CALL SYMBOL(0.,22.,.3,25HRECHENZEITUEBERSCHREITUNG,0.,25)
C -----------------------------------------------------------
C     PLOT BEENDEN
      CALL JOBEND(17.,0.)
      CALL PLOT(0.,0.,+999)
      STOP
C     FELDINDEXPRUEFUNG   (ZEITINTENSIV)
C     DEBUG SUBCHK
```

```
      END
C ------------------------------------------------------------
C     BERECHNE SPEZIFISCHEN WIDERSTAND DES GESAMTLEITERS
C     OHM/CM
      REAL FUNCTION R(T)
      IMPLICIT CHARACTER(A-Z)
      REAL D0,D1,D5,T
C     GLOBALE VARIABLE
      REAL BCUNI,BREL,DIAM,DIS,DX,GCUNI,HTRR,IC,IL,LHEIZ,LORENZ
      REAL QHAL,QUER,QUERC,QUERK,QUERS
      REAL RHOC,RHOQ,TAUS,TBAD,TC,TC0,TCS,TGFK(-500:500),VARALD,VHEIZ
      LOGICAL EMALQ(-500:500),HKEIN,INTAL
      COMMON BCUNI,BREL,DIAM,DIS,DX,GCUNI,HTRR,IC,IL,LHEIZ,LORENZ
      COMMON QHAL,QUER,QUERC,QUERK,QUERS
      COMMON RHOC,RHOQ,TAUS,TBAD,TC,TC0,TCS,TGFK,VARALD,VHEIZ
      COMMON EMALQ,HKEIN,INTAL
      IF (INTAL) GOTO 3000
      IF (T .GE. TC) THEN
        R=RHOQ
        IF (T .GT. 10.) R=R+D5*T**5.
       ELSE
        IF (T .LE. TCS) THEN
          R=0.
         ELSE
          R=D0+D1*T
         ENDIF
       ENDIF
      RETURN
3000  D0=RHOQ*(IL-IC*TC/(TC-TBAD))/IL
      D1=RHOQ*IC/(TC-TBAD)/IL
      D5=2.64E-16 / QUERC
      RETURN
      END
C ------------------------------------------------------------
C     BERECHNE MATRIXSTROM
C     AMPERE
      REAL FUNCTION IM(T)
      IMPLICIT CHARACTER(A-Z)
      REAL IDDT,T
C     GLOBALE VARIABLE
      REAL BCUNI,BREL,DIAM,DIS,DX,GCUNI,HTRR,IC,IL,LHEIZ,LORENZ
      REAL QHAL,QUER,QUERC,QUERK,QUERS
      REAL RHOC,RHOQ,TAUS,TBAD,TC,TC0,TCS,TGFK(-500:500),VARALD,VHEIZ
      LOGICAL EMALQ(-500:500),HKEIN,INTAL
      COMMON BCUNI,BREL,DIAM,DIS,DX,GCUNI,HTRR,IC,IL,LHEIZ,LORENZ
      COMMON QHAL,QUER,QUERC,QUERK,QUERS
      COMMON RHOC,RHOQ,TAUS,TBAD,TC,TC0,TCS,TGFK,VARALD,VHEIZ
      COMMON EMALQ,HKEIN,INTAL
      IF (INTAL) GOTO 3000
      IF (T .GE. TC) THEN
        IM=IL
       ELSE
        IF (T .LE. TCS) THEN
          IM=0.
         ELSE
          IM=IDDT*(T-TCS)
```

```
         ENDIF
       ENDIF
      RETURN
3000  IDDT=IL/(TC-TCS)
      RETURN
      END
C ------------------------------------------------------------
C     BERECHNE KUEHLLEISTUNG DES HELIUMS
C     W/(CM**2)
      REAL FUNCTION KUEHL(T,X)
      IMPLICIT CHARACTER(A-Z)
      REAL A1,A2,A3,B2,B3,T,TRED
      INTEGER X
C     GLOBALE VARIABLE
      REAL BCUNI,BREL,DIAM,DIS,DX,GCUNI,HTRR,IC,IL,LHEIZ,LORENZ
      REAL QHAL,QUER,QUERC,QUERK,QUERS
      REAL RHOC,RHOQ,TAUS,TBAD,TC,TCO,TCS,TGFK(-500:500),VARALD,VHEIZ
      LOGICAL EMALQ(-500:500),HKEIN,INTAL
      COMMON BCUNI,BREL,DIAM,DIS,DX,GCUNI,HTRR,IC,IL,LHEIZ,LORENZ
      COMMON QHAL,QUER,QUERC,QUERK,QUERS
      COMMON RHOC,RHOQ,TAUS,TBAD,TC,TCO,TCS,TGFK,VARALD,VHEIZ
      COMMON EMALQ,HKEIN,INTAL
      IF (INTAL) GOTO 3000
      IF (HKEIN) THEN
       TRED=T-TBAD
       IF (TRED .LE. .0) THEN
        KUEHL=0.
       ELSE
        IF (.NOT. EMALQ(X)) THEN
C        E*Q-KRITERIUM NOCH NICHT UEBERSCHRITTEN
         KUEHL=5.*TRED
        ELSE
C        E*Q-KRITERIUM UEBERSCHRITTEN
         IF (TRED .LE. .6) THEN
          KUEHL = A1 * TRED * TRED
         ELSE
          IF (TRED .GT. 1.5) THEN
           KUEHL = A3 * TRED + B3
          ELSE
           KUEHL = A2 * TRED + B2
          ENDIF
         ENDIF
        ENDIF
       ENDIF
      ELSE
C      KEINE LHE-KUEHLUNG
       KUEHL=HTRR*(T-TGFK(X))
      ENDIF
      RETURN
3000  A1 = .7/(.6*.6)
      A2 = (.15-.7)/(1.5-.6)
      B2 = .7 - (.6 * A2)
      A3 = (.29-.15)/(8.-1.5)
      B3 = .15 - (1.5 * A3)
      RETURN
      END
C ------------------------------------------------------------
```

```
C     BERECHNE WAERMELEITFAEHIGKEIT FUER TEMPERATUR T
C     W/(CM*K)
      REAL FUNCTION KT(T)
      IMPLICIT CHARACTER(A-Z)
      REAL E1,E2,FAKC,T
C     GLOBALE VARIABLE
      REAL BCUNI,BREL,DIAM,DIS,DX,GCUNI,HTRR,IC,IL,LHEIZ,LORENZ
      REAL QHAL,QUER,QUERC,QUERK,QUERS
      REAL RHOC,RHOQ,TAUS,TBAD,TC,TCO,TCS,TGFK(-500:500),VARALD,VHEIZ
      LOGICAL EMALQ(-500:500),HKEIN,INTAL
      COMMON BCUNI,BREL,DIAM,DIS,DX,GCUNI,HTRR,IC,IL,LHEIZ,LORENZ
      COMMON QHAL,QUER,QUERC,QUERK,QUERS
      COMMON RHOC,RHOQ,TAUS,TBAD,TC,TCO,TCS,TGFK,VARALD,VHEIZ
      COMMON EMALQ,HKEIN,INTAL
      IF (INTAL) GOTO 3000
C     KT=FAKC/(E1/T + E2*T*T)
      KT=FAKC/(E1/T + T*T)
      RETURN
3000  FAKC=QUERC/(DX*DX)
      E1=RHOC/LORENZ
      E2=3.35E-5
C     BERECHNUNG AUS DO-LOOP HERAUSNEHMEN
      FAKC=FAKC/E2
      E1=E1/E2
      RETURN
      END
C --------------------------------------------------------
C     BERECHNE WAERMEKAPAZITAET FUER TEMPERATUR T
C     J/(CM*K)
      REAL FUNCTION CT(T,UMFANG)
      IMPLICIT CHARACTER(A-Z)
      REAL AAR,AGES,BAR,BNBTIN,BNBTIS,BCUPR,BGES,BNBTI,BNOR
      REAL CFILM,CDRAHT,DELA,DELT,DEL2
      REAL GAR,GNBTIN,GNBTIS,GCUPR,GGES,GNBTI,GNOR
      REAL PI,T,TCM,TCP,TM,TP,TRED,UMFANG
C     GLOBALE VARIABLE
      REAL BCUNI,BREL,DIAM,DIS,DX,GCUNI,HTRR,IC,IL,LHEIZ,LORENZ
      REAL QHAL,QUER,QUERC,QUERK,QUERS
      REAL RHOC,RHOQ,TAUS,TBAD,TC,TCO,TCS,TGFK(-500:500),VARALD,VHEIZ
      LOGICAL EMALQ(-500:500),HKEIN,INTAL
      COMMON BCUNI,BREL,DIAM,DIS,DX,GCUNI,HTRR,IC,IL,LHEIZ,LORENZ
      COMMON QHAL,QUER,QUERC,QUERK,QUERS
      COMMON RHOC,RHOQ,TAUS,TBAD,TC,TCO,TCS,TGFK,VARALD,VHEIZ
      COMMON EMALQ,HKEIN,INTAL
      IF (INTAL) GOTO 3000
      IF (T .LE. TCM) THEN
       BNBTI=BNBTIS
       GNBTI=GNBTIS
      ELSE
       IF (T .GE. TCP) THEN
        BNBTI=BNBTIN
        GNBTI=GNBTIN
       ELSE
        BNBTI=((TCP-T)*BNBTIS+(T-TCM)*BNBTIN)/DEL2
        GNBTI=((TCP-T)*GNBTIS+(T-TCM)*GNBTIN)/DEL2
       ENDIF
```

```
      ENDIF
      IF (T .LE. TM) THEN
       AGES=0.0
       BGES=BAR + BNBTI + BNOR
       GGES=      GNBTI + GNOR
      ELSE
       IF (T .GE. TP) THEN
       AGES=AAR
       BGES=      BNBTI + BNOR
       GGES=GAR + GNBTI + GNOR
       ELSE
        AGES=(T-TM)*AAR/DELA
        BGES=(TP-T)*BAR/DELA + BNBTI + BNOR
        GGES=(T-TM)*GAR/DELA + GNBTI + GNOR
       ENDIF
      ENDIF
      CDRAHT=(BGES*T*T + GGES)*T + AGES
      IF (HKEIN) THEN
       TRED=T-TBAD
       CFILM=5.5E-5*(TRED*(TRED-1.)+10.)*UMFANG
      ELSE
       CFILM=0.0
      ENDIF
      CT=CDRAHT+CFILM
      RETURN
3000  PI=4.*ATAN(1.)
      TM=7.0
      TP=9.0
      DELA=TP-TM
      DELT=0.2
      DEL2=2.*DELT
      TCM=TC-DELT
      TCP=TC+DELT
      AAR=    -31.29E-3  *PI*((DIAM/2.+DIS)**2-(DIAM/2.)**2)
      BAR=     41.6E-6   *PI*((DIAM/2.+DIS)**2-(DIAM/2.)**2)
      GAR=      6.27E-3  *PI*((DIAM/2.+DIS)**2-(DIAM/2.)**2)
      BCUNI=    BCUNI    *QUERK
      GCUNI=    GCUNI    *QUERK
      BCUPR=    6.75E-6  *QUERC
      GCUPR=   97.3E-6   *QUERC
      BNBTIN=  15.1E-6   *QUERS
      GNBTIN=   1.02E-3  *QUERS
      BNBTIS=BNBTIN + 3.*GNBTIN/(TCO*TCO)
      GNBTIS=GNBTIN*BREL
      BNOR=BCUNI+BCUPR
      GNOR=GCUNI+GCUPR
      RETURN
      END
C ----------------------------------------------------------------
C     BERECHNE WAERMEKAPAZITAET DES HEIZERS FUER TEMPERATUR T
C     J/(CM*K)
      REAL FUNCTION CH(T)
      IMPLICIT CHARACTER(A-Z)
      REAL AAR,AGES,BAR,BGES,BKO,DELA,GAR,GGES,GKO,T,TM,TP
C     GLOBALE VARIABLE
      REAL BCUNI,BREL,DIAM,DIS,DX,GCUNI,HTRR,IC,IL,LHEIZ,LORENZ
```

```
      REAL QHAL,QUER,QUERC,QUERK,QUERS
      REAL RHOC,RHOQ,TAUS,TBAD,TC,TCO,TCS,TGFK(-500:500),VARALD,VHEIZ
      LOGICAL EMALQ(-500:500),HKEIN,INTAL
      COMMON BCUNI,BREL,DIAM,DIS,DX,GCUNI,HTRR,IC,IL,LHEIZ,LORENZ
      COMMON QHAL,QUER,QUERC,QUERK,QUERS
      COMMON RHOC,RHOQ,TAUS,TBAD,TC,TCO,TCS,TGFK,VARALD,VHEIZ
      COMMON EMALQ,HKEIN,INTAL
      IF (INTAL) GOTO 3000
      IF (T .LE. TM) THEN
       AGES=0.0
       BGES=BAR+BKO
       GGES=GKO
      ELSE
       IF (T .GE. TP) THEN
       AGES=AAR
       BGES=BKO
       GGES=GAR+GKO
       ELSE
        AGES=(T-TM)*AAR/DELA
        BGES=(TP-T)*BAR/DELA + BKO
        GGES=(T-TM)*GAR/DELA + GKO
       ENDIF
      ENDIF
      CH=(BGES*T*T + GGES)*T + AGES
      RETURN
3000  TM=7.0
      TP=9.0
      DELA=TP-TM
      BKO=      4.99E-6   *VHEIZ /LHEIZ
      GKO=    995.E-6     *VHEIZ /LHEIZ
      AAR=    -31.29E-3   *VARALD/LHEIZ
      BAR=     41.6E-6    *VARALD/LHEIZ
      GAR=      6.27E-3   *VARALD/LHEIZ
      RETURN
      END
C ------------------------------------------------------------
C     BERECHNE WAERMEKAPAZITAET DES HALTERS FUER TEMPERATUR T
C     J/(CM*K)
      REAL FUNCTION CHAL(T)
      IMPLICIT CHARACTER(A-Z)
      REAL A2H,A3L,A3H,A4L,A4H,T
C     GLOBALE VARIABLE
      REAL BCUNI,BREL,DIAM,DIS,DX,GCUNI,HTRR,IC,IL,LHEIZ,LORENZ
      REAL QHAL,QUER,QUERC,QUERK,QUERS
      REAL RHOC,RHOQ,TAUS,TBAD,TC,TCO,TCS,TGFK(-500:500),VARALD,VHEIZ
      LOGICAL EMALQ(-500:500),HKEIN,INTAL
      COMMON BCUNI,BREL,DIAM,DIS,DX,GCUNI,HTRR,IC,IL,LHEIZ,LORENZ
      COMMON QHAL,QUER,QUERC,QUERK,QUERS
      COMMON RHOC,RHOQ,TAUS,TBAD,TC,TCO,TCS,TGFK,VARALD,VHEIZ
      COMMON EMALQ,HKEIN,INTAL
      IF (INTAL) GOTO 3000
      IF (T .LE. 6.0) THEN
       CHAL=(A3L+A4L*T)*T**3.
       ELSE
       CHAL=(A2H+(A3H+A4H*T)*T)*T**2
       ENDIF
```

```
      RETURN
3000  A3L=     21.8E-6   *QHAL
      A4L=   -993.E-9    *QHAL
      A2H=     43.4E-6   *QHAL
      A3H=     11.1E-6   *QHAL
      A4H=   -354.E-9    *QHAL
      RETURN
      END
C ---------------------------------------------------------------
C     GANZZAHLIGER SKALENFAKTOR
      REAL FUNCTION SKAL(EIN)
      IMPLICIT CHARACTER(A-Z)
      REAL EIN,FAKT,FUEHR,POT
      FAKT=1.
      IF (EIN .GT. 0.) FAKT=1./EIN
      POT=EXP10(AINT(ALOG10(FAKT)))
      FUEHR=2.**AINT(ALOG(FAKT/(1.25*POT))/ALOG(2.))
      IF (FUEHR .GT. 3.) FUEHR=FUEHR*1.25
      SKAL=FUEHR*POT
      RETURN
      END
C ---------------------------------------------------------------
      INTEGER FUNCTION MINT(R)
C     ECHTE INTEGER-FUNKTION MINT(-5.2)=-6
      IMPLICIT CHARACTER(A-Z)
      REAL R
      MINT=INT(R)
      IF (FLOAT(MINT) .GT. R) MINT=MINT-1
      RETURN
      END
C ---------------------------------------------------------------
C     SEITENVORSCHUB IM PLOT
      SUBROUTINE PAGE
      IMPLICIT CHARACTER(A-Z)
      CALL PLOT(5.,0.,-3)
      CALL PLOT(.001,0.,2)
      CALL PLOT(5.,0.,-3)
      CALL PLOT(.001,0.,2)
      CALL PLOT(5.,0.,-3)
      CALL PLOT(.001,0.,2)
      CALL PLOT(5.,0.,-3)
      CALL PLOT(.001,0.,2)
      CALL PLOT(1.7,0.,-3)
      RETURN
      END
C ---------------------------------------------------------------
C     LEGT CPU-NUMMER IM ARGUMENT AB
      SUBROUTINE GETCPU(CPUNUM)
      IMPLICIT CHARACTER(A-Z)
      INTEGER*2 ICPU
      INTEGER CPUNUM,H2,H3,H4,REL
      CALL CPUREL(ICPU,REL)
      H4=ICPU/4096
      CPUNUM=ICPU-H4*4096
      H3=CPUNUM/256
      CPUNUM=CPUNUM-H3*256
```

```
      H2=CPUNUM/16
      CPUNUM=CPUNUM-H2*16
      CPUNUM=CPUNUM+10*H2+100*H3+1000*H4
      RETURN
      END
C ------------------------------------------------------------
C     MALT JOBENDE INFORMATION
      SUBROUTINE JOBEND(X,Y)
      IMPLICIT CHARACTER(A-Z)
      REAL X,Y
      CHARACTER*10 TAIL
      CHARACTER*64 JHEAD
      CALL JOBINF(JHEAD)
      TAIL='END OF JOB'
      CALL NEWPEN(3)
      CALL SYMBOL(X,Y,.4,JHEAD,90.,64)
      CALL SYMBOL(X+3.,Y+3.,1.,TAIL,90.,10)
      CALL NEWPEN(1)
      RETURN
      END
```

Anhang E Literaturverzeichnis

/1/ Z.J.J. Stekly, J.L. Zar:
Stable Superconducting Coils,
IEEE Trans.Nucl.Sci. **12**, 367-372 (1965).

/2/ B.J. Maddock, G.B. James, W.T. Norris:
Superconductive Composites: Heat Transfer and Steady State Stabilisation,
Cryogenics **9**, 261-273 (1969).

/3/ A.P. Martinelli, S.L. Wipf:
Investigation of Cryogenic Stability and Reliability of Operation of Nb_3Sn Coils in Helium Gas Environment,
Proceedings of the 1972 Applied Superconductivity Conference.

/4/ Y.M. Lvovski:
Velocity of normal zone propagation in a superconductor with temperature-dependent properties and heat transfer,
Cryogenics **24**, 691-696 (1984).

/5/ Y. Iwasa:
A critical current-margin design criterion for high performance magnet stability,
Cryogenics **19**, 705-714 (1979).

/6/ W. Nick:
Kryogene Stabilität badgekühlter Supraleiter,
Institut für Technische Physik, Kernforschungszentrum Karlsruhe,
KfK 2792 (1979).

/7/ W. Nick, C. Schmidt:
Thermal Magnetoresitance of Copper in Compound Superconductors, a New Measuring Method,
IEEE Trans.Mag. **MAG-17**, 217-219 (1981).

/8/ F. Piwinger:
Regelungstechnik für Praktiker,
VDI-Verlag, Düsseldorf, 4. Auflage (1975).

/9/ Gebrauchsanweisung für Araldit CY 221, Publ.Nr. 35440/d,
Gebrauchsanweisung für Araldit CY 209, Publ.Nr. 34637,
CIBA, Schweiz.

/10/ H. Hillmann, K.J. Best:
New Measurements of Critical Data of Optimized NbTi Superconductors,
IEEE Trans.Mag. **MAG-13**, 1568-1570 (1977).

/11/ M. Kohler:
Zur magnetischen Widerstandsänderung reiner Metalle,
Ann. d. Phys. [5] **32**, 211-218 (1938).

/12/ M.G. Benz:
Magnetoresistance of Copper at 4.2°K in Transverse Fields
up to 100kG,
J.Appl.Phys. **40**, 2003-2005 (1969).

/13/ Tabellarische Übersicht über unsere Widerstandslegierungen,
Isabellenhütte, Heusler GmbH KG, Dillenburg.

/14/ Advanced Research Project Agency,
Cryogenics Division, National Bureau of Standards:
Handbook on Materials for Superconducting Machinery
Metals and Ceramics Information Center, Battelle,
Columbus/Ohio (1975).

/15/ K.P. Jüngst, E. Süß:
Superconducting helium level sensor,
Cryogenics **24**, 429-432 (1984).

/16/ P. Dubots, P. Genevey, J. Goyer, J.C. Renard, A. Sagniez:
Continous determination of the cross section area of the components of a niobium-titanium superconducting conductor,
Cryogenics **23**, 495-497 (1983).

/17/ T. Schneider:
Private Mitteilung,
Institut für Technische Physik, Kernforschungszentrum Karlsruhe.

/18/ V.E. Keilin, S.L. Kruglov:
Experimental investigation of composite superconductors with high tranverse electrical and thermal resistances,
Cryogenics **24**, 525-530 (1984).

/19/ G.D. Smith:
Numerische Lösung von partiellen Differntialgleichungen,
Vieweg/Winter, Braunschweig/Basel (1970).

/20/ R.D. Parks (ed):
Superconductivity,
Marcel Dekker, Inc., New York (1969).

/21/ D. Saint-James, E.J. Thomas, G. Sarma:
Type II Superconductivity,
Pergamon Press, Oxford (1969).

/22/ S.A. Elrod, J.R. Miller, L. Dresner:
The Specific Heat of NbTi from 0 to 7T between 4.2 and 20K,
Advances in Cryogenic Engeneering (Materials) **28**, 601-610 (1981).

/23/ Service de Basses Températures, CEN/GRENOBLE,
zitiert in: J.J Duchateau, B. Turck:
Dynamic stability and quenching currents of superconducting multifilamentary composites under usual cooling conditions,
J.Appl.Phys. **46**, 4989-4995 (1975).

/24/ J. Zbasnik, zitiert in:
Y. Iwasa, C. Weggel, D.B. Montgomery, R. Weggel, J.R. Hale:
Pediction of Transient Stability Limits for Composite
Superconductors Subject to Flux Jumping,
J.Appl.Phys. **40**, 2006-2009 (1969).

/25/ K.P. Jüngst:
Private Mitteilung,
Institut für Technische Physik, Kernforschungszentrum Karlsruhe.

/26/ C. Kittel:
Einführung in die Festkörperphysik,
R. Oldenbourg Verlag, München, 5. Aufl. (1980).

/27/ Y.S. Touloukian, E.H. Buyco:
Thermophysical Properties of Matter, Vol. 4,
Specific Heat, Metallic Elements and Alloys,
IFI/Plenum, New York/Washington (1970).

/28/ R. Hultgren, P.D. Desay, D.T. Hawkins, M. Gleiser, K.K. Kelley:
Selected Values of the Thermodynamic Properties of Binary Alloys,
American Society for Metals, Metals Park/Ohio (1973).

/29/ K.P. Gupta, C.H. Cheng, P.A. Beck:
Low Temperature Specific Heat of Ni-Base fcc Solid Solutions
with Cu, Zn, Al, Si, and Sb,
Phys.Rev. **133**, A203-A206 (1964).

/30/ W.H. Keesom, B. Kurrelmeyer:
Specific Heats of Alloys of Nickel with Copper and with Iron
from 1.2° to 20°K,
Physica **7**, 1003-1024 (1940).

/31/ M. Dixon, F.E. Hoare, T.M. Holden:
The low-temperature specific heats of some nickel-based iron and copper alloys,
Proc.Roy.Soc. **303**, 339-354 (1968).

/32/ H.H.J. ten Kate, A.J.M. Roovers, L.J.M. van de Klundert:
Critical Current and Stability Effects between 0 and 6 Tesla in Mono and Multifilamentary NbTi Conductors having a CuNi Matrix,
Applied Superconductivity Conference, San Diego (1984).

/33/ G.L. Guthrie, S.A. Friedberg, J.E.Goldman:
Specific Heats of Some Copper-Rich Copper-Nickel Alloys at Liquid Helium Temperatures,
Phys.Rev. **113**, 45-48 (1959).

/34/ S.M. Genensky, G.F. Newell:
Vibration Spectrum and Heat Capacity of a Chain Polymer Crystal,
J.Chem.Phys. **26**, 486-497 (1957).

/35/ V.J. Johnson (ed), National Bureau of Standards:
Properties of Materials at Low Temperatures (Phase I),
Pergamon Press, New York (1961).

/36/ D.H. Parkinson, J.E. Quarrington:
The specific heat of polymerized Araldite and Wood's metal between 1.5 and 20°K,
Brit.J.Appl.Phys. **5**, 219-220 (1954).

/37/ E.W. Collings, R.D. Smith:
Specific Heats of some Cryogenic Structural Materials II-Composites
Advances in Cryogenic Engeneering **24**, 290-296 (1978).

/38/ C. Schmidt:
Simple method to measure the thermal conductivity of technical superconductors, e.g., NbTi,
Rev.Sci.Instrum. **50**, 454-457 (1979).

/39/ Y.F. Bychkov, R. Herzog, I.S. Khukhareva:
Thermal conductivity and electrical resistivity of Nb-Ti alloys at low temperatures,
Cryogenics **21**, 741-745 (1981).

/40/ G.T. Meaden:
Electrical Resistance of Metals,
Heywood Books, London (1966).

/41/ R.Berman, D.K.C. MacDonald:
The thermal and electrical conductivity of copper at low temperatures,
Proc.Roy.Soc. **A211**, 122-128 (1952).

/42/ F.R. Fickett:
Electric and magnetic properties of CuSn and CuNi alloys at 4K,
Cryogenics **22**, 135-137 (1982).

/43/ J. Bischof, A. Ryska:
Investigation of Thermal Conductivity of Superconducting Materials within the Temperature Range from 4.2 to 300K,
Journal de Physique **39**, C6-675-676 (1978).

/44/ R.L. Powell, H.M. Roder, W.M.Rogers:
Low-Temperature Thermal Conductivity of Some Commercial Coppers,
J.Appl.Phys. **28**, 1282-1288 (1957).

/45/ G. Nigohossian:
Optimisation des descentes de courant dans des enceintes cryogeniques,
Centre d'etudes nucléaires de Saclay, CEA-R 3167 (1967).

/46/ A. Fevrier, D. Morize:
The effect of magnetic field on the thermal conductivity and electrical resitivity of different materials,
Cryogenics **13**, 603-606 (1973).

/47/ J.M. Lock:
Optimisation of Current Leads Into a Cryostat,
Cryogenics **9**, 438-442 (1969).

/48/ Y.S. Touloukian, R.W. Powell, C.Y. Ho, P.G. Klemens:
Thermophysical Properties of Matter, Vol. 1,
Thermal Conductivity, Metallic Elements and Alloys,
IFI/Plenum, New York/Washington (1970).

/49/ Y.M. Lvovsky, M.O. Lutset:
Transient heat heat transfer model for normal zone propagation.
Part 1 - theory of a bare helium-cooled superconductor,
Cryogenics **22**, 581-587 (1982).

/50/ K. Funaki, F. Irie, M. Takeo, U. Ruppert, K. Lüders, G. Klipping:
Effects of transient heat tranfer to liquid helium on steady propagation velocity of normal zones in superconducting wires,
Cryogenics **25**, 139-145 (1985).

/51/ Y.M. Lvovsky, M.O. Lutset:
Transient heat heat transfer model for normal zone propagation.
Part II - practical calculations and comparison with experiments.
Effect of insulation and enclosure,
Cryogenics **22**, 639-647 (1982).

/52/ M. Kutschera:
Private Mitteilung, Schaltung Nr. 228,
Institut für Technische Physik, Kernforschungszentrum Karlsruhe.

Danksagung

Herrn Prof. Dr. W. Heinz, der leider viel zu früh verstorben ist, danke ich, daß er mir ermöglicht hat, diese Arbeit am Institut für Technische Physik durchzuführen.

Den Herren Prof. Dr. H. Wühl und Prof. Dr. P. Komarek danke ich dafür, daß sie mir ermöglicht haben, diese Arbeit nach dem Tode von Prof. Heinz weiterzuführen.

Mein herzlicher Dank gilt Herrn Dr. K.-P. Jüngst für die Betreuung meiner Arbeit.

Weiterhin möchte ich mich bei Herrn Dr. P. Turowski und seinen Mitarbeitern für die freundliche Überlassung eines Laborplatzes bedanken.

Nicht zuletzt gilt mein Dank auch Herrn H. Kiesel für die Präparation der Proben, den Herren der mechanischen Werkstätte für die Herstellung des Kryostateinsatzes, den Herren M. Kutschera und G. Obermaier für manchen guten Rat in elektronischen und kryotechnischen Fragen, sowie allen anderen Mitarbeitern des Instituts für ihre freundliche Unterstützung.