

Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 5790

**Untersuchung von
transienten elektrischen,
magnetischen und
mechanischen Vorgängen
in großen supraleitenden
Magnetspulen**

Ch. Sihler

Institut für Technische Physik
Projekt Kernfusion

Juli 1996

Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 5790

**Untersuchung von transienten elektrischen,
magnetischen und mechanischen Vorgängen in
großen supraleitenden Magnetspulen**

Christof Sihler

**Institut für Technische Physik
Projekt Kernfusion**

Von der Fakultät für Elektrotechnik der Universität Karlsruhe (TH)
genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1996

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

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

ISSN 0947-8620

Zusammenfassung

Für die weitere Entwicklung auf dem Gebiet der Technologie für supraleitende Magnete bestand die Notwendigkeit, ingenieurwissenschaftliche Berechnungsmethoden aus der elektrischen Energietechnik in den Bereich der supraleitenden Magnettechnologie zu übertragen, entsprechend den neuen Randbedingungen zu modifizieren und für den speziellen Einsatz auch neu zu entwickeln. In der vorliegenden Arbeit werden geeignete Berechnungsmethoden erarbeitet und die Gültigkeit und Anwendungsrelevanz dieser Methoden anhand gegenwärtig laufender Entwicklungen am Forschungszentrum Karlsruhe demonstriert.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich im einzelnen:

- mit der **Berechnung von Wirbelstrom- und Kraftdichten** in der elektrisch leitfähigen Umgebung supraleitender Magnetspulen. Diese treten bei langsam veränderlichen großvolumigen Magnetfeldern auf und können bei der Schnellentladung des Magnetsystems einzelne Komponenten mechanisch gefährden. Zur Berechnung der dynamisch angreifenden Kräfte wird eine analytisch-numerische Methode entwickelt, die sich in vielen Fällen der Praxis anwenden läßt und aufgrund des geringeren Aufwands Vorteile gegenüber einer Berechnung nach der Finite Elemente Methode (FEM) bietet.
- mit der **Wirkung von Wirbelstromkräften in der Experimentiertechnik**. Mit Hilfe der zuvor entwickelten Methode wird demonstriert, wie sich Wirbelstromkräfte in der Experimentiertechnik zur Erzeugung von Stoßkräften nutzen lassen. Anhand von FEM Berechnungen wird nachgewiesen, daß sich in supraleitenden Prototypspulen auf diese Weise mechanische Beanspruchungen erzeugen lassen, die den in einem mittelgroßen Tokamak auftretenden Belastungen entsprechen und sich somit zur Überprüfung der Richtigkeit der mechanischen Auslegung eignen.
- mit dem **transienten elektrischen Verhalten neuer Spulenkonzepete** bei Beaufschlagung mit Stoßspannungen. Nach einer Untersuchung der Charakteristika typischer Schaltstoßspannungen im supraleitenden Magnetsystem werden detaillierte Netzwerkmodelle entwickelt, mit denen sich die transiente Potentialverteilung in der Wicklung supraleitender Magnete berechnen läßt. Nach einer numerischen Analyse verschiedener Spulentypen werden Maßnahmen zur Isolationskoordination aufgezeigt.
- mit **supraleiterspezifischen elektrischen und magnetischen Eigenschaften**, die zu einer unsymmetrischen Stromverteilung im Kabel und damit zu einer beträchtlichen Reduzierung der Stromtragfähigkeit der gesamten Spule führen können. Dieser, bei einzelnen Prototyp-Spulen aufgetretene Effekt ist durch die geringen ohmschen Längswiderstände (Kontaktwiderstände) in der supraleitenden Wicklung bedingt und daher im Bereich der Normalleitung wirkungslos. Mit Hilfe eines anhand von Messungen bestätigten Simulationsmodells wird der Effekt der reduzierten Stromtragfähigkeit analysiert und gezeigt, daß sich der Effekt eindeutig auf Unsymmetrien in der Kabel-Induktivitätsmatrix zurückführen läßt.

Anhand dieser Untersuchungen wird gezeigt, daß eine detaillierte Analyse elektrodynamischer Vorgänge erforderlich ist, damit das physikalische Potential der Supraleitung technisch optimal genutzt werden kann.

Investigation of transient electrical, magnetic, and mechanical phenomena in large superconducting magnet coils

Abstract

The progress in the field of technology for superconducting magnets led to the necessity of transferring existing calculation methods from electrical power engineering, modifying these tools to satisfy the boundary conditions for superconducting magnets, and also developing new calculation methods for special purposes. In this work suitable calculation methods are elaborated. Their validity and applicability is demonstrated in employing these scientific engineering tools to actual developments of the Forschungszentrum Karlsruhe.

In detail this work deals with:

- **calculating eddy current and force densities** in the conducting environment of a superconducting magnet or magnet system. They are caused by slow changing magnetic fields in large volumes and can mechanically endanger single components in case of a safety discharge of the magnet (system). An analytical-numerical method for calculating the dynamic eddy current forces is developed. It can be applied to many practical cases. Compared to the Finite Element Method (FEM) that method is favourable because of the lower computational and time effort involved.
- **the effects of eddy current forces in experimental engineering.** By means of the above calculation method, the feasibility of generating large dynamic forces for testing superconducting coils is demonstrated. FEM calculations are performed in order to substantiate that these forces can cause mechanical stresses corresponding to stresses which occur in a medium-sized tokamak. They can be applied to check the correctness of the mechanical rating.
- **transient effects of electrical surges acting on new coil designs.** After an investigation of the characteristics of typical switching surges in a superconducting magnet system, detailed network models for calculating the transient voltage distribution within the winding of superconducting magnets are developed. Having numerically analysed different types of magnets, suitable actions for a coordination of the electrical insulation are proposed.
- **the electrical and magnetic properties of superconducting cables.** Especially, the magnetic properties can lead to an inhomogeneous current distribution in the cable and, thus, to a considerable reduction of the current carrying capacity of the whole magnet. That effect was observed during experiments with prototype magnets. It depends on the low (contact) resistances along the cable and, therefore, can only be effective in superconductors. By means of a simulation model which is confirmed by measurements, the causes for an inhomogeneous current distribution in superconducting cables are analysed. It is shown that they can clearly be explained by unbalances in the cable inductance matrix.

These investigations demonstrate that a detailed analysis of electrodynamic phenomena is indispensable in order to find the optimum technical way to make use of the physical potential of superconductivity.

Inhaltsverzeichnis

I. Einführung und Problemstellung	1
A. Einführung in die Problematik.....	1
B. Stand der Technologie für große supraleitende Magnete	2
C. Problemstellung	5
II. Berechnung der beim Schnellentladen supraleitender Spulen auftretenden Wirbelstromdichten und -kräfte als Wechselwirkung mit der elektrisch leitfähigen Umgebung	7
A. Einführung.....	7
B. Berechnungsmethoden	8
1. Finite Elemente Methode.....	8
2. Vereinfachtes analytisch-numerisches Modell.....	9
C. Rechenergebnisse.....	15
1. Schnellentladung der EURATOM LCT-Spule.....	15
2. Schnellentladung der ITER Toroidalfeld-Modellspule	20
3. Untersuchung von Möglichkeiten zur Reduzierung der Kraftdichten am Stickstoffschild.....	23
D. Schlußfolgerungen.....	23
III. Mechanische Beanspruchung einer supraleitenden Spule bei stoßartiger Belastung mit Hilfe von Wirbelstromkräften	25
A. Einführung	25
B. Aufbau der POLO-Spule.....	28
C. Finite Elemente Modell zur Berechnung der elektromechanischen Beanspruchung der POLO-Spule bei statischer und dynamischer Belastung.....	30
1. Arten von elektromechanischer Belastung beim Test der POLO-Spule in der TOSKA Anlage	30
2. Herleitung der anisotropen elastischen Eigenschaften von supraleitenden Wicklungen	32
3. Modellierung der mechanischen Eigenschaften der POLO-Spule mit Hilfe der Finite Elemente Methode (FEM).....	35
4. Zeitabhängigkeit der am FEM Modell angreifenden Kraftvektoren.....	38
D. Rechen- und Meßergebnisse zur elektromechanischen Beanspruchung der supraleitenden POLO-Spule bei statischer und dynamischer Belastung	42
1. Statische Beanspruchung der Spule bei einer Erregung mit 22,5 kA	42
2. Dynamische Beanspruchung der Spule bei der Entladung in den Kurzschlußring	44
3. Dynamische Beanspruchung der Spule während der Hochspannungs-Halbspulenentladung	48
E. Schlußfolgerungen	50
IV. Transiente elektrische Beanspruchung supraleitender Spulen bei Beaufschlagung mit Stoßspannungen	51
A. Einführung	51
B. Hochstrom-Hochspannungs-Schaltanlagen für die Schnellentladung großer supraleitender Magnetspulen.....	52
C. Verfahren zur Berechnung des transienten elektrischen Verhaltens supraleitender Magnete	62
1. Elektrisch lange und elektrisch kurze Wicklungen	62
2. Numerische Untersuchung des transienten Verhaltens elektrisch langer Wicklungen.....	63
3. Numerische Untersuchung des transienten Verhaltens elektrisch kurzer Wicklungen	66

D. Transientes Verhalten einer Poloidal-feld-Modellspule	70
1. Gemessenes Verhalten beim Stoßspannungstest der POLO-Spule	70
2. Störung des supraleitenden Zustands bei Beaufschlagung eines Magneten mit Stoßspannung.....	72
3. Herleitung der Spulenparameter zur Erstellung eines detaillierten Netzwerkmodells der POLO-Spule	76
4. Vergleich der berechneten und gemessenen Ergebnisse.....	80
E. Transientes Verhalten einer Toroidal-feld-Modellspule	81
1. Aufbau der der ITER Toroidal-feld-Modellspule.....	81
2. Herleitung der Spulenparameter zur Erstellung eines detaillierten Netzwerkmodells der Spule	82
3. Berechnung der optimalen Erdanbindung der Wicklung bei Beaufschlagung der Spule mit Stoßspannung.....	85
F. Transientes Verhalten eines supraleitenden magnetischen Energiespeichers (SMES)	90
1. Arbeitsweise und Aufbau des SMES zur Erzeugung von Hochleistungs-Pulsen.....	90
2. Herleitung der Spulenparameter zur Erstellung des detaillierten Netzwerkmodells einer Teilspule des SMES.....	93
3. Ergebnisse der Simulationsrechnung und Vergleich mit der Messung.....	97
G. Schlußfolgerungen.....	100
V. Untersuchung von Ursachen für den Effekt der reduzierten Stromtragfähigkeit bei supraleitenden Hochleistungsmagneten	103
A. Einführung	103
B. Berechnung der dynamischen Stromaufteilung beim Erregen kurzer Längen eines supraleitenden Kabels	105
1. Detailliertes elektromagnetisches Modell des POLO-Kabels	105
2. Untersuchung der Wirkung potentieller Ursachen für eine ungleichmäßige Stromaufteilung in einem Kabel mit isolierten Subkabeln.....	109
C. Berechnung der dynamischen Stromaufteilung beim Erregen eines supraleitenden Hochleistungsmagneten	113
1. Elektromagnetisches Modell der GKG-Hälfte der POLO-Spule	114
2. Untersuchung der Wirkung potentieller Ursachen für eine ungleichmäßige Stromaufteilung in supraleitenden Hochleistungsmagneten	115
D. Vergleich von berechneten und beim Quench der POLO-Spule gemessenen Ergebnissen... ..	124
1. Quench in der GKG-Hälfte der POLO-Spule	124
2. Quench in der CuNi-Hälfte der POLO-Spule	127
E. Schlußfolgerungen	129
VI. Zusammenfassung.....	131
Anhang	135
Literaturverzeichnis.....	141

Verwendete Abkürzungen und Kurzbegriffe

CICC.....	Cable-In-Conduit Conductor (s. S. 103)
DESY.....	Deutsches Elektronensynchrotron (in Hamburg)
DMS	Dehnungsmeßstreifen
DP.....	Double Pancake, siehe DS
DS.....	Doppelscheibe
EURATOM.....	Europäische Atomgemeinschaft, 1957 begründeter Zusammenschluß zur Entwicklung der Kerntechnik
EFFI.....	Eigenname eines Programmes zur Berechnung elektromagnetischer Felder
FEM.....	Finite Elemente Methode
FFT	Fast Fourier Transformation
FZK.....	Forschungszentrum Karlsruhe
GCE.....	General Current Element, geradlinige Stromelemente in EFFI (s. S. 10)
GKG	Glas/Kapton/Glas (Leiterisolation)
HHE.....	Hochspannungs-Halbspulenantladung (bei der POLO-Spule)
IEH	Institut für Elektroenergiesysteme und Hochspannungstechnik der Universität Karlsruhe (TH)
IGBT.....	Insulated Gate Bipolar Transistor
ISH	International Symposium on High Voltage Engineering
ITER.....	International Thermonuclear Experimental Reactor (Fusionsreaktor)
ITP.....	Institut für Technische Physik am Forschungszentrum Karlsruhe
KfK	Kernforschungszentrum Karlsruhe, am 1.1.1995 in FZK umbenannt
KSR.....	Kurzschlußring
LCT	Large Coil Task (Magnetexperiment)
LHe.....	Flüssighelium
LN ₂	Flüssigstickstoff
MAG.....	Mittelabgriff
MT.....	Conference on Magnet Technology
NMR.....	Nuclear Magnetic Resonance
PF	Poloidalfeld (z.B. PF-Modellspule)
POLO.....	Eigenname einer Poloidalfeld-Modellspule
RRL	Ramp-Rate Limitation (s. S. 103)
SOFT.....	Symposium on Fusion Technology
SMES.....	Supraleitender magnetischer Energiespeicher
TF	Toroidalfeld (z.B. TF-Modellspule)
TOSKA.....	Toroidale Spulen-Testanlage Karlsruhe

I. Einführung und Problemstellung

Die vorliegende Arbeit befaßt sich im Rahmen der Untersuchung transients Vorgänge in großen supraleitenden Magnetspulen mit:

- Wirbelstrom- und Kraftdichten in deren elektrisch leitfähiger Umgebung
- der elektromechanischen Beanspruchung der supraleitenden Wicklung bei stoßartiger Belastung durch Wirbelstromkräfte
- der elektrischen Beanspruchung neuer Spulenkonzepete beim Auftreten von Stoßspannungen
- dem Effekt der reduzierten Stromtragfähigkeit in supraleitenden Hochleistungsmagneten

Auf die Problemstellung und Zielsetzung dieser Arbeit wird, nach einer kurzen Einführung in die Problematik und einer Erörterung des Stands der Technologie für große supraleitende Magnete, im Abschnitt I.C näher eingegangen.

A. Einführung in die Problematik

Die Erzeugung statischer und zeitlich sich langsam ändernder magnetischer Felder hat mit der Entwicklung der supraleitenden Magnettechnologie neue Größenordnungen angenommen. Sowohl in der Höhe als auch in der räumlichen Ausdehnung der Felder wurden neue Dimensionen erreicht. So werden mit supraleitenden Hochfeldmagneten, wie sie beispielsweise bei der NMR-Spektroskopie zur Anwendung kommen, Felder mit einer mit Permanentmagneten vergleichbaren Konstanz erzeugt, die mit etwa 20 T um eine Größenordnung höher sind als die Sättigungsmagnetisierung von Ferromagnetika [1].

Im Bereich der Kernfusion werden für die nächste Generation von Fusionsexperimenten Magnetfelder angestrebt, die Volumina von 1000 m³ haben und in denen magnetische Flußdichten von 12-15 T erreicht werden [1]. Magnetfelder dieser Größenordnung lassen sich nur mit Spulen ohne Kernmaterial ("Luftspulen") erzeugen. Im Gegensatz dazu wird in der elektrischen Energietechnik weitgehend das Magnetfeld in magnetisierbarer Materie genutzt. Damit steht automatisch eine Kräfte tragende Struktur zur Verfügung, die zur Abstützung der an der Wicklung angreifenden Lorentzkräfte ausreicht, da deren Höhe durch die Sättigungsmagnetisierung und geringe Stromdichten (maximal etwa 10⁷ A/m²) begrenzt ist. Bei Luftspulensystemen für Fusionsexperimente treten um Größenordnungen höhere Volumenkräfte in der Wicklung auf, die nur durch die Entwicklung geeigneter Stützstrukturen mechanisch zu beherrschen sind. Zur genauen Vorhersage der magnetischen Flußdichten im Nahbereich der Luftspulensysteme, die sich durch komplexe Geometrien und rechteckige Wicklungsquerschnitte auszeichnen, mußten eigene Berechnungsverfahren entwickelt werden, mit denen dank der Fortschritte auf dem Gebiet der Rechnertechnologie und Strukturanalyse ein Standard erreicht werden konnte, wie er zur sicheren Beherrschung von mechanischen Beanspruchungen bis 500 MPa erforderlich ist.

Großvolumige Magnetfelder sind eine unabdingbare Voraussetzung für reaktorrelevante Fusionsexperimente mit magnetischem Einschluß, wie die Ergebnisse bisheriger Plasmaexperimente und Reaktorstudien gezeigt haben. Dies hat schließlich zu normalleitenden Magnetsystemen geführt, für deren elektrische Energieversorgung eine mittlere Leistung von 300 MW während einiger zehn Sekunden aufgebracht werden muß [2]. Um beim Fusionsreaktor auf der Basis des magnetischen Einschlusses eine positive Netto-Energiebilanz erreichen zu können, ist daher

der Einsatz supraleitender Wicklungen erforderlich. Dies wurde frühzeitig erkannt, so daß seit den siebziger Jahren weltweit an der Entwicklung supraleitender Magnetsysteme für die Kernfusion gearbeitet wird [3].

Bei supraleitenden Magnetsystemen werden die strukturmechanischen Anforderungen durch die Betriebstemperatur der Wicklung von etwa 4 K und zusätzliche Anforderungen aus dem Bereich der Kryotechnik und Elektrotechnik erschwert. Da einige der aus verschiedenen Bereichen kommenden Anforderungen nicht ohne weiteres vereinbar sind, wird die interdisziplinäre Zusammenarbeit in der supraleitenden Magnettechnologie zur Notwendigkeit. Einerseits müssen dadurch Kompromisse in den klassischen Einzeldisziplinen eingegangen werden, durch die spezielle Problemlösungen erforderlich werden. So muß sich beispielsweise der Elektroingenieur mit der Berechnung von Wirbelströmen im Megaampere-Bereich beschäftigen, da die Einführung elektrischer Potentialtrennstellen aus mechanischen Gründen oder zur Gewährleistung der Dichtigkeit kryogener Versorgungsleitungen im Hochvakuum nicht überall möglich ist. Andererseits müssen auch neue Wege zur Lösung der vielschichtigen technischen Probleme gegangen werden. Neuentwicklungen in der Fusionsforschung haben in der Vergangenheit Innovationen in vielen Bereichen der Elektrotechnik stimuliert, von denen die Hochstromanwendungen der Supraleitung in der Energietechnik nur ein Beispiel sind [1, 4].

Aus dem Volumen und der Höhe der für die nächste Generation von Fusionsexperimenten geplanten Magnetfelder ergibt sich während des Betriebes des supraleitenden Spulensystems eine gespeicherte Magnetfeldenergie von 40-100 GJ. Um Schäden am Magnetsystem beim Quench einer Spule (bei dem ein Teil der Wicklung oder die ganze Spule normalleitend wird) ausschließen zu können, muß das Magnetsystem innerhalb weniger Sekunden entladen werden. Für die Teilspulen sind Nennströme von etwa 60 kA geplant. Um bei einem Störfall, wie beispielsweise einem Quench, eine elektrische Entladeleistung zu erreichen, die ausreicht um die im Magnetsystem gespeicherte Energie binnen Sekunden auskoppeln und in Entladewiderständen dissipieren zu können, müssen neben den hohen Strömen Entladespannungen im Mittelspannungsbereich energietechnischer Skalierung (etwa 20 kV) bei kryogenen Temperaturen beherrscht werden.

Aus diesen Anforderungen ist die Notwendigkeit gegeben, ingenieurwissenschaftliche Berechnungsmethoden aus der elektrischen Energietechnik in den Bereich der supraleitenden Magnettechnologie zu übertragen, entsprechend den neuen Randbedingungen zu modifizieren und für den speziellen Einsatz auch neu zu entwickeln. In der vorliegenden Arbeit werden solche Methoden anhand ausgewählter Beispiele gegenwärtig laufender Entwicklungen am Forschungszentrum Karlsruhe (FZK) vorgestellt. Die laufende Projektarbeit des FZK bot eine ausgezeichnete Gelegenheit, diese Verfahren mit experimentellen Ergebnissen zu überprüfen und damit deren Anwendungsrelevanz zu demonstrieren.

B. Stand der Technologie für große supraleitende Magnete

In der Fusionsforschung gibt es seit 20 Jahren Entwicklungsanstrengungen für Supraleitermagnete, die zu einem sehr fortgeschrittenen Stand der Technik in diesem Bereich geführt haben. Ziel der Fusionsforschung ist es, Mitte des nächsten Jahrhunderts einen Demonstrationsreaktor zur Erzeugung elektrischer Energie in Betrieb zu nehmen. Bei der Kernfusion verschmelzen die Atomkerne von leichten Elementen, wie z.B. die einzelnen Wasserstoffisotope zu Helium. Bei den für die Fusion von Deuterium und Tritium notwendigen Bedingungen (kinetischen Energien von etwa 10 keV, die Temperaturen in der Größenordnung von 100 Millionen Kelvin entsprechen) liegen diese Kernbrennstoffe in vollständig ionisierter Form als Plasma vor.

Das heiße Plasma muß von den plasmabenachbarten Strukturen des Reaktors ferngehalten werden. In Reaktoren vom Typ Spiegelmaschine, Stellarator und Tokamak wird der Plasmaeinschluß mit Hilfe starker Magnetfelder bewerkstelligt [5 , 6]. Die Realisierung des magnetischen Einschlusses bei Reaktoren vom Typ Tokamak ist in der Schemaskizze in Abb. 1 dargestellt. In ihm bildet das Plasma einen torusförmigen Schlauch. Mit Hilfe von Transformatorspulen wird im Plasmaschlauch ein ringförmiger Strom induziert. Das Eigenfeld dieses Plasmastroms überlagert sich dem Magnetfeld, das von den Toroidalfeldspulen erzeugt wird. Die resultierenden Magnetfeldlinien sind deshalb ringförmig verschraubt. Zur Heizung und Lageregelung des Plasmas werden zusätzliche, kreisförmige Magnetspulen (sog. Poloidalfeldspulen, wie die Transformator- und Vertikalfeldspulen) verwendet, die in Ebenen parallel zum Plasmaring liegen.

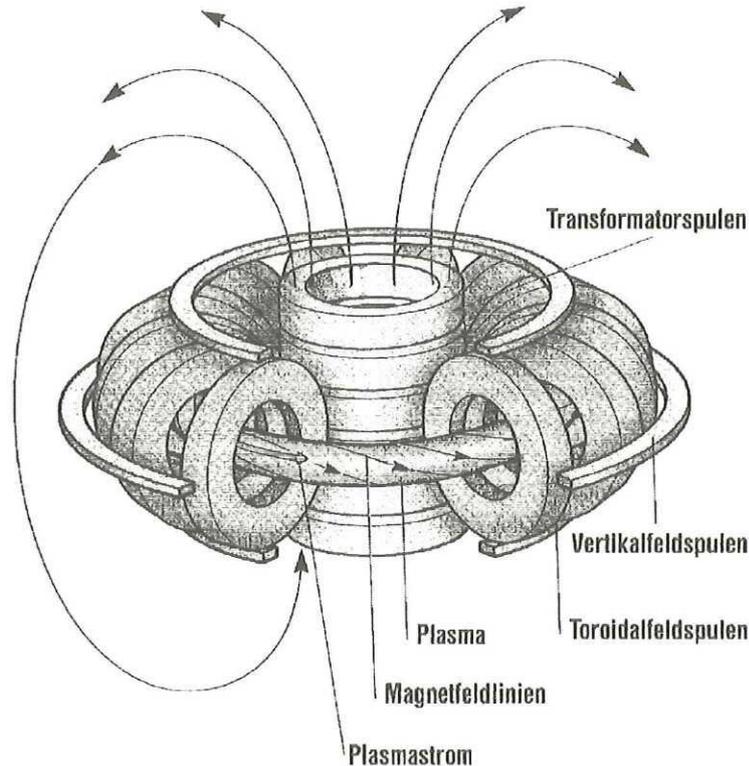


Abb. 1. Schemaskizze eines Reaktors vom Typ Tokamak

Das wohl wichtigste Technologie-Projekt zur Entwicklung der supraleitenden Magnettechnologie für die Kernfusion war LCT (Large Coil Task, [7]), dessen Testbetrieb in den Jahren 1985 bis 1987 stattfand. Ziele dieses Experimentes waren die Erarbeitung experimenteller Daten, die Demonstration der Zuverlässigkeit beim Betrieb supraleitender Magnete und die Prüfung verschiedener Auslegungsprinzipien und Fabrikationstechniken für Fusionsmagnete. Die geometrische Größe und die Form der Magnete wurden so gewählt, daß eine Extrapolation auf Reaktormagnete möglich war. Das System bestand aus sechs D-förmigen supraleitenden Magneten und zwei normalleitenden Puls magneten. Drei der Spulen und die Puls magnete wurden in den USA gebaut, eine in der Schweiz, eine in Japan und eine von EURATOM. Letztere ist im FZK konzipiert, zusammen mit der Industrie gebaut und in der Toroidalen Spulen-Testanlage Karlsruhe des FZK vorgetestet worden. Der Vakuumtank, der für das aus sechs supraleitenden Spulen bestehende Magnetsystem benötigt wurde, war etwa 1000 m^3 groß, die abzukühlende Gesamtmasse betrug ca. 400 t und das System hatte eine maximale gespeicherte Energie von 945 MJ.

Weitere Erfahrungen mit dem Betrieb supraleitender Magnetsysteme wurden bei den Magnetexperimenten MFTF-B und TESPE, den kleinen Tokamaks T7 und Triam-1M und in den

mittelgroßen Tokamaks TORE SUPRA und T 15 gesammelt [2, 8]. Die Ergebnisse der bisherigen Experimente demonstrieren den fortgeschrittenen Stand der Technik für supraleitende Großmagnete. Da bei der nächsten Generation von Fusionsexperimenten mit langer Plasmabrenndauer der Einsatz der Supraleitung zwingend erforderlich ist, werden große supraleitende Magnetsysteme für diese Experimente entwickelt.

In einer internationalen Zusammenarbeit wird zur Zeit das nächste Fusionstechnologie-Großexperiment ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) nach dem Tokamak-Konzept ingenieurmäßig geplant [9]. Das toroidale Magnetfeld wird von 20 supraleitenden Magnetspulen, die jeweils die geometrischen Abmessungen 10,9 m x 16,5 m und ein Gewicht von je etwa 400 t haben, erzeugt. Eine Entwurfszeichnung des Magnetsystems von ITER ist in Abb. 2 dargestellt [10].

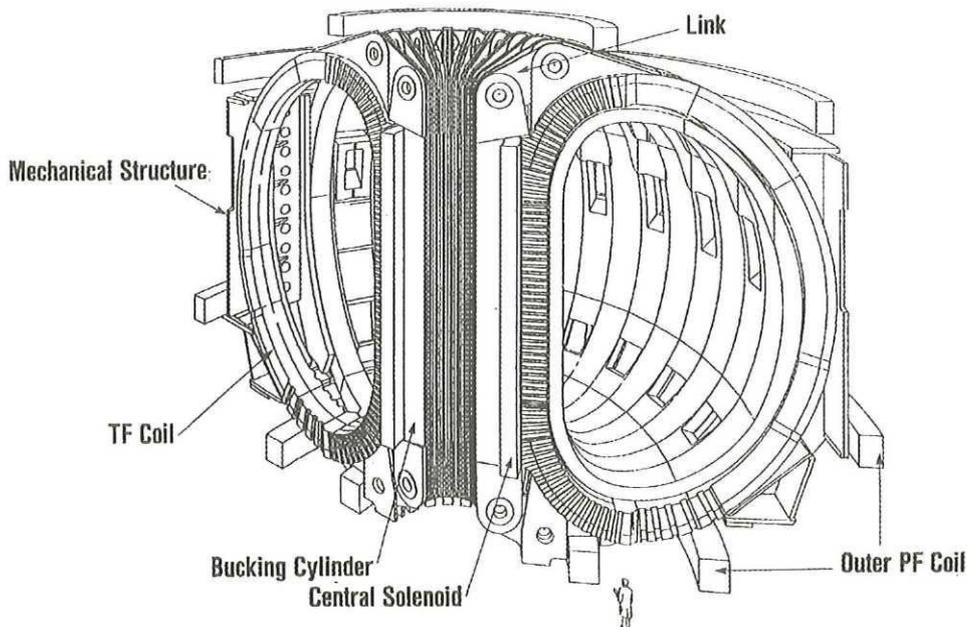


Abb. 2. Supraleitendes Magnetsystem des ITER

Mit steigender Baugröße der supraleitenden Magnetspulen müssen Entladungsspannungen von 10-20 kV im kryogenen Temperaturbereich beherrscht werden, um die im Magnetsystem gespeicherte Energie sicher auskoppeln zu können und damit einer unzulässig hohen Erwärmung der Wicklung im Falle eines Quenches vorzubeugen. Dies ist ein technologischer Schritt, der eine Einbindung der Entwurfskriterien der Hochspannungstechnik und Energietechnik in den Bereich der supraleitenden Magnettechnologie erforderlich macht.

Hochspannungstechnische Aspekte wurden auf diesem Gebiet erstmals bei der Entwicklung supraleitender Kabel nach ingenieurwissenschaftlichen Kriterien erarbeitet und eingebracht [11, 12]. Basierend auf diesen Erfahrungen wurde diese Technologie bei mittleren und großen Projekten der supraleitenden Magnettechnologie im Institut für Technische Physik des FZK fortgesetzt [13, 14, 15, 16]. Das Projekt POLO, dessen Ziel es war, eine supraleitende Modellspule für das Poloidal­feld-Spulensystem eines Tokamaks zu entwickeln und anhand einer Testreihe den Nachweis zu erbringen, daß die in Kooperation mit der Industrie gefertigte Spule die gestellten Spezifikationen erfüllt, war ein anspruchsvoller Entwicklungsschritt auf dem Weg zu supraleitenden Hochleistungsmagneten [17, 18].

Mit supraleitenden Hochleistungsmagneten kann elektrische Energie nicht nur mit hohem Wirkungsgrad gespeichert, sondern auch sehr schnell (im Bereich von Millisekunden) dem Netz

zur Verfügung gestellt werden. Bei der Entladung der POLO-Spule wurden beispielsweise elektrische Leistungen bis zu 320 MW [17] erzeugt. Einsatzmöglichkeiten für solche Spulen ergeben sich daher nicht nur im Bereich der Kernfusion. Im Bereich der elektrischen Energieversorgung wird der Einsatz solcher Spulen als SMES (Supraleitender magnetischer Energiespeicher) vor allem zur Vorhaltung der Sekundenreserve diskutiert [19 , 20]. Ergebnisse diesbezüglicher Untersuchungen [21 , 22] weisen aus, daß ein mittelgroßer SMES wirtschaftlicher wäre als die heute für die Sekundenreservevorhaltung vorherrschende Androsselung der Turbinenventile in Dampfkraftwerken, wenn man von kostengünstigen Konzepten beim Entwurf und Bau des SMES ausgeht. Dabei wurde von einem SMES mit ca. 50 MW Leistung und einem Energieinhalt von 2 MWh ausgegangen, der aus 40 supraleitenden Spulen mit einem Durchmesser von je 5 m aufgebaut ist.

C. Problemstellung

Neben der Notwendigkeit einer Untersuchung spezieller Isolationsprobleme, die bereits in einer separaten Arbeit [23] definiert und erfaßt wurden, hat sich durch die Betriebserfahrung des POLO Experimentes gezeigt, daß die Untersuchung transienter Vorgänge mit den Verfahren der Hochspannungs- und Energietechnik für die weitere Entwicklung von Hochleistungsmagneten notwendig ist. Hierbei sind drei Arten transienter Vorgänge zu unterscheiden:

1. Mechanische Beanspruchung der supraleitenden Wicklung bei stoßartiger Belastung durch Lorentzkräfte. Dabei ist zu unterscheiden zwischen Belastungen, die sich auf die Magnetspule selbst beziehen und Belastungen, die sich durch Wechselwirkung mit Wirbelströmen ergeben, die beim Entladen der Spule im Strukturmaterial induziert werden.
2. Transiente elektrische Überspannungen in der supraleitenden Wicklung während der Auskopplung der magnetisch gespeicherten Energie
3. Elektrodynamische Vorgänge bei der Stromaufteilung in supraleitenden Kabeln

In der Strukturmechanik, Magnettechnik und elektrischen Energietechnik wurden numerische Verfahren zur Berechnung mechanischer Beanspruchungen entwickelt [24 , 25 , 26 , 27 , 28]. Entsprechendes gilt für die Berechnung elektrodynamischer Vorgänge in der Energietechnik [29 , 30 , 31 , 32]. In der Fusionsforschung haben diese Verfahren sowohl zur Berechnung der mechanischen Beanspruchung supraleitender Spulen bei statischer Belastung [33], zur Bewertung mechanischer Vorgänge im Fusionsreaktorblanket bei dynamischer Belastung (z.B. bei Plasmaabbrissen) [34], zur Untersuchung transienter elektrischer Vorgänge in der Wicklung normalleitender Spulen [35 , 36], als auch zur qualitativen Untersuchung transienter elektrischer Vorgänge in supraleitenden Kabeln [37 , 38 , 39 , 40] Anwendung gefunden.

Während der Experimentierphasen mit Hochstrom sind supraleitende Magnete wochenlang nicht zugänglich. Um die Magnete zu schützen und beim Betrieb eine intensive Diagnostik betreiben zu können, werden diese mit umfangreicher Instrumentierung bestückt. Dennoch ist eine meßtechnische Erfassung transienter Vorgänge in supraleitenden Magneten nur bedingt möglich, da wenige Stellen der Wicklung für Messungen zugänglich sind. An ihnen werden Messungen dadurch erschwert, daß Temperaturen von etwa 4 K herrschen und dort neben hohen mechanischen Beanspruchungen durch die Lorentzkräfte hohe Magnetfelder, hohe Magnetfeldänderungen und zusätzlich hohe elektrische Spannungen auftreten. Die rasche Evolution im EDV-Bereich und ein stark gestiegenes Angebot an Werkzeugen zur Berechnung technisch-wissenschaftlicher Fragestellungen haben dazu geführt, daß heute Probleme einer numerischen Untersuchung unterzogen werden können, deren Berechnung noch vor wenigen Jahren als zu aufwendig eingestuft worden ist. Eine Intensivierung der Anwendung numerischer Methoden erschien daher besonders geeignet, Lücken in der meßtechnischen Erfassung transienter

Vorgänge in supraleitenden Magneten zu schließen und somit zu einem tieferen Verständnis dieser Vorgänge beizutragen.

Ziel dieser Arbeit ist, auf der Basis der vorhandenen Werkzeuge, geeignete Methoden zur Berechnung transienter Vorgänge speziell für die supraleitende Magnettechnologie zu erarbeiten, um die oben genannten Vorgänge näher zu untersuchen. Dabei sollen zwischen der elektrischen Energietechnik und der supraleitenden Magnettechnologie bestehende Unterschiede in der Anwendung dieser Methoden herausgearbeitet werden. Insbesondere ist der Nachweis der Gültigkeit der Methoden durch Vergleich mit Meßergebnissen zu erbringen.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich im einzelnen:

- mit der **Berechnung von Wirbelstrom- und Kraftdichten** in der elektrisch leitfähigen Umgebung supraleitender Magnetspulen

Diese treten bei langsam veränderlichen großvolumigen Magnetfeldern auf und können bei der Schnellentladung des Magnetsystems einzelne Komponenten mechanisch gefährden. Zur Berechnung der dynamisch angreifenden Kräfte wird in Kapitel II eine analytisch-numerische Methode entwickelt, die sich in vielen Fällen der Praxis anwenden läßt und aufgrund des geringeren Aufwands Vorteile gegenüber einer Berechnung nach der FEM bietet.

- mit der **Wirkung von Wirbelstromkräften in der Experimentiertechnik**

Mit Hilfe der entwickelten Methode wird in Kapitel III demonstriert, wie sich Wirbelstromkräfte in der Experimentiertechnik zur Erzeugung von Stoßkräften nutzen lassen. Anhand von FEM Berechnungen wird nachgewiesen, daß sich in supraleitenden Prototypspulen auf diese Weise mechanische Beanspruchungen erzeugen lassen, die den in einem mittelgroßen Tokamak auftretenden Belastungen entsprechen und sich somit zur Überprüfung der Richtigkeit der mechanischen Auslegung eignen.

- mit dem **transienten elektrischen Verhalten neuer Spulenkonzepte** bei Beaufschlagung mit Stoßspannungen

Nach einer Untersuchung der Charakteristika typischer Schaltstoßspannungen im supraleitenden Magnetsystem werden in Kapitel IV detaillierte Netzwerkmodelle entwickelt, mit denen sich die transiente Potentialverteilung in der Wicklung supraleitender Magnete berechnen läßt. Nach einer numerischen Analyse verschiedener Spulentypen werden Maßnahmen zur Isolationskoordination aufgezeigt.

- mit **supraleiterspezifischen elektrischen und magnetischen Eigenschaften**, die zu einer unsymmetrischen Stromverteilung im Kabel und damit zu einer beträchtlichen Reduzierung der Stromtragfähigkeit der gesamten Spule führen können.

Dieser, bei einzelnen Prototyp-Spulen aufgetretene Effekt ist durch die geringen ohmschen Längswiderstände (Kontaktwiderstände) in der supraleitenden Wicklung bedingt und daher im Bereich der Normalleitung wirkungslos. Mit Hilfe eines anhand von Messungen bestätigten Simulationsmodells wird der Effekt der reduzierten Stromtragfähigkeit in Kapitel V analysiert und gezeigt, daß sich der Effekt eindeutig auf Unsymmetrien in der Kabel-Induktivitätsmatrix zurückführen läßt.

II. Berechnung der beim Schnellentladen supraleitender Spulen auftretenden Wirbelstromdichten und -kräfte als Wechselwirkung mit der elektrisch leitfähigen Umgebung

A. Einführung

Um die bei der Entwicklung großer Magnetsysteme auftretenden Probleme zu lösen und sicher zu beherrschen, werden zur technischen und industriellen Entwicklung der Magnetspulen Erkenntnisse und Erfahrungen aus Untersuchungen an kleineren Modellspulen herangezogen. Experimente mit supraleitenden Modellspulen werden in der TOSKA-Anlage [41] im Forschungszentrum Karlsruhe durchgeführt.

Kernstück der Anlage ist ein etwa neun Meter hoher Kryostat mit einem Durchmesser von fünf Metern. Die zu testenden Spulen werden in dem Vakuumbehälter bei Temperaturen von etwa vier Kelvin betrieben. Um zu hohe Wärmeeinstrahlung von der Behälterwand zu verhindern, befinden sich die Testobjekte innerhalb einer doppelwandigen, von flüssigem Stickstoff durchströmten, zylinderförmigen Struktur aus Edelstahl, dem Stickstoffschild (LN₂-Schild). Abb. 3 zeigt die wichtigsten Komponenten des Kryostats und die vorgesehene Testanordnung der Toroidal-feld-Modellspule (TF-Modellspule) des ITER Magnetsystems (vgl. Abb. 2), die in diesem Kryostaten im Hintergrundfeld der EURATOM LCT-Spule [7] getestet werden soll.

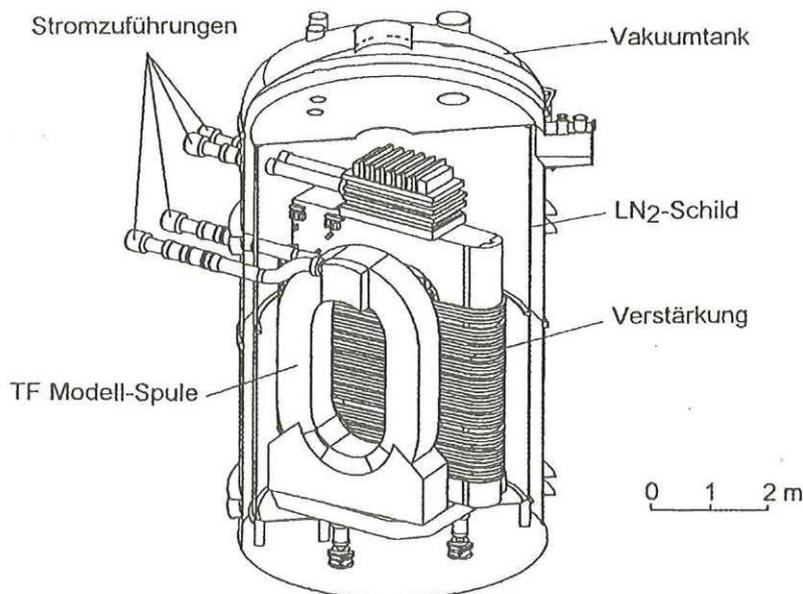


Abb. 3. Kryostat mit zwei supraleitenden Modellspulen

Kommt es im Laufe des Tests zu einem Quench, das heißt, ein Teil des Supraleiters wird normalleitend, dann muß eine Schnellentladung des Magneten durchgeführt werden. Dabei wird die in der Spule gespeicherte Energie in einen Lastwiderstand entladen. Schnellentladungen werden auch zur Erzeugung von Hochspannung an der Spule bei zusätzlicher mechanischer Belastung durch die Lorentzkräfte genutzt. Bei typischen gespeicherten Energien von etwa 2 GJ pro Magnet in einem Fusionsreaktor ergibt sich für eine exponentiell abklingende Entladung eine Spannung von etwa 20 kV an der Spule (± 10 kV gegen Erde). Da bei den Modellspulen die gespeicherte Energie kleiner ist (einige 100 MJ), kann die Spannungsbelastung durch eine kleinere Entladezeitkonstante (z. B. 100 ms) erreicht werden.

Bei Schnellentladungen ist mit dem Abfall des Spulenstromes auch eine schnelle Veränderung des magnetischen Feldes verbunden. Ein veränderliches Magnetfeld erzeugt in benachbarten leitfähigen Strukturen Wirbelströme, die der Änderung des Magnetfeldes entgegenwirken. Diese Wirbelströme, die sehr hohe Werte erreichen, führen zur Erwärmung kryogener Komponenten und, zusammen mit dem ebenfalls sehr hohen Magnetfeld, zu elektromagnetischen Kräften an den benachbarten Strukturen. Dadurch ergibt sich beispielsweise eine mechanische Gefährdung des LN₂-Strahlungsschildes [42 , 26, 27], das zur Vermeidung von Wärmebrücken relativ schwach mechanisch abgestützt ist.

Damit ein sicherer Ablauf dieser Hochstromexperimente, die mit Amperewindungszahlen pro Spule bis 12 MA durchgeführt werden, gewährleistet ist, muß bei jeder kritischen Testkonfiguration eine rechnerische Untersuchung der zu erwartenden Wirbelströme dem Experiment vorausgehen. Da es in den meisten Fällen genügt, einen oberen Grenzwert für die von den Wirbelströmen am LN₂-Schild hervorgerufenen Kraftdichten anzugeben und die Anwendung der Finite Elemente Methode bei Testkonfigurationen mit mehr als einer Modellspule sehr aufwendig und zeitintensiv ist, wurde eine analytisch-numerische Methode entwickelt, mit der sich diese Wirbelstrom- und Kraftdichten wesentlich schneller berechnen lassen. Wie ein Vergleich mit FEM Berechnungen zeigt, ist die Genauigkeit dieser Methode, die im folgenden Abschnitt vorgestellt wird, in den meisten der in der Praxis vorkommenden Fälle ausreichend.

B. Berechnungsmethoden

Bei der Kernfusion durch magnetischen Einschluß werden an das Magnetfeld besondere Anforderungen gestellt: Die Magnetspulen müssen großvolumige Felder, die hohe Werte erreichen, liefern. Die elektromagnetischen Felder, die beim Betrieb supraleitender Magnetspulen für die Kernfusion auftreten, sind im allgemeinen langsam veränderliche elektromagnetische Felder. Da die Verschiebungsdichte hierbei von geringerer Bedeutung ist, erhält man ausgehend von den Maxwellgleichungen unter Hinzunahme des magnetischen Vektorpotentials folgende Gleichungen zur Beschreibung des elektromagnetischen Feldes [43]:

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla V \quad (1)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (2)$$

Dabei steht \mathbf{E} für die elektrische Feldstärke, \mathbf{A} für das magnetische Vektorpotential, \mathbf{B} für die magnetische Flußdichte und V für das elektrische Skalarpotential. Wie in [26] und [42] bereits gezeigt wurde, erweist sich die Aufteilung des magnetischen Feldes in ein von den Testspulen erzeugtes, eingepprägtes Magnetfeld und ein von den Wirbelströmen verursachtes Magnetfeld als vorteilhaft.

1. Finite Elemente Methode

Bei der Finite Elemente Methode (FEM) wird von den Maxwellgleichungen und Beziehung (1) ausgegangen. Um die Eindeutigkeit des magnetischen Vektorpotentials zu sichern, wird die Coulombsche Eichung in die Gleichungen eingefügt [43]. Desweiteren erfolgt eine Aufteilung des magnetischen Vektorpotentials in zwei Teile: Der erste Teil \mathbf{A}_s kennzeichnet das von den

Spulen eingeprägtes Magnetfeld, während der zweite Teil \mathbf{A}_R das von den Wirbelströmen erzeugte Magnetfeld darstellt. Mit der Divergenzfreiheit für die Wirbelstromdichte ergibt sich dann folgendes Differentialgleichungssystem [42]:

$$\nabla \times \frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{A}_R - \nabla \frac{1}{\mu} \nabla \mathbf{A}_R + \sigma \frac{\partial \mathbf{A}_R}{\partial t} + \sigma \nabla \nabla = -\sigma \frac{\partial \mathbf{A}_S}{\partial t} \quad (3)$$

$$\nabla \left(-\sigma \frac{\partial \mathbf{A}_R}{\partial t} - \sigma \nabla \nabla \right) = 0 \quad (4)$$

mit μ : Permeabilität und
 σ : elektrische Leitfähigkeit.

In [42] wurde das Gleichungssystem, das aus (3), (4) und den zugehörigen Randbedingungen gebildet wurde, numerisch mit Hilfe der Methode der Finiten Elemente gelöst. Die Vorgehensweise beruht dabei auf der Galerkin Methode. Wesentlicher Bestandteil dieser Methode ist die Multiplikation der Gleichungen mit Gewichtsfunktionen, Integration und Minimierung der Integrale. Mit Hilfe der berechneten Potentiale können dann die Wirbelströme, Jouleschen Verluste und Kraftdichten ermittelt werden.

In [26] und [27] wird eine weitere Methode zur Berechnung der Wirbelströme vorgestellt. Ausgangspunkt dieser Methode ist die Einführung eines Vektorpotentials \mathbf{T} für die auftretenden Wirbelstromdichten \mathbf{J} und die Verwendung des magnetischen Skalarpotentials Φ :

$$\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{T} \quad (5)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_S + \mathbf{T} - \nabla \Phi, \quad (6)$$

dabei ist \mathbf{H}_S die von den Spulen eingeprägte magnetische Feldstärke.

In [27] wird im Rahmen der Betrachtung von dünnen leitfähigen Schichten statt der Stromdichte mit einer Oberflächenstromdichte und dem zugehörigen Vektorpotential gearbeitet. Auch bei dieser Methode werden die sich ergebenden Gleichungen mit Hilfe der FEM gelöst, wobei auf das Galerkinsche Verfahren zurückgegriffen wird.

Bei den angesprochenen Berechnungsmethoden ist es also erforderlich die zu testenden Spulen, die benachbarten leitfähigen Strukturen, wie z. B. das Stickstoffschild und auch den nichtleitenden Zwischenraum, mit Finiten Elementen zu diskretisieren, was bei der Berechnung verschiedener Testkonfigurationen sehr aufwendig ist.

2. Vereinfachtes analytisch-numerisches Modell

Ziel des erarbeiteten Näherungsverfahrens war es, die Verteilung und Höhe der auftretenden Strom- und Kraftdichten im LN₂-Schild auf möglichst einfache Weise zu berechnen, wobei an die Genauigkeit des Verfahrens die Forderung gestellt wurde, die Wirbelstrom- und Kraftdichten in jedem Fall nach oben abzuschätzen.

Ausgangspunkt des Rechenverfahrens ist Gleichung (1). Bei dem betrachteten Stickstoffschild

der TOSKA-Anlage handelt es sich um ein Medium mit linearen und homogenen Materialeigenschaften. In [43] und [44] wurde gezeigt, daß im Falle konstanter Leitfähigkeit das elektrische Skalarpotential in den leitfähigen Bereichen als konstant angesehen und somit ∇V zu Null gesetzt werden kann. Mit der oben beschriebenen Aufteilung des magnetischen Vektorpotentials kann Gleichung (1) mit Hilfe der Materialgleichungen in Gleichung (7) überführt werden:

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = -\sigma \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{A}_S(\mathbf{r}, t) + \mathbf{A}_R(\mathbf{r}, t)) \quad (7)$$

Darin steht \mathbf{J} für die Wirbelströme in den leitfähigen Strukturen, σ für die Leitfähigkeit, \mathbf{A}_S für das magnetische Vektorpotential des von den Spulen erzeugten Magnetfeldes und \mathbf{A}_R für das magnetische Vektorpotential des von den Wirbelströmen erzeugten Feldes. Das von den Spulen erzeugte Magnetfeld wird als eingepreßt betrachtet und die Kenntnis seiner Größen wie Flußdichte und Vektorpotential stellt die Grundlage der weiteren Rechenschritte dar.

Bei der Entladung einer Testspule fällt der Spulenstrom exponentiell ab und bestimmt damit auch den Zeitverlauf der eingepreßten magnetischen Feldgrößen:

$$i(t) = I_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} = I_0 \cdot g(t) \quad (8)$$

$$\mathbf{B}_S(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}_S(\mathbf{r}) \cdot g(t) \quad (9)$$

$$\mathbf{A}_S(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}_S(\mathbf{r}) \cdot g(t) \quad (10)$$

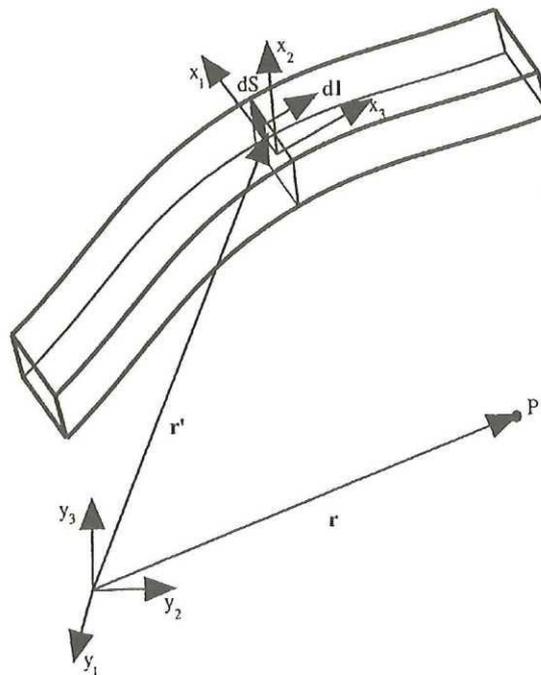
Mit dieser Darstellung erhält man für die eingepreßte magnetische Flußdichte und für das eingepreßte magnetische Vektorpotential eine Entkopplung von Orts- und Zeitabhängigkeit. Die in (8) verwendete Amplitude I_0 geht in die örtliche Verteilung der Feldgrößen ein, während der zeitliche Verlauf durch Multiplikation mit der Funktion $g(t)$ festgelegt wird. Der große Vorteil dieser Darstellung liegt darin, daß die örtliche Verteilung der magnetischen Feldgrößen mit einem Programm zur Berechnung statischer Magnetfelder ermittelt werden kann. Das hierfür verwendete Programm EFFI beruht auf dem verallgemeinerten Gesetz von Biot-Savart [45]:

$$\mathbf{A}_S(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iint_{1S} \frac{\mathbf{J} d\mathbf{l}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dS \quad (11)$$

$$\mathbf{B}_S(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iint_{1S} \mathbf{J} \frac{d\mathbf{l} \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dS \quad (12)$$

Die in den Gleichungen (11) und (12) verwendeten Größen sind in Abb. 4 erklärt. Die Integrale in diesen Gleichungen können im allgemeinen für beliebige Geometrien nicht in geschlossener Form dargestellt und gelöst werden. Eine Näherung der vorhandenen Spulengeometrie an eine mathematisch erfäßbare Geometrie ist unumgänglich. In EFFI werden aus diesem Grund Spulen mit einem rechteckigen Querschnitt vorausgesetzt. Desweiteren müssen die Segmente, aus denen eine Spule besteht, geradlinige Elemente (sog. General Current Elements, abgekürzt GCE's) oder Kreisbogenelemente sein. Mit diesen Festlegungen wird eine Vereinfachung in der Art erreicht, daß zuerst über die rechteckige Querschnittsfläche und dann entlang geradliniger oder kreisbogenförmiger Kurvenstücke über die Länge integriert wird. Noch einfacher gestaltet sich die Berechnung, wenn die Entfernung zwischen betrachtetem Aufpunkt und Spule so

groß ist, daß der Spulenstrom als fadenförmiger Strom betrachtet werden kann (Stromfilament-Näherung). In diesem Fall ist nur noch die Integration über die Länge der Spulensegmente erforderlich. Die Umschaltung zwischen den beiden Integrationsmethoden geschieht programmintern, nach Prüfung einer entsprechenden Abstands-Bedingung. Dadurch, daß die Stromfilament-Näherung nur bei hinreichend großer Entfernung des betrachteten Feldpunktes vom jeweiligen Quellenpunkt (vgl. Abb. 4) zur Anwendung kommt, lassen sich mit EFFI magnetische Feldgrößen im Nah- und Fernbereich von Spulensystemen sehr genau berechnen.



- J: Stromdichte des Leiterelements
- dl: Differentielles Linienelement parallel zur Strom-Flußrichtung
- dS: Differentielles Flächenelement senkrecht zu dl
- r: Feldpunktvektor
- r': Quellenpunktvektor
- x₁ - x₃: Lokales Koordinatensystem
- y₁ - y₃: Globales Koordinatensystem

Abb. 4. Skizze eines Leiterelements zur Erklärung der Größen in Gleichung (11) und (12)

Bei Differentialgleichung (7) bietet sich für eine Näherungslösung folgender Ansatz an:

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{J}(\mathbf{r}) \cdot \left(e^{-\frac{t}{\tau}} - e^{-\frac{t}{\tau_R}} \right) \quad (13)$$

$$\mathbf{A}_R(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}_R(\mathbf{r}) \cdot \left(e^{-\frac{t}{\tau}} - e^{-\frac{t}{\tau_R}} \right) \quad (14)$$

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t = 0) = 0, \quad (15)$$

wobei τ die Entladezeitkonstante der Spule ist, während τ_R die induktive Eigenzeitkonstante

des mit Wirbelströmen behafteten Materials, d.h. des LN₂-Schildes, darstellt. $\mathbf{A}_R(\mathbf{r}, t)$ wird von den Wirbelströmen hervorgerufen und hat daher die gleiche Zeitabhängigkeit wie $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$. Die Anfangsbedingung (15) setzt voraus, daß vor Beginn der in (8) beschriebenen Spulentaladung die betrachteten Größen stationär eingeschwungen sind. Desweiteren wird mit dem Ansatz (13) die Rückwirkung des LN₂-Schildes auf den Spulenstrom vernachlässigt. Nach Einsetzen von (13-15) in (7) und einigen Umformungen ergibt sich folgender Ausdruck für die Wirbelstromdichte im LN₂-Schild:

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = \sigma \frac{\mathbf{A}_S(\mathbf{r})}{(\tau - \tau_R)} \cdot \left(e^{-\frac{t}{\tau}} - e^{-\frac{t}{\tau_R}} \right) \quad (16)$$

Der Abfall der von den Spulenströmen eingepprägten magnetischen Feldgrößen wird durch die Überlagerung des Feldes, das von den Wirbelströmen hervorgerufen wird, verzögert:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}_S(\mathbf{r}, t) + \mathbf{A}_R(\mathbf{r}, t) = \frac{\mathbf{A}_S(\mathbf{r})}{(\tau - \tau_R)} \cdot \left(\tau e^{-\frac{t}{\tau}} - \tau_R e^{-\frac{t}{\tau_R}} \right) \quad (17)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}_S(\mathbf{r}, t) + \mathbf{B}_R(\mathbf{r}, t) = \frac{\mathbf{B}_S(\mathbf{r})}{(\tau - \tau_R)} \cdot \left(\tau e^{-\frac{t}{\tau}} - \tau_R e^{-\frac{t}{\tau_R}} \right) \quad (18)$$

Anzumerken ist, daß mit den Beziehungen (17), (18) das Gesamtfeld, also das am Ort des LN₂-Schildes vorzufindende Feld beschrieben wird. Mit der magnetischen Flußdichte (18) und der Wirbelstromdichte (16) wird nun die Kraftdichte berechnet:

$$\mathbf{f}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \quad (19)$$

Für die Berechnung der Stromdichte und Kraftdichte im LN₂-Schild werden noch folgende Voraussetzungen gemacht:

- (a) Da die Dicke des LN₂-Schildes sehr klein im Vergleich zu seiner Höhe und Breite ist, wird die radiale Komponente der Stromdichte vernachlässigt.
- (b) Das LN₂-Schild wird als ein unendlich langer Zylinder betrachtet, so daß alle Bereiche miteinander leitend verbunden sind.

Besteht die zu testende Anordnung aus zwei Testspulen, so liegt ein System aus zwei magnetisch gekoppelten Induktivitäten vor. Je nachdem, wie die beiden Testspulen in den TOSKA-Tank positioniert werden, ergibt sich eine unterschiedliche magnetische Kopplung. Mit dem weiter oben beschriebenen Programm EFFI können neben der Feldverteilung auch die Induktivitätsmatrix sowie die Kräfte zwischen den einzelnen Spulen eines Systems berechnet werden. Unter Beachtung der von EFFI auferlegten Modellierungsvorschriften werden die Kräfte und Gegeninduktivitäten zwischen den Testspulen bei beliebiger Positionierung in der Testanlage wie folgt berechnet [45]:

$$\mathbf{F} = \int \int_S \mathbf{J} \, d\mathbf{l} \times \mathbf{B} \, dS \quad (20)$$

$$M_{ab} = (\mathbf{J}_b \cdot \mathbf{S}_a \cdot \mathbf{S}_b)^{-1} \oint \int_{S_a} \mathbf{A}_b \, d\mathbf{l}_a \, dS_a \quad (21)$$

Darin beschreiben die mit "a" indizierten Größen eine Testspule a, während die mit "b" indizierten Größen zu einer Testspule b gehören. Die zur Beschreibung der Leiterelemente der beiden Testspulen verwendeten Größen sind dabei wie in Abb. 4 dargestellt definiert.

Eine Testsituation, in der beispielsweise eine Spule schnell entladen wird, während die andere zu Beginn der Entladung stromlos ist, läßt sich mit folgendem Differentialgleichungssystem für magnetisch gekoppelte R-L-Kreise beschreiben:

$$Ri + L \frac{di}{dt} + M \frac{di_s}{dt} = 0 \quad (22)$$

$$R_s i_s + L_s \frac{di_s}{dt} + M \frac{di}{dt} = 0 \quad (23)$$

Anfangswerte der Ströme:

$$i(t=0) = I_0 \quad i_s(t=0) = 0 \quad (24)$$

Die mit "S" indizierten Größen charakterisieren in (22-24) die stromlose Testspule. Die beiden Gleichungen sind einfache homogene Differentialgleichungen ohne Störfunktion, da in beiden Kreisen Strom- und Spannungsquellen fehlen. Das Differentialgleichungssystem kann durch direkte Integration analytisch gelöst werden. Für die Lösung im Zeitbereich ergibt sich:

$$i(t) = I_0 \left(K_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} + K_2 e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right) = I_0 \cdot g_1(t) \quad (25)$$

$$i_s(t) = I_{s0} \left(e^{-\frac{t}{\tau_1}} - e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right) = I_{s0} \cdot g_2(t) \quad (26)$$

wobei sich die dimensionslosen Parameter K_1 und K_2 , die Amplitude I_{s0} sowie die Zeitkonstanten τ_1 und τ_2 aus den angeführten Stromkreiselementen ergeben:

$$k = \sqrt{L^2 R_s^2 + (4M^2 R - 2LRL_s)R_s + R^2 L_s^2} \quad (27)$$

$$K_1 = \frac{1}{2k} (k + LR_s - RL_s) \quad K_2 = \frac{1}{2k} (k - LR_s + RL_s) \quad K_1 + K_2 = 1 \quad (28)$$

$$\tau_1 = \frac{2(M^2 - LL_s)}{k - LR_s - RL_s} \quad \tau_2 = \frac{2(M^2 - LL_s)}{-k - LR_s - RL_s} \quad (29)$$

$$I_{s0} = \frac{I_0 R M}{k} \quad (30)$$

Vergleicht man die Beziehungen (25) und (26) mit (8), so stellt man fest, daß der Zeitverlauf der Ströme infolge der magnetischen Kopplung eine andere Form hat und daß damit auch der Zeitverlauf der eingepprägten magnetischen Feldgrößen ein anderer ist als in (9) und (10) dargestellt. Vorteilhaft ist, daß sich die Stromfunktionen (25) und (26) als Überlagerung von Exponentialfunktionen des Typs (8) darstellen lassen.

Da beide Spulen zwei unterschiedliche Stromfunktionen mit eigenen Zeitverläufen haben, liegt es nahe, die Wirkungen der Spulen einzeln zu untersuchen und diese dann zu überlagern, um die Gesamtwirkung zu erhalten. Zunächst soll die erste Testspule allein betrachtet werden. Diese Spule wird mit einem Strom nach Beziehung (25) beaufschlagt. Für die eingepprägten magnetischen Feldgrößen ergibt sich:

$$\mathbf{B}_s^L(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}_s^L(\mathbf{r}) \cdot g_1(t) \quad (31)$$

$$\mathbf{A}_s^L(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}_s^L(\mathbf{r}) \cdot g_1(t) \quad (32)$$

Mit den bereits weiter oben angeführten Voraussetzungen und unter Berücksichtigung der Überlagerung der beiden Exponentialfunktionen in Beziehung (25) wird folgender Ansatz verwendet:

$$\mathbf{J}^L(\mathbf{r}, t) = \mathbf{J}_1^L(\mathbf{r}) \cdot \left(e^{-\frac{t}{\tau_1}} - e^{-\frac{t}{\tau_R}} \right) + \mathbf{J}_2^L(\mathbf{r}) \cdot \left(e^{-\frac{t}{\tau_2}} - e^{-\frac{t}{\tau_R}} \right) \quad (33)$$

$$\mathbf{A}_R^L(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}_{R1}^L(\mathbf{r}) \cdot \left(e^{-\frac{t}{\tau_1}} - e^{-\frac{t}{\tau_R}} \right) + \mathbf{A}_{R2}^L(\mathbf{r}) \cdot \left(e^{-\frac{t}{\tau_2}} - e^{-\frac{t}{\tau_R}} \right) \quad (34)$$

Auch in diesem Fall gelten die Anfangswertbedingungen $\mathbf{J}^L(\mathbf{r}, t = 0) = 0$ und $\mathbf{A}_R^L(\mathbf{r}, t = 0) = 0$.

In gleicher Weise wie im Falle einer einzigen Spule ergeben sich aus Gleichung (7) nach einigen Umformungen folgende Beziehungen für die Wirbelstromdichte und die magnetischen Feldgrößen:

$$\mathbf{J}^L(\mathbf{r}, t) = \sigma \mathbf{A}_s^L(\mathbf{r}) \left[\frac{K_1}{(\tau_1 - \tau_R)} \cdot \left(e^{-\frac{t}{\tau_1}} - e^{-\frac{t}{\tau_R}} \right) + \frac{K_2}{(\tau_2 - \tau_R)} \cdot \left(e^{-\frac{t}{\tau_2}} - e^{-\frac{t}{\tau_R}} \right) \right] \quad (35)$$

$$\mathbf{A}^L(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}_s^L(\mathbf{r}) \left[\frac{K_1}{(\tau_1 - \tau_R)} \cdot \left(\tau_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} - \tau_R e^{-\frac{t}{\tau_R}} \right) + \frac{K_2}{(\tau_2 - \tau_R)} \cdot \left(\tau_2 e^{-\frac{t}{\tau_2}} - \tau_R e^{-\frac{t}{\tau_R}} \right) \right] \quad (36)$$

$$\mathbf{B}^L(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}_s^L(\mathbf{r}) \left[\frac{K_1}{(\tau_1 - \tau_R)} \cdot \left(\tau_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} - \tau_R e^{-\frac{t}{\tau_R}} \right) + \frac{K_2}{(\tau_2 - \tau_R)} \cdot \left(\tau_2 e^{-\frac{t}{\tau_2}} - \tau_R e^{-\frac{t}{\tau_R}} \right) \right] \quad (37)$$

Bei den Beziehungen (36) und (37) handelt es sich wiederum um die Überlagerung des von der Testspule verursachten Feldes mit dem von den Wirbelströmen hervorgerufenen Magnetfeld.

Bei der zweiten Testspule wird genauso wie bei der ersten vorgegangen. Ausgangspunkt der Rechnung ist die Stromfunktion nach Beziehung (26). Für das von dieser Spule eingeprägte Magnetfeld gilt:

$$\mathbf{B}_s^S(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}_s^S(\mathbf{r}) \cdot g_2(t) \quad (38)$$

$$\mathbf{A}_s^S(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}_s^S(\mathbf{r}) \cdot g_2(t) \quad (39)$$

Aufgrund der Ähnlichkeit der beiden Stromfunktionen (25) und (26) ergibt sich für diesen Fall der gleiche Rechenweg wie bei der ersten Testspule. Formal kann (25) in (26) durch Ersetzen der beiden Konstanten K_1 und K_2 mit $+1$ und -1 überführt werden. Damit lassen sich die Ausdrücke für die Wirbelstromdichte und die magnetischen Feldgrößen wie folgt darstellen:

$$\mathbf{J}^S(\mathbf{r}, t) = \sigma \mathbf{A}_s^S(\mathbf{r}) \left[\frac{1}{(\tau_1 - \tau_R)} \cdot \left(e^{-\frac{t}{\tau_1}} - e^{-\frac{t}{\tau_R}} \right) - \frac{1}{(\tau_2 - \tau_R)} \cdot \left(e^{-\frac{t}{\tau_2}} - e^{-\frac{t}{\tau_R}} \right) \right] \quad (40)$$

$$\mathbf{A}^S(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}_s^S(\mathbf{r}) \left[\frac{1}{(\tau_1 - \tau_R)} \cdot \left(\tau_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} - \tau_R e^{-\frac{t}{\tau_R}} \right) - \frac{1}{(\tau_2 - \tau_R)} \cdot \left(\tau_2 e^{-\frac{t}{\tau_2}} - \tau_R e^{-\frac{t}{\tau_R}} \right) \right] \quad (41)$$

$$\mathbf{B}^S(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}_s^S(\mathbf{r}) \left[\frac{1}{(\tau_1 - \tau_R)} \cdot \left(\tau_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} - \tau_R e^{-\frac{t}{\tau_R}} \right) - \frac{1}{(\tau_2 - \tau_R)} \cdot \left(\tau_2 e^{-\frac{t}{\tau_2}} - \tau_R e^{-\frac{t}{\tau_R}} \right) \right] \quad (42)$$

Für die gesuchte Strom- und Kraftdichte im LN₂-Schild muß das Zusammenspiel der von den beiden Testspulen erzeugten Wirbelströme und magnetischen Flußdichten berücksichtigt werden, d. h. die Wirbelstromdichten nach (35) und (40) sowie die magnetischen Flußdichten nach (37) und (42) werden jeweils addiert. Mit den überlagerten Größen wird dann nach Gleichung (19) die Kraftdichte berechnet:

$$\mathbf{f}(\mathbf{r}, t) = [\mathbf{J}^L(\mathbf{r}, t) + \mathbf{J}^S(\mathbf{r}, t)] \times [\mathbf{B}^L(\mathbf{r}, t) + \mathbf{B}^S(\mathbf{r}, t)] \quad (43)$$

C. Rechenergebnisse

Die Gültigkeit der vereinfachten Berechnungsmethode soll zunächst anhand eines Vergleichs mit Rechenergebnissen von FEM Berechnungen für verschiedene Schnellentladungen der EURATOM LCT-Spule veranschaulicht werden. Anschließend wird die Anwendung des Verfahrens auf den Fall "Schnellentladung der ITER TF-Modellspule" in der in Abb. 3 dargestellten Konfiguration vorgestellt.

1. Schnellentladung der EURATOM LCT-Spule

Bei der betrachteten Anordnung steht die EURATOM LCT-Spule allein in der Mitte des Vakuumbehälters (s. Abb. 5) und wird mit einem Strom $I_N = 18,0$ kA betrieben. Multipliziert man

den Spulenstrom I_N mit der Windungszahl $w = 588$ der LCT-Spule, erhält man eine Amperewindungszahl von $I_{ges} = 10,584$ MA.

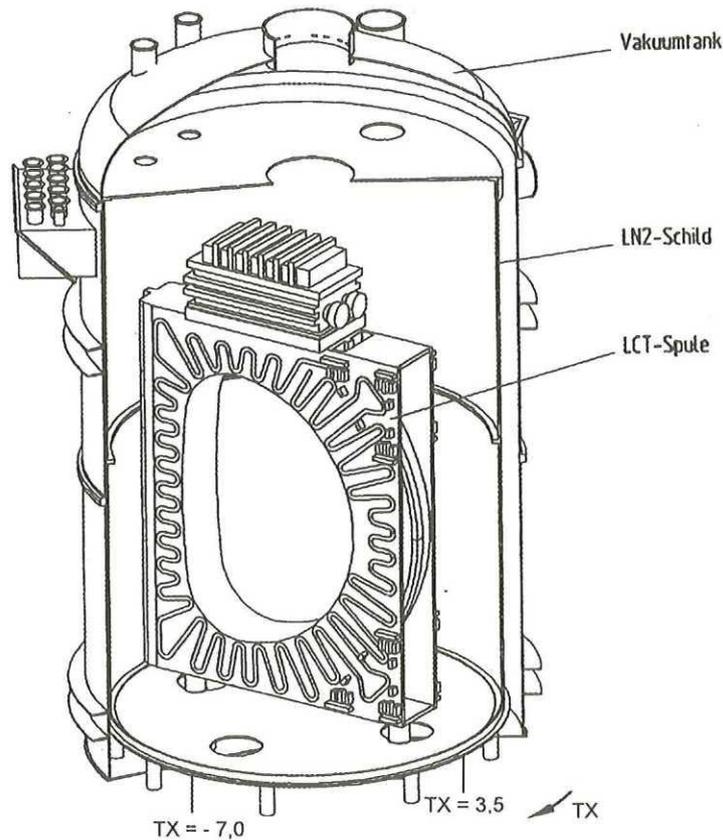


Abb. 5. Der TOSKA-Vakuumbehälter mit EURATOM LCT-Spule

Zur Visualisierung der Rechenergebnisse wird das in Abb. 6 dargestellte Koordinatensystem verwendet. Die Einführung einer am LN_2 - Schild im Uhrzeigersinn entlanglaufenden Koordinate TX (vgl. Abb. 5) ermöglicht, das LN_2 - Schild in abgewickelter Form darzustellen. Zur Erleichterung der Orientierung ist im Koordinatensystem auch der in Abb. 3 gezeigte Standort der ITER TF-Modellspule eingezeichnet.

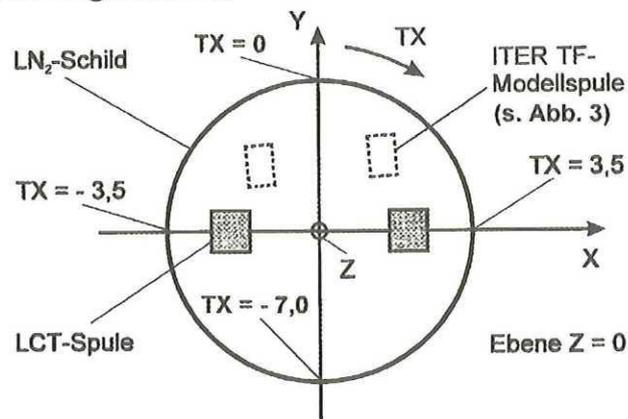


Abb. 6. Koordinatensystem zur Visualisierung der Rechenergebnisse

Unter Verwendung dieses Koordinatensystems führt die numerische Berechnung mit EFFI auf den in Abb. 7 gezeigten Verlauf der Radialkomponente der magnetischen Flußdichte am LN_2 -Schild.

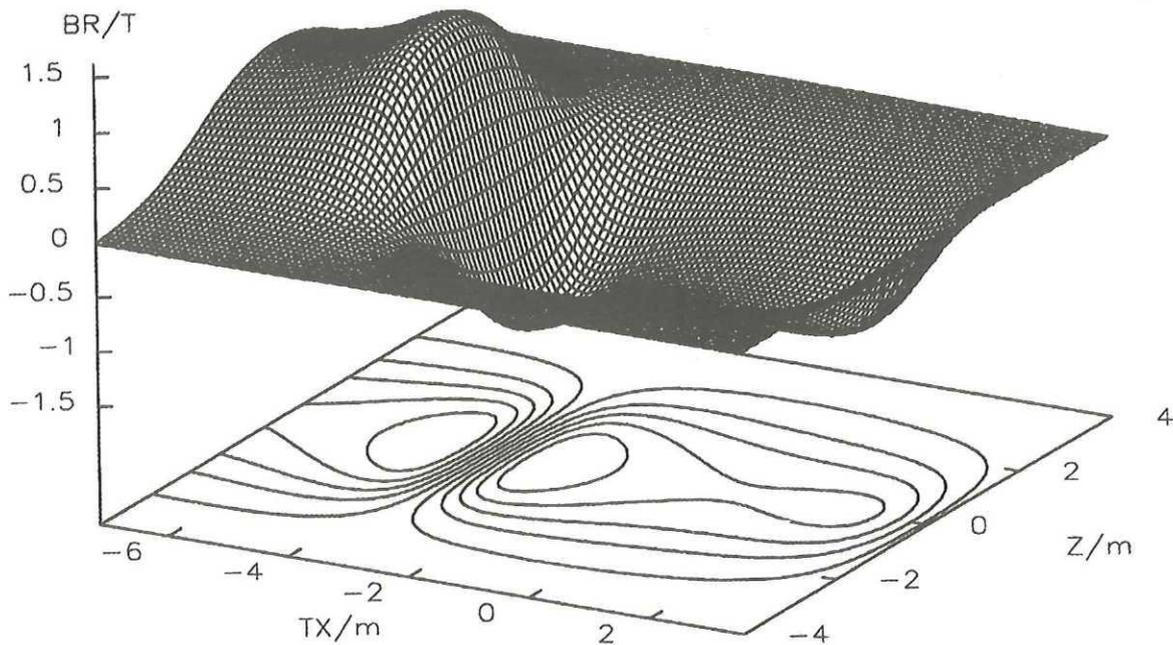


Abb. 7. Verteilung der radialen magnetischen Flußdichte am LN₂-Schild zu Beginn der Entladung der EURATOM LCT-Spule

In den Berechnungen wird von folgenden drei Zeitkonstanten für die Schnellentladung der LCT-Spule ausgegangen:

$\tau = 7 \text{ s}$	entspricht etwa	1 T/s
$\tau = 0,7 \text{ s}$	entspricht etwa	10 T/s
$\tau = 0,175 \text{ s}$	entspricht etwa	40 T/s

Die langsame Feldänderung mit 1 T/s entspricht dem Auslegungswert der LCT-Spule, während 40 T/s eine typische Feldänderung bei den für ITER durchgeführten Tests darstellt. Ein geeigneter Zwischenwert liegt bei 10 T/s [46].

Bei allen Entladungen wird von jeweils zwei unterschiedlichen Stärken des LN₂-Schildes, nämlich $d_1 = 5 \text{ cm}$ und $d_2 = 4 \text{ mm}$, ausgegangen. Die tatsächliche Stärke des LN₂-Schildes beträgt 4 mm. In diesem Abschnitt werden alle Berechnungen anhand beider Stärken durchgeführt, um Vergleiche bei verschiedenen Geometrien des LN₂-Schildes anstellen zu können.

Um die zeitlichen Verläufe der Wirbelstromdichte im LN₂-Schild nach Gleichung (16) und der magnetischen Feldgrößen nach Gleichung (17) und (18) bei der Entladung der EURATOM LCT-Spule bestimmen zu können, muß noch τ_R , die wirksame Zeitkonstante des LN₂-Schildes, ermittelt werden. Da τ_R von der örtlichen Verteilung der Wirbelströme im LN₂-Schild abhängt, können einfache Verfahren zur Ermittlung von τ_R diese Zeitkonstante nur grob abschätzen. Daher wurde ein genauere Weg, der auf einer Bestimmung von τ_R mittels früher durchgeführten FEM-Berechnungen beruht, gewählt [47]. Damit lassen sich für τ_R im Fall $d_1 = 5 \text{ cm}$ Werte zwischen 121 ms und 255 ms und im Fall $d_2 = 4 \text{ mm}$ Werte zwischen 27 ms und 83 ms, je nach Entladezeitkonstante der Spule, ermitteln.

Die Berechnung der Wirbelstromdichte geht gemäß Beziehung (16) von dem magnetischen Vektorpotential, der Zeitfunktion und der Leitfähigkeit aus. Für die Leitfähigkeit wird ein Wert von $\sigma = 1,6667 \cdot 10^6 \text{ (}\Omega\text{m)}^{-1}$ angenommen. Dieser entspricht einem spezifischen Widerstand von $\rho = 6,0 \cdot 10^{-7} \text{ }\Omega\text{m}$ für Edelstahl bei einer Temperatur von 77 K (flüssiger Stickstoff). Damit läßt sich die örtliche Verteilung und Richtung der sich im LN₂-Schild einstellenden Wirbelstromdichte berechnen, die in Abb. 8 dargestellt ist.

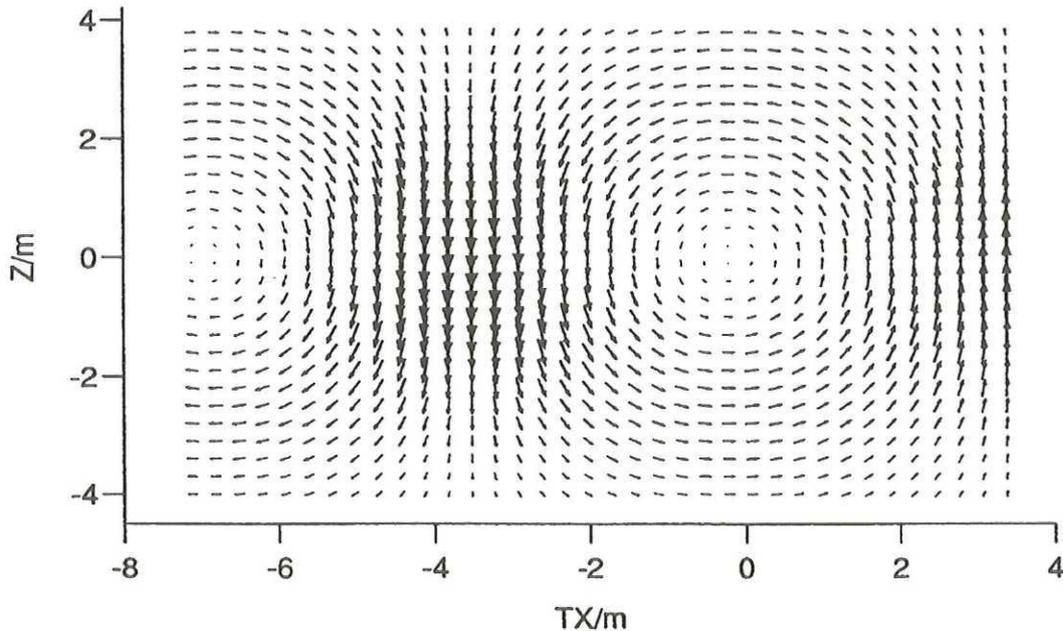


Abb. 8. Verteilung der Wirbelstromdichte im Stickstoffschild bei Entladung der EURATOM LCT-Spule

Die größten Werte stellen sich dort ein, wo die Radialkomponente der magnetischen Flußdichte ihren Nulldurchgang hat. Dies ist bei $TX = -3,5$ und $TX = 3,5$ der Fall, wobei diese Koordinaten auch den Ort für Symmetrielinien kennzeichnen. Eine Symmetrielinie liegt auch für $Z = 0$ vor. Wie in Abb. 7 zu erkennen ist, werden die beiden Zylinderhälften vom magnetischen Fluß in unterschiedlicher Richtung durchdrungen. Dadurch bilden sich jeweils Wirbelströme unterschiedlicher Umlaufrichtung in der Ebene des abgewickelten Stickstoffschildes aus. In den Bereichen $TX = -3,5$ und $TX = 3,5$ treten aufgrund einer Überlagerung der Ströme, die in den beiden Zylinderhälften induziert werden, die größten Stromdichtewerte auf.

Die Höhe und der zeitliche Verlauf der auftretenden Wirbelströme lassen sich am besten mit Hilfe der Gesamtströme veranschaulichen. Entlang der Koordinate $Z = 0$ hat die Wirbelstromdichte nur eine Z -Komponente. Hier kann man zwei Punkte finden, zwischen denen die Stromdichte nur einen positiven beziehungsweise negativen Richtungssinn besitzt. Die Integration über die Stromdichte entlang eines solchen Bereiches mit gleichsinigem Vorzeichen liefert den gewünschten Gesamtstrom. Der Zeitverlauf der Gesamtströme wird von der Zeitfunktion der Stromdichten nach Gleichung (16) bestimmt.

In Abb. 9 sind im Falle $d_1 = 5 \text{ cm}$ die Gesamtströme für die drei verschiedenen Entladezeitkonstanten dargestellt. Die Unterschiede zwischen den drei Kurven und die Höhe ihrer Maximalwerte machen deutlich, wie sich schnellere Entladungen durch höhere Wirbelströme und damit höhere mechanische Belastungen am Stickstoffschild auswirken. Geht man von der geringeren Dicke des Stickstoffschildes $d_2 = 4 \text{ mm}$ aus, so verringern sich die Maxima der Strö-

me, da ja die Dicke des Stickstoffschildes den zur Verfügung stehenden Querschnitt mitbestimmt. Die großen Unterschiede zwischen den drei Entladefällen bleiben jedoch erhalten.

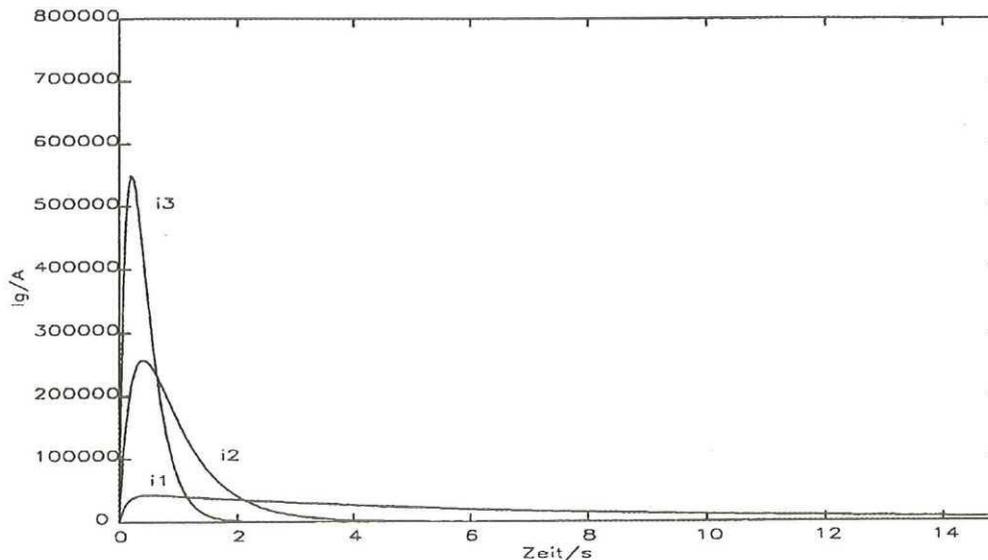


Abb. 9. Gesamtströme im Stickstoffschild bei Entladung der EURATOM LCT-Spule mit den Zeitkonstanten $\tau = 7$ s (i_1), $\tau = 0,7$ s (i_2) und $\tau = 0,175$ s (i_3)

Die vektorielle Kraftdichteverteilung am Stickstoffschild wurde für alle drei Entladungsfälle jeweils zum Zeitpunkt maximaler Kraft zwischen LCT-Spule und Stickstoffschild ermittelt. Da dabei die mit Abstand größten mechanischen Belastungen in radialer Richtung auftraten, wird im Falle der Entladung der EURATOM LCT-Spule nur diese Kraftdichtekomponente betrachtet. Abb. 10 zeigt die radiale Komponente der Kraftdichte am Stickstoffschild nach dem analytisch-numerischen Verfahren im Falle $\tau = 7$ s und $d_1 = 5$ cm. Aus Symmetriegründen ist nur die Kraftdichte an einem Quadranten des LN_2 -Schildes dargestellt.

Um die Genauigkeit der entwickelten Näherungsmethode genauer untersuchen zu können, wurde eine Parameterstudie durchgeführt [48]. Die Ergebnisse dieser Studie sind in Tabelle 1 zusammengefasst. Sie werden dort mit den Resultaten der mit der FEM durchgeführten Berechnungen verglichen.

Tabelle 1: Genauigkeit der Näherungsmethode in der Parameterstudie "Schnellentladung der EURATOM LCT-Spule"

Dicke des LN_2 -Schildes	Entladezeitkonstante [s]	maximaler radialer Druck [N/m^2]		Abweichung [%]
		vereinf. Ansatz	FEM Ansatz	
5 cm	7,0	$4,212 \cdot 10^4$	$4,036 \cdot 10^4$	+ 4,3
	0,7	$2,066 \cdot 10^5$	$1,707 \cdot 10^5$	+ 21,0
	0,175	$4,259 \cdot 10^5$	$2,564 \cdot 10^5$	+ 66,0
4 mm	7,0	$3,628 \cdot 10^3$	$2,859 \cdot 10^3$	+ 27,0
	0,7	$2,412 \cdot 10^4$	$1,733 \cdot 10^4$	+ 39,0
	0,175	$8,897 \cdot 10^4$	$5,343 \cdot 10^4$	+ 66,0

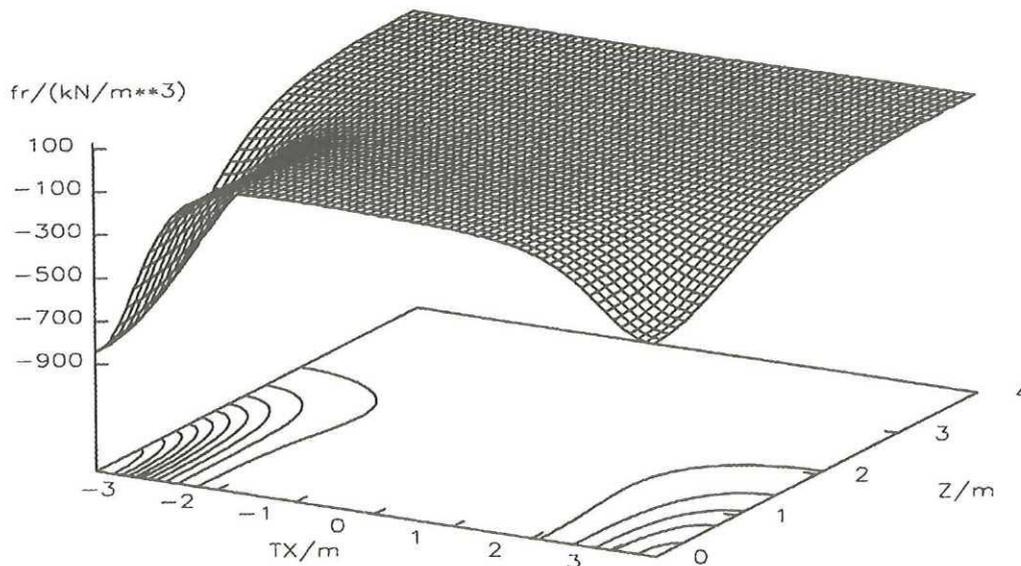


Abb. 10. Radiale Komponente der Kraftdichte am Stickstoffschild nach der Näherungsmethode (Stärke des LN_2 -Schildes $d_1 = 5$ cm, Entladezeitkonstante $\tau = 7$ s)

Der Vergleich der beiden Berechnungsmethoden zeigt eine gute Übereinstimmung in der räumlichen Verteilung der Kraftdichtekomponenten [47]. In der Höhe der Werte ergibt sich mit kleiner werdenden Entladezeitkonstante eine größer werdende Abweichung. Hauptsächlich Grund hierfür ist die Vernachlässigung der induktiven Rückwirkung der Wirbelströme. Die Ergebnisse der vereinfachten Rechenmethode sind in allen Fällen höher als die der entsprechenden FEM Rechnung, so daß sie aufgrund der angesprochenen Vereinfachungen eine Abschätzung der auftretenden mechanischen Belastungen nach oben darstellen.

In Abb. 10 fällt auf, daß das Vorzeichen der Radialkomponente negativ ist, d. h., daß die sich am Stickstoffschild ergebende Kraft nach innen gerichtet ist. Beachtet man zusätzlich die Konzentration hoher Werte in bestimmten Bereichen, wird deutlich, weshalb bei den schnellen Entladungen das Stickstoffschild mechanisch gefährdet ist.

2. Schnellentladung der ITER TF-Modellspule

Als Beispiel für eine Berechnung von magnetisch gekoppelten Spulen wird die in Abb. 3 dargestellte Konfiguration der EURATOM LCT-Spule und ITER TF-Modellspule [49] gewählt. Untersucht wird die Schnellentladung der ITER TF-Modellspule mit $\tau = 96$ ms ($L = 32,0$ mH $\Rightarrow U_{\max} = 10$ kV beim Entladen, vgl. Kap. II.A) bei einem Anfangsstrom von 30 kA. Die EURATOM LCT-Spule ist zu Beginn der Entladung stromlos. Bei den Berechnungen wird von der tatsächlichen Dicke des LN_2 -Schildes von $d_2 = 4$ mm ausgegangen. Wegen der kleinen Entladezeitkonstante wird eine wirksame Zeitkonstante des LN_2 -Schildes von $\tau_R = 27$ ms (vgl. S. 17) verwendet. Mit den 100 Windungen der ITER TF-Modellspule ergibt sich eine Amperewindungszahl von 3 MA bei einem Strom von 30 kA. Die Verteilung der zugehörigen radialen magnetischen Flußdichte entlang des abgewickelten LN_2 -Schildes ist in Abb. 11 dargestellt. Dabei wird von dem in Abb. 6 gezeigten Koordinatensystem ausgegangen.

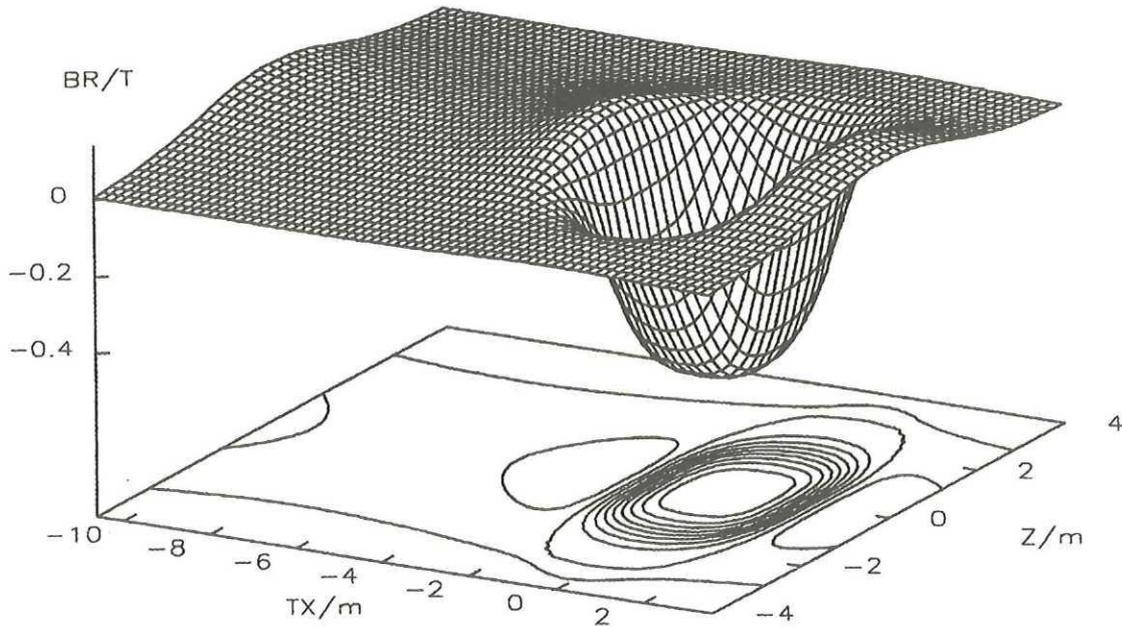


Abb. 11. Verteilung der radialen magnetischen Flußdichte am LN_2 -Schild zu Beginn der Entladung der ITER TF-Modellspule

Die mit dem analytisch-numerischen Verfahren berechnete örtliche Verteilung der beim Schnellentladen der ITER TF-Modellspule auftretenden Wirbelstromdichten ist in Abb. 12, die drei dazugehörigen Kraftdichtekomponenten zum Zeitpunkt ihrer Maxima sind in Abb. 13, Abb. 14 und Abb. 15 dargestellt. Auch hier treten in radialer Richtung die größten mechanischen Belastungen auf. Die zu entladende Spule steht nicht zentriert im Vakuumtank. Bei der Entladung dieser Spule können daher tangentiale Kräfte am Stickstoffschild auftreten, deren Wirkung für das lose (um eine Wärmeeinkopplung von außen so gering wie möglich zu halten) im Vakuumtank stehende Schild ohne Berechnung nicht abschätzbar ist. Anhand der in Abb. 14 dargestellten azimuthalen und der in Abb. 15 dargestellten axialen Kraftdichteverteilung läßt sich erkennen, daß die resultierenden tangentialen Kräfte auf das Stickstoffschild bei diesem Experiment vernachlässigbar sind.

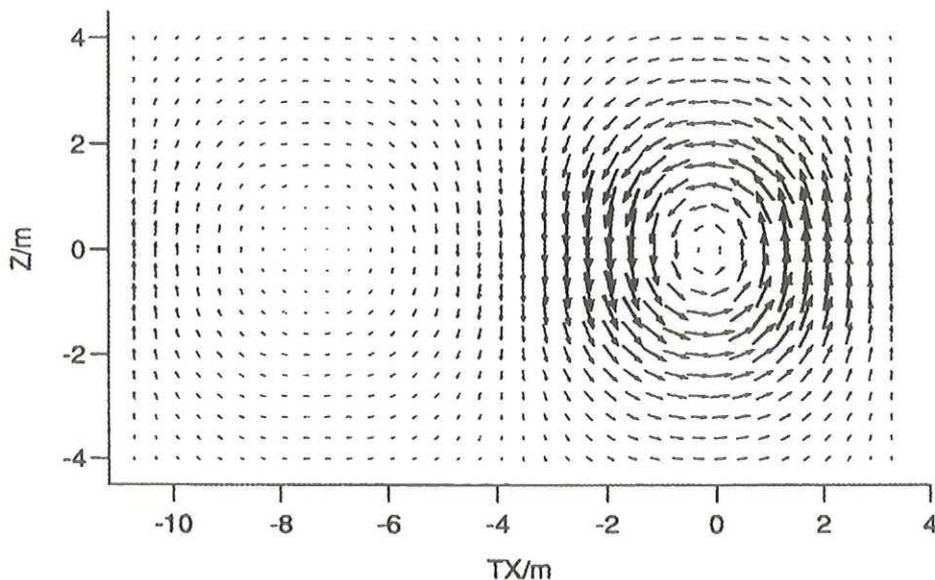


Abb. 12. Verteilung der Wirbelstromdichte im LN_2 -Schild beim Schnellentladen der ITER TF-Modellspule

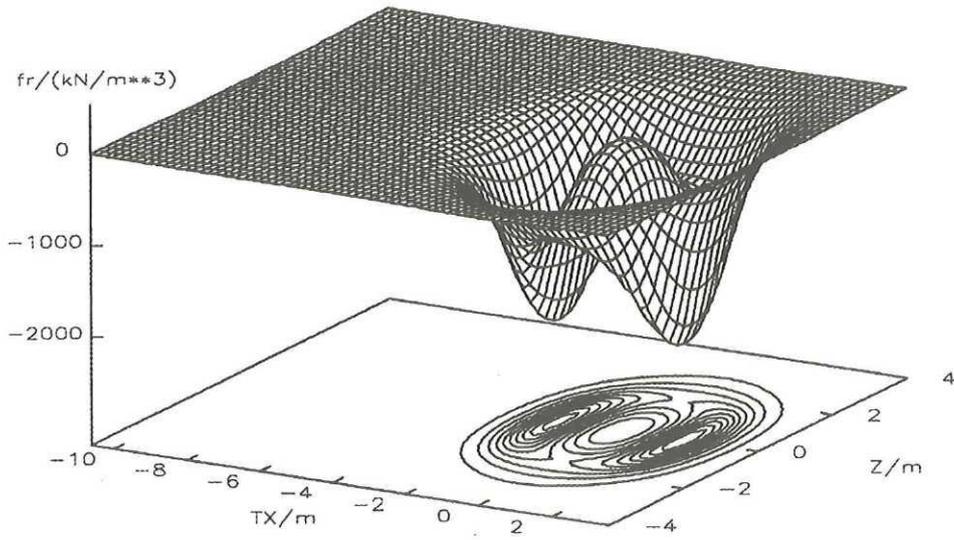


Abb. 13. Verteilung der radialen Kraftdichte im LN_2 -Schild beim Schnellentladen der ITER TF-Modellspule (zum Zeitpunkt maximaler Belastung)

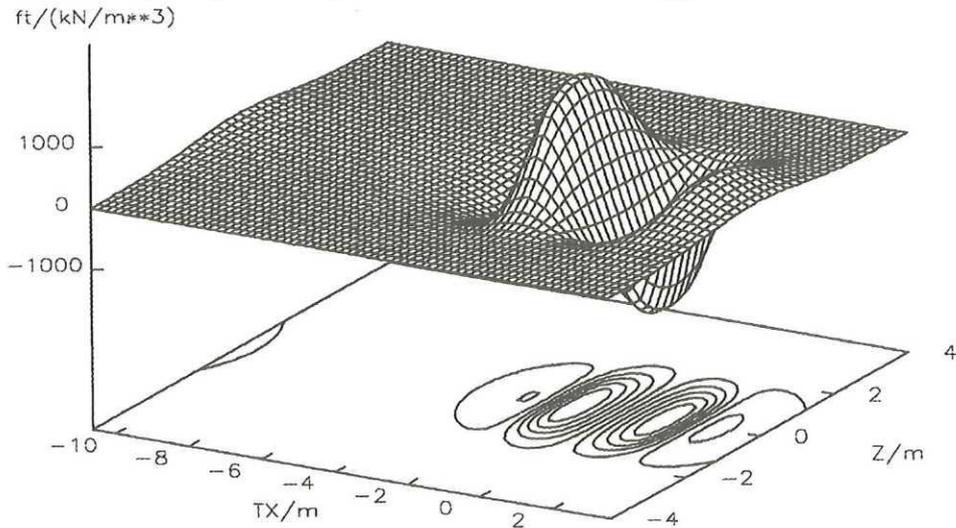


Abb. 14. Verteilung der azimuthalen Kraftdichte im LN_2 -Schild beim Schnellentladen der ITER TF-Modellspule (zum Zeitpunkt maximaler Belastung)

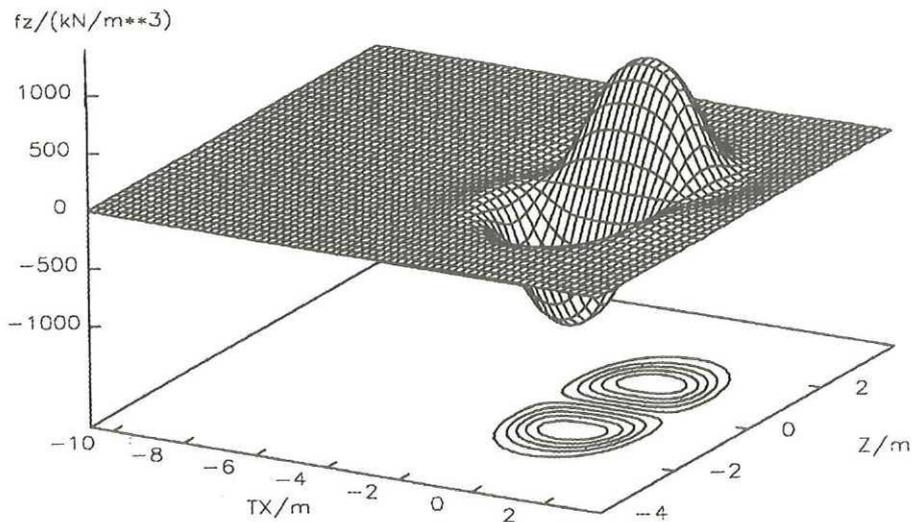


Abb. 15. Verteilung der axialen Kraftdichte im LN_2 -Schild beim Schnellentladen der ITER TF-Modellspule (zum Zeitpunkt maximaler Belastung)

Die Berechnungen wurden mit (16-19) für die Modellspule alleine durchgeführt. Die maximale radiale Kraftdichte beträgt: $2,122 \cdot 10^6 \text{ N/m}^3$. Die Berücksichtigung der magnetischen Kopplung mit der EURATOM LCT-Spule nach (35-37) sowie (40-43) ergibt eine Reduzierung des Kraftdichtemaximums um ca. 5 %.

Die dabei auftretende radiale Kraftdichte, die dynamisch am Stickstoffschild angreift, liegt noch im Rahmen dessen, was dem Schild mechanisch zugemutet werden darf. Dies wurde anhand einer Beul-Analyse mit Hilfe der FEM ermittelt [50].

3. *Untersuchung von Möglichkeiten zur Reduzierung der Kraftdichten am Stickstoffschild*

Da, wie in Kapitel II.C.1 gezeigt, bei zukünftigen Experimenten Kraftdichten am Stickstoffschild auftreten können, die die zulässigen Werte überschreiten und eine mechanische Verstärkung des Stickstoffschildes Schwierigkeiten im kryogenen Bereich (s. u.) mit sich bringt, wurden verschiedene Möglichkeiten zur Reduzierung dieser Kraftdichten untersucht [27, 47].

Eine Schlitzung des LN_2 -Schildes, d.h eine Unterteilung des von flüssigem Stickstoff durchströmten Schildes in mehrere, gegeneinander elektrisch isolierte Bereiche, wäre die eleganteste Methode zur Reduzierung der Kraftdichten an dieser Struktur. Bei einer entsprechend feinen Unterteilung ließen sich die Wirbelströme um eine Größenordnung reduzieren [27]. Die Realisierung dieser Methode scheitert jedoch am komplexen Aufbau des Schildes, das von flüssigem Stickstoff in zahlreichen Kühlkanälen durchströmt wird.

Eine weitere Möglichkeit, die Kraftdichten am Stickstoffschild zu reduzieren, ergibt sich durch die Schirmwirkung von Wirbelströmen, die in benachbarten Strukturen mit guter Leitfähigkeit und magnetischer Kopplung zur zu entladenden Spule hervorgerufen werden. Als Ergebnis umfangreicher Parameterstudien, die mit Hilfe des analytisch-numerischen Näherungsverfahrens für verschiedene Schirmkonfigurationen am Beispiel der LCT-Spule durchgeführt wurden, läßt sich festhalten, daß eine Reduzierung der maximalen Kraftdichte um bis zu 50 % im Prinzip möglich ist [51]. Hierzu müßten allerdings zwei große metallische Scheiben hoher Leitfähigkeit (Kupfer oder Aluminium), die einen Radius von 2 m und eine Dicke von 10 cm haben, rechts und links von der Spule angebracht werden. Das hohe Gewicht dieser Scheiben (etwa zehn Tonnen pro Scheibe) würde zusätzliche Probleme beim Abkühlen der Gesamtstruktur mit sich bringen. Darüberhinaus müßten Anziehungskräfte zwischen der LCT-Spule und jeder einzelnen Scheibe von 25 MN beherrscht werden.

Diese Zahlen zeigen, daß für jeden Lastfall die Belastung des Stickstoffschildes geprüft werden muß.

D. **Schlußfolgerungen**

Es wurde eine vereinfachte analytisch-numerische Rechenmethode hergeleitet, mit der sich obere Grenzwerte für die Wirbelstrom- und Kraftdichten ermitteln lassen, die sich beim Schnellentladen großer supraleitender Magnetspulen in deren Umgebung ergeben. Ein Vergleich mit FEM Berechnungen hat ergeben, daß die Genauigkeit dieser Methode für die in der

Praxis vorkommenden Entladezeitkonstanten ausreichend ist, so daß zukünftig die sehr aufwendige und zeitraubende FEM Modellierung der Magnetspulen und ihrer Umgebung nur noch bei besonders kritischen Lastfällen vorgenommen werden muß. Da es sich bei den Kälteschildern, die supraleitende Spulen umgeben, in der Regel um zylindrische Stahlstrukturen handelt, ist das beschriebene Verfahren universell einsetzbar. Selbst im Falle von neben der supraleitenden Spule stehenden Objekten, die durch einfache Geometrien angenähert werden können (wie z. B. im Falle der oben beschriebenen metallischen Scheiben [47, 51]) oder bei denen der Weg des im benachbarten Objekts hervorgerufenen Wirbelstroms eindeutig ist (wie z. B. im Falle der Wicklung der neben der zu entladenden ITER TF-Modellspule stehenden EURATOM LCT-Spule, vgl. Abb. 3), läßt sich das hier vorgestellte Verfahren anwenden.

Anhand zweier Beispiele wurde gezeigt, daß Wirbelströme in der Umgebung großer supraleitender Magnetspulen nicht nur kryogene Probleme (aufgrund der mit ihnen verbundenen Verlustleistungen) verursachen können, sondern (aufgrund der mit ihnen verbundenen Kraftdichten) auch bei der mechanischen Auslegung des Gesamtsystems in Betracht gezogen werden müssen. Mechanische Konsequenzen für die supraleitenden Spulen selbst haben durch Wirbelströme verursachte Lorenzkkräfte nur dann, wenn sich in unmittelbarer Nachbarschaft der Spule Wirbelströme ausbilden können.

Welche mechanische Beanspruchung sich dann bei einer Temperatur von etwa 4 K durch die dynamisch angreifenden Kräfte in der Wicklung ergibt, wird im nächsten Kapitel anhand von Experimenten untersucht, die mit einer supraleitenden Poloidalfeld-Modellspule durchgeführt wurden.

III. Mechanische Beanspruchung einer supraleitenden Spule bei stoßartiger Belastung mit Hilfe von Wirbelstromkräften

A. Einführung

Poloidalfeldspulen dienen in Tokamak-Experimenten zum Treiben des Plasmastroms und zur Lageregelung des Plasmas. Im Gegensatz zu Toriodalfeldspulen ergeben sich dadurch dynamische Anforderungen an diese Spulen, die durch während des Experimentes mögliche Störfälle (z.B. Plasmazusammenbruch und damit verbundenes Abfallen des Plasmastromes und dessen Magnetfelds binnen weniger Millisekunden [34]) noch erhöht werden.

Ziel des am Forschungszentrum Karlsruhe im Rahmen des Europäischen Fusionstechnologie-Programmes durchgeführten POLO-Projekts war es, die Technologie für eine supraleitende Poloidalfeldspule zu entwickeln und die technische Reife dieser Entwicklung durch den Test einer in Zusammenarbeit mit der Industrie gefertigten Modellspule, der POLO-Spule, zu demonstrieren [52]. Abb. 16 zeigt das Einfahren dieser Spule in den Kryostaten der TOSKA-Anlage. Um das Ziel des POLO-Projekts zu erreichen, mußten zahlreiche Vorentwicklungen, wie z.B. die Entwicklung eines wechselstromfähigen, verlustarmen Supraleiterkabels - auf dessen besondere Eigenschaften in Kap. IV und V näher eingegangen wird - oder die Entwicklung von bei 4 K hochspannungsfesten Spulenkomponenten [1, 15, 23], geleistet werden.

Vorentwicklungen und -tests mußten auch für die Wicklung durchgeführt werden, da an das elektrische Isolationssystem der Wicklung besondere elektrische und mechanische Anforderungen gestellt werden. Aufgrund der beim Schnellentladen in der Wicklung induzierten Spannungen muß die Spule im kryogenen Temperaturbereich hochspannungsfest sein. Diese Forderung wird durch das mit variabler Dichte vorkommende Kühlmittel Helium erschwert, das im Paschen-Minimum eine sehr niedrige Durchschlagsfestigkeit besitzt [16, 23]. Da eine mechanische Verstärkung der Poloidalfeldspule durch eine zusätzliche Stützstruktur zu Wirbelstromproblemen bei Magnetfeldänderungen führen würde, hat man bei der POLO-Spule auf eine solche Struktur verzichtet. Wenn Lorentzkräfte an der Wicklung dieser Spule angreifen, wird das Wicklungspaket direkt mechanisch beansprucht. Strukturmaterial wurde in Form einer verstärkten Leiterhülle aus austenitischem Edelstahl (s. Abb. 20) in die Wicklung integriert.

Bei einem Plasmazusammenbruch im Tokamak greifen an den Poloidalfeldspulen dynamische Biegekräfte an. Bei einem mittelgroßen Tokamak-Experiment, wie beispielsweise TORE SUPRA, treten dadurch Scherspannungen in der Wicklung der Poloidalfeldspulen bis zu Werten von etwa 11 MPa auf [14, 53]. Das Wicklungspaket der POLO-Spule, die für den Einsatz in einem solchen Experiment ausgelegt wurde, muß also bei einer Temperatur von etwa 4 K solchen Scherspannungen gewachsen sein. Im Gegensatz zu den von Biegekräften hervorgerufenen Normalspannungen werden Scherspannungen nicht hauptsächlich von der Stahlhülle des in Abb. 20 und Abb. 82 dargestellten POLO-Leiters übernommen, sondern könnten zu einer Verschiebung einzelner Leiter in der Wicklung führen. Dies kann nur durch Verwendung eines Materials für die Isolation der Wicklung, das bei 4 K ausreichende Scherfestigkeit besitzt, verhindert werden.

Für die Isolation der Wicklung der POLO-Spule wurde glasfaserverstärktes Epoxidharz verwendet [14]. Um Aussagen über die Scherfestigkeit dieses Materials als Isolationsmedium zwischen den Stahlhüllen der Leiter machen zu können, wurden Kurzproben-Zugversuche mit Leiterhüllen aus austenitischem Edelstahl, die durch Epoxidharz-Imprägnierungen verbunden waren, bei Stickstoff-Temperatur (77 K) und Helium-Temperatur (4 K) durchgeführt [14, 54]. In den Versuchen wurde zwar festgestellt, daß die Kurzproben eine ausreichende Scherfestig-

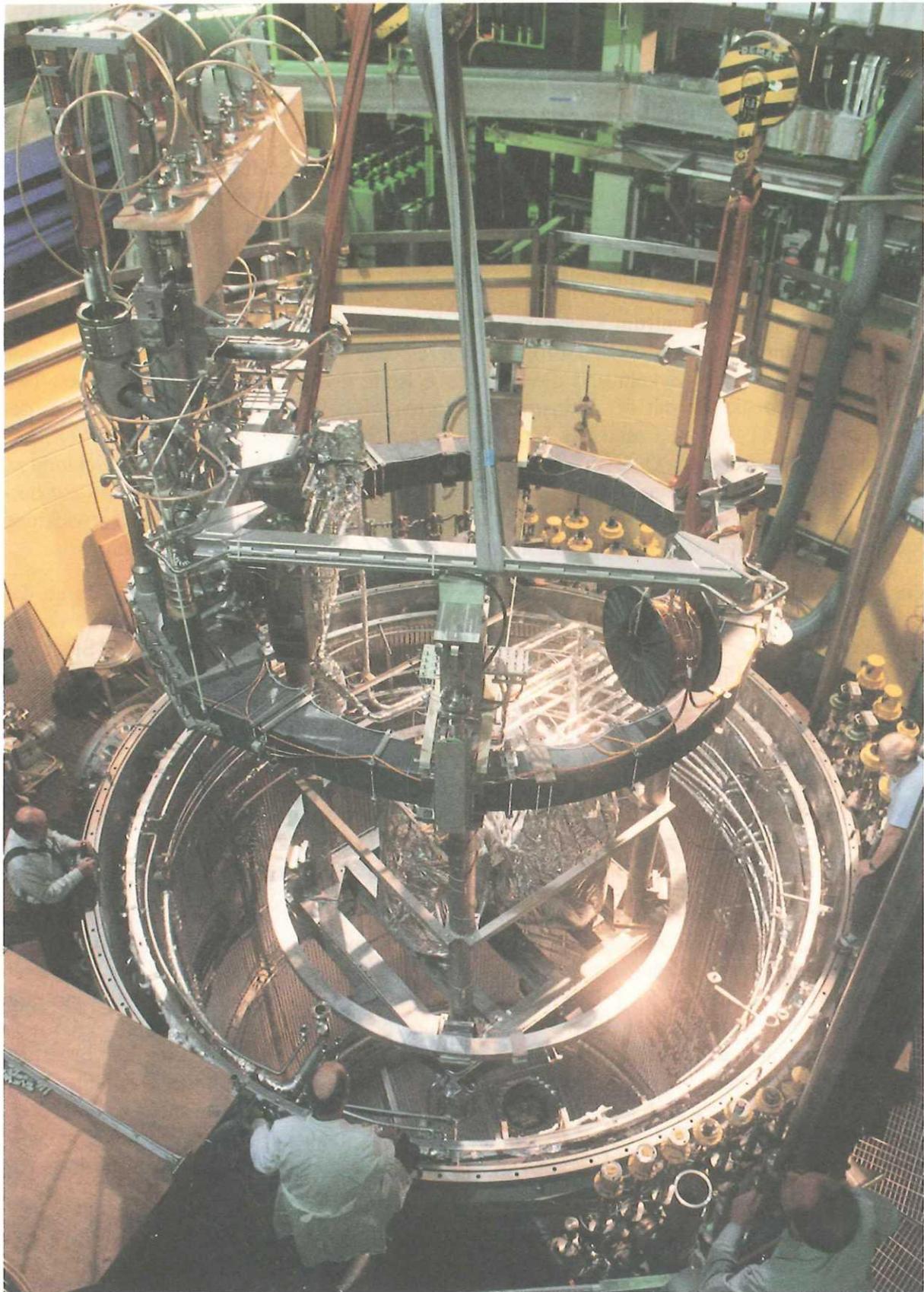


Abb. 16. POLO-Spule beim Einfahren in den Kryostaten der TOSKA-Anlage

keit (bis zu 50 MPa) besitzen, die tatsächlich vorhandene Scherfestigkeit bei Betrachtung des kompletten Wicklungspakets konnte jedoch aufgrund des unklaren Einflusses von Randeffekten nicht ermittelt werden. Zudem war anzunehmen, daß während der mit der POLO-Spule vorgesehenen Hochstrom-Experimente andere Belastungsmoden als während der Kurzproben-Versuche auftreten. Für eine erste Abschätzung der Belastungsmoden während der Hochstrom-Experimente wurden Voruntersuchungen mit einfachen FEM Modellen durchgeführt [53, 55], bei denen die Spule als Ring aus isotropen Balkenelementen modelliert wurde.

Mit Hilfe von Wirbelströmen lassen sich ohne zusätzliche externe Energiequellen mechanische Belastungen hervorrufen, wie sie für mittelgroße und große Fusionsexperimente typisch sind. Im Fall der POLO-Spule sollte beispielsweise mit Hilfe einer geeigneten Wirbelstrombelastung eine "Test-Scherspannung" von 11 MPa in der Wicklung im kryogenen Temperaturbereich erzeugt werden, um in der TOSKA-Anlage die Richtigkeit der mechanischen Auslegung demonstrieren zu können. Da bei einem Wirbelstrom-Belastungstest einerseits eine relevante Beanspruchung in der Wicklung erzeugt, andererseits aber die Wicklung nicht überbeansprucht werden soll, kann eine geeignete Wirbelstrombelastung nur gefunden werden, indem ein FEM Modell entwickelt wird, mit dem sich sowohl das globale Verhalten der Spule bei dynamischer Belastung, als auch lokale Beanspruchungen genau vorherbestimmen lassen. Dabei sind folgende Aspekte zu berücksichtigen, die die Erstellung eines solchen FEM Modells erschweren:

- Durch den Verbundleiteraufbau supraleitender Kabel bedingt, hat die Wicklung orthotrope Materialeigenschaften [55]. Zur Berechnung der inneren Spannungen müssen daher Volumenelemente mit orthotroper Elastizitätsmatrix verwendet werden [56 , 57].
- Die Beanspruchung der Wicklung durch die Kraftwirkung von in unmittelbarer Umgebung fließenden Wirbelströmen wird von der Beanspruchung überlagert, die sich durch die Kraftwirkung der stromdurchflossenen Spule auf sich selbst ergibt. Um die dabei auftretende Kompression der Wicklung berechnen zu können, ist eine hinreichende Anzahl von Finiten Elementen zur dreidimensionalen Modellierung der Wicklung erforderlich.
- Um während des Abkühlvorganges größere Vorspannungen in der Wicklung zu vermeiden, muß die Spule beweglich aufgehängt sein. Durch dynamisch angreifende Kräfte kann die Spule zu Eigenschwingungen angeregt werden, deren Verlauf von den beweglichen Aufhängungen der Spule beeinflußt wird. Um die dynamische Bewegung der Spule bei einem Wirbelstrom-Belastungstest berechnen zu können, muß daher ein FEM Modell erstellt werden, das alle relevanten Randstrukturen im Experiment berücksichtigt.
- Durch die versteifende Wirkung von Randstrukturen auf die Wicklung (wie sie beispielsweise im Fall der POLO-Spule durch die Stahlplatten im Bereich der Verbindungszone und der Aufhängungen gegeben sind, vgl. Abb. 21) sind dort lokale Spannungsüberhöhungen zu erwarten. Diesem Umstand muß durch eine ausreichend detaillierte Diskretisierung dieser Bereiche Rechnung getragen werden.

Um einen Wirbelstrom-Belastungstest durchführen zu können, ist daher ein dreidimensionales, detailliertes FEM Modell der supraleitenden Spule erforderlich. Im Fall der POLO-Spule mußte beispielsweise ein FEM Modell mit 7400 Freiheitsgraden entwickelt werden. Das FEM Modell muß geeignete Schnittstellen aufweisen, damit man zeitlich veränderliche elektromagnetische Volumenkräfte, die sich am einfachsten mit der in Kapitel II vorgestellten Methode berechnen lassen, an den Finiten Elementen der Wicklung angreifen lassen kann. In diesem Kapitel wird die Erstellung eines geeigneten FEM Modells, die Durchführbarkeit von Wirbelstrom-Belastungstests zur Erzeugung mechanischer Beanspruchungen und die technische Reife supraleitender Großmagnete anhand von Experimenten demonstriert, bei denen Kräfte von mehr als 100 kN in 40 ms auf die Wicklung der POLO-Spule aufgebracht wurden.

B. Aufbau der POLO-Spule

Die in Abb. 17 in Draufsicht und in Abb. 18 in Seitenansicht dargestellte supraleitende POLO-Spule besitzt einen Nennstrom von 15 kA und eine Nennspannung von 23 kV. Die Spule hat 56 Windungen, wodurch sich bei Nennbetrieb eine Amperewindungsanzahl von 840 kA ergibt. Die mechanische Stützung der in Abb. 19 dargestellten Wicklung wird von der Stahlhülle des in Abb. 20 gezeigten POLO-Leiters übernommen.

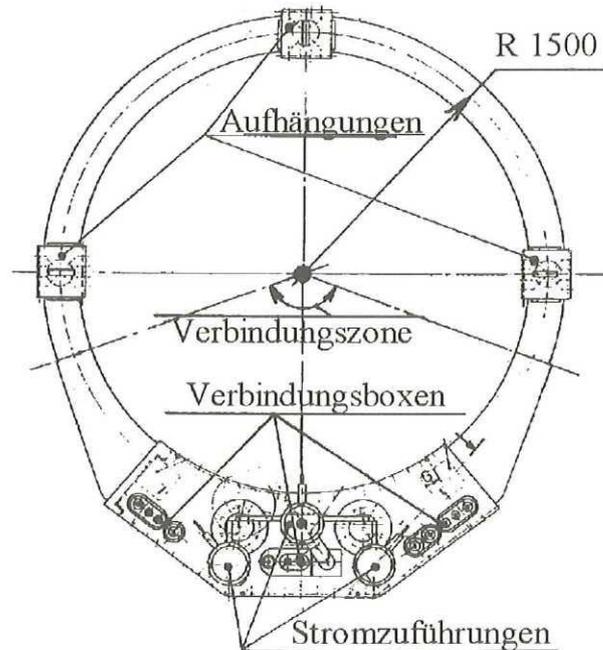


Abb. 17. POLO-Spule, Draufsicht [58]

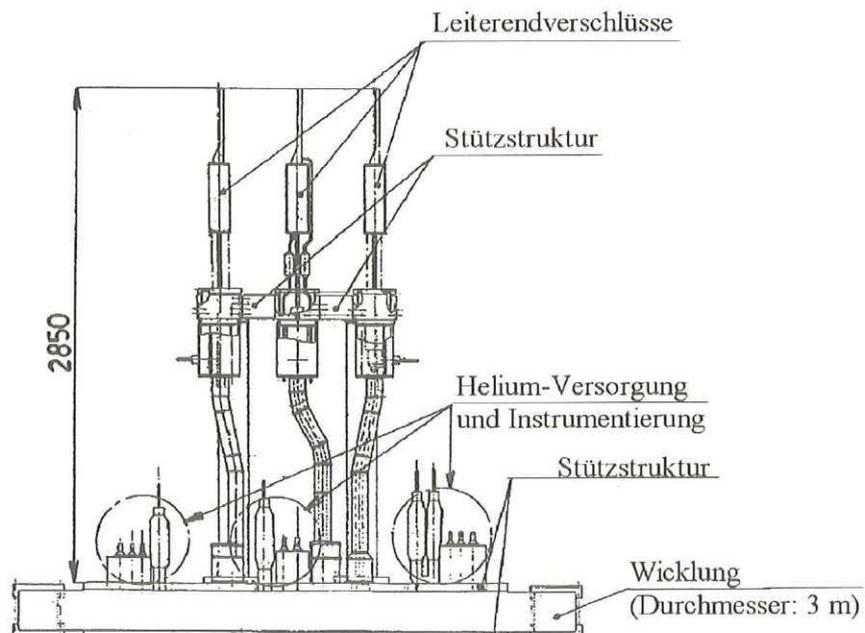


Abb. 18. POLO-Spule, Seitenansicht [58]

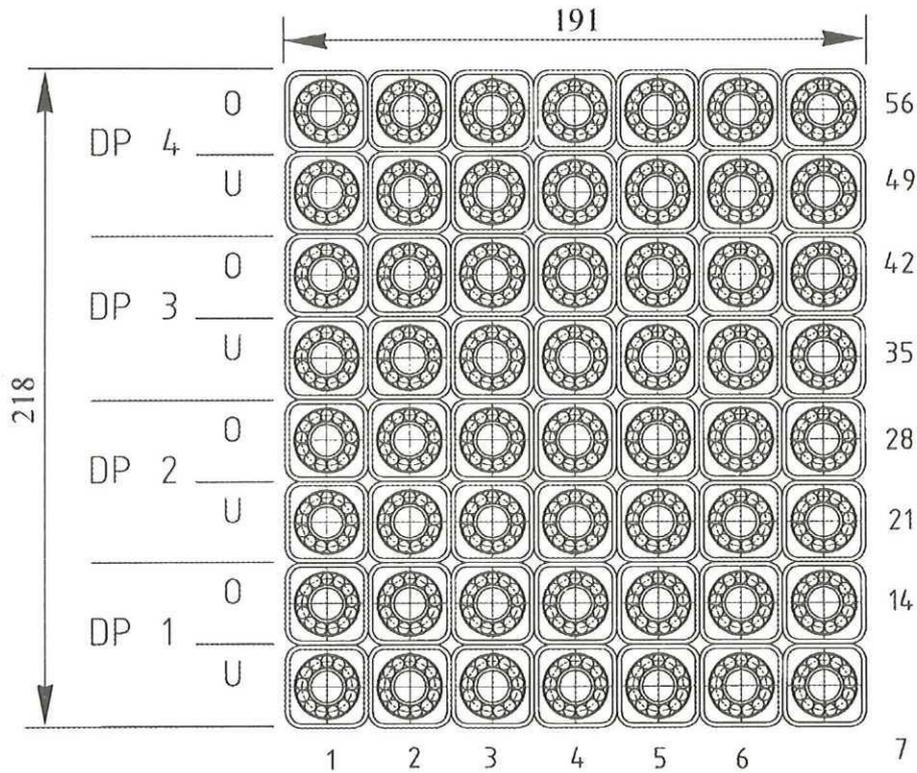
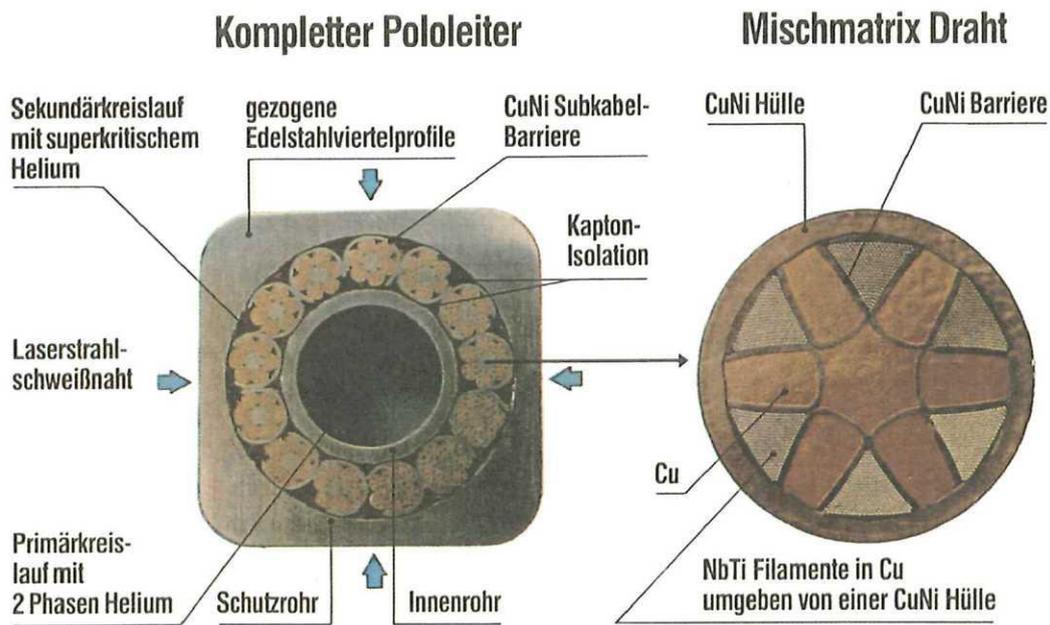


Abb. 19. Querschnitt durch die Wicklung (56 Windungen) der POLO-Spule



- Links: Gesamtleiter ($25,5 \times 25,5 \text{ mm}^2$, $I_c = 20 \text{ kA}$ bei 5 T und $4,2 \text{ K}$) bestehend aus Stahlhülle, Kabel aus 13 Sub-Kabeln mit je 6 Mischmatrix-Drähten
- Rechts: Mischmatrix-Draht ($1,25 \text{ mm}$ Durchmesser mit $\text{Cu}:\text{CuNi}:\text{NbTi} = 5:3:1$) bestehend aus 1600 Filamenten, verteilt auf 6 Sektoren mit Cu/CuNi -Mischmatrix, Inseln aus Stabilisierungskupfer, die durch CuNi -Barrieren getrennt sind und einer CuNi -Hülle [59]

Abb. 20. Intern gekühlter Leiter der POLO-Spule

Im stationären Betrieb fließt der Strom in den supraleitenden NbTi-Filamenten. Je 6 Drähte des in Abb. 20 dargestellten Multifilamentleiters sind um einen CuNi-Kern und 13 dieser Subkabel um ein zentrales Kühlrohr verseilt. Auf den komplexen Aufbau des Leiters, der durch die an ihn gestellten elektrodynamischen Anforderungen begründet ist, wird in Kap. IV.D und V näher eingegangen. In den Zwischenräumen des Kabels befindet sich stagnierendes Helium. Im zentralen Kühlrohr strömt zweiphasiges Helium (flüssiges Helium mit einem Volumendampfgehalt von etwa 80 %) zur Wärmeabfuhr bei konstanter Temperatur. Der Leiter wurde in vier Längen zu je 150 m gefertigt, aus denen die POLO-Spule gewickelt wurde, d. h. die Wicklung besteht aus vier übereinander liegenden Doppelscheiben (Doppelscheibe = Double Pancake = DP, s. Abb. 19). In den in Abb. 17 dargestellten Verbindungsboxen befinden sich die Leiterverbindungen zwischen den 150-m-Leiterstücken, die jeweils von verschiedenen Kreisläufen gekühlt werden. Auf die Leiterverbindungen wird ebenfalls in Kap. V näher eingegangen.

C. Finite Elemente Modell zur Berechnung der elektromechanischen Beanspruchung der POLO-Spule bei statischer und dynamischer Belastung

Bevor auf die Modellierung supraleitender Magnete am Beispiel der POLO-Spule eingegangen wird, werden verschiedene mechanische Lastfälle vorgestellt, die bei den mit der POLO-Spule in der TOSKA-Anlage durchgeführten Hochstrom- und Wirbelstromtests auftraten und zu deren Berechnung das FEM Modell geeignet sein muß.

1. Arten von elektromechanischer Belastung beim Test der POLO-Spule in der TOSKA Anlage

Im **Nennbetrieb** ergibt sich eine Stauchung des Wicklungspakets in radialer und axialer Richtung und gleichzeitig eine Aufweitung der gesamten Spule in radialer Richtung. Beide Effekte sind auf Lorentzkräfte zurückzuführen. Durch sie werden mechanische Spannungen in der Wicklung der POLO-Spule hervorgerufen, die diese hauptsächlich als azimutale Zugspannung an der Leiterhülle und Kompression des Wicklungspakets beanspruchen. In Kapitel III.D werden zunächst die sich durch statische Betriebsströme ergebenden elektromechanischen Beanspruchungen vorgestellt. Bei besonderen Lastfällen, wie z.B. Durchbiegung der Spule durch von Wirbelströmen hervorgerufene Kräfte, wird die sich durch die Durchbiegung ergebende Beanspruchung von diesen statischen Beanspruchungen überlagert.

Eine für den Betrieb in einem Tokamak-Experiment typische mechanische Belastung wurde mit der sog. **Entladung in den Kurzschlußring (KSR)** erreicht. Mit Hilfe der Wirbelströme, die in einem unter der Spule in der TOSKA-Anlage angebrachten Kurzschlußring beim Entladen durch Induktionswirkung hervorgerufen werden, lassen sich in Abhängigkeit vom Entladestrom und der Entladezeitkonstante dynamische Anziehungskräfte zwischen Spule und Ring erzeugen. Um zu erreichen, daß sich der Spulenkörper in der in Abb. 21 dargestellten Anordnung bei einer Entladung mit Nennstrom und moderater Zeitkonstante so stark nach unten biegt, daß in der Wicklung die Test-Scherspannung von etwa 11 MPa erreicht wird, wurde die westliche Aufhängung entfernt. Die Auslenkung der Wicklung an diesem Ende und die Kräfte an den Aufhängungen Süd und Nord wurden während des Experiments mit einer transienten Datenerfassungsanlage, die aus insgesamt 28 triggergesteuerten Transientenrekordern [70] besteht, aufgezeichnet. Mit Hilfe eines detaillierten FEM Modells lassen sich Rückschlüsse auf die den Auslenkungen entsprechenden mechanischen Beanspruchungen in der Wicklung ziehen. In Abb. 21 ist zu erkennen, wie die Spule beweglich im Vakuumtank aufgehängt ist, um durch den Abkühlvorgang bedingte thermische Vorspannungen zu vermeiden.

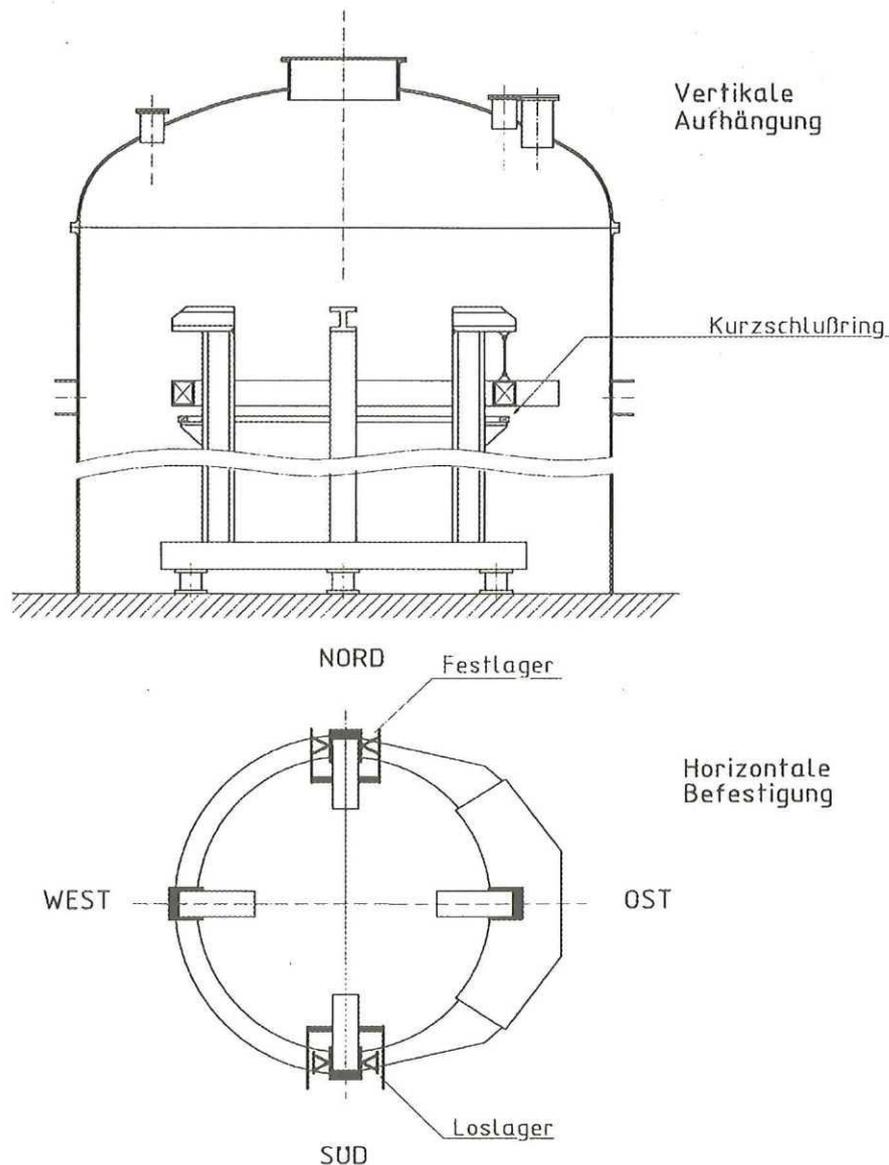


Abb. 21. POLO-Spule im Vakuumtank der TOSKA-Anlage. Die westliche Aufhängung wurde nur während der Entladungen mit Kurzschlußring entfernt, um dort die gewünschte Durchbiegung der Wicklung zu erhalten. Während der übrigen Experimentierphasen befand sich der Kurzschlußring am Boden des Vakuumtanks, um Einflüsse auf die mit der Spule durchgeführten Experimente ausschließen zu können.

Durch den Mittelabgriff der POLO-Spule war es möglich, nur eine Spulenhälfte zu entladen, während die andere Hälfte kurzgeschlossen wird. Diese sogenannte **Hochspannung-Halbspulenentladung (HHE)** wurde mit der POLO-Spule durchgeführt, um die Stabilität des POLO-Leiters zu testen. Hierzu wurde die Spule nach dem Ladevorgang mit Hilfe der in Kapitel IV.B vorgestellten POLO-Schaltanlage kurzgeschlossen und durch einen weiteren Schaltungsvorgang der Mittelabgriff mit diesem Kurzschluß verbunden. Binnen 100 ms wird anschließend die Entladung einer Spulenhälfte mit Hilfe des in Abb. 45 dargestellten, zwangskommutierten Schalters S2 eingeleitet. Das Gesetz der magnetischen Flußerhaltung bewirkt, daß der Strom in der kurzgeschlossenen Spulenhälfte auf fast das Doppelte seines Wertes vor der HHE ansteigt, während gleichzeitig ein Bruchteil der in der Spule gespeicherten Energie im Entladewiderstand R2 (vgl. Abb. 45) in Wärme umgesetzt wird. Mit dieser Entladungsart ließen sich sehr

schnelle Strom- und Feldänderungen in der Wicklung erzielen (während des POLO-Experiments erreichte Werte: $di/dt > 1 \text{ MA/s}$, dB/dt etwa 500 T/s [1]). Dadurch konnte ohne entsprechend große äußere Energiequelle getestet werden, ob die Poloidalfeldspule die an sie gestellten dynamischen Anforderungen erfüllt. Die Durchführbarkeit dieses Experimentes, bei dem der bisherige internationale Höchstwert für mit supraleitenden Spulen erzielbare Magnetfeldänderungen um etwa eine Größenordnung übertroffen wurde, konnte ebenfalls mit dem im folgenden Kapitel hergeleiteten FEM Modell nachgewiesen werden. Eine Überprüfung der Durchführbarkeit der HHE war notwendig, da bei ihr eine ungewöhnliche mechanische Beanspruchung der supraleitenden Spule auftritt: Die an der kurzgeschlossenen Spulenhälfte angreifenden elektromagnetischen Kräfte nehmen binnen weniger Millisekunden um das fast Vierfache zu, während gleichzeitig die elektromagnetischen Kräfte an der entladenen Spulenhälfte verschwinden. Je nachdem welche Randbedingungen für die supraleitende Wicklung gelten, können durch diese dynamische Kippbewegung, die in Abb. 22 schematisch dargestellt ist, Scherspannungen in der Wicklung erzeugt werden, deren Höhe überprüft werden muß.

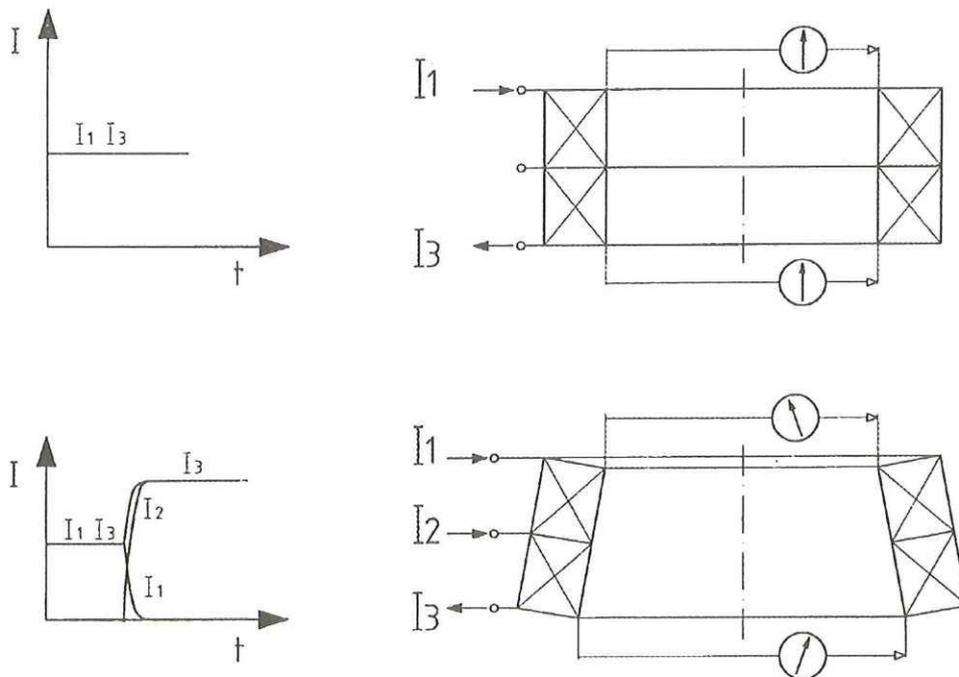


Abb. 22. Ströme und dynamische Kippbewegung der Wicklung vor (oben) und nach (unten) der Entladung der oberen Hälfte der POLO-Spule

Um sicherstellen zu können, daß der dynamische Kippvorgang so abläuft, wie mit Hilfe des in Abb. 26 dargestellten FEM Modells berechnet wurde und die Wicklung dabei nicht überbeansprucht wird, wurde er während des Experiments mit Hilfe von Gestängen (die in Abb. 22 schematisch dargestellt sind) und potentiometrischen Wegaufnehmern gemessen [60].

2. Herleitung der anisotropen elastischen Eigenschaften von supraleitenden Wicklungen

Bevor mit dem Erstellen des FEM Modells einer supraleitenden Spule begonnen werden kann, müssen anhand von Voruntersuchungen die anisotropen Materialeigenschaften der Wicklung bei etwa 4 K bestimmt werden. Das mechanische Verhalten der Wicklung der POLO-Spule wird von den mechanischen Eigenschaften der Edeldstahlhülle des Leiters maßgeblich bestimmt.

Die Voruntersuchungen zur Bestimmung der orthotropen elastischen Eigenschaften des POLO-Leiters wurden bereits während der Entwurfsphase der Spule durchgeführt [14, 61 , 62]. Dasselbe gilt für die orthotropen Materialeigenschaften der Erdisolation [63], die mit Glasband gewickelt und anschließend mit Epoxidharz unter Vakuum imprägniert wurde. Die Materialkonstanten des Leiters und der Erdisolation, die für das FEM Modell verwendet wurden, sind im Anhang A 1 und A 2 aufgeführt.

Die Materialkonstanten wurden anhand von Versuchen zur Ermittlung des Spannungs-Dehnungsverhaltens von einzelnen Leiterhüllen und Leiterpaketen (wie z.B. Druckversuchen, Biegeversuchen und Durchstoßversuchen), die zur Überprüfung und Vervollständigung von FEM Analysen begleitet wurden, bestimmt. Mit verschiedenen Methoden bestimmte fiktive Elastizitätsmoduli zur Beschreibung der anisotropen Eigenschaften der Spulenkörper können Schwankungen unterworfen sein [64]. Da die Materialdaten die Basis für die Genauigkeit von Berechnungen zum mechanischen Verhalten supraleitender Magnete darstellen, wird auf die Probleme bei deren Herleitung näher eingegangen. Die Problematik wird anhand von Messungen [65] und FEM Berechnungen zum mechanischen Verhalten eines einfachen Probekörpers, der eine für die Leiterhülle von Poloidalfeldspulen typische Form hat, erläutert.

Abb. 23 zeigt das FEM Modell dieser "Leiterhülle", das unter Ausnutzung einer Symmetrieebene mit dem Programm ABAQUS [66] erstellt wurde. Der Probekörper besteht aus AlMg3 (Elastizitätsmodul $E = 72 \text{ GPa}$, Poisson-Zahl $\mu = 0,3$) und besitzt die äußeren Maße $51 \times 51 \times 20 \text{ mm}^3$. In der Mitte der 51×51 Ebene befindet sich ein Loch von 43 mm Durchmesser, das das zentrale Loch des Leiters simulieren soll. Zur Durchführung eines Druckversuchs wurde der Probekörper in der dargestellten Weise zwischen zwei Stahlplatten eingespannt.

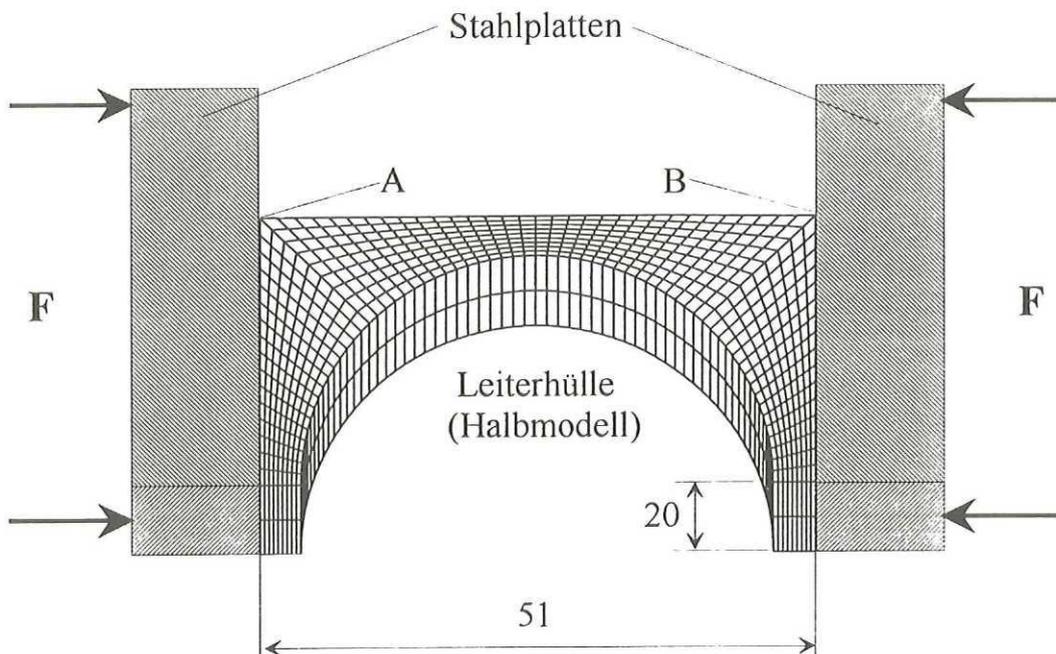


Abb. 23. FEM Modell einer Leiterhülle zur Bestimmung ihres mechanischen Verhaltens unter Druckbelastung

Zwei Wegaufnehmer unterschiedlicher Bauart wurden eingesetzt, um die Verschiebungen in Krafrichtung y - verantwortlich für den fiktiven E-Modul E_{yy} - und die Verschiebungen senkrecht zur Krafrichtung während der Druckbelastung zu messen. Bei maximaler Druckbelastung ergab sich eine Verschiebung von $60 \mu\text{m}$, woraus sich ein fiktiver Elastizitätsmodul in horizontaler Richtung y von $E_{yy} = 12,8 \text{ GPa}$ ermitteln läßt [65]. In weiteren Versuchsserien wurde der Körper bis zum plastischen Kollaps verformt. Dabei wurde eine bleibende seitliche

Ausbeulung sichtbar (Prinzip des Römischen Bogens). Außerdem konnte man anhand der Abdrücke auf der verformten Leiterhülle erkennen, daß der von den Stahlplatten ausgehende Druck praktisch nur im Bereich der vier Kanten (an den Stellen A und B in Abb. 23) auf die Leiterhülle übertragen worden war.

Versucht man dieses Verhalten des Leiterhüllen-Modells mit der FEM nachzubilden, indem man auf eine Nachbildung der Stahlplatten verzichtet und stattdessen an den Stellen der Leiterhülle die Kompressionskräfte angreifen läßt, an denen die Kraftübertragung bei einer Druckbelastung von 10 kN offensichtlich stattgefunden hat, erhält man das in Abb. 24 dargestellte Ergebnis.

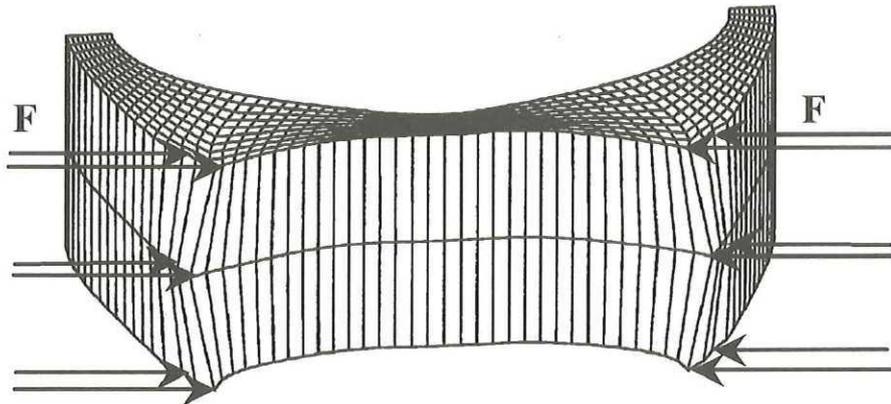


Abb. 24. Elastische Verformung des in Abb. 23 dargestellten FEM Modells einer Leiterhülle ohne vollständige Nachbildung im Experiment vorhandener Randbedingungen

Dank der stark vergrößert dargestellten Verformungen in Abb. 24 erkennt man, daß sich dabei ein vollkommen anderes Verhalten als experimentell beobachtet einstellt: Statt einem elastischen Ausbeulen, ergibt sich ein elastisches Einbeulen der Leiterhülle. Erst durch Einführung geeigneter Kontaktelemente [67] läßt sich der Flächenkontakt der AlMg3-Leiterhülle mit den Stahlplatten korrekt nachbilden, was zu dem im Experiment beobachteten und in Abb. 25 am FEM Modell gezeigten Verhalten führt.

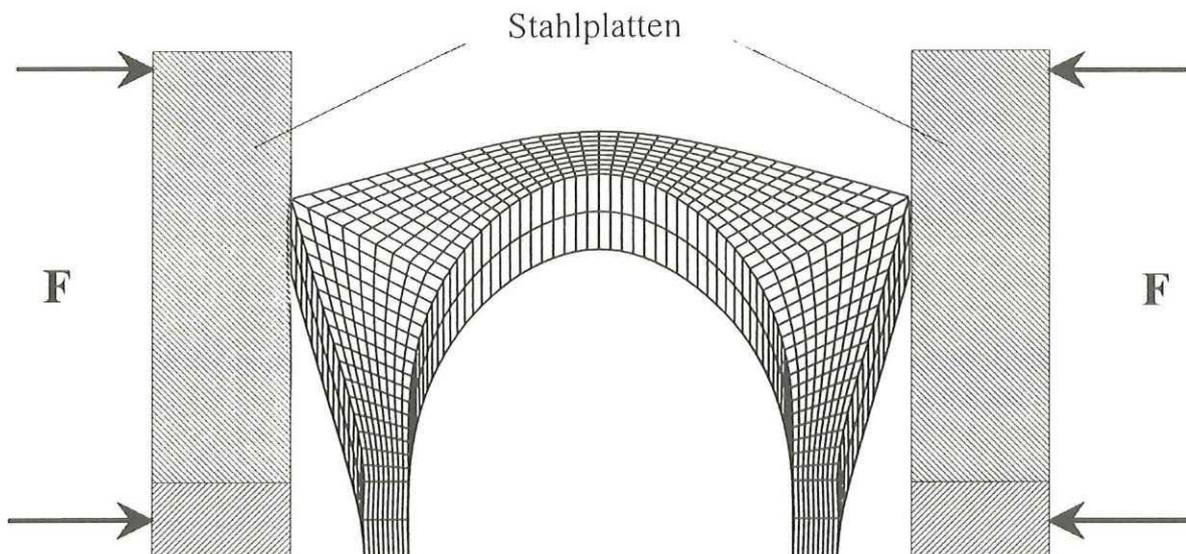


Abb. 25. Elastische Verformung des in Abb. 23 dargestellten FEM Modells einer Leiterhülle bei hinreichender Nachbildung im Experiment vorhandener Randbedingungen

Auch wenn es sich hierbei um ein sehr einfaches Beispiel handelt, kann anhand dieses elementaren Falls gezeigt werden, wo die Schwierigkeiten bei der meßtechnischen und rechnerischen Ermittlung der mechanischen Kenngrößen von supraleitenden Wicklungen liegen. Wird beispielsweise bei den Randbedingungen von falschen Voraussetzungen ausgegangen, weil sich der tatsächlich vorhandene Flächenkontakt der Leiterhüllen im Wicklungspaket von dem in Voruntersuchungen angenommenen Flächenkontakt unterscheidet, können die in Voruntersuchungen ermittelten Elastizitätsmoduli der Leiterhüllen stark von den tatsächlichen Materialeigenschaften abweichen. Um ausschließen zu können, daß sich Randeffekte beim Bestimmen der Elastizitätsmoduli bemerkbar machen und somit die in Voruntersuchungen bestimmten Materialkonstanten die tatsächlichen Verhältnisse nicht exakt widerspiegeln, müßte man mechanische Tieftemperatur-Untersuchungen mit Leiterhüllenpaketen von der Größe des gesamten Wicklungspakets vornehmen, was zu einem nicht vertretbaren Aufwand führen würde.

Stattdessen beschränkt man sich in der Regel darauf, die mechanischen Eigenschaften supraleitender Wicklungen anhand von Messungen an Probekörpern (z.B. Leiterpakete bestehend aus vier oder neun Teilleitern), die von FEM Analysen begleitet werden, vorherzusagen. Dabei läßt sich allein schon aufgrund der unterschiedlichen Randbedingungen nicht vermeiden, daß mit verschiedenen Methoden bestimmte Elastizitätsmoduli zur Beschreibung der anisotropen Eigenschaften der Spulenkörper bei Tieftemperatur Schwankungen unterworfen sind [64]. Glücklicherweise liegt die Empfindlichkeit des für die Auslegung maßgeblichen globalen Verhaltens supraleitender Spulen gegenüber solchen Unsicherheiten in den Werkstoffdaten unterhalb der geforderten Rechengenauigkeit [68]. Diese Aussage konnte bisher nur bei statischer Belastung supraleitender Magnete bestätigt werden. Im folgenden wird gezeigt, daß diese Aussage auch bei dynamischer Belastung supraleitender Magnete Gültigkeit besitzt, wenn den Unsicherheiten in den Werkstoffdaten durch entsprechende Sorgfalt bei deren Herleitung begegnet wird.

3. *Modellierung der mechanischen Eigenschaften der POLO-Spule mit Hilfe der Finite Elemente Methode*

Der für die Berechnung elektromechanischer Beanspruchungen interessante Teil der in Abb. 17 Abb. 18 dargestellten POLO-Spule besteht grundsätzlich aus folgenden Komponenten:

- Wicklung der Spule (Nr.1 im FEM Modell in Abb. 26)
- Stützstruktur (Stahlplatten und -bolzen) im Bereich der Verbindungszone und der Aufhängungen (Nr.2 im FEM Modell in Abb. 26)
- Füllmaterial im Bereich der Verbindungszone (Nr.3 im FEM Modell in Abb. 26)
- Lagen aus glasfaserverstärktem Kunststoff (GFK) zur Anpassung der Oberflächen von Wicklung und Stahlplatten (Nr.4 im FEM Modell in Abb. 26). Diese Lagen werden auch als "Erdisolation" oder "Massenisolation" bezeichnet.

Das mit Hilfe des Programms ABAQUS erstellte und in Abb. 26 dargestellte FEM Modell der POLO-Spule zeigt, wie diese Bereiche diskretisiert wurden. Um die Rechenzeit bei diesem Modell herabzusetzen, wurde von einer bei allen mit der Spule vorgesehenen Experimenten vorhandenen Symmetrieebene der Spule Gebrauch gemacht und nur eine Hälfte der POLO-Spule modelliert. Die andere Hälfte wird durch Randbedingungen, die eine Bewegung der Element-Knoten der Symmetrieebene in azimuthaler Richtung verhindern, berücksichtigt.

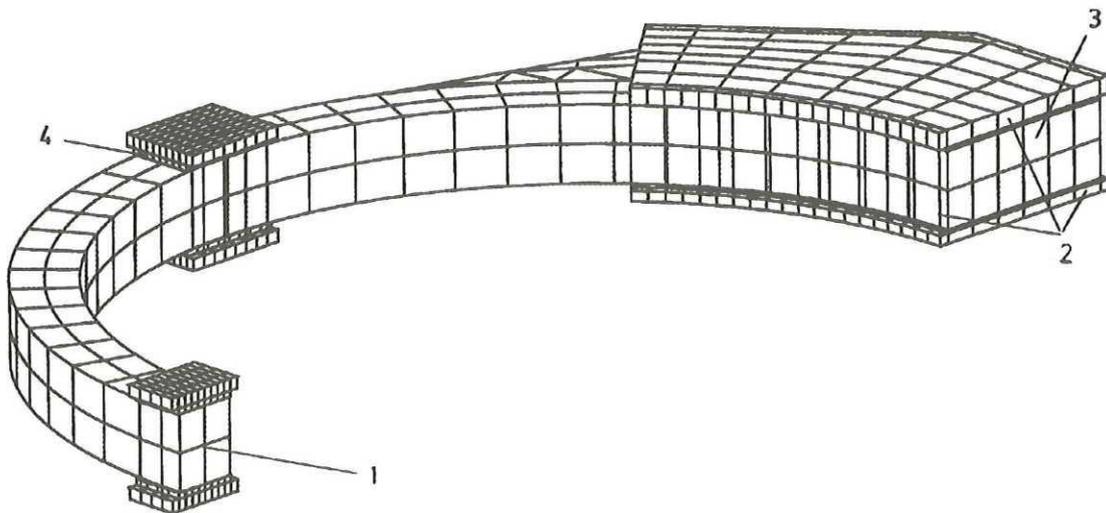


Abb. 26. Diskretisierung der POLO-Spule

Zur Modellierung der Wicklung und der in ihr durch die Lorentzkräfte hervorgerufenen mechanischen Beanspruchung müssen dreidimensionale Kontinuums-elemente verwendet werden. Da die Verwendung herkömmlicher Elemente dieses Typs bei Biegeproblemen zu falschen Ergebnissen führen kann (shear locking phenomenon), wurden nach mehreren Proberechnungen mit verschiedenen Elementtypen isoparametrische Elemente vom Typ C3D8R gewählt [66]. Dabei handelt es sich um quaderförmige, isoparametrisch gekrümmte Finite Elemente, die zwischen acht Knoten, die an den Ecken des Elements liegen, aufgespannt sind. Eine Besonderheit dieses Elementtyps ist, daß bei der Berechnung der Dehnung und inneren Spannungen dieses Elements nicht vollständig nach der Gauss-Methode integriert wird, sondern ein reduziertes Integrationsverfahren angewandt wird, das zu einer realistischeren Nachbildung der Biegesteifigkeit dieser Elemente führt. Da die Leiterisolation nur 1,5 mm dick ist (vgl. Abb. 19) und daher davon ausgegangen werden kann, daß ihr Einfluß auf das mechanische Verhalten der Wicklung vernachlässigbar ist, wurden die Elemente der Wicklung unter Verwendung der orthotropen Materialeigenschaften des POLO-Leiters definiert. Es wurden also die im Anhang A1 angegebenen Materialkonstanten verwendet.

Zur Modellierung der Stahlbolzen wurden zylindrische BEAM Elemente verwendet. In Abb. 26 sind nur die Mittelachsen dieser Elemente dargestellt. Die Bolzen bestehen genau wie die Stahlplatten aus Edelstahl. Für sie wurden isotrope mechanische Eigenschaften definiert, mit folgenden Materialkonstanten bei 4 K: $E = 206 \text{ GPa}$; $\nu = 0,24$; $\rho = 8000 \text{ kg/m}^3$. Die Stahlplatten wurden unter Verwendung von C3D8R und C3D6 Elementen nachgebildet. Bei den C3D6 Elementen handelt es sich um Sechs-Knoten-Elemente, die die Form eines Prismas haben [66].

Das Füllmaterial im Bereich der Verbindungszone besteht aus mehreren, aufeinanderfolgenden Lagen aus zwei Millimeter dicker Glasmatte und einer jeweils zehn Millimeter dicken Quarzsand-Schicht, die unter Vakuum mit Harz imprägniert wurden. Da die mit Harz imprägnierte Quarzsand-Schicht praktisch dieselben mechanischen Eigenschaften aufweist wie eine reine Harzschicht (von einer Kompression dieser Schicht abgesehen) [63] und diese Schichten außerdem fünfmal dicker als die wesentlich steifere Glasmatten-Schicht ist, wurde als Füllmaterial der Verbindungszone ein Ersatzmaterial definiert, das sich wie reines Harz bei 4 K verhält: $E = 6,4 \text{ GPa}$, $\nu = 0,37$; $\rho = 1800 \text{ kg/m}^3$. Da der Elastizitätsmodul der Harzschicht um mehr als eine Größenordnung kleiner ist als der der angrenzenden Medien und damit von dieser Füllschicht

nur eine sehr geringe versteifende Wirkung zu erwarten ist, erschien eine feinere strukturelle mechanische Modellierung dieses Bereichs kaum angebracht. Zur Nachbildung des Füllmaterials im Bereich der Verbindungszone wurden ebenfalls C3D8R und C3D6 Elemente verwendet.

Die Massenisolation wurde mit Glasband gewickelt und anschließend mit Epoxidharz unter Vakuum imprägniert. Diese Schicht zeigt ein anisotropes Materialverhalten, das mit Hilfe der im Anhang A 2 angegebenen Materialkonstanten definiert wurde. Von einer Modellierung der Massenisolation mit isotropen Ersatzelementen wurde Abstand genommen, da es sich bei ihr um eine (wenn auch relativ dünne) Schicht geringer Steifigkeit handelt, die zwischen den versteifenden Stahlplatten und dem durch die Lorentzkräfte am stärksten gedehnten Teil der POLO-Spule, nämlich der Wicklung, sitzt. Die Diskretisierung der Massenisolation erfolgte ebenfalls unter Verwendung von C3D8R und C3D6 Elementen.

Durch eine Vorspannung der Stahlbolzen zwischen den oberen und unteren Stahlplatten im Bereich der Verbindungszone und Aufhängungen werden die Stahlplatten gegen Massenisolation und Wicklung gepreßt. Dadurch wird eine Verschiebung der Wicklung gegenüber den Stahlplatten unterbunden. Dies wurde im FEM Modell berücksichtigt. Eine darüber hinaus gehende Berücksichtigung der Vorspannkraft der Stahlbolzen wurde unterlassen, da sich diese Vorspannungen im Verlauf der Abkühlvorgangs teilweise wieder aufheben und sie außerdem klein sind gegen die durch die elektromagnetischen Kräfte hervorgerufenen Spannungen. Auch durch den Abkühlvorgang bedingte Vorspannungen in anderen Komponenten der Spule wurden nicht berücksichtigt, da die Spule gerade zur Vermeidung solcher Vorspannungen beweglich aufgehängt wurde. Die Aufhängungen wurden mit Hilfe von SPRING-Elementen [66] modelliert, die die gleiche Steifigkeit wie die Stahlbolzen, an denen die Spule aufgehängt ist, besitzen. Die Freiheitsgrade an den Knoten der SPRING-Elemente wurden so eingeschränkt, daß durch die beweglichen Aufhängungen (vgl. Abb. 21) vorgegebene Randbedingungen richtig wiedergegeben werden.

Mit Hilfe der im Anhang A 1 und A 2 angegebenen orthotropen Materialdaten lassen sich die Elastizitäts- und Schubmoduli D_{1111} , D_{2222} , D_{3333} , D_{1212} , D_{1313} , D_{2323} , D_{1122} , D_{1133} , und D_{2233} der Finiten Elemente der Windung und der Massenisolation direkt angeben, wenn man ein globales zylindrisches Koordinatensystem verwendet. In diesem Koordinatensystem repräsentiert 1 die radiale, 2 die azimutale und 3 die axiale Richtung. Im FEM Programm werden die mechanischen Spannungen in diesen Elementen mit Hilfe des verallgemeinerten Hooke'schen Gesetzes wie folgt berechnet [56]:

$$\begin{pmatrix} S_{11} \\ S_{22} \\ S_{33} \\ S_{12} \\ S_{13} \\ S_{23} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} D_{1111} & D_{1122} & D_{1133} & 0 & 0 & 0 \\ & D_{2222} & D_{2233} & 0 & 0 & 0 \\ & & D_{3333} & 0 & 0 & 0 \\ & \text{sym.} & & D_{1212} & 0 & 0 \\ & & & & D_{1313} & 0 \\ & & & & & D_{2323} \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_{11} \\ E_{22} \\ E_{33} \\ E_{12} \\ E_{13} \\ E_{23} \end{pmatrix} \quad (44)$$

S_{11} , S_{22} , S_{33} : Hauptspannungen in radialer, azimutaler und axialer Richtung;
 S_{12} , S_{13} , S_{23} : dazugehörige Schubspannungen;
 E_{11} , E_{22} , E_{33} , E_{12} , E_{13} und E_{23} : Dehnungen des Finiten Elements

Zur Berechnung der Dehnungen der Finiten Elemente wird vom verwendeten FEM Programm [66] folgende Vektordifferentialgleichung für die Bewegung der Element-Knoten iterativ gelöst:

$$\mathbf{M} \ddot{\mathbf{u}} + \mathbf{C} \dot{\mathbf{u}} + \mathbf{K} \mathbf{u} = \mathbf{f}(t) \quad (45)$$

M:	Massenmatrix
C:	Dämpfungsmatrix
K:	Steifigkeitsmatrix
$\ddot{\mathbf{u}}$:	Spaltenvektor der Knotenbeschleunigungen
$\dot{\mathbf{u}}$:	Spaltenvektor der Knotengeschwindigkeiten
\mathbf{u}:	Spaltenvektor der Knotenverschiebungen
$\mathbf{f}(t)$:	Spaltenvektor der äußeren Knotenkräfte

Bei statischen Berechnungen reduziert sich Gleichung (45) zu:

$$\mathbf{K} \mathbf{u} = \mathbf{f} \quad (46)$$

Gleichung (46) kann sowohl zur Berechnung der sich aufgrund des Eigengewichts der Spule ergebenden Vorspannungen als auch zur Berechnung der statischen Beanspruchung der Wicklung durch elektromagnetische Kräfte verwendet werden. Die Kräfte lassen sich in diesem Fall direkt mit EFFI nach Gleichung (20) berechnen und wie im nächsten Kapitel erläutert als Volumenkräfte (DLOAD's) oder Knotenkräfte (CLOAD's) an das FEM Modell übergeben. Im Falle dynamischer Vorgänge (HHE und Entladung in den KSR) muß zusätzlich noch der zeitliche Verlauf des Vektors der Knotenkräfte berechnet werden, worauf im folgenden Kapitel näher eingegangen wird.

4. Zeitabhängigkeit der am FEM Modell angreifenden Kraftvektoren

Zur Berechnung der elektromagnetischen Kräfte wurde ein EFFI-Modell (s. Kap. II.B.2) verwendet, bei dem die POLO-Wicklung als System von vier magnetisch gekoppelten Teilspulen und der Kurzschlußring als Spule mit einer Windung betrachtet wurde. Die obere und untere POLO-Halbspule wurde dabei durch je zwei Teilspulen nachgebildet. Dadurch läßt sich bei der HHE sowohl die elektromagnetische Anziehungskraft zwischen oberer und unterer Halbspule während eines beliebigen Zeitpunkts der Halbspulenentladung, als auch die elektromagnetische Anziehungskraft innerhalb einer Halbspule berechnen.

Die Teilspulen wurden mit Hilfe des Input-Generators TOKEF [69] erzeugt, wobei jede Teilspule aus 60 GCE's [45] zusammengesetzt wurde. Mit EFFI lassen sich für eine vorgegebene Stromdichte in der jeweiligen Halbspule die Komponenten der mittleren elektromagnetischen Volumenkraft auf jedes der 240 Segmente berechnen. Bei der Diskretisierung der POLO-Spule mittels ABAQUS wurde darauf geachtet, daß das FEM Modell für die Wicklung ebenfalls aus 240/2 Finiten Elementen aufgebaut ist, deren Koordinaten bis auf die fünfte Nachkommastelle mit denen der GCE's des EFFI-Modells übereinstimmen. Dadurch können die von EFFI berechneten elektromagnetischen Volumenkräfte, bei dynamischer Belastung der Spule zu jedem Zeitschritt, ohne weitere Umrechnung an das FEM Modell übergeben werden. Die Tatsache, daß an das FEM Modell Volumenkräfte übergeben werden, d.h. Kräfte, die über das gesamte Finite Element verteilt angreifen (DLOAD's), führt zu einer realistischeren Wirkung der elektromagnetischen Kraft, als dies bei der Übergabe von Knotenkräften (CLOAD's) möglich wäre.

Bei der Berechnung der dynamischen Beanspruchung der POLO-Spule bei der Entladung in den KSR und der HHE muß berücksichtigt werden, daß an jedem Finiten Element der Wicklung Kraftvektoren, die verschiedenen Zeitfunktionen gehorchen, angreifen. Dies soll am Bei-

spiel der Entladung in den KSR näher erläutert werden. POLO-Spule und KSR bilden zwei magnetisch gekoppelte Kreise, die sich durch das einfache elektrische Ersatzschaltbild in Abb. 27 nachbilden lassen. Die Selbst- und Gegeninduktivitäten dieses Systems wurden mit EFFI berechnet, der ohmsche Gleichstrom-Widerstand des mit Stickstoff gekühlten Stahlrings wurde mit $0,57 \text{ m}\Omega$ bei einer Temperatur von 77 K abgeschätzt. Betrachtet wird die Entladung der POLO-Spule mit einem Entladewiderstand von $R_2 = 110 \text{ m}\Omega$.

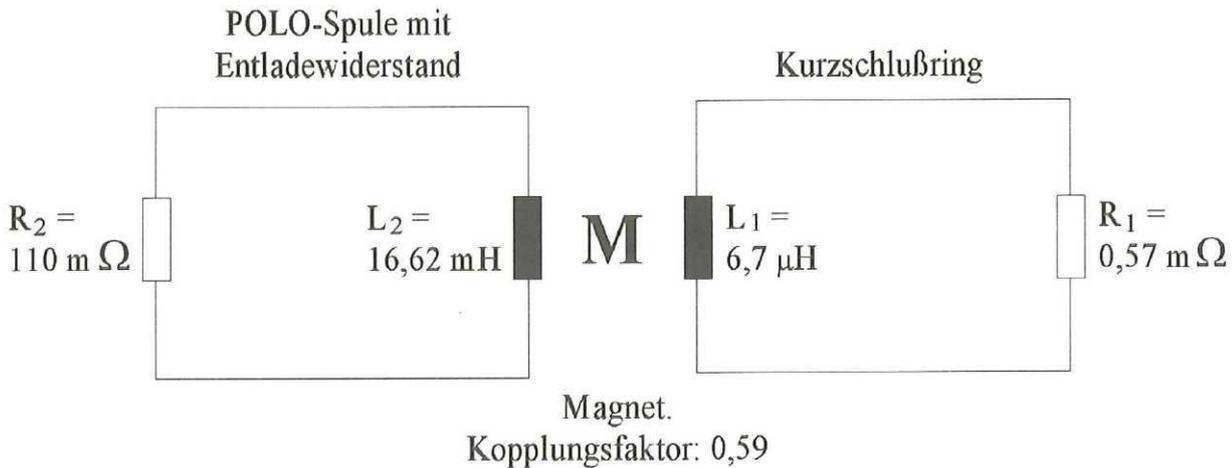


Abb. 27. Einfaches Ersatzschaltbild für die Entladung der POLO-Spule in den KSR

Die Ströme im Kurzschlußring $i_{L1}(t)$ und in der Spule $i_{L2}(t)$ lassen sich durch Lösung des Differentialgleichungssystems (22)-(23) mit der Anfangsbedingung (24) berechnen, indem man i durch i_{L2} , i_s durch i_{L1} , L durch L_2 , L_s durch L_1 , R durch R_2 und R_s durch R_1 ersetzt. Als Lösung erhält man

$$i_{L1}(t) = I_{s0} \left(e^{-\frac{t}{\tau_1}} - e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right) \quad \text{und} \quad (47)$$

$$i_{L2}(t) = I_0 \left(K_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} + K_2 e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right) . \quad (48)$$

Die dimensionslosen Parameter K_1 und K_2 , die Amplitude I_{s0} sowie die Zeitkonstanten τ_1 und τ_2 lassen sich mit den Gleichungen (27)-(30) bestimmen.

Entlädt man also die POLO-Spule mit $R_2 = 110 \text{ m}\Omega$, ergeben sich die in Abb. 28 dargestellten Ströme durch die Spule $i_{L2}(t)$ und den KSR $i_{L1}(t)$.

Der sich zwischen Spule und KSR ergebende zeitliche Verlauf der Kraft $k_1(t)$ gehorcht derselben Funktion wie das Produkt der Ströme $i_{L1}(t)$ und $i_{L2}(t)$ und ist daher durch Formel (49) bestimmt.

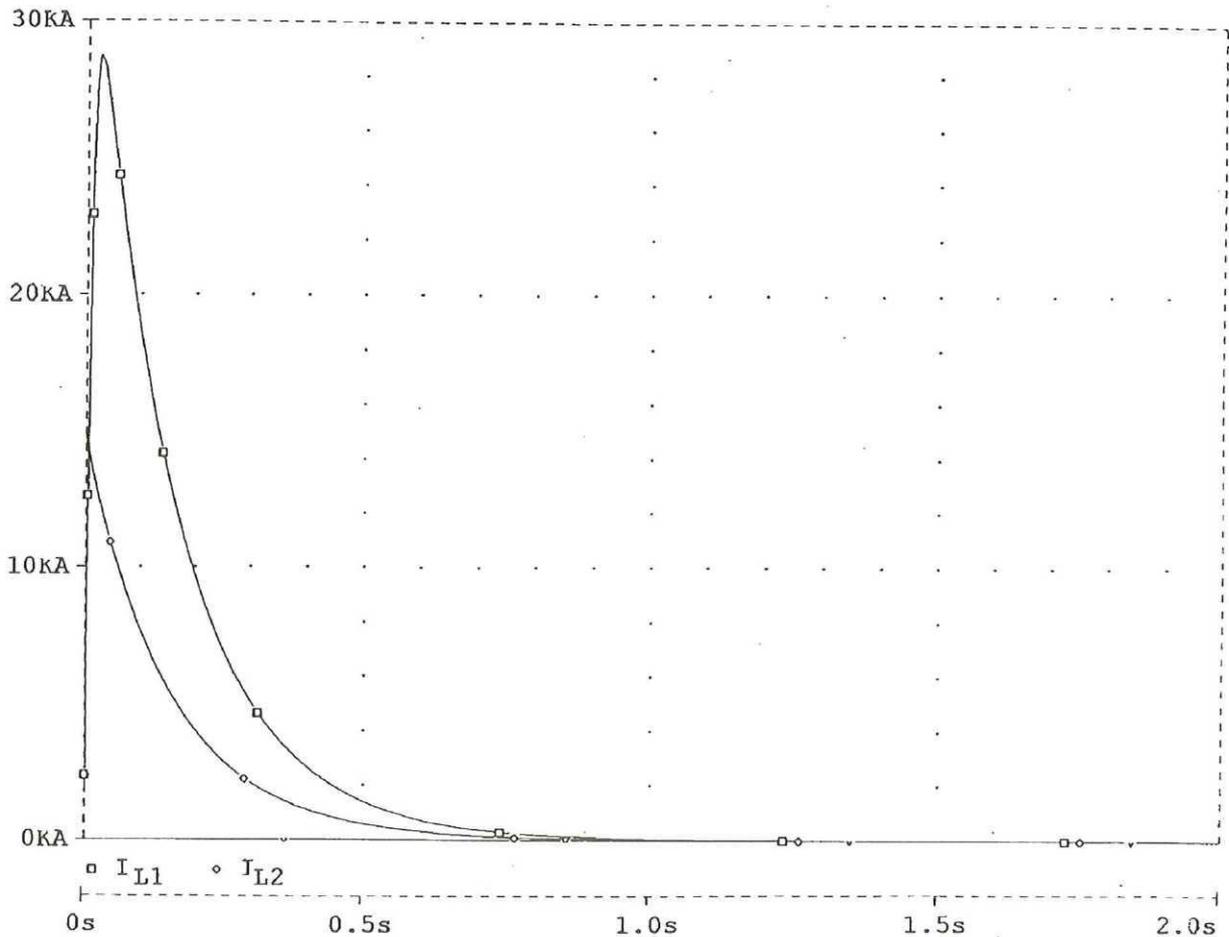


Abb. 28. Spulenstrom $i_{L2}(t)$ und Strom im KSR $i_{L1}(t)$ bei der 110 m Ω - Entladung

$$k_1(t) = \left(e^{-\frac{t}{\tau_1}} - e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right) * \left(K_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} + K_2 e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right) \quad (49)$$

Führt man mit den aktuellen Strömen nach Gleichung (47)-(48) zum Zeitpunkt des Maximums dieser Funktion mit EFFI eine statische Berechnung der Anziehungskraft zwischen POLO-Spule und KSR durch und multipliziert diesen Wert mit dem auf den Wert 1 normierten zeitlichen Verlauf in (49), erhält man den in Abb. 29 dargestellten Kraftverlauf. Diese Anziehungskraft zwischen Spule und KSR ist etwa gleichmäßig über den Umfang von Spule und Ring verteilt. Die maximale Anziehungskraft zwischen Spule und KSR entspricht einer dynamischen Last von 150 kN, die in etwa 40 ms auf die Spule aufgebracht wird.

An den Finiten Elementen der Wicklung müssen während der Entladung sowohl die Kraftvektoren berücksichtigt werden, die auf die elektromagnetische Anziehungskraft des Kurzschlußrings zurückzuführen sind und daher der Zeitfunktion $k_1(t)$ gehorchen, als auch die Kraftvektoren, die durch die Kraftwirkung der stromdurchflossenen Elemente der Wicklung selbst verursacht werden. Diese sind zur Zeitfunktion $k_2(t)$,

$$k_2(t) = \left(K_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} + K_2 e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right)^2, \quad (50)$$

proportional.

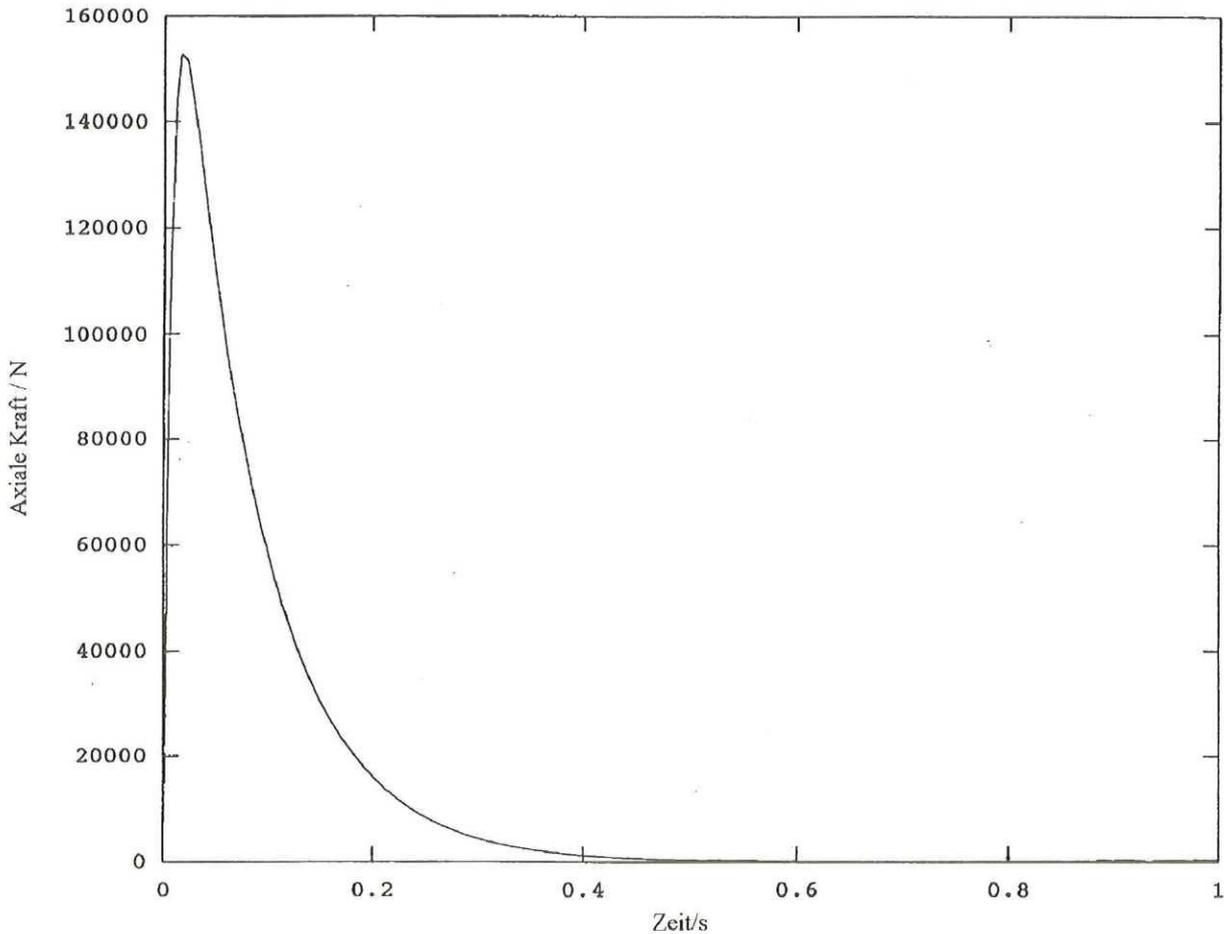


Abb. 29. Zeitlicher Verlauf der Anziehungskraft zwischen Spule und KSR bei einem Anfangsstrom von 15 kA und einem Entladewiderstand von 110 m Ω

Damit man bei der Berechnung der an den Finiten Elementen der Wicklung angreifenden Kraftvektoren, die dadurch sowohl ihren Betrag als auch ihre Richtung ändern, mit insgesamt zwei statischen EFFI-Kraftberechnungen auskommt, wurden die von verschiedenen Teilspulen (z.B. POLO-Spule und KSR im betrachteten Fall, oder obere und untere Halbspule im Fall der HHE) herrührenden Kraftanteile zu jedem Zeitschritt vektoriell überlagert. Mit dieser zeitdiskreten Kraftüberlagerung konnte erreicht werden, daß nicht zu jedem Zeitschritt eine neue Berechnung mit EFFI erfolgen muß. Damit konnte der Berechnungsaufwand stark reduziert werden. Zur rechentechnischen Umsetzung dieses Verfahrens mußte die Wicklung zu jedem Zeitschritt sowohl mit zu $k_1(t)$ proportionalen CLOAD's, die auf die Knoten der Finiten Wicklungselemente verteilt wurden, als auch mit zu $k_2(t)$ proportionalen DLOAD's, die direkt an den Wicklungselementen angreifen, belastet werden.

D. Rechen- und Meßergebnisse zur elektromechanischen Beanspruchung der supraleitenden POLO-Spule bei statischer und dynamischer Belastung

1. Statische Beanspruchung der Spule bei einer Erregung mit 22,5 kA ($I_{ges} = 1,26 MA$)

Bei der Erregung der Spule mit 22,5 kA wurde während der ersten Experimentierphase eine Aufweitung des Spulendurchmessers von 0,6 mm gemessen [70]. Eine nochmalige Messung dieser Aufweitung während der zweiten Experimentierphase ergab 0,57 mm [71]. Diese Werte stimmen gut mit dem Wert der FEM Berechnung von 0,56 mm überein.

Zur Messung der Dehnungen ($\epsilon = \Delta l / l$) wurden fünf Dehnungsmeßstreifen-(DMS-)Rosetten in der in Abbildung 5 dargestellten Weise auf der Spulenoberfläche angebracht [70].

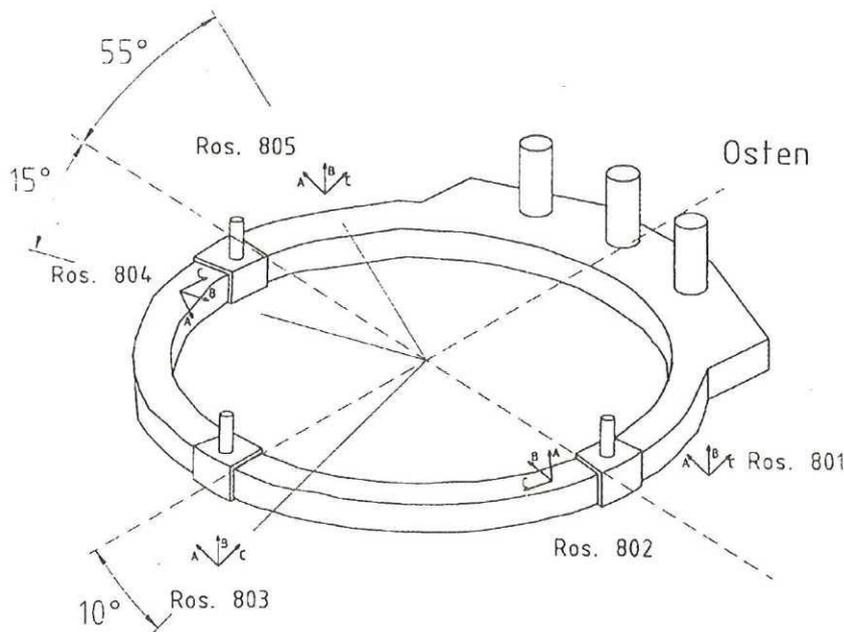


Abb. 30. Position der DMS-Rosetten auf der POLO-Spule

In Abb. 31 bis Abb. 33 ist die berechnete Dehnung der POLO-Spule an dem der Verbindungszone gegenüberliegenden Ende dargestellt. In diesem Bereich der Wicklung ist praktisch keine Verzerrung der Rechen- und Meßergebnisse durch Randbedingungen (Einspannung durch Stahlplatten, starre Aufhängung usw.) zu erwarten, so daß sich dieser Bereich sehr gut zur Darstellung der Dehnungs- und Spannungszustände im Innern einer supraleitenden Wicklung bei statischer Erregung eignet. Wie zu erwarten, ist die azimutale Dehnung der Wicklung am Innenradius maximal. Abb. 31 und Abb. 33 zeigen die radiale und axiale Stauchung (negative Dehnung) der Wicklung durch die elektromagnetischen Kräfte. In die Abbildungen wurden die von den fünf DMS-Rosetten herrührenden Meßwerte eingetragen, die im Rahmen ihrer Genauigkeit mit den berechneten Dehnungen übereinstimmen. Die Ungenauigkeit der DMS-Rosetten von $\pm 30\%$ ist darauf zurückzuführen, daß die Rosetten nicht direkt auf der Wicklung, sondern auf dem sich darüber befindlichen Außenanstrich angebracht werden mußten und darüber hinaus die Dehnungen nur sehr kleine Werte ($< 0,22\%$) erreichen [71]. Unter Verwendung von Gleichung (44) lassen sich aus diesen Dehnungen die dazugehörigen Spannungszustände in radialer, azimutaler und axialer Richtung berechnen, die in Abb. 34 bis Abb. 36 dargestellt sind.

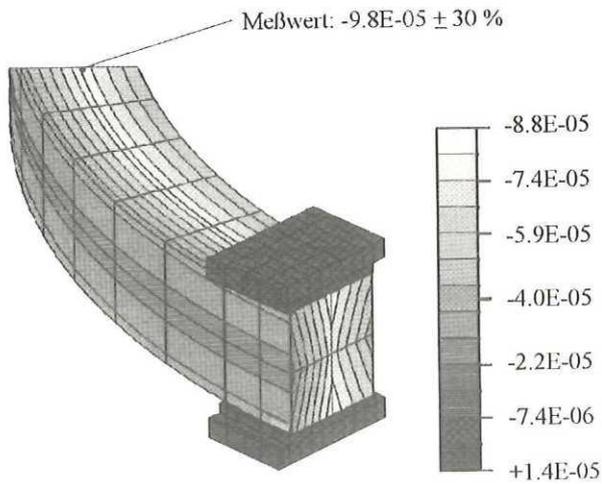


Abb. 31. Radiale Dehnung der Wicklung

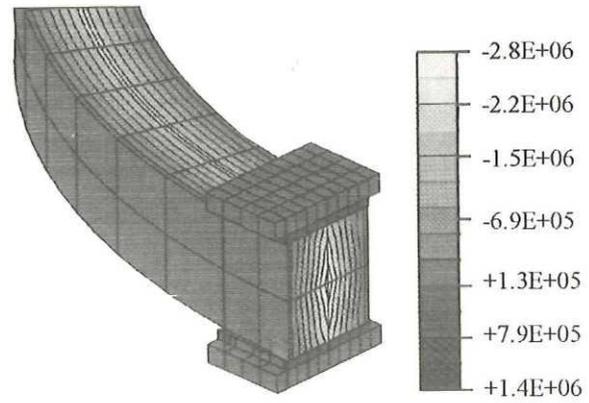


Abb. 34. Radialer Kompressionsdruck in Pa

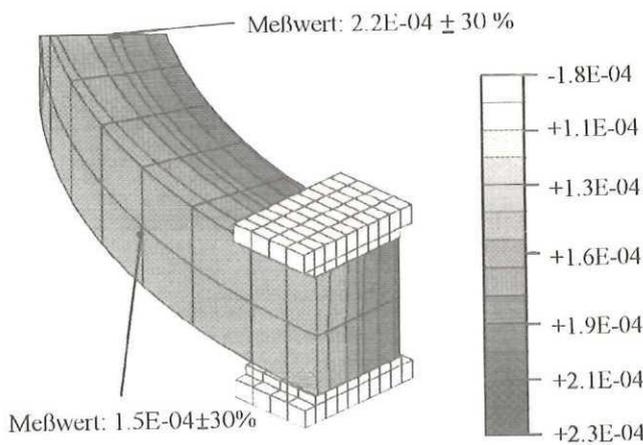


Abb. 32. Azimutale Dehnung der Wicklung

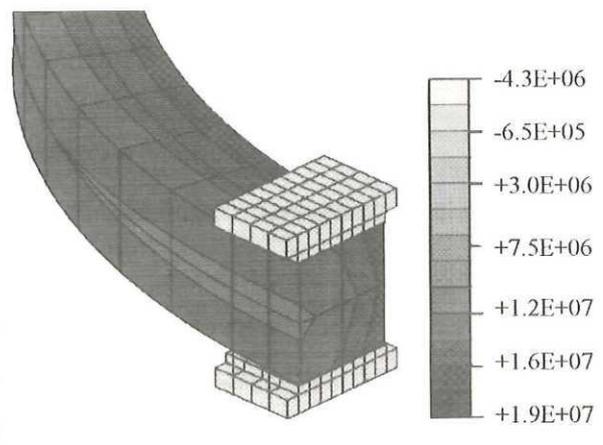


Abb. 35. Azimutale Zugspannung in Pa

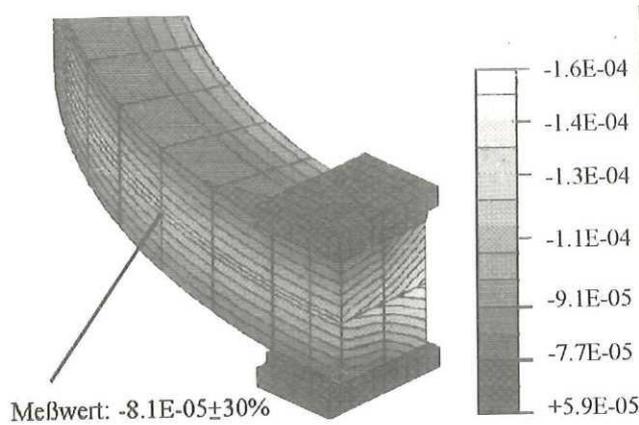


Abb. 33. Axiale Dehnung der Wicklung

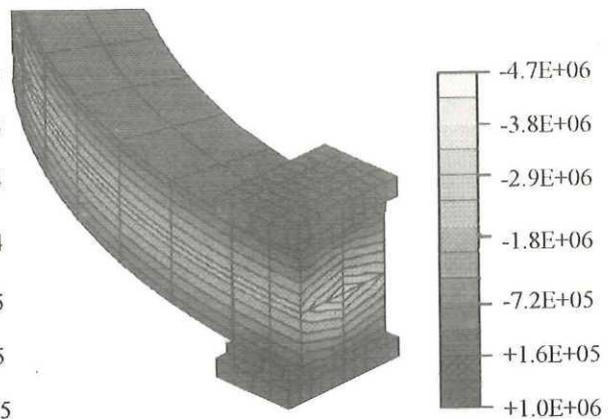


Abb. 36. Axialer Kompressionsdruck in Pa

Der Einfluß der Stahlplatten, die die Wicklung hauptsächlich im Bereich der Verbindungszone einspannen, ist in Abb. 37 dargestellt. Durch sie wird die Dehnung der Wicklung in diesem Bereich abgeschwächt. Dies führt zu einer verstärkten Dehnung und Zugbeanspruchung an den Stellen, an denen die Stahlplatten enden und zu einer Änderung der Dehnungen und Zugspannungen entlang des Spulenumfangs. Da für die Wicklung Normalspannungen bis 100 MPa keine Gefahr darstellen und der maximalen Dehnung von $2,31E-04$ eine maximale Zugspannung von 19,3 MPa entspricht, wird die Wicklung trotzdem nur gering auf Zug beansprucht.

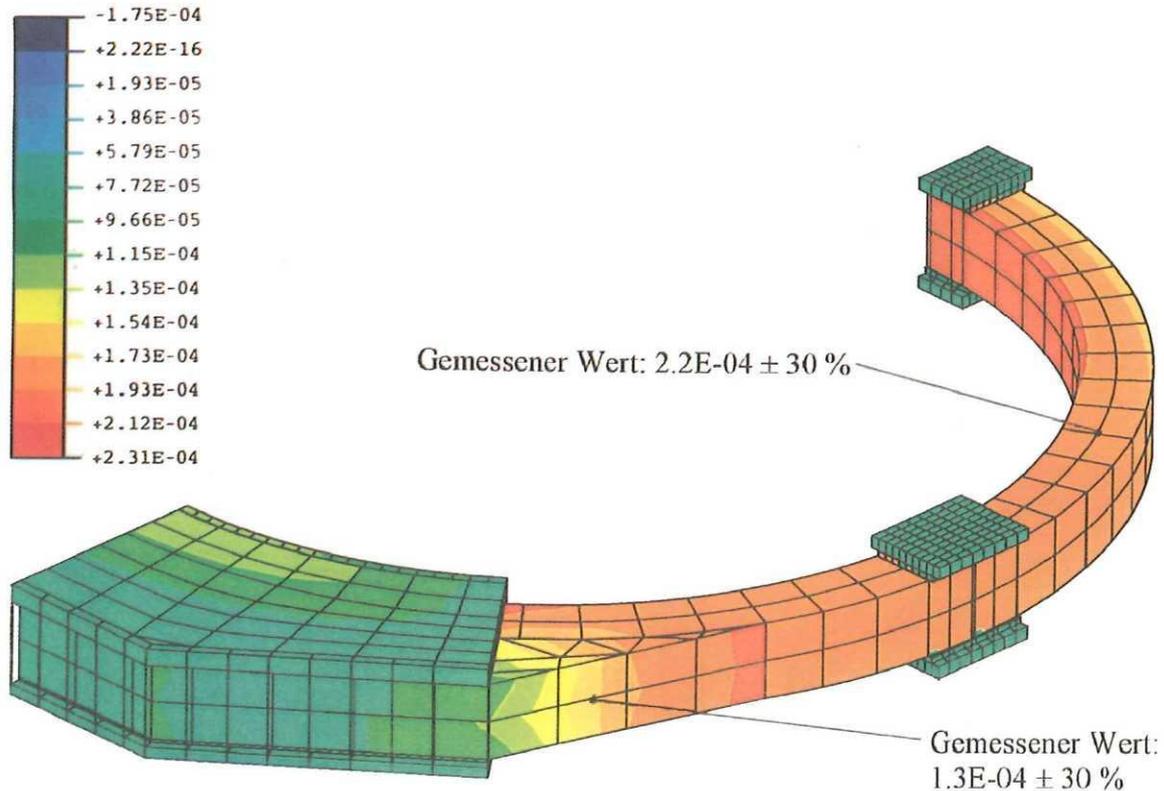


Abb. 37. Dehnung der Spule in azimuthaler Richtung

Durch die Wirkung der Stahlplatten treten im Bereich der Verbindungszone die maximalen Scherspannungen auf. Sie erreichen Werte bei dieser Erregung von etwa 3,7 MPa und sind damit unkritisch. Sie werden dadurch verursacht, daß die Stahlplatten einer ungestörten radialen Ausdehnung der Wicklung in diesem Bereich entgegenwirken.

2. *Dynamische Beanspruchung der Spule bei der Entladung in den Kurzschlußring*

Durch die Anziehungskraft der im Kurzschlußring (KSR) beim Entladen der POLO-Spule erzeugten Wirbelströme wird das freie Ende der Wicklung nach unten gebogen, wenn der KSR in der in Abb. 21 gezeigten Weise unter der Spule angebracht ist. Die dabei auftretende Verformung der Wicklung ist in Abb. 38 dargestellt. Die Vorherbestimmung der in Abhängigkeit vom Entladewiderstand und Spulen-Anfangsstrom zu erwartenden dynamischen Spulenverformung und der damit verbundenen mechanischen Beanspruchungen wird dadurch erschwert, daß durch den von den Wirbelströmen verursachten Kraftstoß, der seine maximale Amplitude bereits etwa 40 ms nach dem Einleiten der Spulentladung erreicht und innerhalb von 200 ms praktisch auf Null zurückgeht (vgl. Abb. 29), die Spule zu ihrer ersten Eigenschwingung angeregt wird.

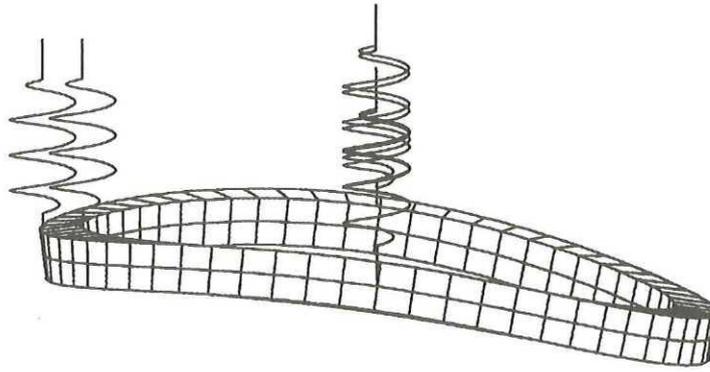


Abb. 38. Berechnete Verformung der Wicklung beim Entladen der Spule in den Kurzschlußring (Spulen-Anfangsstrom: 15 kA, Entladewiderstand: 110 m Ω , max. Wirbelstrom im Kurzschlußring: 28 kA, 35-fache Vergrößerung der Verformungen)

Diese Schwingungen des freien Endes der Spule (im Bereich der Aufhängung West) überlagern sich der durch die äußere elektromagnetische Kraft hervorgerufenen Bewegung der Spule, wodurch sich der in Abb. 39 dargestellte Verlauf ergibt.

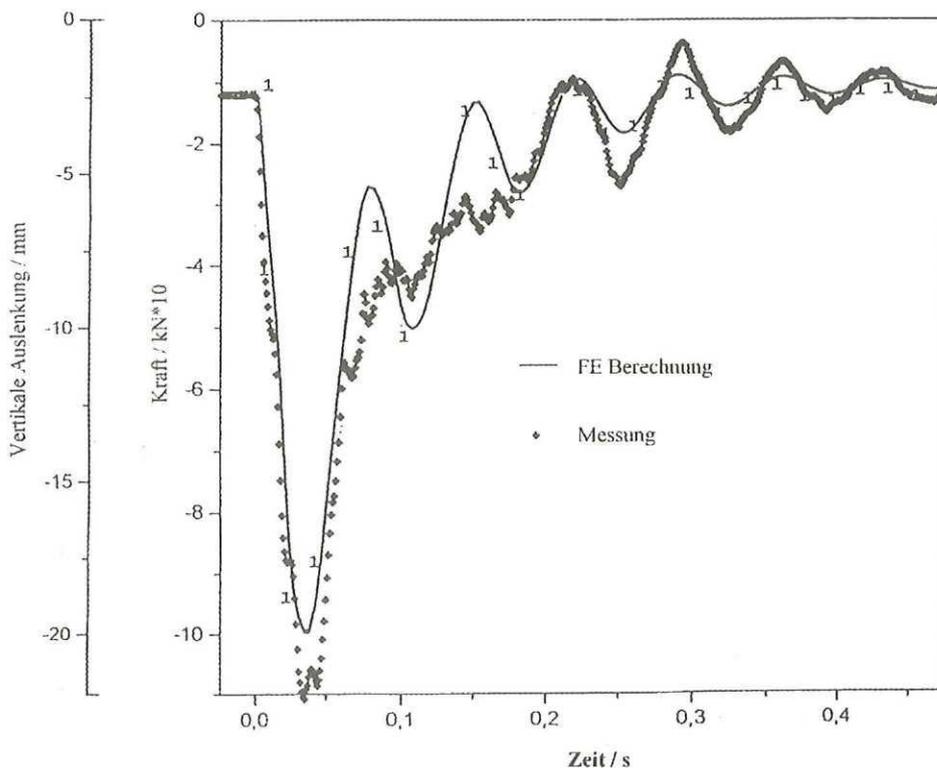


Abb. 39. Auslenkung des freien Endes und Kraft an der Aufhängung bei der 110 m Ω / 15 kA - Entladung - Vergleich von Messung und Rechnung

Mit den in Abb. 38 und Abb. 39 gezeigten Auslenkungen wurden die mit der POLO-Spule durchgeführten Wirbelstrom-Belastungstests abgeschlossen. Sie wurden erst durchgeführt, nachdem man sicher sein konnte, daß das dynamische Verhalten der Spule dem mit dem FEM Modell vorab berechneten Verhalten entspricht. Da vor dem Experiment nicht bekannt war, mit welcher Materialdämpfung man bei Heliumtemperatur (etwa 4 K) bei der Eigenschwingung der Spule rechnen muß und die Materialdämpfung bei dynamischen Vorgängen Einfluß auf die maximale Auslenkung und Beanspruchung der Wicklung hat, wurden vor dieser Entladung bei Nennstrom (15 kA) Entladungen mit kleineren Entladewiderständen und Anfangsströmen

durchgeführt. Sie dienen der Einstellung und Überprüfung der im FEM Modell verwendeten Dämpfungsparameter.

Die erste Eigenschwingung des Systems, für die bei einer zuvor durchgeführten Eigenfrequenzanalyse eine Frequenz von 13,1 Hz ermittelt wurde, ist in Abb. 39 deutlich zu erkennen. Sowohl bei der Auslenkung am freien Ende, als auch bei der Kraft an der Aufhängung, ergibt sich, durch das Eigengewicht der Spule bedingt, zum Zeitpunkt $t = 0$ ein von Null verschiedener Anfangswert. Betrachtet man die Ergebnisse von Messung und Rechnung genauer, so ist eine auffällige Abweichung der berechneten, idealen Kurve von der gemessenen, tatsächlich aufgetretenen Kurve zu erkennen: Im Gegensatz zum Berechnungsergebnis ist bei der Messung die zweite und dritte Schwingungsperiode nur schwach, die vierte und fünfte Schwingungsperiode hingegen stark ausgeprägt. Diese Abweichung zwischen Rechnung und Messung ist darauf zurückzuführen, daß bei der Rechnung davon ausgegangen wurde, daß die Aufhängungen der Spule an einem unendlich starren Gestell festgemacht sind. In Wirklichkeit stellt das Gestell, an dem die Spule aufgehängt ist, aber ebenfalls ein schwingfähiges Gebilde dar (vgl. Abb. 21). Die vorübergehende Auslöschung bzw. Verstärkung dieser beiden Schwingungsperioden deutet darauf hin, daß das Gestell durch den von der Spule übertragenen Kraftstoß ebenfalls zu Schwingungen ähnlicher Frequenz angeregt wird, die das harmonische Schwingen der Spule stören. Bei kleineren Strömen durchgeführte Messungen zeigen eine bessere Übereinstimmung mit den Ergebnissen der FEM Analyse, da sich die Wirkung dieses Kraftstoßes bei kleineren Strömen schwächer bemerkbar macht.

Bei der beim Entladen der Spule mit einem Widerstand von 110 m Ω bei Nennstrom maximal aufgetretenen Auslenkung des freien Endes der Spule von etwa 20 mm tritt die in Abb. 40 dargestellte Scherspannung auf, die vor allem die Isolationsschicht zwischen den Scheiben der Wicklung ($S_{23} = S_{32}$) beansprucht und die in diesem Bereich geforderte Test-Scherbeanspruchung von 11 MPa um 20 % übertrifft.

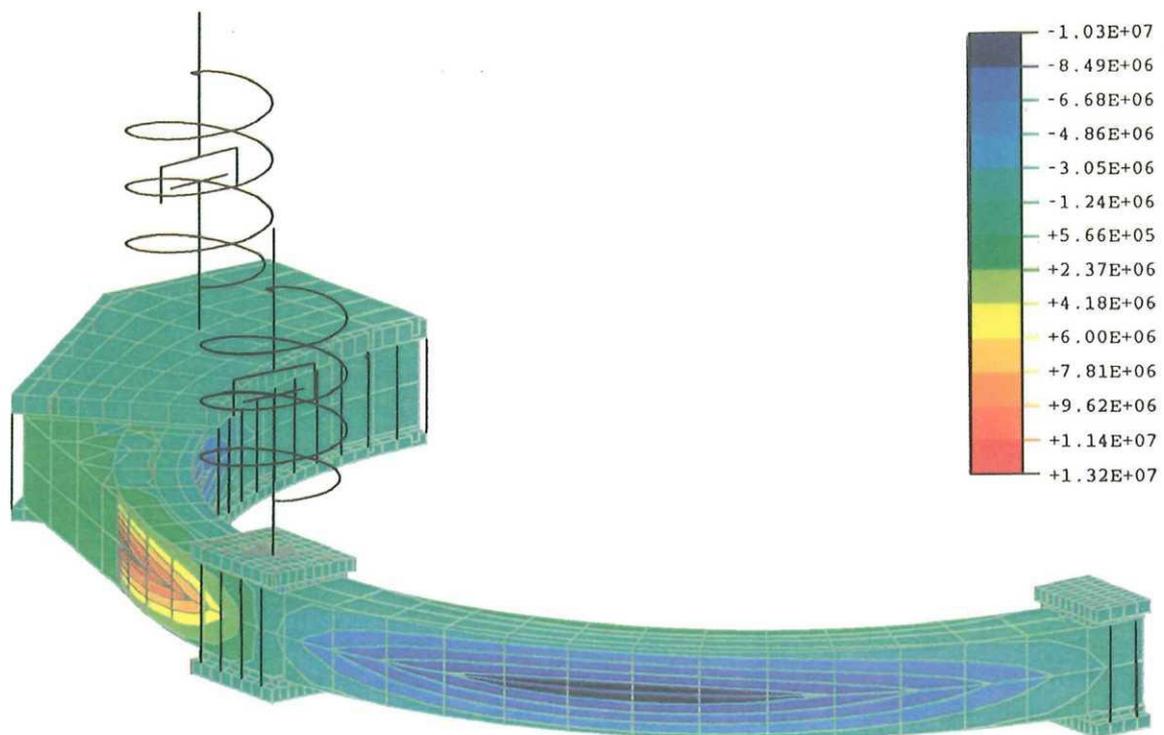


Abb. 40. Berechnete Scherspannung S_{23} in Pa zum Zeitpunkt maximaler Auslenkung (1: radiale, 2: azimutale, 3: axiale Richtung)

Die hohe Scherbeanspruchung in diesem Bereich ist auf die hohe Biegebeanspruchung im Bereich der Aufhängungen Nord und Süd der Spule, die in Abb. 41 dargestellt ist, zurückzuführen.

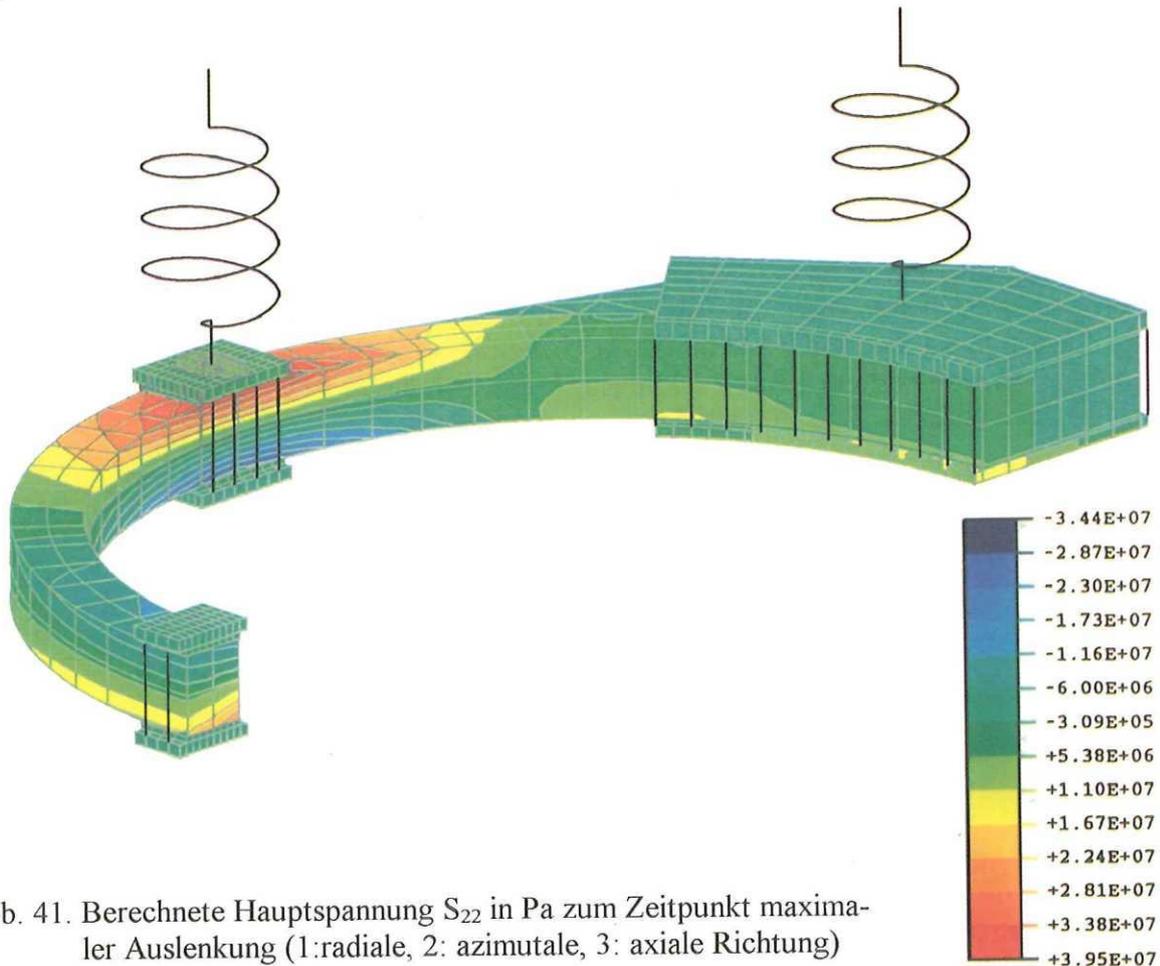


Abb. 41. Berechnete Hauptspannung S_{22} in Pa zum Zeitpunkt maximaler Auslenkung (1: radiale, 2: azimutale, 3: axiale Richtung)

Der Umstand, daß diese Durchbiegung an den oberen Leitern in der Wicklung Zugspannungen von bis zu 39,5 MPa hervorruft, die unteren Leiter in der Wicklung hingegen nur mit maximal 34,4 MPa auf Stauchung beansprucht werden, ist darauf zurückzuführen, daß zum Zeitpunkt maximaler Auslenkung ($t \approx 40$ ms, vgl. Abb. 29) noch ein Strom von etwa 12 kA in der Wicklung fließt. Die von diesem Strom hervorgerufene Aufweitung der Wicklung bewirkt eine an den oberen Leitern der Wicklung verstärkte Zugbeanspruchung, während sie die Stauchung an der Unterseite der Wicklung abschwächt.

Die Wicklung wurde bei dieser Entladung lokal geringfügig höher auf Scherung beansprucht als mit der FEM berechnet. Im FEM Modell wurde sie nämlich als orthotropes Ersatzmaterial definiert, während tatsächlich ein Verbundwerkstoff aus Stahlhüllen und Leiterisolation vorliegt. An den Grenzflächen zwischen Stahlhüllen und Leiterisolation können in der Wicklung geringfügig höhere Scherbeanspruchungen auftreten als im FEM Modell. Nennenswerte Spannungsüberhöhungen an den Grenzflächen sind nicht zu erwarten, da man zwar davon ausgehen kann, daß sich die Leiterisolutions- und Stahlhüllenschichten entsprechend ihrer Elastizitätsmoduli unterschiedlich dehnen, ihre Scherbeanspruchung aber in etwa gleichgroß sein wird. Dies läßt sich anhand von Mikromechanik-Modellen faserverstärkter Kunststoffe erklären, bei denen bei Belastungen in Faserrichtung von gleicher Dehnung von Faser und Harz ausgegangen werden kann, während bei Belastungen senkrecht zur Faserrichtung von gleichen Spannungen in Faser und Harz ausgegangen wird [72].

3. *Dynamische Beanspruchung der Spule während der Hochspannungs-Halbspulenentladung*

Die Hochspannungs-Halbspulenentladung (HHE) wurde während des POLO-Experiments mit einer maximalen Stromstärke von 16 kA durchgeführt. Aufgrund der magnetischen Flußerhaltung (vgl. S. 30) tritt bei der Halbspulen-Entladung, die mit dieser Stromstärke durchgeführt wird, in der kurzgeschlossenen Spulenhälfte ein Strom von etwa 28 kA auf. Dieser läßt sich anhand von Differentialgleichungssystem (22)-(23) berechnen, indem als Anfangswert für die Ströme in den beiden, nach Einleitung der HHE entstandenen Kreisen der Wert $I_0 = 16$ kA verwendet wird. Zur Bestimmung der zur dynamischen Kippbewegung der Spule führenden Aufweitungskräfte und der in der Wicklung zusätzlich auftretenden Kompressionskräfte wurde das Programm EFFI verwendet. Die Zeitabhängigkeiten der Aufweitungs- und Kompressionskräfte wurden in der in Kapitel III.C.4 beschriebenen Weise bestimmt. Belastet man das FEM Modell mit den so ermittelten Kraftfunktionen, ergibt sich die in Abb. 42 dargestellte Verformung der Spule kurz nach der Entladung der oberen Halbspule.

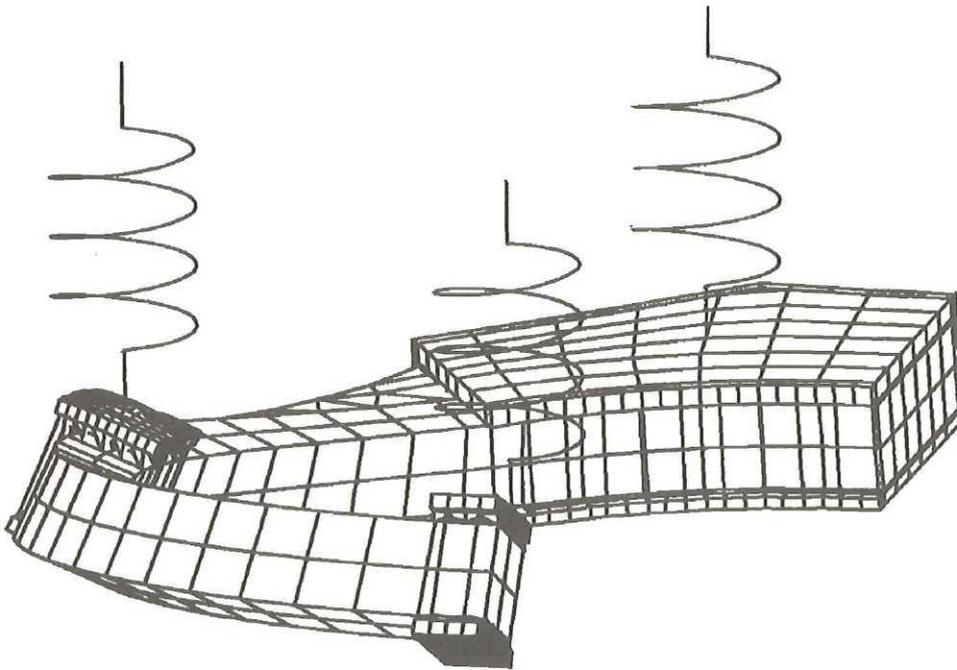


Abb. 42. Berechnete Kippbewegung der POLO-Spule bei der HHE (300-fache Vergrößerung der Verformungen)

Das im Bereich der Aufhängung Süd und Nord angebrachte Gestänge zur Messung der dynamischen Kippbewegung der Spule (vgl. Abb. 22) lieferte den in Abb. 43 dargestellten gemessenen Verlauf der Kippbewegung der Wicklung, der gut mit dem dazugehörigen berechneten Verlauf übereinstimmt.

Wie in der numerischen Vorausberechnung treten durch die Dynamik des Kippvorgangs keine Überhöhungen bei der Beanspruchung der Spule auf. Der Maximalwert der während der HHE in der Wicklung aufgetretenen Normalspannung ist in Abb. 44 dargestellt. Durch die Stahlplatten, die im Bereich der Verbindungszone versteifend auf die Wicklung wirken, ergibt sich dort ein etwas schwächeres Abkippen der Wicklung, während im Bereich der Aufhängung Süd, Ost und Nord die Wicklung etwa gleich stark abkippt (s. Abb. 42). Neben den Scherspannungen zwischen Lagen im Bereich der Verbindungszone, die auch im Nennbetrieb der Spule auftreten (vgl. S.44), treten daher zusätzliche Scherspannungen zwischen einzelnen Lagen der Wicklung außerhalb dieses Bereichs auf.

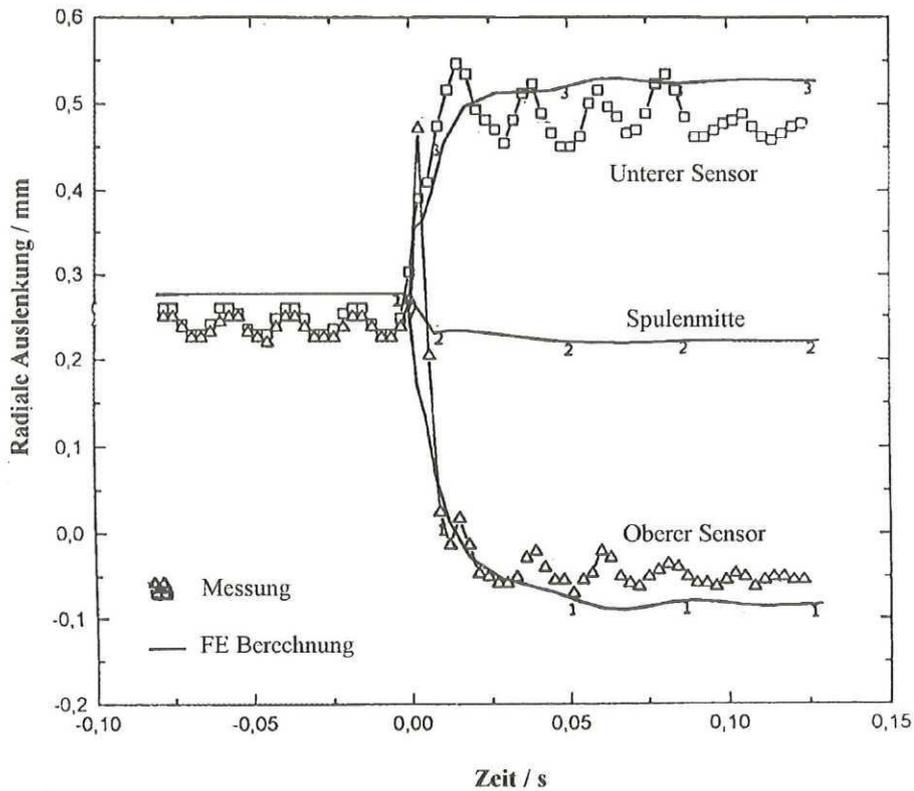


Abb. 43. Vergleich der berechneten Kippbewegung mit der gemessenen, die wie in Abb. 22 gezeigt bei der 15,6kA-27,25kA-HHE ermittelt wurde

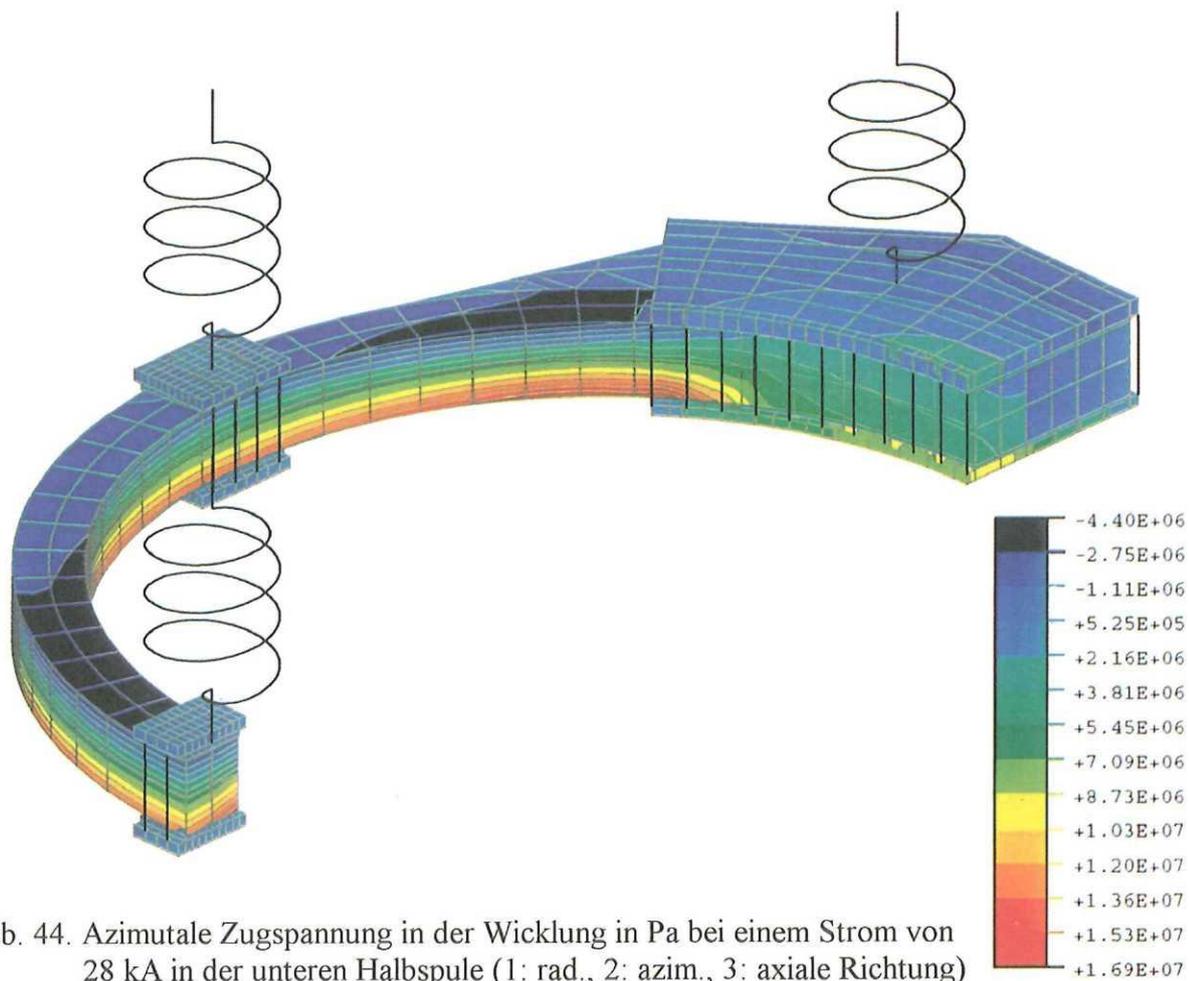


Abb. 44. Azimutale Zugspannung in der Wicklung in Pa bei einem Strom von 28 kA in der unteren Halbspule (1: rad., 2: azim., 3: axiale Richtung)

Auf die bewegliche Aufhängung der Spule, die ein Abkippen der Wicklung in der in Abb. 42 gezeigten Weise ermöglicht, ist zurückzuführen, daß die von der HHE verursachte Scherbeanspruchung der Wicklung keine unzulässig hohen Werte erreicht. Die maximale Scherbeanspruchung, die in der FEM Simulation der HHE zwischen einzelnen Lagen der Wicklung auftritt, liegt bei etwa 3 MPa.

E. **Schlußfolgerungen**

Die Poloidal-feld-Modellspule POLO ist der erste große supraleitende Puls-magnet, der die an ihn gestellten dynamischen Anforderungen erfüllt hat [17, 18]. Zu deren Nachweis wurden während des POLO-Experiments sehr hohe Feld- und Stromänderungen (bis zu 1 MA/s) in der Wicklung des Magneten erzeugt, die durch Wirkung der Lorenzkkräfte zu statischer und dynamischer Beanspruchung des Magneten führen. Um eine Gefährdung der Wicklungs-isolation, die bei Temperaturen von etwa 4 K mechanisch beansprucht wird, ausschließen zu können, mußte ein FEM Modell der Spule mit mehreren tausend Freiheitsgraden entwickelt werden, das sich sowohl zur Vorhersage des globalen Verhaltens der Spule bei dynamischer Belastung, als auch der dabei lokal auftretenden elektromechanischen Beanspruchungen eignet. Die mit Hilfe des FEM Modells getroffenen Vorhersagen wurden während des POLO-Experiments anhand von Messungen bestätigt.

Mit Hilfe dieses FEM Modells der Spule und der in Kapitel II vorgestellten Methode wurde demonstriert, daß sich mit Wirbelstromkräften mechanische Beanspruchungen in supraleitenden Prototypspulen erzeugen lassen, die den in einem mittelgroßen Tokamak auftretenden Belastungen entsprechen und sich somit zur experimentellen Überprüfung der Richtigkeit der mechanischen Auslegung nutzen lassen. Anhand von Messungen [60] wurde die Durchführbarkeit solcher Wirbelstrom-Belastungstests nachgewiesen und gezeigt, daß die POLO-Spule alle an sie gestellten mechanischen Anforderungen erfüllt hat.

Anhand der guten Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung kann erstmals gezeigt werden, daß sich auch bei dynamischer Beanspruchung das mechanische Verhalten supraleitender Magnete mit hinreichender Genauigkeit vorherbestimmen läßt, wenn Unsicherheiten in den Werkstoffdaten der Wicklung durch entsprechende Sorgfalt bei deren Herleitung begegnet wird. Bei der Bewertung der erzielten Ergebnisse muß beachtet werden, daß bei der POLO-Spule die Wicklung nicht in ein Gehäuse eingebettet ist, wie beispielsweise bei der EURATOM LCT-Spule. Beim Erregen von Toroidal-feld-Spulen können komplizierte Kontaktprobleme dadurch auftreten, daß die Dehnung der supraleitenden Wicklung durch das Gehäuse eingeschränkt wird und sich somit die Randbedingungen, die im FEM Modell zur Berechnung des mechanischen Verhaltens angenommen werden müssen, in Abhängigkeit von der Stromstärke ändern [33]. Dadurch wird die Vorhersage des mechanischen Verhaltens solcher Spulen erschwert.

Im Fall von supraleitenden Puls-magneten und Poloidal-feldspulen, die sich dadurch auszeichnen, daß sie kein Gehäuse haben, kann festgehalten werden, daß ihr dynamisches Verhalten bei statischer und dynamischer Belastung mit der Finite Elemente Methode genau vorherbestimmt werden kann, wenn die anisotropen Materialeigenschaften der supraleitenden Wicklung mit der notwendigen Sorgfalt hergeleitet werden.

IV. Transiente elektrische Beanspruchung supraleitender Spulen bei Beaufschlagung mit Stoßspannungen

A. Einführung

Mit steigender Baugröße der supraleitenden Magnetspulen müssen Entladungsspannungen von etwa 20 kV im kryogenen Temperaturbereich beherrscht werden, um die im Magnetsystem gespeicherte Energie sicher auskoppeln zu können und somit eine unzulässige Erwärmung der Wicklung zu vermeiden. Die im Gesamtsystem gespeicherte Magnetfeldenergie bei einem reaktorrelevanten Fusionsexperiment, wie z.B. ITER, beträgt 40-100 GJ [1]. Diese Energie stellt das Hauptgefährdungspotential durch supraleitende Magnete dar, falls sie bei einem Störfall unkontrolliert freigesetzt werden sollte [73 , 74 , 75].

Lichtbögen im supraleitenden Magnetsystem können durch mechanisch oder thermisch bedingte Leiterunterbrechungen und infolge von elektrischen Durchschlägen entstehen. Zur Vermeidung elektrischer Durchschläge im supraleitenden Magnetsystem muß den durch die tiefen Temperaturen erschwerten Isolationstechnischen Bedingungen Rechnung getragen werden [11]-[12], [20]. Vor allem im Bereich der Wicklung treten mechanische Beanspruchungen auf, denen, wie im letzten Kapitel herausgestellt wurde, auch das Isolationssystem als schwächstes mechanisches Glied in der Wicklung standhalten muß. Die Einhaltung von ingenieurmäßigen Auslegungsstandards ist in vielen Fällen nur durch eine Optimierung der Magnetparameter (mittlere Stromdichte, Strukturmaterial und Isolationsticken im Wicklungsquerschnitt) möglich. Vor diesem Hintergrund stellt sich die Frage nach der Höhe der maximalen elektrischen Beanspruchung, mit der in einer supraleitenden Wicklung gerechnet werden muß.

Aus der elektrischen Energietechnik ist bekannt, daß steilflankige Spannungswellen (Stoßspannungen) in der Wicklung von Transformatorspulen zu Spannungsüberhöhungen durch Resonanzanregung führen können. Bei Übereinstimmung einer ausgeprägten Teilschwingung der einlaufenden Spannungswelle mit einer der Eigenfrequenzen der Transformatorwicklung oder eines Wicklungsblocks resultieren an den entsprechend angeregten Wicklungsblöcken erhöhte Spannungsbeanspruchungen, durch die Isulationsfehler in Form von Windungskurzschlüssen, Überschlügen und Kurzschlüssen auftreten können [32]. In der Praxis liegt der zu berücksichtigende Frequenzbereich für diese Resonanzerscheinungen zwischen 10 kHz und 10 MHz. An den Eingangsklemmen des Transformators angeschlossene Überspannungsableiter verhindern zwar das Einlaufen von Spannungswellen, die über dem Ansprechwert des Ableiters liegen, sie sind aber wirkungslos gegen Spannungsüberhöhungen, die innerhalb des Transformators durch angeregte Wicklungsresonanzen entstehen, da diese außerhalb des Transformators nicht oder nur in abgeschwächter Form in Erscheinung treten.

Da erst Ende der achtziger Jahre mit der Entwicklung von supraleitenden Hochleistungs- und Großmagneten mit Entladespannungen ab 5 kV begonnen wurde und sich in den bisherigen Experimenten mit supraleitenden Modellspulen die Entstehung steilflankiger Spannungswellen vermeiden ließ, gibt es kaum Untersuchungen darüber, mit welchen elektrischen Beanspruchungen man in der Wicklung supraleitender Magnete bei Beaufschlagung mit steilflankigen Spannungswellen rechnen muß. Die Frage nach der Wirkung solcher Spannungen im supraleitenden Magnetsystem wird in der Literatur erstmals 1993 im Zusammenhang mit der Solenoid-Spule eines supraleitenden magnetischen Energie-Speichers (SMES) gestellt, der zur Erzeugung von Hochleistungs-Pulsen verwendet wurde [76]. Zur Auskopplung der in diesem SMES gespeicherten Energie auf einen ohmschen Widerstand wurde ein von flüssigem Helium umgebener Schalter unter Last geöffnet. Beim Erlöschen des frei brennenden Lichtbogens er-

gab sich ein steiler Widerstands- und damit Spannungsanstieg über der Schaltstrecke, worauf Überspannungs-Schwingungen an den Klemmen der supraleitenden Spule gemessen wurden, die etwa sieben Mal höher waren als die Lichtbogenspannung und eine Frequenz von 500 kHz hatten. Diese ließen sich auf die im Kreis vorhandenen Streuinduktivitäten und -kapazitäten, die beim Auftreten des steilen Spannungsanstiegs beim Erlöschen des Lichtbogens berücksichtigt werden müssen, zurückführen. Da hochfrequente Überspannungs-Schwingungen aufgrund von Lichtbögen generell bei Windungskurzschlüssen, Überschlägen und Kurzschlüssen in einem supraleitenden Magnetsystem auftreten können, wurde empfohlen, das elektrische Isolationssystem supraleitender Magnete so auszulegen, daß sie das Auftreten steiflankiger Spannungsanstiege im Magnetsystem unbeschadet überstehen können [76].

Forderungen dieser Art werden in der elektrischen Energietechnik wegen der geforderten hohen Verfügbarkeit der Betriebsmittel und der Möglichkeit des Auftretens von Blitz- oder Schaltstoßspannungen in elektrischen Netzen erfüllt und sind in der VDE-Bestimmung VDE 0111 (DIN 57111) enthalten.

Im supraleitenden Magnetsystem kann das Auftreten von Blitzstoßspannungen ausgeschlossen werden. Zur Schnellentladung supraleitender Magnete mit Entladespannungen unter 5 kV werden in der Regel konventionelle Gleichstrom-Leistungsschalter verwendet. Durch den speziellen Aufbau dieser Lichtbogen-Schalter werden transiente Spannungsspitzen, wie sie beim Erlöschen frei brennender Lichtbögen auftreten, vermieden [77]. Hingegen sind bei Entladespannungen über 5 kV, wenn Schaltanlagen mit Zwangskommutierung für die Schnellentladung verwendet werden müssen, durch den Schaltvorgang bedingte transiente Spannungen kaum vermeidbar. Auf die Ursachen und typischen Verläufe dieser Spannungen wird im folgenden Kapitel näher eingegangen.

In den darauffolgenden Kapiteln wird gezeigt, daß aufgrund der Größe und des besonderen Leiter- und Wicklungsaufbaus supraleitender Großmagnete innere Resonanzvorgänge bereits bei deutlich niedrigeren Frequenzen als 10 kHz auftreten und durch solche Schaltstoßspannungen verursacht werden können. Da der Leiter- und Wicklungsaufbau zur Erfüllung der mechanischen Anforderungen vorgegeben ist (vgl. Kap. III), bildet die Untersuchung des transienten Verhaltens dieser Spulen nicht nur eine wichtige Voraussetzung für die Auslegung ihres Isolationssystems, sondern auch der Schaltanlagen, die für die Schnellentladung supraleitender Großmagnete in Frage kommen.

Nicht nur supraleitende Großmagnete, die niedrige Eigenfrequenzen haben, können durch Schaltvorgänge zu inneren Resonanzen angeregt werden, sondern auch kleinere Magnete, wenn sie mit entsprechend steiflankigen Spannungen beaufschlagt werden. Aus diesem Grund wird im letzten Kapitel dieses Abschnitts das transiente Verhalten eines SMES zur Erzeugung von Hochleistungspulsen untersucht, bei dem wesentlich steilere Spannungsanstiege auftreten können, als dies bei den für die Schnellentladung supraleitender Großmagnete üblichen Schaltvorgängen der Fall ist.

B. Hochstrom-Hochspannungs-Schaltanlagen für die Schnellentladung großer supraleitender Magnetspulen

Für die Schnellentladung supraleitender Spulen ist es notwendig, die Energieversorgung abzuschalten und den Spulenstrom auf einen Widerstand zu kommutieren, der die in der Spule gespeicherte Energie aufnehmen kann. Hierzu ist prinzipiell eine Vielzahl von Schaltungen und Schaltgeräten geeignet [1, 78, 79, 80, 81, 82]. Da Hochstrom-Netzgeräte im allgemeinen

nicht für Spannungen über 1 kV ausgelegt sind, beginnt die Schnellentladung supraleitender Magnete in der Regel mit einer Wechselrichter-Kommutierung des Spulenstroms auf einen "Bypass", über den die Spule kurzgeschlossen wird. Dieser liegt parallel zur zu entladenden Spule und ermöglicht, daß das Netzgerät mit Hilfe von kommerziell erhältlichen Hochstrom-Trennschaltern vom Entladekreis getrennt werden kann. Beim weiteren Ablauf der Schalthandlungen, die das Kommutieren des Stroms auf den Entladewiderstand zum Ziel haben und zu denen hohe Schaltleistungen erforderlich sind, lassen sich zwei verschiedene Arten der Kommutierung unterscheiden:

1. Die direkte Stromkommutierung auf den Entladewiderstand (z.B. mittels Lichtbogenschaltern oder Schmelzsicherungen) [81-82]
2. Die Stromkommutierung auf den Entladewiderstand durch Erzwingen eines Stromnulldurchgangs (Zwangskommutierung), die den Einsatz von Vakuum- oder Thyristorschaltern ermöglicht [78, 80, 81]

Während des POLO-Experiments, bei dem beide Kommutierungsarten zur Schnellentladung der supraleitenden POLO-Spule verwendet wurden und eine Schaltleistung von bis zu 345 MW zu beherrschen war [18], wurde der Ablauf der Stromkommutierung meßtechnisch erfaßt und mit Hilfe numerischer Simulationen im Detail ausgewertet. In diesem Kapitel werden, am Beispiel der mit der POLO-Spule durchgeführten Hochstrom-Hochspannungsschaltvorgänge, typische Schalt-Stoßspannungen, mit denen im supraleitenden Magnetsystem gerechnet werden muß, hergeleitet. Auch wenn die Herleitung der Stoßspannungen an einem konkreten Beispiel erfolgt, kann die Form und Frequenz dieser transienten Spannungen auf andere Systeme übertragen werden, da sie vom Erzwingen eines künstlichen Stromnulldurchgangs verursacht werden und diese Zwangskommutierung generell ab einer bestimmten Schaltleistung für die Entladung supraleitender Großmagnete verwendet werden muß.

Die direkte Kommutierung wurde während des POLO-Experiments für eine langsame Energieauskopplung aus der POLO-Spule (sog. Sicherheitsentladung, Zeitkonstante $\tau \approx 0,5$ s, Entladespannung unter 1 kV) und die Zwangskommutierung für eine schnelle Energieauskopplung (sog. Hochspannungsentladung, vgl. S. 7, 11 ms < Zeitkonstante $\tau < 0,5$ s, max. Entladespannung 23 kV) verwendet. Das einfachste Ersatzschaltbild der von der Fa. Siemens erstellten POLO-Schaltanlage, bei dem aus Gründen der Übersichtlichkeit die zur Durchführung einer Hochspannung-Halbspulenentladung (vgl. Abb. 22) notwendigen Komponenten weggelassen wurden, ist in Abb. 45 dargestellt.

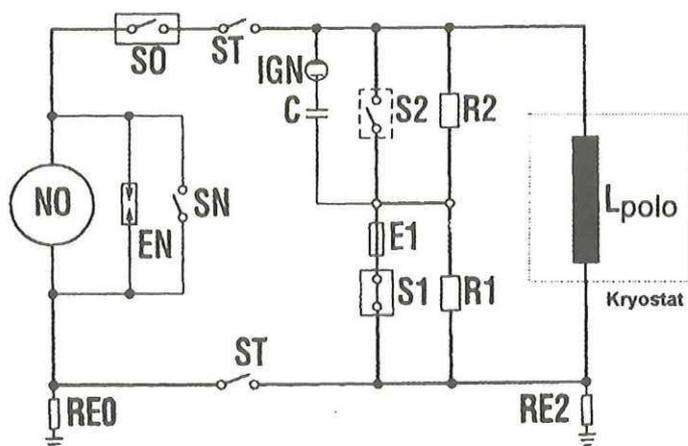


Abb. 45. Einfachstes Ersatzschaltbild der POLO-Schaltanlage [18]

Über den Hauptstromkreis N0-S0-ST-L_{polo}-ST-N0 wird die supraleitende Spule im Gleichrichterbetrieb des 30V/30kA-Netzgeräts N0 geladen und im Normalfall im Wechselrichterbetrieb auch entladen. Die einfachste Art der Schnellentladung der supraleitenden Spule ist die Sicherheitsentladung, die daher bei Störfällen (Quench der supraleitenden POLO-Spule, Ausfall von Anlagenkomponenten usw.) automatisch angefordert und ausgeführt wird [18]. Als "Bypass" dient in dieser Anlage die Sammelschiene S1-S2. Die Stromkommutierung auf den Entladewiderstand R1 erfolgt schließlich durch das Öffnen des Gleichstrom-Leistungsschalters S1 oder, falls dieser versagen sollte, das Zünden der Sprengsicherung E1 (Sprengtrenner mit parallelen Schmelzsicherungen).

Bei der nächsten Generation von Fusionsexperimenten kann dieses Prinzip der direkten Kommutierung auf den Entladewiderstand nicht verwendet werden, da beispielsweise beim ITER-Magnetsystem Entladespannungen von 10-20 kV bei einem Nennstrom von 60 kA erforderlich werden, um nach einem Quench die maximal erlaubte Temperatur am Leiter ("hot spot" Temperatur T_{\max}) von 150 K nicht zu überschreiten [1]. Da es keine Lichtbogenkammern für Gleichstrom-Leistungsschalter gibt, mit denen Lichtbogen Spannungen über 5 kV erzeugt werden können und der Einsatz von Schmelzsicherungen ab einer gewissen Stromstärke und Schalthäufigkeit unwirtschaftlich ist, kommt bei höheren Schaltleistungen (bei Hochstrom-Entladungen ab 5 kV) für die Stromkommutierung auf den Entladewiderstand nur die Zwangskommutierung in Frage.

Unabhängig davon, ob für die eigentliche Schalthandlung Vakuum- oder Thyristorschalter verwendet werden, wird das Erzwingen eines künstlichen Stromnulldurchgangs im allgemeinen mit einer Kondensatorbatterie bewerkstelligt [78, 80-81]. Hierzu sind folgende, am Beispiel der POLO-Schaltanlage (s. Abb. 45) erklärte Schalthandlungen erforderlich:

Die Kondensatorbatterie C wird auf eine Spannung, die dem Spulenstrom proportional ist, vorgeladen. Die Hochspannungsentladung wird, wie die Sicherheitsentladung, durch das Kommutieren des Spulenstroms auf den Bypass S1-S2 eingeleitet, damit das Netzgerät vom Entladekreis abgetrennt werden kann. Durch Zünden des Ignitrons IGN wird nun die Kondensatorbatterie über den Schalter S2 entladen, so daß sich der Entladestrom dem Spulenstrom so überlagert, daß der resultierende Gesamtstrom dort einen Stromnulldurchgang hat. Wird der Vakuumschalter zum Zeitpunkt des Stromnulldurchgangs (oder kurz davor) geöffnet, so wird der Strom in der Schaltstrecke dadurch unterbrochen, daß bereits einige Mikrosekunden nach dem Stromnulldurchgang zu wenig Ladungsträger für ein Wiederzünden des Lichtbogens zwischen den geöffneten Kontaktstücken vorhanden sind. Dadurch wird der Strom auf den Hochspannungs-Entladewiderstand R2 kommutiert und der eigentliche Entladevorgang beginnt. Dieser Entladevorgang ist in Abb. 46 dargestellt. Anhand der relativ glatten Verläufe von Strom und Spannung läßt sich erkennen, daß der Vorgang der Stromkommutierung auf R2, der vor der eigentlichen Entladung stattfindet und einer Schaltleistung von über 320 MW entspricht, störungsfrei abläuft.

Bei der Spulenspannung ist zum Zeitpunkt $t = 0$ eine kleine transiente Spannungsspitze (von + 3 kV) zu erkennen. Da diese beim Verlauf des Spulenstroms nicht zu erkennen ist und man berücksichtigen muß, daß zu Beginn der Entladung eine Stromänderung von über 75 MA/s auftritt (wodurch sich hohe Magnetfeldänderungen ergeben), könnte man die Spitze als durch äußere Störeinflüsse bedingten Meßfehler interpretieren. Vergleicht man obige Messung mit der Messung der Doppelscheiben-Spannungen in Abb. 47, die mit einer höheren Abtastrate als die Spulenspannung gemessen wurden [83], erkennt man, daß es sich bei der positiven Spannungsspitze um einen tatsächlich vorhandenen steilflankigen Spannungsanstieg handelt.

HSE, 15.0kAmpere, $R = 1.5 \text{ Ohm}$, Mittelpunkt geerdet
 Projekt : POLO Versuch : 1 Phase : 99 Trigger : 3 Schuss : 11
 Zeitpunkt des Triggers : 19-MAY-1994 17.26. 0. 8

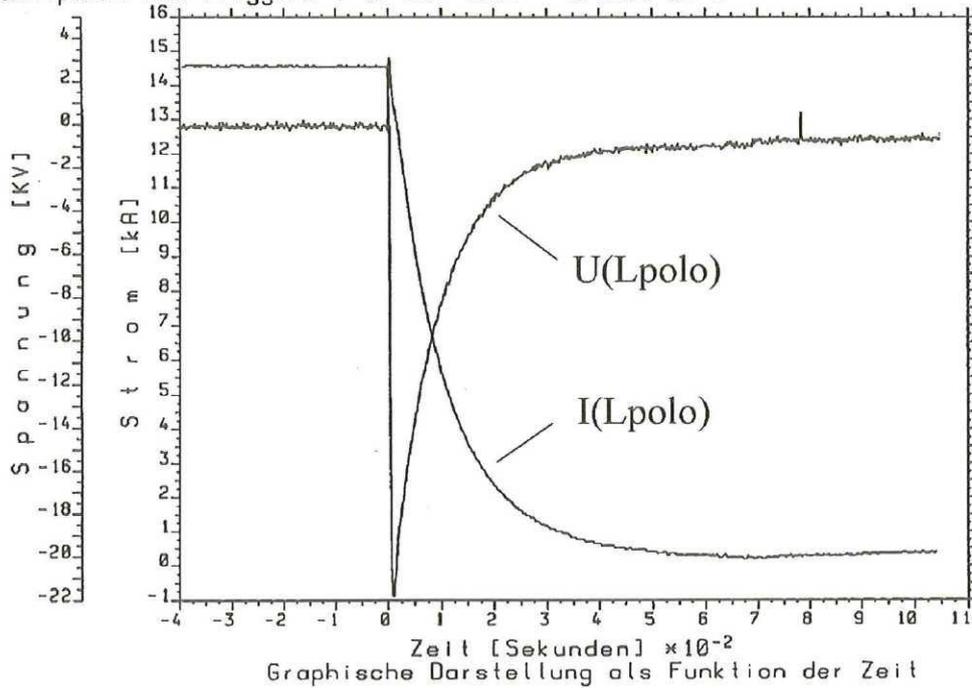


Abb. 46. Spulenstrom $I(Lpolo)$ und Spulenspannung $U(Lpolo)$ bei der Hochspannungsentladung der POLO-Spule mit Nennstrom und einer Zeitkonstanten τ von 11 ms

High Voltage Discharge, $di/dt = 1200 \text{ kAmpere/s}$
 Projekt : POLO Versuch : 1 Phase : 99 Trigger : 3 Schuss : 11
 Zeitpunkt des Triggers : 19-MAY-1994 17.26. 0. 8

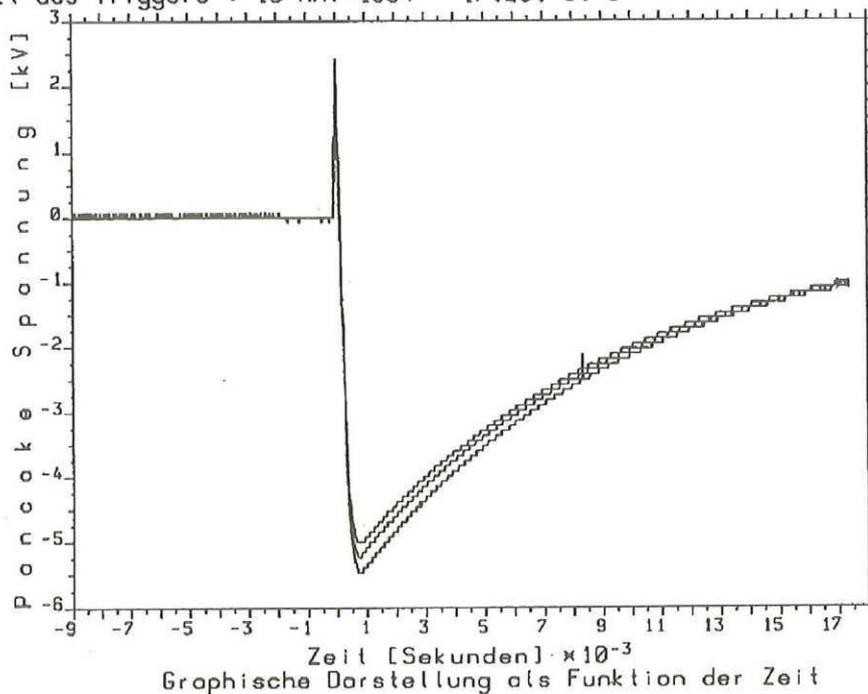


Abb. 47. Gemessener zeitlicher Verlauf der Spannungen an DP1 bis DP4 bei der in Abb. 46 dargestellten Entladung

Um die Ursache für diese transiente Spitze klären zu können, bietet sich eine numerische Analyse des Schaltvorgangs anhand eines für das POLO-Experiment entwickelten Simulationsmodells der POLO-Schaltanlage an. Das mit Hilfe eines Netzwerkprogramms [84] erstellte Simulationsmodell ist in Abb. 48 dargestellt.

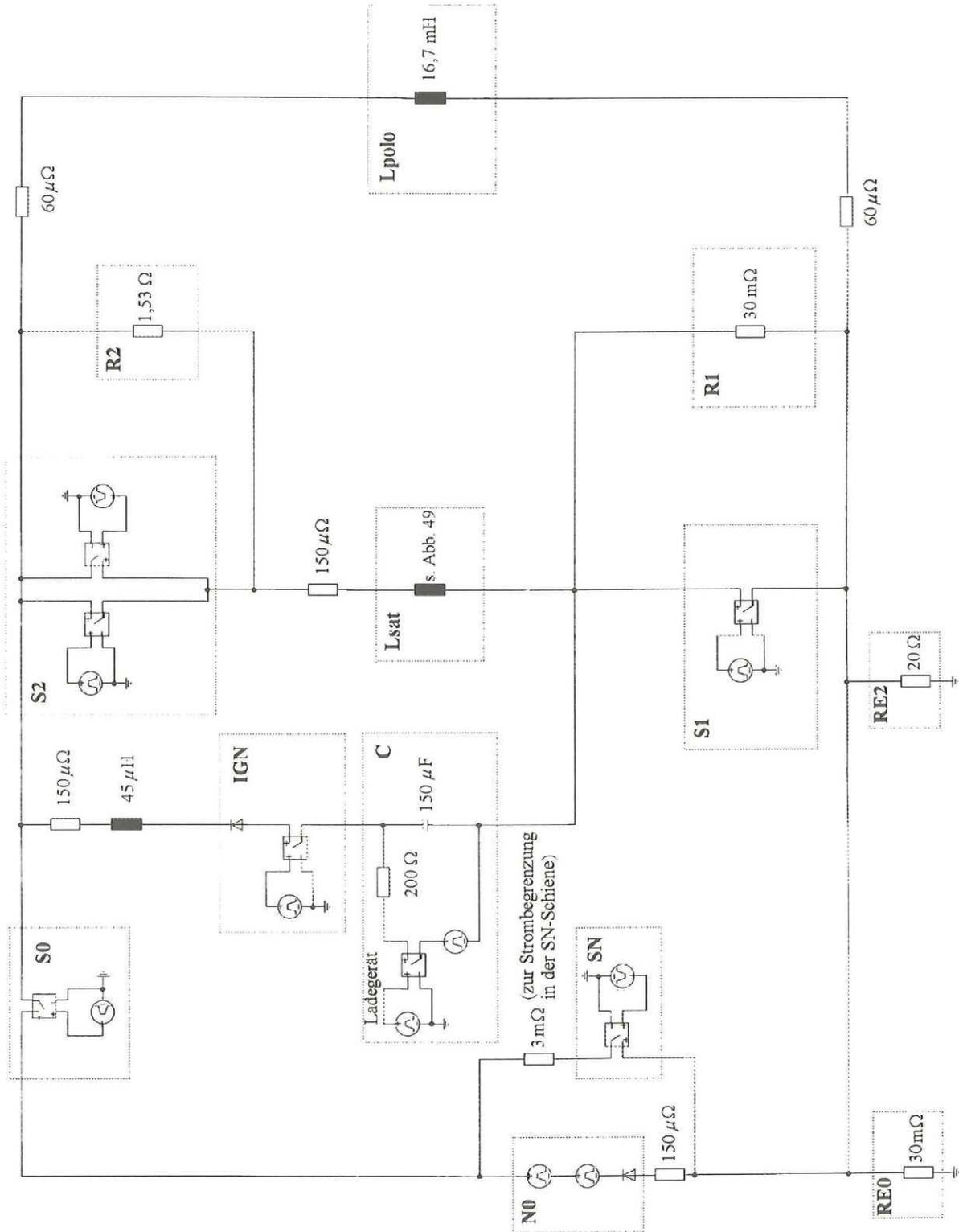


Abb. 48. Netzwerkmodell zur Simulation von Schaltvorgängen in der POLO-Schaltanlage

Neben den auch in Abb. 45 dargestellten Anlagenkomponenten, die beim Ablauf der Hochspannungsentladung eine Rolle spielen, enthält das Simulationsmodell ohmsche Widerstände zur Nachbildung der Verluste in den wassergekühlten Schienen und zwei zusätzliche Induktivitäten, die für den Kommutierungsvorgang relevant sind, aus Gründen der Übersichtlichkeit aber in Abb. 45 weggelassen wurden. Dabei handelt es sich um eine Luftdrossel der Induktivität $45 \mu\text{H}$ in Reihe zum Ignitron, die den maximalen Stromanstieg des Kondensatorstroms auf einen für die Ignitron-Schaltröhre erträglichen Wert begrenzt und die Sättigungsdrossel L_{sat} . Der Kern dieser Sättigungsdrossel ist aus 170 COROVAC und 26 TRAFOPERM Ringkernen aufgebaut, die bei hohen Strömen in die Sättigung gehen, so daß sich eine ausgeprägte Stromabhängigkeit der Induktivität ergibt. Aus der gemessenen Kennlinie der Stromabhängigkeit dieser Sättigungsdrossel folgt, daß sich diese näherungsweise mit Hilfe eines Polynoms 2. Grades annähern läßt. Diese durch das Polynom angenäherte Kennlinie läßt sich direkt in das Simulationsmodell integrieren und erlaubt eine Berücksichtigung der Nichtlinearität beim Kommutierungsvorgang [84]. Die Funktion der Drossel ist, die Steilheit des Stroms im Vakuumschalter S2 beim Stromnulldurchgang zu begrenzen, damit es nicht zum Wiederezünden des Lichtbogens kommen kann.

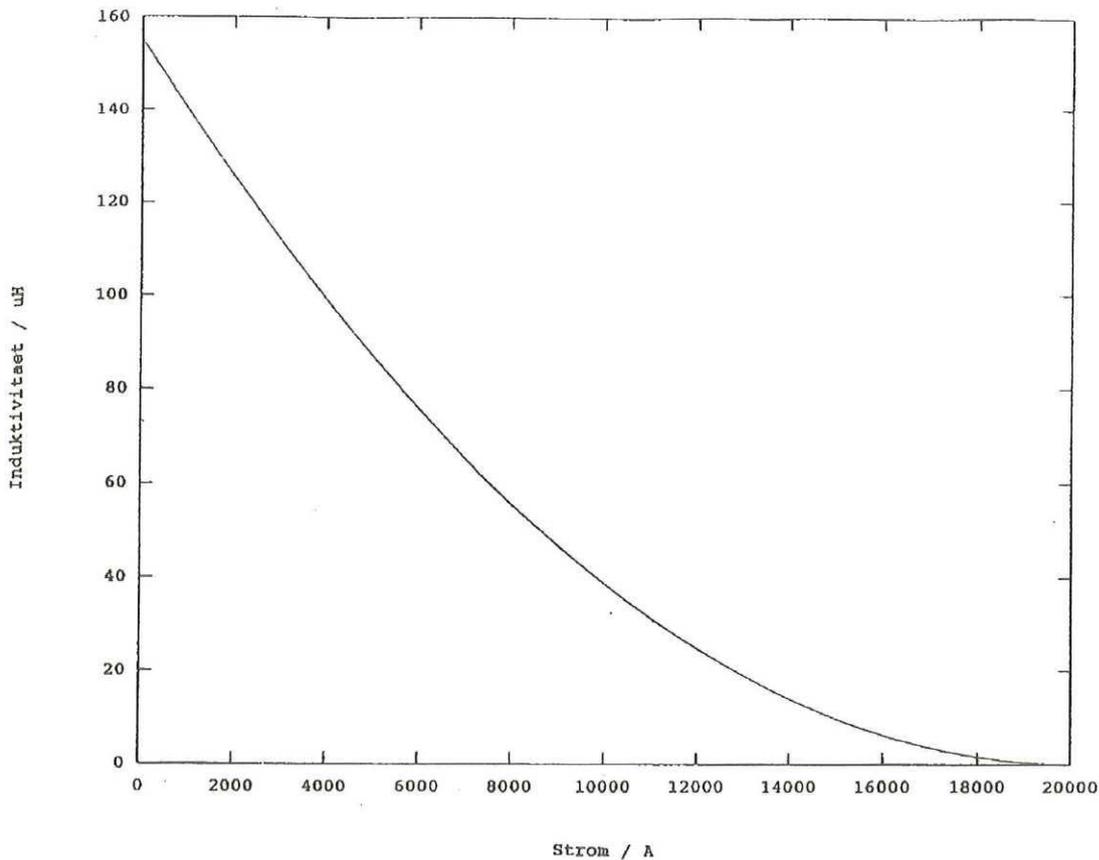


Abb. 49. Stromabhängigkeit der Sättigungsdrossel L_{sat}

Sämtliche Schalter wurden mit pulsformigen Spannungsquellen kombiniert, mit denen sich das gemessene Schaltverhalten genau nachbilden läßt. Simuliert man den Ablauf der Hochspannungsentladung mit diesem Modell, erhält man die in Abb. 50 dargestellten Verläufe von Spulenstrom und Spulenspannung. Die berechnete Spulenspannung entspricht der Spannung, die sich bei Addition der in Abb. 47 dargestellten Doppelscheiben-Spannungen ergeben würde. Im Simulationsergebnis ist außerdem zu erkennen, daß der Spulenstrom eine winzige transiente

Spitze vor dem Beginn der eigentlichen Entladung der Spule aufweist, die Aufschluß darüber gibt, wo der steile Spannungsanstieg von etwa + 8 kV zum Zeitpunkt $t = 10,23$ s (die Zeitskala der Simulation ist um 10,23 s von der Zeitskala der Messung verschoben, d.h. der Zeitpunkt $t = 10,23$ s der Simulation entspricht dem Zeitpunkt $t = 0$ der Messung) herrührt.

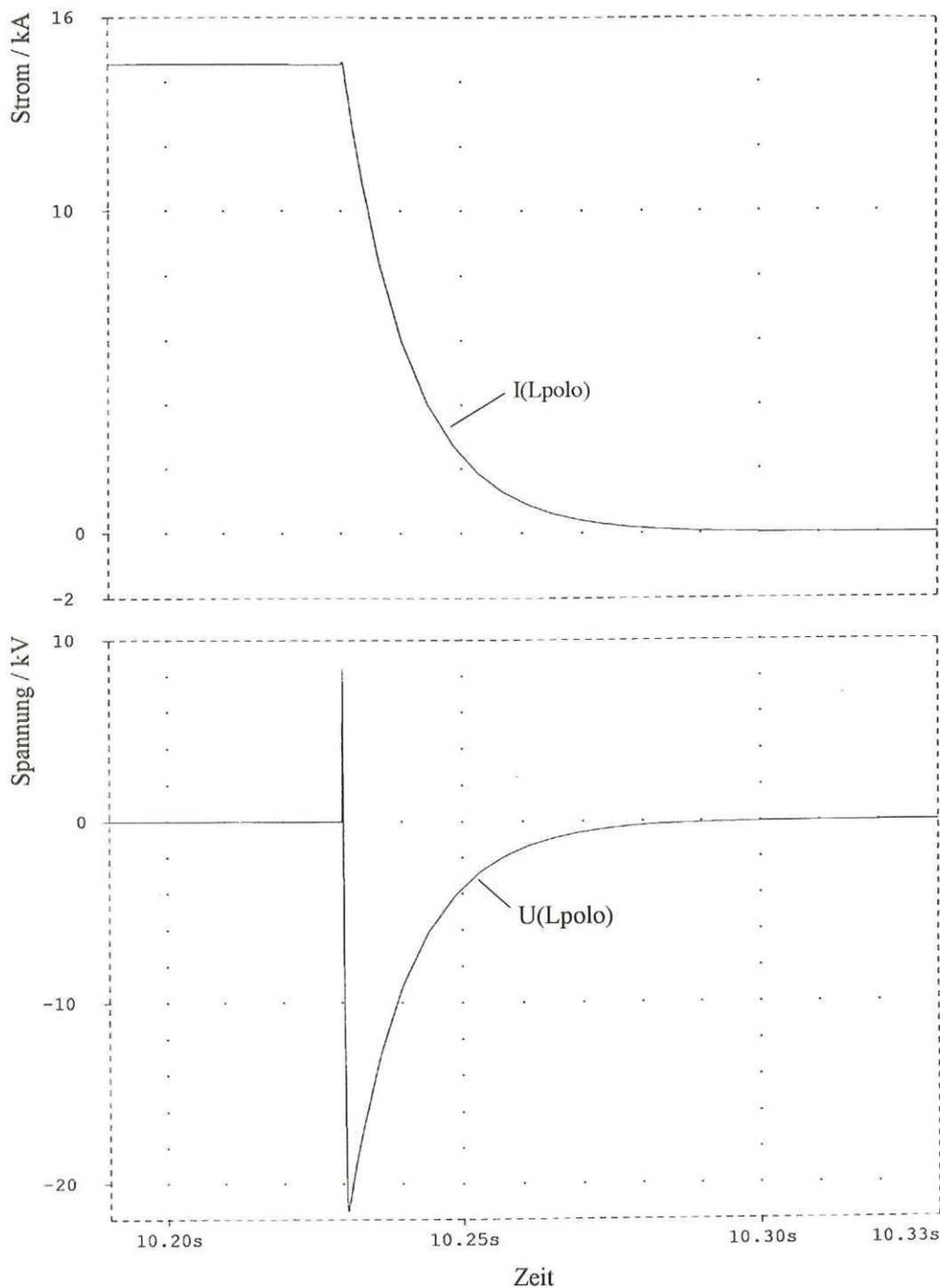


Abb. 50. Berechneter Verlauf von Spulenstrom und Spulenspannung bei der Hochspannungs-entladung der Spule (die berechnete Entladung entspricht Abb. 46 u. Abb. 47), der Zeitpunkt $t = 10,23$ s der Simulation entspricht dem Zeitpunkt $t = 0$ der Messung

In Abb. 51 ist das Simulationsergebnis bei gleichzeitiger Auflösung der numerisch berechneten Interpolationspunkte, auf denen die graphische Ausgabe basiert, vergrößert dargestellt. In ihr ist deutlich der auf der einfachen Beziehung

$$u = L \cdot \frac{di}{dt} \quad (51)$$

[L: Induktivität der POLO-Spule, $L = 16,7 \text{ mH}$]

basierende Zusammenhang zwischen Strom und Spannung zu erkennen. Nimmt man in Gleichung (51) den in Abb. 51 ablesbaren Stromanstieg von etwa $100 \text{ A} / 200 \mu\text{s}$ an, ergibt sich eine Spannung an der Spule von

$$U = 16,7 \text{ mH} \cdot \frac{100 \text{ A}}{200 \mu\text{s}} = 8,35 \text{ kV}.$$

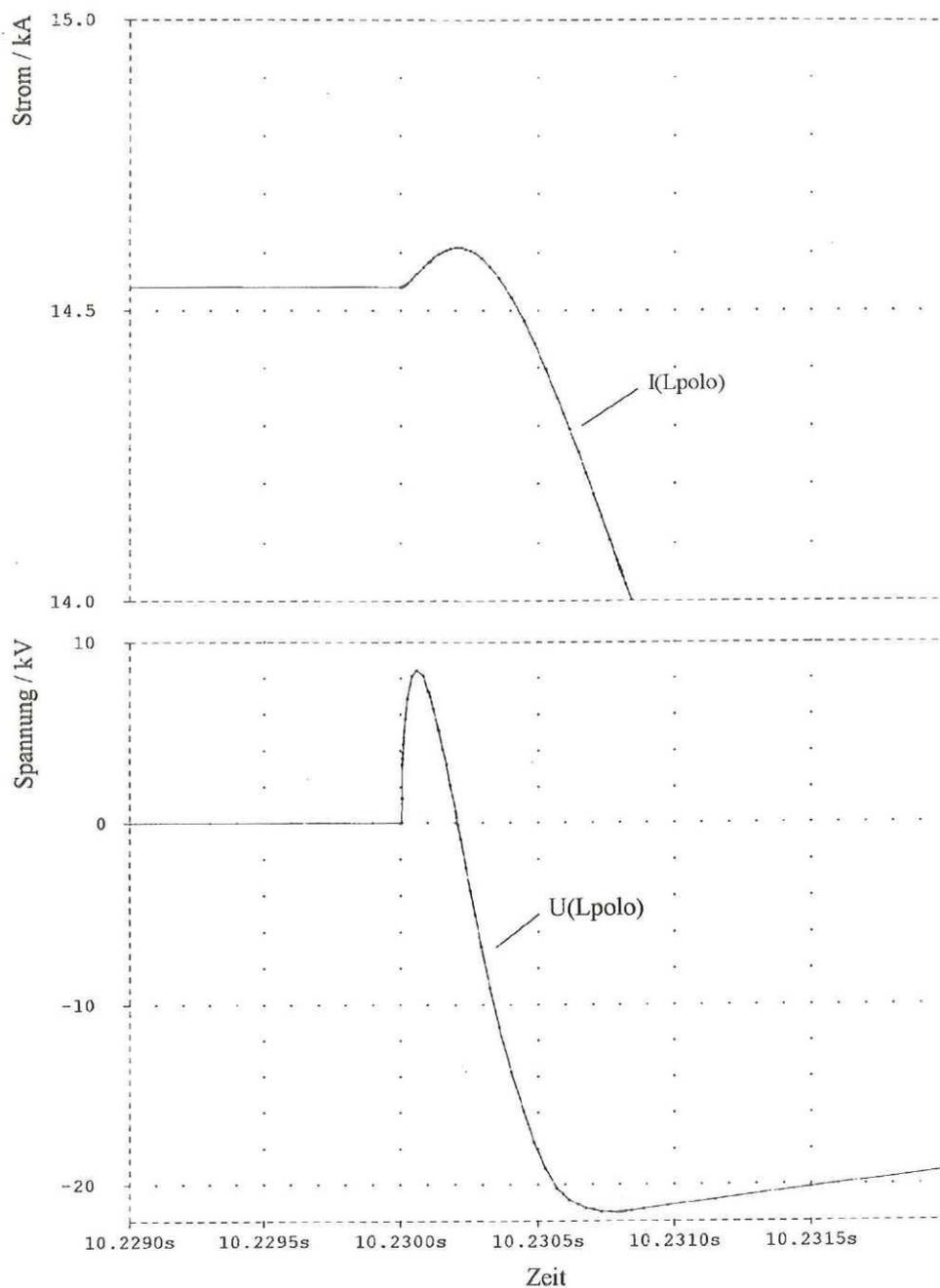


Abb. 51. Berechneter Verlauf von Spulenstrom und Spulenspannung bei der Hochspannungsentladung der POLO-Spule (Vergrößerung von Abb. 50)

Klarheit darüber, wo der kurzzeitige Anstieg des Spulenstroms unmittelbar vor der Entladung herrührt, kann man sich mittels des in Abb. 52 mit hoher zeitlicher Auflösung dargestellten Kommutierungsvorgangs verschaffen.

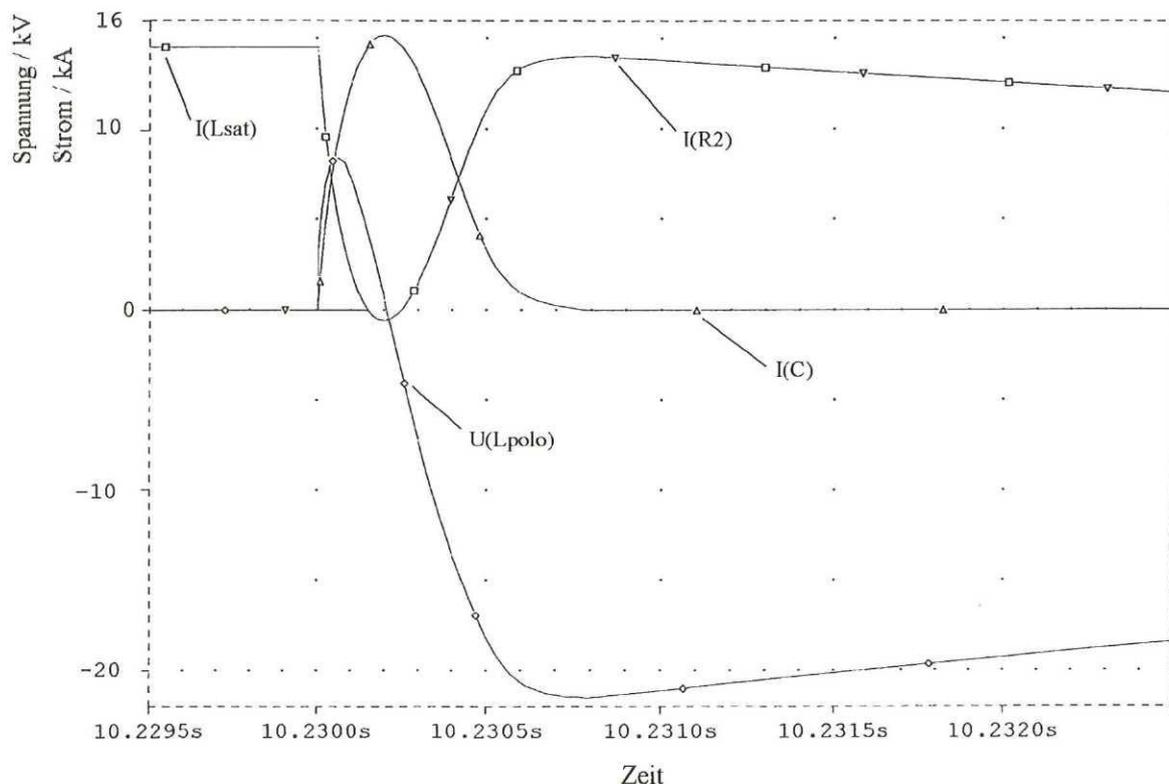


Abb. 52. Veranschaulichung des Kommutierungsvorgangs anhand des Stroms durch die Sättigungsdrossel $I(L_{\text{sat}})$, der Spulenspannung $U(L_{\text{polo}})$, des Stroms durch den Entladewiderstand $I(R_2)$ und des Kondensatorstroms $I(C)$

Wie zu erkennen ist, tritt die transiente Spannungsspitze auf, bevor der Widerstand R_2 Strom führt. Sie ist darauf zurückzuführen, daß beim Entladen der Kondensatorbatterie (das Zünden des Ignitrons erfolgt zum Zeitpunkt $t = 10,23$ s der Simulation) ein Teil des Entladestromes über den Zweig mit der POLO-Spule fließt. Die transienten Spannungsspitzen werden also durch den Vorgang der Zwangskommutierung, der ab einer bestimmten Schaltleistung zwingend erforderlich ist, verursacht. Theoretisch ist es zwar möglich, schnelle Spannungsanstiege an einer Induktivität durch eine parallele Kapazität zu vermindern. Anhand einer einfachen Überschlagsrechnung läßt sich aber zeigen, daß ein solcher Kondensator relativ groß sein müßte: Geht man von einer in $50 \mu\text{s}$ auf 8 kV ansteigenden Spannung aus, ergibt sich mit

$$i = C \cdot \frac{du}{dt}, \quad (52)$$

daß bei Verwendung eines parallelen Kondensators der Kapazität $C = 50 \text{ nF}$ lediglich

$$i = 50 \text{ nF} \cdot \frac{8 \text{ kV}}{50 \mu\text{s}} = 8 \text{ A}$$

weniger über den Zweig mit der POLO-Spule fließen würden. Damit ist klar, daß die Berück-

sichtigung der Streukapazitäten der supraleitenden Spule oder des Schienensystems praktisch keine reduzierende Wirkung auf diese transienten Spannungsspitzen haben. Die Verwendung von Kondensatoren größerer Kapazität parallel zur Spule ist nur dann zu empfehlen, wenn die Eigenfrequenzen der Spule (bzw. des Spulensystems) genau bekannt sind. Andernfalls besteht die Gefahr, daß bedingt durch äußere Resonanzen Spannungsüberhöhungen an den Klemmen der Spule auftreten (vgl. S. 81).

Verwendet man kleinere Entladewiderstände, dann macht sich die Wirkung des über die supraleitende Spule fließenden Entladestroms der Kondensatorbatterie stärker bemerkbar, was sich einfach mit dem größer gewordenen Verhältnis der von der Kondensatorbatterie abgegebenen zur von der Spule abgegebenen Entladeleistung erklären läßt.

Eine Entladespannung mit einem hierfür typischen Verlauf erhält man, wenn man die geplante Hochspannungsentladung der ITER TF-Modellspule (s. Kap. II.C.2) mit der POLO-Schaltanlage durchführt. Der Verlauf der dabei zu erwartenden Entladespannung ist in Abb. 53 dargestellt. Für die Berechnung wurde das in Abb. 48 dargestellte Simulationsmodell der POLO-Schaltanlage verwendet, in dem die POLO-Spule ($L_{\text{polo}} = 16,7 \text{ mH}$) durch die ITER TF-Modellspule ($L = 32 \text{ mH}$) und der Entladewiderstand $R_2 = 1,5 \Omega$ durch einen Entladewiderstand $R_2 = 333 \text{ m}\Omega$ ersetzt wurde. Bei Verwendung dieses Entladewiderstands würde man beim Entladen der mit 25 kA betriebenen Spule eigentlich mit einer Entladespannung von $8,3 \text{ kV}$ rechnen, was deutlich unter der Nennspannung der Spule von 10 kV läge. Die berechnete maximale Spannung an der Spule während der Zwangskommütierung beträgt hingegen $13,3 \text{ kV}$ und ist damit 60% höher als die eigentliche Entladespannung. Sie kommt durch die verglichen mit Abb. 50 höhere Entladeleistung der Kondensatorbatterie, die zur Erzeugung eines Gegenstroms von 25 kA auf ihre maximale Spannung von 25 kV geladen werden muß, zustande. Dies muß berücksichtigt werden, wenn die Nennspannung der Spule bei der Schnellentladung nicht überschritten werden soll. Zwar lassen sich die positiven Spitzen mit Hilfe von Überspannungsableitern abschneiden, der steile negative Spannungsanstieg bleibt aber erhalten.

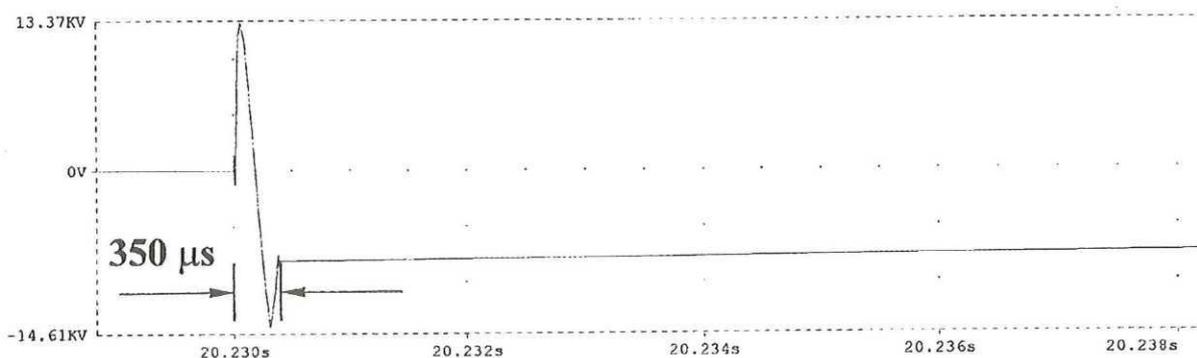


Abb. 53. Berechneter Verlauf der Spulenspannung bei der Schnellentladung der ITER TF-Modellspule mit der POLO-Schaltanlage ($I_0 = 25 \text{ kA}$, $\tau = 96 \text{ ms}$, Anstiegszeit der Spulenspannung $t_r \approx 35 \mu\text{s}$)

Die Schaltanlagen, die für die Schnellentladung der nächsten Generation von Fusionsexperimenten geeignet sind, sind noch Gegenstand internationaler Entwicklungsarbeit. Da beispielsweise beim ITER-Magnetsystem Entladespannungen von $10\text{-}20 \text{ kV}$ bei einem Nennstrom von 60 kA erforderlich sind [1], ist der Einsatz zwangskommutierter Schalter für die Schnellentladung dieser Magnete naheliegend [81]. Zur Erzeugung der für die Zwangskommütierung erforderlichen Gegenströme von 60 kA gibt es nach Gleichung (52) drei Möglichkeiten:

1. Verwendung von Kondensatorbatterien mit sehr großer Kapazität
2. Aufladen der Kondensatorbatterien auf Spannungen, die um ein Mehrfaches höher sind, als die Nennspannung der Spulen, wobei die Spulen für dementsprechende Überspannungen ausgelegt sein müßten
3. Erhöhen der Entladegeschwindigkeit der Kondensatorbatterie durch Minimierung der Schieneninduktivitäten im Entladekreis

Während gegen die erste Möglichkeit ein erhöhter Platzbedarf und Kostengründe sprechen, stellt die zweite Möglichkeit, neben dem ebenfalls erhöhten Platzbedarf zur Wahrung der Isolationsabstände, eine zusätzliche Gefahrenquelle für Überspannungen dar. In einem im Auftrag von ITER durchgeführten Entwicklungsprojekt wurden daher zwangskommutierte Schalter entwickelt, die sich durch eine sehr schnelle Kommutierung auszeichnen. Der Kommutierungsvorgang bei diesen Schaltern ist nach etwa 150 μs abgeschlossen [81]. Bei Verwendung dieses Schaltertyps sind ähnliche Verläufe der Entladespannung zu erwarten, wie am Beispiel der POLO-Schaltanlage berechnet wurde. Dadurch, daß die Kommutierung aber schneller abläuft, enthalten die von solchen Schaltern erzeugten Spannungen Teilschwingungen mit höherer Frequenz, als es beispielsweise bei der in Abb. 53 dargestellten Entladespannung der Fall ist.

Vor diesem Hintergrund ist die Klärung der Frage, wie sich große supraleitende Magnetspulen bei Beaufschlagung mit transienten Schalt-Stoßspannungen verhalten, naheliegend. In den folgenden Kapiteln wird daher ein für die Klärung dieser Frage geeignetes Berechnungsverfahren hergeleitet und untersucht, wie sich verschiedene Spulentypen bei Beaufschlagung mit typischen Schalt-Stoßspannungen verhalten.

C. Verfahren zur Berechnung des transienten elektrischen Verhaltens supraleitender Magnete

1. Elektrisch lange und elektrisch kurze Wicklungen

Bei langen Wicklungen oder bei besonders steilflankiger Anregung müssen Spulen als Systeme mit verteilten Parametern betrachtet werden. Aufgrund der Zeit- und Ortsabhängigkeit der Spannungen und Ströme im System lassen sich transiente Vorgänge dann nicht mehr mit gewöhnlichen, sondern nur noch mit partiellen Differentialgleichungen beschreiben. Die Berechnung solcher Vorgänge muß mit Hilfe der Wanderwellentheorie, der zweidimensionalen Laplace-Transformation oder der Finite Elemente Methode erfolgen [31].

Die Grenze, ab der die Untersuchung des transienten Verhaltens einer Wicklung mit gewöhnlichen Differentialgleichungen zu nicht mehr tolerierbaren Ungenauigkeiten führen kann, läßt sich in Anlehnung an die in der Nachrichtentechnik gebräuchliche Definition elektrisch langer Leitungen [85] ziehen. Demnach ist eine Wicklung der Länge L_0 als elektrisch lang zu betrachten, wenn zwischen ihr und der Wellenlänge λ der Stoßspannung,

$$\lambda = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_r} \cdot \nu} \quad , \quad (53)$$

mit $\mu_r = 1$ bei supraleitenden Magneten,
 c_0 : Lichtgeschwindigkeit in Vakuum,
 ϵ_r : rel. Dielektrizitätskonst., ν : Frequenz,

die Ungleichung

$$L_0 > \frac{\lambda}{4} \quad (54)$$

erfüllt ist.

Wie in Abb. 52 und 53 zu erkennen ist, haben die zu Beginn der Schnellentladung supraleitender Großmagnete auftretenden Schaltstoßspannungen einen sinusähnlichen Verlauf. Bei der Berücksichtigung der an dieser Anregung maßgeblich beteiligten Frequenzen und der Ermittlung frequenzabhängiger Spulenparameter kann man sich daher auf eine Frequenz beschränken, nämlich die der 1. Harmonischen dieser sinusähnlichen Funktion.

Geht man beispielsweise davon aus, daß die erste Harmonische der Schaltstoßspannung innerhalb von **6 µs** ihren Maximalwert erreicht (was den mit der POLO-Spule durchgeführten Stoßspannungstests entspricht [86]), läßt sich daraus eine Frequenz der 1. Harmonischen von **42 kHz** berechnen. Mit einer Dielektrizitätskonstante von $\epsilon_r = 4$, wie sie für die Wicklungsisolierung zwangsgekühlter Spulen typisch ist, ergibt sich eine Fortpflanzungsgeschwindigkeit c_e für elektromagnetische Wellen in der Wicklung von

$$\begin{aligned} c_e &= \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \\ &= 1,5 \cdot 10^8 \text{ m/s} \end{aligned} \quad (55)$$

und damit eine minimal zu berücksichtigende Wellenlänge von

$$\lambda = \frac{1,5 \cdot 10^8 \text{ m}}{4,2 \cdot 10^4 \text{ s} \cdot \text{Hz}} = 3571 \text{ m}$$

Nach Ungleichung (54) kann also das Einschwingverhalten einer mit einem solchen Spannungspuls beaufschlagten Wicklung mit gewöhnlichen Differentialgleichungen und damit mit Hilfe der Netzwerktheorie erfolgen, solange die Wicklung nicht länger als $L_0 \approx \mathbf{900 \text{ m}}$ ist.

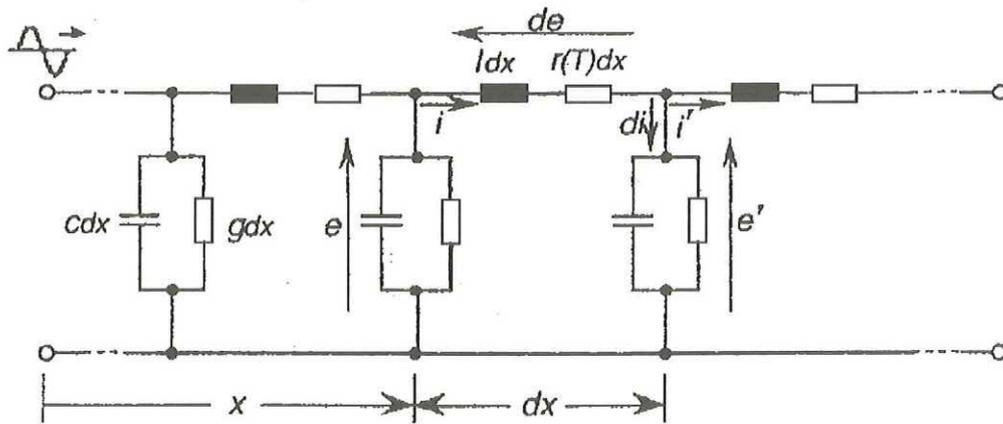
Geht man von einer Schalt-Stoßspannung mit dem in Abb. 53 dargestellten Verlauf aus (die 1. Harmonische dieser Anregung erreicht ihren Maximalwert nach etwa **50 µs**, was einer Frequenz von **5 kHz** entspricht), können die von ihr verursachten transienten Vorgänge in Wicklungen bis $L_0 = \mathbf{7500 \text{ m}}$ Länge mit Hilfe der Netzwerktheorie berechnet werden.

An transienten Spannungen, wie sie bei frei brennenden Lichtbögen im Magnetsystem auftreten können, sind Schwingungen mit einer Frequenz von einigen 100 kHz maßgeblich beteiligt [76]. Eine Untersuchung des transienten Verhaltens supraleitender Großmagnete beim Auftreten solcher Spannungen ist daher mit Hilfe der Netzwerktheorie nicht mehr durchführbar.

2. *Numerische Untersuchung des transienten Verhaltens elektrisch langer Wicklungen*

Eine Untersuchung des transienten Verhaltens einer elektrisch langen supraleitenden Wicklung wurde erstmals am Beispiel einer SMES-Spule mit 5000 Windungen durchgeführt [87]. Diese wurde mit einer Kleinsignal-Spannung der Frequenz 250 kHz angeregt. Spannungen dieser Frequenz waren zuvor über einem in flüssigem Helium brennenden Lichtbogen gemessen wor-

den [76]. Ziel dieser Untersuchung war es, die inneren Überspannungen zu analysieren, die von frei brennenden Lichtbögen außerhalb der Wicklung verursacht werden können. Dabei wurden an den Lagenabgriffen der supraleitenden Spule bis zu 100 % Überspannung gemessen. Zur numerischen Untersuchung der gemessenen Wanderwellenvorgänge wurde folgendes Leitungsmodell der elektrisch langen supraleitenden Wicklung vorgeschlagen:



- l Induktivitätsbelag des Leiters
 c : Kapazitätsbelag des Leiters gegen Erde
 g : Ableitwert (pro Längeneinheit) gegen Erde
 $r(T)$: Widerstandsbelag des Leiters in Abhängigkeit von der Leitertemperatur

Abb. 54. Ersatzschaltbild für die Wellenausbreitung in elektrisch langen supraleitenden Wicklungen [87]

Mit diesem Ersatzschaltbild lassen sich folgende Leitungsgleichungen für die Spannung e und den Strom i entlang der Wicklung herleiten:

$$\frac{\delta^2 e}{\delta x^2} = lc \frac{\delta^2 e}{\delta t^2} + (lg + r(T)c) \frac{\delta e}{\delta t} + r(T)g e \quad (56)$$

$$\frac{\delta^2 i}{\delta x^2} = lc \frac{\delta^2 i}{\delta t^2} + (lg + r(T)c) \frac{\delta i}{\delta t} + r(T)g i \quad (57)$$

Diese Gleichungen unterscheiden sich lediglich durch eine Temperaturabhängigkeit des Widerstandsbelags $r(T)$ von den konventionellen Leitungsgleichungen der Elektrotechnik [88]. Durch diese Temperaturabhängigkeit läßt sich der physikalische Effekt der Supraleitung in die Leitungsgleichungen einbringen. Geht man von einem vernachlässigbaren Ableitwert gegen Erde aus, lassen sich aus den partiellen Differentialgleichungen folgende Formeln für die Dämpfungskonstante α und die Phasenkonstante β der Spannungen und Ströme entlang des Leiters in der Wicklung herleiten [87]:

$$\alpha = \sqrt{\omega c (r(T)^2 + \omega^2 l^2)}^{1/4} \cos \left(\frac{1}{2} \left(\tan^{-1} \left(-\frac{r(T)}{\omega l} \right) + \pi \right) \right) \quad (58)$$

$$\beta = \sqrt{\omega c (r(T)^2 + \omega^2 l^2)}^{1/4} \sin \left(\frac{1}{2} \left(\tan^{-1} \left(-\frac{r(T)}{\omega l} \right) + \pi \right) \right) \quad (59)$$

Da der Widerstandsbelag $r(T)$ und der Induktivitätsbelag l des Leiters in der Wicklung meßtechnisch bestimmt werden kann und eine direkte Messung des Kapazitätsbelags c Schwierigkeiten macht, wird dieser in [87] durch Messung der Dämpfungskonstante α mit Hilfe von Gleichung (58) hergeleitet. Damit lassen sich alle Leitungsparameter elektrisch langer Wicklungen durch Messung bestimmen.

Die numerische Untersuchung transienter Vorgänge in elektrisch langen Wicklung ist daher durch Lösung der Leitungsgleichungen (56) und (57) prinzipiell möglich und wurde bei einer elektrisch langen SMES Wicklung in Japan [87] angewandt. Zur Bestimmung des transienten Verhaltens supraleitender Magnete bei Beaufschlagung mit Schaltstoßspannungen wurde aber aus folgenden Gründen ein anderes Berechnungsverfahren erarbeitet:

- Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, können für die hier durchgeführten Untersuchungen die Wicklungen als elektrisch kurz betrachtet werden
- Die meßtechnische Bestimmung der Leitungsparameter ist sehr ungenau. Aufgrund des Skin- und Proximity-Effekts [32] sind der Induktivitätsbelag und der Widerstandsbelag frequenzabhängig. Damit die in [87] bei Frequenzen bis 100 kHz gemessenen Impedanzen in einen ohmschen und einen induktiven Anteil aufgespaltet werden können, muß aber die Frequenzabhängigkeit des Induktivitätsbelags vernachlässigt werden. Hinzu kommt, daß sich der Kapazitätsbelag nicht direkt messen läßt, sondern vom gemessenen Widerstands- und Induktivitätsbelag abhängt.
- Die meßtechnische Bestimmung der Leitungsparameter ist schwierig, da sie bei kryogenen Temperaturen (bei etwa 4 K) erfolgen muß. Aus Gründen die in den folgenden Kapiteln näher erläutert werden, darf bei der supraleitenden Wicklung nicht einfach von einer Dämpfungskonstante $\alpha = 0$ ausgegangen werden, was die Bestimmung der Leitungsparameter nach Gleichung (58) erleichtern würde.
- Dadurch, daß die Bestimmung der Leitungsparameter meßtechnisch erfolgt, kann dieses Verfahren nicht zur Vorhersage des transienten Verhaltens eines supraleitenden Magneten, der sich noch im Entwicklungsstadium befindet, verwendet werden.
- Die Gegeninduktivitäten, von denen die Gesamtinduktivität einer Wicklung hauptsächlich bestimmt wird, finden in dem vorgestellten Leitungsmodell keine Berücksichtigung. Damit ist ein solches Modell nur zur Bestimmung der kapazitiven Potentialverteilung, die sich zu Beginn in der Wicklung einstellt, geeignet. Mit zunehmender Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen nimmt die Ungenauigkeit des Modells zu.

Auch zur Berechnung des transienten Verhaltens von Spulen mit elektrisch langen Wicklungen sind daher numerische Verfahren, wie z.B. der Erstellung eines detaillierten Leitungsmodells [89] oder der Finite Elemente Methode [90], besser geeignet. Durch Verwendung von Methoden zur Herleitung der Charakteristika supraleitender Wicklungen, wie sie in den folgenden Kapiteln anhand von elektrisch kurzen Wicklungen vorgestellt werden, erscheint die Entwicklung geeigneter Verfahren mit vertretbarem Aufwand machbar.

3. *Numerische Untersuchung des transienten Verhaltens elektrisch kurzer Wicklungen*

Da das Auftreten eines elektrischen Lichtbogens unvermeidliche Zerstörungen nach sich zieht und zu den schwersten Störfällen im supraleitenden Magnetsystem überhaupt gehört, wurden zahlreiche Sicherheitsanalysen zur Vermeidung dieses Falles durchgeführt [73, 74, 75]. Die Ergebnisse dieser Analysen finden bei der Auslegung großer Magnetsysteme Berücksichtigung, so daß das Auftreten frei brennender Lichtbögen in der Nachbarschaft supraleitender Großmagnete praktisch ausgeschlossen werden kann. Damit ist eine Untersuchung der Wirkung hochfrequenter transientser Spannungen ($f > 100$ kHz) nur von geringem Interesse für supraleitende Großmagnete.

Wie in Kapitel IV.B erläutert wurde, muß in supraleitenden Magnetsystemen der nächsten Generation aber mit Schalt-Stoßspannungen gerechnet werden. Ausgehend vom typischen Verlauf solcher Spannungen kann, entsprechend Kapitel IV.C.1, deren Wirkung in supraleitenden Wicklungen bis etwa 7500 m Länge mit Hilfe der Netzwerktheorie berechnet werden. Geeignete Netzwerkmodelle können daher selbst bei relativ langen Wicklungen, wie z.B der ITER TF-Spule, verwendet werden, um das transiente Verhalten der Spule bei praxisrelevanten elektrischen Beanspruchungen vorherzubestimmen.

Zur Untersuchung der Resonanzanregung und -beanspruchung, sowie der Bestimmung der transienten Spannungsverteilung und Überspannungen im Inneren supraleitender Spulen, ist es erforderlich, ein Netzwerkmodell über deren inneren Aufbau aufzustellen, das in einem weiten Frequenzbereich gültig ist. Aus der Forderung nach Gültigkeit des Modells bei hohen Frequenzen resultiert die Notwendigkeit detaillierte Modelle zu entwickeln.

Die im Inneren einer Wicklung bei Einlaufen einer Spannungswelle auftretenden Ausgleichs- und Resonanzvorgänge sind bedingt durch die komplexe Geometrie, die unterschiedlichen Materialien und die höherfrequenten Anteile der anregenden Spannung als von Nichtlinearitäten geprägtes Feldproblem aufzufassen. Zur Lösung dieses Problems wird den innerhalb der Wicklung bestehenden schnell veränderlichen elektrischen und magnetischen Feldern ein Ersatznetzwerk aus konzentrierten Elementen zugeordnet. Bei der Aufstellung des detaillierten Wicklungsmodells wird die Wicklung in Teilabschnitte zerlegt, deren physikalisches Verhalten durch eine geeignete Verschaltung von Quer- und Streukapazitäten, Selbst- und Gegeninduktivitäten sowie Widerständen beschreibbar ist [91]. Unbedingt zu berücksichtigen ist bei dieser Art von Modell, daß die elektrischen und magnetischen Größen getrennt berechnet und in Form von Ersatzelementen dargestellt werden. Die Kopplung erfolgt erst mit der Verschaltung dieser Elemente. In Wirklichkeit sind die Größen aber im gesamten Feldraum verteilt und ursächlich miteinander verknüpft. Letztlich können durch das Netzwerk nur physikalische Vorgänge erfaßt werden, die direkt durch Spannungen und Ströme hervorgerufen werden und Feldgrößen als Ursache haben. Die Anwendung dieser Art von Modellbildung auf supraleitende Wicklungen wird dadurch ermöglicht, daß Wanderwellenvorgänge bei den hier untersuchten Arten transientser Erregung keine Rolle spielen und die supraleitenden Filamente bei nicht vollständig transponierten Leitern keinen Einfluß auf die Dämpfung der mit Stoßspannungen einhergehenden Ausgleichsvorgänge haben. Hierauf wird in Kapitel IV.D.1-IV.D.4 gesondert eingegangen.

Auch wenn die supraleitenden Filamente, die beispielsweise in den Drähten des POLO-Leiters nur 11 % der elektrisch leitfähigen Fläche ausmachen (s. Abb. 20), nicht berücksichtigt werden müssen und die Bestimmung der Dämpfungsparameter supraleitender Kabel daher mit Hilfe der Maxwellgleichungen erfolgen kann, wird die Berechnung der Dämpfungsparameter durch den komplexen Verbundleitersaufbau erschwert. Da die Dämpfung Einfluß auf die Amplitude

innerer Überspannungen hat und bei Messungen an einer supraleitenden SMES-Spule beobachtet wurde, daß Wanderwellenvorgänge bei Heliumtemperatur schwächer gedämpft werden als bei Raumtemperatur (was auch in diesem Fall aufgrund der Größenordnung der Dämpfungspareparameter nicht mit dem Effekt der Supraleitung erklärt werden kann, s. Kapitel IV.D.2), bildet die numerische Analyse der für die Dämpfung verantwortlichen Vorgänge die wichtigste Voraussetzung für die Simulation transienter Vorgänge in supraleitenden Magneten.

Die Klärung dieser Vorgänge erfordert eine Untersuchung der durch den Skin-Effekt im Leiter verursachten Wirbelstromverluste bei Raum- und Heliumtemperatur. Diese Verluste sind zusammen mit den Verlusten, die durch das magnetische Wechselfeld des Leiterstroms in benachbarten Leitern verursacht werden (Proximity-Effekt), für die Dämpfung der elektromagnetischen Ausgleichsvorgänge in der Wicklung maßgebend.

In einem Wirbelstromfeld sind elektrische und magnetische Feldstärke durch das Durchflutungsgesetz (60) und Induktionsgesetz (61, bzw. (1)) miteinander verknüpft:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j} \quad (60)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (61)$$

Bei langen kreiszylindrischen Leitern aus homogenem Material ist die elektrische und magnetische Feldstärke nur vom Abstand r zur Leiterachse abhängig. Dabei hat das elektrische Feld und damit die Leitungsstromdichte nur eine axiale Komponente E_z bzw j und das Magnetfeld nur eine tangentielle Komponente H_φ . Somit vereinfachen sich in Zylinderkoordinaten die Maxwellgleichungen (60) und (61) unter Zuhilfenahme der Materialgleichungen zu [92]:

$$\frac{\partial H_\varphi(r, t)}{\partial r} + \frac{1}{r} H_\varphi(r, t) = j = \sigma E_z(r, t) \quad (62)$$

$$\frac{\partial E_z(r, t)}{\partial r} = \mu \frac{\partial H_\varphi(r, t)}{\partial t} \quad (63)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (63) in (62) erhält man:

$$\frac{\partial^2 E_z(r, t)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z(r, t)}{\partial r} = \sigma \mu \frac{\partial E_z(r, t)}{\partial t} \quad (64)$$

Für sinusförmige zeitliche Änderungen des elektrischen und magnetischen Feldes ergibt sich:

$$\frac{\partial^2 E_z(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z(r)}{\partial r} + k^2 E_z(r) = 0 \quad (65)$$

Dabei ist $k^2 = -j\omega\sigma\mu$ und $E_z(r)$ der Effektivwert der elektrischen Feldstärke in axialer Richtung. Differentialgleichung (65) läßt sich mit Hilfe der Besselschen Funktion erster Art lösen [93]. Als Ergebnis erhält man, daß die Stromdichte im Leiter für hohe Frequenzen proportional zur Wurzel aus Frequenz, Leitfähigkeit und Permeabilität sinkt.

Zur Erhöhung der Stabilität sind die supraleitenden Filamente in Kupfer-Matrizen mit hohem Restwiderstandsverhältnis eingebettet [1]. Die Kupfer-Matrizen besitzen bei Temperaturen von 4 K typischerweise eine um zwei Größenordnungen bessere elektrische Leitfähigkeit als bei Raumtemperatur. Bei homogenen kreiszylindrischen Kupferleitern mit hohem Restwiderstandsverhältnis würde sich daher bei Temperaturen von 4 K der Skin-Effekt mit steigender Frequenz wesentlich stärker bemerkbar machen als bei Raumtemperatur und sich somit eine stark von der Leitertemperatur abhängige Frequenzabhängigkeit des ohmschen Widerstands ergeben.

Bei inhomogenen oder nicht kreiszylindrischen Leitern besitzt das Magnetfeld neben der tangentialen auch eine radiale Komponente, so daß Gleichung (62) nicht mehr gilt und sich keine analytische Lösung zur Berechnung des Skin-Effekts im Leiter finden läßt. Bei Supraleiterkabeln ist man daher auf numerische Verfahren zur Berechnung des Skin-Effekts angewiesen. Wegen des komplexen Verbundleiteraufbaus dieser Leiter muß die Bestimmung der frequenzabhängigen Dämpfungsparameter anhand von vereinfachten Modellen durchgeführt werden, bei denen man aufgrund einer vergleichbaren Leitergeometrie davon ausgehen kann, daß sich deren berechnetes Verhalten auf den Originalleiter übertragen läßt. In Kapitel IV.D.3 wird eine solche Untersuchung mit Hilfe der Finite Elemente Methode durchgeführt, die für den POLO-Leiter gültige temperatur- und frequenzabhängige Dämpfungsparameter liefert. Die anhand der POLO-Spule durchgeführten Untersuchungen erlauben eine Abschätzung der Dämpfungsparameter anderer, nicht voll transponierter (s. Kapitel IV.D.2) Leitertypen und bilden die Grundlage für die Berechnung der in den nachfolgenden Kapiteln untersuchten Spulen.

Weitere Schwierigkeiten bei der Nachbildung supraleitender Wicklungen ergeben sich daraus, daß supraleitende Magnetspulen keinen Eisenkern besitzen und die einzelnen Wicklungen dadurch sehr unterschiedlich magnetisch gekoppelt sein können. Da die Gesamtinduktivität der Wicklung hauptsächlich von den Gegeninduktivitäten bestimmt wird und diese, im Gegensatz zu Spulen mit Eisenkern, stark schwanken können, müssen sämtliche magnetische Kopplungen in der Wicklung bekannt sein, bevor ein gültiges Simulationsmodell erstellt werden kann. Daraus ergibt sich ein hoher numerischer Aufwand. Beispielsweise müssen bei einem aus 56 Selbstinduktivitäten bestehenden Modell 1512 Gegeninduktivitäten bestimmt werden. Wegen der nicht immer einfachen Wicklungsgeometrien (rechteckige Querschnitte, Relevanz der Feldstärken im Nahbereich) müssen einige dieser Gegeninduktivitäten mit EFFI nach Gleichung (21) berechnet werden. Aufgrund der Symmetrien in der Induktivitätsmatrix nicht verschachtelt aufgebauter Wicklungen können die meisten magnetischen Kopplungsfaktoren nach einer numerischen Berechnung bestimmter Gegeninduktivitäten direkt angegeben bzw. mittels linearer Interpolation generiert werden. Dies wird in Kapitel IV.F.2 am Beispiel einer Spule mit 992 Windungen demonstriert. Da alle Ströme im Modell magnetisch gekoppelt sind und bei den Lösungsverfahren elektrischer Netzwerkprogramme nicht davon ausgegangen wird, daß die Impedanzmatrix des Netzwerks voll besetzt ist, können während der numerischen Berechnung Konvergenzprobleme auftreten, die eine Lösung der gekoppelten Differentialgleichungen im Zeitbereich unmöglich machen. Keines der im Kapitel IV.D-IV.F vorgestellten Probleme konnte vom verwendeten Simulationsprogramm [84] im Zeitbereich gelöst werden. Die Berechnungen mußten daher im Frequenzbereich durchgeführt werden.

Bei einer Lösung im Frequenzbereich [32] wird an den entsprechenden Knoten des Ersatznetzwerkes die komplexe Übertragungsfunktion berechnet. Die Übertragungsfunktion liefert den Frequenzgang des Netzwerks, in dem die Resonanzfrequenzen erkennbar sind. Die Multiplikation der Übertragungsfunktion mit der Fouriertransformierten der Eingangsfunktion und Rücktransformation dieses Ergebnisses liefert die Spannungsverläufe im Zeitbereich. Die Lösung im Frequenzbereich ist in Abb. 55 veranschaulicht und war mit Hilfe des verwendeten

Simulationsprogramms mit vertretbarem Berechnungsaufwand durchführbar, da es eine numerische Berechnung von Übertragungsfunktionen im Netzwerkmodell ermöglicht.

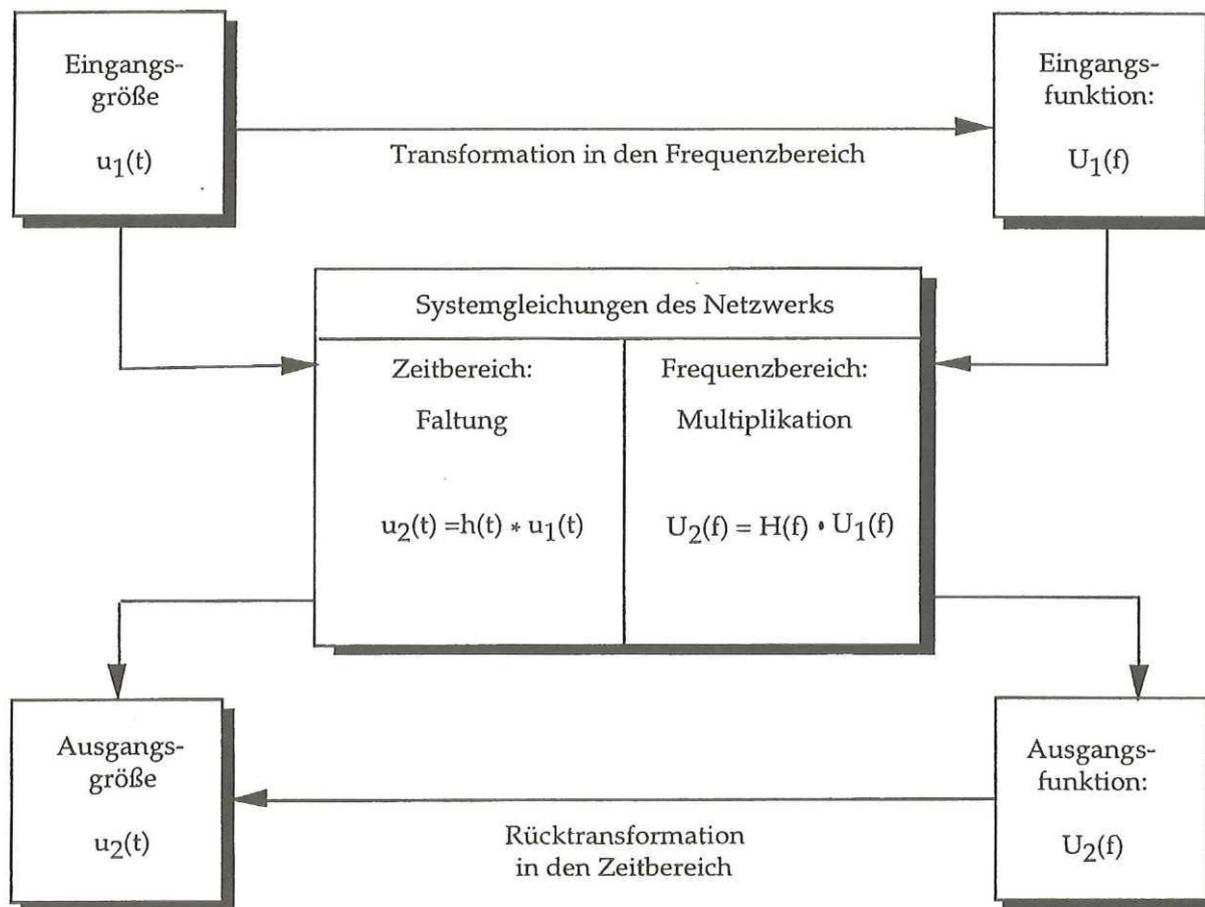


Abb. 55. Lösung einer linearen Differentialgleichung mit konstanten Koeffizienten im Zeit- und Frequenzbereich

Aufgrund der hohen Lorentzkräfte und der sich daraus ergebenden mechanischen Anforderungen kann die Wicklung supraleitender Spulen nicht verschachtelt aufgebaut werden. Dadurch ergibt sich eine einfache Geometrie der Wicklung in Form von unverschachtelten Scheiben- oder Lagenwicklungen, deren Modellierung unter Berücksichtigung aller vorher aufgeführten Kriterien wie bei entsprechend aufgebauten Transformatorwicklungen [32] durchgeführt werden kann. In den folgenden Kapiteln wird daher schwerpunktmäßig auf die Herleitung der Spulenparameter zur Erstellung der Netzwerkmodelle eingegangen, die aufgrund des besonderen Aufbaus supraleitender Kabel und Wicklungen eine spezielle, an die jeweiligen Verhältnisse angepasste Betrachtung erfordert. Einen weiteren Schwerpunkt bildet die Untersuchung der Ursachen und Eigenschaften transienter Überspannungen bei verschiedenen Typen von supraleitenden Magneten anhand detaillierter Netzwerkmodelle.

Aufgrund des zunächst unklaren Einflusses der Supraleitung und der in diesem Kapitel erläuterten Schwierigkeiten bei der Modellbildung kann die Herleitung eines zur Berechnung des transienten Verhaltens supraleitender Magnete geeigneten Verfahrens nicht ohne die Kopplung an Meßergebnisse erfolgen. Solche Untersuchungen konnten im Rahmen der mit der POLO-Spule durchgeführten Hochspannungstests, bei denen erstmals ein supraleitender Magnet mit

Stoßspannungen bis 23 kV beaufschlagt wurde, durchgeführt werden. Die wichtigsten Ergebnisse dieser praktischen Untersuchungen und sich daraus für die Modellbildung ergebende Konsequenzen bilden den Inhalt der nachfolgenden Kapitel IV.D.1-IV.D.3.

D. Transientes Verhalten einer Poloidalfeld-Modellspule

1. Gemessenes Verhalten beim Stoßspannungstest der POLO-Spule

In der elektrischen Energietechnik werden Stoßspannungsprüfungen nach DIN 57111 / VDE 0111 eingesetzt, um die dielektrische Festigkeit von Isolationen, im besonderen von Windungsisolationen, gegenüber Blitzüberspannungen und steilen Schaltüberspannungen, wie sie z.B. durch Rückzündungen in Schaltgeräten entstehen, zu überprüfen.

Das Vorhaben, mit der POLO-Spule Stoßspannungstests durchzuführen, ist auf andere Beweggründe zurückzuführen. Die Stoßspannungsprüfung supraleitender Magnete ist nämlich die einzige Möglichkeit, bei Raumtemperatur einen möglichst linearen Spannungsabfall über der Wicklung zu erzeugen und damit die Windungsisolation des Magneten zu prüfen [23]. Zur Erzeugung der Stoßspannung kann die POLO-Schaltanlage (s. Abb. 45) so umgerüstet werden, daß sich die Kondensator-Bank C ($C = 150 \mu\text{F}$, $U_N = 25 \text{ kV}$) direkt in die Spule L_{POLO} entladen läßt. Unter Verwendung eines Widerstands $R_2 = 12,3 \Omega$ in Serie zur Kondensatorbatterie (zur aperiodischen Dämpfung des aus C und L_{POLO} bestehenden Schwingkreises) erhält man den in Abb. 56 dargestellten Verlauf der Spulenspannung, wenn man die auf 17 kV aufgeladene Kondensatorbank in die Spule entlädt.

Die Spulenspannung steigt dabei in etwa $4 \mu\text{s}$ auf ihren Maximalwert von 24,3 kV an. Der schwingende Verlauf des aus POLO-Spule und Kondensatorbatterie bestehenden und durch R_2 gedämpften Parallelschwingkreises wird nach 6,5 ms aufgrund der Sperrcharakteristik der Ignitrons für negative Ströme abgebrochen. Die zu Beginn erkennbare transiente Spitze wird durch eine Oszillation der Spulenspannung mit etwa 60 kHz um den Wert 17 kV verursacht, wie sich anhand der im Anhang A 3 und A 4 abgebildeten Kurven mit höherer Auflösung erkennen läßt. Dieselbe Oszillation tritt auch beim Stoßstrom auf, der in Abb. 57 dargestellt ist.

Aufgrund der Magnetfeldänderungen, die von dieser Oszillation hervorgerufen wird, ist bei dem rechts oben eingeblendeten Ergebnis der Strommessung nur eine transiente Störung während der ersten $100 \mu\text{s}$ erkennbar. Da der Verlauf des Stromes in der Wicklung für die nachfolgenden Untersuchungen relevant ist, wird er hier anhand einer Simulationsrechnung nachgebildet (deren Gültigkeit in Kapitel IV.D.4 nachgewiesen wird).

Die erste Stromspitze in Abb. 57 ist rein kapazitiver Natur und wird hauptsächlich von über die Erdkapazität der Spule abfließenden transienten Strömen verursacht. Während der kapazitiven Anfangsstromspitze traten am Außenanstrich der Wicklung, der mit $300 \Omega/\text{square}$ (diese Einheit entspricht dem Flächenwiderstand einer quadratischen Fläche) zur Begrenzung von Wirbelströmen nur schlecht leitfähig ist, transiente Spannungen auf, die kurzzeitig Werte von mehreren Kilovolt annahmen. Diese konnten nur durch eine sternförmige Erdung des Außenanstrichs wirksam reduziert werden [94].

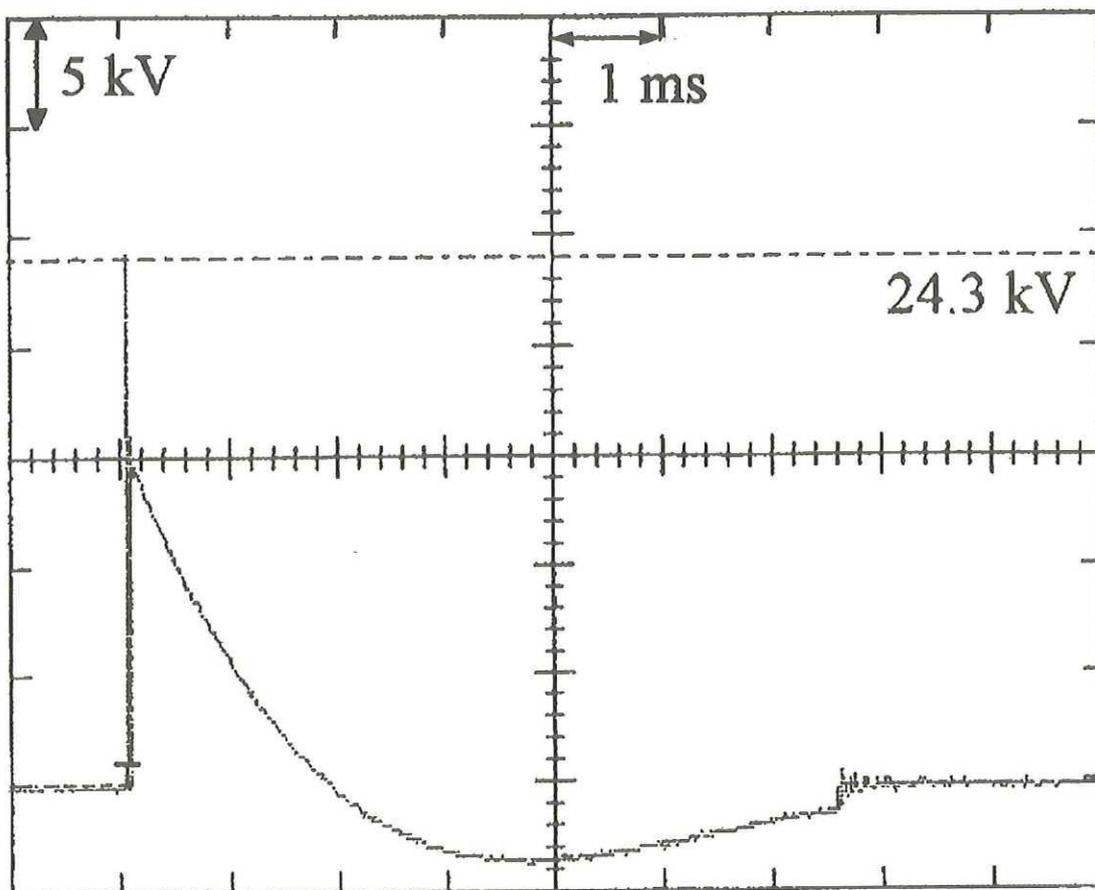


Abb. 56. Gemessene Spulenspannung beim Stoßspannungstest der POLO-Spule

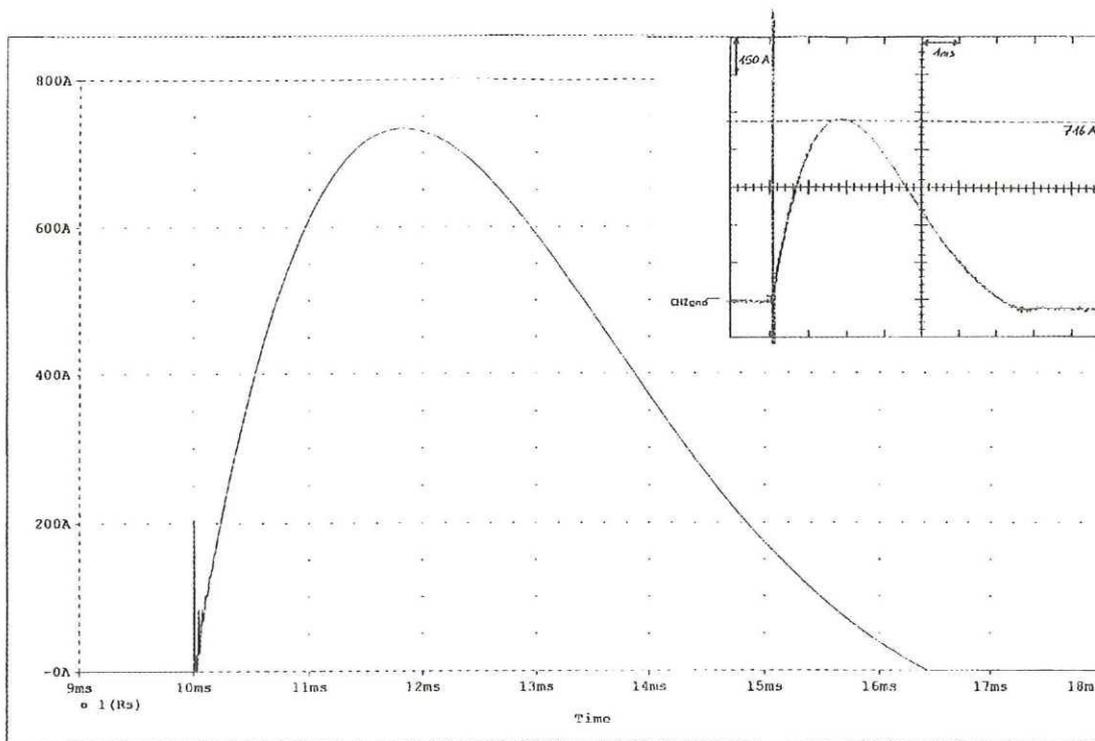


Abb. 57. Verlauf des Spulenstroms beim Stoßspannungstest der POLO-Spule

Anhand von Gleichung (51) läßt sich zeigen, daß bei einer an der Spule anliegenden Spannung von 16 kV (nach der kapazitiven Anfangsstromspitze) ein maximaler Anstieg des Spulenstroms von etwa 1 kA/ms möglich ist. Aufgrund der Schwingungen zu Beginn des Anstiegs in Abb. 57, die durch Streukapazitäten in der Wicklung bedingt sind, treten während der ersten 100 μ s Stromänderungen in Teilen der Wicklung auf, die den Wert 1 kA/ms deutlich überschreiten.

Die während der ersten 100 μ s im Innern der Wicklung auftretende elektrische Beanspruchung ließ sich dadurch erfassen, daß während der Stoßspannungstests auch die Spannung über jeder Doppelscheibe (DP) der Spule mittels einer Anlage zur Erfassung der transienten Daten [17] gemessen wurde (vgl. Abb. 19). Dadurch konnte festgestellt werden, daß die DP-Spannungen während der ersten 100 μ s ebenfalls oszillieren. Dadurch, daß sie nicht alle gleichphasig schwingen (s. Abb. 63), ergibt sich während der ersten 100 μ s eine nichtlineare Spannungsaufteilung unter den Doppelscheiben, wodurch der ohne Oszillationen zu erwartende Maximalwert der DP-Spannungen von $U_{lin} = 24,3 \text{ kV} : 4 = 6,075 \text{ kV}$ an zwei Doppelscheiben um 40 % überschritten wurde. Bei linearer Spannungsaufteilung würde dies einer außen angelegten Spannung von 32 kV entsprechen.

Die beim Stoßspannungstest bei Raumtemperatur gemessenen Kurven sind praktisch nicht von den Kurven zu unterscheiden, die bei kryogenen Temperaturen im supraleitenden Zustand der Wicklung gemessen wurden. Dieses Ergebnis ist nur mit einer vorübergehenden Störung des supraleitenden Zustands zu erklären, obgleich die POLO-Spule während der Hochstromexperimente deutlich höhere Magnetfeldänderungen ($> 200 \text{ T/s}$) überstanden hat, ohne daß dabei vergleichbare Störungen zu beobachten waren. Da bei einem japanischen Experiment, das mit einer höherfrequenten (250 kHz) Kleinsignal-Spannung durchgeführt wurde, ebenfalls eine Dämpfung elektromagnetischer Ausgleichsvorgänge in der Wicklung auftrat [87], die nur mit einer transienten Störung des supraleitenden Zustands zu erklären ist, werden im nächsten Kapitel die Ursachen für einen vorübergehenden Verlust des supraleitenden Zustands bei höherfrequenten, leistungsarmen Störungen untersucht.

2. *Störung des supraleitenden Zustands bei Beaufschlagung eines Magneten mit Stoßspannung*

Hohe elektrische Stabilität und geringe Hystereseverluste lassen sich in den Multifilamentdrähten (s. Abb. 20) technischer Supraleiter nur durch sehr dünne Supraleiterfilamente, die mit einer den transienten Vorgängen angepaßten Verdrilllänge verdrillt sind, erreichen [1]. Die Filamente sind aus Stabilitätsgründen in gut leitfähige Matrizen eingebettet, die für Puls- oder Wechselstromanwendungen resistive Barrieren zur Reduzierung von Wirbelstromverlusten besitzen. Supraleitende Kabel setzen sich aus vielen solcher Multifilamentdrähte zusammen und haben zur Reduzierung der Wirbelstromverluste, sowie zur Gewährleistung einer gleichmäßigen Stromaufteilung (s. Kap. V), auch wieder einen verdrillten oder transponierten Aufbau (s. Abb. 58). Vollständig transponierte Kabel zeichnen sich dadurch aus, daß alle Multifilamentdrähte entlang des Leiters miteinander die Plätze tauschen, während bei verdrillten Kabeln entlang des Leiters die außen liegenden Drähte in den äußeren und die innen liegenden Drähte in den inneren Schichten liegen.

Während in voll transponierten Kabeln sowohl die vom Eigenfeld des Leiters (Skin-Effekt), als auch die vom magnetischen Wechselfeld benachbarter Leiter (Proximity-Effekt - dieser Effekt

hat nichts mit den Effekten gemeinsam, die bei der Beschreibung der Eigenschaften von Supraleitern als "proximity effects" [95] bezeichnet werden) verursachten Wirbelstromverluste stark reduziert werden, ergibt sich bei verdrehten Leitern nur eine Reduktion der durch den Proximity-Effekt verursachten Wirbelstromverluste.

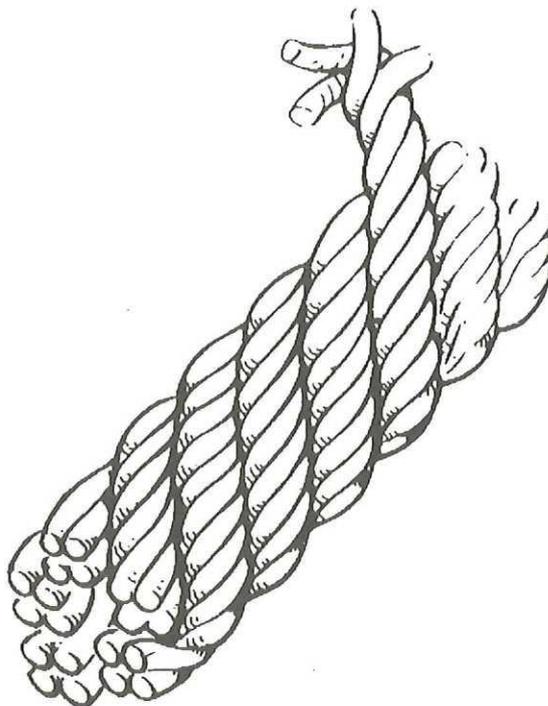


Abb. 58. Transponiertes Supraleiterkabel für Wechselstrom-Anwendungen [96]

Für Spulen mit mehr als 10 Windungen kann gezeigt werden, daß, unabhängig vom Leiteraufbau, die vom Skin-Effekt im Leiter hervorgerufenen Verluste gegenüber den vom Proximity-Effekt verursachten Verlusten bei während des Hochstrombetriebs üblichen Frequenzen ($f < 100$ Hz) vernachlässigbar sind [97]. Während sich bei während des Hochstrombetriebs üblichen Frequenzen ($f < 100$ Hz) das in der Wicklung resultierende Magnetfeld praktisch nicht vom Gleichstromfeld unterscheidet, kann dieses für den Proximity-Effekt verantwortliche Feld bei höheren Frequenzen nicht wie der Skin-Effekt mit einfachen feldtheoretischen Überlegungen berechnet werden. Bei höheren Frequenzen ist die geometrische Form dieses Feldes frequenzabhängig, was auf in leitfähigen Bereichen der Wicklung auftretende Feldverdrängungen zurückzuführen ist. Bei höheren Frequenzen f (wie sie bei der Stoßspannungsbeanspruchung supraleitender Magnete auftreten, vgl. Anhang A 3 und A 4) sind diese Feldverdrängungen proportional zu \sqrt{f} [97]. Da dies nach Differentialgleichung (65) auch für den Skin-Effekt zutrifft, müssen in diesem Frequenzbereich sowohl der Skin-, als auch der Proximity-Effekt berücksichtigt werden.

Da sich die dynamischen Eigenschaften eines Hochleistungsmagneten durch Minimierung beider Effekte steigern lassen, besitzt der POLO-Leiter einen bezüglich seines Eigenfeldes voll transponierten Aufbau (vgl. Abb. 82). Im Fall der hier betrachteten Stoßspannungsbeanspruchungen, die Frequenzen im kHz-Bereich entsprechen, kann man dennoch davon ausgehen, daß der Skin-Effekt einen stärkeren Einfluß auf die Verluste hat als der Proximity-Effekt.

Dies läßt sich wie folgt begründen:

- Die einzelnen Multifilamentdrähte und Subkabel des POLO-Leiters sind nicht gegeneinander isoliert, sondern nur durch dünne CuNi-Barrieren voneinander getrennt. Da diese Wirbelstrombarrieren, wie in Kapitel IV.D.3 näher erläutert wird, bei den betrachteten Frequenzen kaum noch Einfluß auf die durch Skin- und Proximity-Effekt verursachte Stromverdrängung haben, kann der volltransponierte Aufbau des Kabels in erster Näherung außer acht gelassen werden.
- Aus Abb. 57 geht hervor, daß der Strom in der Wicklung vor allem während der ersten 100 Mikrosekunden zum Teil über Streukapazitäten durch die Wicklung fließt, d.h. nur einzelne Windungen am dabei auftretenden magnetischen Gesamtfluß beteiligt sind, der für den Proximity-Effekt maßgeblich ist.

Damit und auch aufgrund der Abhängigkeit der Wirbelstromverluste von der Frequenz ist klar, daß während des Hochstrom-Betriebs aufgetretene Magnetfeldänderungen, die keinen Einfluß auf die Stabilität des für diesen Betriebsfall zugeschnittenen Supraleiterkabels hatten, nicht mit den bei Stoßspannungen auftretenden Magnetfeldänderungen verglichen werden können. Die beim Stoßspannungstest der POLO-Spule beobachteten transienten Störungen des supraleitenden Zustands wären also durch die hohen Eigenfeld-Verluste erklärbar, die durch die zu Beginn des Strompulses auftretenden Ausgleichsströme mit einer Frequenz von einigen 10 kHz (vgl. Abb. 57) in Teilen der Wicklung verursacht werden.

Dadurch bliebe aber ungeklärt, weshalb bei einem Experiment in Japan, bei dem eine supraleitende SMES-Spule mit einer höherfrequenten (250 kHz) Kleinsignal-Spannung der Amplitude 1 V beaufschlagt wurde, ebenfalls eine Dämpfung elektromagnetischer Ausgleichsvorgänge in der Wicklung auftrat [87], wie sie nur bei einem vorübergehenden Übergang des Leiters vom supraleitenden in den normaleitenden Zustand auftreten kann. Da bei der Auswertung dieses Experiments von einer Dämpfungskonstanten $\alpha \approx 0$ in der supraleitenden Wicklung ausgegangen wurde, was im Widerspruch zu den dort gemessenen Kurven steht (diese weisen nur eine um den Faktor neun kleinere Dämpfung als bei Raumtemperatur aus) und als Voraussetzung für die Modellbildung supraleitender Wicklungen eine allgemeinere Antwort auf die Frage nach dem Einfluß der Supraleitung hinsichtlich der Dämpfung transientser Spannungen gefunden werden muß, werden im folgenden die dynamischen Eigenschaften des supraleitenden Zustands genauer untersucht.

Hierzu wird das Modell des quantisiert eingedrungenen Flußes in einem Multifilamentdraht betrachtet. Dieses von C. P. Bean erarbeitete Modell sagt aus, daß bei makroskopischer Betrachtung der Bereich des Drahtes, in den Magnetfluß eingedrungen ist, quasi homogen den Belastungs- bzw. Abschirmstrom mit der Stromdichte J_c trägt, und, daß genau nur ein solches Teil des Leiterquerschnittes von diesem "kritischen Zustand" durchsetzt ist, wie es zur Abschirmung des Außenfeldes bzw. zum Transport des Laststromes nötig ist [1]. Damit ergibt sich bei Wechselstrombelastung eine Stromverteilung im supraleitenden Draht, die der ähnelt, die sich aufgrund des Skin-Effekts in Normalleitern bei höherer Frequenz einstellt. Im Unterschied zur sich aufgrund des Skin-Effekts einstellenden Stromverteilung ist aber die Dicke der stromführenden Schicht im supraleitenden Draht im eingeschwungenen Zustand nicht von der Frequenz abhängig, sondern von der Höhe des Gesamtstroms. Die Wechselstromverteilung in einem zylindrischen Multifilamentdraht ist in Abb. 59 dargestellt. Beim Erhöhen des Gesamtstroms dringt der magnetische Fluß tiefer in den Leiter ein. Hierbei handelt es sich um

einen dissipativen Prozeß, es wird Energie in Form von Wärme freigesetzt, die absorbiert (Temperaturerhöhung) oder über die Oberfläche weggekühlt werden muß.

Der Energieinhalt der dissipativen Flußbewegung ist wesentlich für die Stabilität des supraleitenden Zustands. Im Fall der hier betrachteten leistungsarmen Störungen kann aber davon ausgegangen werden, daß der Supraleiter nach der dissipativen Flußbewegung einem neuen supraleitenden Gleichgewichtszustand zustrebt ("reduced current recovery", [98]).

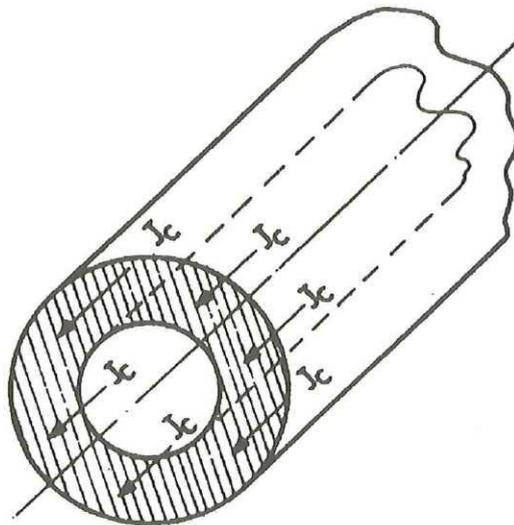


Abb. 59. Durch das Eigenfeld verursachte Stromverteilung in einem zylindrischen Multifilamentdraht [96]

Der Vorgang der dissipativen Flußbewegung kann bei einfachen Leitergeometrien berechnet werden [96]. Die Berechnung wird dadurch erschwert, daß sich die magnetische Induktion im Leiterinneren B_i von der Induktion B_a außerhalb der Multifilamentleiter durch die Eigenfeldbeiträge der stromdurchflossenen Filamente und der Wirbelströme in der Mischmatrix unterscheidet. Im Fall der POLO-Mischmatrixdrähte (s. Abb. 20) müßte zusätzlich die komplizierte Geometrie und eine räumlich sich ändernde Verteilung der Wirbelströme während der Pulsbelastung in die Berechnung eingehen, was zu einem nicht vertretbarem Berechnungsaufwand führen würde.

Experimentell kann die Verlustzeitkonstante eines Supraleiters einfacher und genauer bestimmt werden. Dazu werden durch einen äußeren Feldpuls Wirbelströme in einer Leiterprobe induziert, deren Abklingen mit einer Pick-Up Spule registriert wird. Für einen zylindrischen Leiter mit homogener Filamentverteilung läßt sich im Falle eines gleichförmigen Feldes, das senkrecht zum Leiter angreift, folgende Formel für die Verlustzeitkonstante herleiten [96]:

$$\tau = \frac{\mu_0}{2\rho_{\text{trans}}} \left(\frac{L}{2\pi} \right)^2 \quad (66)$$

Darin ist L die Verdrilllänge des Basisleiters und ρ_{trans} der effektive Querwiderstand der Basis-

leitermatrix. Bei äußeren Magnetfeldänderungen wurde im Fall der POLO-Mischmatrixdrähte eine typische Zeitkonstante für den Zerfall der Wirbelströme von $\tau = 140 \mu\text{s}$ gemessen [99]. Zwar ist diese Zeitkonstante nicht direkt auf den hier betrachteten Fall von durch das Eigenfeld des Leiters maßgeblich bestimmten Wirbelströmen übertragbar, aber die Ursachen für eine transiente Störung des supraleitenden Zustands bei leistungsarmer Pulsbelastung läßt sich damit auf die Eigenzeitkonstanten des Basisleiters zurückführen.

Bei äußeren Magnetfeldänderungen werden nämlich die Kopplungsströme im Basisleiter des POLO-Kabels durch die in Abb. 20 erkennbaren Wirbelstrom-Barrieren aus CuNi begrenzt. Diese Barrieren sorgen für einen hohen Querwiderstand ρ_{trans} der Basisleitermatrix und damit nach Gleichung (66) für kleine Verlustzeitkonstanten bei äußeren Feldpulsen. Durch das Eigenfeld des Leiters verursachte Wirbelströme werden in volltransponierten Kabeln zwar auch durch Wirbelstrom-Barrieren begrenzt, aber in geringerem Maße, als dies bei Kopplungsströmen der Fall ist, die von senkrecht angreifenden äußeren Magnetfeldänderungen verursacht werden. Darüber hinaus muß bei von durch das Eigenfeld des Leiters verursachten Wirbelströmen mit einer längeren Verdrilllänge L (vgl. Gleichung (66)) gerechnet werden. Daher sind für diese Art von Wirbelströmen höhere Verlustzeitkonstanten zu erwarten als beispielsweise die Zeitkonstante von $\tau = 140 \mu\text{s}$, die für den Zerfall der Wirbelströme im Fall der POLO-Mischmatrixdrähte bei senkrecht angreifenden äußeren Magnetfeldänderungen gemessen wurde [99].

Da die Verlustzeitkonstanten anderer Basisleitertypen i.a. höher sind als die des für Wechsel-feld-Anwendungen optimierten POLO-Leiters und sich elektrische Ausgleichsvorgänge in der Wicklung im wesentlichen während der ersten paar hundert Mikrosekunden abspielen, kann man bei der Berechnung des Einschwingverhaltens supraleitender Magnete davon ausgehen, daß die supraleitenden Filamente nicht zu einer verminderten Dämpfung transients Vorgänge beitragen können.

3. *Herleitung der Spulenparameter zur Erstellung eines detaillierten Netzwerkmodells der POLO-Spule*

Die Berechnung der Selbst- und Gegeninduktivitäten im detaillierten Netzwerkmodell erfolgte numerisch mit Hilfe des Programms EFFI [45], basierend auf den Gleichungen (11) und (21). Dabei wurde von niederfrequentem Strom in der Wicklung ausgegangen. Die so berechneten Werte können auch bei höheren Frequenzen zur Wiedergabe der induktiven Verhältnisse verwendet werden, wenn der Leiterdurchmesser klein gegenüber dem Spulendurchmesser ist [36]. Für die 56 Windungen der POLO-Spule ergeben sich damit Selbstinduktivitäten zwischen $9,12 \mu\text{H}$ und $10,42 \mu\text{H}$. Diese sind im Modell über 3080 magnetische Kopplungsfaktoren $k_{ik} = M_{ik}/\sqrt{L_i L_k}$ ($i = 1 \dots 56$, $k = 1 \dots 56$, $i \neq k$) gekoppelt, für die Werte zwischen 35,2 % und 77,3 % berechnet wurden.

Da die supraleitenden Filamente im Leiter keinen Einfluß auf die Dämpfung von elektromagnetischen Ausgleichsvorgängen haben, die durch Stoßspannungen verursacht werden, läßt sich der Skin-Effekt im POLO-Leiter mit einem FEM Modell [100] der normalleitenden Querschnittsflächen des Verbundleiters abschätzen. Dieses Modell ist in Abb. 60 dargestellt. Es geht von einem unendlich langen, langgestreckten Leiter aus und dient zur Abschätzung des Skin-Effekts im Originalleiter. Das Modell hat dieselben Abmessungen und Querschnittsanteile von Cu, CuNi und Edelstahl wie der POLO-Leiter.

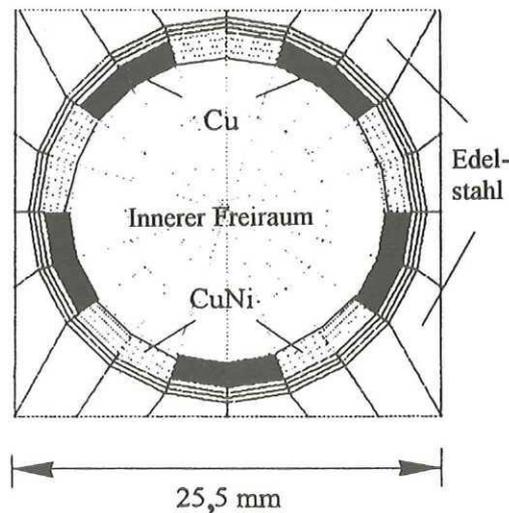


Abb. 60. Vereinfachtes Modell des POLO-Leiters zur Untersuchung des Skin-Effekts mit Hilfe der Finite Elemente Methode

Da der Skin-Effekt von der Leitfähigkeit abhängt und das verwendete Kupfer bei 4 K eine um zwei Größenordnungen höhere spezifische Leitfähigkeit besitzt als bei Raumtemperatur (bei nur geringfügiger Temperaturabhängigkeit der spezifischen Leitfähigkeit von CuNi und Stahl) [86], wurde der Skin-Effekt im Leitermodell in zwei getrennten Berechnungen, entsprechend den unterschiedlichen Verhältnissen bei 4 K und 300 K, untersucht.

Für niedrige Frequenzen verteilt sich der Strom im Leiter den elektrischen Leitfähigkeiten entsprechend. In den FEM Simulationen wurde deutlich, daß mit zunehmender Frequenz die Stromdichte im sehr gut leitfähigen Cu-Querschnitt abnimmt und in den Bereichen mit geringerer Leitfähigkeit zunimmt. Dabei macht sich im Tieftemperatur-Modell der Skin-Effekt aufgrund der höheren Leitfähigkeiten wesentlich stärker bemerkbar als beim für Raumtemperatur gültigen Modell. Geht man beispielsweise von einer Temperatur von 4 K aus und berechnet die Stromverteilung im Leitermodell bei einer Frequenz $f = 0$ (Gleichstrom) und einer Frequenz $f = 5$ kHz, erhält man die in Abb. 61 dargestellten Ergebnisse. Man erkennt, daß bei einer Frequenz von 5 kHz bereits ein Drittel des Gesamtstroms im Stahlmantel des Leiters fließt. Bei den Berechnungen wurde die ursprünglich zwischen Leiter und Stahlmantel vorhandene Isolationsschicht nicht berücksichtigt, da sie bei der Fabrikation des Leiters beschädigt wurde und daher auch beim Originalleiter nicht mehr existiert. Daran, daß ein Großteil des Stromes im Stahlmantel, der eine mit CuNi vergleichbare Leitfähigkeit besitzt, fließt, läßt sich erkennen, daß die im Originalleiter vorhandenen Wirbelstrombarrieren aus CuNi bei Frequenzen im kHz-Bereich keine große Wirkung auf die Stromverdrängung haben können.

Untersucht man schließlich den Skin-Effekt im Leitermodell bei einer Frequenz von 60 kHz, was der beim Stoßspannungstest der POLO-Spule dominanten Frequenz (vgl. Anhang A 4) entspricht, erhält man in etwa dieselben mittleren Stromdichten in den Cu-Bereichen wie im Stahlmantel. Da die Berechnungen mit einer Spannung konstanter Amplitude durchgeführt wurden, läßt sich aus der Frequenzabhängigkeit der Stromstärke die des ohmschen Widerstands des Leiters berechnen. Bezieht man den Realteil der mittleren Leitungsstromdichte bei verschiedenen Frequenzen auf die mittlere Gleichstromdichte, erhält man die im Anhang A 5 und A 6 [101] angegebenen Frequenzabhängigkeiten des Wirkwiderstandes des POLO-Leitermodells.

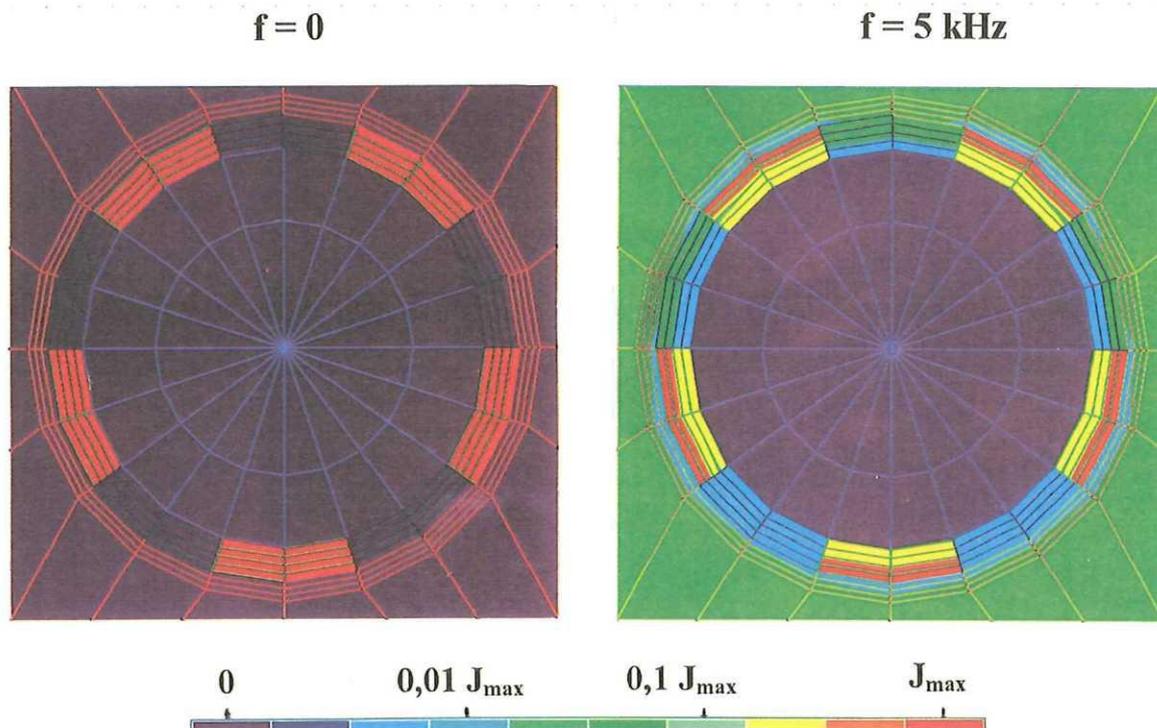


Abb. 61. Stromverteilung im FEM Modell des POLO-Leiters bei einer Temperatur von 4 K und einer Frequenz $f = 0$ (links) und $f = 5 \text{ kHz}$ (rechts)

Demnach ergibt sich bei einer Temperatur $T = 4 \text{ K}$ und einer Frequenz $f = 60 \text{ kHz}$ ein etwa 800 mal höherer ohmscher Widerstand des POLO Leiters als bei einer Temperatur von 4 K und Gleichstrom. Bei einer Temperatur von 300 K und einer Frequenz von 60 kHz entspricht die Widerstandserhöhung gegenüber dem Gleichstromwert bei Raumtemperatur nur etwa einem Faktor 15. Damit ist klar, weshalb beim Stoßspannungstest der POLO-Spule trotz der höheren spezifischen Leitfähigkeiten bei 4 K keine deutlich schwächer gedämpften Schwingungen als bei Raumtemperatur auftraten.

Die Modellierung der Wirbelstromverluste erfolgt im detaillierten Netzwerkmodell mit Hilfe der in Abb. 62 gezeigten ohmschen Widerstände, für deren Berechnung mit der Finite Elemente Methode die während der ersten $100 \mu\text{s}$ dominante Frequenz von 60 kHz zugrunde gelegt wurde. Diese Widerstände repräsentieren sowohl die vom Skin-Effekt verursachten und mittels des FEM Modells abgeschätzten Verluste, als auch die Verluste, die vom Proximity-Effekt verursacht werden. Da sich die POLO-Wicklung durch einen einfachen geometrischen Aufbau auszeichnet und sich in einer solchen Wicklung der Proximity-Effekt mit Hilfe der Annahme abschätzen läßt, daß nur direkt benachbarte Leiter mit idealer magnetischer Kopplung zu diesem Effekt beitragen [36], wurde bei den ohmschen Widerständen im Netzwerkmodell von einer vom Proximity-Effekt verursachten Widerstandserhöhung um den Faktor 8 ausgegangen. Die ohmschen Widerstände im Netzwerkmodell besitzen also bei $T = 4 \text{ K}$ und $f = 60 \text{ kHz}$ einen um den Faktor 6400 höheren Wert als bei einer Temperatur von 4 K und Gleichstrom. Dementsprechend wurden bei Raumtemperatur und einer Frequenz von 60 kHz den Widerständen Werte gegeben, die um den Faktor 120 größer sind als der Gleichstromwert bei $T = 300 \text{ K}$.

Die Streu- und Erdkapazitäten in der Wicklung wurden analytisch aus den Konstruktionsunterlagen der POLO-Spule mit Hilfe der Formeln für die Kapazität des Zylinderkondensators (67) bzw. für die Kapazität zweier Kreisscheiben (68) bestimmt.

$$C_{\text{cyl}} = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon_r l}{\ln \frac{r_a}{r_b}} \quad (67)$$

$$C_{\text{cd}} = \frac{\epsilon_0\epsilon_r(\Gamma_a^2 - \Gamma_i^2)\pi}{d} \quad (68)$$

Damit ergaben sich Werte für die Streukapazitäten in Abb. 62 von 2,7 nF bis 2,99 nF und Werte für die Erdkapazitäten zwischen 0,97 nF und 1,11 nF.

Die äußeren Widerstände in Abb. 62 geben den mit 300 Ω /square schwach leitfähigen Anstrich der POLO-Spule wieder, der mehrfach geerdet wurde, um Überspannungen am Außenanstrich zu vermeiden [94].

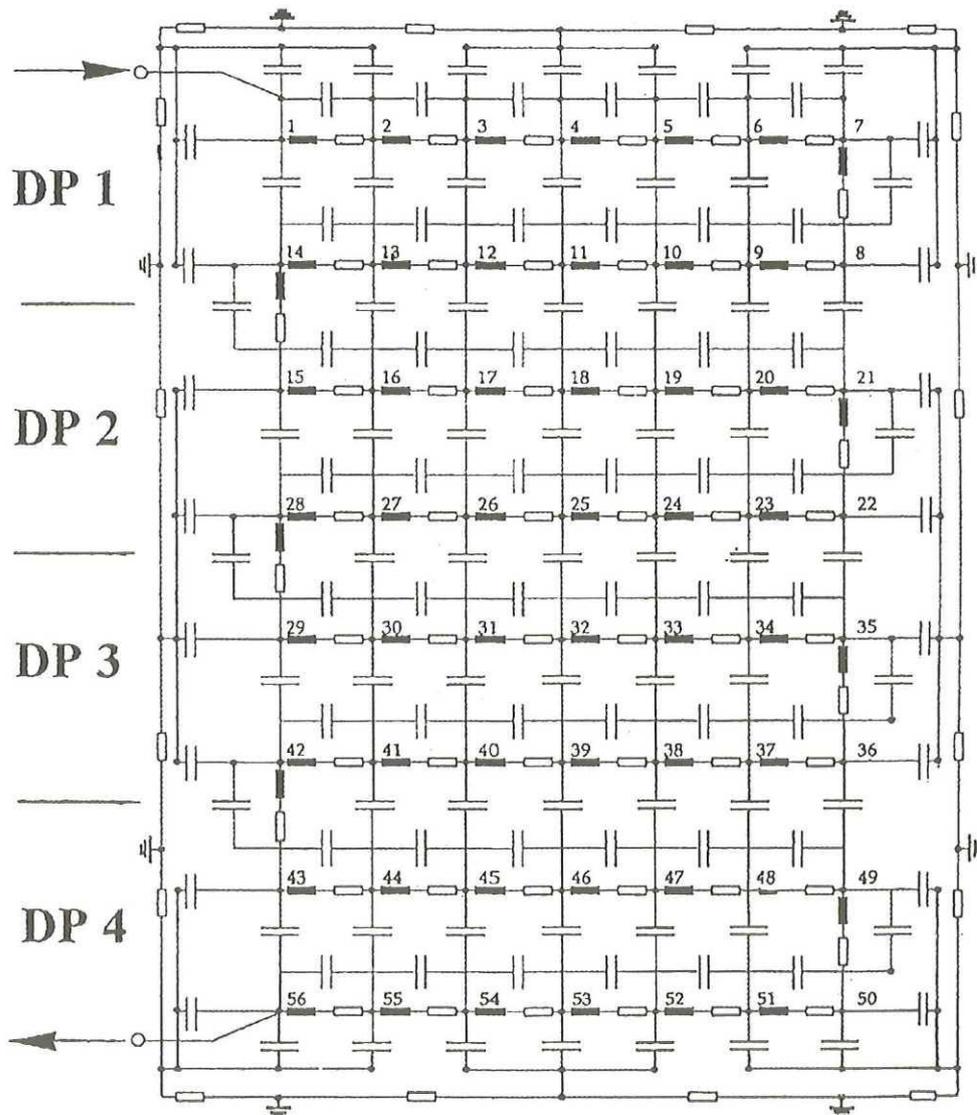


Abb. 62. Detailliertes Netzwerkmodell der POLO-Spule

Zusätzlich zu den dargestellten Elementen waren in den Simulationen folgende einfache Ersatznetzwerke [23] an den Knoten 1, 15, 29, 43 und 56 des Spulenmodells angeschlossen, um die beim Stoßspannungstest herrschenden Randbedingungen zu erfassen:

- ein Ersatznetzwerk für die POLO-Schaltanlage (vgl. Abb. 48)
- Ersatzschaltungen aus je einer Kapazität und einem ohmschen Widerstand, zur Nachbildung der an die Windung angeschlossenen 25 m langen Instrumentierungskabel. Die Instrumentierungskabel wurden entsprechend ihrem Datenblatt mit verlustarmen Kapazitäten von 8 nF berücksichtigt, die im Netzwerkmodell zwischen den DP Verbindungen und der Erde angebracht wurden.

4. Vergleich der berechneten und gemessenen Ergebnisse

Die mit Hilfe der FFT im Frequenzbereich berechneten Doppelscheiben-Spannungen werden in Abb. 63 mit den gemessenen Verläufen verglichen. Bei mit dem Netzwerkmodell durchgeführten Parameterstudien ergab sich, daß sich am berechneten Verlauf der Spannungen kaum etwas ändert, wenn die seriellen Widerstände im Netzwerkmodell um einen Faktor 4 erhöht oder erniedrigt werden. Das heißt zur Berechnung elektromagnetischer Ausgleichsvorgänge in der Wicklung supraleitender Magnete muß die durch Wirbelstromverluste in der Wicklung hervorgerufene Dämpfung nicht genau bekannt sein. Es genügt, wenn die Größenordnung der Dämpfung im Modell korrekt wiedergegeben wird.

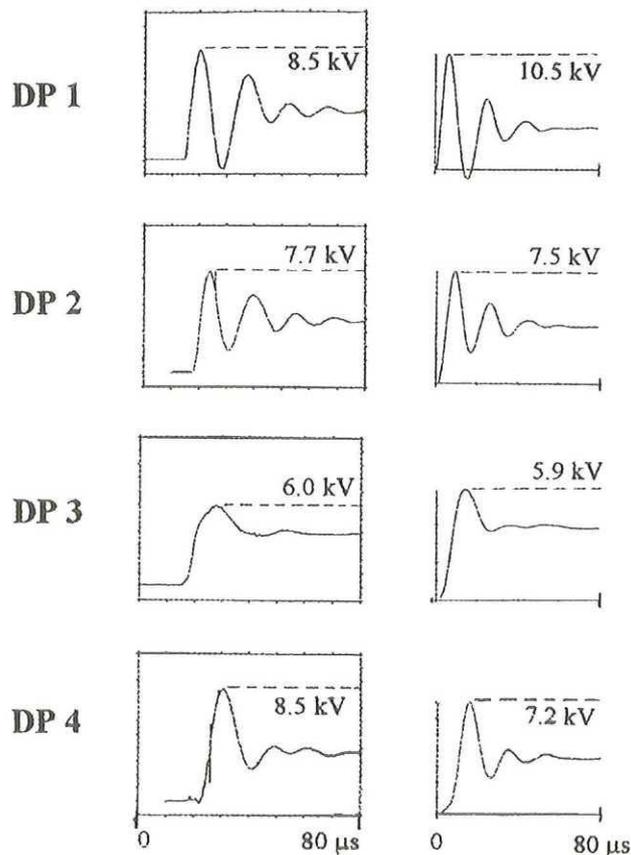


Abb. 63. Gemessene (links) und berechnete (rechts) Spannungen über je zwei Doppelscheiben (DP) der Wicklung bei Anregung mit der in Abb. 56 dargestellten Stoßspannung

Die in Abb. 63 dargestellten Ergebnisse spiegeln die Verhältnisse bei Raumtemperatur wieder. Aufgrund der FEM Berechnungen müßte der Absolutwert der seriellen Widerstände im Netzwerkmodell etwa um die Hälfte verringert werden, wenn man das transiente Verhalten der Wicklung bei 4 K simulieren möchte. Dies führt zu keinen wesentlichen Änderungen beim Simulationsergebnis und erklärt, weshalb sich die bei Raumtemperatur und kryogener Temperatur gemessenen transienten Spannungen praktisch nicht voneinander unterscheiden.

Parameterstudien zur Untersuchung des Einflusses verschiedener Elementgruppen im Netzwerkmodell auf die Höhe der transienten Spannungen brachten folgende Ergebnisse:

1. Durch die Instrumentierungskabel, die eine Kapazität von 8 nF haben und im Netzwerkmodell an den Knoten 1, 15, 29, 43 und 56 (s. Abb. 62) berücksichtigt wurden, werden die Überspannungs-Schwingungen im Innern der POLO-Wicklung maßgeblich bestimmt. Bei Simulationen, die ohne die den Instrumentierungskabeln entsprechenden Kapazitäten durchgeführt wurden, traten Schwingungen mit höherer Frequenz und deutlich geringerer Amplitude auf.
2. Verdoppelt man die Länge der Instrumentierungskabel und verringert man die Anstiegszeit der Stoßspannung um die Hälfte, muß man mit Überspannungen von über 100 % an einzelnen Doppelscheiben rechnen.

Die an den DP Verbindungen der POLO-Spule angeschlossenen 25 m langen Instrumentierungskabel dienen der Quenchedetektion und Diagnostik der supraleitenden Wicklung. Da supraleitende Magnete in Fusionsexperimenten kaum mit kürzeren Instrumentierungskabeln ausgestattet werden können, sind die aufgetretenen Überspannungen nicht einfach auf spezielle meßtechnische Anforderungen beim POLO-Experiment zurückzuführen. Da auf eine möglichst genaue Quenchedetektion und Diagnostik - und damit auf an die Wicklung angeschlossene Instrumentierungskabel - bei supraleitenden Großmagneten nicht verzichtet werden kann, muß aufgrund der durch sie erhöhten Erdkapazitäten der Wicklung generell mit inneren Überspannungen bei steilflankiger Anregung gerechnet werden.

E. Transientes Verhalten einer Toroidalfeld-Modellspule

Untersucht wird das transiente Verhalten der in Abb. 3 dargestellten TF-Modellspule des ITER Magnetsystems. Aufgrund der elektromechanischen Belastungen, die im ITER Magnetsystem auftreten können, ist geplant, die Wicklung der TF-Spulen in Stahlplatten einzubetten. Zur Erprobung dieses neuartigen Spulenkonzeptes soll 1998 in der TOSKA-Anlage des FZK eine TF-Modellspule ($U_N = 10$ kV, $I_N = 80$ kA) getestet werden, die gegenwärtig in Zusammenarbeit mit der Industrie gefertigt wird. Die im folgenden beschriebene Untersuchung des transienten Verhaltens der Spule wurde durch die Erfahrungen mit transienten Überspannungen in der POLO-Spule stimuliert und hatte zum Ziel, die Form der Potentialanbindung der Stahlplatten im Wicklungsquerschnitt zu ermitteln, bei der die innere elektrische Beanspruchung der Wicklung minimal wird.

1. Aufbau der ITER Toroidalfeld-Modellspule

Die Untersuchung des transienten Verhaltens der ITER TF-Modellspule wurde an einem inzwischen überarbeiteten Entwurf der Spule durchgeführt [49]. Abb. 64 zeigt den Wicklungsquerschnitt. Im Gegensatz zu der in Abb. 64 dargestellten Lagenwicklung handelt es sich beim

aktuellen Entwurf der ITER TF-Modellspule um eine in Stahlplatten eingebettete Scheibenwicklung [102]. Diese Änderung der räumlichen Anordnung der Windungen führt zu keinen nennenswerten Änderungen bei den Selbst- und Gegeninduktivitäten, sowie den Streukapazitäten und Dämpfungsparametern, die für die transienten Vorgänge in der Wicklung maßgeblich sind. Man kann daher davon ausgehen, daß sich das transiente Verhalten des aktuellen Entwurfs der ITER TF-Modellspule nur geringfügig vom transienten Verhalten des hier vorgestellten Entwurfs unterscheiden wird.

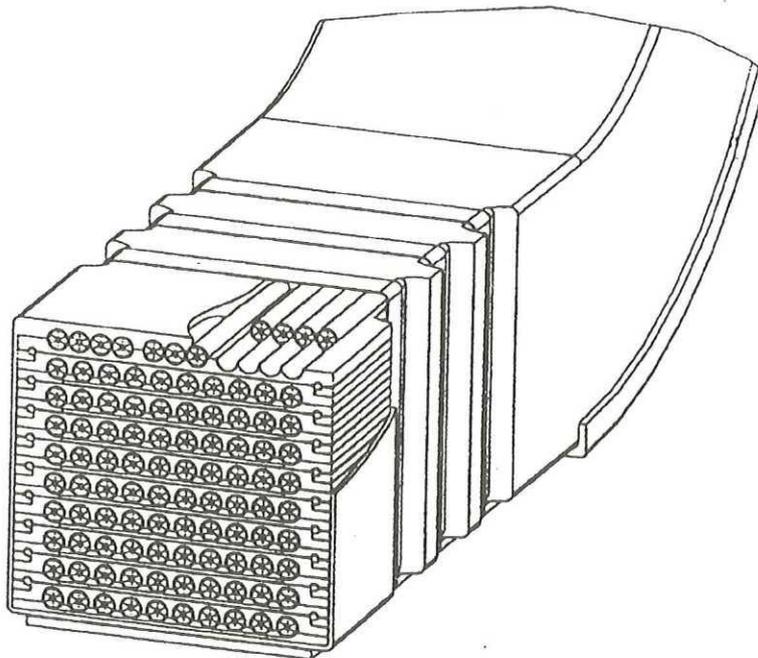


Abb. 64. Wicklungsquerschnitt der untersuchten TF-Modellspule (vgl. Abb. 3)

Die 101 Windungen der untersuchten TF-Modellspule sind in der in Abb. 64 gezeigten Weise in Edelstahl-Platten einbettet. Zwischen Stahlplatten, die zu unterschiedlichen Lagen gehören, ist eine 2 mm dicke Lagenisolation vorgesehen. Die Dicke der Leiterisolation beträgt 2,5 mm. Die Erdisolation, die sich zwischen den Stahlplatten und dem äußeren Stahlgehäuse befindet, hat eine Dicke von 10 mm. Nicht nur aus mechanischer Sicht, sondern auch aus der Sicht der Elektrotechnik stellen also die Stahlplatten, die räumlich ausgedehnte Äquipotentialflächen in der Wicklung bilden, eine Besonderheit dar.

2. Herleitung der Spulenparameter zur Erstellung eines detaillierten Netzwerkmodells der Spule

Die Berechnung der Selbst- und Gegeninduktivitäten der 101 Windungen des Magneten erfolgte analog zur POLO-Spule mit Hilfe des Programms EFFI [45], basierend auf den Gleichungen (11) und (21). Für die Selbstinduktivität der Windungen dieser "Racetrack"- Spule ergaben sich Werte zwischen 6,37 μH und 10,19 μH . Diese sind im Modell über 10100 magnetische Kopplungsfaktoren $k_{ik} = M_{ik}/\sqrt{L_i L_k}$ ($i = 1 \dots 101$, $k = 1 \dots 101$, $i \neq k$) gekoppelt, für die Werte zwischen 19 % und 71 % berechnet wurden [103].

Da zunächst nur das prinzipielle Verhalten der ITER TF-Modellspule bei Anregung mit Schalt-

Stoßspannungen berechnet werden sollte und man aufgrund vergleichbarer Leiterparameter davon ausgehen kann, daß sich Skin- und Proximity-Effekt bei höheren Frequenzen ähnlich bemerkbar machen wie beim POLO-Leiter, wurden die Dämpfungsparameter des in der TF-Modellspule vorgesehenen Leiters bestimmt, indem die Ergebnisse der beim POLO Leiter durchgeführten FEM Berechnungen extrapoliert und auf diesen Leitertyp übertragen wurden. Entsprechend der in Abb. 53 dargestellten Schaltstoß-Anregung wurde von einer Frequenz von 5 kHz zur Ermittlung der durch den Skin-Effekt hervorgerufenen Wirbelstromverluste ausgegangen. Beim POLO-Leiter würde sich bei dieser Frequenz ein effektiver Leiterwiderstand bei 4 K ergeben, der 230 mal höher ist als bei Gleichstrom (s. Anhang A 5). Beim Leiter der TF-Modellspule wurde hingegen davon ausgegangen, daß der Skin-Effekt zu einer Dämpfung transienter Vorgänge in der Wicklung führt, die um eine Größenordnung höher ist als bei der POLO-Spule. Die Annahme, daß sich der Skin-Effekt hier wesentlich stärker bemerkbar macht als beim POLO-Leiter, wurde aus folgenden Gründen getroffen:

1. Der eigentliche Leiterquerschnitt ist hier etwa 10 mal größer als beim POLO-Leiter.
2. Der Leiterquerschnitt ist durch eine 2,5 mm dicke Leiterisolation elektrisch von den ihn umgebenden Stahlstrukturen getrennt. Wirbelströme können also nicht wie beim POLO-Leiter im äußeren Stahlquerschnitt fließen.
3. Die von den Wirbelstromverlusten verursachte Dämpfung transienter elektrischer Vorgänge in der Wicklung hat kaum Einfluß auf das berechnete Einschwingverhalten der Spule, solange die Größenordnung der Dämpfung korrekt berücksichtigt wird. Um darüber hinaus sicherstellen zu können, daß sich berechnete innere Überspannungen nicht auf zu geringe Dämpfungsparameter im Netzwerkmodell zurückführen lassen, wurden für die hier durchgeführten Simulationen Dämpfungsparameter verwendet, die eine obere Abschätzung für die tatsächlich zu erwartende Dämpfung darstellen.

Beim Leiter der TF-Modellspule wurde daher davon ausgegangen, daß der Widerstandswert bei Betriebstemperatur (4 K) und Frequenzen von etwa 5 kHz 60000 mal höher ist als bei Gleichstrom. Wie beim POLO-Leiter setzt sich dieser Faktor für die Widerstandserhöhung aus einem Anteil, der die Wirkung des Proximity-Effekts wiedergibt und einem Anteil für den Skin-Effekt zusammen. Wie bei der POLO-Spule wurde davon ausgegangen, daß in erster Linie die direkten Nachbarn im Wicklungspaket zum Proximity-Effekt beitragen. Um eine hinreichende Dämpfung elektromagnetischer Ausgleichsvorgänge sicherstellen zu können, wurde hier aber mit einem Faktor 10 für die Widerstandserhöhung durch den Proximity-Effekt gerechnet.

Die Streukapazitäten in der Wicklung konnten analog zur Berechnung der Streukapazitäten bei der POLO-Spule anhand der Konstruktionsunterlagen bestimmt werden, wobei hier zusätzlich die Formel für die Kapazität eines Plattenkondensators verwendet werden mußte. Für die Kapazität zwischen einzelnen Windungen und den sie umgebenden Stahlplatten ergaben sich Werte zwischen 9,7 nF und 13,9 nF. Zwischen den Stahlplatten verschiedener Lagen ergaben sich Kapazitätswerte zwischen 59,4 nF und 88,9 nF. Die Erdkapazität der ersten und letzten Lage wurde zu 25 nF berechnet, während für die Erdkapazität aller übrigen Lagen etwa 3 nF ermittelt wurden [104]. Da die Streukapazitäten in der Wicklung um eine Größenordnung höher sind als die der POLO-Wicklung, kann man davon ausgehen, daß Instrumentierungskabel, die einen ähnlichen Aufbau wie die beim POLO-Experiment verwendeten Kabel haben (Kabelkapazität etwa 8 nF), die kapazitiven Verhältnisse in der Wicklung und damit das transiente Verhalten der TF-Modellspule nur unwesentlich beeinflussen.

Damit sind alle Elemente des in Abb. 65 dargestellten Netzwerkmodells der untersuchten TF-

Modellspule bestimmt. Die Stahlplatten sind in diesem Modell als dicke Linie zu erkennen. Diese sind kapazitiv mit der Wicklung, untereinander und mit der Erde gekoppelt. Im elektrischen Ersatzschaltbild in Abb. 65 wird also von keiner zusätzlichen (nur kapazitiver) Potentialanbindung der Stahlplatten ausgegangen. Damit die Stahlplatten in der Wicklung ein definiertes Potential annehmen, wurden verschiedene Möglichkeiten der Potentialanbindung bezüglich ihrer Wirkung bei steilflankiger Erregung der Spule untersucht:

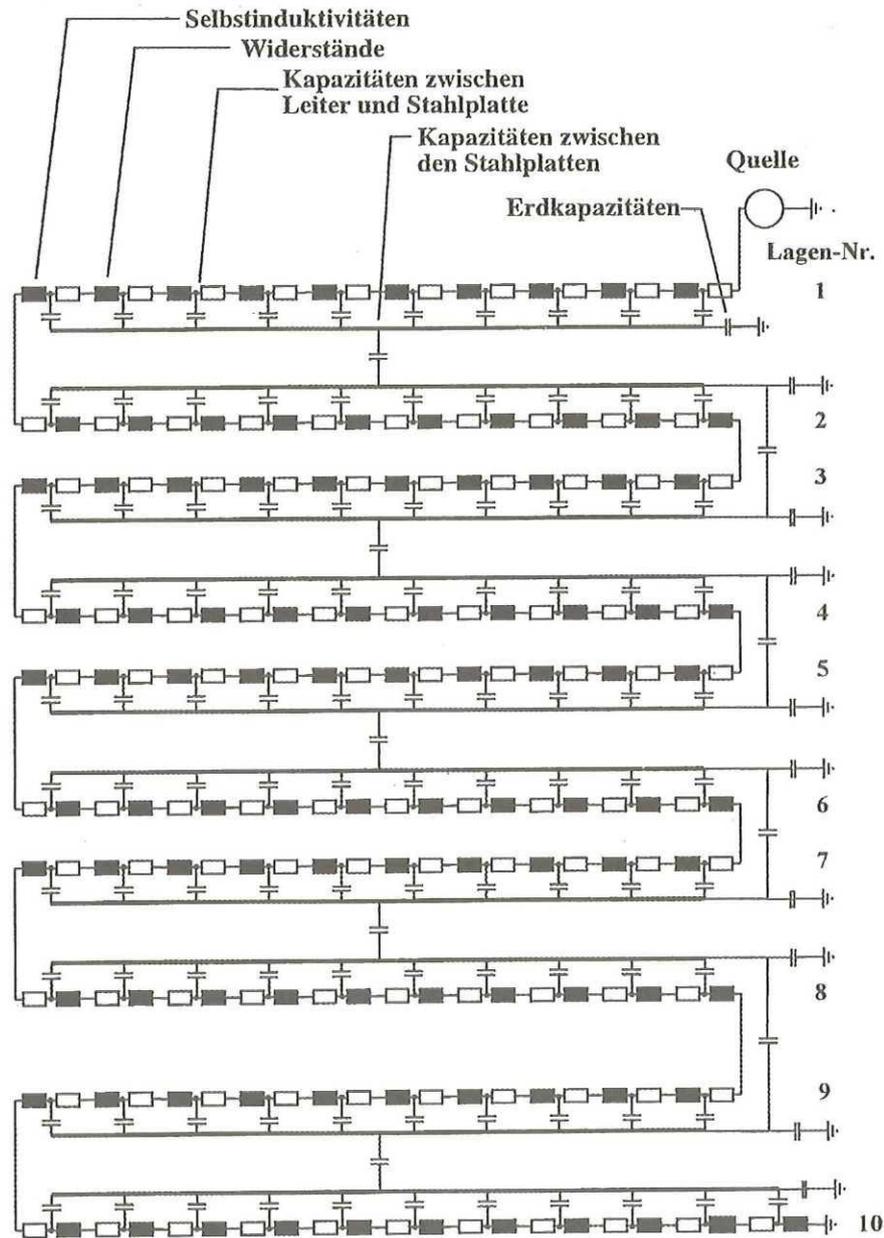


Abb. 65. Detailliertes Netzwerkmodell der untersuchten TF-Modellspule

1. Direkte Erdung der Stahlplatten
2. Stahlplatten am Ort der Leiterverbindungen elektrisch mit der Wicklung verbunden
3. Stahlplatten auf freiem Potential ("floating"), entspricht dem in Abb. 65 dargestellten Fall
4. Stahlplatten am Ort der Leiterverbindungen über einen ohmschen Widerstand mit der Wicklung verbunden

Abb. 66 zeigt, wie die vier untersuchten Möglichkeiten der Potentialanbindung im Netzwerkmodell nachgebildet wurden.

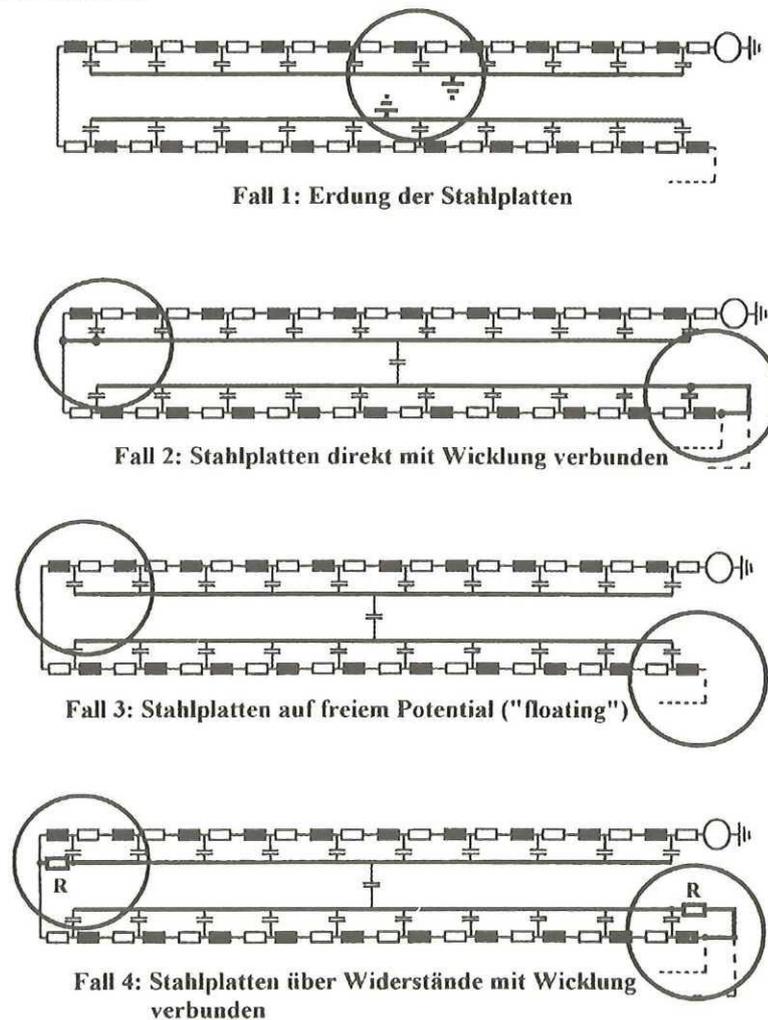


Abb. 66. In den Simulationsrechnungen untersuchte Möglichkeiten zur Potentialanbindung der Stahlplatten in der Wicklung

3. Berechnung der optimalen Erdanbindung der Wicklung bei Beaufschlagung der Spule mit Stoßspannung

Mit diesen Simulationsmodellen wurden verschiedene Anregungen untersucht [103]. Dabei wurde festgestellt, daß die Wicklung unabhängig von der Art der Potentialanbindung eine untere Resonanzfrequenz von etwa 4 kHz aufweist, die auf die kapazitive Wirkung der Stahlplatten zurückzuführen ist. Damit muß bei diesem Spulentyp bereits bei Schalt-Stoßspannungen, wie sie bei der Schnellentladung supraleitender Großmagnete auftreten, mit transienten Überspannungen in der Wicklung gerechnet werden.

Dies läßt sich anhand von Simulationsrechnungen demonstrieren, bei denen die in Abb. 53 dargestellte typische Schalt-Stoßspannung als Anregung verwendet wurde. Die wichtigsten Ergebnisse sind in Abb. 67 bis 69 dargestellt. Als Maß für die transiente Spannungsaufteilung in der Wicklung während der ersten 5 ms sind jeweils die berechneten Spannungsverläufe über den ersten drei Doppellagen (Lage 1-2, 3-4 und 5-6 in Abb. 65) abgebildet. Da an ihnen die maximalen elektrischen Beanspruchungen auftreten [103], werden sie miteinander verglichen, um die günstigste Form der Potentialanbindung der Stahlplatten zu ermitteln.

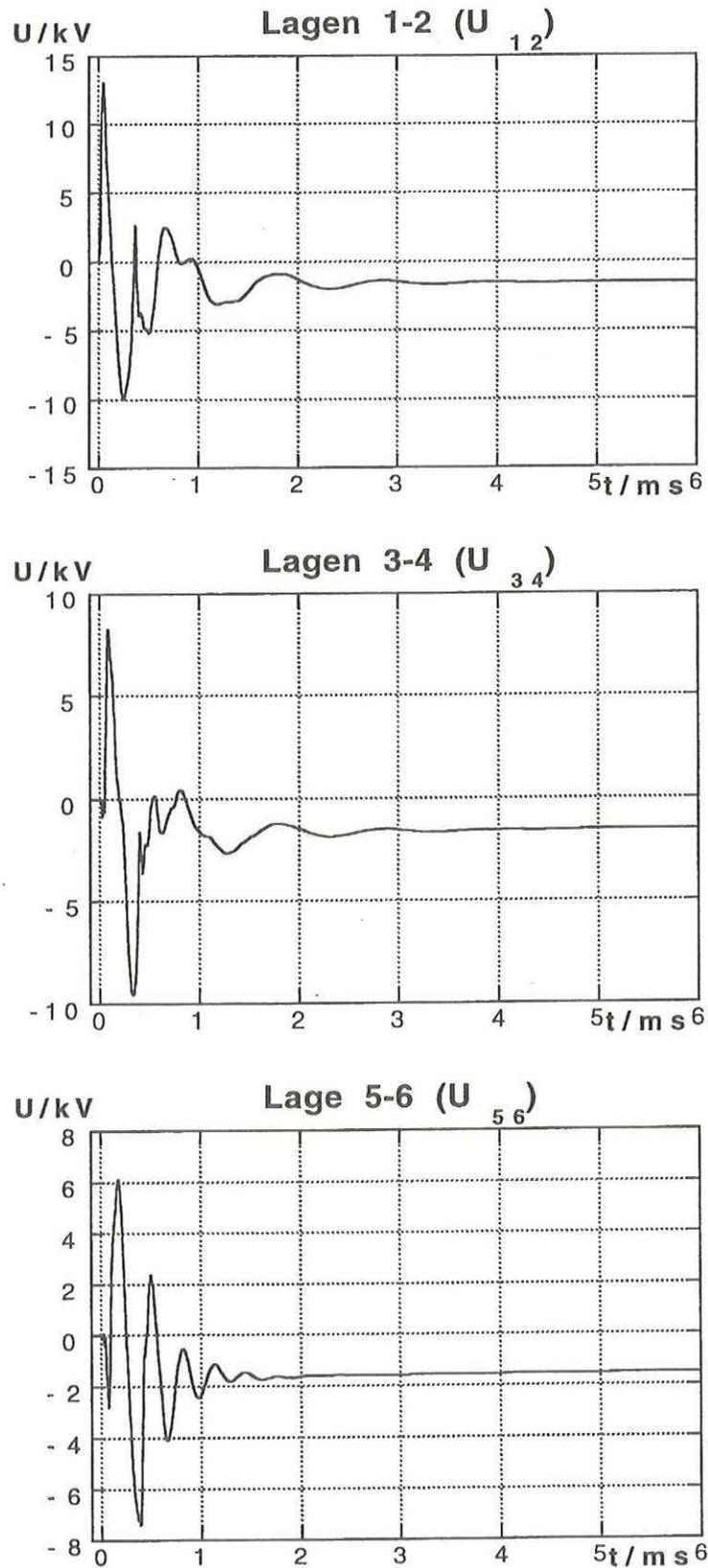


Abb. 67. Berechnete Spannung über den ersten drei Doppellagen der TF-Modellspule im Fall 1 (Stahlplatten geerdet) bei Anregung mit der in Abb. 53 dargestellten Schalt-Stoßspannung

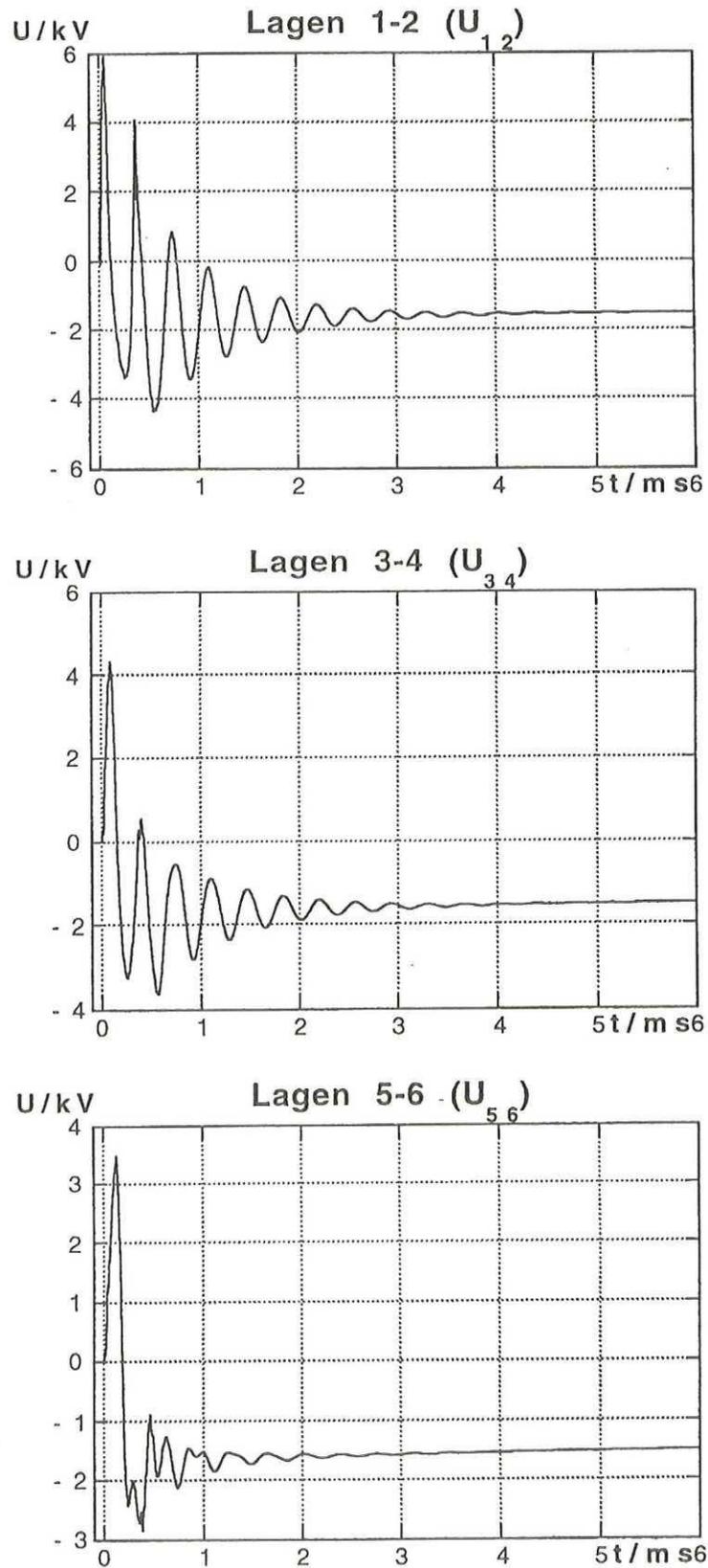


Abb. 68. Berechnete Spannung über den ersten drei Doppellagen der TF-Modellspule im Fall 2 (Stahlplatten elektrisch mit der Wicklung verbunden) bei Anregung mit der in Abb. 53 dargestellten Schalt-Stoßspannung

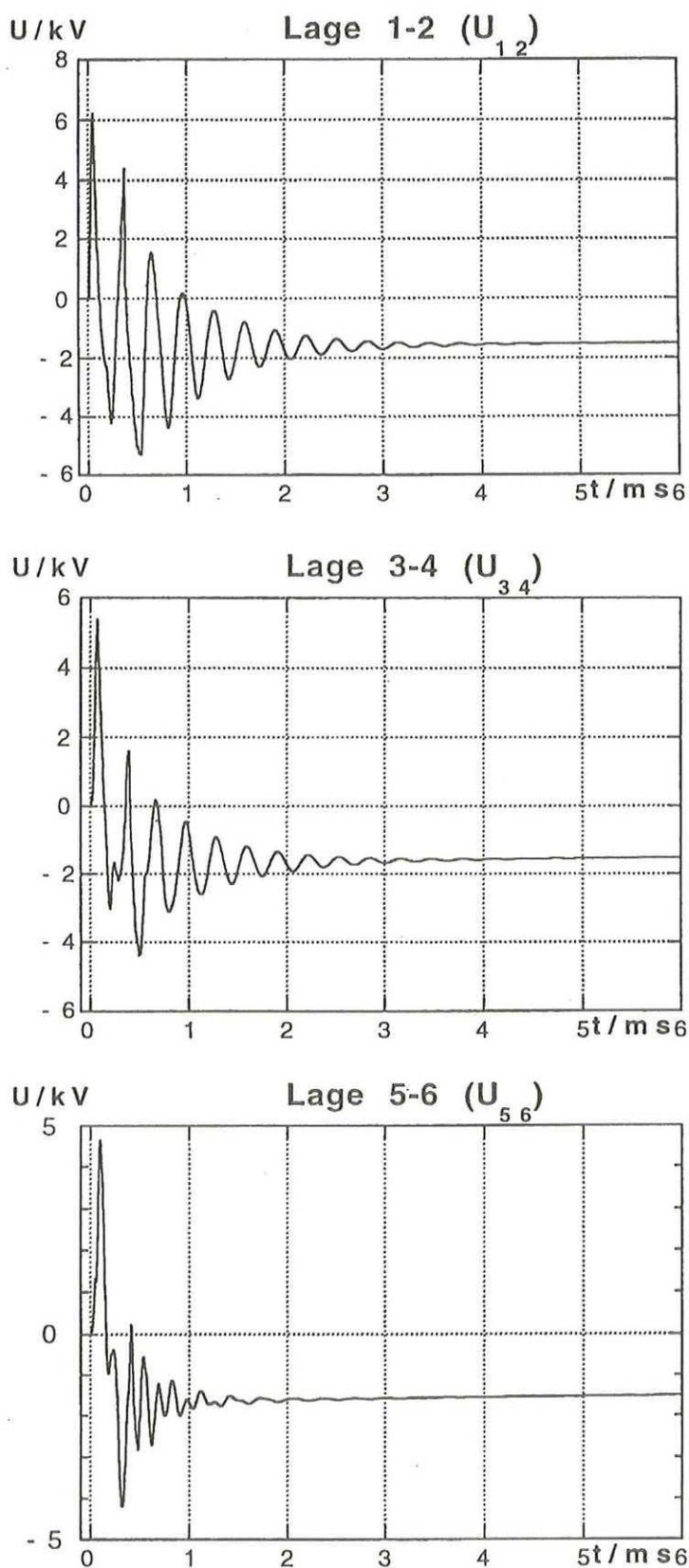


Abb. 69. Berechnete Spannung über den ersten drei Doppellagen der TF-Modellspule im Fall 3 (Stahlplatten "floating") bei Anregung mit der in Abb. 53 dargestellten Schalt-Stoßspannung

Wie aufgrund des kapazitiven Einflusses der Stahlplatten zu erwarten war, verhält sich der Fall, bei dem die Stahlplatten geerdet werden, am ungünstigsten. In Abb. 67 ist zu erkennen, daß zu Beginn des Spannungsstoßes die gesamte außen anliegende Spannung (max. 13 kV) an der ersten Doppellage (vgl. Abb. 65) abfällt. Dadurch ergibt sich dort eine fünfmal höhere elektrische Beanspruchung als im Falle einer linearen Spannungsaufteilung. An den übrigen Doppellagen treten ebenfalls Spannungsspitzen auf, die deutlich über der elektrischen Nennbeanspruchung von 2 kV (Nennspannung der Spule $U_N = 10$ kV) liegen.

Wie in Abb. 68 und Abb. 69 zu erkennen ist, lassen sich die elektrischen Beanspruchungen in der Wicklung um etwa die Hälfte reduzieren, wenn die Stahlplatten entweder in der in Abb. 66 gezeigten Weise elektrisch mit der Wicklung verbunden werden (Fall 2) oder wenn man sie auf freiem Potential beläßt (Fall 3). Die Simulationsergebnisse im Fall 4 unter Verwendung eines 20- Ω -Widerstandes für die Potentialanbindung sind praktisch nicht von denen im Fall 2 zu unterscheiden [103], weshalb sie hier nicht dargestellt sind. Verwendet man hingegen im Fall 4 einen Widerstand im Megaohm-Bereich für die Potentialanbindung, erhält man dasselbe Berechnungsergebnis während der ersten 5 ms wie im Fall 3 (Stahlplatten "floating"). Da sich diese Form der Anbindung im transienten Fall günstig verhält, den Stahlplatten ein (mit einer Zeitkonstante im Bereich von einigen 10 ms) definiertes Potential zugewiesen wird und bei Isolationsfehlern keine hohen Fehlerströme über die Stahlplatten fließen können, wird diese Form der Potentialanbindung für die ITER TF-Modellspule favorisiert.

Überraschend an den Berechnungsergebnissen ist, daß bei diesem Spulentyp aufgrund der kapazitiven Wirkung der Stahlplatten bereits bei Anregung mit Frequenzen deutlich unter 10 kHz mit inneren Resonanzvorgängen gerechnet werden muß, die sich in der gezeigten Weise bei der Schnellentladung der ITER TF-Modellspule bemerkbar machen. Da die in Abb. 2 dargestellten ITER TF-Spulen ähnlich aufgebaut, aber wesentlich größer (17 m x 12 m) sind und eine doppelt so hohe Windungszahl haben wie die TF-Modellspule, ist damit zu rechnen, daß sie sich bei Anregung mit vergleichbaren Schalt-Stoßspannungen entsprechend ungünstiger verhalten. Vergleichbare Schalt-Stoßspannungen sind bei den ITER TF-Spulen, die einen Nennstrom von 60 kA haben, aus den in Kapitel IV.B genannten Gründen wahrscheinlich. Daher wurde die Berechnung ihres transienten Verhaltens im ITER Forschungsprogramm für 1996 berücksichtigt. Im Rahmen einer vom IEH und ITP gemeinsam betreuten Diplomarbeit [105] wird gegenwärtig an der Entwicklung eines geeigneten Netzwerkmodells gearbeitet.

Die in Abb. 67 bis Abb. 69 gezeigten elektrischen Beanspruchungen geben nur das prinzipielle Einschwingverhalten der Wicklung wieder. Die maximalen elektrischen Beanspruchungen in der Wicklung können erst bestimmt werden, wenn nicht wie bei der TF-Modellspule mit Maximalwerten für die zu erwartenden Dämpfungsparameter gerechnet wird, sondern diese mittels einer FEM Analyse genauer bestimmt werden. Im Rahmen der gegenwärtig laufenden Diplomarbeit [105] werden Skin- und Proximity-Effekt bei der ITER TF-Spule mit Hilfe der FEM untersucht. Mit den Ergebnissen dieser Untersuchung kann auch für die TF-Modellspule ein genaueres Modell erstellt werden. Die Erstellung eines solchen Modells bietet sich an, sobald die endgültigen Konstruktionsunterlagen der ITER TF-Modellspule vorliegen. Damit ließe sich beim 1998 geplanten Test der ITER TF-Modellspule in der TOSKA-Anlage abermals die Genauigkeit der entwickelten Berechnungsmethode anhand von Messungen überprüfen, bevor sie als zuverlässiges Hilfsmittel bei der Isolationskoordination des ITER Magnetsystems eingesetzt werden kann.

F. Transientes Verhalten eines supraleitenden magnetischen Energiespeichers (SMES)

In einem Elektroenergiesystem muß die in jedem Augenblick erzeugte elektrische Leistung der benötigten Leistung angepaßt werden. Daher muß der Systembetreiber einen Leistungsmangel bzw. Störungen auf der Erzeugerseite durch rasche Leistungsaktivierung anderer Kraftwerke ausgleichen. Für größere Leistungsregelungen werden üblicherweise Speicher- bzw. Pumpspeicherkraftwerke, thermische Regelkraftwerke und Gasturbinenkraftwerke eingesetzt. Die Dauer bis zur Einsatzfähigkeit dieser Kraftwerke reicht von ungefähr 90 Sekunden bis etwa 30 Minuten. Schneller zu aktivieren sind Batterien, Schwungräder mit supraleitenden Lagern, in denen kinetische Energie gespeichert wird und supraleitende magnetische Energiespeicher. In ihnen wird die Energie im magnetischen Feld gespeichert, das von einem in der Spule fließenden Strom erzeugt wird. Die gespeicherte Energie von supraleitenden magnetischen Energiespeichern kann innerhalb von Millisekunden zur Verfügung gestellt werden [1, 4].

SMES werden je nach ihrem Speichervermögen im allgemeinen in drei Klassen unterteilt: Großspeicher, mittelgroße Anlagen und Kleinspeicher. Die Idee der Großspeicher ist auf die Mitte der siebziger Jahre zurückzuführen. Seit Anfang der neunziger Jahre geht der Trend von den Großspeichern weg zu Kleinspeichern und mittelgroßen Anlagen. Die mittelgroßen Anlagen liegen sowohl mit ihren Energieinhalten, die von wenigen MWh bis etwa 10 MWh reichen, als auch mit ihren Aufgaben zwischen Groß- und Kleinspeichern [22]. Als kleine Ausführung der Großspeicher sollen sie den Lastausgleich an Verteilerstationen sowie die Sekundenreserve als schnelle Leistungsbereitstellung übernehmen [21]. Größere Ausführungen der Kleinspeicher hingegen sollen Verbrauchern mit größerem Leistungsbedarf die benötigte Leistung zur Verfügung stellen. Neuere Anwendungsfelder schließen die Erhöhung der transienten Stabilität, Dämpfung von Leistungspendelungen und Spannungsregulierungen ein. Ziel bei den Kleinspeichern ist es, bei wenig gespeicherter Energie möglichst hohe Leistungen zu erzeugen. Mit zunehmender Nutzung von elektronischen Geräten, wie Computer und Prozeßsteuerungen, wird die Qualität der Stromversorgung wichtiger. Für die meist nur kurze Zeit eines Spannungseinbruches, welcher durch Lichtbögen oder Schaltheftungen an Übertragungsleitungen verursacht werden kann, soll der Kleinspeicher die fehlende Leistung empfindlichen Prozeßlinien zur Verfügung stellen. In umgekehrter Weise kann mit Hilfe von Kleinspeichern das Netz vor von Stoßlasten verursachten Spannungseinbrüchen geschützt werden.

Diesen Zweck soll eine größere Bauform des hier untersuchten SMES zur Erzeugung von Hochleistungspulsen erfüllen [106]. Bei ihm handelt es sich um eine vom FZK und der Universität Karlsruhe gemeinsam entwickelte Versuchsanlage, mit der die Funktionstüchtigkeit eines SMES unter extremen Lade- und Entladebedingungen demonstriert werden kann. Mit der Anlage lassen sich 1 MW Leistungspulse bei einer Wiederholungsrate von 10 Hz und einer Pulsbreite von 2 ms generieren [107]. Damit erfüllt dieses Modell bereits wesentliche Anforderungen, die für die Versorgung eines von DESY geplanten Linearbeschleunigers nötig sind. Die rund 1000 Klystrons (spezielle Form der Elektronenröhre zum Erzeugen und Verstärken elektromagnetischer Wellen) des Großbeschleunigers benötigen kurze Pulse sehr hoher elektrischer Leistung (10 GW). Für die Versorgung der Klystrons sind SMES, die 10 MW Pulse bei gleicher Pulsdauer und Wiederholungsrate wie die Modellanlage am FZK liefern, vorgesehen.

1. *Arbeitsweise und Aufbau des SMES zur Erzeugung von Hochleistungs-Pulsen*

Neben dem Energiespeicher, bei dem es sich in der Modellanlage um einen modular aufgebauten Solenoid handelt und der aus bis zu sechs supraleitenden Teilspulen besteht, sind weitere

Komponenten erforderlich. Das Spulensystem wird über einen Transformator, der die Netzspannung auf eine für die Leistungselektronik verträgliche Spannung herabsetzt, und eine Stromrichteranlage geladen bzw. in umgekehrter Richtung entladen. Den Netzzustand und den Lade- bzw. Entladestrom kontrolliert eine Regeleinheit, die ihr Signal von einer übergeordneten Leitstelle zum Ansteuern des Stromrichters erhält und in Abhängigkeit der Häufigkeit der Lade- und Entladezyklen auch die Kälteanlage aktiviert. Die Kälteanlage bereitet das Kühlmittel auf und führt es den supraleitenden Komponenten des SMES wieder zu. Ein Lade- und Entladezyklus gestaltet sich wie folgt:

Während der Ladephase ist der in IGBT-Technologie ausgeführte und in Abb. 70 dargestellte Schalter geschlossen und über der Spule liegt die Gleichspannung des Stromrichters an. Es beginnt ein Strom durch die Spule zu fließen, der bis zum gewünschten Endwert ansteigt. Danach kann eine mehr oder weniger lange Ruhephase folgen, in der ein konstanter Gleichstrom durch die Spule fließt. Wird der Schalter geöffnet, kommutiert der Strom in die Last, die in Abb. 70 mit einem Widerstand dargestellt ist. Die Spule gibt einen Teil ihrer gespeicherten magnetischen Energie ab, bis der Schalter wieder schließt.

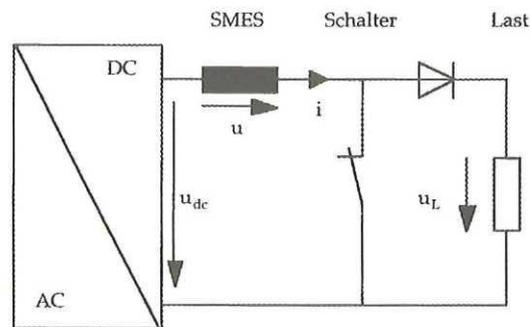


Abb. 70. Ersatzschaltbild der Modellanlage zur Erzeugung von Hochleistungspulsen

Das System wurde ursprünglich zur Erzeugung von 900 kW Pulsen ausgelegt. Der Nennstrom des IGBT-Schalters und des SMES beträgt 300 A. Die Nennspannung der Anlage beträgt 3 kV und wird durch die maximale Sperrspannung des IGBT-Schalters begrenzt. Als Beispiel für die Funktionsweise des SMES in der Praxis sind in Abb. 71 die gemessenen Verläufe des Spulenstromes i und der Spulenspannung u in der zur Speisung der Klystrons bei DESY geforderten Betriebsart (Pulsbreite 2 ms, Pulsfrequenz 10 Hz) dargestellt. Die Messung stammt von einem Experiment, bei dem der aus zwei Teilspulen aufgebaute SMES (wodurch sich eine Gesamtinduktivität von 0,97 H ergibt) bei einem Strom von etwa 200 A betrieben wurde.

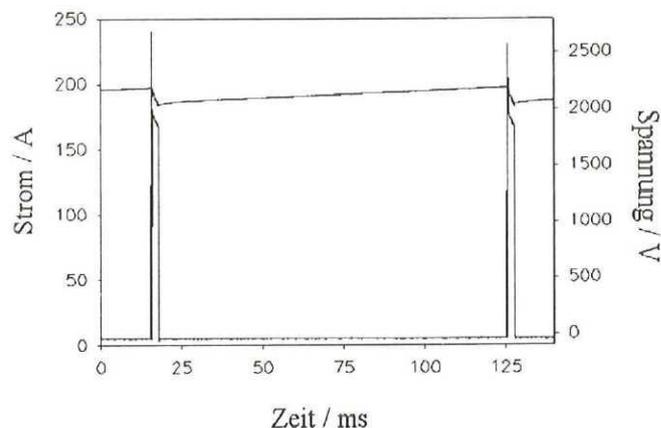


Abb. 71. Gemessener Verlauf des Stromes i und der Spannung u während des Pulsbetriebs

Die transiente Spannungsspitze zu Beginn des Pulses wird hauptsächlich von der Streuinduktivität der Last verursacht. Da bei einer höheren Auflösung dieser Spitze auch Resonanzschwingungen erkennbar waren, bestand Interesse an der Entwicklung eines Netzwerkmodells, mit dem sich die transienten Vorgänge im Innern der SMES-Spulen und deren innere elektrische Beanspruchung berechnen lassen.

Der prinzipielle Aufbau der Teilspulen des SMES geht aus Abb. 72 hervor. Als tragende Struktur wurde glasfaserverstärkter Kunststoff (GFK) gewählt, mit dem sowohl die mechanischen Kräfte aufgenommen, als auch das Auftreten von Wirbelströmen verhindert werden kann. In den Platten ober- und unterhalb der Wicklung sind Löcher eingelassen, um die Zirkulation des flüssigen Heliums zu gewährleisten, in das die gesamte Spule eingetaucht ist. Der Leiter wurde in Form einer Lagenwicklung um den Wickelkörper gewickelt. Die einzelnen Lagen sind durch Stege aus glasfaserverstärktem Kunststoff voneinander getrennt, der auch für die Armierung als Abschluß der Wicklung verwendet wurde. Die Spule besteht aus 31 Lagen mit jeweils 32 Windungen pro Lage.

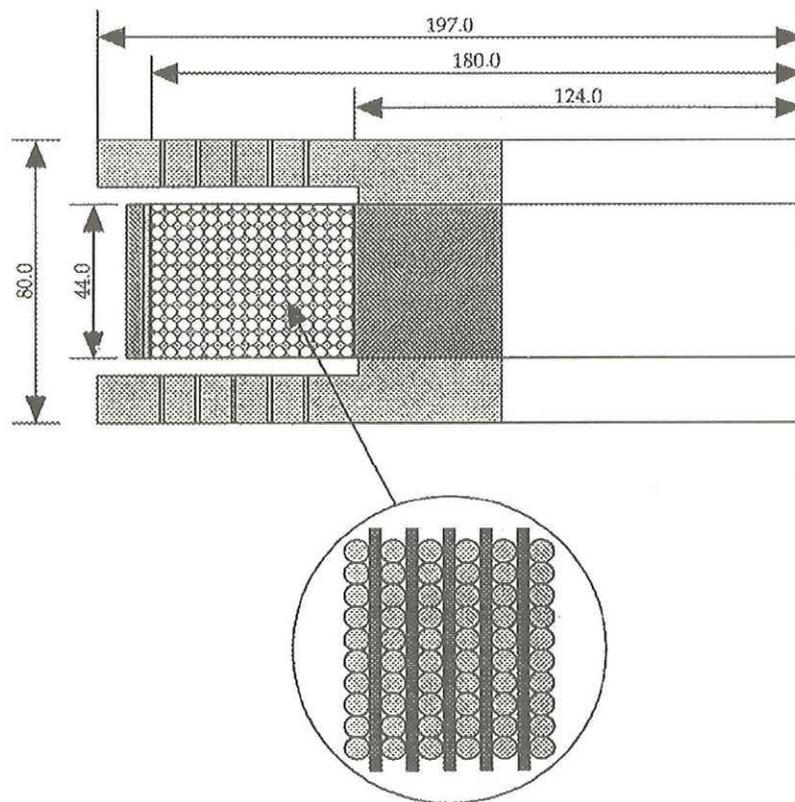


Abb. 72. Wicklungsquerschnitt der untersuchten SMES-Spule (Größenangaben in mm)

Beim verwendeten Supraleiter handelt es sich um einen kommerziell erhältlichen NbTi-Multifilamentdraht. In ihm sind die NbTi-Filamente in der in Abb. 73 gezeigten Art von einer Cu- und einer CuNi-Schicht umgeben. Wie beim POLO-Leiter übernimmt das Kupfer den Strom bei schnellen Stromänderungen, CuNi stellt als Material mit geringem Leitwert eine Wirbelstrombarriere dar. Um die im Leiterinneren auftretenden Wechselstromverluste abzuführen, wird der Kern des Leiters mit einer Cu-CuNi-Matrixstruktur ausgefüllt. Die Leiterisolierung besteht aus Polyvinyl (PV). Der gesamte Leiterdurchmesser beträgt 1,3 mm.

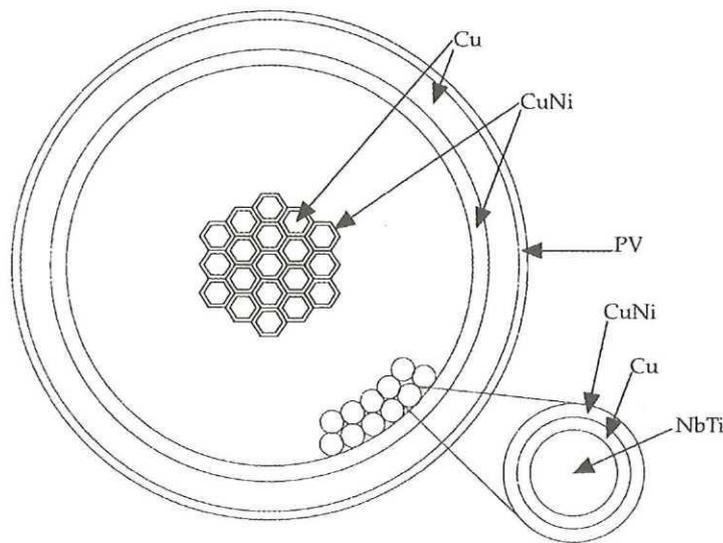


Abb. 73. Schematischer Schnitt durch die Querschnittsfläche des verwendeten Supraleiters

2. *Herleitung der Spulenparameter zur Erstellung des detaillierten Netzwerkmodells einer Teilspule des SMES*

Würde man jede Windung einzeln modellieren, hätte man 992 Selbstinduktivitäten und ungefähr 980.000 Gegeninduktivitäten zu berücksichtigen. Um die Anzahl der magnetischen Kopplungen zu reduzieren, lassen sich in den Lagen jeweils 10 bzw. 11 Windungen zusammenfassen. Die Zahl der magnetischen Kopplungen im Netzwerkmodell liegt somit unter 10.000. Die zusammengefaßten Windungen werden im Modell durch konzentrierte Elemente repräsentiert. In Abb. 74 ist diese Diskretisierung schematisch dargestellt.

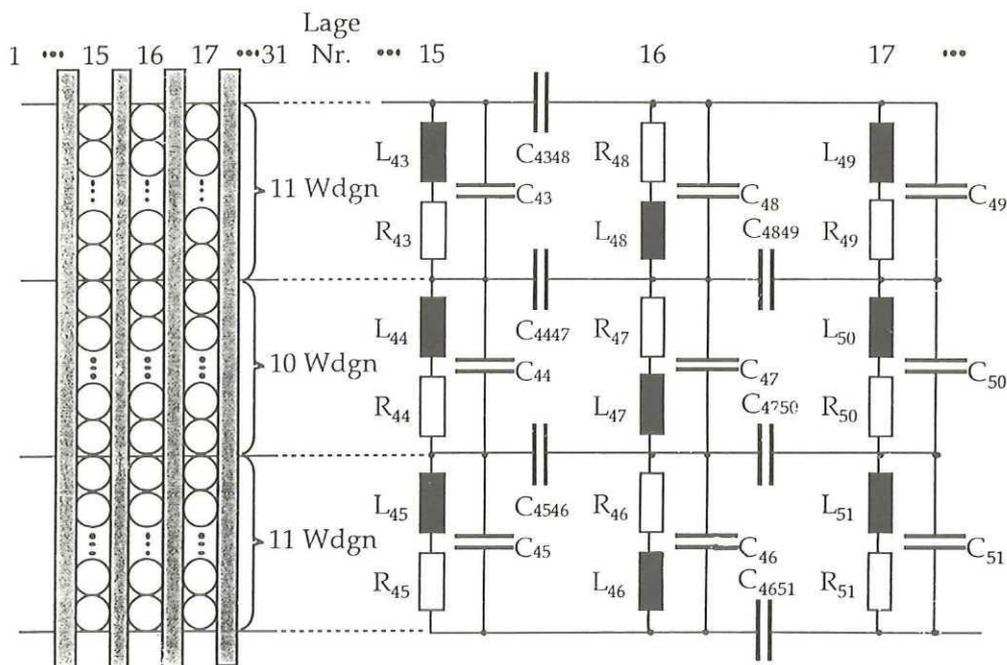


Abb. 74. Diskretisierung der SMES-Spule mit konzentrierten Elementen

Mit der Induktivität L_{43} wird beispielsweise die Selbstinduktivität von 11 Windungen sowie mit Hilfe der Kopplungsfaktoren $k_{43i} = M_{43i} / \sqrt{L_{43}L_i}$ ($i = 1 \dots 93, i \neq 43$) alle Gegeninduktivitäten zu den anderen zusammengefaßten Windungen erfaßt. Die Wechselstromverluste werden durch den Dämpfungswiderstand R_{43} und die kapazitiven Kopplungen innerhalb einer Lage durch die Längskapazität C_{43} nachgebildet. Die Berücksichtigung der kapazitiven Kopplung mit benachbarten Lagen erfolgt mit Hilfe der Querkapazitäten, wie z.B. C_{4348} .

Die Selbst- und Gegeninduktivitäten wurden ermittelt, indem die zusammengefaßten Windungen als Zylinderspule mit äquivalentem rechteckigem Querschnitt modelliert wurden. Die Berechnung der Selbst- und Gegeninduktivitäten erfolgte numerisch mit Hilfe des Programms EFFI [45], basierend auf den Gleichungen (11) und (21). Zur Reduktion der Rechenzeit war es notwendig, neben der Ausnutzung von Symmetrien einige Kopplungsfaktoren zu interpolieren. Dazu wurde jede dritte Kopplung berechnet. Die fehlenden Kopplungen wurden mittels linearer Interpolation des Kopplungsfaktorverlaufs in der in Abb. 75 dargestellten Weise bestimmt.

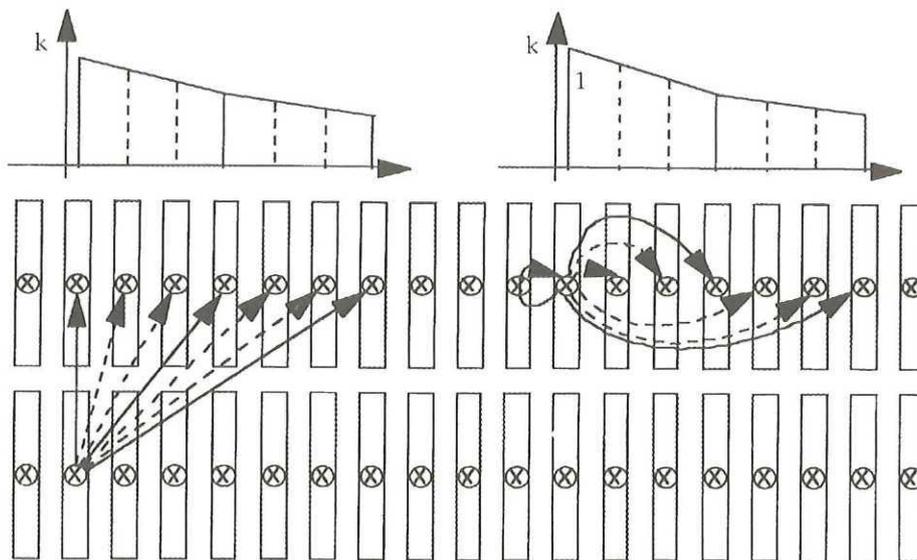


Abb. 75. Lineare Interpolation zur Bestimmung der Kopplungsfaktoren

Kopplungen einer Windungseinheit mit sich selbst gehen hierbei mit dem Faktor 1 ein. Ein stichprobenartiger Vergleich von interpolierten Werten mit zusätzlich berechneten Werten ergab eine Abweichung von weniger als 1%. Die so berechneten Selbstinduktivitäten im Netzwerkmodell liegen zwischen $71,2 \mu\text{H}$ und $111,7 \mu\text{H}$. Die magnetischen Kopplungsfaktoren schwanken zwischen 27,2 % und 93,5 % [108].

Die Leiterisolierung und die Trennschicht aus glasfaserverstärkten Kunststoffstegen bilden ein Mischdielektrikum, für das eine Ersatzdielektrizitätszahl ermittelt wurde. Mit dieser Ersatzdielektrizitätszahl und der Formel für den Zylinderkondensator (67) wurde die Querkapazität bestimmt. Die so ermittelten Werte für die Querkapazitäten im Netzwerkmodell liegen zwischen 308 pF und 458 pF [108]

Zur Berechnung der Längskapazitäten wurden zunächst zwei in einer Lage übereinanderliegende Windungen betrachtet. Für sie läßt sich eine Ersatzdielektrizitätszahl bestimmen. Mit ihr und der Formel für den Kreisscheibenkondensator (68) wurde eine Ersatzkapazität C_1 berech-

net. Zur Bestimmung der Längskapazität von w Windungen wurde über ihnen ein linearer Spannungsabfall angenommen, wodurch sich eine resultierende Längskapazität von C_1/w ergibt. Dies führt zu relativ kleinen Werten für die Längskapazitäten im Netzwerkmodell von 10,9 pF bis 14,2 pF.

Erdkapazitäten wurden im Netzwerkmodell nicht berücksichtigt, weil, im Gegensatz zu den zuvor betrachteten Spulen, die SMES Spulen im Kryostaten in hinreichendem Abstand von geerdeten Flächen angeordnet sind.

Da die Erstellung eines FEM-Modells für den Supraleiterdraht mit erheblichem Aufwand verbunden und der prinzipielle Drahtaufbau mit dem der Drähte im Querschnitt des POLO-Leiters vergleichbar ist, wurden die durch Wirbelstromverluste verursachten Dämpfungsparameter in der Wicklung der SMES-Spule mit Hilfe der am POLO-Leiter durchgeführten Untersuchungen abgeschätzt. Aufgrund dieser Untersuchungen und der in Abb. 73 dargestellten Struktur des Supraleiterdrahtes, die sich durch eine relativ dicke äußere Randschicht aus Cu auszeichnet, darf angenommen werden, daß bei den hier betrachteten Frequenzen von etwa 500 kHz (aufgrund der Schaltcharakteristik des IGBT-Schalters kann die Spannung an den SMES-Spulen in weniger als 0,5 μ s von Null auf ihren Maximalwert ansteigen [109]) der Strom nur noch in der äußeren Randschicht aus Cu fließt. Beim POLO-Leiter würde man bei einer Frequenz von 500 kHz aufgrund des Skin-Effekts bei 4 K mit dem etwa 2.000-fachen des Gleichstromwiderstandes und bei 300 K mit dem etwa 35-fachen des Gleichstromwiderstandes rechnen (vgl. Anhang A 5 und A 6). Berücksichtigt man zusätzlich den Proximity-Effekt, erhält man Dämpfungswiderstände, die bei 4 K um einen Faktor 16.000 und bei 300 K um einen Faktor 280 höher sind als bei Gleichstrom.

Im Gegensatz zum POLO-Leiter handelt es sich hier nur um einen dünnen Draht, bei dem sich die Widerstandserhöhung durch den Skin-Effekt weniger stark bemerkbar macht als bei einem vergleichbar aufgebauten Leiter mit größerer Querschnittsfläche. Andererseits muß beim hier betrachteten Leitertyp davon ausgegangen werden, daß sich aufgrund der Cu-Randschicht und der Leiterisolierung, die bei höheren Frequenzen ein Ausweichen des Stromes in Randschichten mit geringerer spezifischer Leitfähigkeit (wie beispielsweise in die Stahlhülle beim POLO-Leiter) unmöglich macht, die Widerstandserhöhung durch den Skin-Effekt höher ist, als beim POLO-Leiter, wenn man von jeweils gleichen Leiterquerschnitten ausgeht. Es wurde daher zunächst der Einfachheit halber davon ausgegangen, daß sich bei diesem Wechselstromleiter dieselben Dämpfungsparameter ergeben wie beim POLO-Leiter. Eine Überprüfung dieser Annahme sollte anhand von Messungen, die zur Überprüfung der Gültigkeit des Netzwerkmodells durchgeführt wurden, stattfinden.

Die Messung des Resonanzverhaltens erfolgte im normalleitenden Zustand der Spule. Messungen im supraleitenden Zustand der Spule sind mit erheblichem Aufwand verbunden und waren hier nicht zu rechtfertigen, da man aufgrund der mit der POLO-Spule durchgeführten Untersuchungen davon ausgehen konnte, daß Messungen bei kryogener Temperatur zum gleichen Einschwingverhalten führen und sich lediglich die Dämpfung der Schwingungen geringfügig von der bei Raumtemperatur unterscheidet. Da das transiente Verhalten der Spule zunächst unbekannt war, wurde sie mit kleinen Pegeln (etwa 10 V) angeregt. Eine zunächst beabsichtigte Strommessung schied aufgrund der hohen Induktivität der Spule aus. Das Signal wurde mittels eines Koaxialkabels der Spule zugeführt. Die Eingangsspannung und die Spannung am Mittelabgriff der Spule wurden mit einem Zweikanal-Digitalspeicheroszilloskop gemessen. Der gesamte Meßaufbau, der in Abb. 76 dargestellt ist, befand sich in einer abgeschirmten Kabine. Diese Maßnahme mußte aufgrund der hohen Windungszahl der Spule getroffen werden, da im nicht abgeschirmten Raum die Spule als Empfangsantenne wirkte und die Meßergebnisse von einem zu hohen Störpegel überlagert waren.

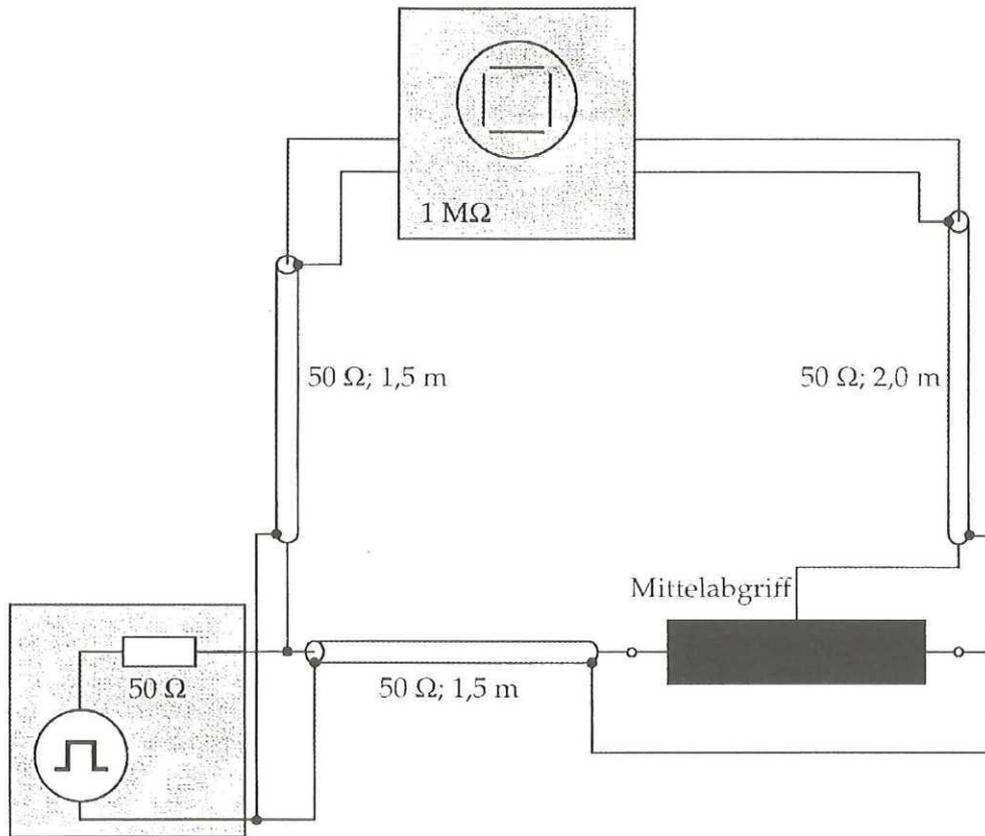


Abb. 76. Aufbau zur Messung der Sprungantwort der SMES-Spule bei Raumtemperatur

Gemessen wurde die Sprungantwort am Mittelabgriff bei Anregung der Spule mit Rechteckimpulsen unterschiedlicher Steilheit. Die am Mittelabgriff gemessene Spannung hatte den in Abb. 77 dargestellten charakteristischen Verlauf. Bei dieser Messung wurde die Spule mit dem ebenfalls in Abb. 77 dargestellten Rechteckimpuls der Anstiegszeit $\Delta t_a = 1 \mu\text{s}$ angeregt.

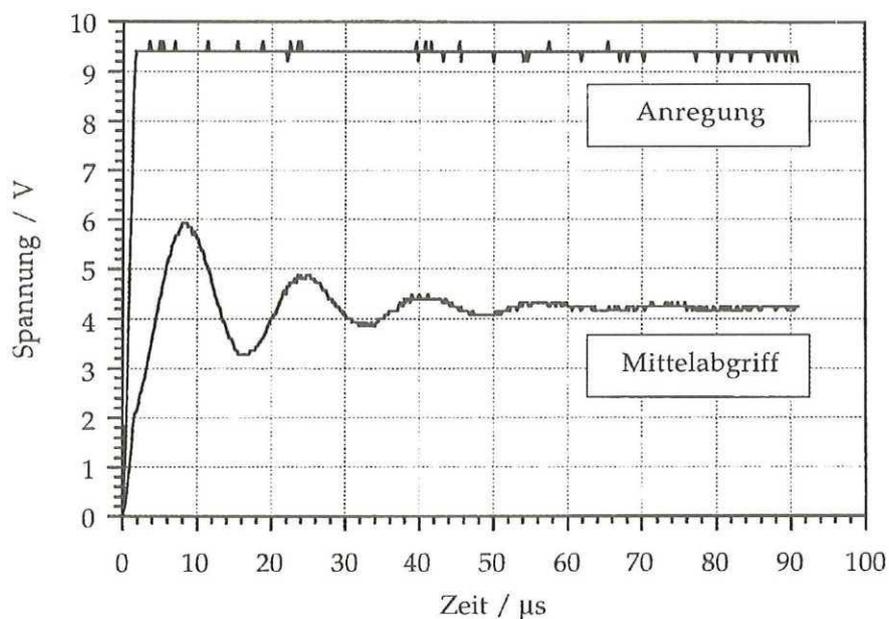


Abb. 77. Bei Raumtemperatur gemessener Verlauf der Spannung am Mittelabgriff bei puls-förmiger Beaufschlagung ($\Delta t_a = 1 \mu\text{s}$) der SMES-Spule

Die Spannung steigt mit einem leichten Knick bei 2,1 V auf 5,9 V an, geht in einen schwingenden Verlauf mit einer Frequenz von 60,8 kHz über und endet auf dem stationären Endwert von 4,2 V. Bei langsameren Anregungen waren zwar auch Schwingungen mit etwa 60 kHz am Mittelabgriff erkennbar, deren Amplitude war jedoch bereits bei einer Anregung mit $\Delta t_a = 10 \mu\text{s}$ vernachlässigbar klein.

3. Ergebnisse der Simulationsrechnung und Vergleich mit der Messung

Die im Simulationsmodell resultierende Sprungantwort bei Anregung mit dem in Abb. 77 dargestellten Rechteckimpuls ist in Abb. 78 dargestellt. Sie wurde mit dem im letzten Abschnitt hergeleiteten Modell durchgeführt, wobei die beim POLO-Leiter ermittelte Dämpfung aufgrund vergleichbarer Leiterparameter auf diesen Leitertyp übertragen wurde. Als größte Amplitude am Mittelabgriff tritt ein Wert von 5,6 V, was einer Abweichung zur Messung von lediglich 5 % entspricht. Ebenso ist ein Knick in der Anstiegsflanke - hier bei 2,9 V - erkennbar, der auf die Kapazität der Meßkabel zurückgeführt werden konnte. Die berechnete Frequenz der Schwingung beträgt 60,3 kHz und der stationäre Endwert liegt ebenfalls bei 4,2 V.

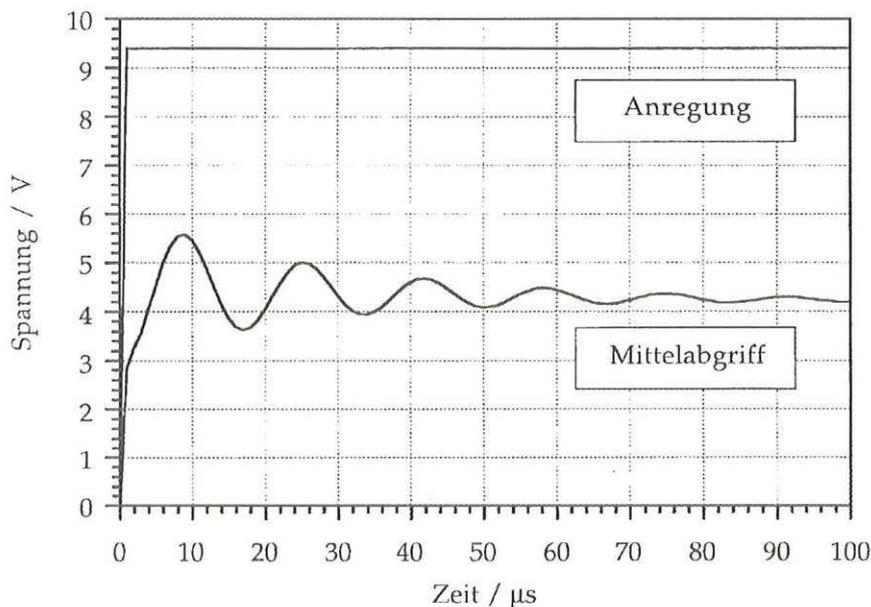


Abb. 78. Berechneter Verlauf der Spannung am Mittelabgriff bei pulsformiger Beaufschlagung ($\Delta t_a = 1 \mu\text{s}$) der SMES-Spule und Verwendung der für Raumtemperatur abgeschätzten Dämpfungsparameter

Anhand der guten Übereinstimmung des berechneten und gemessenen Schwingungsverlaufs läßt sich abermals belegen, daß zur Berechnung transienter Vorgänge in der Wicklung nicht die genaue Größe der Dämpfungsparameter, sondern nur deren Größenordnung im Simulationsmodell korrekt wiedergegeben werden muß.

Für alle weiteren Untersuchungen, bei denen vom supraleitenden Zustand der Wicklung ausgegangen wurde, wurden daher ebenfalls die im vorigen Kapitel hergeleiteten Dämpfungsparameter verwendet, wobei im Netzwerkmodell die einer Temperatur von 4 K und Frequenzen von etwa 100 kHz entsprechenden ohmschen Widerstände eingesetzt wurden.

Mit dem Simulationsmodell wurde das transiente Verhalten der Wicklung bei verschiedenen Anregungsarten (pulsförmige Anregungen und sinusförmige Anregungen mit verschiedenen Frequenzen) untersucht [108]. An einer Ermittlung der maximalen elektrischen Beanspruchung bei Anregungen, wie sie allgemein bei einem Einsatz des SMES zur Verbesserung der Qualität der elektrischen Energieversorgung auftreten können, bestand besonderes Interesse.

Im Rahmen einer Worst-Case Abschätzung wurden Anregungen untersucht, bei denen eine Reihe von sehr kurzen Lade- und Entladephasen unmittelbar aufeinanderfolgen [110]. Im Extremfall kann sich dadurch eine Beaufschlagung der Wicklung mit periodischen Rechteck-Spannungen wechselnder Polarität ergeben. Als Ergebnis der Simulationsrechnungen läßt sich festhalten, daß von allen untersuchten Anregungsarten diese Art der Anregung zu den höchsten elektrischen Beanspruchungen in der Wicklung führte. Wie sich die Wicklung bei einer solchen Anregung verhält und welche maximalen elektrischen Beanspruchungen auftreten können, soll anhand von zwei Simulationsergebnissen demonstriert werden.

Entsprechend der maximalen Steilheit der Schaltflanken, die vom IGBT-Schalter erzeugt werden können [109], wurden bei diesen Simulationen Werte für die Anstiegs- und Abfallzeit der Rechteckspannungen von $\Delta t_a = \Delta t_e = 0,25 \mu\text{s}$ angenommen. Geht man davon aus, daß die Lade- und Entladephasen des SMES ohne Ruhephase aufeinanderfolgen, erhält man die in Abb. 79 und Abb. 80 dargestellten Potentialverläufe an äquidistanten Knoten im Wicklungsmodell. Die in Abb. 79 erkennbare Schwingung der Knotenpotentiale entspricht der unteren Resonanzfrequenz der Spule von etwa 60 kHz. Da die Schwingungen auch im supraleitenden Zustand der Wicklung relativ gut gedämpft werden, kommt es durch die Periodizität der Pulse nur zu unwesentlichen Spannungsüberhöhungen.

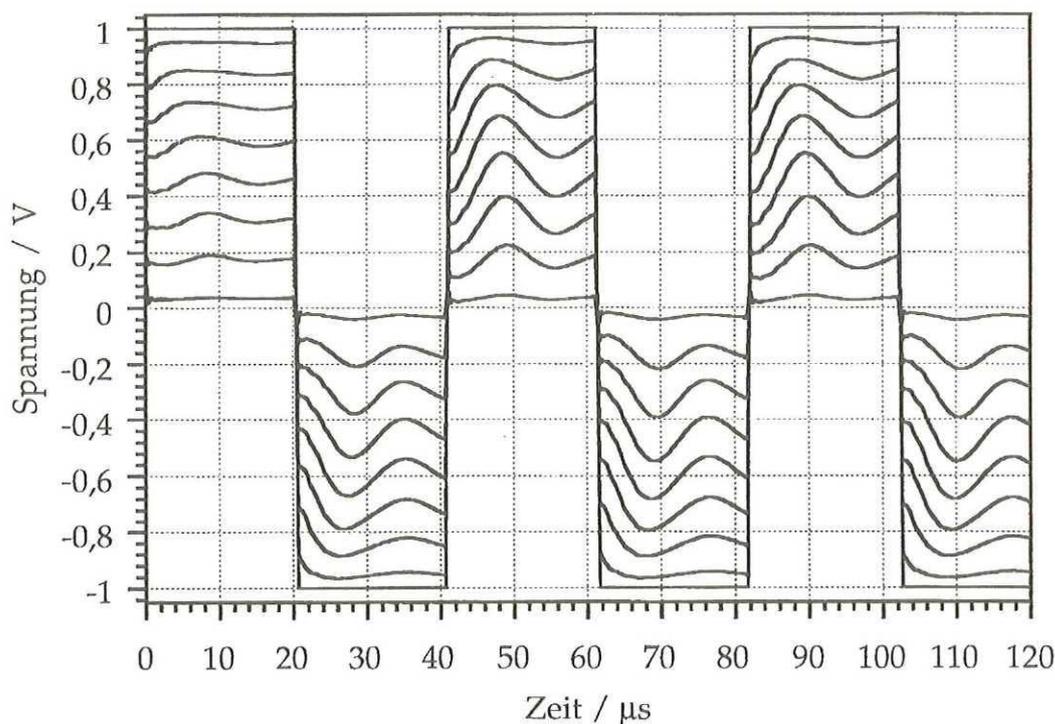


Abb. 79. Spannungsverteilung in der Wicklung der SMES-Spule bei trapezförmiger Anregung (Annahme einer eingepprägten Spannung der Amplitude 1 V an den Außenklemmen des SMES, Dauer der Lade- und Entladephasen $T_{a-e} = T_{e-a} = 20 \mu\text{s}$, dargestellt sind die Potentialverläufe an äquidistanten Knoten im Wicklungsmodell)

Durch die Periodizität der Pulse bedingte Spannungsüberhöhungen können bei dieser Spule erst auftreten, wenn man von noch kürzeren Lade- und Entladephasen ausgeht. Wählt man eine Anregung mit $T_{a-e} = T_{e-a} = 7 \mu\text{s}$, werden die in Abb. 79 erkennbaren Schwingungen jeweils in ihrem Maximum abgebrochen und es tritt der in Abb. 80 dargestellte Worst-Case ein.

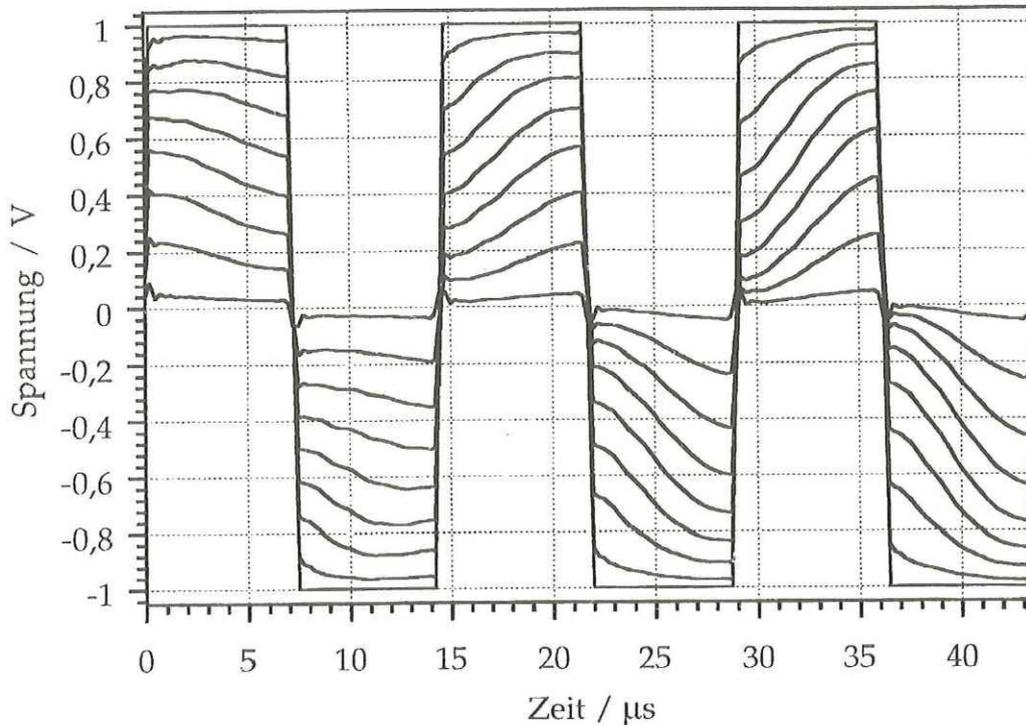


Abb. 80. Spannungsverteilung in der Wicklung der SMES-Spule bei trapezförmiger Anregung (Annahme einer eingepprägten Spannung der Amplitude 1 V an den Außenklemmen des SMES, Dauer der Lade- und Entladephasen $T_{a-e} = T_{e-a} = 7 \mu\text{s}$, dargestellt sind die Potentialverläufe an äquidistanten Knoten im Wicklungsmodell)

Dabei erreichen einzelne Knotenpotentiale Werte, die um 147 % höher sind als beim Nennbetrieb der Spule. Wie in Abb. 80 zu erkennen ist, treten die maximalen elektrischen Beanspruchungen in etwa in der Mitte des Wicklungssystems auf. Trotz der absoluten Höhe der Knotenpotentiale wäre die untersuchte Spule aber selbst bei dieser Anregung nicht gefährdet, da die Potentialdifferenz zwischen benachbarten Lagen so klein bleibt, daß sie von der mit hohen Sicherheitsmargen ausgelegten Lagenisolierung zu beherrschen ist.

Positiv auf das transiente Verhalten der untersuchten SMES-Spule wirkt sich aus, daß die Wicklung sehr kapazitätsarm aufgebaut ist und Inhomogenitäten im Wicklungsaufbau (wie beispielsweise durch die bei der POLO-Spule angeschlossenen Instrumentierungskabel) fehlen. Solche Inhomogenitäten hätten einen störenden Einfluß auf das bei der Untersuchung der SMES-Spule aufgetretene gleichphasige Schwingen der Lagen und könnten ein Mehrfaches der hier berechneten elektrischen Beanspruchungen verursachen.

G. Schlußfolgerungen

In Kapitel IV wurde das transiente elektrische Verhalten supraleitender Magnete für Anwendungen im Bereich der Kernfusion und der elektrischen Energieversorgung untersucht. Neben dem Wunsch nach Klärung der beim Stoßspannungstest der POLO-Spule gemessenen inneren Überspannungen wurde eine solche Untersuchung aus folgenden zwei Gründen notwendig:

1. Da angenommen werden mußte, daß transiente Vorgänge in supraleitenden Magneten nur schwach gedämpft werden, war zu befürchten, daß Stoßspannungen in supraleitenden Wicklungen zu höheren elektrischen Beanspruchungen führen als in normalleitenden Wicklungen [87]
2. Mit steigender Baugröße supraleitender Magnete ist zu erwarten, daß es durch die zur Schnellentregung eingesetzten Gegenstrom-Schalter zu Stoßspannungen kommt, die zu elektromagnetischen Ausgleichsvorgängen in der supraleitenden Wicklung führen. Eine daraus resultierende transiente Überbeanspruchung von Teilen der Wicklungsisolation war bisher nicht abschätzbar.

Anhand der an der supraleitenden POLO-Wicklung durchgeführten theoretischen und praktischen Untersuchungen konnte gezeigt werden, daß transiente Vorgänge in supraleitenden Wicklungen nur geringfügig schwächer gedämpft werden als bei Raumtemperatur und ein Verfahren entwickelt werden, das sich für die Berechnung der transienten elektrischen Beanspruchung solcher Wicklungen bei praxisrelevanten Anregungen eignet. Bei der numerischen Untersuchung des transienten Verhaltens verschiedener Spulentypen stellte sich heraus, daß nicht die schwächere Dämpfung, sondern die Baugröße und ein aus der Sicht der Elektrotechnik ungünstiger Wicklungsaufbau innere Überspannungen begünstigen.

Bei supraleitenden Magneten können aus mechanischen Gründen nur unverschachtelte Wicklungen zum Einsatz kommen. Im Gegensatz dazu werden heutzutage im Transformatorbau überwiegend verschachtelte Wicklungen eingesetzt, um zu vermeiden, daß sich eine nichtlineare Anfangsverteilung der Spannung längs der Wicklung ergibt [32]. Bei supraleitenden Magnetspulen muß daher von vorneherein mit einer erhöhten Isolationsbeanspruchung der den Stromzuführungen benachbarten Scheiben oder Lagen gerechnet werden. Durch die aufgrund des unverschachtelten Aufbaus erhöhten Streukapazitäten wird außerdem die Anregung von inneren Resonanzvorgängen begünstigt.

Instrumentierungskabel, wie sie zur Quenchedetektion und Diagnostik an die Wicklung supraleitender Großmagnete angeschlossen sind, können in doppelter Hinsicht zur Erhöhung der elektrischen Beanspruchung supraleitender Wicklungen beitragen:

1. Da die Länge dieser Meßkabel in Großexperimenten einige 10 m erreichen kann, ergibt sich aufgrund der durch sie erhöhten Erdkapazitäten in der Wicklung eine Verstärkung innerer Resonanzvorgänge.
2. Durch die konzentrierten Erdkapazitäten am Ort der Instrumentierungskabel wird die Regelmäßigkeit des Wicklungsaufbaus gestört. Diese und andere Inhomogenitäten können dazu beitragen, daß bei steiflankiger Anregung die Potentiale in der Wicklung nicht gleichphasig, sondern zum Teil gegenphasig schwingen, was zu einer lokalen Überbeanspruchung der Wicklungsisolation führen kann.

Ist die Wicklung aus mechanischen Gründen in Stahlplatten eingebettet, wird durch die kapazitive Wirkung dieser Äquipotentialflächen die Nichtlinearität der Anfangsverteilung der Spannung längs der Wicklung zusätzlich erhöht. Durch die hohen Streukapazitäten können außerdem untere Resonanzfrequenzen von weniger als 5 kHz auftreten, wodurch bei solchen Wicklungen selbst Schalt-Stoßspannungen mit Anstiegszeiten über 50 μ s innere Überspannungsschwingungen anregen können. Im Gegensatz dazu treten beispielsweise bei Transformatorspulen innere Resonanzen erst bei Frequenzen von deutlich über 10 kHz auf [32].

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen beschränken sich auf das innere Resonanzverhalten einzelner Spulen. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen besitzen auch dann Gültigkeit, wenn ein supraleitendes Spulensystem betrachtet wird, bei dem jedem supraleitenden Magneten ein eigener Entladekreis zugeordnet ist (wie beispielsweise beim ITER Torusspulensystem [1]). Zur Vermeidung innerer Überspannungen in den TF-Spulen des in Abb. 2 dargestellten ITER Magnetsystems wird gegenwärtig das transiente Verhalten dieser Magnete mit dem hier vorgestellten Verfahren untersucht.

Bei supraleitenden Wicklungen müssen sich Maßnahmen zur Isolationskoordination an den an die Wicklung gestellten Anforderungen, die mit steigender Stromstärke vor allem aus dem Bereich der Mechanik stammen, orientieren. Bei der in Kapitel IV.F untersuchten SMES-Spule, die einen Nennstrom von nur 300 A hat, war es möglich, auf einen kapazitätsarmen Aufbau der Wicklung zu achten. Im Gegensatz dazu hat man bei supraleitenden Großmagneten mit Nennströmen von einigen 10 kA nur die Möglichkeit, die Isolationsdicke der den Stromzuführungen benachbarten Lagen oder Scheiben in der Wicklung zu verstärken, was neben der erhöhten elektrischen Beanspruchbarkeit auch eine Verringerung der Streukapazitäten in diesem Bereich mit sich bringen würde. Allgemein muß bei supraleitenden Magneten darauf geachtet werden, daß die Wicklung einen möglichst regelmäßigen Aufbau besitzt, damit lokale Überbeanspruchungen durch gegenphasiges Schwingen von Wicklungsblöcken vermieden werden können. Um darüber hinaus die Anregung von inneren Resonanzen durch Schaltvorgänge ausschließen zu können, sollte während der Entwurfsphase supraleitender Großmagnete und der für ihre Schnellentregung vorgesehenen Schaltanlagen das transiente elektrische Verhalten des Magneten untersucht werden.

Für kleinere supraleitende Magnetspulen mit kapazitätsarmem Wicklungsaufbau, wie beispielsweise die untersuchte SMES-Spule, stellen transiente elektrische Spannungen keine größere Gefahr dar als für normalleitende Wicklungen. Mit einer gespeicherten Energie von weniger als 200 kJ gehört der hier untersuchte Energiespeicher zur Kategorie der Mikro-SMES. Bei größeren SMES, wie beispielsweise dem gegenwärtig in Anchorage/USA geplanten mittelgroßen Energiespeicher mit einer Speicherkapazität von 1,8 GJ (0,5 MWh) [1], sind die dynamischen Anforderungen an die Magnetspulen nicht so hoch wie im hier untersuchten Fall. Da mit wachsender Baugröße der SMES-Spulen ein kapazitätsarmer Aufbau der Wicklung schwerer fällt und supraleitende Großmagnete nicht ohne eine schnelle und zuverlässige Quenchdetektion und Diagnostik (und damit an die Wicklung angeschlossene Instrumentierungskabel) auskommen, muß man davon ausgehen, daß bei den Spulen größerer SMES ähnliche tiefe Resonanzfrequenzen wie beispielsweise bei der untersuchten TF-Modellspule auftreten und sich zusätzliche Nichtlinearitäten in der Spannungsverteilung durch gegenphasiges Schwingen der Wicklungsblöcke ergeben können. Um zu vermeiden, daß es durch die vom Stromrichter erzeugten periodischen Rechteckspannungen zu einer Resonanzanregung der Magnetspulen größerer SMES kommt, sollte während deren Entwurfsphase ebenfalls das transiente Verhalten der Spulen untersucht werden.

V. Untersuchung von Ursachen für den Effekt der reduzierten Stromtragfähigkeit bei supraleitenden Hochleistungsmagneten

A. Einführung

Während in den bisherigen Kapiteln der Schwerpunkt bei der Untersuchung transients Vorgänge lag, die sich nach einem Quench in der Wicklung oder Umgebung supraleitender Magnete abspielen, werden abschließend Vorgänge untersucht, die bereits weit unterhalb des kritischen Stromes eines supraleitenden Magneten zum Quench führen können. Hierzu werden transiente Vorgänge, die sich im Innern eines supraleitenden Kabels abspielen, mit Hilfe eines detaillierten elektromagnetischen Modells analysiert.

Bricht die Supraleitung im stromdurchflossenen Kabel eines Magneten unterhalb dessen kritischer Stromdichte zusammen, so kann dies prinzipiell mehrere Ursachen haben. Beispielsweise kann ein Quench durch von elektromagnetischen Kräften verursachte Leiterbewegungen im Mikronbereich oder lokale Mikrorisse im Harzverguß, die lokal zur Freisetzung von Wärme führen, ausgelöst werden [1]. Beim Erregen eines Magneten und bei Pulsbelastung stellen Wirbelstromverluste im Supraleiter eine zusätzliche Gefahrenquelle für die Stabilität des Leiters dar. Daher müssen supraleitende Kabel für Hochleistungsmagnete Drähte mit resistiven Barrieren (wie z. B die CuNi-Barrieren in Abb. 20) besitzen. Darüber hinaus darf die Querleitfähigkeit, die sich zwischen einzelnen Subkabeln ergibt, keine hohen Werte annehmen [1].

Bei der Entwicklung supraleitender Magnetsysteme für Fusionsexperimente trat bei Magnetspulen ein unerwartet niedriger Grenzwert für die maximale Stromanstiegsrate, mit der sich der Magnet ohne Quench erregen läßt, auf. Bei supraleitenden Hochleistungsmagneten wurde auch bei Erregung mit langsamen Stromanstiegsraten eine reduzierte Stromtragfähigkeit beobachtet. Beispielsweise konnte bei einer japanischen PF-Modellspule, der DPC-U, nur 40 % des Nennstroms erreicht werden [111]. Da sich diese Effekte, die als "Ramp-Rate Limitation" (RRL) bezeichnet werden, weder mit einer lokalen Freisetzung von Wärme (z. B. durch Leiterbewegungen), noch mit Wirbelstromverlusten schlüssig erklären ließen, wurden in den letzten Jahren mehrere Experimente mit Leiterproben hiervon betroffener Spulen durchgeführt.

So wurden im Anschluß an Experimente mit einer amerikanischen PF-Modellspule, der US-DPC [112], Leiterexperimente mit einem CICC Kabel (CICC = Cable-in-Conduit Conductor) am MIT durchgeführt [113]. Dieses Kabel, das im Prinzip wie das in Abb. 58 dargestellte Kabel aufgebaut war, enthielt 27 Drähte, die dem aus 225 Drähten aufgebauten Kabel der US-DPC Spule entnommen wurden. Bei den mit der 0,3 m langen Leiterprobe durchgeführten Experimenten wurde ebenfalls ein ausgeprägter RRL-Effekt festgestellt [114]. Zusätzliche Experimente mit einer 3 m langen Probe des CICC Kabels der US-DPC Spule bestätigen die Vermutung, daß eine ungleichmäßige Stromaufteilung im Leiter des Magneten die Hauptursache für den bei dieser Spule aufgetretenen RRL-Effekt ist [115]. Dieses Ergebnis deckt sich mit denen japanischer Leiterexperimente, die an einer der DPC-U entnommenen Leiterprobe durchgeführt wurden [111].

Der meßtechnische Nachweis, daß sich die Ströme im Kabel supraleitender Großmagnete nicht nur kurzzeitig, sondern über längere Zeiträume hinweg ungleichmäßig aufteilen können, wurde bei Beschleuniger-Magneten erbracht. Unerwartete, periodische Schwankungen des Magnetfeldes wurden dort entlang der Achse der supraleitenden Magnete gemessen. Diese führen zu einer Verminderung der Feldqualität [116]. Die periodische Modulation und Größe dieser ortsabhängigen Feldänderungen läßt sich nur durch eine ungleichmäßige Stromaufteilung im Kabel erklären [117]. Sie kann durch zusätzliche Ströme (sog. "Supercurrents" [118]), die

entlang des Kabels induziert werden und dem Transportstrom über große Leiterlängen hinweg überlagert sind, verursacht werden. In einigen Fällen wurden Zeitkonstanten für den Abfall dieser parasitären Kreisströme von über 100 Stunden gemessen [119].

Trotz des mehrstufigen Aufbaus und der Mehrfachverseilung ("Twist") der Teilleiter supraleitender Kabel kann nicht ausgeschlossen werden, daß durch zeitliche Änderungen des Magnetfeldes hervorgerufene Induktionsspannungen zwischen Teilleitern erhalten bleiben, wenn man eine Integration entlang der gesamten Kabellänge durchführt. Selbst im Falle ideal transponierter Kabel können solche Spannungen aufgrund der unvermeidbaren Ortsabhängigkeit von \dot{B} innerhalb einer Verdrilllänge auftreten. In supraleitenden Spulen können selbst kleine Induktionsspannungen große Kreisströme hervorrufen, da auch zwischen voneinander isolierten Drähten nur sehr kleine ohmsche Widerstände (im $n\Omega$ -Bereich) im Bereich der üblicherweise kompakten Verbindungszonen liegen. Diese parasitären Kreisströme, die sich dem Transportstrom überlagern, spielen eine entscheidende Rolle bei der Gesamt-Stromaufteilung, die sich zwischen den supraleitenden Drähten einstellt [119].

Während des POLO-Experimentes traten sehr schnelle Feldänderungen in der Wicklung auf (lokal wurden Werte über 200 T/s erreicht [18]), ohne daß Teile des Supraleiters normalleitend wurden. Es kann daher davon ausgegangen werden, daß die Ortsabhängigkeit von \dot{B} innerhalb einer Verdrilllänge nur unwesentlich zu einer ungleichmäßigen Stromaufteilung beitragen kann, sofern eine Verdrilllänge eingehalten wird, die der des POLO-Kabels entspricht. Zwar läßt sich eine ungleichmäßige Stromaufteilung zwischen den Teilleitern supraleitender Kabel damit erklären, daß die ohmschen Übergangswiderstände gelöteter Teilleiter-Verbindungen, wie sie beispielsweise an den Stromzuführungen und am Ort der Verbindung zweier Leiterlängen (vgl. S. 29) vorkommen, aus geometrischen und technischen Gründen um bis zu 50 % schwanken können. Da man aber davon ausgehen kann, daß dies auch für die ohmschen Übergangswiderstände im Leiter der POLO-Spule zutrifft [120] und bei dieser Spule keine RRL-Effekte beobachtet wurden, scheinen sich ungleiche Kontaktwiderstände an den Enden der supraleitenden Drähte nur unwesentlich auf die Homogenität der Stromverteilung im Kabel supraleitender Magnete auszuwirken. Diese Beobachtung steht im Widerspruch zu aufgrund von Kabelexperimenten getroffenen Folgerungen, die die ohmschen Übergangswiderstände gelöteter Teilleiter-Verbindungen als eine der Hauptursachen für eine unsymmetrische Stromaufteilung im Kabel supraleitender Hochleistungsmagnete sehen [121].

Es erschien also lohnenswert, sich mit der Frage näher zu befassen, wodurch sich der Vorgang der Stromaufteilung in supraleitenden Kabelstücken von dem in einem supraleitenden Magneten unterscheiden. Bei einem supraleitenden Magneten können weder die durch ungleiche Kontaktwiderstände verursachten, noch die mit parasitären Kreisströmen verbundenen Zeitkonstanten mit Hilfe von Experimenten mit kurzen Leiterstücken oder einfachen Kabelmodellen abgeschätzt werden. Für eine theoretische Untersuchung der Stromaufteilung im Kabel eines supraleitenden Magneten muß ein detailliertes elektromagnetisches Modell hergeleitet werden, das sowohl die induktive Kopplung der verseilten Subkabel im Leiter, als auch die Gegeninduktivitäten, die die Leiter zueinander haben, berücksichtigt. Motiviert durch den regelmäßigen Aufbau des Leiters und der Wicklung wurde am Beispiel der POLO-Spule erstmals ein solches Berechnungsmodell erstellt. Mit diesem Modell, das im folgenden hergeleitet wird, werden in diesem Kapitel potentielle Ursachen für eine unsymmetrische Stromaufteilung in supraleitenden Kabeln hinsichtlich ihrer Wirkung in einer supraleitenden Wicklung untersucht.

Während des POLO-Experiments wurde das Rechenmodell dazu verwendet, in den Subkabeln gemessene Spannungen beim Auftreten eines Quenchs besser zu verstehen. Die Gültigkeit des Modells zur Untersuchung der Ursachen unsymmetrischer Stromaufteilung wird am Ende dieses Kapitels durch einen Vergleich der berechneten und bei den Quenchexperimenten gemessenen Ergebnisse demonstriert.

Sind die in Abb. 81 angegebenen Kabelparameter bekannt, lassen sich die Koordinaten der Punkte P_1 bis P_3 , durch die jedes GCE definiert ist, in Abhängigkeit der beiden Winkel θ und ϕ anhand der Formeln (69), (70) und (71) bestimmen [122]:

$$\begin{aligned}x(P_1) &= \cos(\theta)(R + r \cos(\phi)) \\y(P_1) &= \sin(\theta)(R + r \cos(\phi)) \\z(P_1) &= r \sin(\phi)\end{aligned}\tag{69}$$

$$\begin{aligned}x(P_2) &= \cos(\theta)(R + r_a \cos(\phi)) \\y(P_2) &= \sin(\theta)(R + r_a \cos(\phi)) \\z(P_2) &= r_a \sin(\phi)\end{aligned}\tag{70}$$

$$\begin{aligned}x(P_3) &= x(P_1) + \frac{DA}{2} \sin(\phi) \cos(\theta) \\y(P_3) &= y(P_1) + \frac{DA}{2} \sin(\phi) \cos(\theta) \\z(P_3) &= z(P_1) - \frac{DA}{2} \cos(\phi)\end{aligned}\tag{71}$$

Kennt man also die in Abb. 81 angegebenen Kabelparameter R , r und DA und gibt zusätzlich an, wie groß die Schlaglänge der Subkabel ist und aus wievielen GCE's sich jedes Subkabel einer POLO-Windung zusammensetzen soll, läßt sich mit dem Programm HELIX das in Abb. 83 dargestellte dreidimensionale Modell des in Abb. 82 in der Seitenansicht gezeigten POLO-Leiters entwickeln.

Da die Berechnung der Induktivitätsmatrix des vollständigen Modells einer Windung des POLO-Leiters mehrere Tage Rechenzeit auf einem IBM-3090-Großrechner in Anspruch genommen hätte, wurden folgende magnetische Parameter einer Windung durchschnittlicher Länge (Leiterlänge etwa 10 m) in getrennten Berechnungen bestimmt:

Selbstinduktivität eines Subkabels: $L_{1-1} = 12,32 \mu\text{H}$

Gegeninduktivität zwischen Subkabeln:

$$\begin{aligned}M_{1-2} &= 10,18 \mu\text{H} = M_{1-13} \\M_{1-3} &= 8,924 \mu\text{H} = M_{1-12} \\M_{1-4} &= 8,267 \mu\text{H} = M_{1-11} \\M_{1-5} &= 7,867 \mu\text{H} = M_{1-10} \\M_{1-6} &= 7,594 \mu\text{H} = M_{1-9} \\M_{1-7} &= 7,499 \mu\text{H} = M_{1-8}\end{aligned}$$

Diesen Werten liegt die Annahme eines Windungsradius von $R = 1467$ mm und einer Schlaglänge von 256 mm [123] zugrunde. Die aus 169 Elementen bestehende Induktivitätsmatrix einer Windung des POLO-Kabels wurde anschließend manuell aus diesen Werten zusammengesetzt und ist im Anhang unter A 9 zu finden.

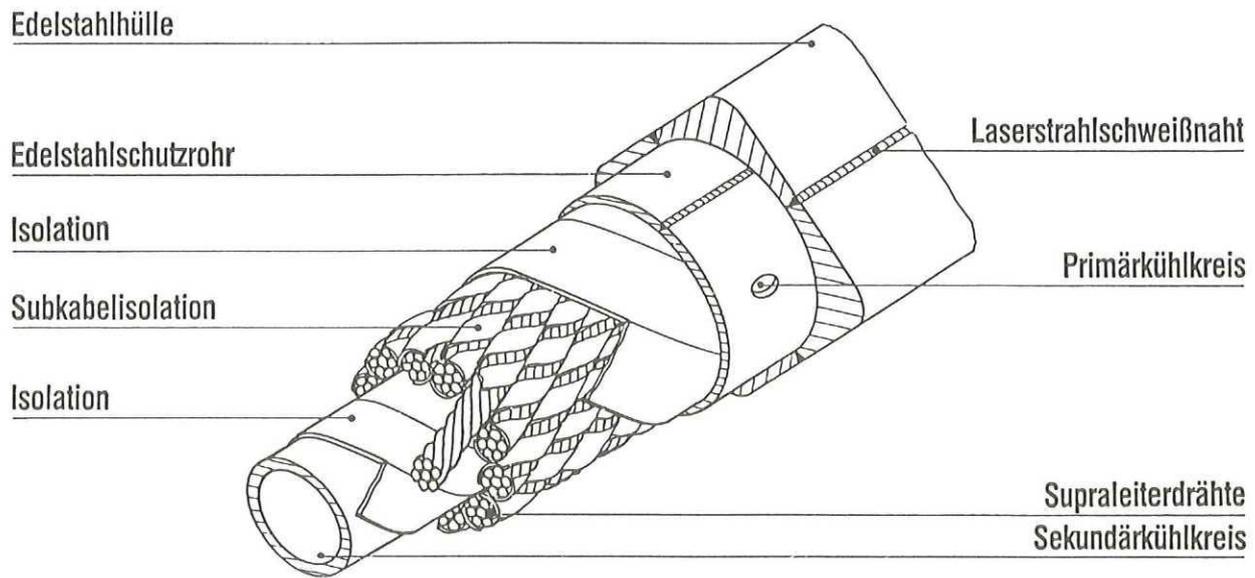


Abb. 82. Aufbau des POLO-Leiters aus 13 verdrehten Subkabeln, die aus jeweils sechs verdrehten Supraleiterdrähten aufgebaut sind (Aufbau der Supraleiterdrähte s. Abb. 20)

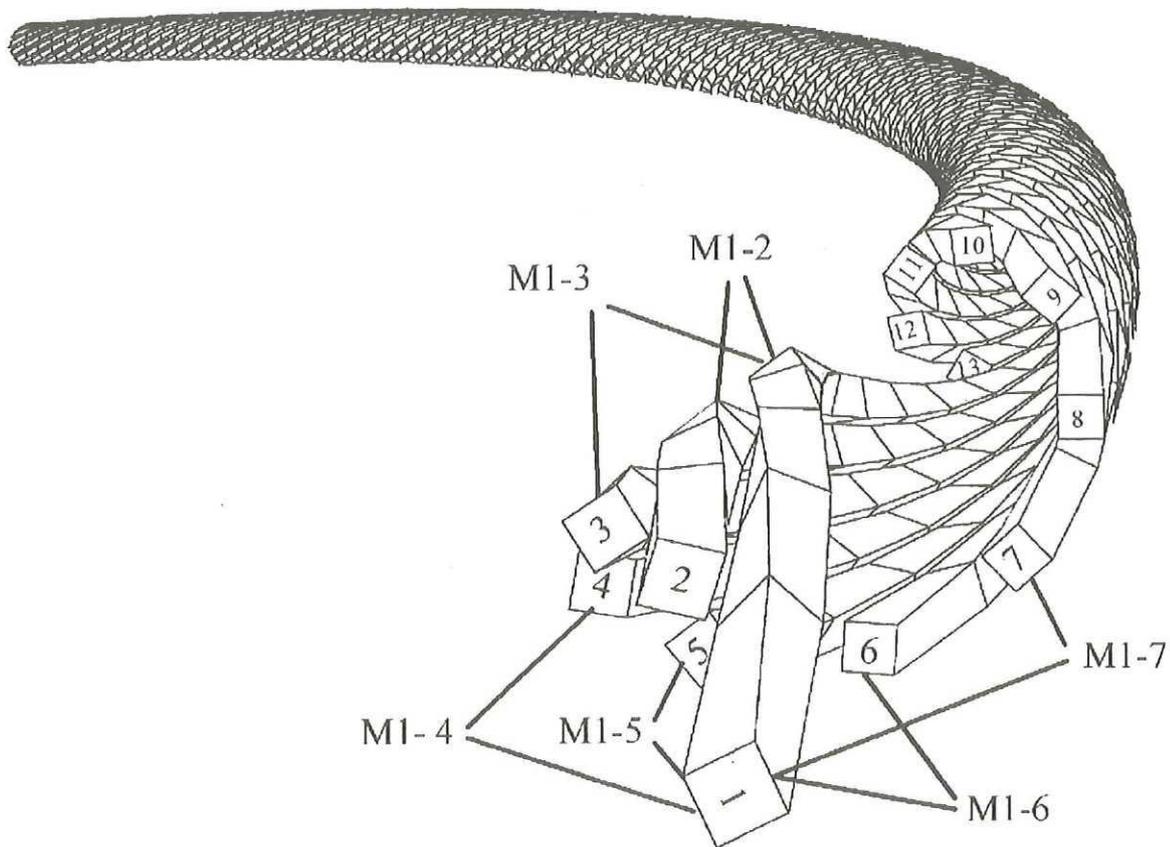


Abb. 83. Aus 13 Subkabeln bestehendes Leitermodell zur Berechnung der Induktivitätsmatrix der äußeren Verseilstufe des POLO-Leiters

Der Umstand, daß die Subkabel als Rechteckleiter und nicht als Rundleiter modelliert wurden, bringt keine wesentliche Beeinflussung der Genauigkeit der numerischen Berechnung mit sich. Berechnet man die Selbstinduktivität einer Windung der POLO-Spule, die sich aus der Subkabel-Induktivitätsmatrix ergibt, kommt man auf einen Wert von $L = 8,69 \mu\text{H}$. Daß dieser Wert für die Selbstinduktivität einer Windung mittlerer Länge korrekt ist, läßt sich leicht analytisch nachweisen:

Für die Induktivität einer Windung der POLO-Spule erhält man mit der Formel für die Induktivität eines Ringes mit kreisförmigem Leiterquerschnitt [124]

$$L = \mu_0 R \left(\ln \frac{8R}{r_0} - \frac{7}{4} \right) \quad (72)$$

den Wert $L_{\text{RL}} = 9,67 \mu\text{H}$, wenn man ebenfalls von einem Radius R der Windung von 1467 mm und einem Leiterradius r_0 von 10,75 mm ausgeht. Da man im einen Fall ($L = 8,69 \mu\text{H}$) ein verseiltes Kabel und im anderen Fall ($L = 9,67 \mu\text{H}$) von einem massiven Rundleiter mit demselben Außendurchmesser ausgegangen ist, kann man in beiden Fällen nicht auf genau denselben Wert für die Selbstinduktivität kommen. Ein genauerer Vergleich ist möglich, wenn man diesem Umstand durch einen um etwa 10 % größeren Leiterradius r_0 im Falle des Rundleiters [125], also $r_0 = 11,8 \text{ mm}$, Rechnung trägt. In diesem Fall ergibt sich mit Formel (72) die Induktivität $L = 9,5 \mu\text{H}$. D. h. mit dem aus 8424 GCE's aufgebauten Modell in Abb. 83 lassen sich die Absolutwerte der Subkabel-Induktivitäten mit mindestens zehnpromzentiger Genauigkeit berechnen. Diese Genauigkeit erscheint ausreichend, da in den folgenden Kapiteln weniger die Absolutwerte der Ströme untersucht werden, sondern deren Aufteilung auf die einzelnen Subkabel, d.h. es wird unter der Annahme dieser induktiven Verhältnisse untersucht, in welcher Relation die Ströme in den einzelnen Subkabeln zueinander stehen.

Während in der einen Hälfte der POLO-Spule die Subkabel durch ein CuNi-Band leitend miteinander verbunden sind, sind in der anderen Spulenhälfte die Subkabel durch eine Glas-Kapton-Glas (GKG) Folie voneinander isoliert.

Kennt man die im Anhang A 9 angegebene Induktivitätsmatrix einer Windung, läßt sich das elektrodynamische Verhalten der Windung der GKG-Hälfte der POLO-Spule mit dem in Abb. 84 dargestellten Ersatzschaltbild berechnen. Die Widerstände R_c in diesem Ersatzschaltbild geben die ohmschen Widerstände am Anfang und Ende der Windung, dort wo die supraleitenden Subkabel kontaktiert sind, wieder. Die Ströme in den Subkabeln lassen sich mit folgendem System gekoppelter, linearer Differentialgleichungen berechnen:

$$\underline{\mathbf{M}} \cdot \dot{\underline{\mathbf{i}}} + 2 \underline{\mathbf{R}}_c \cdot \underline{\mathbf{i}} = \underline{\mathbf{u}}_q(t) \quad (73)$$

Dabei ist $\underline{\mathbf{u}}_q(t)$ der Vektor der an den äußeren Kabelklemmen angelegten Spannung.

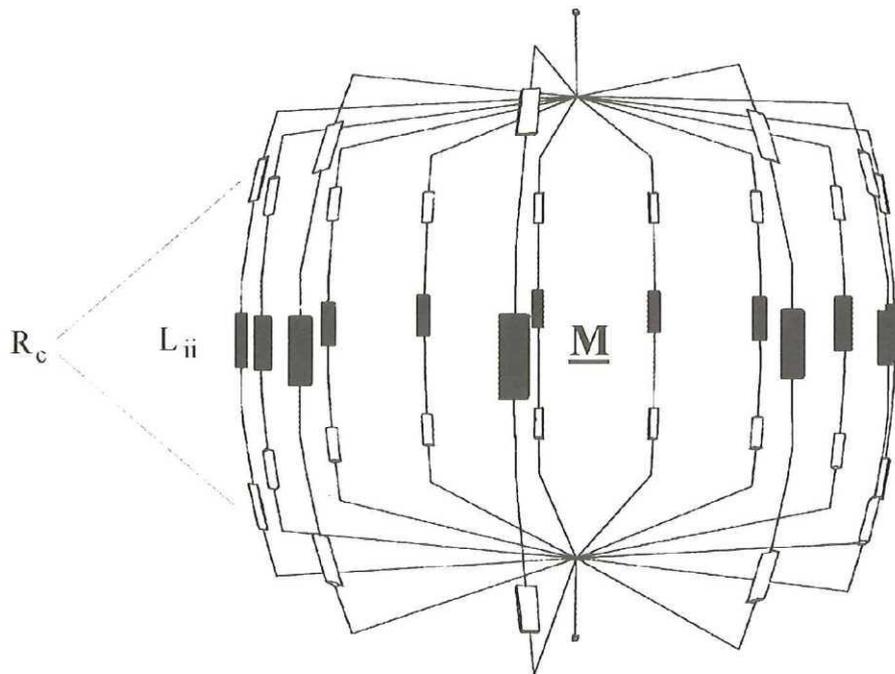


Abb. 84. Ersatzschaltbild des POLO-GKG-Kabels

Die Gleichung (73) lautet in ausgeschriebener Form:

$$\begin{pmatrix}
 L_{1-1} & M_{1-2} & M_{1-3} & M_{1-4} & M_{1-5} & M_{1-6} & M_{1-7} & \dots & M_{1-13} \\
 & L_{2-2} & M_{2-3} & M_{2-4} & M_{2-5} & M_{2-6} & M_{2-7} & \dots & M_{2-13} \\
 & & L_{3-3} & M_{3-4} & M_{3-5} & M_{3-6} & M_{3-7} & \dots & M_{3-13} \\
 & & & L_{4-4} & M_{4-5} & M_{4-6} & M_{4-7} & \dots & M_{4-13} \\
 & & & & L_{5-5} & M_{5-6} & M_{5-7} & \dots & M_{5-13} \\
 & & & & & L_{6-6} & M_{6-7} & \dots & M_{6-13} \\
 & & & & & & L_{7-7} & \dots & M_{7-13} \\
 & & & & & & & \ddots & \vdots \\
 & & & & & & & & L_{13-13}
 \end{pmatrix}
 \begin{pmatrix}
 i_1(t) \\
 i_2(t) \\
 i_3(t) \\
 i_4(t) \\
 i_5(t) \\
 i_6(t) \\
 i_7(t) \\
 \vdots \\
 i_{13}(t)
 \end{pmatrix}
 + 2R_c \cdot
 \begin{pmatrix}
 i_1(t) \\
 i_2(t) \\
 i_3(t) \\
 i_4(t) \\
 i_5(t) \\
 i_6(t) \\
 i_7(t) \\
 \vdots \\
 i_{13}(t)
 \end{pmatrix}
 =
 \begin{pmatrix}
 u_q(t) \\
 \vdots \\
 u_q(t)
 \end{pmatrix}
 \quad (74)$$

2. *Untersuchung der Wirkung potentieller Ursachen für eine ungleichmäßige Stromaufteilung in einem Kabel mit isolierten Subkabeln*

Geht man zunächst davon aus, daß

- die Kontaktwiderstände R_c verglichen mit den Reaktanzen vernachlässigbar klein sind,
- zum Zeitpunkt $t = 0$ keine Ströme in den Subkabeln fließen
- und die außen angelegte Spannung den konstanten Wert U_0 besitzt,

lassen sich die Stromanstiege in den einzelnen Subkabeln mittels folgendem System linearer Gleichungen bestimmen:

$$\begin{pmatrix} L_{1-1} & M_{1-2} & M_{1-3} & M_{1-4} & M_{1-5} & M_{1-6} & M_{1-7} & \dots & M_{1-13} \\ & L_{2-2} & M_{2-3} & M_{2-4} & M_{2-5} & M_{2-6} & M_{2-7} & \dots & M_{2-13} \\ & & L_{3-3} & M_{3-4} & M_{3-5} & M_{3-6} & M_{3-7} & \dots & M_{3-13} \\ & & & L_{4-4} & M_{4-5} & M_{4-6} & M_{4-7} & \dots & M_{4-13} \\ & & & & L_{5-5} & M_{5-6} & M_{5-7} & \dots & M_{5-13} \\ & & & & & L_{6-6} & M_{6-7} & \dots & M_{6-13} \\ & & \text{sym.} & & & & L_{7-7} & \dots & M_{7-13} \\ & & & & & & & \ddots & \vdots \\ & & & & & & & & L_{13-13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dot{i}_1(t) \\ \dot{i}_2(t) \\ \dot{i}_3(t) \\ \dot{i}_4(t) \\ \dot{i}_5(t) \\ \dot{i}_6(t) \\ \dot{i}_7(t) \\ \vdots \\ \dot{i}_{13}(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_0 \\ \vdots \\ U_0 \end{pmatrix} \quad (75)$$

Solange das Kabel einen idealen symmetrischen Aufbau besitzt, erhält man als Lösung dieses Gleichungssystems die Stromanstiegsfunktionen:

$$\dot{i}_1(t) = \dot{i}_2(t) = \dot{i}_3(t) = \dot{i}_4(t) = \dot{i}_5(t) = \dot{i}_6(t) = \dot{i}_7(t) = \dot{i}_8(t) = \dot{i}_9(t) = \dot{i}_{10}(t) = \dot{i}_{11}(t) = \dot{i}_{12}(t) = \dot{i}_{13}(t) = \text{konst.} \quad (76)$$

Nur eine kleine Störung im symmetrischen Aufbau der Kabel-Induktivitätsmatrix kann zu einem Ergebnis führen, das stark von diesem Idealfall abweicht. Dies läßt sich am einfachsten zeigen, wenn man davon ausgeht, daß die Gegeninduktivitätswerte eines Subkabels, beispielsweise des Subkabels Nr. 7, um 1 % kleiner seien als die Gegeninduktivitätswerte, die andere Subkabel zu den übrigen Subkabeln haben. Der Selbstinduktivitätswert von Subkabel 7 wird dabei unverändert übernommen, ebenso wie alle nicht zu Subkabel 7 gehörenden Gegeninduktivitäten.

In der Praxis wird der Fall, daß die Kabelsymmetrie so verändert wird, daß alle zu einem Subkabel gehörenden Gegeninduktivitäten sich um genau denselben Prozentsatz ändern, wohl kaum vorkommen. Es muß vielmehr berücksichtigt werden, daß sich beispielsweise M_{1-2} und M_{1-3} um 14 % unterscheiden, während der Unterschied zwischen M_{1-6} und M_{1-7} nur 1,3 % beträgt. D. h. der Fall, daß sich alle zu einem Subkabel gehörenden Gegeninduktivitäten um genau 1 % ändern, hat keine praktische Relevanz. Dieser Fall ist ein rein mathematisches Beispiel, an dem gezeigt werden kann, daß selbst einfache Störungen im symmetrischen Aufbau der Kabel-Induktivitätsmatrix nichttriviale Wirkungen für die Stromaufteilung unter den Subkabeln haben können. Untersuchungen, die sich mit der Wirkung praxisrelevanter Störungen des symmetrischen Aufbaus der Kabel-Induktivitätsmatrix auseinandersetzen, werden in Kapitel V.C.2 durchgeführt.

Da die Schwächung der Gegeninduktivitäten M_{7-i} und M_{i-7} ($i = 1 \dots 13, i \neq 7$) um 1 % die einzige Störung des symmetrischen Aufbaus der Kabel-Induktivitätsmatrix ist, muß für die Lösung von Gleichung (75) die Bedingung

$$\dot{i}_6(t) = \dot{i}_8(t), \quad \dot{i}_5(t) = \dot{i}_9(t), \quad \dot{i}_4(t) = \dot{i}_{10}(t), \quad \dot{i}_3(t) = \dot{i}_{11}(t), \quad \dot{i}_2(t) = \dot{i}_{12}(t), \quad \text{und} \quad \dot{i}_1(t) = \dot{i}_{13}(t) \quad (77)$$

erfüllt sein. Berücksichtigt man diese Bedingung in (75), erhält man folgendes, lineares Gleichungssystem für die Stromanstiegsfunktionen $\dot{i}_1(t), \dot{i}_2(t), \dots, \dot{i}_7(t)$:

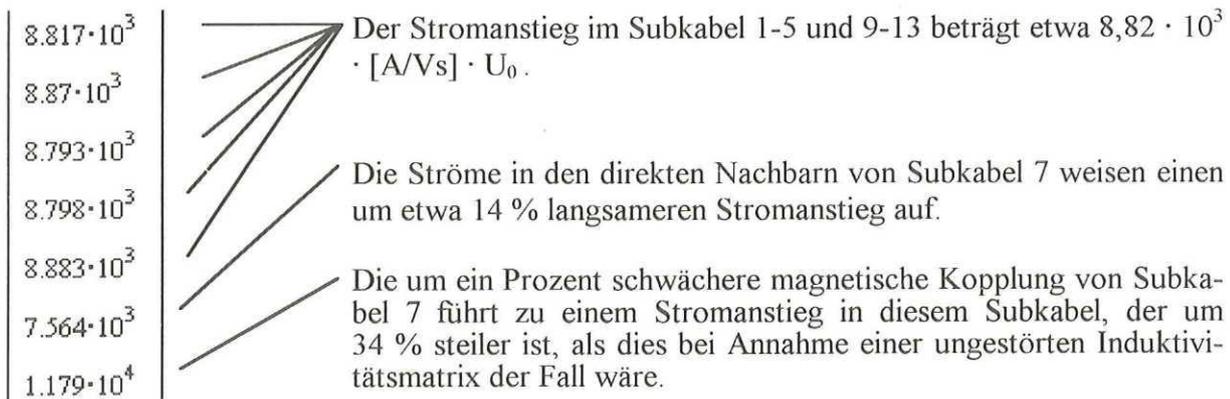
$$\begin{pmatrix} L_{1-1}+M_{1-13} & M_{1-2}+M_{1-12} & M_{1-3}+M_{1-11} & M_{1-4}+M_{1-10} & M_{1-5}+M_{1-9} & M_{1-6}+M_{1-8} & M_{1-7} \\ M_{2-1}+M_{2-13} & L_{2-2}+M_{2-12} & M_{2-3}+M_{2-11} & M_{2-4}+M_{2-10} & M_{2-5}+M_{2-9} & M_{2-6}+M_{2-8} & M_{2-7} \\ M_{3-1}+M_{3-13} & M_{3-2}+M_{3-12} & L_{3-3}+M_{3-11} & M_{3-4}+M_{3-10} & M_{3-5}+M_{3-9} & M_{3-6}+M_{3-8} & M_{3-7} \\ M_{4-1}+M_{4-13} & M_{4-2}+M_{4-12} & M_{4-3}+M_{4-11} & L_{4-4}+M_{4-10} & M_{4-5}+M_{4-9} & M_{4-6}+M_{4-8} & M_{4-7} \\ M_{5-1}+M_{5-13} & M_{5-2}+M_{5-12} & M_{5-3}+M_{5-11} & M_{5-4}+M_{5-10} & L_{5-5}+M_{5-9} & M_{5-6}+M_{5-8} & M_{5-7} \\ M_{6-1}+M_{6-13} & M_{6-2}+M_{6-12} & M_{6-3}+M_{6-11} & M_{6-4}+M_{6-10} & M_{6-5}+M_{6-9} & L_{6-6}+M_{6-8} & M_{6-7} \\ M_{7-1}+M_{7-13} & M_{7-2}+M_{7-12} & M_{7-3}+M_{7-11} & M_{7-4}+M_{7-10} & M_{7-5}+M_{7-9} & M_{7-6}+M_{7-8} & L_{7-7} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i_1(t) \\ i_2(t) \\ i_3(t) \\ i_4(t) \\ i_5(t) \\ i_6(t) \\ i_7(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_0 \\ U_0 \\ U_0 \\ U_0 \\ U_0 \\ U_0 \\ U_0 \end{pmatrix}$$

$$\Leftrightarrow \underline{\mathbf{M}}_S \cdot \underline{\mathbf{i}} = \underline{\mathbf{u}}_0 \tag{78}$$

D. h. die Stromanstiegsfunktionen sind direkt proportional zum Produkt $\underline{\mathbf{M}}_S^{-1} \cdot \underline{\mathbf{e}}$, wobei $\underline{\mathbf{e}}$ der Einheitsvektor ist.

$$\underline{\mathbf{M}}_S^{-1} \cdot \underline{\mathbf{e}} \text{ [A/Vs]} =$$

$$\begin{pmatrix} 12.32 + 10.18 & 10.18 + 8.924 & 8.924 + 8.267 & 8.267 + 7.867 & 7.867 + 7.594 & 7.594 + 7.499 & 7.424 \\ 10.18 + 8.924 & 12.32 + 8.267 & 10.18 + 7.867 & 8.924 + 7.594 & 8.267 + 7.499 & 7.867 + 7.499 & 7.518 \\ 8.924 + 8.267 & 10.18 + 7.867 & 12.32 + 7.594 & 10.18 + 7.499 & 8.924 + 7.499 & 8.267 + 7.594 & 7.788 \\ 8.267 + 7.867 & 8.924 + 7.594 & 10.18 + 7.499 & 12.32 + 7.499 & 10.18 + 7.594 & 8.924 + 7.867 & 8.184 \\ 7.867 + 7.594 & 8.267 + 7.499 & 8.924 + 7.499 & 10.18 + 7.594 & 12.32 + 7.867 & 10.18 + 8.267 & 8.835 \\ 7.594 + 7.499 & 7.867 + 7.499 & 8.267 + 7.594 & 8.924 + 7.867 & 10.18 + 8.267 & 12.32 + 8.924 & 10.08 \\ 7.424 + 7.424 & 7.518 + 7.518 & 7.788 + 7.788 & 8.184 + 8.184 & 8.835 + 8.835 & 10.08 + 10.08 & 12.32 \end{pmatrix} \cdot 10^{-6} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} =$$



Da Gleichungssystem (75) analytisch gelöst wurde, läßt sich leicht nachvollziehen, daß in der Kabel-Induktivitätsmatrix nur 24 Gegeninduktivitäten um 1 % verändert wurden. Die resultierende Änderung des Stromanstiegs in Subkabel 7 beträgt hingegen 34 %. Physikalisch läßt sich dieser überproportionale Stromanstieg mit den unterproportionalen Stromanstiegen der Subkabel 6 und 8 erklären, die auf die Lenzsche Regel zurückzuführen sind.

Führt man die Untersuchung des transienten Verhaltens des elektromagnetischen Kabelmodells in Abb. 84 mit einem Programm zur Berechnung elektrischer Netzwerke durch [84], erhält man auch dann annähernd dasselbe Ergebnis wie in der im vorigen Abschnitt durchgeführten analytischen Berechnung, wenn man die Kontaktwiderstände nicht vernachlässigt, sondern für die Kontaktwiderstände in jedem Subkabel $R_c = 3 \text{ n}\Omega$ annimmt. Dieses Ergebnis ist in Abb. 85 dargestellt.

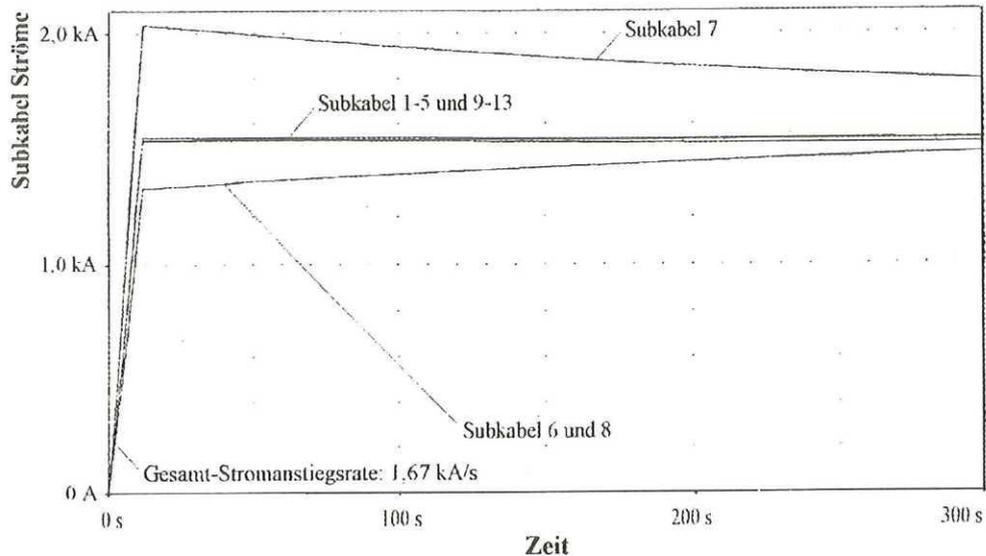


Abb. 85. Stromaufteilung beim Erregen einer 10 m langen Probe des POLO-GKG-Kabels auf 20 kA, wenn man von gleichen Kontaktwiderständen ($R_c = 3 \text{ n}\Omega$), aber den in Abschnitt V.B.2 beschriebenen Unsymmetrien in der Kabel-Induktivitätsmatrix ausgeht

Unsymmetrien in der Kabel-Induktivitätsmatrix machen sich umso weniger bemerkbar, je langsamer das Kabel erregt wird, je kürzer das erregte Kabelstück ist und je höher die Werte der Kontaktwiderstände sind. In Abb. 86 ist die Wirkung höherer Kontaktwiderstände und einer langsameren Stromanstiegsrate dargestellt.

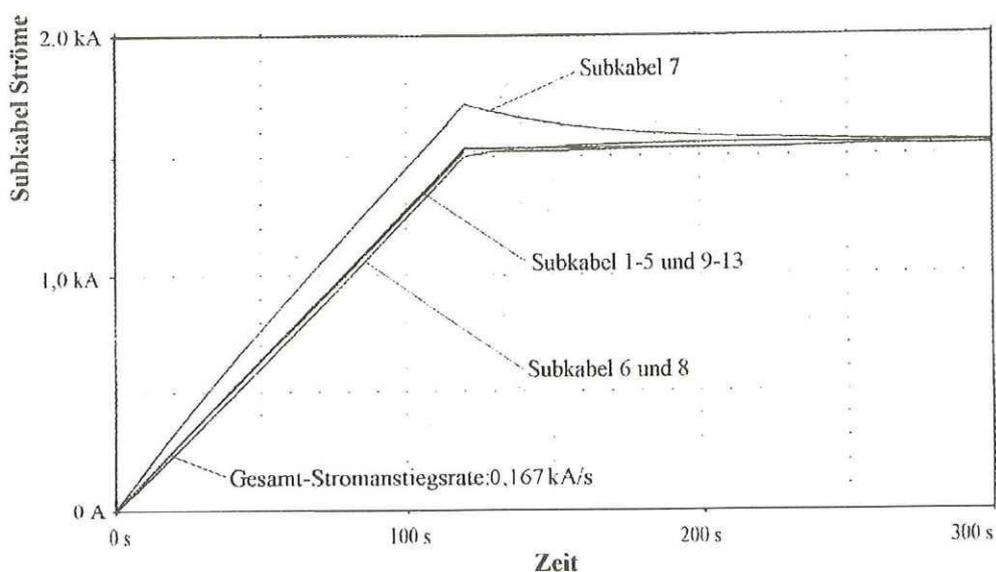


Abb. 86. Stromaufteilung im POLO-GKG-Kabel, wenn man von denselben Annahmen wie in Abb. 85, aber zehnmahl höheren Kontaktwiderständen ($R_c = 30 \text{ n}\Omega$) und einer zehnmahl langsameren Stromanstiegsrate ausgeht

Zur Veranschaulichung der Wirkung ungleicher Kontaktwiderstände auf die Stromaufteilung in einem Kabel mit isolierten Subkabeln ist in Abb. 87 die Wirkung einer Varianz der Kontaktwiderstände R_c von $\pm 50\%$ gezeigt. Für diese Berechnungen wurde von einer symmetrischen Kabel-Induktivitätsmatrix ausgegangen.

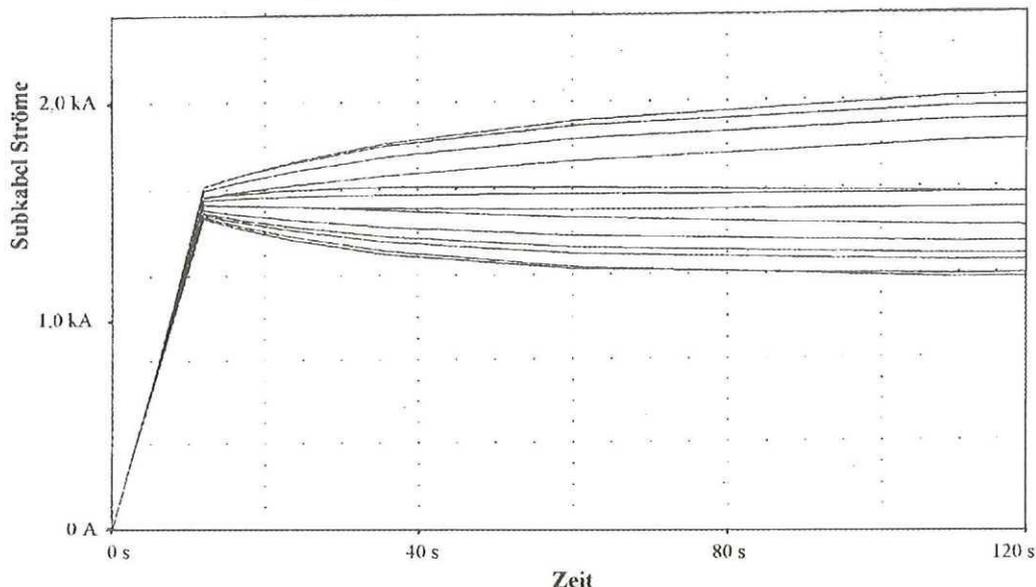


Abb. 87. Stromaufteilung beim Erregen einer 10 m langen Probe des POLO-GKG-Kabels auf 20 kA, wenn man von ungleichen Kontaktwiderständen ($R_c = 30 \text{ n}\Omega \pm d$, $d < 15 \text{ n}\Omega$) und einer Stromanstiegsrate von 1,67 kA/s ausgeht

Da ungleiche Kontaktwiderstände bei supraleitenden Kabeln aus geometrischen und technischen Gründen nicht zu vermeiden sind, kann man davon ausgehen, daß sich Unregelmäßigkeiten in der Induktivitätsmatrix bei mit kurzen Leiterstücken durchgeführten Kabelexperimenten nicht in der in Abb. 85 oder Abb. 86 gezeigten Weise bemerkbar machen kann, sondern sich eine Überlagerung solcher Kurvenscharen mit Kurven der in Abb. 87 gezeigten Art ergibt. Die resultierenden Kurven haben einen komplexen Verlauf, besonders wenn man von praxisrelevanten Störungen in der Kabel-Induktivitätsmatrix (vgl. Kapitel V.C.2) ausgeht. Auch wenn es vor kurzem gelungen ist, solche Kurven zu messen [114], wird die Interpretation dieser Kurven Schwierigkeiten bereiten. Experimente mit kurzen Leiterproben scheinen daher kaum geeignet zur Klärung der Ursachen für eine unsymmetrische Stromaufteilung im Kabel supraleitender Magnete beizutragen.

C. Berechnung der dynamischen Stromaufteilung beim Erregen eines supraleitenden Hochleistungsmagneten

In diesem Kapitel werden Berechnungen mit einem Netzwerkmodell für die äußere Verseilstufe des POLO-Kabels bei Betrachtung einer kompletten Hälfte der POLO-Spule durchgeführt. Sie dienen der Herausstellung wesentlicher Unterschiede zu Untersuchungen an kurzen Kabelstücken und der Ergreifung der Ursachen für RRL-Effekte in supraleitenden Hochleistungsmagneten. Wie bereits erwähnt wurde, zeichnen sich supraleitende Hochleistungsmagnete durch Kabel mit geringer Querleitfähigkeit (wie z. B. in der CuNi-Hälfte der POLO-Spule) bzw. durch Kabel mit voneinander isolierten Subkabeln (wie z. B. in der GKG-Hälfte der POLO-Spule) aus.

1. Elektromagnetisches Modell der GKG-Hälfte der POLO-Spule

Die Wicklung der POLO-Spule ist aus den vier in Abb. 19 gezeigten Doppelscheiben DP 1 bis DP 4 aufgebaut. Jede Doppelscheibe besteht aus 14 Windungen und ist aus einem 150 m langen Kabelstück gewickelt. Die Kabelenden sind in den in Abb. 17 dargestellten Verbindungsknoten zusammengeführt. Das gewünschte Modell zur numerischen Untersuchung der Stromaufteilung in den Subkabeln der GKG-Halbspule muß sowohl die magnetischen Kopplungen innerhalb des POLO-Kabels, als auch den Umstand berücksichtigen, daß alle 28 Windungen von DP 3 und DP 4 magnetisch gekoppelt sind. Um den mit einem solchen Modell verbundenen Rechenaufwand zu reduzieren, wurden zunächst alle sieben Windungen innerhalb einer Scheibe zusammengefaßt und im Modell durch eine Induktivität (vgl. Abb. 74) ersetzt. Die magnetischen Kopplungen zwischen den vier Scheiben von DP3 und DP4 wurden mit einem aus vier ringförmigen Scheiben bestehenden EFFI-Modell [45] für die Wicklung berechnet.

Ein Modell, in dem die sieben Windungen jedes Subkabels innerhalb einer Scheibe durch eine Induktivität ersetzt werden, kann für die GKG-Hälfte der POLO-Spule erstellt werden, da dort alle Subkabel elektrisch voneinander isoliert sind. Trotz dieser Vereinfachung müssen in einem solchen Modell 2652 Gegeninduktivitäten berücksichtigt werden, die zwischen den 13 Subkabeln derselben Scheibe oder verschiedener Scheiben wirksam sind. Hingegen müssen nur 650 Gegeninduktivitäten berücksichtigt werden, wenn man ein Netzwerkmodell entwickelt, bei dem alle 14 Windungen einer Doppelscheibe durch ein konzentriertes Element ersetzt werden. Da die beim Quench der POLO-Spule gemessenen kompensierten Subkabel Spannungen (s. Kapitel V.D), zu deren rechnerischer Nachbildung das Netzwerkmodell der POLO-Halbspule ursprünglich entwickelt wurde, über einer ganzen Doppelscheibe abgegriffen wurden, können bereits mit einem solchen Modell hinreichend genaue Rechenergebnisse erzielt werden. Diese Aussage wird durch die gute Übereinstimmung der berechneten und beim Quench der POLO-Spule gemessenen kompensierten Spannungen bestätigt [18, 126]. Die Berechnung der Wirkung möglicher Ursachen für RRL-Effekte in supraleitenden Magnetspulen wird daher ebenfalls mit einem solchen, in Abb. 88 dargestellten Netzwerkmodell durchgeführt.

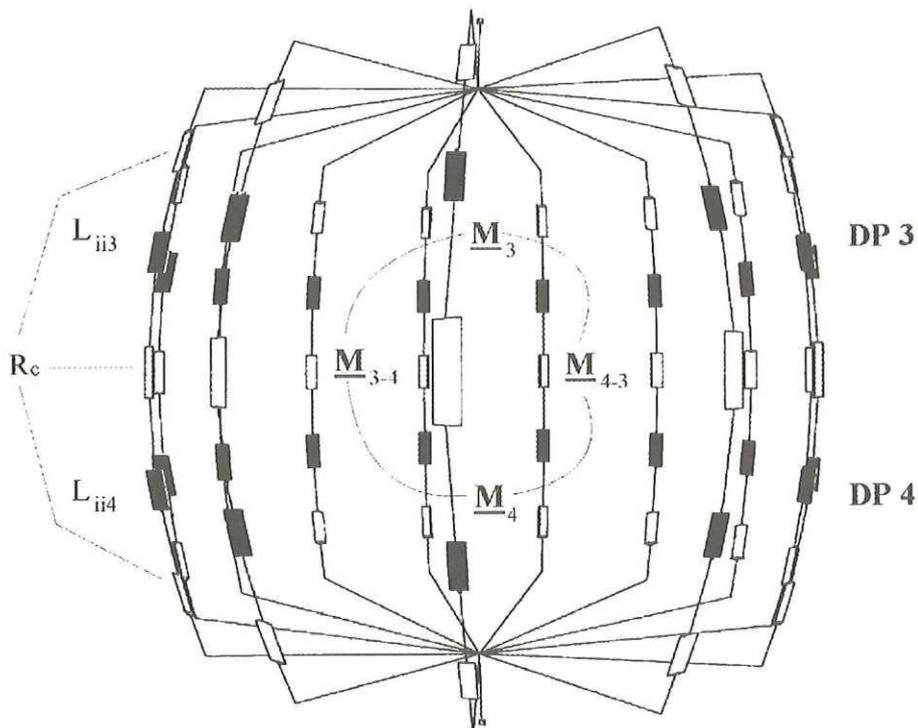


Abb. 88. Netzwerkmodell zur Berechnung der Stromaufteilung zwischen den Subkabeln der GKG-Hälfte der POLO-Spule

Die ohmschen Widerstände an den Enden der supraleitenden Subkabel jeder Doppelscheibe werden im Modell durch die Kontaktwiderstände R_c nachgebildet. Die Induktivitätsmatrix läßt sich mit Hilfe der magnetischen Kopplungsfaktoren des Kabelmodells (s. Kap. V.B.1) und des zuvor beschriebenen Modells zur Berechnung der Gegeninduktivitäten zwischen den Scheiben der POLO-Spule herleiten. Während diese beiden Modelle eine numerische Berechnung aller magnetischen Kopplungsfaktoren des Halbspulenmodells ermöglichen, wurden die Werte der Selbstinduktivitäten L_{ii3} und L_{ii4} näherungsweise bestimmt. Dabei wurde von den Werten für die Selbstinduktivität der Subkabel einer Windung mittlerer Länge $L_{i,i} = 12,32 \mu\text{H}$ ausgegangen. Bei idealer magnetischer Kopplung hätten 14 solcher Windungen eine um den Faktor 196 höhere Selbselfinduktivität als eine Windung. Aufgrund der in Kapitel IV.D.3 durchgeführten Berechnungen war bekannt, daß die 14 Windungen einer Doppelscheibe nicht ideal magnetisch gekoppelt sind ($k = 100 \%$), sondern nur einen mittleren magnetischen Kopplungsfaktor von $k = 55 \%$ besitzen. Dadurch ergibt sich eine nur um den Faktor $0,55 \cdot 196 = 108$ höhere Selbstinduktivität als bei Betrachtung einer Windung. Den Selbstinduktivitäten L_{ii3} und L_{ii4} wurden also Werte von $108 \cdot 12,32 \mu\text{H} = 1,33 \text{ mH}$ gegeben. Zur Überprüfung dieser Werte wurde abschließend die Gesamtinduktivität des in Abb. 88 dargestellten Netzwerkmodells numerisch berechnet, wobei sich eine Selbstinduktivität des Modells von $4,2 \text{ mH}$ ergab. Dieser Wert stimmt gut mit der Selbstinduktivität einer POLO-Halbspule von $4,6 \text{ mH}$ überein, wenn man berücksichtigt, daß im Fall des Netzwerkmodells die Berechnung der Gesamtinduktivität auf der Berechnung der Selbstinduktivität von 14 Windungen des in Abb. 83 dargestellten Subkabel-Modells beruht, die entsprechend Abb. 88 650-fach magnetisch gekoppelt sind.

Im Halbspulenmodell wurden den Kontaktwiderständen R_c und den Widerständen zu den Stromzuführungen R_c Werte von $3 \text{ n}\Omega$ gegeben. Mit diesen Werten ergibt sich ein Gesamtwiderstand über einer Doppelscheiben-Verbindung von $0,46 \text{ n}\Omega$. Dieser Wert stimmt gut mit den Meßwerten für diesen Widerstand von etwa $0,5 \text{ n}\Omega$ überein [17].

2. *Untersuchung der Wirkung potentieller Ursachen für eine ungleichmäßige Stromaufteilung im Kabel supraleitender Hochleistungsmagnete*

Werden, wie z. B. im Bereich des Mittelabgriffs und der Stromzuführungen der POLO-Spule, 13 Subkabel zusammengelötet, kann nicht ausgeschlossen werden, daß die Kontaktwiderstände R_c Toleranzen von $\pm 50 \%$ haben [120]. Um zunächst die Wirkung ungleicher Kontaktwiderstände auf die Stromaufteilung zwischen den Subkabeln einer supraleitenden Spule untersuchen zu können, wurde bei dem in Abb. 88 dargestellten Netzwerkmodell davon ausgegangen, daß alle Kontaktwiderstände R_c Werte zwischen $1,5 \text{ n}\Omega$ und $4,5 \text{ n}\Omega$ annehmen können, während von einer vollkommen symmetrischen Induktivitätsmatrix des Systems ausgegangen wurde. Dabei wurden die unterschiedlichen R_c -Werte zufällig im Netzwerkmodell verteilt. Das wichtigste Ergebnis dieser Berechnung ist in Abb. 90 dargestellt.

Wie zu erwarten ist, variieren die Subkabel Ströme für $t \rightarrow \infty$ genauso stark wie die Kontaktwiderstände. Diese Stromverteilung im GKG-Kabel stellt sich aber erst nach sehr langer Zeit ($t > 100$ Stunden) ein. Betrachtet man nur die erste Stunde nach dem Erregen des Magneten, die ja bei PF-Spulen maßgeblich ist, läßt sich erkennen, daß ungleiche Kontaktwiderstände nur einen vernachlässigbaren Einfluß auf die Stromverteilung im supraleitenden Kabel haben. Erst wenn der Magnet über längere Zeit hinweg in der Nähe des kritischen Stromes betrieben wird, kann nach mehreren Stunden ein Quench auftreten, der auf ungleiche Kontaktwiderstände zurückzuführen ist.

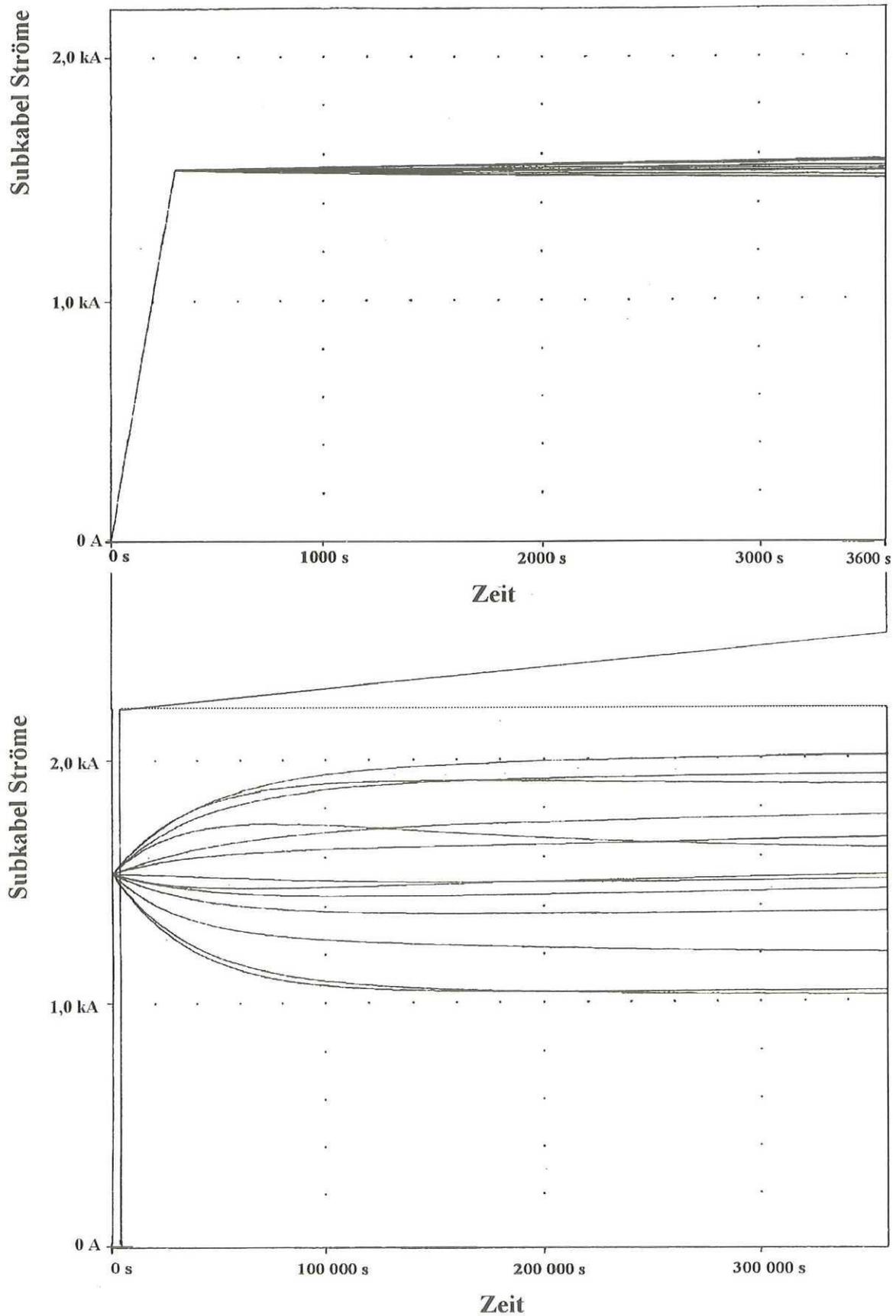


Abb. 89. Stromverteilung in der GKG-Hälfte der POLO Spule während der ersten Stunde (oben) und der ersten 100 Stunden (unten) nach dem Erregen der Spule mit 20 kA (Annahme: $R_c = 3 \text{ n}\Omega \pm d$, $d < 1,5 \text{ n}\Omega$)

Da einerseits ungleiche Kontaktwiderstände ihre Wirkung auf die Homogenität der Stromverteilung im Kabel supraleitender Magnete erst Stunden nach dem Ladevorgang entfalten können, sich andererseits aber RRL-Effekte bereits während des Ladevorgangs bemerkbar machen, lassen sich diese nicht auf die Kontaktwiderstände, sondern auf die elektromagnetischen Eigenschaften des betroffenen Systems zurückführen. Im folgenden wird daher untersucht, wodurch Störungen im regelmäßigen Aufbau von Subkabel- und Spulen-Induktivitätsmatrizen in der Praxis verursacht werden können. Anschließend wird die Wirkung praxisrelevanter Störungen mit Hilfe des POLO-Halbspulenmodells analysiert.

Bedingt durch den Fertigungsprozeß supraleitender Hochstrom-Kabel kann nicht vermieden werden, daß kleinere Störungen im symmetrischen Aufbau der Kabel-Induktivitätsmatrix auftreten. Aufgrund der hohen mechanischen Anforderungen an supraleitende Kabel (vgl. Kap. III) ist die Fertigung großer Kabellängen eine Aufgabe, zu der Anlagen des Schwermaschinenbaus eingesetzt werden müssen. Daher kann nicht ausgeschlossen werden, daß kleinere Abweichungen in der Position eines Subkabels entlang der Kabellänge vorkommen. Welche Wirkung solche Fertigungstoleranzen haben, hängt in erster Linie vom jeweiligen Leiterkonzept ab. Diese Aussage läßt sich leicht anhand der in Abb. 90 dargestellten elektromagnetischen Eigenschaften des POLO-Leiters erklären.

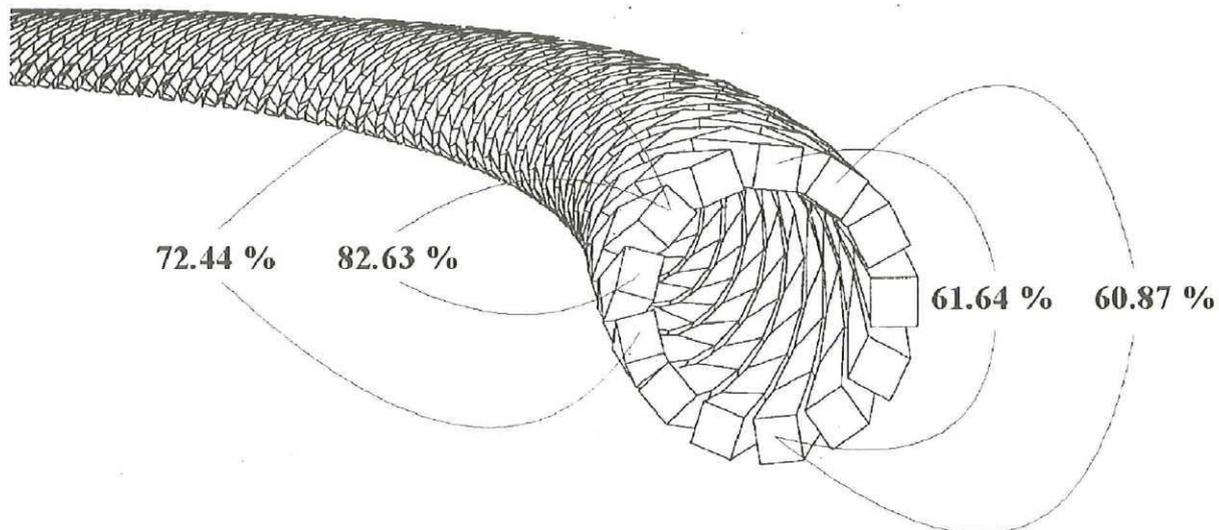


Abb. 90. Höhe der magnetischen Kopplungsfaktoren im POLO-Leiter: Vergleich der Werte im Nah- und im Fernbereich eines Subkabels

Ergibt sich während der Fertigung eine Verschiebung von Subkabeln, so sind die daraus für die Symmetrie der Kabel-Induktivitätsmatrix resultierenden Konsequenzen bei benachbarten Subkabeln über dreizehn mal höher, als wenn sich eine solche Verschiebung zwischen Subkabeln ergibt, die in maximaler Entfernung zueinander liegen. Zu dieser Aussage gelangt man, wenn man die Differenz der magnetischen Kopplungsfaktoren im Nah- bzw. Fernbereich in Abb. 90 in Relation zueinander setzt. Daraus lassen sich allgemeine Konsequenzen für die Anfälligkeit eines Leiterkonzeptes im Hinblick auf Unsymmetrien in der Kabel-Induktivitätsmatrix ableiten:

Je mehr direkte Nachbarn die Subkabel im Leiterquerschnitt haben, bzw. je kompakter das Kabel aufgebaut ist, umso schwerwiegender sind die Konsequenzen von Fertigungstoleranzen für die Symmetrie der Kabel-Induktivitätsmatrix. Da sich eine leichte Verschiebung von Subkabeln während des Fertigungsprozesses nicht vermeiden läßt, steht fest, daß sich Kabel mit zentralem Kühlkanal besser für Wechselstromanwendungen eignen als Kabel, die ähnlich aufgebaut sind wie der in Abb. 58 dargestellte volltransponierte Leiter.

CICC-Leiter sind im allgemeinen in der in Abb. 58 dargestellten Weise verseilt, wobei das Kabel üblicherweise aus mehr als zwei Verseilstufen besteht. Zwar wird durch die Verdrillung erreicht, daß kein Draht einer Verseilstufe in direkter Nachbarschaft zu einem Draht einer anderen Verseilstufe entlang der Kabellänge liegen kann, bei Verschiebungen innerhalb einer Verseilstufe ist aber eine noch ungünstigere Wirkung für die Kabel-Induktivitätsmatrix zu erwarten als beim POLO-Leiter. Je mehr Verseilstufen verwendet werden, umso höher sind die Unsymmetrien, die sich aufgrund von Fertigungstoleranzen in der Kabel-Induktivitätsmatrix ergeben können. Die Kompaktierung des volltransponierten CICC-Leiters am Ende des Fertigungsprozesses [96] kann sich daher in sehr ungünstiger Weise auf die Eigenschaften des Kabels auswirken. Im Gegensatz zu stark kompaktierten CICC-Leitern besitzt der POLO-Leiter einen Querschnitt, der sich durch eine regelmäßige und klar definierte Geometrie auszeichnet.

Unsymmetrien in der Kabel-Induktivitätsmatrix treten auch auf, wenn es zu einer Beschädigung einzelner Supraleiterdrähte während des Fertigungsprozesses kommt. In Abhängigkeit von der Gesamtanzahl der Drähte und der Position des beschädigten Drahtes ist durch ihn eine ähnlich unvorteilhafte Wirkung zu erwarten wie in der Beispielrechnung in Kapitel V.B.2. Beim reinen Gleichstrombetrieb und einer Drahtanzahl von über 100 würden sich einzelne beschädigte Drähte nicht bemerkbar machen. Auch in Experimenten mit kurzen Leiterproben würde die Wirkung solcher Defekte nur bei sehr schnellen Stromanstiegsraten sichtbar werden, aber vermutlich nicht auffallen, da dort auch durch ungleiche Kontaktwiderstände bedingte Strominhomogenitäten während des Hochfahrvorganges auftreten. Ihre volle Wirkung entfalten solche Defekte erst bei langen Kabellängen, insbesondere in der Wicklung supraleitender Magnete, was im folgenden anhand von Simulationen demonstriert werden soll. Bei langen supraleitenden Wicklungen kommt hinzu, daß mit zunehmender Kabellänge die Wahrscheinlichkeit für eine lokale Beschädigung einzelner Drähte zunimmt und daß sich lokale Defekte bei schlechter Querleitfähigkeit auf der gesamten Länge des Kabels auswirken, was ebenfalls im folgenden gezeigt werden kann.

Auch die technische Realisierung der Leiterverbindungen und der Leiterendverschlüsse bringt Unsymmetrien in der Kabel-Induktivitätsmatrix mit sich, wie z. B. in Abb. 91 erkennbar ist.

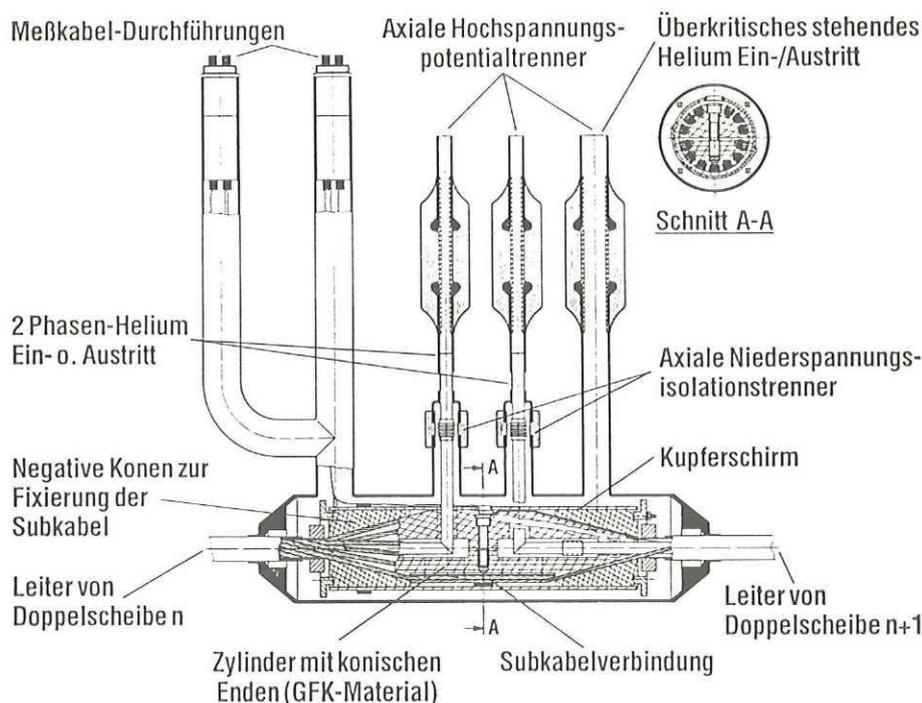


Abb. 91. Leiterverbindung zwischen zwei Doppelscheiben der POLO-Spule - die Länge des nicht transponierten Leiterabschnitts beträgt etwa 250 mm [1]

Zur Minimierung der durch die unverdrillten Leiterabschnitte bedingten Störungen in der Kabel-Induktivitätsmatrix wurden die Subkabel der beiden Leiterenden auf Zylindern mit konischem Ende miteinander verlötet, wobei die elektrische Potentialtrennung zwischen den Subkabeln beibehalten wurde. Zusätzlich werden die Leiterverbindungen durch Kupferzylinder vom äußeren Magnetfeld abgeschirmt.

Um zu quantitativen Aussagen über die Wirkung praxisrelevanter Störungen im symmetrischen Aufbau supraleitender Hochstromkabel und Windungen zu gelangen, wurden folgende Annahmen für die GKG Hälfte der POLO-Spule getroffen:

- Ausgehend vom in Abb. 88 dargestellten Netzwerkmodell wurde davon ausgegangen, daß alle Kontaktwiderstände gleich groß sind.
- Die ideale, vollkommen symmetrische Induktivitätsmatrix des Modells wurde so verändert, daß 216 Gegeninduktivitäten (was ungefähr einem Drittel aller Gegeninduktivitäten entspricht) um ein Promille niedrigere Werte und 216 Gegeninduktivitäten um ein Promille höhere Werte gegeben wurden als im Idealfall. Diese Unregelmäßigkeiten wurden mit Hilfe eines Fortran-Programmes rein zufällig in der Matrix verteilt, um sicherzustellen, daß alle Subkabel in etwa gleichem Maße von den Störungen betroffen sind.

Es wurde also angenommen, daß die Regelmäßigkeit des Leiter- und Wicklungsaufbaus leicht gestört ist. Die Größe dieser Störungen wurde aber so klein gehalten, daß sie beim Betrachten des Kabel- (vgl. Abb. 90) bzw. Wicklungsquerschnitts (vgl. Abb. 19) mit bloßem Auge nicht auffallen würden.

Die Ergebnisse von Berechnungen mit dem so modifizierten Modell sind in Abb. 92 und Abb. 93 dargestellt. Die dicke Linie in der Mitte der in Abb. 92 dargestellten Kurven rührt von einer Konzentration von Subkabel Strömen um den Wert I_m her. I_m ist der Wert, den die Subkabel Ströme hätten, wenn man von einer vollkommen symmetrischen Matrix ausgeht. Für viele Subkabel heben sich also die in der Matrix zufällig verteilten Störungen gegenseitig auf. In anderen Subkabeln heben sie sich hingegen nur teilweise auf.

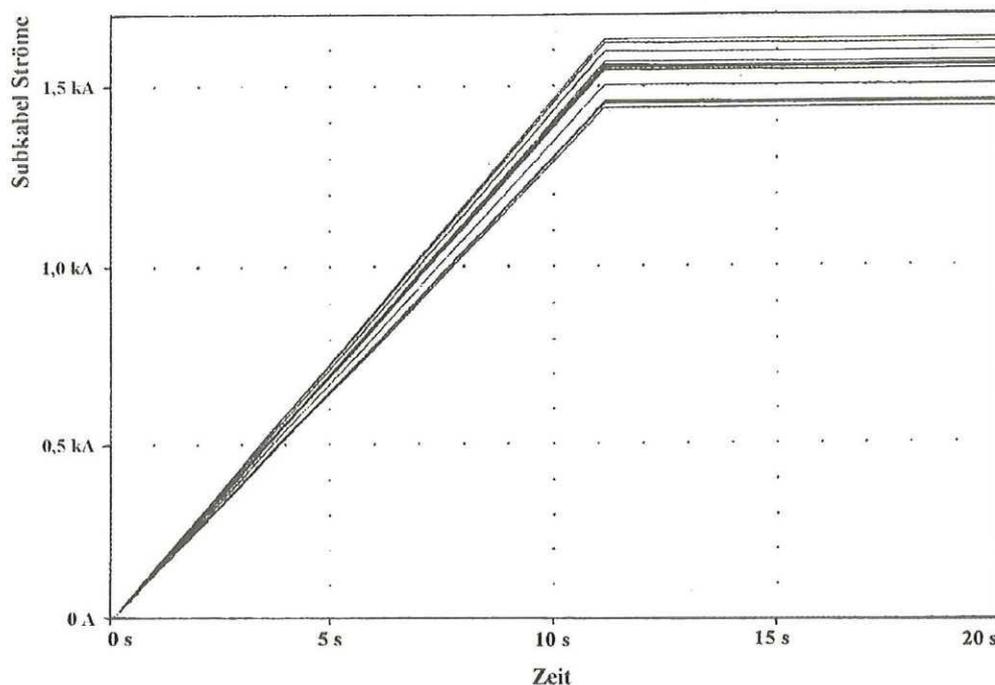


Abb. 92. Stromaufteilung im POLO GKG Kabel beim Erregen der Halbspule auf 20 kA (Annahme: Varianz der Gegeninduktivitäten von maximal 1 ‰)

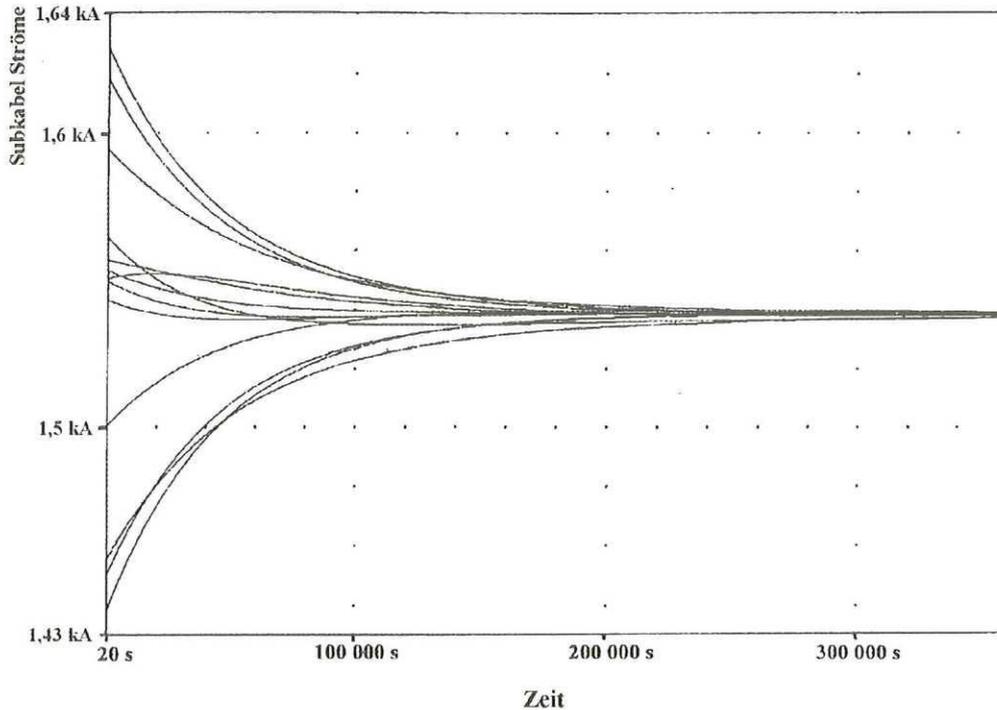


Abb. 93. Stromaufteilung im POLO GKG Kabel während der ersten 100 Stunden nach dem Erregen der Halbspule auf 20 kA (Annahme: Varianz der Gegeninduktivitäten von maximal 1 ‰)

Wegen der in Abb. 93 erkennbaren großen Zeitkonstanten für die Stromumverteilung ist die Höhe der Inhomogenität der Stromverteilung unabhängig davon, ob der Magnet schnell oder langsam erregt wird. Solche Beobachtungen wurden in der Praxis beispielsweise bei der japanischen DPC-U gemacht, bei der auch nach sehr langsamer Erregung des Magneten nicht mehr als 40 % des Nennstroms erreicht werden konnte [111].

Um die in Abb. 92 und Abb. 93 dargestellten Ergebnisse besser zu verstehen, wurden weitere Untersuchungen durchgeführt [126]. Beispielsweise wurden Simulationen unter der Annahme durchgeführt, daß nur die innerhalb des Kabels wirksamen Gegeninduktivitäten den oben beschriebenen Schwankungen unterworfen sind. Wie von der Anzahl der manipulierten Gegeninduktivitäten zu erwarten ist, trat in dieser Simulation eine nur halb so große Varianz der Subkabel Ströme auf wie in Abb. 92. Eine im Anschluß an die Berechnungen durchgeführte Überprüfung der Induktivitätsmatrix ergab, daß die Inhomogenität der Subkabel Ströme mehr als doppelt so hoch war wie die Inhomogenität der magnetischen Kopplungen, die sich insgesamt für die einzelnen Subkabel ergab. Dieses zunächst überraschende Ergebnis läßt sich mit Hilfe der in Kapitel V.B.2 durchgeführten analytischen Berechnung verstehen: Dort hatte sich die magnetische Kopplung von Subkabel 7 um insgesamt 24 % geändert, der Strom in diesem Subkabel hatte aber einen um 34 % überhöhten Wert, was auf die Lenzsche Regel zurückgeführt werden konnte. Da in der hier betrachteten Simulationsrechnung auch die direkten Nachbarn eines Subkabels von einer Änderung der magnetischen Kopplung betroffen sein können, ist klar, daß durch die Lenzsche Regel bedingte Abhängigkeiten hier noch stärker in Erscheinung treten als in dem einfachen Beispiel in Kapitel V.B.2. Der Effekt, daß die Varianz der Subkabel Ströme viel größer sein kann als die Varianz der magnetischen Kopplungen der einzelnen Subkabel, ist nicht spezifisch für das POLO-Kabel, sondern wirkt sich bei Leitern ohne zentrales Kühlrohr vermutlich noch stärker aus [127].

Während bisher ausschließlich der Fall voneinander isolierter Subkabel, entsprechend dem in

Abb. 88 dargestellten Netzwerkmodell, betrachtet wurde, wird in den folgenden Abschnitten dieses Kapitels der Einfluß von Querleitfähigkeiten, die für die Kabel supraleitender Hochleistungsmagnete typisch sind, auf die Stromaufteilung untersucht. Ist eine Querleitfähigkeit zwischen den Subkabeln vorhanden, hängt die Antwort auf die Frage, ob sich die Ströme im Falle lokaler Unregelmäßigkeiten lokal umverteilen, oder ob lokale Unregelmäßigkeiten zu Strominhomogenitäten entlang der gesamten Leiterlänge führen, von der Höhe der Querleitfähigkeit und von der Höhe der Kontaktwiderstände zu den Stromzuführungen ab [119].

Wie bereits erläutert wurde, muß bei realen Magnete immer von geringfügigen Unregelmäßigkeiten in deren Induktivitätsmatrix ausgegangen werden. Um ein qualitatives Verständnis für die Wirkung solcher Unregelmäßigkeiten in Magneten mit querleitfähigem Kabel zu bekommen, wurde das in Abb. 94 dargestellte Netzwerkmodell verwendet. In ihm sind alle Subkabel über 13 Querwiderstände R_{trans} am Ort der Doppelscheibenverbindung miteinander verbunden.

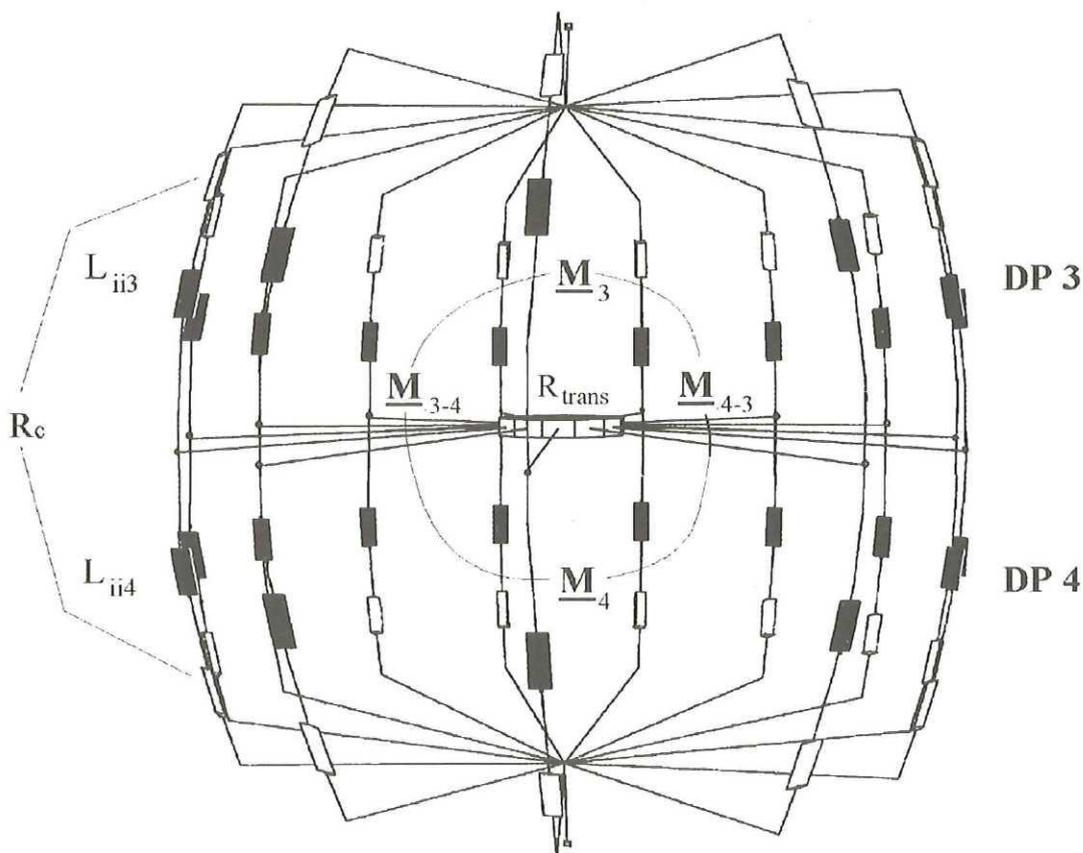


Abb. 94. Einführung einer konzentrierten Querleitfähigkeit am Ort der Doppelscheibenverbindung im Netzwerkmodell der POLO-Halbspule

Zwar ist bei einem Magneten mit querleitfähigem Kabel die Querleitfähigkeit entlang der gesamten Leiterlänge verteilt, aber wenn man nur am globalen Verhalten des Magneten interessiert ist und den Querwiderständen Werte gibt, die so klein sind wie der sich entlang der gesamten Kabellänge einstellende Querwiderstand, können durch Berechnungen mit dem in Abb. 94 dargestellten Modell prinzipielle Aussagen getroffen werden.

Um bei der CuNi-Hälfte der POLO-Spule zu solchen Aussagen zu gelangen, müssen folgende Eigenschaften dieser Spulenhälfte berücksichtigt werden:

- Im POLO CuNi-Kabel beträgt der Querwiderstand $6 \mu\Omega/\text{m}$
- Die Leiterlänge der Doppelscheiben in der CuNi-Hälfte der POLO-Spule beträgt 300 m

Daraus folgt, daß man insgesamt auf etwa dieselben Querwiderstände zwischen den Subkabeln der CuNi-Hälfte der POLO-Spule und denen im Netzwerkmodell kommt, wenn man in Abb. 94 von $R_{\text{trans}} = 10 \text{ n}\Omega$ ausgeht.

Um den Einfluß unterschiedlicher Querleitfähigkeiten auf die Homogenität der Stromaufteilung in einem Magneten mit geringen Unregelmäßigkeiten in der Induktivitätsmatrix zu ermitteln, wurden Simulationen mit $R_{\text{trans}} = 3 \text{ n}\Omega$ und $R_{\text{trans}} = 30 \text{ n}\Omega$ durchgeführt. Abb. 95 zeigt das Ergebnis einer Simulation, die mit dem Wert $R_{\text{trans}} = 3 \text{ n}\Omega$ für die 13 Querwiderstände durchgeführt wurde. Wie zu erwarten ist, bewirkt die Querleitfähigkeit, daß die Varianz der Subkabel Ströme unmittelbar nach dem Erregen des Magneten nicht so groß ist wie in Abb. 93, wobei in beiden Fällen von denselben Störungen in der Induktivitätsmatrix ausgegangen wurde. Einige Subkabel Ströme erreichen ihr Maximum aber erst nach sechs Stunden. Die Varianz der Ströme ist dann genauso groß wie die in Abb. 93 nach sechs Stunden.

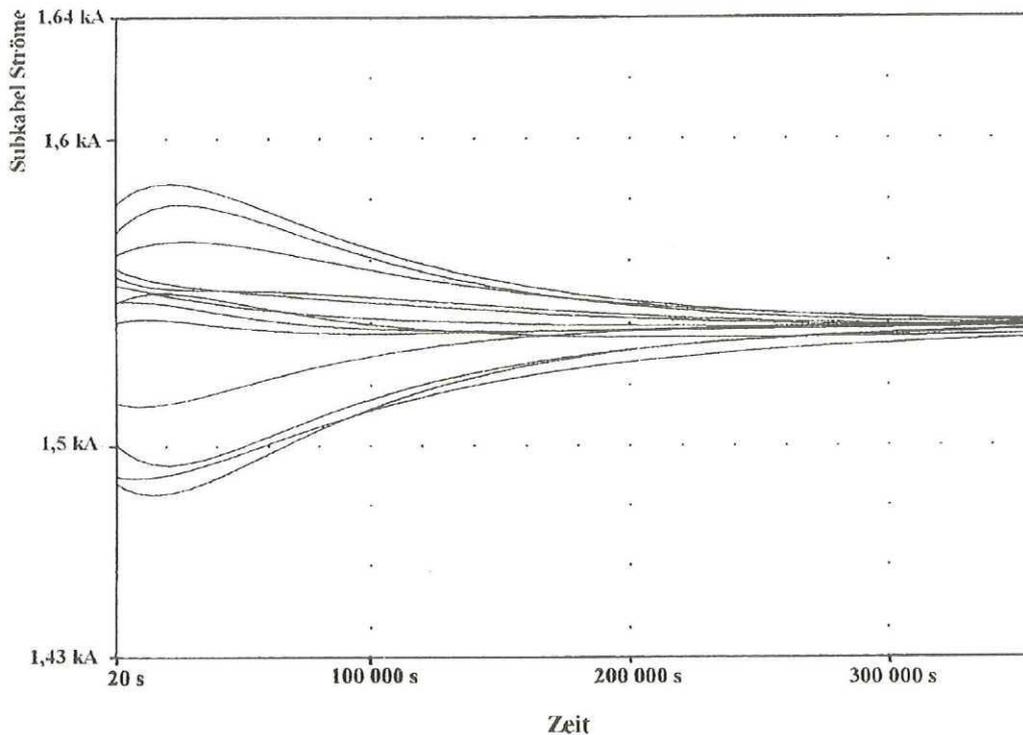


Abb. 95. Stromaufteilung im querleitfähigen Netzwerkmodell der POLO-Halbspule während der ersten 100 Stunden nach dem Erregen der Halbspule auf 20 kA (Annahme: Varianz der Gegeninduktivitäten von maximal 1 ‰)

In der Praxis wurde bei supraleitenden Beschleuniger-Magneten beobachtet, daß einzelne Subkabel tatsächlich Ströme aufweisen, deren Amplitude mit zum Teil noch größeren Zeitkonstanten zu- oder abnimmt [119]. Die zunehmenden Amplituden einzelner Subkabel Ströme in Abb. 95 können aber nur dann eine Gefahr für die Stabilität des Magneten darstellen, wenn ein solcher Magnet für mehrere Stunden kurz unterhalb seines kritischen Stromes betrieben wird. In diesem Fall wäre denkbar, daß nach einigen Stunden erst ein Quench auftritt, auch wenn zwischenzeitlich nichts an den äußeren Betriebsparametern geändert wurde.

Das transiente Verhalten der Subkabel Ströme in Abb. 95 läßt sich mittels der Ströme erklären, die über die Querwiderstände R_{trans} ausgetauscht werden [126]. Diese werden durch geringfügige Unterschiede in den Induktivitätsmatrizen der beiden Doppelscheiben verursacht. Aufgrund der hohen magnetischen Kopplungen und niedrigen Längswiderstände erfolgt der Austausch dieser Ströme nur sehr langsam. Dennoch beeinflussen die Querströme den Gesamtvorgang der Stromumverteilung nur zu Beginn, was daran zu erkennen ist, daß sich nach etwa sechs Stunden die Kurven in Abb. 93 und Abb. 95 praktisch nicht voneinander unterscheiden. Bereits nach sechs Stunden findet also trotz der vorhandenen Querleitfähigkeit der Vorgang der Stromumverteilung nur noch über die Kontaktwiderstände zu den Stromzuführungen statt.

Geht man von einer geringeren Querleitfähigkeit als in Abb. 95 aus, was beispielsweise bei der CuNi-Hälfte der POLO-Spule der Fall ist, macht sich der Einfluß der Querleitfähigkeit entsprechend schwächer bemerkbar [126]. Es darf daher angenommen werden, daß geringe Querleitfähigkeiten, wie sie für supraleitende Hochleistungsmagnete typisch sind, nicht zu einer wesentlichen Minderung von Strominhomogenitäten beitragen können, die aufgrund von Unsymmetrien in der Induktivitätsmatrix verursacht werden.

Simulationen, die unter der Annahme durchgeführt wurden, daß nur die Induktivitätsmatrix einer Doppelscheibe Unregelmäßigkeiten aufweist, zeigen, daß sich im Falle lokaler Defekte Kabel mit hoher Querleitfähigkeit immer günstiger verhalten als schlecht querleitfähige Kabel. Um dies zu zeigen, wurde im Netzwerkmodell in Abb. 94 davon ausgegangen, daß nur die Induktivitätsmatrix von DP3 Unregelmäßigkeiten aufweist und die Stromaufteilung zum einen unter der Annahme $R_{\text{trans}} = 3 \text{ n}\Omega$ und zum anderen unter der Annahme $R_{\text{trans}} = 30 \text{ n}\Omega$ berechnet. Die Ergebnisse dieser Simulationen sind im Anhang A 7 und A 8 dargestellt. Man erkennt, daß im Falle der höheren Querleitfähigkeit (Anhang A 7) die Inhomogenität der Stromverteilung im wesentlichen auf DP3 beschränkt bleibt, während im Fall der zehnmal geringeren Querleitfähigkeit ($R_{\text{trans}} = 30 \text{ n}\Omega$, Anhang A 8) bereits nach etwa drei Stunden in DP4 dieselbe Strominhomogenität auftritt wie in DP3. Bereits im Falle einer Querleitfähigkeit, die einem Querwiderstand von $R_{\text{trans}} = 30 \text{ n}\Omega$ entspricht, sind also ähnliche Ergebnisse wie bei Kabeln mit voneinander isolierten Strands zu erwarten, was auf die niedrigen Kontaktwiderstände an den Stromzuführungen ($R_c = 3 \text{ n}\Omega$) zurückzuführen ist.

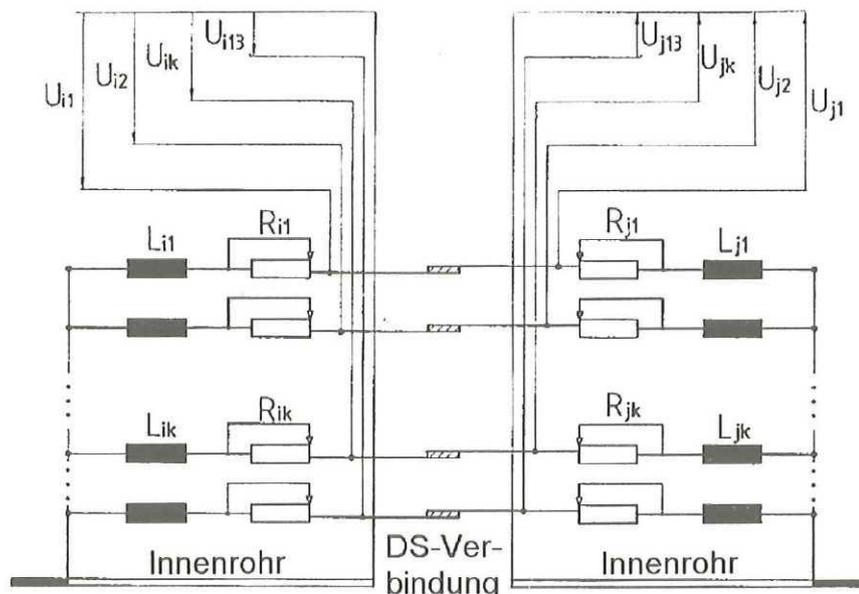
Bei Kabeln mit Querleitfähigkeiten, die um Größenordnungen höher sind als die in supraleitenden Hochleistungsmagneten, kann man also davon ausgehen, daß sich lokale Unregelmäßigkeiten in der Induktivitätsmatrix nur lokal auswirken und praktisch keine Konsequenzen für die Homogenität der Stromverteilung insgesamt haben. In Kabeln mit geringer Querleitfähigkeit, wie sie in supraleitenden Hochleistungsmagneten zwingend erforderlich sind [1], muß hingegen davon ausgegangen werden, daß sich die Wirkungen einzelner, lokaler Störungen überlagern. Auch wenn sich in den meisten Subkabeln diese Wirkungen gegenseitig aufheben, kann es - entsprechend den Simulationen mit zufälliger Verteilung der Unregelmäßigkeiten in der Induktivitätsmatrix - in einzelnen Subkabeln durch die Überlagerung zu Stromdichten kommen, die stark von der mittleren Stromdichte der übrigen Subkabel abweicht. Dies ist insbesondere dann der Fall, wenn man nicht von Kabeln mit zentralem Kühlkanal ausgeht, sondern CICC Leiter betrachtet. Bei ihnen läßt sich aufgrund der nach der Kompaktierung nicht mehr vorhandenen Regelmäßigkeit nicht ausschließen, daß die Gegeninduktivitäten eine Varianz im Bereich von 1 % aufweisen. Damit wären zehnmal höhere Strominhomogenitäten als in den hier durchgeführten Simulationen erklärbar. Eine stark reduzierte Stromtragfähigkeit, wie sie bei supraleitenden Hochleistungsmagneten mit diesem Kabeltyp zu beobachten war [111-115], läßt sich also allein mit geometrischen Unregelmäßigkeiten innerhalb der Kabel solcher Magnete erklären.

D. Vergleich von berechneten und beim Quench der POLO-Spule gemessenen Ergebnissen

1. Quench in der GKG-Hälfte der POLO-Spule

Die Berechnung der Stromumverteilungsprozesse beim Quench eines oder mehrerer Subkabel in der GKG-Hälfte der POLO-Spule kann auf Grundlage des in Abb. 88 dargestellten Netzwerkmodells erfolgen. Obwohl mit diesem Netzwerkmodell nur eine Spulenhälfte nachgebildet wird und dadurch keine Gegeninduktivitäten zur CuNi-Hälfte der POLO-Spule berücksichtigt werden können, lassen sich die transienten Vorgänge beim Quench der POLO-Spule mit diesem Modell simulieren, da eine Stromumverteilung nur innerhalb der Halbspulen auftritt und die Gegeninduktivitäten zur jeweils anderen Halbspule wirkungslos sind, solange der Leiterstrom in etwa konstant ist. Die resistiven Zonen, die sich bei einem Quench in den Subkabeln ausbilden, wurden mit zusätzlichen, zeitabhängigen ohmschen Widerständen im Netzwerkmodell nachgebildet.

In Übereinstimmung mit bei der POLO-Spule gemessenen Quenchausbreitungskurven wurden diese Widerstände so definiert, daß die Widerstandswerte von resistiven Zonen, ausgehend vom Wert Null, exponentiell mit einer anfänglichen Steigung von Null zunehmen und nach etwa 200 ms die Widerstandszunahme ungefähr $1 \text{ m}\Omega/\text{s}$ beträgt [71]. Die Messung der Quenchausbreitungsprozesse in einzelnen Subkabeln der GKG-Hälfte erfolgte mit Hilfe der in Abb. 96 dargestellten Spannungsabgriffe an den Doppelscheibenverbindungen. Die dort gemessenen Spannungen werden als "kompensierte Spannungen" bezeichnet, da der induktive Anteil der Spannungen größtenteils durch das Innenrohr des POLO-Leiters kompensiert wird. Durch einen ständigen Vergleich dieser Spannungen kann man einen Quench in einem Subkabel schnell und zuverlässig detektieren.



L_{ik}, L_{jk} : Selbstinduktivitäten der Subkabel; $k = 1 \dots 13$ Subkabel Index; $i, j = 1 \dots 4$ Index der Doppelscheiben
 R_{ik}, R_{jk} : Modellierung normalleitender Zonen
 U_{ik}, U_{jk} : Kompensierte Spannungen

Abb. 96. Ersatzschaltbild zweier Doppelscheiben der POLO-Spule und der Spannungsabgriffe zur Messung der kompensierten Spannungen

Bei den Simulationsrechnungen wurden nicht nur die Subkabelströme, sondern auch die dazugehörigen Spannungen im Netzwerkmodell berechnet, um die berechneten und gemessenen Quenchausbreitungsvorgänge miteinander vergleichen zu können. Durch einen Vergleich der gemessenen und berechneten Kurvenscharen läßt sich beispielsweise erkennen, daß der Fall, daß nur ein Subkabel quencht und dadurch erst nach einiger Zeit weitere Subkabel von einem Quench betroffen sind, weder in der GKG-Hälfte, noch in der CuNi-Hälfte der POLO-Spule aufgetreten sein kann [126]. Vielmehr stellte sich heraus, daß bei einem Quench der POLO-Spule ein Quench in allen Subkabeln des POLO-Leiters fast gleichzeitig (innerhalb von 30 ms) auftrat. In Abb. 97 ist ein Vergleich berechneter und gemessener kompensierter Spannungen zu sehen, wobei in der Simulation der Quench fast gleichzeitig (innerhalb von 30 ms) in den einzelnen Subkabeln ausgelöst wurde.

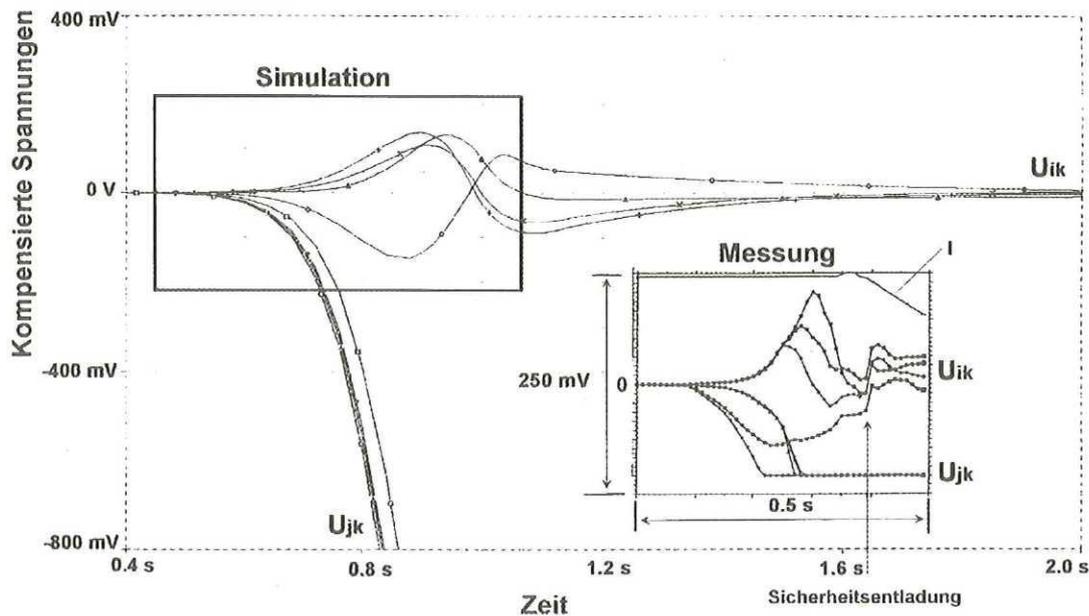


Abb. 97. Kompensierte Spannungen beim Quench in DP4, der bei einem stationären Strom von 24,2 kA auftrat ($U_{ik} = U(\text{DP3})$, $U_{jk} = U(\text{DP4})$). In der Simulationsrechnung wurde der Quench fast gleichzeitig (innerhalb von 30 ms) in den einzelnen Subkabeln ausgelöst und dann davon ausgegangen, daß die Länge der resistiven Zonen exponentiell bis zu einem Widerstandswert von 1,1 m Ω bei $t \approx 930$ ms (Zeitpunkt der Sicherheitsentladung) zunimmt und dann konstant bleibt.

Daß die unterste der zu DP3 gehörenden kompensierten Spannungen in Abb. 97 nach der Quenchauslösung in DP4 zunächst einen ähnlichen Verlauf aufweist wie die zu DP4 gehörenden kompensierten Spannungen, ist nicht etwa darauf zurückzuführen, daß Teile des dazugehörigen Subkabels in DP3 normalleitend geworden sind, sondern wird durch die Stromumverteilung über die Kontaktwiderstände R_c verursacht, d.h. die transienten Vorgänge in den zu DP3 gehörenden Kurven sind rein induktiver Natur. Die Subkabel Ströme, die zu den in Abb. 97 dargestellten kompensierten Spannungen gehören, sind im Anhang A10 abgebildet. Dort ist zu erkennen, daß bei einem Quench in einzelnen Subkabeln eine Stromumverteilung über die Kontaktwiderstände R_c nur relativ langsam vonstatten gehen kann, was auf die hohen magnetischen Kopplungen in der Wicklung zurückzuführen ist.

In den meisten Fällen hatten die bei einem Quench in der GKG-Hälfte der POLO-Spule gemessenen kompensierten Spannungen Ähnlichkeit mit den in Abb. 97 dargestellten Kurvenscharen. In Einzelfällen traten auch kompensierte Spannungen mit dem in Abb. 98 dargestellten charakteristischen Verlauf auf.

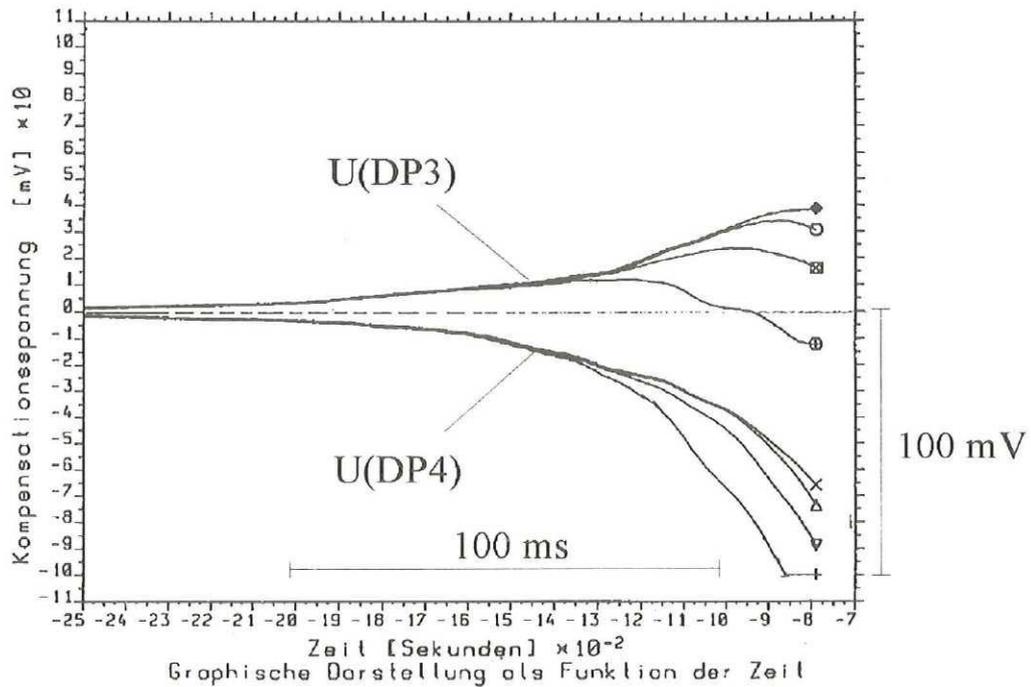


Abb. 98. Gemessene kompensierte Spannungen beim Quench in DP4, der bei einem stationären Strom von 24,7 kA auftrat

Es wurden mehrere Simulationsrechnungen durchgeführt, die zum Ziel hatten, die Ursache des trompetenförmigen Verlaufs der kompensierten Spannungen in Abb. 98 zu klären. Als Ergebnis dieser Simulationsrechnungen läßt sich festhalten, daß es zu einem solchen Verlauf nur dann kommen kann, wenn ein Quench praktisch gleichzeitig (innerhalb von 1 ms) in allen Subkabeln auftritt und es aufgrund einer etwa gleichgroßen Quenchausbreitungsgeschwindigkeit in allen Subkabeln anfangs nicht zu einer merklichen Stromumverteilung kommt. Abb. 99 zeigt das Ergebnis einer Simulationsrechnung, bei der von einem solchen Quenchausbreitungsprozeß ausgegangen wurde.

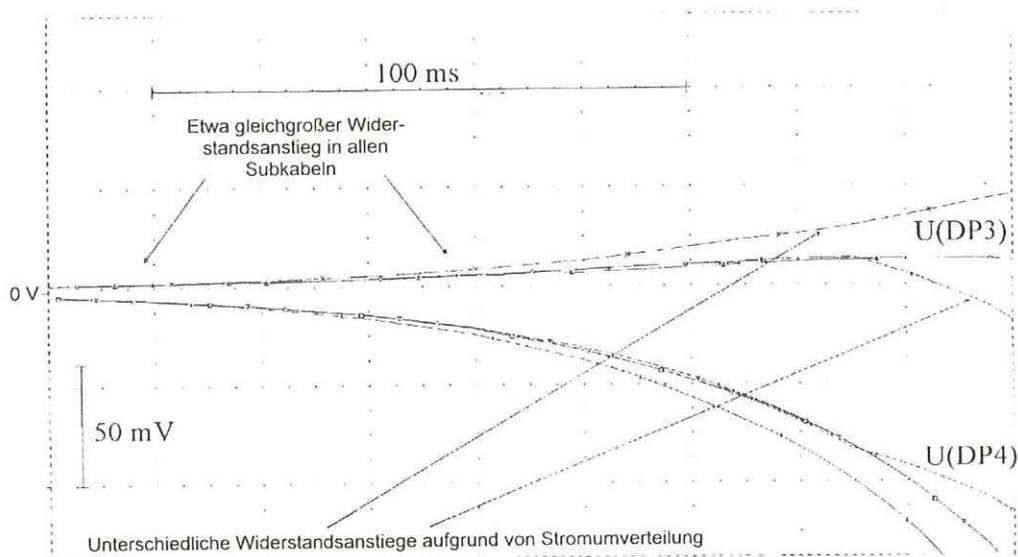


Abb. 99. Berechnete kompensierte Spannungen beim Quench in DP4 bei einem Spulenstrom von 25 kA. In der Simulationsrechnung wurde in allen Subkabeln innerhalb von 1 ms ein Quench ausgelöst und davon ausgegangen, daß sich die normalleitenden Zonen anfangs mit etwa derselben Geschwindigkeit ausbreiten.

Die Tatsache, daß beim Quench der POLO-Spule solche Verläufe für die kompensierten Spannungen gemessen werden konnten, bestätigt die Vermutung, daß die ausgezeichneten Ergebnisse, die mit der POLO-Spule erzielt werden konnten, darauf zurückzuführen sind, daß sich der Strom im Leiter dieser Spule sehr gleichmäßig auf die einzelnen Subkabel aufgeteilt hat. Andernfalls wäre zunächst immer nur ein Subkabel von einem Quench betroffen, nämlich das mit der höchsten Stromdichte. Zwar hatten die kompensierten Spannungen beim Quench meistens den in Abb. 97 dargestellten Verlauf, aber auch in diesem Fall kann man von einer annähernden Gleichverteilung der Stromdichten in den einzelnen Subkabeln ausgehen. Unter Beachtung der im Anhang A 10 ablesbaren Zeitkonstanten für die Stromumverteilung und dem Auftreten eines Quenches in allen Subkabeln innerhalb von 30 ms ist klar, daß auch im in Abb. 97 dargestellten Fall alle Subkabel in etwa denselben Strom geführt haben müssen, als in einem dieser Subkabel ein Quench auftrat.

2. *Quench in der CuNi-Hälfte der POLO-Spule*

Die Berechnung von Stromumverteilungsprozessen beim Quench in Leitern mit nicht voneinander isolierten Subkabeln gestaltet sich sehr schwierig, da in der Umgebung der sich ausbreitenden normalleitenden Zonen aufgrund der Querleitfähigkeit Ströme zwischen den Subkabeln ausgetauscht werden können, die die Ausbreitungsgeschwindigkeit der normalleitenden Zonen beeinflussen [37, 38, 39, 119]. Aufgrund der hier vorgestellten Simulationsrechnungen zum dynamischen Verhalten der CuNi-Hälfte der POLO-Spule beim Auftreten eines Quenches, die auf dem in Abb. 94 dargestellten Netzwerkmodell basieren, können daher nur Aussagen zum globalen Verhalten der querleitfähigen Spulenhälfte getroffen werden.

In den Simulationsrechnungen wurden dieselben zeitabhängigen Widerstände und Quenchausbreitungsparameter wie in der GKG-Hälfte der POLO-Spule verwendet. Es wurde von Querwiderständen von $R_{\text{trans}} = 180 \text{ n}\Omega$ ausgegangen, d.h. es wurde angenommen, daß aufgrund der normalleitenden Zonen auf einer Länge von etwa 17 m Querströme zwischen den Subkabeln ausgetauscht werden. Bei einem realen Quenchausbreitungsprozeß würde die Länge der Zone, in der die Subkabel Querströme miteinander austauschen, mit etwa derselben Geschwindigkeit wachsen wie die normalleitende Zone. Zu Beginn des Quenchausbreitungsprozesses wurde also mit einer zu hohen Querleitfähigkeit gerechnet, während nach etwa einer Sekunde die Querleitfähigkeit zu klein ist, da die normalleitenden Zonen dann Längen in der Größenordnung von 30 m erreichten [71]. Trotz dieser Vereinfachung durch Verwendung eines Mittelwertes für die Länge der Querstrom-Zonen konnte eine gute Übereinstimmung bei den berechneten und gemessenen kompensierten Spannungen erzielt werden (vgl. Abb. 100). Dies deutet darauf hin, daß die Vernachlässigung des Einflusses der zwischen den Subkabeln ausgetauschten Ströme auf den Quenchausbreitungsprozeß erlaubt ist, wenn man von den Verhältnissen in der Wicklung eines Magneten mit geringer Querleitfähigkeit ausgeht.

In Abb. 100 bleiben die kompensierten Spannungen in DP2 konstant auf dem Wert Null, da aufgrund der Querleitfähigkeit die Querströme nicht über DP2, sondern über die Querstrom-Zonen mit $R_{\text{trans}} = 180 \text{ n}\Omega$ fließen. Die kompensierten Spannungen in DP1 haben alle denselben Verlauf, weshalb in Abb. 100 nur eine Kurve erkennbar ist. Im Anhang A 11 sind die dazugehörigen Subkabel Ströme dargestellt. Auf die höheren Spannungen in den Subkabeln, die durch die normalleitenden Zonen verursacht werden, ist zurückzuführen, daß die Ströme hier schneller zwischen den Subkabeln ausgetauscht werden als in Kapitel V.C.

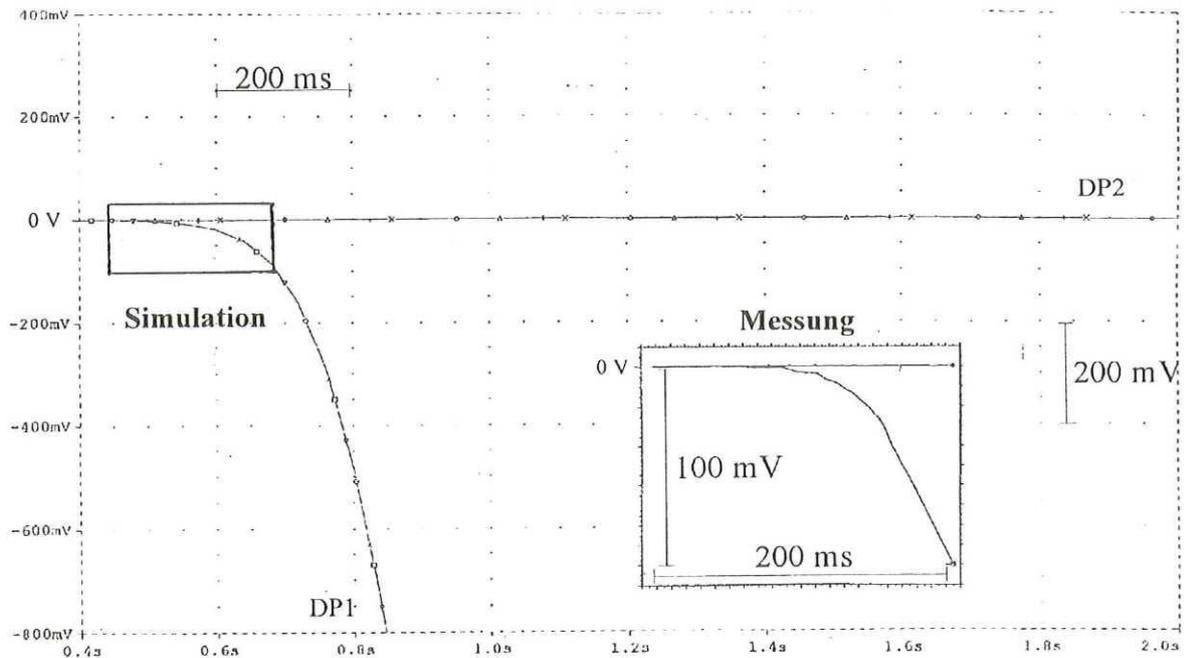


Abb. 100. Kompensierte Spannungen beim Quench in DP1. In der Simulationsrechnung wurde der Quench fast gleichzeitig (innerhalb von 30 ms) in den einzelnen Subkabeln ausgelöst und dann davon ausgegangen, daß die Länge der resistiven Zonen exponentiell bis zu einem Widerstandswert von $1,1 \text{ m}\Omega$ bei $t \approx 930 \text{ ms}$ (Zeitpunkt der Sicherheitsentladung) zunimmt und dann konstant bleibt.

Vergleicht man die in A 10 und A 11 dargestellten Subkabel Ströme, die jeweils unter Annahme derselben Parameter für die Quenchausbreitung in der GKG-Hälfte und CuNi-Hälfte der POLO-Spule berechnet wurden, erkennt man, daß bei einem Quench in der CuNi-Hälfte aufgrund der Querleitfähigkeit zwischen den Subkabeln etwa doppelt so hohe Ströme ausgetauscht werden (diese ergeben sich aus der Differenz des aktuellen Subkabel Stromwerts vom stationären Wert $I_0 = -1,92 \text{ kA}$) als in der GKG-Hälfte. Die Zeitkonstanten für die Stromumverteilung sind in beiden Spulenhälften aber gleichgroß. Diese Zeitkonstanten ergeben sich aus dem Verhältnis der Subkabel Induktivität (unter Berücksichtigung aller magnetischen Kopplungen) und dem zeitabhängigen Widerstand der normalleitenden Zonen, der Messungen entsprechend nachgebildet wurde. Die berechneten Zeitkonstanten im Bereich von einigen hundert Millisekunden sind um Größenordnungen höher als die Zeitkonstanten, die sich mit Hilfe einfacher Modelle von querleitfähigen Kabeln herleiten lassen [38, 128].

Die Frage, ob es nach einem Quench in einem Subkabel aufgrund einer Stromumverteilung ("Current Sharing") zur Erholung dieses Subkabels ("Recovery") kommt, oder ob dessen normalleitende Zone den Quench der gesamten Spule nach sich zieht, läßt sich daher nicht mit einfachen Kabelmodellen beantworten. Sowohl in supraleitenden Magneten mit querleitfähigem Kabel, als auch in Magneten mit voneinander isolierten Supraleiterdrähten werden die Zeitkonstanten für eine Stromumverteilung, neben der Quenchausbreitungsgeschwindigkeit, von den magnetischen Kopplungen maßgeblich bestimmt. Aufgrund der sich in einem Magneten ergebenden Zeitkonstanten für die Stromumverteilung (einige hundert Millisekunden im Fall der POLO-Halbspulen) ist wahrscheinlich, daß ein Quench, der in einem Subkabel eines supraleitenden Hochleistungsmagneten auftritt, zum Quench der gesamten Spule führt. Eine Ursache hierfür ist die hohe thermische Kopplung, die sich für die dicht beieinander liegenden Subkabel ergibt. In supraleitenden Hochleistungsmagneten kommt daher einer gleichmäßigen Stromaufteilung auf die Drähte im Leiterquerschnitt eine besondere Bedeutung zu.

E. Schlußfolgerungen

Für eine POLO-Halbspule wurde ein Netzwerkmodell erstellt, das sowohl die vollständige Induktivitätsmatrix des supraleitenden Kabels, als auch die Tatsache, daß alle Windungen magnetisch gekoppelt sind, berücksichtigt. Die Gültigkeit des Modells konnte durch einen Vergleich von berechneten und beim Quench der POLO-Spule gemessenen transienten Subkabel Spannungen nachgewiesen werden. Mit diesem Modell konnte erstmals die quantitative Wirkung möglicher Ursachen für eine unsymmetrische Stromaufteilung in supraleitenden Hochleistungsmagneten, die sich durch Kabel mit geringer Querleitfähigkeit auszeichnen, untersucht werden. Die Ergebnisse dieser Untersuchung lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Die Ursachen für eine unsymmetrische Stromaufteilung in supraleitenden Hochleistungsmagneten lassen sich nicht durch Experimente mit kurzen Leiterproben von betroffenen Magneten (oder entsprechende Simulationen) klären, da sich die Stromaufteilung in solchen Experimenten so stark von der im Magneten unterscheidet, daß an supraleitenden Leiterproben ermittelte Abhängigkeiten in der Wicklung des Magneten keine Rolle spielen bzw. die Stromaufteilung im Magneten von Kabelparametern abhängt, die das Ergebnis von Experimenten mit kurzen Leiterproben nur unwesentlich beeinflussen.
- Leiterverbindungen, bei denen die Werte der Kontaktwiderstände der einzelnen Subkabel Schwankungen (Varianz $\leq 50\%$) unterworfen sind, haben während der ersten Stunde nach dem Erregen eines supraleitenden Magneten eine so geringe Wirkung auf die Homogenität der Stromaufteilung, daß ihr Einfluß auf den Effekt der reduzierten Stromtragfähigkeit in supraleitenden Hochleistungsmagneten als vernachlässigbar eingestuft werden kann.
- Schwankungen der Kontaktwiderstände der einzelnen Subkabel können in supraleitenden Magneten, die sich durch Kabel mit geringer Querleitfähigkeit auszeichnen und über längere Zeit betrieben werden (z. B. SMES), nach einigen Stunden zum Quench führen, wenn der Magnet nicht mit Strömen, die ausreichend weit unterhalb des kritischen Leiterstroms liegen, betrieben wird.
- Geometrische Unregelmäßigkeiten im Leiteraufbau, die sich während der Fertigung von Hochstrom-Supraleitern nicht vermeiden lassen, bewirken bei Kabeln, die mit ringförmigem Querschnitt verseilt sind (Beispiel: POLO-Leiter) wesentlich geringere Unsymmetrien in der Induktivitätsmatrix als bei Kabeln, für die eine mehrstufige Verseiltechnik angewendet wird (Beispiel: CICC Leiter). Vor diesem Hintergrund sollte bei supraleitenden Hochleistungsmagneten eine sorgfältige Geometrieoptimierung (Drahtdurchmesser, freier zentraler Innenkanal zur Vermeidung von Singularitäten und möglichst wenige Verseilstufen) des CICC-Leiters durchgeführt werden.
- In supraleitenden Hochleistungsmagneten bewirken Unsymmetrien in der Kabel-Induktivitätsmatrix lang anhaltende (Größenordnung der Zeitkonstanten: 100 h) Inhomogenitäten bei der Stromaufteilung. Durch die hohe Anzahl von Gegeninduktivitäten im supraleitenden Kabel und in der Wicklung können sich durch geometrische Unregelmäßigkeiten im Promille-Bereich Änderungen für die magnetische Kopplung einzelner Drähte im Prozent-Bereich ergeben. Die Varianz der Ströme in den Drähten kann ein Vielfaches der Varianz dieser magnetischen Kopplungen betragen, was auf die Lenzsche Regel zurückzuführen ist.

- Durch lokale Störungen der Leitergeometrie (z.B. durch Leiterverbindungen, mechanische Verformungen oder auch Drahtbruch) werden im Kabel supraleitender Hochleistungsmagnete Kreisströme ("Supercurrents" [119]) erzeugt, die entlang der gesamten Leiterlänge fließen. Da aufgrund der geringen Querleitfähigkeit lokale Störungen Konsequenzen für die gesamte Leiterlänge haben, können sich in solchen Magneten die Wirkungen einzelner, lokaler Störungen überlagern. Auch wenn man davon ausgehen kann, daß sich diese zum Teil gegenseitig aufheben, wird es selbst bei rein zufälliger Verteilung der Störungen immer Drähte geben, bei denen nur eine teilweise Kompensation der Einzelstörungen auftritt.
- In supraleitenden Magnetspulen mit Leitern mit hoher Querleitfähigkeit können zwischen den Drähten Ausgleichsströme fließen, die eine Überlagerung der Wirkung von lokalen Störungen in der Leitergeometrie verhindert. Dadurch lassen sich auch mit Leitertypen, die sich nicht durch einen regelmäßigen Aufbau und eine klar definierte Geometrie auszeichnen, die gewünschten Stromdichten erreichen. Für Anwendungen in Puls- oder Wechselstrommagneten sind solche Leiter aber aufgrund der Proportionalität der Wirbelstromverluste mit der elektrischen Leitfähigkeit nicht geeignet [1].
- Berechnet man die Zeitkonstanten für den Prozeß der Stromumverteilung zwischen den Subkabeln der POLO-Spule, der sich nach dem Auftreten einer normalleitenden Zone ergibt, erhält man sowohl in der querleitfähigen CuNi-Spulenhälfte, als auch in der GKG-Halbspule Werte im Bereich von einigen hundert Millisekunden. Die Höhe dieser Zeitkonstanten hängt von der Anzahl und Größe der magnetischen Kopplungen zwischen den Subkabeln in der Wicklung ab und läßt sich daher nicht mit Kabelmodellen abschätzen. Die Größenordnung dieser Zeitkonstanten muß bei Untersuchungen, in denen der Frage nachgegangen wird, ob das Auftreten einer normalleitenden Zone in einem Subkabel einen Quench der gesamten Spule nach sich zieht, berücksichtigt werden.
- Anhand der gemessenen kompensierten Spannungen beim Quench der POLO-Spule konnte gezeigt werden, daß die Subkabel Ströme vor jedem Quench nahezu gleichverteilt auf die dreizehn Subkabel aufgeteilt waren. Über die Aufteilung des Stromes auf die sechs Drähte im Subkabel können keine Aussagen gemacht werden. Aufgrund der kompakteren Anordnung der sechs Drähte im Subkabel Querschnitt muß in diesem Bereich von einer höheren Inhomogenität der Stromaufteilung als zwischen den Subkabeln ausgegangen werden.

Vergleicht man den POLO-Leiter mit anderen Leitertypen und die Ergebnisse des POLO-Experimentes mit denen vergleichbarer Magnetexperimente, kann in Anbetracht der Ergebnisse der hier durchgeführten numerischen Untersuchungen der Schluß gezogen werden, daß für supraleitende Hochleistungsmagnete Kabel erforderlich sind, für die eine Geometrieoptimierung durchgeführt werden muß.

VI. Zusammenfassung

Für die weitere Entwicklung auf dem Gebiet der Technologie für supraleitende Magnete bestand die Notwendigkeit, ingenieurwissenschaftliche Berechnungsmethoden aus der elektrischen Energietechnik in den Bereich der supraleitenden Magnettechnologie zu übertragen, entsprechend den neuen Randbedingungen zu modifizieren und für den speziellen Einsatz auch neu zu entwickeln. In der vorliegenden Arbeit wurden geeignete Berechnungsmethoden erarbeitet und die Gültigkeit und Anwendungsrelevanz dieser Methoden anhand gegenwärtig laufender Entwicklungen am Forschungszentrum Karlsruhe demonstriert. Die Methoden erwiesen sich als geeignet, kritische Fragen bei der Auslegung von Großexperimenten zu klären beziehungsweise Lücken in der meßtechnischen Erfassung transienter Vorgänge in supraleitenden Magneten zu schließen und somit zu einem tieferen Verständnis dieser Vorgänge beizutragen.

Mit der in Kapitel II entwickelten analytisch-numerischen Berechnungsmethode lassen sich die Wirbelstrom- und Kraftdichten in der elektrisch leitfähigen Umgebung supraleitender Magnetspulen mit für die Praxis hinreichender Genauigkeit bestimmen, so daß zukünftig die sehr aufwendige und zeitraubende FEM Modellierung der Magnetspulen und ihrer Umgebung nur noch bei besonders kritischen Lastfällen vorgenommen werden muß.

Mit Hilfe des FEM Modells der POLO-Spule und der in Kapitel II vorgestellten Methode wurde demonstriert, daß sich mit Wirbelstromkräften mechanische Beanspruchungen in supraleitenden Prototypspulen erzeugen lassen, die denen in einem mittelgroßen Tokamak entsprechen und sich somit zur experimentellen Überprüfung der Richtigkeit der mechanischen Auslegung nutzen lassen. Anhand von Meßergebnissen konnte nachgewiesen werden, daß sich auch bei dynamischer Beanspruchung supraleitender Magnete deren mechanisches Verhalten mit hinreichender Genauigkeit vorherbestimmen läßt, wenn Unsicherheiten in den anisotropen Werkstoffdaten der Wicklung durch entsprechende Sorgfalt bei deren Herleitung begegnet wird.

Die Untersuchung des transienten elektrischen Verhaltens supraleitender Magnete in Kapitel IV ergab, daß supraleitende Wicklungen durch Schalthandlungen (bei supraleitenden Großmagneten im Bereich der Kernfusion) oder durch vom Stromrichter erzeugte Rechteckspannungen (beim SMES) zu Überspannungs-Schwingungen angeregt werden können. In diesem Fall muß in der Wicklung mit lokalen elektrischen Beanspruchungen gerechnet werden, die um ein Mehrfaches höher sind als deren elektrische Nennbeanspruchung. Mit dem in dieser Arbeit entwickelten Verfahren wird daher gegenwärtig das transiente Verhalten der TF-Spulen des ITER Magnetsystems untersucht, um dort inneren Überspannungen vorbeugen zu können.

Anhand des in Kapitel V entwickelten Simulationsmodells konnte die quantitative Wirkung möglicher Ursachen für den Effekt der reduzierten Stromtragfähigkeit in supraleitenden Hochleistungsmagneten untersucht werden. Dadurch ließ sich zeigen, daß dieser Effekt eindeutig auf Unsymmetrien in der Kabel-Induktivitätsmatrix zurückgeführt werden kann und daß daher für supraleitende Hochleistungsmagnete Kabel erforderlich sind, für die eine Geometrieoptimierung durchgeführt werden muß.

Mit einigen der hier erarbeiteten Verfahren ist ein hoher numerischer Aufwand verbunden, der aber in Anbetracht der heute allgemein verfügbaren Rechnerleistung kaum erwähnenswert ist. Berücksichtigt man allgemein den Aufwand, der mit Großexperimenten verbunden ist, die Kosten, die durch Schäden am supraleitenden Magnetsystem entstehen können und die Möglichkeiten, die sich durch eine Untersuchung komplexer Meßergebnisse mit Hilfe technisch-

wissenschaftlicher Berechnungsmethoden ergeben, erscheint im Bereich der supraleitenden Magnettechnologie eine weitere Intensivierung der Anwendung und Weiterentwicklung von aus dem Bereich der Elektrotechnik stammenden numerischen Methoden lohnenswert.

Im Vergleich zur konventionellen Elektrotechnik ergeben sich für die supraleitende Magnet-technologie zusammenfassend folgende neue Gesichtspunkte:

- Bei der Stoßspannungsbelastung supraleitender Spulen zeigt die Supraleitung keinen Einfluß, was sich mit Hilfe der Eigenzeitkonstanten des Basisleiters erklären läßt. In der vorliegenden Arbeit konnten nur integrale Untersuchungen an supraleitenden Großmagneten durchgeführt werden. Eine grundlegende Untersuchungen dieses elektrodynamischen Effektes bei supraleitenden Drähten und Kabeln steht noch aus.
- Die großvolumigen Magnetfelder bei gepulsten Supraleitermagneten (Kernfusion, SMES) erzeugen neben Wirbelstromverlusten auch Wirbelstromkraftdichten, die bei der mechanischen Auslegung berücksichtigt werden müssen.
- In supraleitenden Wicklungen treten Stromdichten und magnetische Flußdichten auf, die um eine Größenordnung höher sind als die von in magnetisierbarer Materie geführten elektromagnetischen Feldern. Dies erfordert einen Wicklungsaufbau, der den erhöhten elektromechanischen Beanspruchungen Rechnung trägt. Aufgrund des besonderen Aufbaus supraleitender Hochstrom-Wicklungen muß bei ihnen auch bei Frequenzen unter 10 kHz mit einer nichtlinearen Spannungsaufteilung und inneren Resonanzen gerechnet werden.
- Aufgrund der hohen magnetischen Kopplungen und niedrigen Kontaktwiderstände in supraleitenden Magneten treten dort Zeitkonstanten für elektrische Ausgleichsvorgänge auf, die um Größenordnungen höher sind als die in konventionellen elektrotechnischen Komponenten. Dadurch muß zur Erlangung einer gleichmäßigen Stromaufteilung die Leitergeometrie optimiert werden, was in der konventionellen Elektrotechnik nicht erforderlich ist.

Aus den letzten drei Feststellungen ergibt sich, daß in der supraleitenden Magnettechnologie eine detaillierte Analyse elektrodynamischer Vorgänge erforderlich ist, damit das physikalische Potential der Supraleitung technisch optimal genutzt werden kann.

Anhang

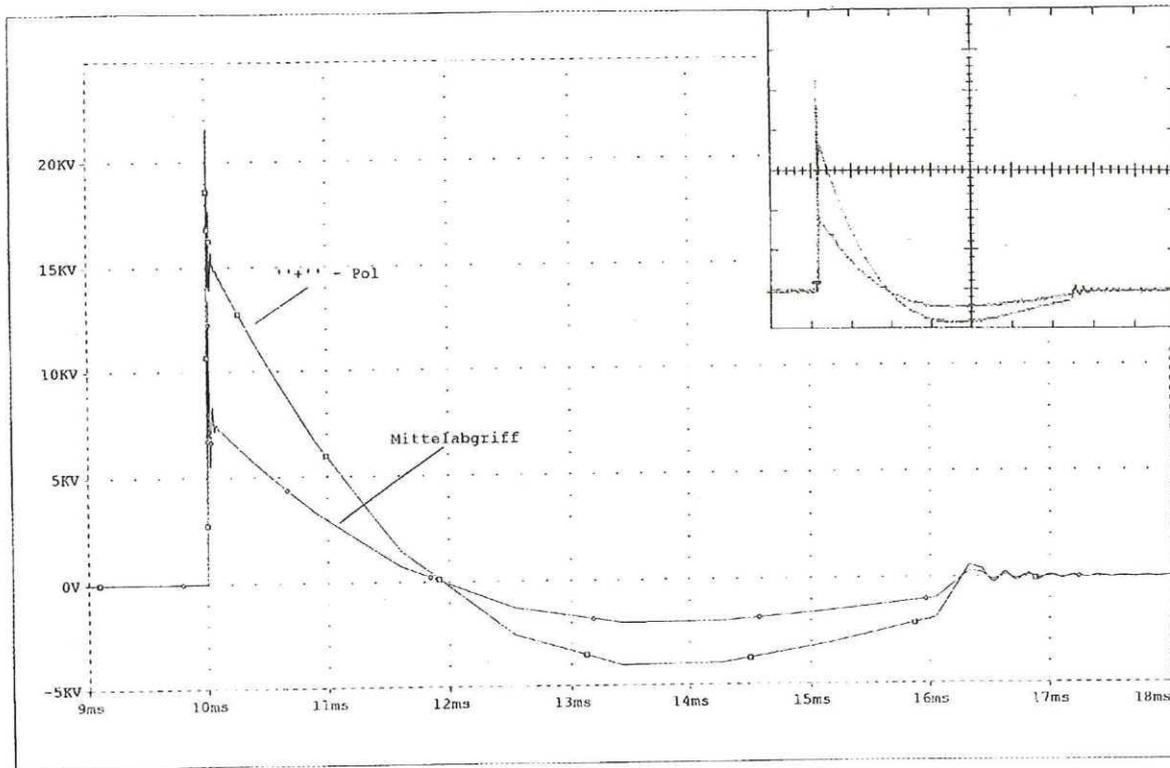
Anhang

POLO-Leiter			
x: azimutale Richtung, y: radiale Richtung, z: axiale Richtung (bezogen auf die POLO-Spule)			
Elastizitätsmodul	bei azimutaler Dehnung bei radialer Dehnung bei axialer Dehnung	E_{xx} E_{yy} E_{zz}	108 GPa 70 GPa 70 GPa
Poissonzahl	azimutal-radial radial-axial axial-azimutal	ν_{xy} ν_{yz} ν_{zx}	0,30 0,37 0,45
Schubmodul	1. Index: Normalenvektor der gegen- einander abgleitenden Flächen 2. Index: Schubrichtung	G_{xy} G_{yz} G_{zx}	20 GPa 10 GPa 10 GPa
mittlere Dichte		ρ_m	4900 kg / m ³

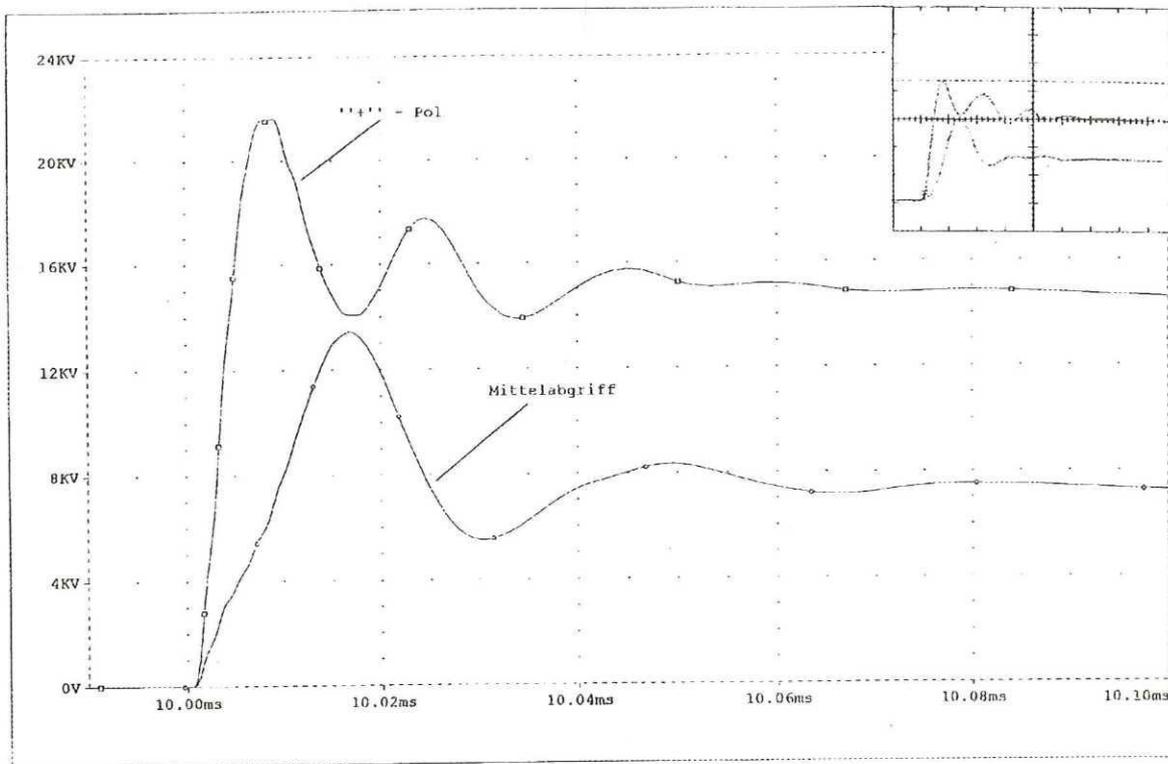
A 1. Materialeigenschaften des POLO-Leiters bei 4 K

POLO-Erdisolation			
x: azimutale Richtung, y: Richtung senkrecht zur Isolations-Oberfläche, z: Richtung tangential zur Isolations-Oberfläche			
Elastizitätsmodul	bei azimutaler Dehnung bei normaler Dehnung bei tangentialer Dehnung	E_{xx} E_{yy} E_{zz}	24 GPa 12 GPa 24 GPa
Poissonzahl	azimutal-normal normal-tangential tangential-azimutal	ν_{xy} ν_{yz} ν_{zx}	0,095 0,19 0,16
Schubmodul	1. Index: Normalenvektor der gegen- einander abgleitenden Flächen 2. Index: Schubrichtung	G_{xy} G_{yz} G_{zx}	1,0 GPa 1,0 GPa 1,5 GPa
mittlere Dichte		ρ_m	2000 kg / m ³

A 2. Materialeigenschaften der Erdisolation der POLO-Spule bei 4 K



A 3. Verlauf der Spannung am Pluspol und Mittelabgriff der POLO-Spule bei einem Stoßspannungstest mit 21,5 kV



A 4. Verlauf der Spannung am Pluspol und Mittelabgriff der POLO-Spule bei einem Stoßspannungstest mit 21,5 kV - Oszillationen während der ersten 100 μ s

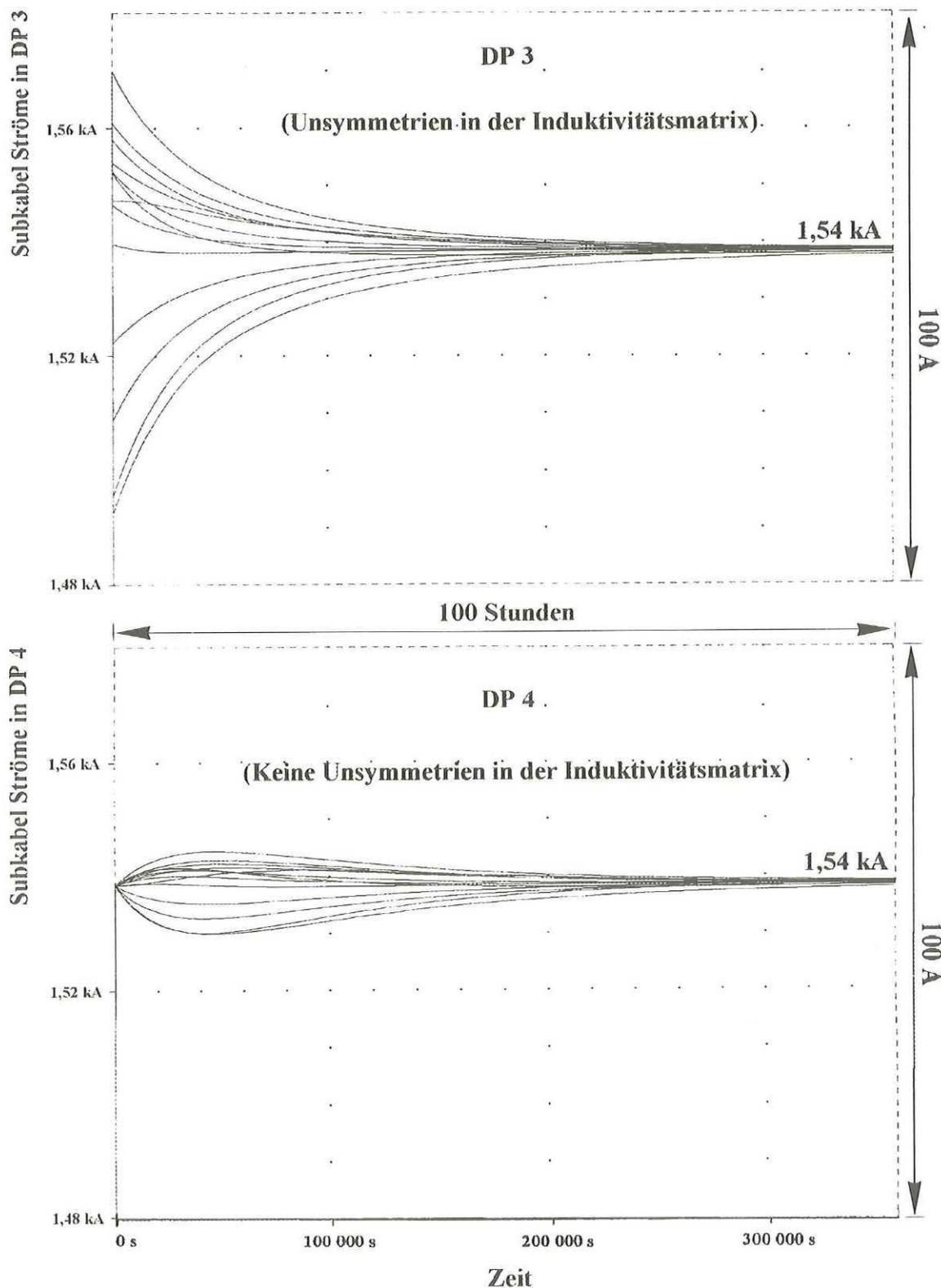
Frequenz	<u>mittlere Leitungsstromdichte</u> Gleichstromdichte	$\frac{R(f)}{R_{\Sigma}}$
0,01 Hz	1	1
100 Hz	0,073	13,72
1 kHz	0,013	76,9
5 kHz	0,00436	229,6
10 kHz	0,0028	353,3
100 kHz	0,00096	1044

A 5. Frequenzabhängigkeit des ohmschen Widerstandes des POLO-Leitermodells bei einer Temperatur von 4 K (verwendete Anregung: Wechselspannung konstanter Amplitude)

Frequenz	<u>mittlere Leitungsstromdichte</u> Gleichstromdichte	$\frac{R(f)}{R_{\Sigma}}$
0,01 Hz	1	1
100 Hz	0,899	1,1
1 kHz	0,514	1,95
5 kHz	0,212	4,7
10 kHz	0,145	6,9
100 kHz	0,053	18,8

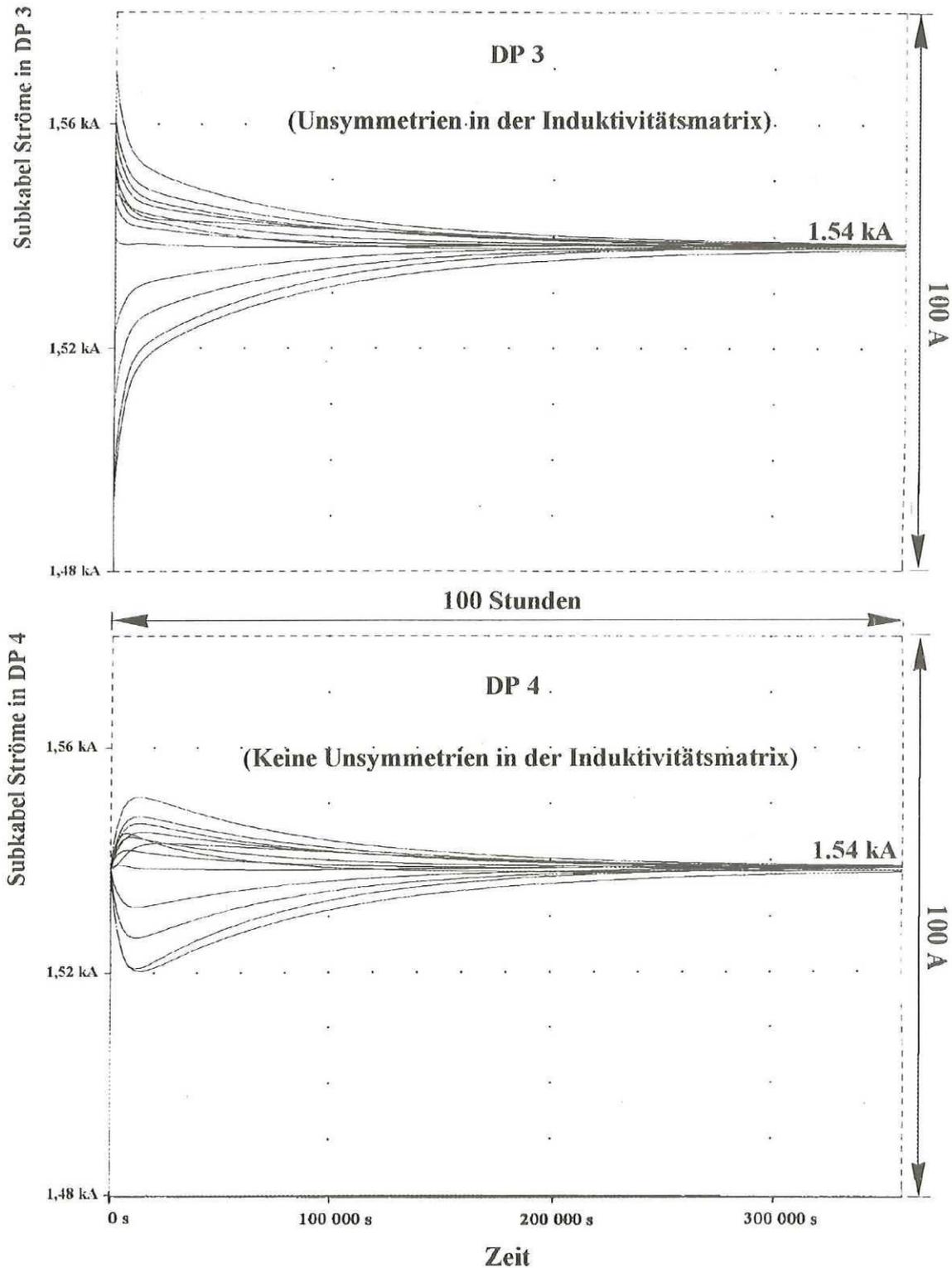
A 6. Frequenzabhängigkeit des ohmschen Widerstandes des POLO-Leitermodells bei einer Temperatur von 300 K (verwendete Anregung: Wechselspannung konstanter Amplitude)

Modell mit hoher Querleitfähigkeit ($R_{\text{trans}} = 3 \text{ Nanoohm}$)



A 7. Stromaufteilung im querleitfähigen Netzwerkmodell der POLO-Halbspule während der ersten 100 Stunden nach dem Erregen auf 20 kA (Annahme: Varianz der Gegeninduktivitäten von maximal 1 ‰ in der Induktivitätsmatrix des DP3 Leiters, $R_{\text{trans}} = 3 \text{ n}\Omega$)

Modell mit geringer Querleitfähigkeit ($R_{\text{trans}} = 30 \text{ Nanoohm}$)



A 8. Stromaufteilung im querleitfähigen Netzwerkmodell der POLO-Halbspule während der ersten 100 Stunden nach dem Erregen auf 20 kA (Annahme: Varianz der Gegeninduktivitäten von maximal 1 % in der Induktivitätsmatrix des DP3 Leiters, $R_{\text{trans}} = 30 \text{ n}\Omega$)

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] P. Komarek, "Hochstromanwendung der Supraleitung", Teubner Studienbücher Angewandte Physik, Stuttgart 1995
- [2] "Kernfusion - Forschung und Entwicklung", Broschüre des Kernforschungszentrums Karlsruhe, 1991
- [3] P. Komarek; A. Ulbricht, "Superconductivity in Energy Technologies", VDI-Verlag GmbH Düsseldorf 1990, pp. 177-192
- [4] "Supraleitung in der Energietechnik II", VDI-Bericht Nr. 1187, VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1995
- [5] G. S. Voronov, "Storming the Fortress of Fusion", Mir Publishers, Moscow, 1988
- [6] M. A. Abdou, K. Miya, J.E. Vetter, "Fusion Engineering and Design", Proceedings of the First International Symposium on Fusion Nuclear Technology, Tokyo, Japan, April 10-19, 1988, North Holland, Part A+B
- [7] D. S. Beard, W. Klose, S. Shimamoto, G. Vecsey, "The IEA Large Coil Task", Fusion Engineering and Design, Vol. 7, 1988, pp. 1-232
- [8] P. Komarek, "Present Achievements for Superconducting Tokamaks in the World", Proc. MT-11, Tsukuba, Japan, August 28 - September 1 1989, pp. 18-26
- [9] P.-H. Rebut, D. Boucher, D. J. Gambier, B. E. Keen, M. L. Watkins, "The ITER Challenge", Fusion Engineering and Design Vol. 22, 1993, pp. 7-18
- [10] R. J. Thome, "Magnet Program Overview for the International Thermonuclear Test Reactor", IEEE Trans. Magnetics, Vol. 30, No. 4, July 1994, pp. 1595-1601
- [11] R. Nygren et al., Executive Committee Report, Proc. of Meeting on Electrical Insulators for Fusion Magnets, published by U.S. Department of Energy, 1981, pp. 3-12
- [12] G. Bahder, M. Rabinowitz, and M. Sosnowski, "Bulk Solid Dielectric for Cryogenic Cables", Cryogenics, Vol. 23, No. 2, © 1983 Butterworth & Co Ltd., 1983, pp. 95-101
- [13] A. Ulbricht, "Theoretische und experimentelle Untersuchung über die Eigenschaften eines großen supraleitenden Gleichstromleistungsschalters mit 40 MW Schaltleistung bei einer Spannung von 47 kV", Kernforschungszentrum Karlsruhe, KfK 2672, Dissertation ETH Zürich, Aug. 1978
- [14] P. Komarek, A. Nyilas, "Characterization of Superconductors and Insulating Materials at Cryogenic Temperatures, for Use in Electrical Engineering", CIGRE Symposium 05-87, Section 1, Wien 1987
- [15] G. Schenk et al., "High-Voltage Insulation and Tests of Cryogenic Components for the Superconducting Model Coil POLO", Proc. 15th SOFT, Utrecht, Vol. 2, 1988, pp. 1552-1556
- [16] M. Irmisch et al., "Breakdown Characteristics of Gas at Cryogenic Temperatures and Low Pressure with Respect to a Local Helium Leak", IEEE Trans. El. Insulation, Vol. 28, No. 4, 1993, pp. 507-511
- [17] H. Bayer et al., "Test of the POLO Model Coil - a Superconducting Poloidal Field Coil According to the Specifications of the Tokamak Operation - in the KfK TOSKA Facility", Proc. 18th SOFT, Karlsruhe, August 1994, pp. 917-920

-
- [18] M. Darweschad et al., "The POLO Coil, a Prototype Tokamak Poloidal Field Coil, Design Features and Test Results", IEEE Trans. Magnetics, July 1996 (in press)
- [19] A. D. Little, Inc., "The Market Potential for SMES in Electric Utility Applications", Oak Ridge Nat. Lab. ORNL/Sub/85-SL889/1
- [20] T. Tanaka, "Energy Storage Capacity Required for Future Power Network in Japan", Proc. of Symp. on the Use of Superconductivity in Energy Storage, Karlsruhe, World Scientific, 1995, pp. 5-14
- [21] Siemens AG, Preussen Elektra AG und RWE Energie AG, "Machbarkeitsuntersuchung von supraleitenden Energiespeichern zur Bereitstellung der Sekundenreserveleistung", BMBF-Vorhaben Nr. 0329574
- [22] K. Prescher, W. Nick, H. E. Vollmar, M. Kleinmaier, U. Radtke, "Einsatzmöglichkeiten für mittelgroße supraleitende magnetische Energiespeicher (SMES) in Deutschland", VDI-Bericht Nr. 1187, VDI-Verlag 1995, pp. 115-131
- [23] M. Irmisch, "Hochspannungs-Isolationsdiagnostik an supraleitenden Großmagneten", Forschungszentrum Karlsruhe, FZKA 5615, Dissertation Universität Karlsruhe (TH), November 1995
- [24] K. J. Bathe, "Finite-Elemente-Methoden", Springer Verlag, Berlin 1986
- [25] A. M. Miri, J. Dams, A. J. Schwab, "Kurzschlußkräfte und Leiterbewegungen in Hochspannungsschaltanlagen in Seilbauweise", Elektrizitätswirtschaft, Jg. 87 (1988), Heft 8, pp. 429-436
- [26] O. Biro, W. Maurer, "Transient 3D Eddy Current Calculations in Fusion Reactors", IEEE Trans. Magnetics, Vol. 26, 1990, pp. 2364-2366
- [27] O. Biro et al., "FEM Calculation of Eddy Current Losses and Forces in Thin Conducting Sheets of Test Facilities for Fusion Reactor Components", IEEE Trans. Magnetics, Vol. 28, No. 2, 1992
- [28] A. M. Miri, C. Sihler, N. Stein, "Simulation of the Electrodynamical Effects of Short-Circuits on Bundled Conductors in High-Voltage Substations", Proc. ICATE '93, Craiova, Romania, 1993, pp. 316-323
- [29] A. M. Miri, A. J. Schwab, M. Nothaft, "Behaviour of Transformers at High-Frequencies", Proc. 18th EMTP Users Group Meeting, Marseille 1990, pp. T1/1-T1/10
- [30] A. Greenwood, "Electrical Transients in Power Systems", J. Wiley and Sons, New York 1991
- [31] A. M. Miri, "Ausgleichsvorgänge in Elektroenergiesystemen", Vorlesungsbegleitendes Skript, Universität Karlsruhe (TH), 1992, unveröffentlicht
- [32] M. A. Nothaft, "Untersuchung der Resonanzvorgänge in Wicklungen von Hochspannungsleistungstransformatoren mittels eines vollständigen, detaillierten Modells", Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), 1994
- [33] A. Maurer, P. Komarek, W. Maurer, A. Ulbricht, F. Wüchner, "Investigation of the Mechanical Properties of the Euratom LCT Coil by Tests under Different Boundary Conditions", Trans. 9th Int. Conf. on Structural Mechanics in Reactor Technology, Lausanne, 1987, pp. 55-60

-
- [34] T. Jordan, "Kopplung der elektromagnetischen und strukturmechanischen Probleme beim Fusionsreaktorblanket", Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), 1993
- [35] P. Chowdhuri, "Transient Voltage Oscillations in Coils", Proc. 6th Top Meeting on the Technology of Fusion Energy, San Francisco, CA, 1985, pp. 1708-1713
- [36] P. P. Campostrini et al., "Internal Behaviour of Large Coils Subject to Transient Voltage", COMPEL - Int. Journal for Computation and Mathematics in Electrical Engineering, Vol. 11, No. 1, © James & James Science Publishers Ltd, 1992, pp. 229-232
- [37] B. Turck, "Influence of a Transverse Conductance on Current Sharing in a Two-Layer Superconducting Cable", Cryogenics, August 1974, pp. 448 - 454
- [38] G. Ries, "Stability in superconducting multistrand cables", Cryogenics, September 1980, pp. 513 - 519
- [39] M. Tsuda, T. Shimada, Y. Takada, K. Okazaki, A. Ishiyama, "Current Distribution in A.C. Multi-strand Superconducting Cables", Cryogenics 1994, Vol 34, ICEC Supplement pp. 555 - 558
- [40] L. Krempasky, C. Schmidt, "A Possible Explanation of the Problem of Ramp Rate Limitation in Large Superconducting Magnets", IEEE Trans. Magnetics, July 1996 (in press)
- [41] A. Hofmann et al., "Further Use of the LCT Coil", 15th SOFT, Utrecht, 1988, pp. 1596-1602
- [42] O. Biro, W. Maurer, "Calculation of Forces and Losses in 3D Fusion Reactor Models", Proc. Int. IGTE Symposium, University of Graz, Austria, October 10-12, 1990, pp. 113-118
- [43] O. Biro, K. Preis, "On the Use of the Magnetic Vector Potential in the Finite Element Analysis of Three-Dimensional Eddy Currents", IEEE Trans. Magnetics, Vol. 25, No. 4, July 1989, pp. 3145-3159
- [44] P. J. Leonard, D. Rodger, "Finite Element Scheme for Transient 3D Eddy Currents", IEEE Trans. Magnetics, Vol. 24, No. 1, January 1988, pp. 90-93
- [45] S. J. Sackett, "EFFI - A Code for Calculating the Electromagnetic Field, Force and Inductance in Coil Systems of Arbitrary Geometry", UCRL-52402, Lawrence Livermore Laboratory, 1978
- [46] W. Maurer, persönliche Mitteilung
- [47] F. Schunn, "Berechnung der beim Schnellentladen einer supraleitenden Spule (ITER TF-Modellspule) am Stickstoffschild durch Wirbelströme hervorgerufenen elektromagnetischen Kräfte und Konzepte zu deren Reduzierung durch Schirmung", Diplomarbeit am IEH, Universität Karlsruhe (TH), 1994, unveröffentlicht
- [48] A. M. Miri, F. Schunn, C. Sihler, W. Maurer, A. Ulbricht, "Berechnung der Wirbelstromdichten und -kräfte in der Umgebung großer supraleitender Spulen für den magnetischen Einschluß bei der Kernfusion", Archiv der Elektrotechnik 78 (1995), Springer Verlag, pp. 223-228
- [49] P. Libeyre, B. Bertrand, P. Decool, A. Torossian, B. Turck: "Design of a TF Model Coil for ITER", Proc. 18th SOFT, Karlsruhe 1994, pp. 889-892
- [50] A. Grünhagen, Interner Bericht, Forschungszentrum Karlsruhe, 1995, unveröffentlicht

-
- [51] C. Sihler, W. Maurer, A. M. Miri, F. Schunn, A. Ulbricht, "Reduction of Eddy Currents in the Environment of Large Superconducting Magnets by Different Shielding Configurations", Proc. 6th Int. IGTE Symposium, Graz, Austria 1994, pp. 276-281
- [52] S. Förster et al., "A 2 MJ, 150 T/s Ring Coil", Proc. MT-9, Sept. 1985, Zürich, Switzerland, pp. 32-35
- [53] J. Lühning, Primärbericht Nr. 03.03.05P03B, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Mai 1987, unveröffentlicht
- [54] A. Nyilas, Primärbericht Nr. 03.03.06P03A, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1987, unveröffentlicht
- [55] P. Bonnet, A. Bourquard, A. Lacaze, "KfK POLO Model Coil - Progress Report, Mid June 1988, End of Phase 1", ALSTHOM, Division Electromécanique, Electro-technique Avancée, June 1988, unveröffentlicht
- [56] S. S. Rao, "The Finite Element Method in Engineering", Pergamon Press, 2nd Edition, 1989
- [57] O. C. Zienkiewicz, "Methode der finiten Elemente", Carl Hanser Verlag München, Wien 1975
- [58] A. Bourquard et al., "Manufacturing of the POLO Model Coil", Proc. 15th SOFT, Rome, 1992
- [59] H. Krauth, A. Szulczyk, M. Thöner, "Neuere Entwicklungen bei metallischen Supraleitern (LTS) für die Energie- und Magnettechnik", VDI-Bericht Nr. 1187 (Supraleitung in der Energietechnik II), VDI-Verlag 1995, pp. 1-15
- [60] C. Sihler, G. Friesinger, H. Kathol, A. Ulbricht, F. Wüchner, "Structural Analysis and Measurement of the Mechanical Behaviour of the POLO Coil under Static and Dynamic Loads", IEEE Trans. Magnetics, July 1996 (in press)
- [61] J. Lühning, persönliche Mitteilung, 1991
- [62] K. R. Leimbach, Lehrstuhl für Ingenieurinformatik im Bauwesen, Universität Bochum, persönliche Mitteilung
- [63] P. Bonnet, ALSTHOM, Division Electromécanique, persönliche Mitteilung, 1994
- [64] H. Zehlein, "Mechanische Probleme bei der Entwicklung und Erprobung einer großen supraleitenden Toroidalfeldspule", KfK-Nachrichten, Jahrgang 15 4/83, pp. 328-337
- [65] A. Nyilas, persönliche Mitteilung, 1995
- [66] Hibbitt, Karlsson & Sorensen, Inc., "ABAQUS Theory Manual (Version 5.3)", "ABAQUS User's Manual (Version 5.3)", Pawtucket, Rhode Island, 1993
- [67] A. M. Miri, C. Sihler, N. Stein, "Entwicklung von Kontaktelementen zur Simulation des Zusammenschlagens von Bündelseilsammelschienen im Kurzschlußfall", Tagungsunterlagen zum 5. Deutschsprachigen ABAQUS-Anwender-Treffen, Berlin, 1993, pp. 62-76
- [68] B. Dolensky et al., Proc. 6th Int. Conf. on Structural Mechanics in Reactor Technology (SMIRT6), Paris, France, 1981, EUR 7146 DE/EN/FR, Paper N6/1
- [69] B. M. Manes, W. Maurer, "TOKEF: A Tokamak Input Generator for EFFI", Kernforschungszentrum Karlsruhe, KfK 3854, 1984
- [70] F. Wüchner, Interner Bericht, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1994, unveröffentlicht

-
- [71] F. Wüchner, persönliche Mitteilung, Oktober 1994
- [72] W. Michaeli, M. Wegener, "Einführung in die Theorie der Faserverbundwerkstoffe", Carl Hanser Verlag, 1989
- [73] H. Kronhardt, "Einfluß von Kurzschlüssen und Lichtbögen auf die Sicherheit von Magnetsystemen", Kernforschungszentrum Karlsruhe, KfK 5096, Dissertation TU München, Mai 1993
- [74] R. J. Thome, J. B. Czirr, J. H. Schulz, "Survey of Selected Magnet Failures and Accidents", Fusion Technology 10, 11/1986, pp. 1216-1222
- [75] K. P. Jüngst, "Zur Sicherheit von supraleitenden Magnetsystemen für die Fusion", KfK Nachrichten 19, 1/87, pp. 31-36
- [76] B.J. Choi, N. Inoue, J. Suehiro, M. Hara, "Internally Induced Voltage of a Superconducting Magnet and Arcing Phenomena of an Opening Switch Immersed in Liquid Helium", Proc. of 8th Intern. Symp. on High Voltage Engineering (ISH), Yokohama, Japan, 1993, pp. 563-566
- [77] C. H. Flurschein, "Power Circuit Breaker - Theory and Design", IEE Monograph Series 17, 1977
- [78] P. Dokopoulos, K. Kriechbaum, "Gleichstromschalter-Anordnung für 73 kA und 24 kV in der Plasmaphysik", etz-a Bd. 97 (1976) H. 8, pp. 499-503
- [79] E. W. Owen, D. W. Shimer, S. T. Wang, "Alternative Power Supply and Dump Resistor Connections for Similar, Mutually Coupled, Superconducting Coils", IEEE Pub. No. 83CH1916-6, Piscataway, NJ, USA 1983
- [80] F. Feilcke, H.-P. Timmert, H. Weyer, "DC Switchgear for Fusion Research", engineering & automation XV (1993) No. 3-4, pp. 38-41
- [81] V. Kuchinski, S. Bulgakov, B. Larionov, N. Mikhailov, V. Silin, "Superconducting Magnet Coils Protection Schemes and Apparatus", Proc. 18th SOFT, Karlsruhe, August 1994, pp. 981-984
- [82] J. Kondoh, Y. Miura, R. Shimada, "Simple and Compact Protection System for Superconducting Magnets", Proc. 18th SOFT, Karlsruhe, August 1994, pp. 993-996
- [83] F. Wüchner, persönliche Mitteilung, Mai 1994
- [84] MicroSim Corporation, "The Design Center", Version 5.4, Irvine, CA, USA, Juli 1993
- [85] A. Schwab, "Erzeugung, Übertragung und Verteilung elektrischer Energie", Vorlesungsbegleitendes Skript, Universität Karlsruhe (TH), 1988, unveröffentlicht
- [86] A. M. Miri, C. Sihler, M. Irmisch, A. Ulbricht, "Transient Voltage Oscillations in a Large Superconductive Coil", 9th ISH, Graz, Austria, August 1995, pp. 6744/1-4
- [87] B. J. Choi, S. Ohtsuka, J. Suehiro, M. Hara, "Effects of Coil Resistance on Surge Propagation Characteristics in a Superconducting Magnet", 9th ISH, Graz, Austria, August 1995, pp. 7878/1-4
- [88] A. M. Miri, "Elektrische Anlagentechnik", Vorlesungsbegleitendes Skript, Universität Karlsruhe (TH), 1991, unveröffentlicht
- [89] A. M. Miri, A. J. Schwab, M. A. Nothhaft, "High-Frequency Simulation of a High-Voltage Transformer, 7th ISH, Dresden 1991, Paper 83.10

-
- [90] A. M. Miri, A. Hauser, "Improved FE-Method for the Simulation of the Behaviour of Systems with Multi-Turn Windings in the Case of Transient Excitations", Proc. 9th ISH, Graz, Austria, 1995, pp. 8342/1-4
- [91] J. Lehold, "Untersuchung des Resonanzverhaltens von Transformatorwicklungen", Dissertation Universität Hannover, 1984
- [92] D. A. Mlynski, "Elektrodynamik", Vorlesungsbegleitendes Skript, Universität Karlsruhe (TH), 1985, unveröffentlicht
- [93] K. Küpfmüller, "Einführung in die theoretische Elektrotechnik", Springer-Verlag, Berlin 1941
- [94] C. Sihler, Interner Bericht, Kernforschungszentrum Karlsruhe 1994, unveröffentlicht
- [95] W. Buckel, "Supraleitung - Grundlagen und Anwendungen", Physik-Verlag, Weinheim/Bergstraße 1972
- [96] M. N. Wilson, "Superconducting Magnets", Oxford University Press, Oxford 1983
- [97] V. G. Welsby, "The Theory and Design of Inductance Coils", Macdonald, London, 1964
- [98] E. W. Collings, "Applied Superconductivity, Metallurgy, and Physics of Titanium Alloys", Volume 2: Applications, Plenum Press, New York 1986
- [99] C. Schmidt, H. Tateishi, "Stabilität supraleitender Kabel für den Einsatz in Großmagneten", Kernforschungszentrum Karlsruhe, KfK 4988, März 1992
- [100] MSC/EMAS-Modelling Guide. Mac Neal - Schwendler Corporation, June 1991
- [101] A. M. Miri, N. Riegel, Zwischenbericht, Universität Karlsruhe (TH), Februar 1995, unveröffentlicht
- [102] EU Home Team, "ITER TF Model Coil - Rationale and Conceptual Design", Naka, Japan, April 1995, unveröffentlicht
- [103] M. Droll, "Simulationsmodell einer supraleitenden Spule (ITER Toroidalfeld-Modellspule) zur Untersuchung ihres transienten Verhaltens bei Beaufschlagung mit steiflankigen Anregungen", Diplomarbeit am Institut für Elektroenergiesysteme und Hochspannungstechnik (IEH) der Universität Karlsruhe (TH), 1995, unveröffentlicht
- [104] A. M. Miri, C. Sihler, M. Droll, A. Ulbricht, "Modelling the Transient Behaviour of a Large Superconducting Coil Subjected to High-Voltage Pulses", Proc. of IPST '95, Lisbon, Portugal, pp. 57-62
- [105] J. Gruber, "Untersuchung des transienten elektrischen Verhaltens einer supraleitenden Spule für ITER", Diplomarbeit am IEH, Universität Karlsruhe (TH), März 1996, unveröffentlicht
- [106] H. Salbert, "Theoretisches und experimentelles Modell einer gepulsten Hochleistungsversorgung mit supraleitendem magnetischen Energiespeicher", von der Universität Karlsruhe (TH) im Mai 1996 genehmigte Dissertation, in Druck
- [107] K. P. Jüngst, H. Salbert, "Fast SMES for Generation of High Power Pulses", IEEE Trans. Magnetics, July 1996 (in press)
- [108] K. U. Vollmer, "Berechnung des transienten Verhaltens eines SMES bei der Erzeugung von Hochleistungspulsen", Diplomarbeit am IEH, Universität Karlsruhe (TH), September 1995, unveröffentlicht

-
- [109] O. Simon, Elektrotechnisches Institut der Universität Karlsruhe (TH), persönliche Mitteilung, Juli 1995
- [110] A. M. Miri, C. Sihler, H. Salbert, K.-U. Vollmer, "Investigation of the Transient Behaviour of a Superconducting Magnetic Energy Storage (SMES) Generating High Power Pulses", Europ. Trans. on Electrical Power Engineering, 1996 (in press)
- [111] Y. Wadayama et al., "Effect of Non-Uniform Current Distribution on the Stability in NbTi Cable-In-Conduit Superconducting Conductor", IEEE Trans. on Magnetics, July 1996 (in press)
- [112] T. A. Painter et al., "Test Data from the US-Demonstration Poloidal Coil Experiment", MIT Plasma Fusion Center, Cambridge 1992, MA
- [113] M. Takayasu et al., "Measurements of Ramp-Rate Limitation of Cable-in-Conduit Conductors", IEEE Trans. on Applied Superconductivity, Vol. 3, 1993, pp. 456-459
- [114] V. Vysotsky, M. Takayasu, M. Ferri and J. V. Minervini, "New Methode of Current Distribution Studies for Ramp Rate Stability of Multistrand Superconducting Cables", IEEE Trans. on Applied Superconductivity, Vol. 5, No. 2, 1995, pp. 580-583
- [115] S. Jeong, M. Takayasu, J. V. Minervini and H. J. Schultz, "Ramp-Rate Limitation Test of Cable-In-Conduit Conductors with Supercritical Helium", IEEE Trans. on Applied Superconductivity, Vol. 5, No. 2, 1995, pp. 210-213
- [116] L. Krempasky, C. Schmidt, "Influence of a Longitudinal Variation of dB/dt on the Magnetic Field Distribution of Superconducting Accelerator Magnets", © 1995 American Institute of Physics, pp. 1545 - 1547
- [117] A. K. Gosh, K. E. Robins, W. B. Sampson, Proceedings of the 1993 Particle Accelerator Conference, Washington, DC, 1993, p. 2742 (unpublished)
- [118] H. Brück et al., DESY report HERA 91-01, Hamburg, Germany, 1991, unveröffentlicht
- [119] L. Krempasky, C. Schmidt, "Theory of 'Supercurrents' and Their Influence on Field Quality and Stability of Superconducting Magnets", Journal of Applied Physics, Vol. 78, 1995, pp. 5800-5810
- [120] C. Schmidt, persönliche Mitteilung, Juli 1995
- [121] V. S. Vysotsky, V. N. Tsikhon, Y. A. Ilyin, A. N. Gavrilin, "On Stability of Multistrand Cables with Insulated or Highly Resistive Matrix Strands", IEEE Trans. on Applied Superconductivity, Vol. 5, No. 2, 1995
- [122] C. Kill, W. Maurer, "HELIX - An Input Generator for EFFI", Kernforschungszentrum Karlsruhe, KfK 5191, Mai 1993
- [123] Förster S., Jeske U., Nyilas A., "Fabrication of a 15 kA NbTi-cable for the 150 T/s high rate POLO Model Coil", Fusion Technology 1988, © Elsevier Science Publishers B. V., 1989, pp. 1557-1560
- [124] E. Philippow, "Taschenbuch der Elektrotechnik", Band 1, VEB Verlag Technik Berlin, 1984
- [125] F. W. Grover, "Inductance Calculations", Dover Publications Inc., New York, 1946
- [126] C. Sihler, R. Heller, W. Maurer, A. Ulbricht, F. Wüchner, "Analysis of the Electrodynamics of Subcable Current Distribution in the Superconducting POLO Coil Cable", Forschungszentrum Karlsruhe, FZKA 5653, Oktober 1995

-
- [127] C. Sihler, R. Heller, W. Maurer, A. Ulbricht, F. Wüchner, "Investigation of Critical Parameters for the Stability of AC Magnets", *Journal of Applied Superconductivity*, 1996 (in press)
- [128] M. Tsuda, K. Okazaki, H. Hashizume, A. Ishiyama, "Influence of Current Distribution on Quench Process in Non-Insulated AC Multi-Strand Superconducting Cables", *IEEE Trans. on Applied Superconductivity*, Vol. 5, No. 2, 1995