

Schwung-Energiespeicher-System mit supraleitenden Magnetlagern

Von der Fakultät Elektrotechnik und Informationstechnik
der Universität Stuttgart
zur Erlangung der Würde eines
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von

Ralf Koch
aus Lauterbach/Hessen

Hauptberichter:	Prof. Dr. H.-J. Gutt
Mitberichter:	Prof. Dr. P. Komarek
Mitberichter:	Prof. Dr. E. Kasper
Tag der mündlichen Prüfung:	16.10.2001

Institut für Elektrische Maschinen und Antriebe der Universität Stuttgart
2002

Berichte aus dem Institut für Elektrische Maschinen und Antriebe

Band 8

Ralf Koch

**Schwung-Energiespeicher-System
mit supraleitenden Magnetlagern**

D 93 (Diss. Universität Stuttgart)

Shaker Verlag
Aachen 2002

Die Deutsche Bibliothek - CIP-Einheitsaufnahme

Koch, Ralf:

Schwung-Energiespeicher-System mit supraleitenden Magnetlagern/
Ralf Koch.

Aachen : Shaker, 2002

(Berichte aus dem Institut für Elektrische Maschinen und Antriebe ; Bd. 8)

Zugl.: Stuttgart, Univ., Diss., 2001

ISBN 3-8322-0167-X

Copyright Shaker Verlag 2002

Alle Rechte, auch das des auszugsweisen Nachdruckes, der auszugsweisen
oder vollständigen Wiedergabe, der Speicherung in Datenverarbeitungs-
anlagen und der Übersetzung, vorbehalten.

Printed in Germany.

ISBN 3-8322-0167-X

ISSN 1431-9888

Shaker Verlag GmbH • Postfach 1290 • 52013 Aachen

Telefon: 02407 / 95 96 - 0 • Telefax: 02407 / 95 96 - 9

Internet: www.shaker.de • eMail: info@shaker.de

Inhaltsverzeichnis

1	Zusammenfassung	12
2	Einleitung	15
2.1	Problemstellung	15
2.2	Übersicht	17
3	Schwungradtechnologie	18
3.1	Stand der Technik	18
3.2	Vergleich verschiedener Speichertechnologien	20
3.3	Prinzip	23
4	Supraleitende Magnetlager	28
4.1	Allgemeine Grundlagen der Magnetlager	28
4.1.1	Earnshaw Theorem	29
4.1.2	Permanentmagnetlager	31
4.1.3	Aktive Magnetlager	32
4.2	Eigenschaften supraleitender Magnetlager	34
4.2.1	Supraleitung	34
4.2.1.1	Supraleiter vom Typ I und II	34
4.2.1.2	Harte Typ-II-Supraleiter	35
4.2.1.3	Levitation	37

4.2.2	Herstellung und Charakterisierung von massivem $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$	39
4.2.2.1	Herstellung	39
4.2.2.2	Charakterisierung der Proben	40
4.2.3	Statische Untersuchungen	52
4.2.3.1	Grundlagenuntersuchungen zur Wechselwirkung verschiedener PM-HTS-Anordnungen	53
4.2.3.2	Vertikale supraleitende Magnetlager	64
4.2.3.3	Doppel-Dipol-Anordnung bei Anwendung unterschiedlicher HTS-Ringe	69
4.2.4	Dynamik supraleitender Magnetlager	75
4.2.4.1	Versuchsaufbau	75
4.2.4.2	Dynamische Eigenschaften	77
4.2.5	Zusammenfassung	84
5	Das 300Wh/10kW-Schwung-Energiespeicher-System	86
5.1	Supraleitende Magnetlagermodule	87
5.1.1	Systembedingte Anforderungen	87
5.1.2	Aufbau	89
5.2	Elektrischer Antrieb	90
5.2.1	Elektrische Maschine	90
5.2.1.1	Aufbau und Funktion der Homopolar-Synchronmaschine	91
5.2.1.2	Vergleich zu anderen Maschinentypen	91
5.2.2	Umrichtertechnik	92
5.2.2.1	Aufbau	93
5.2.2.2	Regelung des Umrichters	93
5.3	Schwungradrotor	96
5.3.1	Schwungradscheiben	97

5.3.2	Rotordynamik	97
5.4	Vakuum- und Kryotechnik	106
5.4.1	Vakuumtechnik	106
5.4.2	Kryotechnik	108
6	Experimentelle Systemuntersuchungen	117
6.1	Auslaufversuche	117
6.2	Belastungsversuche	121
7	Ausblick	125
8	Anhang	130
8.1	Berechnung der kritischen Stromdichte aus Flux-Mapping-Profilen . . .	130
8.2	Messtechnische Bestimmung der Komponenten des Trägheitstensors . .	131
8.2.1	Polares Trägheitsmoment	131
8.2.2	Äquatoriales Trägheitsmoment	132
8.3	Bildteil	133
	Literaturverzeichnis	138

Formelzeichen, Abkürzungen und Indizes

Formelzeichen

A	Fläche [m^2]
A	Amplitude [mm]
b	Breite [m]
B	Magnetische Flussdichte [T]
c	Steifigkeit, Federkonstante [N/m]
c_p, c_v	Spezifische Wärme [$J/K kg$]
C	Konstante
C_{12}	Strahlungsaustauschzahl
d	Abstand [m]
D	Durchmesser der Zylinderprobe [m]
e	Elementarladung [As]
E, W	Energie, Arbeit [Ws]
E^*	Energiedichte [Ws/kg]
f	Frequenz [Hz]
F	Kraft [N]
h	Höhe [m]
h	Planck'sches Wirkungsquantum [Js]
H	Magnetische Feldstärke [A/m]
H	Höhe der Zylinderprobe [m]
I	Strom [A]
I	Flächenträgheitsmoment [m^4]
J	Stromdichte [A/m^2]
k_F	Formfaktor
k_C	Carter'scher Faktor
k_{WS}	Werkstofffaktor [m^2/s^2]
k	Boltzmann-Konstante [J/K]
K	Konstante
K_n	Knudsenzahl
l	Länge [m]
l_m	Mittlere freie Weglänge [m]

L	Drehimpuls [$kg\ m/s$]
m	Masse [kg]
m	Dipolmoment [$D = C\ m$]
M	Magnetisierung pro Volumen [T/m^3]
M	Drehmoment [Nm]
M	Molmasse [g/mol]
n	Drehzahl [min^{-1}]
n	Teilchenzahl
N	Windungszahl, Anzahl
N_A	Avogadro-Konstante [$1/mol$]
p	Druck [Pa, bar]
p	Polpaarzahl
P	Leistung [W]
P^*	Leistungsdichte [W/kg]
R	Radius [m]
R_G	Gaskonstante [$J/(mol\ K)$]
s	Strecke [m]
S	Spaltweite [m]
t	Zeit [s]
T	Temperatur [K]
v	Geschwindigkeit [m/s]
V	Volumen [m^3]
V	Magnetische Spannung [A]
\dot{Q}	Verlustwärmestrom [W]
\bar{c}^2	Mittleres Geschwindigkeits- quadrat [m^2/s^2]
α	Akkommodationskoeffizient
β	Gewichtungsfaktor
γ	Dämpfungsfaktor [kg/s]
δ	Luftspalt [mm]
Δ	Differenz
ϵ	Emissionsverhältnis
ϵ_r	Relative Dielektrizitätskonstante
η	Wirkungsgrad

η	Viskosität [kg/s]
Θ	Drehträgheitsmoment [$kg\,m^2$]
Θ	Durchflutung [A]
κ	Verhältnis der spez. Wärme
κ	Ginzburg-Landau-Parameter
λ	Wärmeleitfähigkeit [$W/(K\,m)$]
λ	Dämpfungskoeffizient [kg^2/s]
λ	Eindringtiefe [m]
Λ	Magnetischer Leitwert [Vs/A]
μ_0	Permeabilität [Vs/Am]
μ_r	Relative Permeabilität
ξ	Kohärenzlänge [m]
ρ	Dichte [kg/m^3]
σ	Zugspannung [N/m^2]
σ	Strahlungskonstante [$W/m^2\,K^4$]
ϕ	Magnetischer Fluss [Vs]
ϕ_0	Flussquant [Vs]
χ	Magnetische Suszeptibilität [1]
ω	Winkelgeschwindigkeit [rad/s]

Abkürzungen

<i>AD</i>	Analog-digital
<i>ASM</i>	Asynchromaschine
<i>CFK</i>	Kohlefaserverstärkter Kunststoff
<i>D</i>	Dämpfungsmatrix
<i>DMS</i>	Dehnungsmekstreifen
<i>EE</i>	Elektrisch erregte Maschine
<i>FC</i>	Field-Cooling
<i>FM</i>	Fasermaterialien
<i>G</i>	Gyroskopische Matrix
<i>GFK</i>	Glasfaserverstärkter Kunststoff
<i>GM</i>	Gifford-Mc Mahon
<i>HPM</i>	Homopolarmaschine

<i>HM</i>	Homogene Materialien
<i>HTS</i>	Hochtemperatursupraleiter
<i>K</i>	Steifigkeitsmatrix
<i>LF</i>	Lastfall
<i>LN₂</i>	Flüssiger Stickstoff
<i>M</i>	Massenmatrix
<i>NEG</i>	$Nd_xEu_yGd_z$
<i>PM</i>	Permanentmagnet
<i>RM</i>	Reluktanzmaschine
<i>SES</i>	Schwung-Energiespeicher-System
<i>SM</i>	Synchronmaschine
<i>SML</i>	Supraleitende Magnetlager
<i>SMES</i>	Supraleitende magnetische Energiespeicher
<i>ST37</i>	Stahl ST37
<i>SQUID</i>	Superconducting Quantum Interference Device
<i>USV</i>	Unterbrechungsfreie Stromversorgung
<i>ZFC</i>	Zero-Field-Cooling
<i>Y123</i>	$YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$
<i>Nd123</i>	$NdBa_2Cu_3O_{7-\delta}$
<i>Sm123</i>	$SmBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

Indizes

<i>a</i>	Außen
<i>ax</i>	axial
<i>c</i>	Charakteristische (kritische) Werte für Supraleiter
<i>D</i>	Dämpfung
<i>e</i>	Exzentrizität
<i>f</i>	Erreger-
<i>F</i>	Feder
<i>F</i>	Fließ-
<i>F</i>	Form-
<i>Gas</i>	Gas-
<i>GR</i>	Gasreibung

<i>ges</i>	Gesamt
<i>i</i>	Innen
<i>i</i>	Eigen-
<i>kr</i>	kritisch
<i>K</i>	Knoten
<i>K</i>	Kalt
<i>K</i>	Festkörperkontakt-
<i>L</i>	Luftspalt, Lorentz
<i>m</i>	magnetisch
<i>max</i>	Maximum
<i>min</i>	Minimum
<i>M</i>	Mittelwert
<i>N</i>	Nenn-
<i>P</i>	Pinning
<i>r</i>	radial
<i>R</i>	Rückstellkraft
<i>RES</i>	Resonanz
<i>St</i>	Strahlung
<i>V</i>	Verlust-
<i>WL</i>	Wärmeleitung
<i>W</i>	Warm
<i>W</i>	Wirbel
<i>Ws</i>	Werkstoff-
<i>x, y, z</i>	Koordinaten: x=horizontal, z=vertikal(=axial)
<i>Zyl</i>	Zylinder
<i>0</i>	Vakuum

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Elektrische Maschinen und Antriebe (IEMA) der Universität Stuttgart.

Mein besonderer Dank gilt dem Direktor des Instituts, Herrn Prof. Dr. H.-J. Gutt, für die stete Förderung und Unterstützung dieser Arbeit sowie für die Übernahme des Hauptberichtes.

Herrn Prof. Dr. P. Komarek danke ich für das ständige Interesse am Fortgang meiner Arbeit sowie für die Anfertigung des Mitberichtes.

Herrn Prof. Dr. E. Kasper danke ich für die Anfertigung des Mitberichtes.

Die vorliegende Arbeit ist das Ergebnis eines gemeinsamen Forschungsprojektes des Instituts für Festkörperphysik am Forschungszentrum Karlsruhe und dem Institut für Elektrische Maschinen und Antriebe der Universität Stuttgart, welches erst durch das großartige Engagement von Herrn Prof. Rietschel ermöglicht wurde. Ein besonderer Dank gilt ihm.

Danke sage ich

- meinen Kollegen Fr. Dr. Kläser und Hr. Dr. Sander für die stetige Unterstützung und Diskussionsbereitschaft, welche zur Lösung wichtiger Probleme beitrug.

- Hr. Beck, ohne dessen großartige Arbeit der Aufbau der gesamten Elektronik nicht möglich gewesen wäre. Hr. Weber, Hr. Ludwig und Hr. Sobing, stellvertretend für alle Mitarbeiter der Werkstätten, danke ich für die Konstruktion und Fertigung bzw. den Aufbau der verschiedenen Schwungradkomponenten.

- meinen Kollegen Hr. Sutter und Hr. Wagner, die in ihren Diplomarbeiten wichtige Teilaspekte der hier vorliegenden Arbeit untersuchten. Hr. Reichert für die Unterstützung beim Aufbau des Messsystems und Hr. Rusli für die Durchführung wichtiger Messungen zur Charakterisierung der Materialien.

- meinen ehemaligen Kollegen Hr. Dr. Bornemann und Hr. Dr. Kaiser für ihre Unterstützung, welche mir die Einarbeitung in das komplexe Thema Supraleitung erleichterte. Desweiteren danke ich Hr. Dr. Kaiser für die Herstellung der Proben, die erst die Realisierung der supraleitenden Magnetlagermodule ermöglichte.

- meinem Studienkollegen Hr. Menz für die Durchsicht des Manuskripts.

Mein großer Dank gilt schließlich meiner Frau und meiner Tochter für ihr Verständnis und ihre Unterstützung während der Zeit des Entstehens dieser Arbeit.

Abstract

This dissertation describes an integrated high speed flywheel system, which is especially designed for long-term stationary energy storage. The developments in the past show that a particularly critical component in this respect is the bearing. An alternative against conventional and active, i.e. electronically controlled magnetic bearings, are completely passive magnetic bearings employing High Temperature Superconductor (HTS). The discovery of the HTS by Bednorz and Müller in 1986 brought about great excitement in this field of superconductivity. The use of melt-textured HTS and permanent magnet configurations leads to absolutely passive devices, which can provide stable levitation of a flywheel rotor in horizontal and vertical direction and additional safety margins in comparison to active controlled magnetic bearings. The special characteristics, contactfree operation with nearly no friction and the possibility to use this type of bearing at ultra-high vacuum, favour it for applications in flywheel systems.

The main objective of the presented development is to reduce the losses in the standby mode improving the overall performance particularly for long-term storage. Based on the experiences with the development and test of a homopolar synchronous machine, which transform the electrical energy to mechanical energy and back, the characterization and the development of different superconducting magnetic bearings and the complete flywheel system are described in this thesis.

Superconducting magnetic bearings have a reduced stiffness in comparison to conventional bearings, so that a deeper optimization of the static and dynamic characteristics are carried out. Result is a patented superconducting magnetic bearing modul, which is able to stabilize the complete rotor of the flywheel ($m=10.3$ kg) in horizontal and vertical direction without any passive or active support. The tests demonstrate, that the use of superconducting materials with average quality leads to sufficient stability, but today the rotational losses, which are mainly hysterical, are not neglectible.

From the actual point of view, the application of flywheel systems with superconducting magnetic bearings for long term storage ($t>1$ day) is not convenient, but the use of this systems with high power deliver advantages (lower volume and costs) compared to batteries.

The characterization of different permanent magnet configurations demonstrates the importance of using multipole configurations with or without ferromagnetic materials for flux concentration. The main goal for increasing the stiffness in vertical and horizontal direction is to reduce the gap between the superconductor and the permanent magnet configuration. On the other hand a reduction of the gap leads to higher rota-

tional and thermal losses, so that an optimized distance is important for increasing the efficiency of the superconducting magnetic bearing moduls.

A lot of tests with different cryocoolers demonstrate the principal operation of these devices, but also, nowadays the maintenance intervals and lifetime of the whole system are essentially defined by the cryocooler.

Kapitel 1

Zusammenfassung

Schwungrad-Energiespeicher-Systeme (SES) sind in der Lage, zeitlich begrenzt anfallende Überschussenergie aufzunehmen, über einen gewissen Zeitraum zu speichern und im Bedarfsfall, ebenfalls wieder zeitlich begrenzt, abzugeben.

Das in dieser Arbeit entwickelte System basiert auf einem neuartigen, passivmagnetischem Konzept zur Lagerung eines Rotors unter Verwendung von schmelztexturierten Hochtemperatursupraleitern (HTS). Die Pinning-Eigenschaften der 1986 von Bednorz und Müller entdeckten harten Typ II- Supraleiter ermöglichen eine technische Realisierung von Magnetlagern ohne aktiv-elektromagnetische Regelung. Die beiden herausragenden Eigenschaften, sehr geringe Reibungsverluste und die Möglichkeit des Betriebs im Hochvakuum, favorisieren supraleitende Magnetlager für den Einsatz in Schwungradenergiespeichern. Darüberhinaus bieten diese Magnetlager eine erhöhte Sicherheit aufgrund ihres absolut passiven Charakters, was im Vergleich zu aktiven Magnetlagern einen besonderen Vorteil darstellt.

Das Hauptaugenmerk bei der vorliegenden Entwicklung lag darauf, die Verluste während der Speicherzeit auf ein Minimum zu reduzieren. Dadurch wird der Energiewirkungsgrad gegenüber herkömmlichen Ausführungen deutlich verbessert. Ausgehend von der Entwicklung und Untersuchung der elektrischen Antriebsmaschine [12] wurde ein Gesamtsystem entwickelt, welches die gesamtheitliche Bewertung einer neuartigen Technik ermöglicht und wichtige Erkenntnisse im Hinblick auf den praktischen Einsatz bringt.

Zur Analyse der Systemeigenschaften des Speichers wurde im Rahmen dieser Arbeit ein umfangreiches Messsystem aufgebaut, welches sowohl eine Langzeitdatenerfassung der betriebsrelevanten Größen als auch eine dynamische Erfassung sich schnellverän-

dernder Größen beinhaltet. Von besonderem Interesse sind dabei die Rotorposition, die Temperaturen der Lagermodule sowie die Betriebsgrößen des elektrischen Energiewandlers.

Aufgrund der im Vergleich zu herkömmlichen Lagern geringen Steifigkeit in horizontaler und vertikaler Richtung wurde bei der Entwicklung der Magnetlagermodule besonderer Wert auf die Optimierung der Lagereigenschaften Steifigkeit bzw. Dämpfung gelegt. Ergebnis ist ein patentiertes supraleitendes Magnetlagermodul [205], welches in der Lage ist, den kompletten Rotor des Schwungradsystems sicher zu stabilisieren. Im Gegensatz zu verschiedenen, weltweit durchgeführten Projekten ist eine ergänzende Stabilisierung durch aktive Magnetlager nicht notwendig. Bezüglich der verwendeten HTS-Materialien ergab sich, dass bereits eine durchschnittliche Qualität (Kapitel 4.2.2) ausreicht, um eine ausreichende Stabilität zu erreichen. Es zeigt sich aber auch, dass diese Materialien noch nicht unerhebliche Rotationsverluste, die vorwiegend hysteretischen Charakter besitzen, verursachen. Aus diesem Grund ist eine Langzeitspeicherung der Energie (Speicherzeit $t > 1\text{Tag}$) in Schwung-Energiespeicher-Systemen im Vergleich zur Batterie derzeit nicht sinnvoll. Bei Kurzzeitspeichern mit hoher installierter Leistung zeigt bereits der aktuelle Stand der Entwicklung, dass im Vergleich zu Batteriespeicheranlagen Vorteile bezüglich des Anlagenvolumens und der Kosten existieren. Besonderer Vorteil der supraleitenden magnetischen Lagerung ist das absolut passive Verhalten, sodass im Vergleich zu aktiven Magnetlagern ein zusätzlicher Vorteil bezüglich der Betriebssicherheit besteht.

Die Untersuchung der prinzipiellen Wechselwirkung zwischen Permanentmagneten (PM) und massiven Hochtemperatursupraleitern zeigt, dass mehrpolige Anordnungen und die Verwendung von ferromagnetischen Materialien zur Flussführung die charakteristische Eigenschaft der Steifigkeit deutlich verbessert. Als wichtigste Einflussgröße ergibt sich bei der Auslegung von supraleitenden Magnetlagern hierbei der Abstand zwischen PM und HTS. Die größte Steifigkeit in vertikaler (c_z) und horizontaler (c_x) Richtung ergibt sich bei kleinst möglichem Abstand $d_z = 1\text{mm}$. Mit Verringerung des Luftspaltes steigen aber sowohl die thermischen Verluste der Lagermodule (Kapitel 5), als auch die Rotationsverluste (Kapitel 6).

Die Vibrationsmessungen an den Schwungscheiben während des Anlaufs bzw. des Auslaufs demonstrieren deutlich den weichen Charakter der supraleitenden Magnetlager, wobei im unteren Drehzahlbereich ($n < 1500\text{min}^{-1}$) zwei Starrkörperbewegungen feststellbar sind. Eigenfrequenz-Berechnungen des Rotors zeigen, dass der angestrebte Drehzahlbereich ($n = 30\,000 - 50\,000\text{min}^{-1}$) frei von Eigenfrequenzen ist.

Deutlich wird in dieser Arbeit, dass zur Kühlung der Lager der Einsatz von Kleinkühlern möglich ist. Zur weiteren Steigerung des Energiewirkungsgrades ist aber sowohl eine erhebliche Steigerung des Kühlerwirkungsgrades als auch eine Optimierung des Gesamtkonzeptes, bestehend aus Lager und Kühler, notwendig. Darüberhinaus ist eine Verbesserung der Leistungsstabilität und eine Erweiterung der Wartungszyklen notwendig, damit die Lebensdauer der Speichersysteme (Lastzyklen $> 10^7$) nicht durch die Kühler begrenzt wird.

Das in dieser Arbeit beschriebene System zeigt auch, dass nur eine interdisziplinär arbeitende Projektgruppe in der Lage ist, ein derart komplexes technisches System zur Marktreife zu führen. Unter der Voraussetzung, dass dieses Problem gelöst wird, ist es als sicher anzusehen, dass Schwungenergiespeicher in naher Zukunft sowohl zur Spannungsstabilisierung als auch zur Speicherung von überschüssiger Energie breiten Einsatz finden.

Kapitel 2

Einleitung

2.1 Problemstellung

Die Verfügbarkeit von Energie ist für die moderne Zivilisation unabdingbar, aber unter Berücksichtigung der bestehenden Ressourcen und den dazugehörigen Erschließungsmöglichkeiten ein knappes Gut. Aus diesem Grund heraus ist eine effiziente Nutzung der elektrischen Energie von besonderem Interesse.

Verschiedene Aspekte verändern zur Zeit die Energieversorgung. Die Bedeutung der regenerativen Energien wird unter dem Druck der schwindenden Akzeptanz gegenüber der Kernenergie und dem gesteigerten Bewusstsein zum Schutze der Umwelt an Bedeutung gewinnen. Die Verfügbarkeit der zur Zeit am stärksten genutzten alternativen Energiequellen Wind und Sonne unterliegt einer starken Fluktuation, sodass erst die Verwendung eines Speichers eine Entkopplung von Energieangebot und -nachfrage ermöglicht. Während diese Thematik aufgrund der hohen Redundanz der elektrischen Energieversorgungsanlagen in Europa derzeit zu keinen größeren Problemen führt, dürfte die Verbreitung alternativer Energiequellen in Ländern mit geringerer Vermaschung ein potentiell Anwendungsbereich für Energiespeicher darstellen. Dort wo es unwirtschaftlich ist, große Verbundnetze zu installieren, werden alternative Energieträger in Kombination mit Energiespeichern in einer dezentralen Energieversorgung eine Schlüsselrolle übernehmen.

Die Konkurrenzfähigkeit im internationalen Wettbewerb bedingt ein Aufrechterhalten des komfortablen Standards der jetzigen Energieversorgung im Hinblick auf Zuverlässigkeit und Verfügbarkeit bei optimierten Kosten. Bereits heute zeigt sich, dass in Netzen mit relativ geringer Zuverlässigkeit, wie sie in Teilen Nordamerikas vorzufinden

sind, Energiespeicher eine entscheidenden Rolle im Kampf um die ökonomisch beste Lösung spielen können. Die Palette der Einsatzmöglichkeiten reicht dabei von dezentralen Systemen zur Überbrückung von kurzfristigen Versorgungsunterbrechungen bei sensiblen Kunden bis hin zur Verbesserung der Stabilität der Energieübertragung bei weitläufigen Netzen.

Energiespeicher, welche elektrische Energie in Form von Rotationsenergie in einem Schwungrad speichern, können dabei eine wichtige Rolle bei der effizienten Nutzung von Energie- und Rohstoffquellen spielen. Besonderer Vorteil gegenüber allen anderen Speicherungsarten stellt dabei die einfache, d.h. unabhängige Dimensionierung des Energieinhaltes von der Leistung des Speichers dar. Hierdurch lassen sich eine große Menge Energie bei gleichzeitig hoher Leistung speichern, d.h. die Vorteile von Leistungs- und Energiespeicherung in einer Einheit kombinieren.

Bereits einfache Betrachtungen zeigen die wesentlichen Faktoren bei der Dimensionierung. Für das zu wählende Schwungradmaterial sollte der Quotient aus Zugfestigkeit und Dichte maximal werden, sodass kohlefaserverstärkte Kunststoffe (CFK) für den Einsatz zu favorisieren sind.

Schnelldrehende Schwungräder, die zur Reduzierung der Gasreibungsverluste im Vakuum betrieben werden, können nur berührungslos auf hohe Drehzahlen beschleunigt werden. Konventionelle Wälzlager bzw. auch verschiedene Arten von Gleitlagern sind unbrauchbar. Magnetische Lager stellen hier die einzig akzeptable Lösungsmöglichkeit dar, wobei durch den passiven Charakter der supraleitenden Magnetlager weiter sicherheitsrelevante Vorteile gegenüber aktiver elektromagnetischer Lagerung entstehen.

In dieser Arbeit werden ausgehend von der Herstellung und Charakterisierung der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ -Hochtemperatursupraleiter zum einen mögliche Lagervarianten diskutiert und zum anderen die Entwicklung eines kompletten $300\text{Wh}/10\text{kW}$ -Schwung-Energiespeicher-System mit supraleitenden Magnetlagern beschrieben. Der Schwerpunkt liegt hierbei auf der quasistationären und dynamischen Charakterisierung der supraleitenden Magnetlagermodule, sowie den Systemtests des Speichers.

Entwicklung und Aufbau dieses Systems belegen die Funktionsfähigkeit des Systems und geben wichtige Hinweise für die weitere Entwicklung dieser Technologien in der nahen Zukunft.

2.2 Übersicht

In Kapitel 3 werden die Grundlagen der unterschiedlichen Speichertechnologien vorgestellt, wobei insbesondere auf die wesentlichen Zusammenhänge bei der Speicherung in rotierenden Massen eingegangen wird.

Im ersten Teil des Kapitels 4 werden basierend auf der Entwicklung einer halbautomatischen Anlage zur standardmäßigen Charakterisierung der HTS-Proben zunächst die für die Levitation wichtigsten Eigenschaften der neuartigen Materialien beschrieben. Zur Beurteilung der Ergebnisse werden hierzu auch SQUID- und magnetooptische Messungen vorgestellt.

Desweiteren werden unterschiedliche Magnetkonfigurationen bezüglich der horizontalen und vertikalen Wechselwirkung mit einer einzelnen HTS-Probe untersucht.

Das Hauptaugenmerk dieses Kapitels liegt aber auf der vollständigen, d.h. quasistationären und dynamischen Charakterisierung der im Schwungradsystem verwendeten supraleitenden Magnetlagermodule.

In Kapitel 5 werden die wichtigsten Aspekte der Einzelkomponenten des Speichersystems erläutert. Dabei wird auch hier ein Schwerpunkt auf die notwendige Technik für supraleitende Magnetlager gelegt.

Kapitel 6 fasst die wichtigsten Messungen am Schwungradsystem zusammen, wobei zum einen die Verlustmechanismen diskutiert werden und zum anderen der stabile Betrieb des Speichers bis nahe der Nennleistung demonstriert wird.

Abschließend wird in Kapitel 7 auf Probleme und Weiterentwicklungsmöglichkeiten des kompletten Speichersystems eingegangen, wobei für die Entwicklung weiter verbesserter supraleitender Magnetlager erste Basisuntersuchungen eine Lösungsmöglichkeit aufzeigen.

Kapitel 3

Schwungradtechnologie

3.1 Stand der Technik

Das Prinzip, Energie in kinetischer Form zu speichern, reicht bis ins Mittelalter zurück, wo sich Schwungräder in Laufrädern, Münzpressen, Kränen und Webstühlen befanden. Das Zeitalter der industriellen Revolution wurde entscheidend geprägt durch die Dampfmaschine, in der Schwungräder das periodisch schwankende Drehmoment glätteten. Der Totpunkt bei der Kolbenbewegung wurde hierdurch ebenfalls überwunden. Die Winkelgeschwindigkeit war gering, und die Anforderung nach großen gespeicherten Energiemengen machte schwere Schwungräder mit großen Durchmessern notwendig [2]. Bereits Karl Benz benutzte 1885 ein Schwungrad mit vertikaler Achse, wobei er damit bereits sich der Problematik der gyroskopischen Kräfte bewusst war. 1917 veröffentlichte Stodola seine Untersuchungen zur Analyse und Optimierung von Schwungradrotoren, welche bis heute besondere Bedeutung genießen.

Erste Versuche nach dem zweiten Weltkrieg mit Schwungrädern wurden in der Schweiz aufgenommen. So wurde zum Beispiel 1950 ein kinetischer Energiespeicher, der sogenannte Elektrogyro, entwickelt und in einem Bus eingesetzt. Mit Hilfe des Schwungrades wurde ein Omnibus unabhängig vom Freileitungsnetz betrieben. Beim Laden und Entladen traten hohe Energieverluste auf, wodurch dieser Bus den doppelten Energiebedarf eines am Freileitungsnetz betriebenen Buses benötigte. Der Energieinhalt betrug 9 kWh bei einer maximalen Drehzahl $n = 9000\text{ min}^{-1}$. Der 1500 kg schwere Rotor befand sich in einem massiven Gehäuse, welches mit Wasserstoff gefüllt war. Darauffolgende Projekte ließen trotz des geringen Energieinhaltes die positiven Auswirkungen auf das Antriebssystem vermuten. In all diesen Projekten kamen jeweils

relativ langsam laufende Schwungräder aus Stahl zum Einsatz. Die Rotationsenergie wurde hierbei sowohl elektrisch als auch mechanisch ausgekoppelt und weiterverwendet. Eine besondere Problematik stellte der relativ geringe Energieinhalt der Stahlscheiben dar, wobei das explosionsartige Verhalten im Berstfall ebenfalls die weitere Einführung zunächst nicht zuließ. Diese Überlegungen führten zur Entwicklung von Kunstfaserverbundwerkstoffen als Ausgangsmaterialien für schnelldrehende Schwungräder, wie sie in [40], [41] vorgestellt wurden. In [40] sind unterschiedliche Herstellungsformen dieser Scheiben dargestellt, wobei sich ein System aus einem oder mehreren konzentrischen Ringen aus unidirektionalen Laminaten als besonders vorteilhaft erwiesen. Weitere Arbeiten beschäftigten sich mit Schwungrad-Hybridantrieben [21], die für Kraftfahrzeuge im innerstädtischen Fahrzyklus Kraftstoffreduzierungen um bis zu 20% nachwiesen. Aufgrund des ungünstigen Einbau-Platzangebotes und verschiedener sicherheitstechnischer Bedenken gelang der kommerzielle Durchbruch aber nicht. In diesen Arbeiten wurden insbesondere die Gasreibungsverluste bei unterschiedlichen Medien und Restgasdrücken untersucht. Während sich für Luft eine fast vollständige Eliminierung der Gasreibungsverluste für Restgasdrücke $p < 10^{-3} \text{ mbar}$ ergibt, kommt es bei der Anwendung konventioneller Lagertechnik zu erheblichen Problemen. Aus diesem Grund wurde Helium, welches die Gasreibungsverluste bei einem Rotorsystem in [21] um den Faktor 6 reduziert, als Arbeitsmedium favorisiert. Seit Beginn der 70er Jahre wurden in den USA eine große Anzahl an Schwungräder entwickelt, welche in der Raumfahrt zur Aufrechterhaltung der Energieversorgung im Erdschatten und zur gleichzeitigen Lageregelung eingesetzt werden [18].

Die Weiterentwicklung der magnetischen Lagertechnik, insbesondere auch supraleitende Magnetlager, und der rasante Fortschritt auf dem Gebiet der leistungselektronischen Bauelemente in Kombination mit der Weiterentwicklung elektrischer Antriebsmaschinen hat in den letzten 10 Jahren zu einer großen Anzahl weltweiter Projekte geführt. Nachfolgend sollen in der hier angebrachten Kürze die wichtigsten vorgestellt werden. In [167] wird über ein 40 kg schweres Kohlefaserschwungrad, welches von 60 schmelztexturierten Proben gelagert wird, berichtet. Ausgehend von diesem Projekt wurde unter der Federführung der Piller GmbH ¹, ein sogenanntes Leitprojekt in Deutschland initiiert, bei dem in den kommenden Jahren eine 2MW-Speicheranlage entwickelt werden soll. Weitere Projekte werden unter anderem bei Boeing ² ($2kWh@40000 \text{ min}^{-1}$, $5kW$), Argonne NL (Hotline) ³ und NEDO ($10kWh@17200 \text{ min}^{-1}$, $50kW$) ⁴ durchgeführt, wo-

¹Piller GmbH, Osterode

²Boeing Defense and Space Group, Renton, WA 98055, 800 6th Ave. North

³Argonne National Laboratory, Argonne, IL 60439

⁴Projektorganisator NEDO, 3-chome, Toshima-ku, Tokyo, 170

bei ein detaillierter Überblick über technische Details und den Stand der Entwicklung in [193] gegeben wird. Im Rahmen einer von der Europäischen Union geförderten Forschungskoooperation (Fly-Wip) wird derzeit eine 1 MW Speicheranlage für den Einsatz in einem Windpark entwickelt [182].

Indiz für das gesteigerte Interesse an Schwung-Energiespeicher-Systemen ist die Anzahl der im Jahre 2000 installierten USV-Anlagen (Power Bridge) der Fa. Piller GmbH. Weltweit, d.h verteilt auf die USA, Europa und Asien, wurden 100 Anlagen ($P = 1,65 \text{ MW}$, $E = 16,5 \text{ MWh}$, $n = 1800 - 3300 \text{ min}^{-1}$) vorwiegend bei Kunden mit hohen Ansprüchen bezüglich der Spannungsstabilität in Betrieb genommen. Hierbei ersetzen diese Anlagen aufgrund des geringeren Volumens bei gleichzeitig wesentlich geringeren Kosten die klassischen USV-Anlagen mit Batterien [202].

3.2 Vergleich verschiedener Speichertechnologien

In diesem Kapitel werden unterschiedliche Technologien zur Speicherung elektrischer Energie miteinander verglichen, wobei hierzu charakteristische Kenngrößen, wie Energiedichte, Leistungsdichte, Energie/ Leistung-Verhältnis und Wirkungsgrad zugrunde gelegt werden. Aufgrund der Vielfältigkeit der möglichen Anwendungsgebiete zur Speicherung elektrischer Energie ergibt sich auch ein weites Feld der unterschiedlichen Speichermöglichkeiten.

Batterien

Elektrochemische Speicher stellen Systeme dar, in denen elektrische Energie durch eine elektrochemische Umwandlung unterschiedlicher Stoffe gespeichert werden. Durch die Umkehrreaktion der beteiligten Reaktionspartner wird der Speicher entladen, es wird Elektrizität erzeugt. Für die technische Realisierung von Batteriespeichern existiert eine große Anzahl an Stoffsystemen, wobei die Auswahl häufig ein Kompromiss aus sich einander widersprechenden Forderungen darstellt. Der am weitesten entwickelte Bleiakкумуляtor ist aufgebaut aus einer Pb - und einer PbO_2 -Elektrode, welche sich in einer Elektrolytflüssigkeit (H_2SO_4) befinden. Die durch das gewählte Stoffsystem bestimmte Spannung einer Zelle beträgt hierbei $2,2 \text{ V}$. Durch Reihenschaltung mehrerer Zellen wird die gewünschte Klemmenspannung erzielt. Zur Speicherung elektrischer Energie wird eine Spannung größer der Klemmenspannung an das System angelegt, sodass die chemische Reaktion umgekehrt abläuft. Batterien liefern über einen weiten Bereich der Ladekapazität eine konstante Spannung, wobei die Tiefentladung die Lebensdauer drastisch reduziert. Starke Belastung führt zu einem Absinken der Klemmenspannung

und zum anderen zur Erhöhung der Zelltemperatur, was wiederum zur Korrosion und zur beschleunigten Selbstentladung der Speicher führt. Die Selbstentladung einer Batterie beträgt pro Tag ca. 0,5% des gesamten Speichereinhaltes bei 20°C , und erhöht sich bei Betriebstemperaturen von 35°C auf ca. 2%. Der Wirkungsgrad η ohne Selbstentladung beträgt 85%.

Sehr ausführliche Überblicke über verschiedene Stoffsysteme und deren Kennwerte findet man u.a. in [13] und [182]. Der spezifische Energieinhalt liegt bei heute üblichen Bleiakkumulatoren bei ca. 30Wh/kg , bei LiS-Batterien bei 200Wh/kg .

Technische Batteriespeicheranlagen, welche vor allem als Langzeitsysteme entwickelt wurden, bestehen aus der Speicherbatterie sowie einem Kontroll- und Regelsystem und beim Anschluss an das Drehstromnetz aus dem Stromrichter. Die Ausweitung der Verbundnetze drängte die zuvor zum Spitzenlastausgleich installierten Batterieanlagen sukzessive zurück, sodass moderne Batteriespeicheranlagen heute vor allem eingesetzt werden, um steile Spannungseinbrüche zu kompensieren und Oberschwingungen auszuregeln. Vorteilhaft erweist sich hierbei die fast verzögerungs- und trägheitsfreie Umschaltung durch die Anwendung moderner elektronischer Regeleinrichtungen. Für den stationären Betrieb sind derzeit in der Praxis nahezu ausschließlich Bleiakkumulatoren im Einsatz.

Supraleitende magnetische Energiespeicher (SMES)

Supraleitende magnetische Energiespeicher (SMES) speichern elektrische Energie in Magnetfeldern. Die heute kommerziell eingesetzten Speicher basieren auf den klassischen Tieftemperatursupraleitern $NbTi$ oder Nb_3Sn , wobei der erst genannte trotz ungünstiger physikalischer Eigenschaften aufgrund der einfacheren mechanischen Verarbeitung und den ca. 10-fach geringeren Kosten bevorzugt wird [13]. SMES zeichnen sich durch sehr hohe Lade- und Entladeleistungen, hohe Zyklenzahl und der Möglichkeit der Tiefentladung aus. Mittels Vier-Quadranten-Stellern ist die unabhängige Entnahme von Wirk- und Blindleistung möglich. Zum Betrieb ist die Kühlung mit flüssigem Helium prinzipbedingt notwendig, wodurch der Speicherwirkungsgrad abhängig von der Energiemenge stark beeinflusst wird. Der Einsatz von Hochtemperatursupraleitern wäre aufgrund der erheblichen Reduktion des technischen und thermischen Kühlaufwandes eine interessante Perspektive, wobei insbesondere die Granularität und Sprödigkeit die Herstellung geeigneter Leiter extrem erschwert.

Die Energiedichte (Energie/Volumen) ist direkt proportional dem Quadrat der Flussdichte, sodass bei einer Feldstärke von 5T eine Energie von 2,8 Wh in einem Liter gespeichert werden kann. Im Vergleich hierzu beträgt die Energiedichte einer konventionellen

Bleibatterie ca. 80 Wh/l, also 20 mal mehr.

Die weltweiten Entwicklungsaktivitäten konzentrieren sich vorwiegend auf die sogenannten Mikro-SMES (μ -SMES) mit Energien unter 10 MJ und Ausgangsleistungen von 80kVA bis 10MVA. Einen detaillierten Überblick zu den technischen Daten und dem aktuellen Projektstatus wird in [183] gegeben.

Während technologisch in den letzten Jahren große Fortschritte erzielt wurden, blieb die Frage nach dem ökonomischen Wert der Anwendung und die Finanzierung der Weiterentwicklung lange Zeit unbeantwortet [183], [13]. Starke Veränderungen auf dem Energiemarkt verändern zur Zeit diese Tatsache. Der weltweit führende Hersteller⁵ von SMES-Anlagen installierte im Jahre 2000 12 Anlagen im Leistungsbereich 5–15 MVA, wobei die Stabilisierung eines 115 kV-Netzbereichs in den USA ein exemplarisches Anwendungsgebiet darstellt [203].

Kondensatoren

Kondensatoren, die Energie im elektrischen Feld speichern, besitzen ähnliche Charakteristika wie SMES. Die Leistungsdichte moderner Superkondensatoren (SUPERCAPS) [182] beträgt bis zu 2kW/kg, während Energiedichten von ca. 8 Wh/kg erzielt werden. Kondensatoren können in zwei unterschiedliche Kategorien eingeteilt werden: Physikalische und chemische Kondensatoren. Entscheidend für die Speicherfähigkeit ist beim erstgenannten die Dielektrizitätskonstante des Materials zwischen den beiden gegeneinander gepolten Platten. Die chemischen Kondensatoren sind aus elektrochemischen Elektroden aufgebaut, wobei eine Reihenschaltung aus elektronisch und ionisch leitender Phase existiert. Durch das Anlegen einer Spannung kommt es an der Phasengrenze, der sogenannten elektrochemischen Doppelschicht, zur Erhöhung der Ladungsträgerzahl. Als Elektrodenmaterial wird hierbei Kohlenstoff verwandt. Die angelegte Spannung kann nicht beliebig erhöht werden, da es ansonsten zu einem Spannungsdurchbruch (FARADAY-Reaktion) an der Grenzschicht kommt, und demzufolge zu einer Zersetzung des Elektrolyten. Während diese elektrochemische Reaktion bei diesen Stoffsystemen unbedingt zu vermeiden ist, ist bei Verwendung von Rutheniumoxid, der Ladungsdurchgang analog dem bei der Batterie erwünscht. Das System verhält sich aber wie ein Kondensator, mit Abnahme der Kapazität sinkt auf die Klemmenspannung. Sollte es gelingen die Energiedichte von Kondensatoren an die der Schwung-Energiespeicher anzupassen, sind sie insbesondere aufgrund der Funktion ohne bewegte Teile speziell im Fahrzeugsektor eine interessante Alternative.

⁵American Superconductor, ASC

Speichertyp	Batterie	SMES	Kondensator	Schwungrad
P/m [$\frac{kW}{kg}$]	0.01-0.1	1-5	1-5	0.2-1
E/m [$\frac{Wh}{kg}$]	30-100	<10	<10	5-50
E/V [$\frac{kWh}{m^3}$]	80-300	<5	<5	200
P/E [$\frac{1}{h}$]	1	>3600	1000	1000
Ladezyklen	10^3	10^7	10^5 - 10^6	10^7
η [%] Lade-Entladezyklus	65-85	90-95	90-95	85-90
Selbstentladung	m	<min-h	d-m	<h-d
Max. Tiefentladung [%]	50	75	75	75
Lebensdauer [Jahre]	5	20-30	10	20-30

Tabelle 3.1: Vergleich verschiedener Speichertechnologien

Ergebnis des Vergleichs

Nachfolgend werden die vier beschriebenen Speichertypen anhand der spezifischen Energie- ($E^* = E/m$) bzw. Leistungsdichte ($P^* = P/m$), dem Verhältnis Leistung zu Speicherinhalt P/E und weiterer wichtiger Kriterien gegenübergestellt.

Die Daten nach Tabelle 3.1 zeigen deutlich, dass Schwung-Energiespeicher aufgrund der relative hohen Leistungs- und Energiedichten ein breites Anwendungsgebiet abdecken können. Aufgrund dieser besonderen Eigenschaften erscheinen sie insbesondere für Anwendungen geeignet, bei denen gleichzeitig hohe Leistungen P und große Energiemengen gefordert werden. Ein solcher Anwendungsfall liegt vor, wenn der Speicher zur notwendigen Überbrückung von Netzausfällen bis etwa 1 *min* Dauer eingesetzt wird, um zum Beispiel ein für die Notstromversorgung vorhandenes Dieselaggregat hochzufahren.

3.3 Prinzip

Allgemein lässt sich der Energieinhalt eines Schwungradrotors wie folgt berechnen:

$$E = \frac{1}{2} \Theta \omega^2 \quad (3.1)$$

Hierbei ist Θ das Trägheitsmoment um die Hauptträgheitsachse und ω die Winkelgeschwindigkeit des rotierenden Schwungradkörpers. Der Energieinhalt E des Schwungradrotors stellt sicherlich bei der Dimensionierung des schnelldrehenden Rotors das wichtigste Auslegungskriterium dar. Er hängt im wesentlichen von der Winkelgeschwindigkeit,

dem verwendeten Material und der geometrischen Form des Schwungradkörpers ab. Für die weitergehende Auslegung sind die Gasreibungsverluste der jeweiligen Anordnung zu berücksichtigen. Zur Optimierung der Gestalt, d.h. der Querschnittform einer schnellrotierenden Scheibe, wird u. a. in [11] ausgehend von den Kräften auf ein kleines Rotorstück mittels Anstrengungshypothesen eine Versagensbedingung formuliert. Hierbei wird von einem vollplastischen Zustand des Scheibenwerkstoffs ausgegangen. Sowohl die Tangential (σ_θ) als auch die Radialspannung (σ_r) sind Zugspannungen, wobei $\sigma_\theta > \sigma_r$ ist. Nach der Normal- und der Schubspannungshypothese ist die Tangentialspannung gleich der Fließspannung σ_F . Die maximal zu erzielende Winkelgeschwindigkeit ω_{kr} berechnet sich danach aus:

$$\omega_{kr} = \sqrt{\frac{\sigma_F}{\rho} \frac{A}{I}} \quad (3.2)$$

A stellt hierbei die Querschnittfläche des Scheibenprofils, ρ die Dichte des Materials und I das Flächenträgheitsmoment um die Drehachse dar. Die kritische Drehzahl ω_{kr} bei der die Fließspannung erreicht wird, hängt danach nur vom Verhältnis der Querschnittsfläche zum Flächenträgheitsmoment ab.

Mit Hilfe der Gleichung 3.2 und 3.1 kann die maximal in einer beliebig geformten Scheibe zu speichernde Energie bezogen auf die Masse m berechnet werden:

$$E^* = \frac{E_{max}}{m} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Theta}{m} \cdot \frac{A}{I} \cdot \frac{\sigma_F}{\rho} = k_F \cdot \frac{\sigma_F}{\rho} = k_F \cdot k_{WS} \quad (3.3)$$

Der dimensionslose Formfaktor k_F , der hier ausgehend von der Energiegleichung abgeleitet wird, ist ein Maß für die Spannungsausnutzung eines verwendeten Materials. Für die Scheibe konstanter Ausnutzung (Nr.5 in Abbildung 3.1, Laval-Scheibe ⁶) nimmt der Formfaktor seinen maximalen Wert gleich eins an. Das Verhältnis $\frac{\sigma_F}{\rho}$ stellt einen Werkstofffaktor k_{WS} dar, welcher die Eigenschaften des verwendeten Materials charakterisiert. In Abbildung 3.1 sind für gängige Scheibenprofile die Formfaktoren k_F dargestellt. Im Gegensatz zu homogenen Materialien erfordern Faserverbundwerkstoffe spezielle Schwungradformen, die den Verarbeitungseigenschaften und der Belastbarkeit inhomogener Werkstoffe Rechnung tragen. Bei der Gestaltung von faserverstärkten Scheiben ist zu berücksichtigen, dass die Festigkeit quer zur Faserrichtung weniger als 10% der Festigkeit in Faserrichtung beträgt [30]. Scheibenförmige Rotoren, die einen zweiachsigen Spannungszustand mit etwa gleich grossen Radial- und Tangentialspannungen aufweisen, sind daher für Faserverbundwerkstoffe ungeeignet. Anzustreben ist vielmehr eine Anordnung von Fasern in Richtung des Spannungsverlaufs [31].

⁶Benannt nach dem schwedischen Ingenieur Carl Gustaf Patrik de Laval *9.5.1845, +2.2.1913, der u.a. als erster eine einstufige, schnelllaufende Gleitdruckturbine entwickelte







Nr.	Bezeichnung	Skizze	Formfaktor k_F	Materialien	
				HM	FM
1	Glatte Scheibe, ohne Bohrung		0,606	X	
2	Glatte Scheibe, mit Bohrung		0,303	X	X
3	Kegelförmige Scheibe		0,806	X	
4	Ring		0,5	X	X
5	Laval-Scheibe		1,0	X	
6	Ring mit Nabe		0,4	X	X

Abbildung 3.1: Formfaktoren für unterschiedliche Scheibenprofile; HM:Homogene Materialien, FM:Fasermaterialien

Zu bemerken ist noch, dass die Verwendung von Formfaktoren beim Scheibenaufbau aus mehreren unterschiedlichen Materialien zu irreführenden Ergebnissen führt. Hierbei sollte zum Vergleich die Energiedichte herangezogen werden. Die hier prinzipiell dargelegten Zusammenhänge wurden bei der Auswahl der Schwungscheiben für das Demonstrationsmodell berücksichtigt, wobei die masselose Nabenverbindung durch eine in axialer Richtung verjüngte Konstruktion angenähert wurde. Intensive Untersuchungen und Modellvorstellungen [2] haben in den letzten Jahrzehnten zu einem hohen Optimierungsgrad der Scheibentechnologie beigetragen.

In Tabelle 3.2 sind die wesentlichen Materialeigenschaften aufgelistet. Hohe spezifische Energieinhalte werden also durch große Reissfestigkeit und kleine Dichten der verwendeten Materialien erreicht. Ausgehend von den physikalischen Kenngrößen der verwendeten Materialien lassen sich durch unterschiedliche Bearbeitungs- und Herstellungstechniken Schwungräder herstellen, welche eine maximale Umfangsgeschwindigkeit größer als 1000 m/s [182] besitzen. Deutlich sind die großen Unterschiede zwischen den faserverstärkten Kunststoffen (GFK-Glasfaserverstärkter Kunststoff und CFK-Kohlefaserverstärkter Kunststoff) und den metallischen Materialien. Ausgehend von den hier dargestellten Überlegungen ergeben sich mögliche Energiedichten E^* für die verwendeten Schwungradrotoren aus CFK von mehr als 1500 kJ/kg.

Material	Fließspannung $\sigma_F [MPa]$	Dichte $\rho [kg/m^3]$	Werkstofffaktor $k_{WS} [M \cdot \frac{m^2}{s^2}]$
Aluminium (AlCuSiMn)	400	2700	0,148
Stahl (0,47 C / 1,65 Si, 0,65 Mn)	1220	7800	0,156
Titan	1150	5100	0,22
GFK	1300	1900	0,684
CFK	5500	1800	3,05

Tabelle 3.2: Werkstoffeigenschaften verschiedener Materialien

Prinzipieller Aufbau von Schwungradenergiespeicher-Systemen

Das in dieser Arbeit untersuchte Schwungradenergiespeicher-System besteht gemäß Abbildung 3.2 aus:

- 2 supraleitenden Magnetlagermodulen, bestehend aus NdFeB-Permanentmagnetringen und Hochtemperatursupraleitermaterial (A, Abbildung 3.2)
- Elektrische Maschine zur Aufnahme der zu speichernden Energie durch Beschleunigen der Schwungmassen im Motorbetrieb und Abgabe der kinetisch gespeicherten Energie durch Abbremsen der Schwungscheiben im Generatorbetrieb (B)
- Frequenzumrichter zur Anpassung der Rotorfrequenz an die Netzfrequenz (C)
- Schwungradrotor aus kohlefaserbandagierten Aluminiumscheiben (D)
- Kryosystem zur Kühlung der beiden supraleitenden Lagermodule (E)
- Umfangreiche Mess- und Überwachungselektronik (F)

Der Arbeitsschwerpunkt in der hier vorliegenden Arbeit lag dabei auf der Entwicklung und vollständigen, d.h. statischen und dynamischen Charakterisierung der supraleitenden Magnetlager (A). Im Kapitel 4 wird ausgehend von der Untersuchung der prinzipiellen Wechselwirkung zwischen Permanentmagnet-Anordnung und Hochtemperatursupraleiter die Entwicklung der kompletten Lagermodule aufgezeigt. Die systembedingten Anforderungen an supraleitende Magnetlager, die technische Realisierung und restlichen Komponenten (B-F) des Speichersystems werden im Kapitel 5 näher vorgestellt.

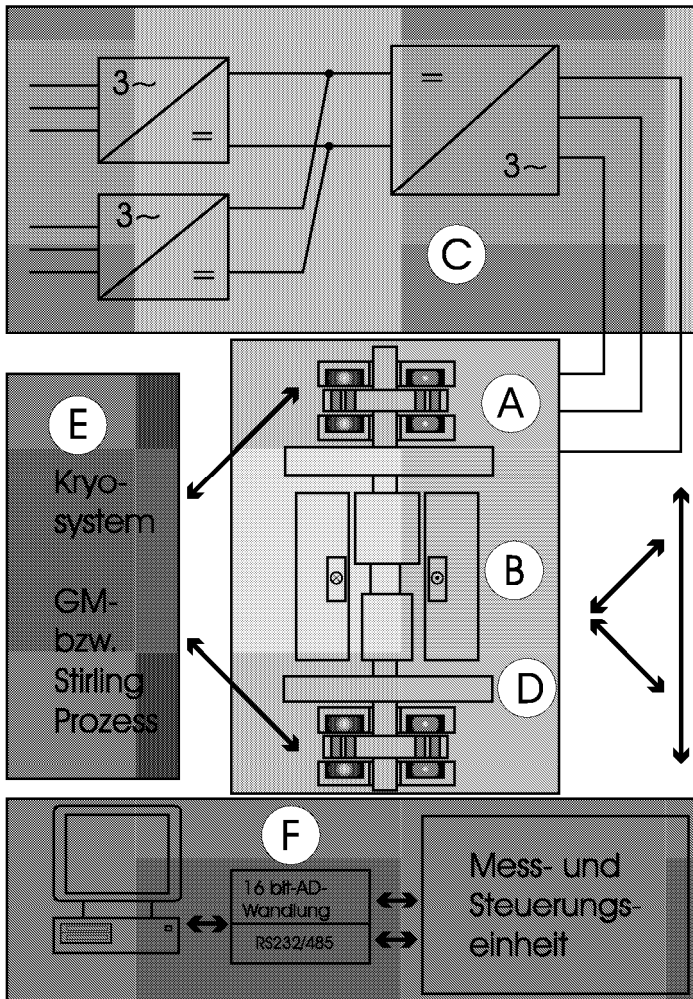


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des gesamten Schwing-Energiespeicher-Systems

Kapitel 4

Supraleitende Magnetlager

4.1 Allgemeine Grundlagen der Magnetlager

Magnetlager haben die Aufgabe, rotierende Körper berührungslos durch magnetische Kräfte zu stabilisieren. Aus der wichtigsten Eigenschaft, der berührungslosen Kraftübertragung zwischen rotierenden und feststehenden Elementen, erwachsen entscheidende Vorteile gegenüber konventionellen Wälz- oder Gleitlagern [150]:

- Aufgrund der fehlenden Reibung tritt kein Verschleiß auf und es werden somit keinerlei Schmiermittel benötigt. Dadurch entstehen weder Abriebpartikel noch kommt es zur Schmiermittelsublimation, die das Arbeitsmedium negativ beeinflusst. Magnetlager sind deshalb besonders geeignet in der Vakuumtechnik [2] [64], in der Reinraumtechnologie [61] und für die Förderung aggressiver Medien [62]
- Höchste Drehzahlen bzw. Umfangsgeschwindigkeiten sind realisierbar, welche nur durch die Festigkeit des Rotors begrenzt ist. Aus diesem Grund können Maschinen mit einem wesentlich besseren Leistungsgewicht konstruiert werden.
- Magnetlager haben eine hohe Lebensdauer und verursachen sehr geringe Betriebs- und Wartungskosten. Zusätzliche Kosten, zum Beispiel für die Bestromung aktiver Magnetspulen bzw. für das Kühlsystem bei passiven supraleitenden Magnetlagern, werden bei weitem durch die Verschleißfreiheit und langen Lebensdauern insbesondere bei hohen Drehzahlen kompensiert.

Alle Arten von Magnetlagern sind technisch aufwendige Entwicklungen, die im Vergleich zu herkömmlichen Lagerarten wesentlich mehr Einbauraum benötigen, aber auf-

grund der oben genannten Vorteile die verschiedenartigen Anwendungen erst ermöglichen. Schnellrotierende elektrische Maschinen, welche sich im Vakuum befinden, stellen hierbei ein hervorragendes Beispiel dar (Turbomolekularpumpen) [64].

Magnetlagertypen

- Passive Lager
 - Permanentmagnetische Lager mit zusätzlicher Stabilisierung durch konventionelle, d.h. nicht berührungslose Lagertechnik (Magnetische Entlastung)
 - Supraleitende Lager ohne jegliche zusätzliche Stabilisierung
- Aktive Lager
 - Elektromagnetische Lager mit Positionsregelung
 - Permanentmagnetische Lager mit elektromagnetischer Stabilisierung in einer Raumrichtung
 - Supraleitende Lager mit elektromagnetischer Stabilisierung in einer oder mehreren Raumrichtungen

4.1.1 Earnshaw Theorem

Ein zu stabilisierender Körper hat 6 Freiheitsgrade, 3 translatorische und drei rotatorische. Die Rotation um die Hauptträgheitsachse wird bei rotierenden Maschinen vom Motor/Generator kontrolliert. Die anderen 5 Freiheitsgrade müssen von den Lagern kontrolliert werden. Ein Theorem, das bereits 1842 von S. Earnshaw formuliert wurde, beweist allgemein die zwangsläufige Instabilität eines Systems von Körpern, die mittels eines $1/r^2$ Kraftgesetzes wechselwirken. Weitere Arbeiten [114], [115] stellten umfassende Theorien zum stabilen Schweben (Levitation) in elektrostatischen, magnetostatischen und stationären elektromagnetischen Feldern auf, wobei insbesondere die Abhängigkeit von den dazugehörigen Materialkonstanten μ_r und ϵ_r untersucht wurden. Da die relative Dielektrizitätskonstante ϵ_r immer ≥ 1 ist, ist ein Schweben im elektrostatischen Feld unmöglich. Für diamagnetische Substanzen ($\mu_r \leq 1$) und insbesondere für Supraleiter ($\mu_r = 0$, perfekter Diamagnet) hingegen besteht diese Möglichkeit. Der Beweis des Earnshaw-Theorems soll nachfolgend anhand der Kräfte und Steifigkeitsbetrachtungen, welche von entscheidender Bedeutung für diese Arbeit sind, dargestellt werden:

Ein Körper ist im statischen Gleichgewicht, wenn sich alle auf ihn wirkenden Kräfte gegenseitig aufheben. Damit ein Gleichgewicht stabil bleibt, muss der Körper bei der kleinsten Auslenkung aus der Gleichgewichtslage Kräfte erfahren, die ihn wieder in das Gleichgewicht zurückbringen. Hieraus wird die sogenannte Steifigkeit c oder auch Lagersteifigkeit definiert, d. h. die Änderung der Kraft bei infinitesimalen Verschiebungen aus der Gleichgewichtslage. Die Kraft F wirkt entgegen der Verschiebungsrichtung.

$$c_x = \frac{\delta F_x}{\delta x}, c_y = \frac{\delta F_y}{\delta y}, c_z = \frac{\delta F_z}{\delta z} \quad (4.1)$$

Damit ein Körper stabil gelagert wird, müssen folgende Bedingungen bezüglich der auftretenden Steifigkeiten erfüllt werden:

$$c_x = \frac{\delta F_x}{\delta x} > 0, c_y = \frac{\delta F_y}{\delta y} > 0, c_z = \frac{\delta F_z}{\delta z} > 0 \quad (4.2)$$

Ausgehend von der magnetostatischen Energie W_m für Körper mit starrer Magnetisierung, z.B. Permanentmagnete

$$W_m = - \int \vec{M} \vec{H} dV \quad (4.3)$$

ergeben sich die Kräfte bei konstanter Magnetisierung \vec{M} zu:

$$\vec{F} = -grad W_m = \int \vec{M} \nabla \vec{H} dV \quad (4.4)$$

Da das magnetische Feld der Laplace'schen Gleichung $\Delta \vec{H} = 0$ genügt, ergibt sich die Summe der drei Steifigkeiten zu:

$$c_x + c_y + c_z = - \int \vec{M} \Delta \vec{H} dv = 0 \quad (4.5)$$

Aus Gleichung 4.5 wird ersichtlich, dass niemals alle Steifigkeiten der drei Raumrichtungen gleichzeitig positiv werden können, d.h. die Lagerung eines Körpers ist mindestens in einem Freiheitsgrad instabil. Für zylindersymmetrische Anordnungen mit $c_x = c_y = c_r$ ergibt sich die radiale Steifigkeit c_r :

$$c_{ax} = -2 c_r \quad (4.6)$$

c_{ax} bezeichnet hierbei die Steifigkeit parallel zur Wellenachse. Für Körper, deren Magnetisierung nicht starr ist, ergibt sich folgende Ungleichung für die Stabilität:

$$c_x + c_y + c_z < 0 \quad (4.7)$$

und daraus für rotationssymmetrische Anordnungen:

$$c_{ax} < -2 c_r \quad (4.8)$$

Earnshaw's Theorem zeigt aber auch, dass es prinzipiell möglich ist, magnetische Lager mit Permanentmagneten aufzubauen, wobei in einer Raumrichtung dann immer eine aktive Regelung vorhanden sein muss. Diamagnetische Körper ($\mu_r < 1$) können bei entsprechend geformten Magnetfeldern ebenfalls stabil gelagert werden, da deren Magnetisierung nicht starr, sondern induziert ist. Eine zeitlich veränderliche Magnetisierung, wie sie in Folge von Wirbelströmen auftritt, ist auch geeignet ein stabiles Schweben zu erzielen, wobei die Kräfte relativ gering sind. Ausgehend von den beschriebenen physikalischen Eigenschaften entwickelten sich die folgenden unterschiedlichen Magnetlagertypen, die zum Teil bereits Stand der Technik sind, aber auch noch intensiv erforscht werden.

4.1.2 Permanentmagnetlager

Permanentmagnetlager können in einem konzentrischen Aufbau sowohl radiale als auch axiale Kräfte übertragen, wobei nach Kapitel 4.1.1 in jeweils einer Richtung eine Instabilität vorherrscht. Axiallager bezeichnen hierbei Lager, die in axialer Richtung stabil sind, entsprechend arbeiten Radiallager in radialer Richtung stabil. In [194] werden jeweils 10 Typen von Radial- und Axiallagern angegeben, wobei die wichtigsten bzw. grundlegendsten in Abbildung 4.1 aufgeführt sind. Für die Entwicklung der unter-

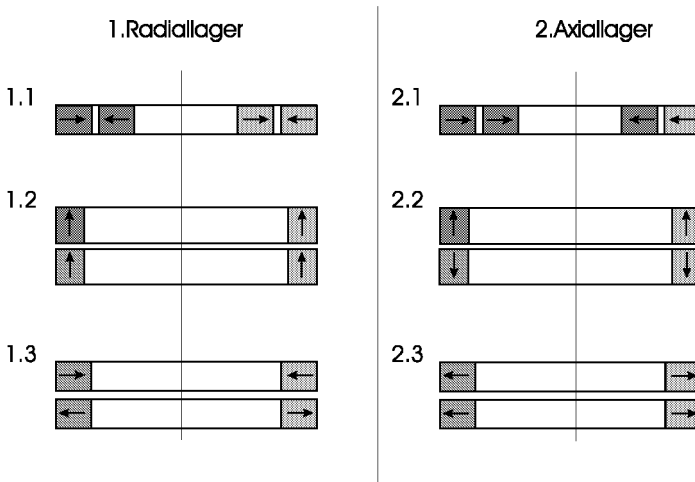


Abbildung 4.1: Verschiedene PM-Lagervarianten in konzentrischer Bauart [194]

schiedlichen Lagertypen lassen sich folgende Gesetzmäßigkeiten aufstellen:

- Der Lagertyp (radiale oder axiale Stabilität) kann einfach verändert werden, in dem die Magnetisierungsrichtung eines Ringmagneten verändert wird
- Eine äquivalente Konfiguration bezüglich der Lagereigenschaften ergibt sich aus der Drehung der Magnetisierungsrichtung aller Permanentmagnete
- Die Lagereigenschaften (Kräfte und Steifigkeiten) können durch Stapeln bzw. durch Aufbringen mehrpoliger Anordnungen stark verbessert werden

Für die zylindrischen Varianten (Abb.4.1, 1.1 und 2.1) ergeben sich für schnelldrehende Rotoren aufgrund des geringen E-Moduls Festigkeitsprobleme, die nur durch eine geeignete Bandage gelöst werden. Der so entstehende effektive Luftspalt reduziert die Kräfte der Lager, sodass in der Regel axial magnetisierte Ringmagnete zum Einsatz kommen. Zur Auslegung von Permanentmagnetlagern entstanden unterschiedliche Modellvorstellungen, die entweder auf einer Magnetladungsschicht [195] oder einem Mantelstrom [194] innerhalb des PM-Materials beruhen.

4.1.3 Aktive Magnetlager

Historisch gesehen wurden berührungslose aktive Magnetlager erstmalig zu Beginn der siebziger Jahre aufgrund steigender Anforderungen in der Raumfahrt und der Satellitentechnik verwendet. Als aktive Magnetlager bezeichnet man hierbei einen Lagertyp, bei dem die magnetischen Kräfte von Spulen so geregelt werden, dass sie der von geeigneten Sensoren gemessenen Rotorbewegung entgegenwirken. Abbildung 4.2 zeigt den prinzipiellen Aufbau einer aktiven elektromagnetischen Lagerung. Sie besteht aus dem zu stabilisierenden Körper als Regelstrecke, den Lage- bzw. Positionssensoren, dem Regler, den Leistungsverstärkern und den Spulengruppen als Aktor. Die hierbei erzeugten Kräfte, welche senkrecht zur Grenzfläche zweier Medien unterschiedlicher Permeabilität (gewöhnlich Eisen und Luft) wirken, beruhen auf dem elektromagnetischen Prinzip. Die im Luftspalt gespeicherte Energie W_{mL} lässt sich aus der Aufintegration der magnetischen Flussdichte \vec{B} und der dazugehörigen Feldstärke \vec{H} berechnen:

$$W_{mL} = -\frac{1}{2} \int_{V_L} \vec{B}_L \vec{H}_L dV_L = \frac{\mu_0 A n^2}{4} \frac{i^2}{\delta + x} \quad (4.9)$$

Die magnetische Kraft auf den Rotor entsteht durch die Änderung der Feldenergie W_{mL} im Luftspalt als Funktion der Position des Körpers. Die Kraft stellt eine Potentialkraft dar und lässt sich aus W_{mL} durch partielle Differentiation nach der jeweiligen

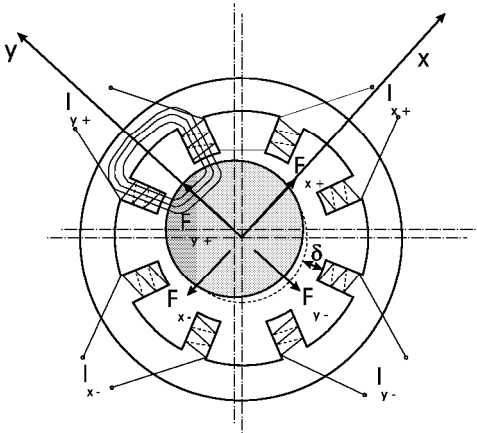


Abbildung 4.2: Prinzipielle Funktionsweise eines aktiven Magnetlagers (radiale Variante)

Auslenkung δx berechnen:

$$F_x = - \frac{\delta W_{mL}}{\delta x} = \frac{\mu_0 A n^2}{4} (i_{\delta+x})^2 \quad (4.10)$$

Die magnetische Anziehungskraft F ist bestrebt, den magnetischen Widerstand (Reluktanz) im magnetischen Kreis zu minimieren, was nichts anderes bedeutet, als den ursprünglichen Luftspalt δ nach Abbildung 4.2 zu schließen. Elektromagnete bewirken in dieser Anordnung immer anziehende Kräfte, sodass in der jeweiligen Bewegungsrichtung 2 Aktoren zur Stabilisierung notwendig sind. Es ergeben sich somit insgesamt 4 Aktoren zur Stabilisierung des dargestellten Läufers. Liefert der Sensor zusätzlich zum Wegsignal auch die erste bzw. zweite Ableitung des Weges, so kann dem System mittels geschwindigkeits- und beschleunigungsproportionaler Kräfte eine Dämpfungseigenschaft verliehen werden.

In [150] sind die Grundlagen zur aktiven Magnetlagertechnik umfassend dargestellt. Einen weiten Überblick zu neuesten Entwicklungen auf diesem Gebiet findet man u.a. in [16]. Der aktuelle Entwicklungsstand auf dem Gebiet der Magnetlagertechnik spiegelt sich in den umfassenden Proceedings der beiden internationalen Magnetlagertagungsreihen ISMB (International Symposium on Magnetic Bearings) und MAG (Industrial Conference and Exhibition on Magnetic Bearings) wider. Den Schwerpunkt der Forschungs- und Entwicklungsaktivitäten bilden hierbei zum einen die Behandlung der Nichtlinearitäten im Regelkreis und zum anderen integrierte Magnetlagersysteme mit verbesserter Rechnertechnologie.

4.2 Eigenschaften supraleitender Magnetlager

4.2.1 Supraleitung

Die beiden charakteristischen Merkmale der Supraleitung sind das Verschwinden des elektrischen Gleichstromwiderstandes unterhalb einer materialspezifischen Temperatur, der Sprungtemperatur T_c , und die Eigenschaft, ein Magnetfeld bis zu einer kritischen Größe vollständig aus seinem Inneren zu verdrängen. Bardeen, Cooper und Schrieffer ist es vielen Jahren nach der Entdeckung des Phänomens Supraleitung durch Heike Kamerlingh Onnes ¹ gelungen, eine mikroskopische Theorie hierfür zu entwickeln. Die nach ihnen genannte Theorie beschreibt die Bildung von Cooper-Paaren, welche aus einem Teil der Leitungselektronen gebildet werden. Kennzeichnende Größen der Supraleitung sind:

- die London'sche Eindringtiefe λ , die das Abklingen eines Magnetfeldes im Inneren des Supraleiters beschreibt
- die Kohärenzlänge ξ , welche die Längenvariation der Cooperpaardichte beschreibt

4.2.1.1 Supraleiter vom Typ I und II

Ausgehend von diesen Kenngrößen läßt sich mit Hilfe des Ginzburg-Landau-Parameters ($\kappa = \lambda/\xi$) eine prinzipielle Einteilung der Supraleiter in zwei Arten durchführen. Die Typ-I-Supraleiter ($\kappa < 1/\sqrt{2}$) verdrängen bis zu einer kritischen Magnetfeldstärke B_c das Magnetfeld vollständig aus dem Inneren. Oberhalb dieses Wertes geht der Supraleiter in den normalleitenden Zustand über. Typ-II-Supraleiter ($\kappa > 1/\sqrt{2}$) schirmen ebenfalls bis zu einer ersten kritischen Magnetfeldstärke B_{c1} das Magnetfeld vollständig ab (Meißner-Phase), gestatten aber darüberhinaus dem Magnetfeld bis zu einer zweiten kritischen Magnetfeldstärke B_{c2} in die Probe einzudringen (Shubnikov-Phase). Das Eindringen geschieht hierbei in Form von Flussschläuchen, die sich im allgemeinen zu einem regelmäßigen Flussliniengitter anordnen (Abrikosov-Gitter). Flusslinien sind Stromwirbel, die einen normalleitenden Kern von der Größe der Kohärenzlänge ξ besitzen und durch supraleitende Kreisströme, die etwa in der Dicke der Eindringtiefe λ fließen. Sie tragen jeweils ein Flussquant der Größe $\Phi_0 = h/2e = 2,067 \cdot 10^{-15} \text{Vs}$. Abbildung 4.3 zeigt die Magnetisierung M als Funktion der äußeren Flussdichte B_a für die beiden Supraleitertypen. Das technisch interessante Verhalten idealer Typ-II-

¹Er hielt für die Entdeckung der Supraleitung im Jahre 1913 den Nobelpreis für Physik

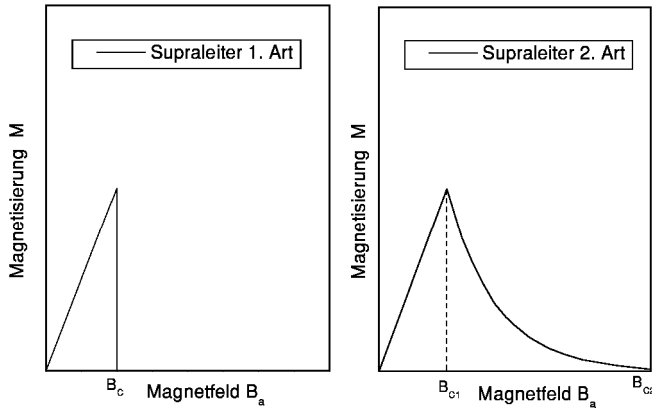


Abbildung 4.3: Magnetisierungskurven von Supraleitern 1. und 2. Art

Supraleiter wird in [4] und [5] anhand eines sich im äußeren Magnetfeld befindlichen stromdurchflossenen Leiters anschaulich beschrieben. Auf das Flussliniengitter wirkt nach Lorentz folgende Kraft:

$$F_L = B_i \cdot I_T \cdot l \quad (4.11)$$

I_T bezeichnet hierbei den Transportstrom durch den Leiter mit der Länge l und B_i die magnetische Flussdichte im Supraleiter. Diese Kraft bewirkt eine Bewegung der Flusslinien senkrecht zur Transportstromrichtung und zum äußeren Magnetfeld, man spricht im allgemeinen vom Flussfließen. Diese Energiedissipation führt dazu, dass ein verlustloser Stromtransport in einem reinen Supraleiter vom Typ II im Bereich $B_{c1} \leq B \leq B_{c2}$ nicht möglich ist.

4.2.1.2 Harte Typ-II-Supraleiter

Die kritische Stromdichte J_c der idealen Typ-II-Supraleiter in der Shubnikov-Phase ist wegen der Bewegungen der Flusslinien aufgrund der Lorentzkraft im Material gleich null, wohingegen in den sogenannten harten Supraleitern die Flussschläuche durch Haftzentren in ihrer Position stabilisiert werden. Dieses Verhalten wird als Pinning bezeichnet. Als Haftzentren kommen prinzipiell Störungen im Gitteraufbau in Frage, deren räumliche Ausdehnung vergleichbar mit der Kohärenzlänge des Materials ist. Wirksame

Haftzentren sind u. a. normaleitende Ausscheidungen oder Gitterdefekte [10]. Durch die Bestrahlung der Materialien mit Neutronen können ebenfalls Pinning-Zentren entstehen, was vor allem mit einer extremen Steigerung der kritischen Stromdichte einhergeht [135]. Die Eigenschaften der supraleitenden Levitation werden stark durch die im Supraleiter verankerten Flusslinien bestimmt. In realen Proben existieren aufgrund

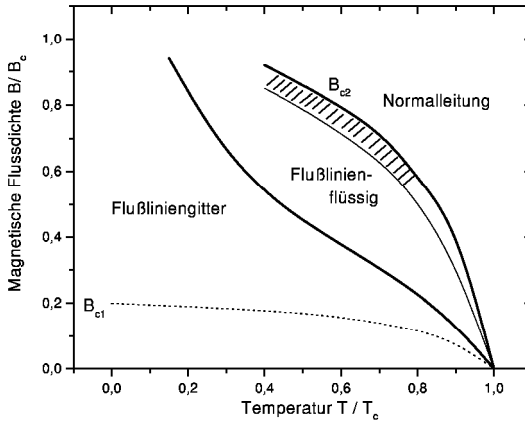


Abbildung 4.4: Phasendiagramm eines Hochtemperatursupraleiters

der beschriebenen statischen Unordnungen eine große Anzahl an verankerten Wirbeln, welche zu einer erheblichen Steigerung der kritischen Stromdichte führt. Die kritische Stromdichte J_c des Supraleiters definiert sich aus dem Gleichgewicht der Pinning- F_P mit der Lorentzkraft F_L . Sobald die auf die Flusslinien wirkende Lorentzkraft F_L größer wird als die Pinningkraft F_P kommt es auch in den harten Supraleitern zum verlustbehafteten Flussfließen.

Neben der statischen Unordnung wird das Wirbelsystem in HTS vor allem durch thermische Fluktuationen beeinflusst. Große thermische Bewegungen der Flusslinien führen zu einem Schmelzen des Wirbelgitters und damit zur Entstehung einer flüssigen Wirbelphase. Diese thermischen Fluktuationen führen sinngemäß zu einem Abbau der Verankerungspotentiale, d.h. zu einer Abnahme der Haftkräfte. Dies wiederum ist gleichzusetzen mit dem Verschwinden des kritischen Stromes um die Wirbel. Dieser Übergang (thermal depinning) verändert die magnetischen Eigenschaften des Supraleiters, welche reversibel werden. Aus diesem Grund wird dieser Übergang auch Irreversibilitätslinie ge-

nannt. Das Ergebnis umfangreicher Forschungsergebnisse zu diesen Phänomenen führt zu einem Phasendiagramm, welches in Abbildung 4.4 dargestellt ist. Die Shubnikov-phase $B_{c1} < B < B_{c2}$ ist aufgeteilt in eine feste und flüssige Wirbelphase, wobei die Existenz von statischen Unordnungen noch zu einer weiteren Einteilung der Flusslinienflüssigkeit führt: In der Nähe der Schmelzlinie bleiben die Wirbel fest verankert (pinned vortex liquid), wohingegen bei hohen Temperaturen und Feldern die Wirbel im wesentlichen frei beweglich sind (unpinned vortex liquid). In homogenen Supraleitern bezeichnet man den Bereich unterhalb der Schmelzlinie als Flussliniengitter, wohingegen bei der Existenz von statischen Unordnungen dieser Bereich als Flusslinienglas bezeichnet wird. Nahe des oberen kritischen Feldes B_{c2} existiert ein schmaler Bereich (1K), in dem neben thermischen Fluktuationen auch Fluktuationen der Cooperpaardichte vorherrschen. Da die Betriebstemperatur für den praktischen Einsatz deutlich unter der kritischen Temperatur T_c liegt, sind insbesondere die physikalischen Zusammenhänge im Bereich des Flussliniengitters von Interesse (Abbildung 4.4).

4.2.1.3 Levitation

Bereits kurz nach der Entdeckung der keramischen Hochtemperatursupraleiter im Jahre 1986 von J. G. Bednorz und K. A. Müller² wurden umfangreiche Forschungsaktivitäten auf dem Gebiet der magnetischen Levitation mittels dieser Massiv-Materialien gestartet, wobei sich insbesondere $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ aufgrund seiner relativ einfachen Herstellung und großen erreichten kritischen Stromdichten [90] im Bereich der Levitationsanwendungen bis zum heutigen Tage als herausragendes Material herauskristallisiert hat. Im folgenden sollen die wichtigsten Aspekte der supraleitenden Levitation ausgehend von Abbildung 4.5 erläutert werden, wobei umfassende Überblicke über die wichtigsten Arbeiten in [91], [83] und [10] gegeben sind.

Zur Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Permanentmagneten und Supraleiter dienen zwei unterschiedliche Methoden, zero field cooling (ZFC) und field cooling (FC):

- **ZFC:** Der Supraleiter wird hierbei idealerweise feldfrei abgekühlt, d. h. im Nullfeld. Das magnetische Feld wird erst nach dem Abkühlen des Supraleiters unterhalb seiner Sprungtemperatur T_c durch Verringern des Abstandes zwischen PM und HTS sukzessive erhöht.
- **FC:** Der Supraleiter (HTS) wird bei möglichst geringem Abstand zwischen PM

²Die beiden Physiker erhielten für die Entdeckung der Hochtemperatursupraleiter 1987 den Physik-Nobelpreis

und HTS abgekühlt, sodass das magnetische Feld den Supraleiter vollständig durchsetzt. Solange der Permanentmagnet nicht bewegt wird, fließen innerhalb des Supraleiters keine Ströme, sodass es zu keiner Kraftwirkung zwischen PM und HTS kommt.

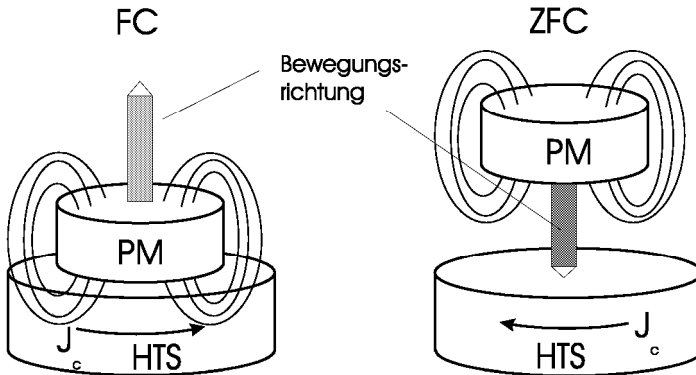


Abbildung 4.5: Wechselwirkung zwischen einem zylindrischen Permanentmagneten und einer massiven Supraleiterprobe

Wird der Supraleiter ohne Anwesenheit eines magnetischen Feldes gekühlt (ZFC), so kommt es bei Annäherung des Permanentmagneten aufgrund der Spannungsinduktion zum Stromfluss im Supraleiter. Auf den stromdurchflossenen Supraleiter wirkt somit im Magnetfeld B des Permanentmagneten eine Lorentzkraft ($F_L = I \cdot l \times B$). Hierbei wirkt der Supraleiter bis zum Erreichen des unteren kritischen Feldes als Ansammlung idealer Dipole. Oberhalb dieser Grenze dringt Fluss in den Supraleiter ein, wodurch sich die Hysterese der Kraft-Abstands-Kurve erklären lässt. Nähert man also einen magnetischen Dipol einem harten Typ-II-Supraleiter, so steigt mit \vec{M} und $\nabla \vec{H}$ auch die abstoßende Kraft. Allgemein ergibt sich die Kraft auf einen Körper mit der Magnetisierung \vec{M} in einem äußeren Feld \vec{H} nach Gleichung 4.4. Je größer die induzierten Ströme sind, desto größer ist die abstoßende Kraft. Auch die Hysterese wird durch höhere Abschirmströme aufgrund des geringeren eindringenden Flusses reduziert. Beim Entfernen des Permanentmagneten kann bei Proben mit geringer kritischer Stromdichte aufgrund des eingedrungenen Flusses eine abstoßende Kraft gemessen werden.

Im FC-Fall ist zur Erklärung der Kraftwirkungen die Verankerung von Flusslinien an statischen Unordnungen von entscheidender Bedeutung. Die durch das Entfernen des PM vom HTS verursachte Flussreduktion induziert Ströme, welche eine anziehende

Wirkung besitzen. Der Supraleiter wirkt als Quasipermanentmagnet entgegengesetzter Polarität, wobei der Flussdichteverteilung idealerweise kegelförmig ist (vgl. Kapitel 8). Die Wirbelverankerung hat zur Folge, dass die Magnetisierungskurve $M(H)$ hysteretisch ist, und somit auch die statische Kraft auf einen magnetisierten Körper. Beim Annähern des Permanentmagneten dringt aufgrund von induzierten Strömen (vgl. ZFC) nicht der komplette Fluss in die Probe ein. Es kommt zu einer Überlagerung der beim Entfernen induzierten Stromverteilung und der neu induzierten Stromverteilung, sodass ab einem gewissen Abstand abstoßende Kräfte gemessen werden.

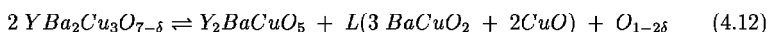
4.2.2 Herstellung und Charakterisierung von massivem $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$

4.2.2.1 Herstellung

Eine große Anzahl der neuentdeckten Supraleiter besitzt zwar eine relativ hohe Sprungtemperatur, die Pinningkräfte sind aber bei Temperaturen um 77K meist schwach ausgeprägt und damit für Levitationsanwendungen nur bedingt geeignet. Aufgrund hoher Pinningkräfte wird in diesen Anwendungen vor allem das schmelztexturierte $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ verwandt. Ein derartiger Massivkörper besteht idealerweise aus nur einem Korn, welches wiederum aus einer Vielzahl von Kristalliten besteht, deren kristallografische Orientierung nur wenige Grad von einander abweicht. Die so entstandene Textur ermöglicht große kritische Ströme über einzelne Kristallite und damit einen Stromfluss innerhalb eines Kornes. Erst durch die Entwicklung der Schmelztextur durch Jin [86] und der Weiterentwicklung durch Murakami [10] und Salama [129] wurde ein Verfahren geschaffen, großvolumige Proben mit großer kritischer Stromdichte J_c herzustellen. Die Herstellungsprozedur teilt sich in folgende Einzelschritte auf:

- Uniaxiales Pressen der Precursor-Pulver zu stabilen Formkörpern
- Texturprozess
- Oxidationsprozess

In einem ersten Arbeitsschritt werden die Ausgangspulver uniaxial gepresst. Danach wird die Probe in einem handelsüblichen Kastenofen derart aufgeheizt, dass die peritektische Temperatur überschritten wird. Folgende chemische Reaktion läuft dabei ab:



Dabei zersetzt sich Y123 in eine nichtsupraleitende, feste Phase Y211 und eine yttriumarme Schmelze. Anschließend wird das Material unterkühlt und es findet die Rückreaktion statt. Die kristallografische Textur entsteht hierbei durch Aufbringung eines Kristallisationskeimes (Sm123, Nd123 oder MgO). Typische Temperaturverläufe der Herstellung der Proben nach dem modifizierten MTG (Melt-Textured-growth) und anderen leicht abgewandelten Verfahren sind in [10] dargestellt. Die nach dem Texturprozess sauerstoffdefizitäre Probe wird anschließend in einem Temperprozess zwischen 400°C und 600°C mit Sauerstoff beladen. Dabei diffundiert Sauerstoff fast ausschließlich durch die a-b-Ebenen in die Elementarzelle und verändert die Kristallstruktur von tetragonal zu orthorhombisch. Im Idealfall wird durch den gesamten Prozess eine quasiisotrope Probe hergestellt, in der intragranuläre Ströme zu einer großen Kraft bei Levitationsanwendungen führen. Die Beimischung von PtO_2 oder Ce_2O_3 führt zur Feinverteilung von Y211-Ausscheidungen und somit zur Erhöhung der Pinningkräfte. Eine bessere mechanische Stabilität der Proben wird durch die Zugabe von Ag_2O erzielt, wodurch sehr hohe Felder in den supraleitenden Proben eingefroren werden können. Aktuelle Forschungsarbeiten konzentrieren sich bei der Herstellung der Materialien auf die weitere Optimierung der Precursorpulver, der Temperaturverläufe und der Analyse der wichtigsten Beimischungen.

4.2.2.2 Charakterisierung der Proben

Schmelztexturierte HTS-Leitermaterialien sind derzeit nur in begrenzten geometrischen Querschnitten (ca. $50 \times 50 \text{ mm}$) als sogenannte „Proben“ verfügbar. Größere vertikale supraleitende Magnetlager müssen daher –wie im Kapitel 4.2.3.2 näher beschrieben– aus mehreren Proben zusammengesetzt werden (vgl. Abbildung 4.27 mit Tabelle 4.4). Da an den Fügestellen der einzelnen Proben (bzw. Segmenten) Einbrüche der Magnetflussdichte unvermeidbar sind und die Magnetfeldverteilung auch innerhalb der einzelnen Proben nicht gleichmäßig ist, treten bei Rotation der HTS-PM-Magnetlager trotz Gleichpoligkeit längs der Lagerbahnen Pulsationsverluste auf: Ihre Größe hängt u.a. sowohl wesentlich von der Qualität der Fügestellen als auch von der Qualität der einzelnen verwendeten Proben ab. Deshalb ist für den Einsatz massiver HTS-Leiter ganz allgemein eine einfache und effektive Charakterisierung bereits der Einzelproben unbedingt notwendig. Zur Charakterisierung supraleitender Proben existieren eine Reihe von Möglichkeiten, wobei hier vorwiegend auf die Analyse der makroskopischen Verfahren eingegangen werden soll. Schmelztexturierte Proben können mittels der Kraftwechselwirkung mit einem Standardpermanentmagneten und dem eingefrorenen Feld des gleichen Permanentmagneten oder dem durch eine Spule verursachten Pulsfeld un-

tersucht werden.

Messtand

Basierend auf einer bereits bestehenden Anlage [27] wurde im Rahmen dieser Arbeit eine halbautomatisierte Anlage entwickelt, welche eine effiziente Analyse der Proben zulässt und damit entscheidende Hinweise zur weiteren Optimierung der Proben liefert. Mit Hilfe dieses Messtandes können folgende Methoden zur Charakterisierung der Supraleiter herangezogen werden.

1. Kraftmessung nach der ZFC-Methode
2. Kraftmessung nach der FC-Methode
3. Messung der Flussdichteverteilung
 - Magnetisierung mittels eines Permanentmagneten
 - Pulsomagnetisierung

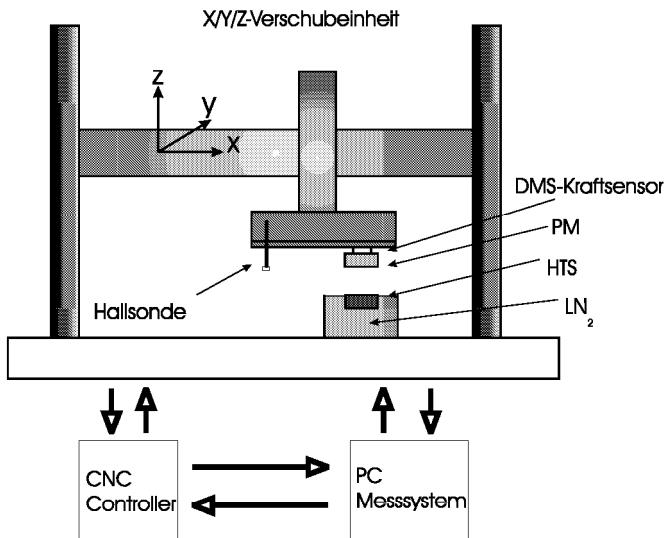


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung des Messtandes zur standardmäßigen Charakterisierung der Hochtemperatursupraleiter

Abbildung 4.6 zeigt den schematischen Aufbau des entwickelten Messstandes zur Charakterisierung der Proben. Dem Anhang dieser Arbeit ist eine Fotografie beigelegt. Bei Kühlung der Proben mit Flüssigstickstoff (LN_2) können die Messungen nur bei dessen Siedetemperatur $T = 77\text{ K}$ durchgeführt werden.

ZFC-Messung

Bei der ZFC-Methode wird die HTS-Probe in einem Abstand von $d_z = 50\text{ mm}$ vom Permanentmagneten abgekühlt, sodass in erster Näherung kein Feld in den HTS eingefroren wird. Ausgehend von diesem Einkühlabstand wird die Distanz zwischen Permanentmagnet und Supraleiter sukzessive bis zu einem minimalen Wert $d_{z,\min} = 1\text{ mm}$ reduziert und danach wieder auf den Einfrierabstand vergrößert. Dabei wird bei jedem Schritt die zwischen HTS und PM wirkende Kraft mittels eines DMS-Kraftsensors aufgezeichnet. Die Schrittweite beträgt typischerweise $\Delta d_z = 1\text{ mm}$.

FC-Messung

Im Gegensatz dazu wird bei der FC-Methode der Supraleiter im Feld des Permanentmagneten abgekühlt. Ausgehend vom Einfrierabstand $d_z = 1\text{ mm}$ wird im Laufe der Messprozedur der Abstand auf den Maximalwert $d_{z,\max} = 50\text{ mm}$ vergrößert, und danach wieder auf den ursprünglichen Wert verringert. Die wichtigsten technischen Daten der Anlage sind im Anhang zusammenfassend dargestellt.

Zur Reduktion der dynamischen Effekte wird jeder Messpunkt bei beiden Methoden erst nach einer bestimmten Relaxationszeit gemessen. Die so erzielten quasistationären Kraft-Abstand-Kurven ergeben aufgrund der maximalen Größe der Kraft und der Hysterese Aufschlüsse, welche Qualität die Proben besitzen. Bei beiden Methoden handelte es sich um integrale Messmethoden, die nur geringe Erkenntnisse über das Kornwachstum der HTS-Proben liefern. Proben mit mehreren Körnern können aufgrund hoher Ströme der einzelnen Körnern sehr hohe Kräfte nach der ZFC- und FC-Methode erzeugen. Während diese Proben prinzipiell für Levitationsanwendungen noch geeignet sein können, sind sie für Transportstromanwendungen (z.B. Strombegrenzer, Stromzuführung) absolut ungeeignet. Abbildung 4.7 zeigt die standardisierten Kraftmessungen für die hinlänglich beschriebene ZFC- und FC-Methode.

Auswertung

Allgemein führt die Annäherung des Permanentmagneten an den Supraleiter zu einer Magnetfeldänderung, die aufgrund der Induktion von Spannungen supraleitende Ströme innerhalb des Supraleiters zur Folge hat. Wird die dadurch verursachte Magnetisierung m des Supraleiters im Volumen V als konstant angenommen, so lässt sich die

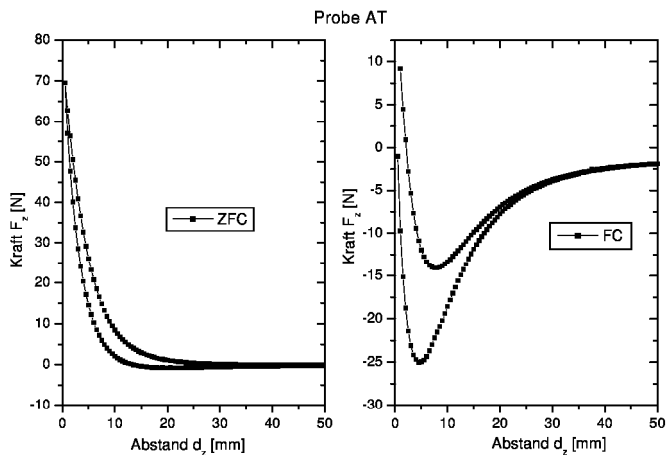


Abbildung 4.7: Standardisierte Kraftmessung für die Probe AT, links: zero-field-cooling, rechts: field-cooling

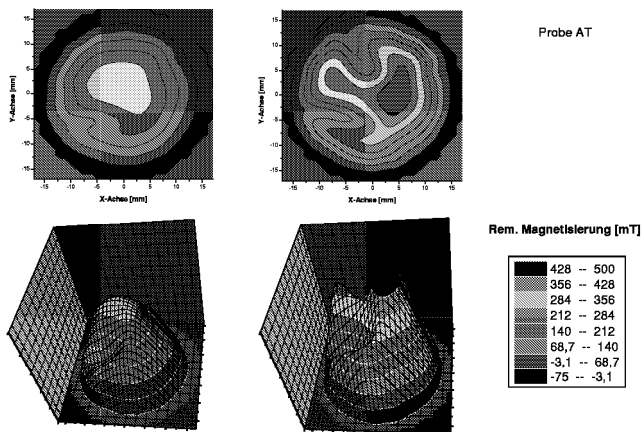


Abbildung 4.8: Flussdichteverteilung der Probe AT für unterschiedliche Magnetisierungsmethoden, links: Magnetisierung mit einem Permanentmagneten, rechts: Pulsomagnetisierung, 1,9T, 30ms Pulsdauer

auf den Supraleiter wirkende Kraft ausgehend von Gleichung 4.4 wie folgt darstellen.

$$F_z = m_z \cdot \frac{\delta B}{\delta z} \cdot V \quad (4.13)$$

Hierbei stellt m das magnetische Moment des Supraleiters und $\delta B/\delta z$ den Feldgradienten, verursacht durch das Bewegen des Permanentmagneten, dar. Anzumerken ist dabei, dass sich das magnetische Moment aus der Magnetisierung M pro Volumen zu $m = M \cdot V$ berechnet. Für die Charakterisierung ist es von entscheidender Bedeutung, dass der Feldgradient aufgrund des immer gleichen Magneten konstant ist, und somit aufgrund des magnetischen Momentes des Supraleiters m eine Aussage über die Qualität gemacht werden kann. Murakami et al. [10] bestätigten bereits kurze Zeit nach der Entdeckung der Hochtemperatursupraleiter durch eine Reihe von Experimenten folgende Beziehung zwischen der kritischen Stromdichte J_c und der Magnetisierung M .

$$M = A \cdot J_c \cdot r \quad (4.14)$$

Hierbei ist A ein konstanter Geometriefaktor der zu untersuchenden Supraleiterprobe und r der mittlere Radius der Stromschleife. Vorausgesetzt die zylindrische Probe hat über ihre Querschnittfläche eine konstante Stromdichte J so entspricht dieser Stromschleifenradius r gerade der Hälfte des geometrischen Radius R . Aus dieser Darstellung wird klar, dass die einfachen Kraftmessungen nach Abbildung 4.7 ein effizientes Mittel zur schnellen Charakterisierung der Supraleiter darstellen, wobei aber nur eindomänige Proben mit konstanter Stromdichte J_c auf der Querschnittfläche vergleichbar bleiben. Bei n -domänigen Proben kommt es zur Ausbildung von n Stromschleifen, sodass die Kraftmessungen dann eine stark verzerrte Qualitätsaussage liefern. Aus den Gleichungen 4.13 und 4.14 leitet sich ab, dass die Kraft für eindomänige Proben mit der dritten Potenz des Radius ansteigt: $F_z \propto r^3$. Hieraus wird die besondere Problematik der Probengröße deutlich. Gelingt die Herstellung von eindomänigen Proben, sind hohe Levitationskräfte erzielbar. In [76] und [77] wird über Werte von $F_{z,max} = 1700N$ berichtet.

Messung der Flussdichteverteilung, Flux-Mapping

Zur detaillierten Untersuchung der Probenqualität wird der eingefrorene Fluss einer Probe herangezogen. Mittels einer Hallsonde wird die Flussdichteverteilung in einem definierten Abstand $d_z = 1mm$ von der Oberfläche des Supraleiters gemessen und dargestellt. Die Aufmagnetisierung des Supraleiters kann hierbei entweder durch einen Permanentmagneten oder eine Pulsspule geschehen [26], wobei durchaus unterschiedliche Ergebnisse erzielt werden.

Der Feldgradient, verursacht durch das Entfernen des Permanentmagneten ausgehend

vom Einfrierabstand $d_z = 1\text{mm}$, induziert Ströme innerhalb des Supraleiters. Die in einem festdefinierten Abstand gemessene Magnetisierung m kann somit zur Analyse der Stromverteilung herangezogen werden. Für den einfachsten Fall einer konstanten Stromdichte über der Querschnittfläche ergibt sich somit eine direkte Proportionalität zwischen der kritischen Stromdichte J_c und der Magnetisierung. Mit dem von Bean vorgeschlagenen, makroskopischen Modell [32] [33] lässt sich dann direkt die kritische Stromdichte J_c berechnen (Anhang, siehe auch Abbildung 4.9):

$$J_c(z) = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{2 \cdot B_z(z, 0)}{(z + H) \cdot \text{Arsinh}\left(\frac{R}{z+H}\right) - z \cdot \text{Arsinh}\left(\frac{R}{z}\right)} \quad (4.15)$$

Viel wichtiger als diese einfache Berechnung der Stromdichte sind aber die Aussagen bezüglich der Homogenität des Feldprofils, woraus sich auf ein zufriedenstellendes Wachstum beim Schmelztexturprozess schließen lässt. Insbesondere Risse im äußeren Bereich der rundenförmigen Proben, wie sie in der Literatur häufig beschrieben werden, sind einfach zu erkennen (siehe Abbildung 4.8, linker unterer Bereich). Aufgrund der dynamischen Aufmagnetisierung können Schwachstellen, die erst bei größeren Feldstärken für die HTS-Probe von Bedeutung sind, effektiv aufgezeigt werden. Zum Vergleich der unterschiedlichen Methoden sind in Abbildung 4.8 die Ergebnisse der Probe AT dargestellt. Deutlich sichtbar ist der starke Unterschied zwischen quasistationärer und gepulster Aufmagnetisierung der Probe zu erkennen. Während beide Methoden den Riss im linken unteren Bereich der Probe deutlich detektieren, gilt dies für die Schwachstelle im oberen, linken Bereich nur für die Pulsmagnetisierung mit einem höheren maximalen Feld ($B = 1,9\text{T}$). Die hier entwickelten Verfahren sind weltweit anerkannte Möglichkeiten zur Charakterisierung der Eigenschaften von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ -Hochtemperatursupraleitern, welche nach dem Schmelztexturprozess hergestellt werden. Derzeit wird in weltweiter Zusammenarbeit eine IEC-Norm zur Charakterisierung von Supraleitern ausgearbeitet [189].

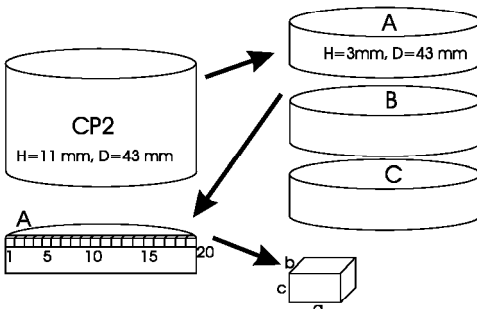


Abbildung 4.9: Schematische Darstellung zur Zerlegung der supraleitenden Probe CP2

Detailuntersuchungen an der Probe CP2

Ausgehend von den beschriebenen Standardcharakterisierungsmöglichkeiten werden nachfolgend detaillierte Untersuchungen an einer supraleitende Probe (CP2), die wie in Abb. 4.9 dargestellt zerlegt wurde, vorgestellt. Hierzu wurden folgende Messungen bzw. Methoden angewandt:

- Kraftmessungen und Flux-Mapping an der kompletten Probe
- Kraftmessungen und Flux-Mapping an den Scheiben A, B und C der Probe CP2
- SQUID-Magnetisierungsmessungen an Teilen der oberen Scheibe A
- Magnetooptische Untersuchungen an Teilen der oberen Scheibe A

Vor dem Beginn der Bearbeitung der Probe wurde mittels einem Permanentmagneten ($D = 43\text{ mm}$, $h = 40\text{ mm}$, $B_{max} = 0,543\text{ T}$) eine Standardcharakterisierung der Probe durchgeführt (Abb.4.10, a). Sowohl Kraftmessungen (ca. 70 % vom Rekordwert $F_{max} = 212\text{ N}$ für eine vergleichbare Probe), als auch das Flux-Mapping 4.10 zeigen deutlich, dass die Probe höchstens durchschnittliche Qualität besitzt, wobei aufgrund des annähernd kegelförmigen Verlaufs der magnetischen Flussdichte ein zunächst einkornartiges Wachstum festgestellt wird.

Ausgehend vom Flux-Mapping lassen sich an der untersuchten Probe verschiedene Probleme des Texturprozesses darstellen. Im linken Bereich der Probe kommt es zu verminderten Magnetisierungswerten, da sich dort während des Wachstums ein Sekundärkorn anderer Orientierung gebildet hat. Am unteren und oberen Rand der Probe existieren mehrere kleine Risse und das Feldbild wird deutlich geprägt durch einen großen Riss am rechten Rand der Probe.

In einem ersten Bearbeitungsschritt wurde die Scheibe C (Abbildung 4.9) von der Probe mittels einer Diamantdrahtsäge abgetrennt und danach sowohl die Scheibe C als auch die restliche Probe, nachfolgend mit Scheibe AB bezeichnet, wiederum untersucht. Im Vergleich zur Gesamtprobe reduziert sich die maximale Kraft der Scheibe AB für beide Messmethoden nur geringfügig (ZFC:135, 5 N/150, 7 N, FC: 60, 8 N/62, 9 N). Hierbei ist insbesondere das Ergebnis für den FC-Fall für die Auslegung von supraleitenden Magnetlagern von Interesse, da sich hieraus die maximale Höhe des Supraleiters bestimmen lässt und man somit einen wichtigen Hinweis zur HTS-Volumenreduzierung erhält. Für den ZFC-Fall verändert sich das Verhalten dahingehend, dass ab einem bestimmten Abstand $d_z = 5\text{ mm}$ die Kraft nur noch linear anwächst. Dies lässt sich

mit einem reduzierten Abschirmvermögen der Probe erklären, das Feld des Permanentmagneten kann im Vergleich zur Gesamtprobe leichter in die Scheibe AB eindringen. Das Feldprofil der Scheibe AB ist nahezu identisch mit dem der Gesamtprobe (Abb. 4.10, b), woraus man ableiten kann, dass die oben beschriebenen Aspekte zum Texturprozess in erster Linie bereits im oberen Teil der Probe vorhanden sind. Nachfolgend

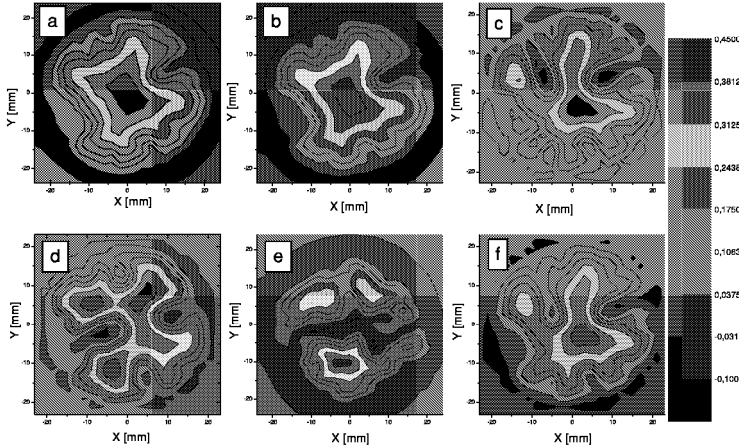


Abbildung 4.10: Standardcharakterisierung mittels Flussdichteverteilungen bei PM- und Puls magnetisierung des Supraleiters

wurde die Scheibe AB wiederum zerteilt, sodass aus der ursprünglichen Probe CP2 ($H = 11\text{mm}$) drei Proben gleicher Höhe $H = 3\text{mm}$ entstanden sind. Mittels der Standardmessungen lassen sich nun die Eigenschaften jeder einzelnen Scheibe analysieren und daraus detaillierte Rückschlüsse zur Probenqualität gewinnen. Das bereits für die Scheibe AB gemessene lineare Verhalten für kleine Abstände wird noch ausgeprägter. Hierbei existieren sowohl bezüglich der Steifigkeit ($\delta F/\delta z$), als auch dem Abstand d_z , ab dem diese Linearität auftaucht, Unterschiede für alle drei Proben. Die Steifigkeiten c_z betragen für Scheibe A 3N/mm , für Scheibe B $1,9\text{N/mm}$ und für Scheibe C $0,55\text{N/mm}$. Während die maximale Kraft $F_{z,max}$ für die Scheiben A und B nur relativ gering abweichen ($F_{z,max,A} = 61,2\text{N}$; $F_{z,max,B} = 49,1\text{N}$), ist ein deutlicher Abfall bei der untersten Scheibe feststellbar ($F_{z,max,C} = 16,4\text{N}$). Für die einzelnen Scheiben nähern sich die Messungen für den FC- und ZFC- Fall extrem an, was nichts anderes bedeutet, als dass der magnetische Fluss des Permanentmagneten die Proben vollstän-

dig durchsetzt (Abb. 4.10, c-e) und somit die Kraftwirkungen in erster Linie durch die Pinning-Kräfte verursacht werden. Diese Tendenz wird sehr deutlich bei der untersten Scheibe, die Kraft-Abstandkurven liegen nahezu übereinander.

Kernaussagen

Mit den durchgeführten Kraft- und Flussdichtemessungen lassen sich hiermit folgende Kernaussagen bezüglich der Probencharakterisierung machen:

- In allen Scheiben der Probe CP 2 sind deutliche Lufteinschlüsse und Risse vorhanden (Abb. 4.10)
- Das Gesamtverhalten der Probe wird durch die oberen 2/3 der Probe bestimmt
- Insbesondere die Verbesserung des Wachstums in Richtung der kristallografischen Achse lässt eine erhebliche Qualitätssteigerung erwarten

Ausgehend von der Erkenntnis, dass bereits im oberen Teil der Probe kein homogenes Wachstum vorhanden ist (Abbildung 4.10) wurden zwanzig ca. 1mm^2 große Würfel aus der oberen Scheibe A separiert und mittels einem $QMPMS_2$ - SQUID Magnetometer näher charakterisiert. Zunächst wurde die kritische Temperatur T_c des Supraleiters bestimmt. Hierbei werden die annähernd würfelförmigen Proben ohne äußeres Feld abgekühlt und danach mit einem Feld $B = 2,5T$ aufmagnetisiert. Zur Analyse wird die Probe dann kontinuierlich aufgewärmt, wobei beim Erreichen der Sprungtemperatur T_c es zu einer Veränderung der magnetischen Suszeptibilität χ_m kommt, d.h. das magnetische Verhalten verändert sich vom diamagnetischen zum paramagnetischen. Die daraus resultierende Induktivitätsänderung dient hierbei als Messsignal. Definitionsgemäß wird diejenige Temperatur als Sprungtemperatur angegeben, bei der die Suszeptibilitätsveränderung gerade 50% beträgt. Für die supraleitende Modellsubstanz $YBa_2Cu_3O_x$ ist der funktionale Zusammenhang zwischen der Sauerstoffkonzentration und der Sprungtemperatur wohl bekannt [11]. Hierbei wird, abhängig von der jeweiligen Messmethode, für einen Sauerstoffgehalt von ca. 6,92 ein Maximum in der Sprungtemperatur ($T_{c,max} = 91,4K$) erreicht. Im rechten Teil der Abbildung 4.12 sind die Ergebnisse für 5 der 20 separierten Proben dargestellt. Es zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit zwischen der Probenposition und der gemessenen Sprungtemperatur T_c , wobei insbesondere der Sauerstofftransport während der Beladungsprozedur dies beeinflusst. Im Inneren der Probe ist der Sauerstoffgehalt etwas geringer, d.h. die Sprungtemperatur ist tiefer, während eine höhere Beladungskonzentration im äußeren Bereich der Probe die Sprungtemperatur dort dann erhöht (Proben 1, 5, 15, 20). In Erwei-

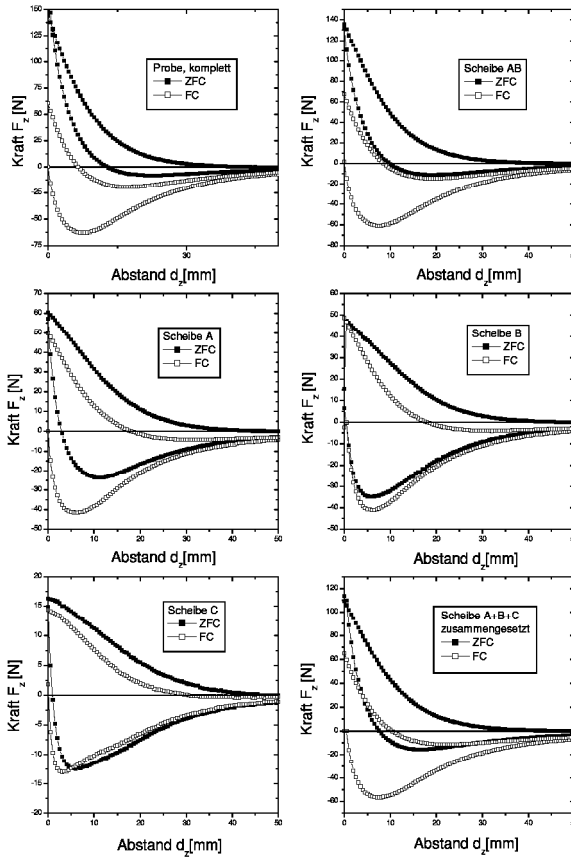


Abbildung 4.11: Standardcharakterisierung der Probe CP2 mittels Kraftmessungen nach der zero-field-cooling-(ZFC)-Methode und der field-cooling-(FC)-Methode

terungen des Beanschen Modells wird die kritische Stromdichte J_c als abhängig vom Magnetfeld berücksichtigt, u. a. [34], [35]. Daraus ergibt sich für quaderförmige Proben mit Kantenlängen a, b und c (Bedingung: $a > b$) folgende Formel zur Berechnung der kritischen Stromdichte in Abhängigkeit der Magnetisierung:

$$J_c(H) = \frac{60 \cdot a \cdot \Delta M}{b \cdot (3a - b) \cdot V} \quad (4.16)$$

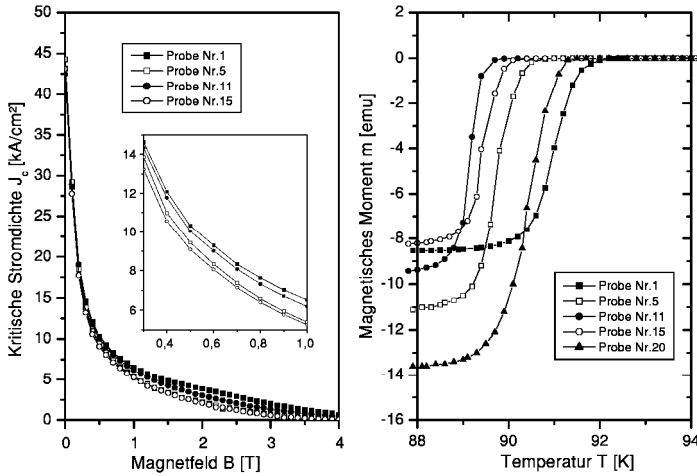


Abbildung 4.12: Kritische Stromdichte J_c (links) und Sprungtemperaturen T_c (rechts) würfelförmiger Proben, welche aus der oberen Scheibe A der Probe CP2 herausgetrennt wurden

Dabei stellt $J_c(H)$ die kritische Stromdichte in A/cm^2 bei einem Feld H , ΔM die Breite der Hysteresekurve in emu und V das Volumen der untersuchten Probe in cm^3 dar. Vorausgesetzt wird hierbei, dass die separierte Probe homogen und isotrop ist, und das untere kritische Feld H_{c1} verschwindend klein ist. Entmagnetisierungseffekte sind ebenfalls in diesem Modell nicht enthalten. In Abbildung 4.12 sind die Ergebnisse für die gleichen Proben dargestellt, wobei sich nur relativ geringe Unterschiede ergeben ($J_c = 43 - 45 kA/cm^2$ im Eigenfeld). Für die Anwendung in supraleitenden Magnetlagern ist die kritische Stromdichte J_c des Supraleiters bei einem Permanentmagnetfeld $B = 0,5 T$ von entscheidender Bedeutung. Die hier untersuchte Probe liefert danach kritische Stromdichten im Bereich von $J_c = 9, 2 - 10, 2 kA/cm^2$. Diese Werte liegen deutlich über denen, die man aus einem Flux-Mapping der Gesamtprobe nach Gleichung 4.15 für den kegligen Feldverlauf über der Probe CP2 berechnet. Hauptgrund dafür ist das bereits beschriebene inhomogene Wachstum der Probe.

Magnetooptische Untersuchungen

Während mit den bisher vorgestellten Methoden nur globale kritische Stromdichten

J_c , die immer einen Mittelwert darstellen, bestimmt wurden, ist es möglich, mittels hochauflösender magnetooptischer Aufnahmen lokale kritische Stromdichten (J_c) zu bestimmen. Hierbei wird die kritische Stromdichte J_c ausgehend von Flussdichteverteilung ($B_z = f(x, y)$) durch die Inversion des Biot-Savart Gesetzes berechnet. Diese Inversion stellt ein nichttriviales Problem dar, da ausgehend vom Ampere'schen Gesetz $\mu_0 J = \text{rot } B$ die Stromdichte J durch die Gradienten $\delta B_x / \delta z$ und $\delta B_y / \delta z$ bestimmt wird. Eine Lösung dieses Problems findet man aber, falls die z -Abhängigkeit der Stromdichte in der a - b -Ebene vernachlässigt wird. Dadurch wird es möglich mit Hilfe magnetooptischer Untersuchungen, die die z -Komponente des Feldes analysiert, die Stromdichte J_c in der Ebene a - b zu bestimmen. Für die Messungen ist es notwendig

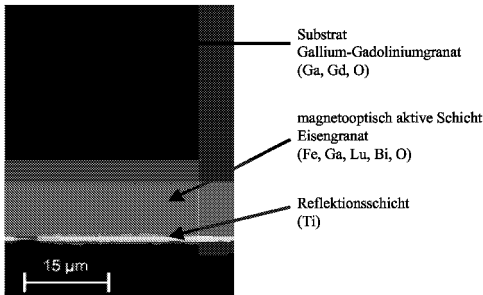


Abbildung 4.13: Schichtaufbau zur magnetooptischen Untersuchungsmethode

auf die zu untersuchende Probe zunächst eine hauchdünne Reflexionsschicht aus Titan ($d = 400\text{nm}$) aufzutragen und dann die sogenannte magnetooptische Schicht (MOL, engl.:magneto-optical layer). Abbildung 4.13 zeigt den Schichtaufbau zur magnetooptischen Untersuchung von dünnen supraleitenden Volumenproben, wobei nur ein kleiner Anteil der tatsächlichen Probendicke ($850\mu\text{m}$) dargestellt ist. Die magnetooptisch aktive Eisengranat-Schicht (ferromagnetisch), die sich durch eine einfache Handhabbarkeit auszeichnet, wird hierbei auf ein Substrat aus Gallium-Gadoliniumgranat abgeschieden. Detaillierte Darstellungen zu magnetooptischen Untersuchungsmechanismen und den daraus abgeleiteten Berechnungsmethoden für die Stromdichte J findet man unter anderem in [186]. Abbildung 4.14 zeigt die Flussdichteverteilung und die berechneten lokalen Stromdichten J_c durch die gekennzeichneten Querschnitte entlang einer beliebigen gewählten x - und y -Achse. Die bei einer Temperatur $T = 77\text{K}$ und einem externen B -Feld $B_{ex} = 56\text{mT}$ bestimmten Werte liegen in guter Übereinstimmung mit den Werten der SQUID-Analyse, nahe dem Eigenfeld ergeben sich demnach Stromdichten $J = 40\text{--}60\text{kA/cm}^2$. Deutlich sichtbar ist das faserförmige Eindringen des magnetischen Flusses entlang von Materialschwachstellen, wie kleine Risse. Bei der hier verwendeten Untersuchungsmethode sollte aber auch betont werden, dass besonderen Wert auf die

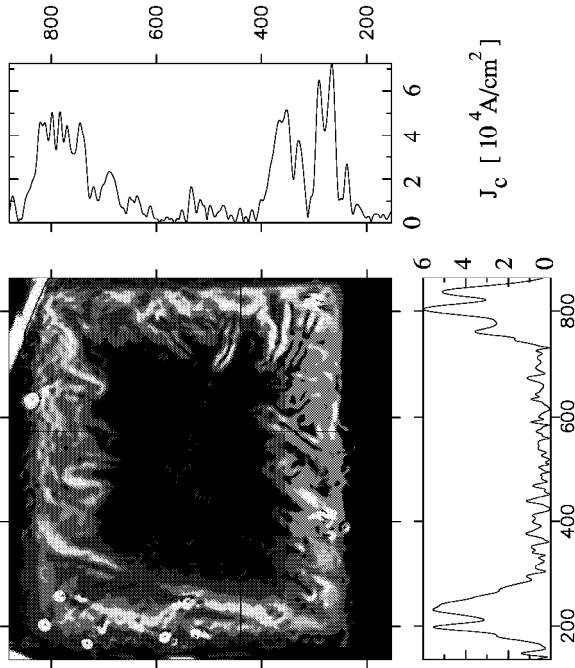


Abbildung 4.14: Magnetooptische Aufnahme der Probe 5

Verarbeitung (Schleifen und Polieren) der Proben gelegt wird, da dies die Ergebnisse in nicht zu vernachlässigendem Masse beeinflusst [187].

Die in diesem Kapitel durchgeführten Charakterisierungsmethoden sind die Basis für weitere Untersuchungen der Wechselwirkung zwischen einem oder mehreren Permanentmagneten und einem Supraleiter, wobei im folgenden Kapitel Studien zur optimalen Anordnung der Permanentmagnete vorgestellt werden. In Tabelle 4.1 sind die verwendeten Charakterisierungsmethoden nochmals zusammenfassend dargestellt.

4.2.3 Statische Untersuchungen

Zur Optimierung supraleitender Magnetlager, welche aus bestimmten Konfigurationen von Permanentmagneten und Massiv-Hochtemperatursupraleitern bestehen, ist nach der gründlichen Charakterisierung der HTS-Volumenmaterialien in erster Linie die Anordnung der Permanentmagnete zu untersuchen. Hierbei ist besonderes Augenmerk auf

Charakterisierungsmethode	Proben- volumina	Orts- auflösung	Mess- größe	J_c [kA/cm ²]
Kraftmessung (ZFC),(FC)	Fläche: cm ² Dicke: cm	Probe	Kraft F [N] 148 N, -42 N	x
Flussdichte- verteilung	Fläche: unbegrenzt Dicke: cm	mm (horizontal) Probe (vertikal)	Flussdichte $B > 0, 1 T$	4
Flux-Mapping SQUID	mm^3	Probe	im Abstand d_z Magnetisierung M [emu]	45
Magnetooptik	Fläche: unbegrenzt Dicke: < 1 mm	μm (horizontal)	Flussdichte $B < 0, 1 T$ im Abstand d_z	40 – 60

Tabelle 4.1: Zusammenfassende Darstellung der Charakterisierungsmethoden

die Magnetisierungsrichtung, die Anzahl der Pole und flussführenden Elementen zu legen. Die Anordnung der Permanentmagnete wird dabei in nicht unerheblichem Maße durch die beschränkte Herstellungsgröße der supraleitenden Materialien beeinflusst. Unter Beachtung einer akzeptablen Ausschusswahrscheinlichkeit (<20 %) sind derzeit eindomänige Proben mit einem maximalen Durchmesser von 50 mm herstellbar und verfügbar.

4.2.3.1 Grundlagenuntersuchungen zur Wechselwirkung verschiedener PM-HTS-Anordnungen

Die grundlegenden Wechselwirkungen unterschiedlicher PM-HTS-Anordnungen wurden an den Anordnungen nach Abbildung 4.15 untersucht, wobei jeweils die gleiche HTS-Probe verwandt wurde. Aus Kraftmessungen ($F_x = f(\Delta x)$ und $F_z = f(\Delta z)$) wurden die zur jeweiligen Bewegungsrichtung gehörenden quasistatischen Steifigkeiten ($\delta f / \delta x, \delta f / \delta z$) berechnet. Die Standardcharakterisierung ZFC, FC und Flux-Mapping der HTS-Probe vor (1) bzw. nach (2) den verschiedenen Messzyklen liefert folgende Kennwerte nach Tabelle 4.2.

Obwohl die Probe zu Beginn der Messungen mit handelsüblichem Paraffinwachs gegen entstehendes Kondenswasser nach dem Aufwärmen aus dem Stickstoffbad geschützt wurde, zeigen die Messergebnisse nach Tabelle 4.2 eine doch deutliche Degradation der verwendeten Probe. Diese Tatsache beeinflusst in nicht unerheblichem Maße die nach-

Messung	$F_{max}[N], ZFC$	$F_{max}[N], FC$	$B_{max}[mT]$
1	130	55	441
2	122	53	418

Tabelle 4.2: Standardcharakterisierung der Probe B1 vor (1) und (2) nach der Messung

folgend vorgestellten Ergebnisse, sodass zur genaueren Bewertung auch die Reihenfolge der durchgeführten Messungen nach Abbildung 4.15 berücksichtigt werden muss. Die

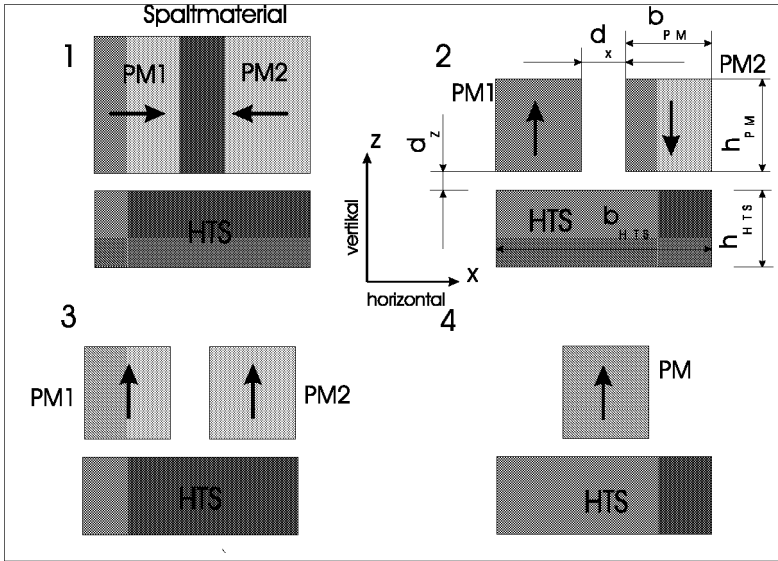


Abbildung 4.15: Verschiedene Permanentmagnet-Konfigurationen (1-4) zur Untersuchung der horizontalen und vertikalen Steifigkeiten

geometrischen Abmaße der unterschiedlichen Konfigurationen sind in Tabelle 4.3 zusammenfassend dargestellt. Der Einfrierabstand zwischen HTS und PM wird hierbei mit d_z und der Abstand zwischen den beiden Permanentmagneten mit d_x bezeichnet.

Konfiguration	HTS			PM		
	b [mm]	l [mm]	h [mm]	b [mm]	l [mm]	h [mm]
1	44	34	11	20	34	60
2-4	44	34	11	23	34	20

Tabelle 4.3: Abmaße von Hochtemperatursupraleitern (HTS) und Permanentmagneten (PM) für die unterschiedlichen Konfigurationen

Konfiguration 1

Zur Untersuchung der Konfiguration 1 wurde der magnetische Fluss zweier entgegengesetzt magnetisierter Permanentmagnete ($a=60$ mm, $b=34$ mm, $c=20$ mm) über Materialien stark unterschiedlicher magnetischer Eigenschaften Stahl ST37 und Aluminium gebündelt und in der HTS-Probe eingefroren. Abbildung 4.16 zeigt zunächst den Einfluss der Spaltweite d_x auf den Verlauf der magnetischen Flussdichte B_z der PM-Anordnung im Abstand $d_x = 1$ mm, wobei auf der Ordinate der Nullpunkt die linke Kante von PM2 (Abb. 4.3) kennzeichnet. Durch die Anwendung von ferromagnetischem Material kann die maximale Flussdichte B_{max} für kleine Spaltweiten $d_x < 8$ mm deutlich gesteigert werden, wobei der Sättigungswert $B_{Sat} = 1,22$ T des einfach zu verarbeitenden Stahls ST37 ein weiteres Ansteigen der maximalen Flussdichte für kleine Spaltweiten $d_x < 3$ mm verhindert.

Zur Analyse des quasistationären Verhaltens werden aus Kraftmessungen jeweils die horizontalen und vertikalen Steifigkeiten (c_x und c_z) der unterschiedlichen Anordnungen berechnet. Bei horizontalen Auslenkungen $\Delta x \leq 1$ mm ergeben sich ohne Ausnahme lineare Zusammenhänge zwischen der rückstellenden Kraft F_x und der dazugehörigen Wegstrecke Δx . Somit lässt sich sehr einfach die horizontale Steifigkeit c_x bestimmen:

$$c_x = \frac{\Delta F_x}{\Delta x} = F_x(\Delta x = 1\text{ mm}) - F_x(\Delta x = 0\text{ mm}) \quad \text{in N/mm} \quad (4.17)$$

Im Gegensatz dazu ergeben sich bereits für kleine vertikale Auslenkungen ($\Delta z < 1$ mm) stark nichtlineare Kraft-Abstands-Funktionen, sodass zur Berechnung der vertikalen Steifigkeit c_z die Kraftänderung bei der kleinstmöglichen Auslenkung $\Delta z = 0,1$ mm herangezogen wird:

$$c_z = \frac{\Delta F_z}{\Delta z} = 10 \cdot (F_z(\Delta z = 0,1\text{ mm}) - F_z(\Delta z = 0\text{ mm})) \quad \text{in N/mm} \quad (4.18)$$

Für die gewählte Anordnung ergeben sich in Abhängigkeit des Spaltmaterials Unterschiede bezüglich der maximal erzielten Steifigkeit. Durch die Verwendung von Stahl

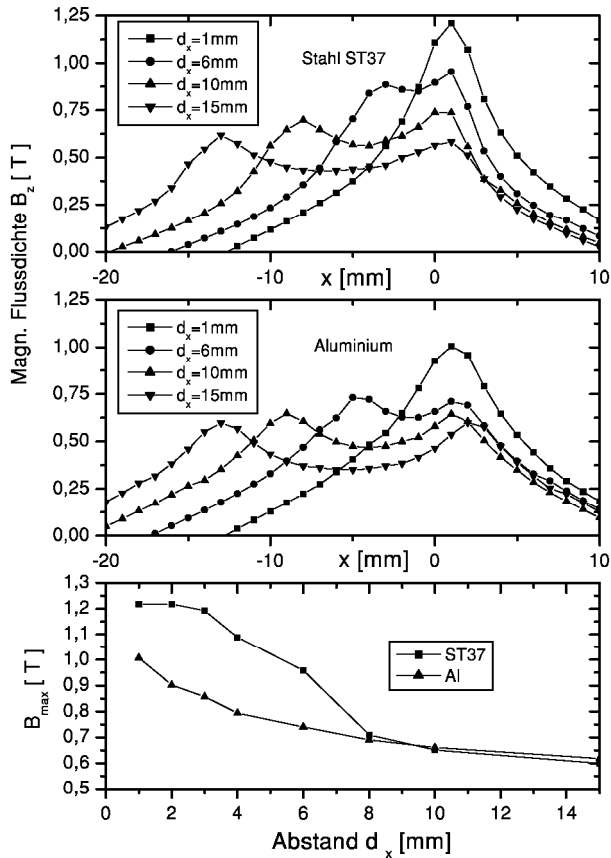


Abbildung 4.16: Verlauf der magnetischen Flussdichte im Zentrum der Permanentmagnet-Anordnung für die verwendeten Materialien und die Gegenüberstellung des Maximalwertes als Funktion der Spaltweite d_x

ergibt sich eine maximale horizontale Steifigkeit von $c_x = 23,3\text{N/mm}$, was einer prozentualen Steigung von ca. 14% gegenüber Aluminium entspricht. Der funktionale Zusammenhang zwischen der horizontalen Steifigkeit und dem Abstand zwischen Permanentmagnet-Anordnung und Hochtemperatursupraleiter, ist durch das Sätti-

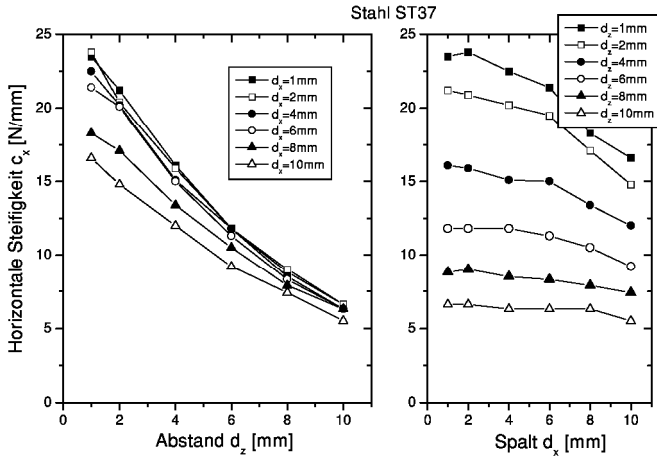


Abbildung 4.17: Horizontale Steifigkeit der Konfiguration 1 als Funktion des Einfrierabstandes d_z für unterschiedliche Spaltweiten d_x , Spaltmaterial: Stahl ST37

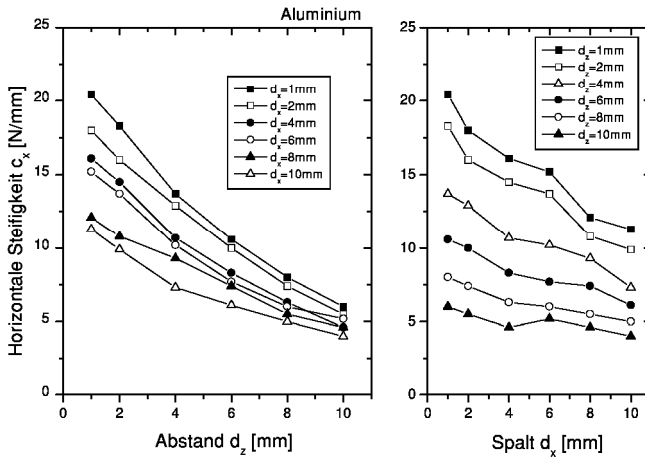


Abbildung 4.18: Horizontale Steifigkeit der Konfiguration 1 als Funktion des Einfrierabstandes d_z für unterschiedliche Spaltweiten d_x , Spaltmaterial: Aluminium

gungsverhalten des Stahls geprägt. Die Abbildungen 4.17 und 4.18 zeigen dies deutlich. Während die horizontale Steifigkeit c_x für Aluminium insbesondere für geringe Abstände ($d_z = 1\text{ mm}$ bzw. 2 mm) und kleine Spaltweiten ($d_x < 6\text{ mm}$) zunimmt, kommt es bei Verwendung von Stahl zu einer Sättigung der horizontalen Steifigkeit bei Verringerung des Spaltes d_x zwischen den beiden Permanentmagneten.

Für die vertikale Steifigkeit c_z ergibt sich für beide Spaltmaterialien eine weitaus stärkere Abhängigkeit der Steifigkeit bei Veränderung des Abstandes d_z , was insbesondere durch den Messmodus beeinflusst wird. Aufgrund der Tatsache, dass alle Messungen nach dem Einfrieren bei minimalem Abstand $d_{z,min} = 1\text{ mm}$ durchgeführt werden, gibt es eine Beeinflussung aller Messungen, bei denen der Abstand $d_z > 1\text{ mm}$ ist. Die Verwendung von Stahl als Spaltmaterial führt hierbei zu einer prozentualen Erhöhung des Maximalwertes ($F_{max,ST37} = 45\text{ N}$, $F_{max,Al} = 32,5\text{ N}$) um ca. 40%. Auch bei der Messung der Rückstellkräfte senkrecht zur Oberfläche des Supraleiters ist der Einfluss der Sättigung zu bemerken. Während beim Stahl die Verringerung der Spaltweite $d_x \leq 1\text{ mm}$, und damit auch einer Verringerung des magnetisierten Volumens eine spürbare Reduktion bezüglich der vertikalen Steifigkeit c_z zur Folge hat (Abb. 4.19, $d_x = 1\text{ mm}$), ist dies durch den gleichzeitigen Anstieg der Flussdichte bei Aluminium erheblich deutlicher festzustellen. (Abbildung 4.20, $d_x = 1\text{ mm}$).

Konfiguration 2

In Abbildung 4.15 unter 2 ist die sogenannte Doppel-Dipol-Anordnung dargestellt, bei der zwei entgegengesetzt magnetisierte Permanentmagnete so angeordnet sind, dass die jeweilige Magnetisierungsrichtung parallel zur kristallografischen c-Achse des Hochtemperatursupraleiters verläuft. Abbildung 4.21 zeigt hierzu wiederum die horizontalen Steifigkeiten c_x für unterschiedliche Abstände d_z zwischen Permanentmagnet-Anordnung und Supraleiterprobe, wobei die Ergebnisse auch durch die Spaltweite d_x beeinflusst werden. Die hier gewählte Variante ergibt bezüglich der maximalen horizontalen Steifigkeit im Vergleich zur Konfiguration 1 (Abbildung 4.15) nahezu den gleichen Maximalwert ($k_{x,max} = 23,5\text{ N/mm}$). Während dort insbesondere beim Zwischenmaterial Aluminium ein nichtlinearer Zusammenhang zwischen der Steifigkeit und dem gewählten vertikalen Abstand d_z besteht, existiert bei der Doppel-Dipol-Anordnung für alle untersuchten Spaltweiten ($d_x = 0...8\text{ mm}$) eine nahezu lineare Funktionalität. Hierbei lässt sich aus den Messungen folgendes ableiten:

$$c_x = c_0 - C \cdot d_x \quad \text{mit } C = 1,66 \dots 2,05 \quad (4.19)$$

C ist hierbei abhängig von der gewählten Spaltweite d_x , wobei eine Reduktion auch eine stärkere Abhängigkeit der horizontalen Steifigkeit c_x bedingt. Dies ist deutlich sichtbar

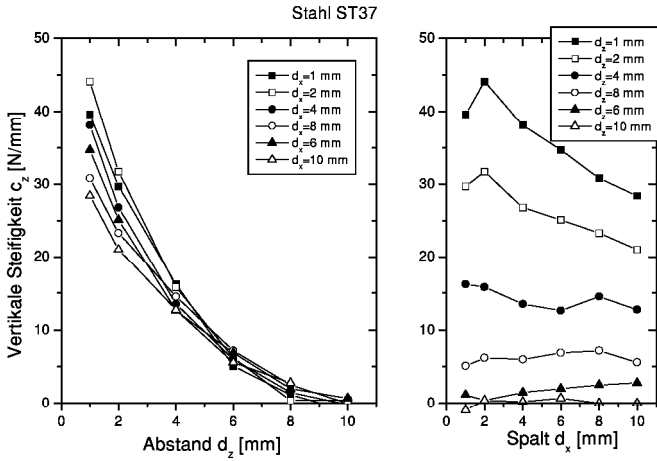


Abbildung 4.19: Vertikale Steifigkeit c_z der Konfiguration 1 als Funktion des Einfrierabstandes d_z für unterschiedliche Spaltweiten d_x , Spaltmaterial: Stahl ST37

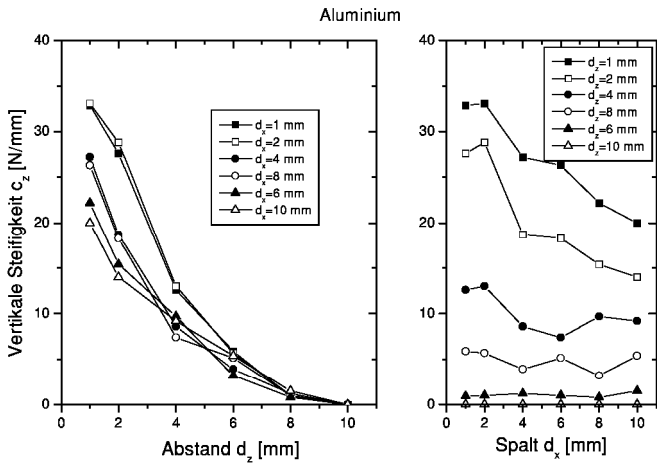


Abbildung 4.20: Vertikale Steifigkeit c_z der Konfiguration 1 als Funktion des Einfrierabstandes d_z für unterschiedliche Spaltweiten d_x , Zwischenmaterial im Spalt d_x : Aluminium

im rechten Teil der Abbildung 4.21. Desweiteren ist von Interesse, dass insbesondere für kleine Abstände $d_z = 1\text{mm}$ und $d_z = 2\text{mm}$ das Maximum für die Spaltweite $d_x = 2\text{mm}$ erzielt wird. Dies ist darin begründet, dass bei zu großem Spalt es zu einer geringeren magnetischen Kopplung zwischen den Permanentmagneten kommt. Damit verursacht der Feldgradient in Richtung der kristallografischen ab-Ebene kleinere Rückstellkräfte. In Abbildung 4.22 sind die Ergebnisse zur Untersuchung der vertikalen

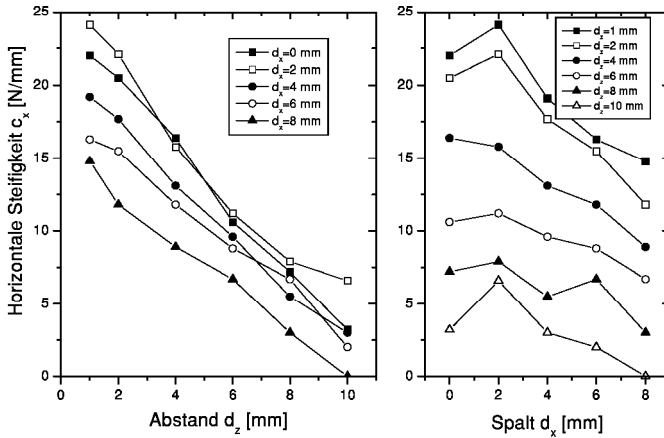


Abbildung 4.21: Horizontale Steifigkeit der Konfiguration 2 als Funktion des Einfrierabstandes d_z für unterschiedliche Spaltweiten d_x

Steifigkeit c_z dargestellt. Hierbei ist charakteristisch, dass im Vergleich zur Anordnung 1 (Abbildung 4.15) zum einen eine stärkere Abhängigkeit der vertikalen Steifigkeit vom Abstand d_z besteht und zum anderen der Maximalwert um 18 % (für $d_x = 2\text{mm}$ gleich $c_{z,max} = 36,5\text{N/mm}$) geringer ist. Quantitativ lässt sich dieses Verhalten wiederum ausgehend von Gleichung 4.4 mittels der Feldgradientenbetrachtung erklären. Konfiguration 1 bildet einen stärkeren Feldgradienten in z -Richtung aus, sodass es auch zu einer größeren Rückstellkraft kommt. Für die Optimierung der Anordnung ergibt sich auch bezüglich der vertikalen Steifigkeit der Maxiamlwert $F_{z,max}$ für einen Spalt $d_x = 2\text{mm}$.

Konfiguration 3

Bei der Doppel-Anordnung (Abbildung 4.15, Nr. 3) zur Untersuchung der prinzipiellen Wechselwirkung zwischen einer Permanentmagnet-Anordnung und einer Supraleiter-

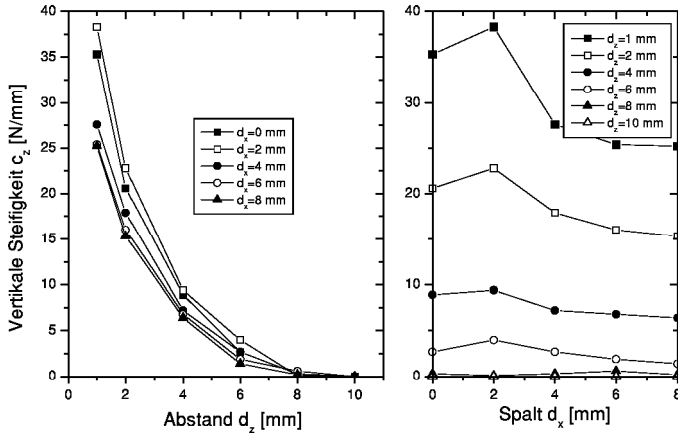


Abbildung 4.22: Vertikale Steifigkeit für die Konfiguration 2 als Funktion des Einfrierabstandes d_z für unterschiedliche Spaltweiten d_x

probe wurden die Magnetisierungsrichtungen der beiden Permanentmagnete parallel zur kristallografischen c -Achse ausgerichtet. Bei den gewählten geometrischen Abmaßen (Tabelle 4.3) ergibt sich für eine Spaltweite von $d_x = 0 \text{ mm}$ ein resultierendes Feld, welches identisch dem eines einzelnen Permanentmagneten ist. Bei einer horizontalen Auslenkung bewegt sich somit der Supraleiter nahezu in einem konstanten Magnetfeld, sodass in Bewegungsrichtung nur kleine Rückstellkräfte entstehen. Durch sukzessive Vergrößerung des Spaltes kommt es im Bereich zwischen den Permanentmagneten zur Ausbildung von Magnetfeldwirbeln, die letztlich verantwortlich für den Anstieg der Rückstellkräfte sind. Abbildung 4.23 zeigt die horizontale Steifigkeit c_x für die unterschiedlichen Spaltweiten d_x , wobei ein linearer Anstieg festzustellen ist.

Ein Vergleich gegenüber den Konfigurationen 1 und 2 bezüglich der maximal erzielten Werte $c_{x,max}$ zeigt aber ebenfalls sehr deutlich, dass die Anwendung der Doppel-Dipol-Anordnung bzw. der Flusskonzentration-Anordnung zu einer Steigerung der horizontalen Steifigkeit c_x führt. Die Analyse der vertikalen Messungen zeigt eine starke Übereinstimmung mit den Field-Cooled(FC)-Messungen der Standardcharakterisierung, da bei der gewählten Anordnung beim Entfernen des PM's ebenfalls in erster Linie ein Feldgradient senkrecht zur Supraleitoberfläche entsteht. Auch in vertikaler Richtung gilt hierbei, dass die Maximalwerte der beiden zunächst untersuchten Anordnungen

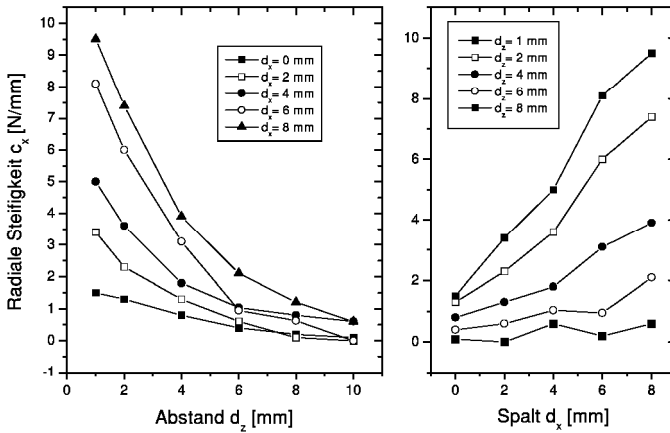


Abbildung 4.23: Horizontale Steifigkeit für die Konfiguration 3 als Funktion des Einfrirabstandes d_z für unterschiedliche Spaltweiten d_x

deutlich größer sind. Die Steigerung beträgt hierbei über 100 %.

Konfiguration 4

Abschließend wurde zur Vollständigkeit die einfachste Anordnung (Nr. 4), bestehend aus einem Permanentmagneten, bezüglich der horizontalen und vertikalen Rückstellkräfte untersucht. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.25 dargestellt. Für die horizontale Auslenkung ergeben sich Rückstellkräfte im Bereich der Anordnung 3, wobei ein linearer Anstieg durch Reduktion des Abstandes d_z erreicht wird. In Abbildung 4.26 sind die Messergebnisse für die 4 untersuchten Konfigurationen zusammenfassend dargestellt, wobei auf der Ordinate die Konfiguration mit der jeweiligen Bewegungsrichtung in Klammern dargestellt ist.

Kernaussagen

Aus den hier vorgestellten grundlegenden Untersuchungen zur Wechselwirkung zwischen einer Permanentmagnet-Anordnung und einem Supraleiter lassen sich basierend auf der Gegenüberstellung der horizontalen und vertikalen Steifigkeiten (Abb. 4.26) folgende Kernaussagen treffen:

- Für die gewählte Temperatur ($T = 77K$) ergeben sich annähernd gleiche Werte

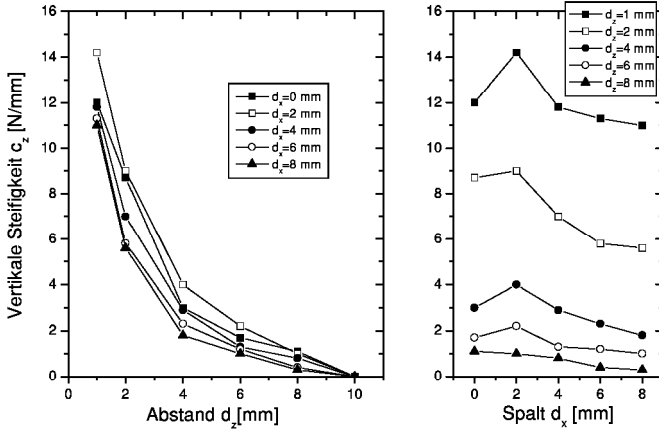


Abbildung 4.24: Vertikale Steifigkeit für die Konfiguration 3 als Funktion des Einfrierabstandes d_z (Abbildung 4.15) für unterschiedliche Spaltweiten d_x

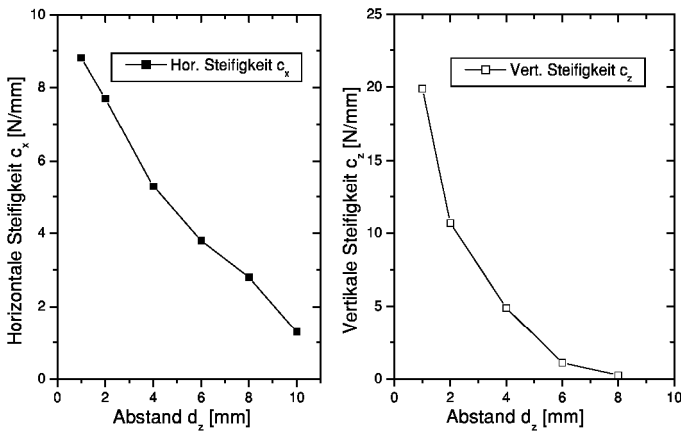


Abbildung 4.25: Horizontale und vertikale Steifigkeit für die Konfiguration 4 als Funktion des Einfrierabstandes d_z für unterschiedliche Abstände d_z

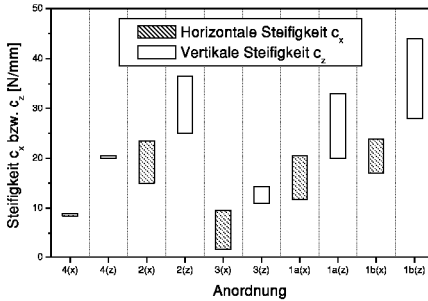


Abbildung 4.26: Ergebnisse zur prinzipiellen Untersuchung der Wechselwirkung zwischen PM-Anordnung und HTS

für die Flusskonzentrationsanordnung (Nr.1) und die Doppel-Dipol-Anordnung (Nr.2) bezüglich der horizontalen Steifigkeiten c_x

- Der Maximalwert der Steifigkeit in vertikaler Richtung liegt für die Anordnung mit Flusskonzentration um 20% über dem der Doppel-Dipol-Anordnung
- Als wichtigste Einflussgröße ergibt sich für alle untersuchten Anordnungen hierbei der Abstand d_z zwischen PM und HTS, wobei die größten Steifigkeiten c_x bzw. c_z beim kleinsten Luftspalt $d_z = 1\text{ mm}$ erzielt werden
- Unter der Vorgabe eines möglichst großflächigen Supraleiters ergibt sich durch die Berücksichtigung der geometrischen Abmaße der Permanentmagnete und den Spaltweiten d_x ein weiteres Optimierungskriterium
- Die Steifigkeit c_z in vertikaler Richtung ist für alle Anordnungen nahezu doppelt so groß wie in horizontaler Richtung

4.2.3.2 Vertikale supraleitende Magnetlager

Die im vorangegangenen Kapitel durchgeführten Voruntersuchungen führten zur Weiterentwicklung und Herstellung unterschiedlicher supraleitender Magnetlageranordnungen, die nachfolgend vorgestellt werden. Hierbei werden ausschließlich vertikal magnetisierte Permanentmagnetringe (NdFeB), wie in Abbildung 4.27 dargestellt, verwandt. Unterschiedliche Verarbeitungsmethoden (Drahtsägen oder Schleifen) ermöglichen die kontinuierliche Anordnung der zunächst rundenförmigen Volumenmaterialien als Kreisringsegmente. Der supraleitende Ring wird dabei durch die Anordnung von acht dieser Kreisringsegmente gebildet (Abb. 4.27, rechts). In Tabelle 4.4 sind die dazugehörigen geometrischen Abmaße und die wichtigsten Ergebnisse zusammenfassend aufgelistet.

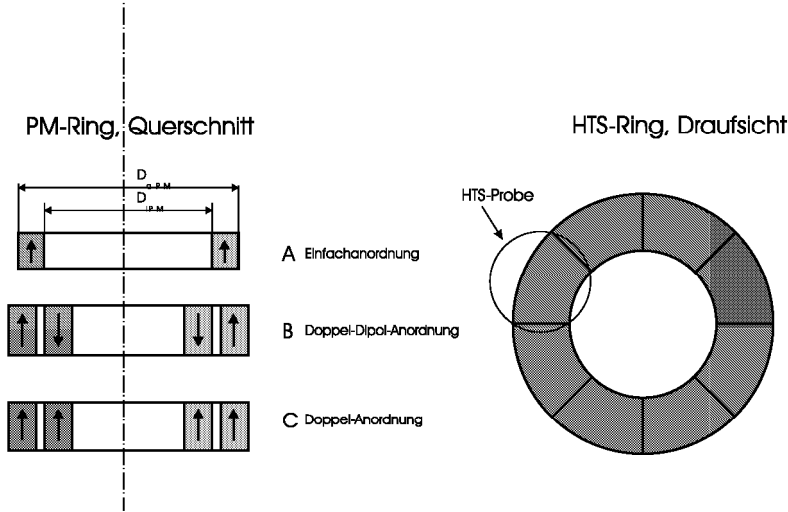


Abbildung 4.27: Rotationsymmetrische Anordnungen; links: Querschnitt der PM-Anordnungen, rechts: Draufsicht der HTS-Anordnung

Anordnung	A	B	C
$D_{iPM}[mm]$	60	45/77.5	45/77.5
$D_{aPM}[mm]$	90	67.5/100	67.5/100
$D_{iHTS}[mm]$	45	45	45
$D_{aHTS}[mm]$	104	104	104
$h_{PM}[mm]$	15	20	20
$h_{HTS}[mm]$	13	13	13
$m_{PM}[g]$	397	768	768
$m_{HTS}[g]$	517	517	517
$d_{z,min}[mm]$	1	1	1

Tabelle 4.4: Geometrischen AbmaÙe verschiedener konzentrischer Magnetlageranordnungen

Vertikale ZFC- und FC-Messungen

Zur Bestimmung der Eigenschaften vertikaler supraleitender Magnetlager werden wiederum die Standardmessungen ZFC und FC durchgeföhrt. Abbildung 4.28 zeigt die

Ergebnisse der ZFC-Messung für die beschriebenen Anordnungen. Um das prinzipielle Verhalten bei der ZFC-Methode zu erklären, ist es nützlich, sich der Ladungsspiegelungsmethode zu bedienen: Ein magnetischer Dipol, in diesem Fall eine der 3 Magnetanordnungen, im Abstand d_z von der Oberfläche des Supraleiters induziert ein völlig identisches, aber entgegengesetztes Dipolmoment, in der gleichen Entfernung unterhalb der Oberfläche. Das System Supraleiter-Permanentmagnet-Anordnung verhält sich im ZFC-Fall in erster Näherung wie eine Anordnung aus zwei Permanentmagneten. Dieses Modell stellt die exakte Beschreibung für die Wechselwirkung zwischen einem Typ-I-Supraleiter und einem Permanentmagneten für Felder unterhalb der kritischen Flussdichte B_{c1} dar, wohingegen bei harten Typ-II-Supraleitern die Beschreibung aufgrund der ausgeprägten Pinning-Eigenschaften wesentlich komplexer wird. Trotz dieser Einschränkungen ist das perfekt diamagnetische Modell sehr zur Untersuchung unterschiedlicher Magnetanordnungen geeignet. Die Anwendung des Ladungsspiegelmodells mit einem konstanten Dipolmoment m senkrecht zu einer ideal diamagnetischen Ebene ergibt folgendes Kraft-Weg-Gesetz [108].

$$F_z = \frac{3\mu_0 m^2}{32\pi d_z^4} \quad (4.20)$$

Die Kraft-Weg-Messungen für den ZFC-Fall (Abbildung 4.28) zeigen für alle untersuchten Anordnungen den prinzipiell gleichen Verlauf: Für große Abstände d_z fließen auf Grund des geringen Feldgradienten bei großen Abständen noch keine Abschirmströme, die zu einer Kraftwirkung beitragen könnten. Die Kraft ist bis zu einem Abstand von 20 mm nahezu Null. Für kleine Abstände ergibt sich eine starke Magnetisierung auf Grund des Feldgradienten, welche proportional der kritischen Stromdichte J_c des Supraleiters ist. Bis hin zum minimalen Abstand $d_{z,min} = 1\text{mm}$ ergibt sich funktional der Zusammenhang nach Gleichung 4.20, wobei die Spiegelladungsebene nicht auf der Oberfläche des Supraleiters fixiert ist.

Bei Umkehr der Bewegungsrichtung zeigt sich eine deutliche Hysterese im Kraftverlauf, da im Umkehrpunkt $d_{z,min}$ der magnetische Fluss des Permanentmagneten bereits stark eingedrungen ist und beim Entfernen nun an den stark ausgeprägten Pinning-Zentren festgehalten wird. Die Fläche stellt ein Maß für die Ummagnetisierungsverluste dar, sie ist umso kleiner, je größer die kritische Stromdichte J_c des Supraleiters ist. Eine große kritische Stromdichte J_c verhindert hierbei das Eindringen des äußeren magnetischen Feldes und reduziert somit auch die Ummagnetisierungsverluste bei der ZFC-Methode, die aus der Kraftdifferenz ΔF_z sich einfach berechnen lassen. Auch für den FC-Fall ergeben sich für alle untersuchten konzentrischen Anordnungen keinerlei prinzipiellen Unterschiede bezüglich des Kraft-Wege-Verlaufs beim Entfernen bzw. Annähern der

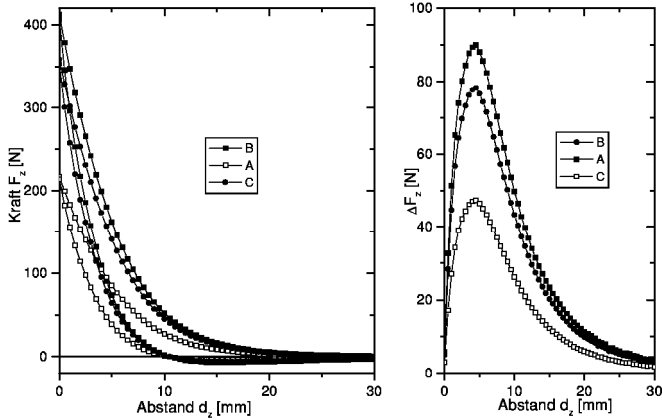


Abbildung 4.28: Vergleich der ZFC-Messungen für die drei untersuchten Anordnungen nach Abbildung 4.27

Permanetmagnetanordnungen an den supraleitenden Ring. Beim Entfernen wirkt aufgrund der Pinning-Kräfte eine anziehende Kraft auf die Permanentmagnet-Anordnung, welche nach Erreichen des Maximalwertes wegen des größerwerdenden Abstandes stark abnimmt. Beim erneuten Annähern wirkt weiterhin eine anziehende Kraft, wobei wiederum eine starke Hysterese im Magnetisierungsprozess festzustellen ist. Nach Unterschreiten eines kritischen Abstandes $d_{z,kr}$ kehrt sich die Wechselwirkung aufgrund der anwachsenden Abschirmströme um. Es kommt zu einer deutlichen Abstoßungskraft, welche vergleichbar ist mit der maximal erzielbaren anziehenden Kraft beim Entfernen der Permanentmagnet-Anordnung. Die Messungen zeigen, dass Magnetanordnung B, bestehend aus zwei vertikal magnetisierten NdFeB-Permanentmagnetringen entgegengesetzter Polarität, im Vergleich zur Anordnung A eine nahezu doppelt so große maximale Kraft beim hier gewählten minimalen Abstand zwischen Supraleiter und den Magneten besitzt.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass alle drei untersuchten Anordnungen in der Lage sind, die Gewichtskraft des Schwungradrotors ($F_G = 101\text{ N}$) mit einer akzeptablen Reserve bereitzustellen. Auf die Berechnung einer flächenbezogenen Kraft bzw. bezogen auf die Permanentmagnetmasse soll an dieser Stelle verzichtet werden, da die Eigenschaften in horizontaler und vertikaler Richtung durch die Flussgradienten

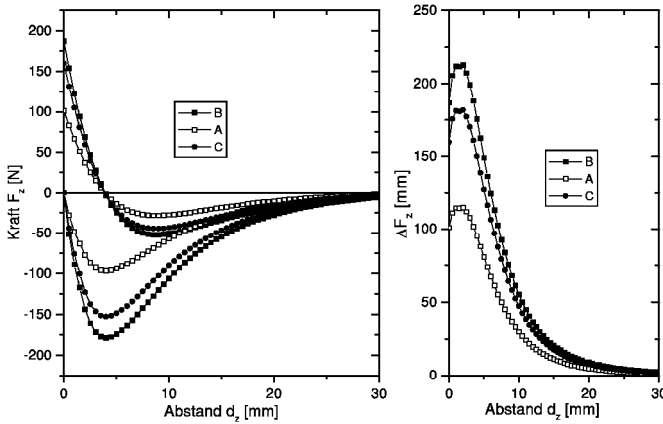


Abbildung 4.29: Vergleich der FC-Messungen für die drei unterschiedlichen Anordnungen nach Abbildung 4.27

bestimmt wird, und somit eine Verbesserung nicht zwingend vom eingesetzten Permanentmagnetvolumen abhängig ist. Die Ergebnisse aus dem vorhergehenden Kapitel zeigen vielmehr, dass zum Beispiel für die Einfachanordnung ein Vergrößern der Dimension in horizontaler Richtung eine Reduktion der horizontalen Steifigkeit zur Folge hat.

Horizontale Messungen

Die Untersuchung der horizontalen Rückstellkräfte bei vertikaler, konzentrischer Anordnung der supraleitenden Magnetlager ist aus folgenden Gründen von besonderer Bedeutung: Zum einen stellt die Stabilisierung von rotierenden Körpern in allen drei Raumrichtungen die herausragende Eigenschaft dieser Lagertechnologie dar, zum anderen ergeben sich aus dem Schwungradbetrieb besondere Anforderungen bezüglich der horizontalen Steifigkeit [12]. Untersucht wurden wiederum die im Kapitel beschriebenen Anordnungen A, B, C. Ausgehend von kleinen Auslenkungen ($\Delta x = 1\text{ mm}$) aus der Einfrierposition wurde hierbei die rückstellende Kraft gegen die Fahrtrichtung gemessen und hieraus die statische Steifigkeit $c = \Delta F / \Delta x$ bestimmt. Abbildung 4.30 zeigt die horizontale Steifigkeit der Lageranordnungen als Funktion des Einfrierabstandes d_z zwischen Supraleiterring und Permanentmagnet-Anordnung. Die Untersuchungen zeigen, wie schon die Messungen der vertikalen Kräfte, dass die Anwendung der Dop-

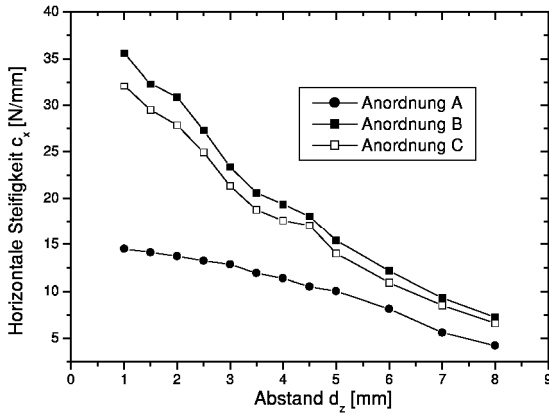


Abbildung 4.30: Horizontale Steifigkeit der drei Anordnungen A, B und C

pelanordnungen (gleiche (C) und unterschiedliche (B) Polariät) absolut eine Steigerung der horizontalen Rückstellkräfte bewirkt.

4.2.3.3 Doppel-Dipol-Anordnung bei Anwendung unterschiedlicher HTS-Ringe

Basierend auf den Untersuchungen in Kapitel 4.2.3.2 wurde die Doppel-Dipol-Anordnung und davon abgeleitet die Big-Mac-Anordnung, welche in Kapitel 4.2.4 näher vorgestellt wird, für den Einsatz im Schwungradsystem ausgewählt. Ausgehend von Einzelcharakterisierungen der Proben nach Kapitel 4.2.2.2 wurden drei unterschiedliche Ringe mit jeweils acht Volumenproben aufgebaut und durch horizontale und vertikale Kraftmessungen miteinander verglichen. Der vierte zum Einsatz kommende Ring wurde nach einer Multi-Seed-Methode hergestellt, d.h. er besteht aus einem Stück. Hierbei wurden auf den zu einem Stück gepressten $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ -Ring acht Seeds gleichmäßig am Umfang verteilt.

ZFC-Messungen der Einzelproben

Die Standardcharakterisierung der Proben nach der ZFC-Methode zeigt deutlich die positive Entwicklung bei der Herstellung der supraleitenden Einzelproben. Während

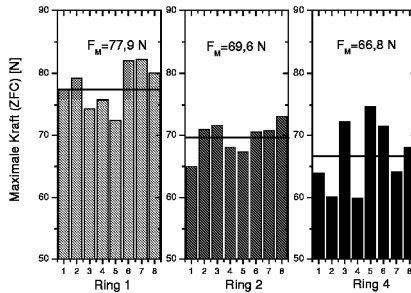


Abbildung 4.31: Standardcharakterisierung der zum Aufbau der supraleitenden Magnetlagern verwendeten Einzelproben

Ring 4 aus Proben mit einem Mittelwert von $F_M = 66,8 \text{ N}$ zusammengesetzt wurde, führte die kontinuierliche Qualitätssteigerung dazu, dass beim Aufbau von Ring 1 ein Wert von $F_M = 77,9 \text{ N}$ erzielt wird. Insbesondere die verbesserte Reproduzierbarkeit verringert dabei die Abweichung einer jeden Einzelprobe vom Mittelwert. Im Hinblick auf den Einsatz in einem magnetischen Lager wird somit die Kraftwirkung auf den rotierenden Teil vergleichmäßigt, was sich positiv auf das dynamische Verhalten des Rotors auswirken dürfte.

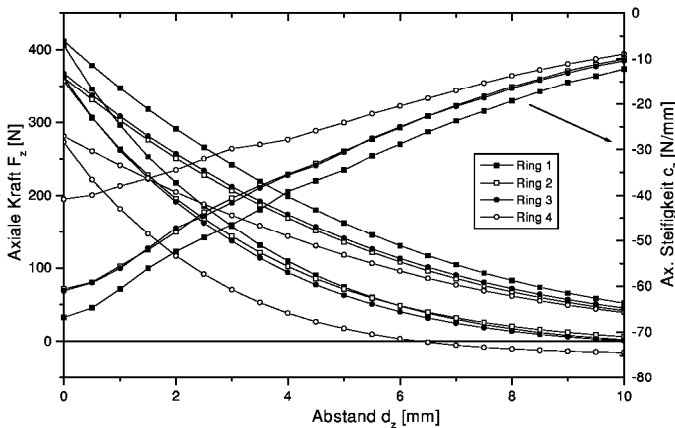


Abbildung 4.32: Vergleich der 4 supraleitenden Ringe mittels ZFC-Messungen

Vertikale ZFC- und FC-Messungen

Die Kraft-Abstands-Kurven bei den ZFC-Messungen (Abbildung 4.32) zeigen aufgrund des stark hysteretischen Verhaltens, dass die acht Einzelproben nicht in der Lage sind den magnetischen Fluss der beiden vertikal magnetisierten Permanentmagnete abzuschirmen. Ring 4, welcher aus Einzelproben geringerer Qualität zusammengesetzt ist, erzielt nur eine maximal abstoßende Kraft $F_{z,max} = 280N$, d. h. nur 68% von Ring 1. Bezogen auf die Ergebnisse von Ring 1 ergibt sich dadurch eine noch stärkere Schwächung als beim Vergleich der Einzelproben, was insbesondere aber durch die Alterung zu erklären sein dürfte.

Die Ergebnisse zur Untersuchung von Ring 3 zeigen zum einen, dass mittels eines Multi-Seed-Verfahrens großflächige supraleitende Scheiben herzustellen sind, und zum anderen, dass die Steigerungen bezüglich der rückstellenden Gesamtkräfte nur gering (Ring 2) oder gar nicht (Ring 1) festzustellen sind. Der Vorteil einer einfachen Herstellung sollte hierbei aber nicht unterschätzt werden. Von entscheidender Bedeutung

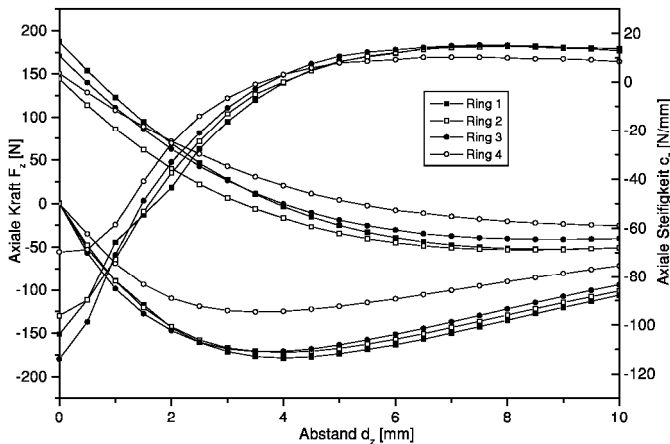


Abbildung 4.33: Vergleich der 4 verwendeten supraleitenden Ringe mittels FC-Messungen

für die Anwendung als supraleitendes Magnetlager ist die Analyse im FC-Fall, da hier lagerrelevante Rückstellkräfte gemessen werden. Es zeigt sich hier, dass Ring 3 bei kleinen Auslenkungen größere Werte liefert als Ring 1. Während die Steifigkeit der Ringe 1-3 für kleine Auslenkungen ($\Delta z < 0,5mm$) ca. $100N/mm$ betragen, erreicht Ring 4

lediglich $70N/mm$. Mit der Annahme einer linearen Steifigkeit lässt sich aus der Positionsveränderung eines Rotors mit der Gewichtskraft $F_G = 100N$ nach dem Einfrieren und der mechanischen Entlastung abschätzen:

$$\Delta z \leq c_{z,ges}(z = 0,5mm) \frac{F_G}{} \leq 0,28mm \quad (4.21)$$

Hierbei wird für Auslenkungen $\Delta z \leq 0,5mm$ davon ausgegangen, dass die vertikale Steifigkeit c_z mindestens den Wert bei einer Auslenkung von $\Delta z = 0,5mm$ besitzt. Desweiteren wird vereinfachend davon ausgegangen, dass Abstandvergrößerungen bzw. -verkleinerungen zu einer gleichgroßen Steifigkeit führen, was nur annähernd stimmt.

Zur detaillierten Untersuchung der Rückstellkräfte als Funktion der Einkühlabstände wurde die vertikale Kraft bei unterschiedlichen Einfrierabständen für Ring 1 untersucht. Ausgehend von den jeweiligen Einfrierabständen d_z wurde dabei sowohl eine abstandverkleinernde bzw. -vergrößernde Auslenkung $\Delta d_z = 1,mm$ vorgenommen. Abbildung 4.34 zeigt zum einen (links) die vertikale Rückstellkraft F_z für die untersuchten Einfrierabstände $d_{z0} = 1 - 5 mm$ und zum anderen die maximale Steifigkeit $c_{z,max}$ (rechts), welche aus der Anfangssteigung der Kurve berechnet wurde. Hierbei ergibt sich als wesentlicher Unterschied, dass eine Vergrößerung des Abstandes zu einer deutlichen Steigerung der Steifigkeit c_z bei kleinen Einfrierabständen führen, wohingegen dies für Abstände $d_z \geq 3 mm$ zu vernachlässigen ist. Dieses für die Doppel-Dipol-Anordnung charakteristische Verhalten wurde für die restlichen Anordnungen in stark abgeschwächter Form ebenfalls festgestellt. Die Analyse der vertikalen Rückstellkräfte zeigt, dass zur Levitation des Schwungradrotors ($m = 10,135 kg$) eine Reserve von mehr als 100 % existiert.

Horizontale Messungen

Hauptaugenmerk wurde in dieser Arbeit aber auf die Untersuchung der horizontalen Rückstellkräfte bei vertikalen supraleitenden Magnetlagern gelegt. Die Analyse der horizontalen Steifigkeit c_x der vier untersuchten Ringe sind in Abbildung 4.35 zusammenfassend dargestellt, wobei die Werte wiederum aus den linearen Kraft-Auslenkungskurven $F_x = f(\Delta x)$ berechnet wurden. Ausgehend von den für den Schwungradbetrieb relevanten Abstandsbereich ($d_z \leq 2mm$) ergibt sich für alle untersuchten Ringe eine Mindeststeifigkeit von $c_x \geq 27 N/mm$. Für den minimal gewählten Abstand $d_{z,min} = 1 mm$ beträgt die Summe der Steifigkeiten $c_{x,ges}$:

$$c_{x,ges} = \sum_{i=1}^{i=4} c_{x,i} = 139,5 N/mm \quad (4.22)$$

Auch hier bestätigt sich, dass die Wahl des Einfrierabstandes das entscheidende Optimierungskriterium darstellt. Die Vergrößerung des Abstandes auf $d_z = 3 mm$ reduziert

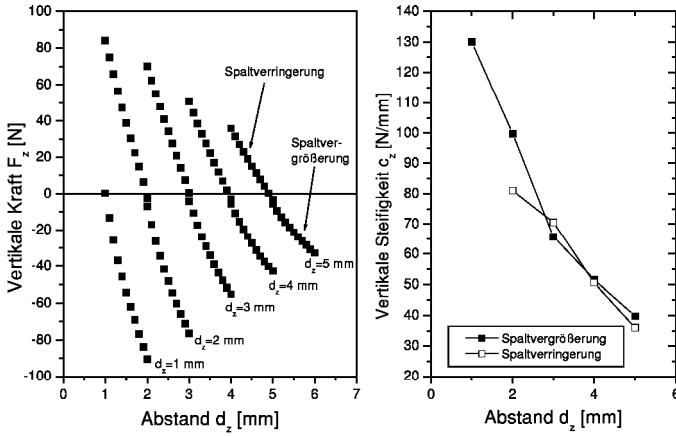


Abbildung 4.34: Vertikale Rückstellkräfte und die dazugehörige Steifigkeit für unterschiedliche Einfrierabstände d_z der Doppel-Dipol-Anordnung, Ring 1

die Gesamtsteifigkeit auf $c_x = 92 N$. Der funktionale Zusammenhang zwischen dem gewählten Einfrierabstand d_z und der erzielten Steifigkeit c_x kann hierbei durch ein Polynom dritter Ordnung angegeben werden. Diese FIT-Funktion ist in Abb. 4.35 exemplarisch für die Ergebnisse des HTS-Ringes 1 ergänzend eingezeichnet. Die dazugehörigen FIT-Parameter sind in der nachfolgenden Tabelle 4.5 aufgelistet. Der jeweilige Fehler ist in Klammern angegeben. Aus den Fit-Parametern wird deutlich, dass der

Ring-Nr.	k_0 [N/mm]	k_1 [N/mm ²]	k_2 [N/mm ³]	k_3 [N/mm ⁴]
1	41, 67(0, 97)	-4, 34(0, 86)	-0, 41(0, 22)	0, 053(0, 01)
2	43, 01(1, 62)	-7, 56(1, 45)	+0, 44(0, 36)	-0, 007(0, 027)
3	44, 50(0, 43)	-7, 62(0, 39)	+0, 83(0, 09)	-0, 028(0, 007)
4	39, 90(1, 28)	-7, 86(1, 15)	+0, 57(0, 29)	-0, 014(0, 022)

Tabelle 4.5: Fit-Daten zur Messung der horizontale Steifigkeit als Funktion des Einfrierabstandes d_z

lineare Anteil, bestimmt durch den Koeffizienten k_1 , die Charakteristik des supraleitenden Magnetlagers in entscheidendem Maße beeinflusst. Abschließend werden die

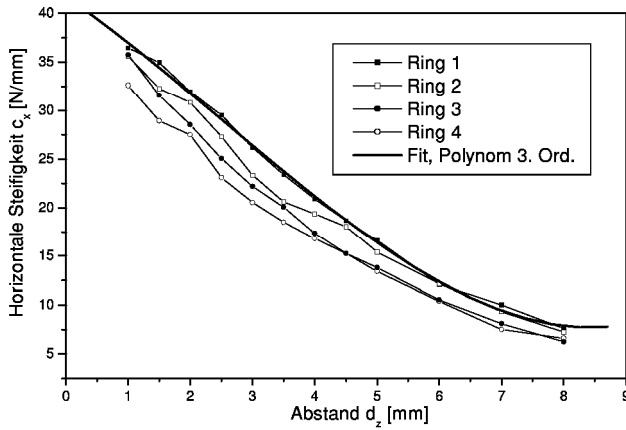


Abbildung 4.35: Horizontale Steifigkeit für unterschiedliche Einfrierabstände d_z , Doppel-Dipol-Anordnung, Ring 1-4

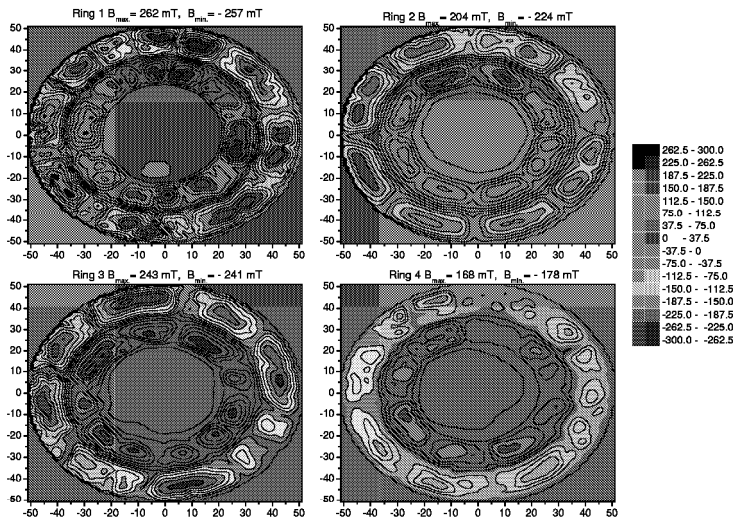


Abbildung 4.36: Flux-Mappings der HTS-Ringe 1-4

vier Ringe mittels der Messung der Flussdichteverteilung (Abb. 4.36) charakterisiert. Dabei ist zu bemerken, dass diese Feldprofile abhängig vom jeweiligen Ring eine Momentaufnahme der Proben nach etlichen Abkühlzyklen (50-200) darstellen. Sowohl für den segmentierten Ring, als auch für den aus einem Stück gefertigten HTS-Ring (Ring 3) ist die Segmentierung deutlich sichtbar. Die Flussdichteverteilung des Rings 1 (Abb. 4.36, links, oben), welcher die größten Rückstellkräfte sowohl in vertikaler als auch horizontaler Richtung bereitstellt, zeigt bereits deutliche Veränderungen gegenüber den Ergebnissen vor dem Einbau in das Schwungradsystem. In allen Kreisringsegmenten, die jeweils aus einer rundenförmigen HTS-Probe ($D_a = 43 \text{ mm}$) bestehen, sind Rissstrukturen zu erkennen. Dies dürfte vor allem darin begründet sein, dass es aufgrund der unterschiedlichen Temperaturkoeffizienten zwischen den eigentlichen HTS-Ringen und den diesen umgebenden Kupfermänteln zu thermischen Spannungen kommt, die zu einer mechanischen Zerstörung der Proben führen.

4.2.4 Dynamik supraleitender Magnetlager

4.2.4.1 Versuchsaufbau

Ausgehend von den statischen Untersuchungen in Kapitel 4.2.3 wurden dynamische Untersuchungen an einem supraleitenden Magnetlager durchgeführt. In der Literatur wurden bis zum Beginn der Arbeiten keinerlei Ergebnisse zu kompletten supraleitenden Magnetlagern vorgestellt, wohl aber einige Experimente zur dynamischen Levitation mit Hilfe frei schwebender Magnete kleiner Masse. Hierbei sind insbesondere die Arbeiten von Nemoshkalenko und Kordyuk [88], [89], [95], sowie Großer [36] zu nennen. Die freischwebenden Magnete ($m = 50 \mu\text{g} - 50 \text{ mg}$) wurden in allen Experimenten mittels Spulen zu Schwingungen über dem Supraleiter angeregt. Durch Anordnungen im Vakuum, wie in [36] ist es möglich, dissipative Verluste mit hoher Genauigkeit und gleichzeitiger Vermeidung von Störeinflüssen zu bestimmen.

Im vorliegenden Fall wurde mittels dem in Abbildung 4.37 dargestellten Messaufbau die Untersuchung der dynamischen Wechselwirkung zwischen Permanentmagneten und Supraleiter durchgeführt. Der bereits in Kapitel 4.2.3 beschriebene supraleitende Ring, bestehend aus acht Kreisringsegmenten, wird hierbei in einer Vakuumkammer ($p < 10^{-5} \text{ mbar}$) über eine Kupfer-Kaltplatte durch einen handelsüblichen GM-Kühler gekühlt. Der untersuchte Temperaturbereich liegt zwischen $T = 50 \text{ K}$ und $T = 86 \text{ K}$. Zur Vermeidung störender Vibrationen wird der Kaltkopf über flexible Kupferlitze mit der Kupfer-Kaltplatte verbunden. Zur zusätzlichen Steigerung der Messgenauig-

keit wurde der Kühler jeweils während der Messdauer ($t < 30$ s) abgeschaltet. Der

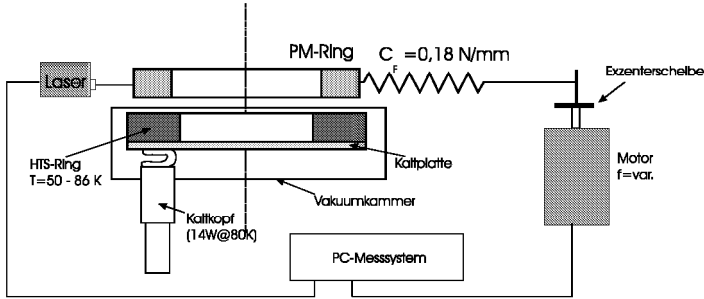


Abbildung 4.37: Schematische Darstellung des Messaufbaus zur Analyse der dynamischen Eigenschaften supraleitender Magnetlager

vertikal magnetisierte Permanentmagnetring ($D_a = 90 \text{ mm}$, $D_i = 60 \text{ mm}$, $h = 15 \text{ mm}$) mit einer maximalen magnetischen Flussdichte $B_{max} = 0,404 \text{ T}$ ist über eine Stahlfeder und einer langen, fast masselosen Stange mit einer exzentrischen Scheibe verbunden. Der supraleitende Ring wird im Abstand $d_z = 4,3 \text{ mm}$ eingekühlt. Die Exzentrerscheibe befindet sich auf der Welle eines frequenzgesteuerten Motors, sodass anregende Amplituden im Bereich zwischen $A = 2,5 \text{ mm}$ und $A = 50 \text{ mm}$ erzielt werden. Der Magnet kann somit mit erzwungenen sinusförmigen Schwingungen im Frequenzbereich bis $f = 50 \text{ Hz}$ und Kraftamplituden bis zu $F_{max} = 9 \text{ N}$ beaufschlagt werden.

Die Bewegung des Permanentmagneten kann hierbei durch folgende Gleichung beschrieben werden:

$$m\ddot{x} + F_D(x, \dot{x}) + F_R(x) = F_{Sin} \quad (4.23)$$

$$m\ddot{x} + \lambda(T, x) \dot{x} + (c_F + c(T, x)) x = c_F A \cos(\omega t) \quad (4.24)$$

m stellt hierbei die Masse des Permanentmagneten, F_{Sin} die anregende Kraft mit der Amplitude A und F_D bzw. F_R die Dämpfungs- und Rückstellkraft, die abhängig sind von der Temperatur T sowie der Auslenkung x und der dazugehörigen Geschwindigkeit \dot{x} .

Die Lösung der Differentialgleichung 4.23 ergibt für lineare Dämpfungskoeffizienten λ und Steifigkeiten c für das System nach Abbildung 4.37 die Abhängigkeit der Amplitude von der Frequenz zu:

$$|A(\omega)|^2 = \left(\frac{B c_F}{m} \cdot \frac{\lambda \omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \lambda^2 \omega^2} \right)^2 + \left(\frac{B c_F}{m} \cdot \frac{(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \lambda^2 \omega^2} \right)^2 \quad (4.25)$$

4.2.4.2 Dynamische Eigenschaften

Aufgrund von Nichtlinearitäten in der Bewegungsgleichung nach Gleichung 4.23 ergeben sich Frequenzverschiebungen in den Resonanzkurven, wie sie in Abbildung 4.38 deutlich ersichtlich sind. Die Höhe und Breite der Resonanzkurve ist kennzeichnend für die Dämpfungskraft $F_D(x, \dot{x})$. Allgemein ist der Dämpfungsfaktor γ definiert als Breite der Resonanzkurve für den Amplitudenwert $A(\omega) = A_{max}/\sqrt{(2)}$, der sogenannten Halbwertsbreite. Er ist proportional zum Dämpfungskoeffizienten λ ($\lambda = \gamma m$). Die gemessene Resonanzfrequenzabnahme mit zunehmender Amplitude lässt auf eine kleiner werdende Rückstellkraft schließen, was in der Abbildung deutlich ersichtlich ist. Während die Resonanzveränderung bei der Temperatur $T = 50 K$ für sehr kleine Amplituden praktisch nicht messbar ist ($< 1\%$), beträgt sie für die maximal gemessene Amplitude ($A_{max} = 3,6 mm$) etwas mehr als 1 Hz. Schon aus der Analyse der

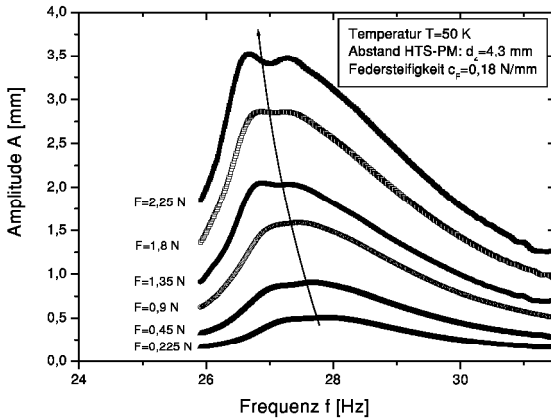


Abbildung 4.38: Resonanzkurve für unterschiedliche Kräfte bei $T = 50$

maximalen Amplitude der Resonanzkurven für unterschiedliche Temperaturen und anregende Kräfte lassen sich quantitative Aussagen über das dynamische Verhalten eines supraleitenden Magnetlagers machen.

Abbildung 4.40 zeigt die gemessene maximale Amplitude als Funktion der antreibenden Kraft für Temperaturen $T = 50\text{ K} - 86\text{ K}$. Mit abnehmender Temperatur nimmt die Amplitude bei gleichen anregenden Kräften stark zu. Die Steigerung für die maximal anregende Kraft $F_{max} = 2,25\text{ N}$ beträgt im untersuchten Temperaturbereich fast 170 %. Für die beiden tiefsten Temperaturen ($T = 50\text{ K}$ und $T = 60\text{ K}$) ergeben sich bis zu einer anregenden Kraft ($F = 1,5\text{ N}$) exakt die gleichen Amplituden, erst für größer werdende Kräfte zeigen sich Unterschiede. Prinzipiell steigen die Amplituden annähernd linear mit der anregenden Kraft, wobei die hier vorgestellten Ergebnisse für kleine Amplituden, und das speziell bei hoher Temperatur ($T = 86\text{ K}$), Untersuchungen zum nicht linearen Verhalten bei kleinen Amplituden [36] bestätigen. Für $T = 86\text{ K}$ kann der Verlauf der Kurve mit einer Quadratwurzelfunktion beschrieben werden. Aus diesen Ergebnissen lässt sich eine Kraftschwelle definieren, ab der die Amplituden linear ansteigen. Diese Kraftschwelle sinkt mit zunehmender Temperatur. Obwohl die Pinningkräfte mit fallender Temperatur T stark zunehmen, wächst die Schwingungsamplitude ebenfalls mit fallender Temperatur. Bei hohen Temperaturen sind die Flusslinien an den Haftzentren nur schwach angebunden, sodass sie sich leicht bewegen können. Die Mechanismen der Dissipation in HTS führen zu einer starken Dämpfung der Bewegung, und damit zu einer Begrenzung der Schwingungsamplitude A_{max} . Bei tieferen Temperaturen werden die Flusslinien an den Pinningzentren festgehalten, der Permanentmagnet kann sich aber trotz größerer Rückstellkräfte im Vergleich zu warmen Temperaturen mit einer größeren Schwingungsamplitude A_{max} bewegen. Dieser

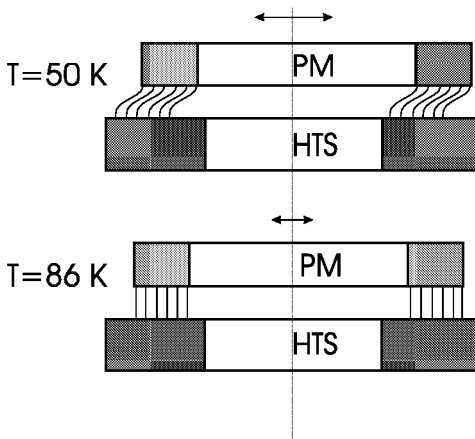


Abbildung 4.39: Schematische Darstellung zur Bewegung eines PM über einem HTS für unterschiedliche Temperaturen

Mechanismus ist in Abbildung 4.39 schematisch für die beiden Temperaturen $T = 50\text{ K}$

und $T = 86 \text{ K}$ dargestellt. Während bei der Temperatur $T = 86 \text{ K}$ die Flusslinien nahezu parallel verschoben werden, kommt es bei $T = 50 \text{ K}$ zu einem Verbiegen der Flusslinien, und damit zur Ausbildung einer größeren Schwingungsamplitude, während die parallel verschobenen Flusslinien bei $T = 86 \text{ K}$ in ihrer Bewegung stark gedämpft werden. In

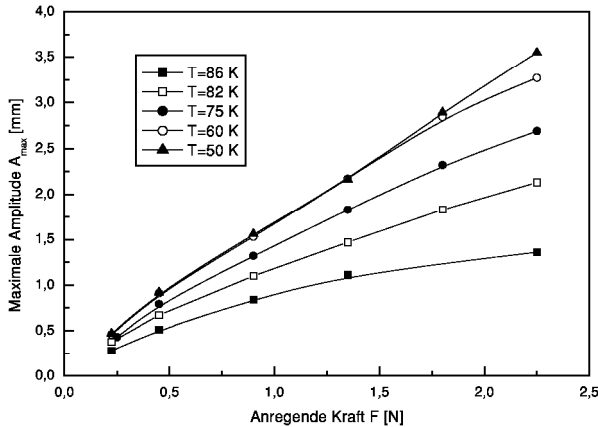


Abbildung 4.40: Resonanzamplitude für unterschiedliche anregende Kräfte im Temperaturbereich $T=50\text{K} - 86\text{K}$

Abbildung 4.40 ist die Abhängigkeit der Resonanzamplitude A_{max} bei der jeweiligen Resonanzfrequenz f_{RES} für den untersuchten Temperaturbereich $T = 50 - 86 \text{ K}$ dargestellt. Das Ansteigen der Resonanzamplituden A_{max} für kleiner werdende Resonanzfrequenzen f_{RES} bedingt ein gleichzeitiges Abnehmen der Rückstellkräfte bei steigenden Amplituden. Für gleiche anregende Kräfte wird die Resonanzfrequenz f_{RES} mit steigender Temperatur wesentlich kleiner. Dies bedeutet, dass auch die Rückstellkräfte kleiner werden. Die starke Abhängigkeit der Resonanzamplitude von der dazugehörigen Resonanzfrequenz zeigt deutlich den nichtlinearen Charakter des hier untersuchten supraleitenden Magnetlagers. Im Gegensatz zur Hook'schen Feder, bei der für jede beliebige Schwingungsamplitude die gleiche Resonanzfrequenz existiert, bedingt eine steigende Amplitude eine Reduktion der Resonanzfrequenz und damit auch eine Verringerung der Rückstellkräfte. Die Analyse der amplitudenabhängigen Verschiebung der Resonanzkurve wird nachfolgend für die Beschreibung der Rückstellkräfte in einem supraleitenden Magnetlager verwandt. Hierzu wird die Federkraft in eine Taylorreihe

entwickelt:

$$-\frac{F_R}{m} = \omega_0^2 x + \alpha x^2 + \beta x^3 \quad (4.26)$$

Der lineare Koeffizient ω_0^2 bestimmt die Anfangssteigung der Federcharakteristik. Der Term αx^2 macht die Feder unsymmetrisch bezüglich ihrer Ruhelage. Der Koeffizient β bestimmt, ob sie weicher oder härter als eine lineare Feder ist ($\beta < 0$ entspricht einem weichen Verhalten).

Angewandt auf die Bewegungsgleichung für die freie, ungedämpfte Schwingungen wurde von Landau und Lifschitz mit einer Reihe von Näherungen folgende Lösung für die relative Frequenzverschiebung angegeben:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \left(\frac{3\beta}{8\omega_0^2} - \frac{5\alpha^2}{12\omega_0^4} \right) a^2 \quad (4.27)$$

Für den hier vorliegenden Fall einer Abnahme der Rückstellkraft F_R mit steigender Amplitude A ergeben sich für den Koeffizienten β negative Wert. Ausgehend von den

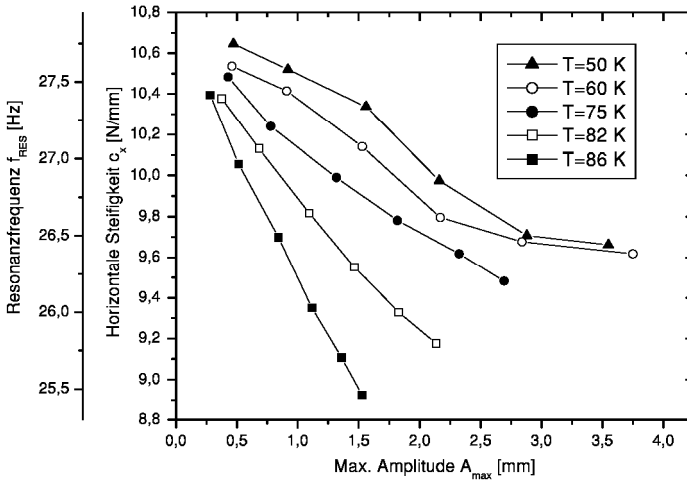


Abbildung 4.41: Resonanzamplitude A_{max} als Funktion der dazugehörigen Resonanzfrequenz f_{RES} im Temperaturbereich $T = 50 - 86 K$

Resonanzkurven lässt sich der Zusammenhang zwischen der Resonanzfrequenz f_{RES} bzw. der daraus berechneten horizontalen Steifigkeit c_x und der Resonanzamplitude

A_{max} darstellen. Für die hier vorliegenden dynamischen Vorgänge zeigt sich eine deutliche Abnahme der horizontalen Steifigkeit c_x für ansteigende Amplituden, wobei dieser Effekt durch die Zunahme der Temperatur begünstigt wird. Während die horizontale Steifigkeit c_x für tiefe Temperaturen mit zunehmender Amplitude einem Grenzwert entgegenstrebt, nimmt sie bei hohen Temperaturen nahezu linear ab. Ausgehend von den Modellvorstellungen nach Abbildung 4.39 bedeutet dies, dass bei tiefen Temperaturen die Feldlinienbewegung oberhalb des HTS mit einer steigender Kraft geschieht, während bei hohen Temperaturen die Bewegung der Flusslinien im HTS mit konstanter Kraft, d.h. sinkender Steifigkeit c_x erfolgt.

Ausgehend von den unterschiedlichen Resonanzkurven 4.38 lässt sich die Dämpfung als Halbwertsbreite der Kurven als Funktion der Temperatur bestimmen. Die Ergebnisse hierzu sind in Abbildung 4.42 dargestellt, wobei im linken Bereich die Abhängigkeit von der maximal anregenden Kraft (F_{max}) und im rechten der Einfluss der Betriebstemperatur aufgezeigt wird. Die Dämpfung des hier untersuchten supraleitenden Magnetlagers ist für kleine anregende Kräfte, und damit auch kleine Amplituden (Abb. 4.40), stark nichtlinear. Ab einer gewissen Kraftschwelle (F_S) steigt die Dämpfung γ nahezu linear an. Die Kraftschwelle sinkt wiederum mit zunehmender Temperatur. Die Dämpfung ist für den Temperaturbereich ($T < 60K$) bei gleicher anregender Kraft nahezu konstant, erst bei Betriebstemperaturen ($T > 75K$) zeigt sich eine starke Abhängigkeit. Die Dämpfung steigt exponentiell mit der Temperatur, sodass für die maximale Kraft eine Steigerung von 77 % und für die minimale Kraft eine Steigerung von 99 % im untersuchten Temperaturbereich vorliegt. Nachfolgend sollen die wichtigsten Mechanismen der Dissipation eines levitierenden Magneten über einem Hochtemperatursupraleiter quantitativ beschrieben werden. Die Dämpfung des sich zur Oberfläche parallel bewegenden Magneten, die dessen Auslenkung als Funktion der Amplitude der antreibenden Kraft bestimmt, wird durch die Bewegung der in den Supraleiter eingefrorenen Flusslinien bestimmt. Im vorliegenden Fall wird zunächst ein physikalisches Bild von der Flussliniendynamik aufgezeigt und dann anhand der sich veränderten Stromverteilung beim Oszillieren des Magneten die Dämpfungsmechanismen beschrieben.

Im Gleichgewicht sind Flusslinien in realen Supraleitern in Haftzentren [10] verankert. Die Wechselwirkung einer Flusslinie kann dadurch mittels einer Potentialfunktion $U(T, B, J)$ beschrieben werden, wobei sich die Flusslinie im Zentrum dieses Potentialminimums befindet. Durch die Existenz eines Wechselstromes, hier verursacht durch die Oszillation des Magneten, wirkt eine Lorentzkraft ($F_L = \vec{J} \times \vec{B}$) auf die Flusslinie. Aufgrund dieser Kraft kommt es zu Bewegungen der Flusslinien, die abhängig von der Größe der Ströme unterschiedliche Ausmaße annehmen können. Für kleine Werte wird

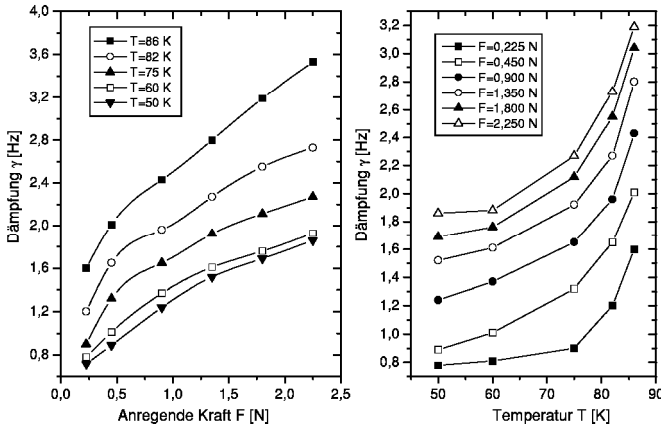


Abbildung 4.42: Dämpfung γ als Funktion der angreifenden Kraft F (links) bzw. der Temperatur T (rechts)

sich der Flussschlauch nur innerhalb der Potentialmulde bewegen, d. h. nur bei hohen Frequenzen ($f > 10\text{kHz}$) kommt es zu viskosen Dämpfungsmechanismen.

Für Stromstärken, die zur Folge haben, dass die mit ihnen verknüpfte Lorentzkraft größer wird als die Haftkraft der Flussschläuche, kommt es zu einer freien Bewegung der Flussschläuche, dem sogenannten FLUX-FLOW. Für die Bewegung der Flusslinien werden in der Literatur hierzu zwei Dissipationsmechanismen angeführt [184]: Da im verwendeten Material in erster Linie normaleitende Fremdatome als Pinningzentren dienen, fließen zwangsweise Ströme durch diesen normaleitenden Kern bei Bewegung der Flusslinien. Aufgrund des endlichen elektrischen Widerstandes kommt es zur Ausbildung eines elektrischen Feldes und damit zur verlustbehafteten Bewegung der Flusslinien. Der zweite Verlustmechanismus beruht darauf, dass die Cooperpaaredichte sich ebenfalls ändert und es zu einer zeitlichen Relaxation bis zur erneuten Einnahme der Gleichgewichtsverteilung bedarf. Näheres hierzu wurde in [185] beschrieben. In [36] werden die Dissipationsmechanismen detailliert beschrieben und die einzelnen Beiträge bei der dynamischen Anregung eines Permanentmagneten über einem supraleitenden Film bzw. auch einer massiven Supraleiterprobe diskutiert.

Die dissipative Bewegung der Flusslinien kann analog zur Reibung einer Kugel in einer Flüssigkeit mittels einer Viskosität η beschrieben werden, aus der eine Dämpfungs-

kraft $F_D = -\eta \cdot v_W$ entsteht. Die Kraft wirkt entgegen der Bewegung der Flusslinien, die ein elektrisches Feld $E(J) = v_W \cdot B \propto J$, das parallel zum antreibenden Strom gerichtet ist, verursacht. Entscheidend für die Dissipation ist somit die Abhängigkeit der Wirbelgeschwindigkeit v_W von der Lorentzkraft, d. h. der Stromdichteverteilung innerhalb des Supraleiters. Da die Frequenzen des oszillierenden Magneten klein sind, wächst die Geschwindigkeit der Flusslinien proportional mit der Amplitude des antreibenden Stromes, $v_W \propto J$, wodurch auch das elektrische Feld dann proportional zur Stromdichte ist. Neben diesem linearen Zusammenhang zwischen elektrischem Feld und Stromdichte existiert auch ein nichtlinearer aufgrund thermisch aktivierter Flussbewegungen. Die Modelle nach Kim und Anderson [34], bzw. dem Modell der kollektiven Bewegung verankerter Wirbel können diese Mechanismen annähernd beschreiben.

Kernaussagen

- Die horizontale Steifigkeit c_x ist nur schwach temperaturabhängig.
- Die Dämpfung γ des hier untersuchten supraleitenden Magnetlagers ist über einen weiten Temperaturbereich ($T = 50 - 75 K$) nahezu konstant und steigt in der Nähe von T_c exponentiell an.
- Für den hier gewählten Abstand zwischen HTS und PM ergibt sich für tiefe Temperaturen ($T \leq 60 K$) eine deutliche Erhöhung der Resonanzamplitude A_{max} im Vergleich zu hohen Temperaturen.

Big-Mac-Anordnung

Ausgehend von der Doppel-Dipol-Anordnung wurde die patentierte Big-Mac-Anordnung entwickelt, welche aus zwei supraleitenden Ringen und der bereits bekannten PM-Ring-Anordnung besteht (Abbildung 5.2). Während eine statische Untersuchung (Kapitel 4.2.3) der im Schwungradsystems verwendeten Big-Mac-Anordnung nicht möglich war, konnte diese aber mit Hilfe des in 4.2.4.1 beschriebenen Messstandes bezüglich der horizontalen dynamischen Rückstellkräfte analysiert werden. Hierzu wurde eine zweite Vakuumkammer oberhalb des Permanentmagnetings so montiert, dass sowohl der untere Spalt (S_1) als auch der obere Spalt (S_2) variiert werden konnten, wobei der kleinst mögliche Spalt $S_1 = 2,3 mm$ durch die beiden Vakuumkammern definiert wird. Charakteristisch für den Verlauf der Amplitude im untersuchten Frequenzbereich ($f = 0 - 50 Hz$) ist im Vergleich zur Einfachanordnung (4.2.4.2) die deutlich reduzierte Resonanzamplitude A_{max} (Abbildung 4.43, links). Mit Hilfe der Resonanzfrequenz ($c_x = m \cdot \omega_0^2 - c_F$) lässt sich wiederum leicht die horizontale dynamische

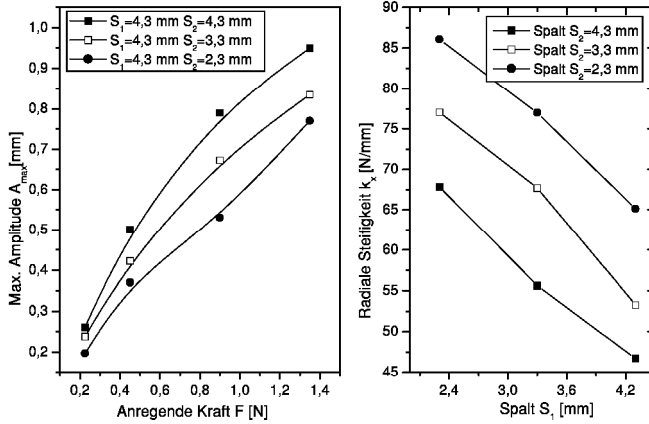


Abbildung 4.43: Maximale Amplitude A_{max} als Funktion der anliegenden Kraft, sowie die horizontale Steifigkeit c_x für unterschiedliche Spaltweiten S_1 bzw. S_2 der Sandwich-Anordnung

Steifigkeit c_x bestimmen (Abbildung 4.43, rechts). Bei gleichem minimalen Einfrierspalt $S_1 = S_2 = 2,3$ mm ergibt sich eine horizontale dynamische Steifigkeit $c_x = 86$ N/mm.

4.2.5 Zusammenfassung

Nachfolgend sind die wichtigsten Ergebnisse zur Untersuchung der statischen und dynamischen Charakterisierung in Tabellenform (Tabelle 4.6) zusammenfassend dargestellt. Hierbei sind nicht durchgeführte Messungen mit einem x gekennzeichnet. Für die Untersuchung der grundlegenden Wechselwirkung werden hierbei die Werte zwischen den jeweiligen minimalen und maximalen Abstand d_x bzw. d_z aufgeführt. Für die vertikalen SML wird der erreichte Maximalwert angegeben, wobei zum Vergleich mit den dynamischen Messungen die Werte für einen Abstand $d_z = 4,3$ mm aufgeführt sind.

Beschreibung		Standard-			Statische		Dynamische		
		charakterisierung			Untersuchungen		Untersuchungen		
		F_{max} (ZFC)	F_{max} (FC)	B_{max}	c_z	c_x	c_z	c_x	
		[N]	[N]	[mT]	[N/mm]	[N/mm]	[N/mm]	[N/mm]	
Grundlegende	Wechselwirkung	1a			20 – 33	12 – 21	x	x	
		1b			28 – 44	17 – 23	x	x	
		2	130	–55	441	25 – 37	15 – 23	x	x
		3				12 – 15	2 – 10	x	x
	4				20,5	8,5	x	x	
Vertikale	SML	A	217	–96	x	54	15(10,5)	x	10,7
		B	413	–178	262	102	36(19)	x	22,1
		C	359	–151	x	86	32,5	x	x
PM-Anord-	nung	1			siehe vertikale SML, B				
		2	361	–172	204	–96	35,6	x	x
		3	367	–171	243	–114	35,7	x	x
		4	280	–125	168	–70	32,0	x	x
Big-Mac		x	x	x	x	x	x	46 – 86	

Tabelle 4.6: Ergebnisse zur Untersuchung supraleitender Magnetlager

Kapitel 5

Das 300Wh/10kW-Schwung- Energiespeicher-System

In diesem Kapitel wird das Speichersystem mit seinen unterschiedlichen Komponenten vorgestellt. Ausgehend von Vorentwicklungen zu magnetischen Lagern, hierbei insbesondere die Herstellung der schmelztexturierten Hochtemperatursupraleiter und der Entwicklung einer geeigneten Antriebsmaschine, wurde in dieser Arbeit ein komplettes System entwickelt und eingehend getestet. Das System besteht gemäß Abbildung 3.2 (Kapitel 3) aus den folgenden Komponenten:

- 2 supraleitenden Magnetlagermodule, bestehend aus NdFeB-Permanentmagnetringen und Hochtemperatursupraleitermaterial (A, Abbildung 3.2)
- Elektrische Maschine zur Energiewandlung (B)
- Frequenzumrichter zur Anpassung der Netzfrequenz an die Rotorfrequenz (C)
- Schwungradrotor aus kohlefaserbandagierten Aluminiumscheiben (D)
- Kryosystem zur Kühlung der beiden supraleitenden Lagermodule (E)
- Umfangreiche Mess- und Überwachungselektronik (F)

Der Arbeitsschwerpunkt lag dabei auf der Entwicklung und vollständigen Charakterisierung von supraleitenden Magnetlagern und der Integration in das Schwung-Energiespeicher-System. Nachfolgend werden die wichtigsten Entwicklungsschritte der unterschiedlichen Systemkomponenten vorgestellt.

5.1 Supraleitende Magnetlagermodule

5.1.1 Systembedingte Anforderungen

Nachfolgend sollen die notwendigen Anforderungen an supraleitende Magnetlager in horizontaler und vertikaler Richtung beim Betrieb im vorliegenden Schwung-Energiespeicher aufgezeigt werden. Im Vergleich zu herkömmlichen, verschleissbehafteten Wälzlagern, die eine horizontale Steifigkeit im Bereich um $1,3 \cdot 10^5 \text{ N/mm}$ besitzen, haben diese berührungslosen Lagertypen eine um Zehnerpotenzen geringere Steifigkeit ($c_x < 500 \text{ N/mm}$). Aus diesem Grund werden sie auch als weiche Lager bezeichnet.

Ausgehend von den charakteristischen Kenngrößen des Schwung-Energiespeichers (Energie und Leistung) lässt sich unter Berücksichtigung der maximalen Drehfrequenz die Masse, d.h. die Gewichtskraft, des Rotors bestimmen. Da der Betrieb des vertikal angeordneten Motors nur geringe vertikale Verschiebungen des elektromagnetisch aktiven Teils des Motors zulässt, ist eine Positionsveränderung nach dem Unterschreiten der Sprungtemperatur des HTS-Materials nicht akzeptabel. Ausgehend von der Gewichtskraft und der maximal zulässigen vertikalen Verschiebung lässt sich die notwendige Steifigkeit c_z in vertikaler Richtung für die Lager ableiten. In Abbildung 5.1 sind links der Aufbau des Speichers schematisch dargestellt und rechts die angreifenden quasistatischen und dynamischen Kräfte eingezeichnet. Während in vertikaler Richtung ausschließlich statische Kräfte in Form der Gewichtskraft die Lager belasten, sind in horizontaler Richtung auch dynamische Kräfte zu berücksichtigen, die infolge verschiedener Unsymmetrien zustande kommen. Zum einen kommt es in rotierenden Systemen mit technisch nicht zu vermeidenden Unwuchten zu Zentrifugalkräften und zum anderen entstehen daraus magnetische Zugkräfte im Bereich der elektrischen Maschine. Dabei kann es sich um parallele Achs-Verschiebungen, um Achs-Verkippungen sowie um Überlagerungen von beiden Mechanismen handeln. Aufbauend auf detaillierten Untersuchungen der magnetischen Zugkräfte an verschiedenen Maschinentypen [156], [159], [157], [158] wurden in [12] sowohl Berechnungen als auch Messungen am vorliegenden Maschinentyp durchgeführt.

Nachfolgend sollen die wichtigsten Zusammenhänge zur Darstellung der Anforderungen hieraus wiedergegeben werden. Unter Berücksichtigung der Rotorkontur und einem einseitig verengten Luftspalt ergibt sich für den magnetischen Leitwert des Luftspaltes:

$$\Lambda(\gamma, t) = \frac{\mu_0}{\delta(\gamma, t)} = \frac{\mu_0}{\delta_m} \cdot \lambda_\epsilon(\gamma, t) \cdot \lambda_L(\gamma, t) \quad (5.1)$$

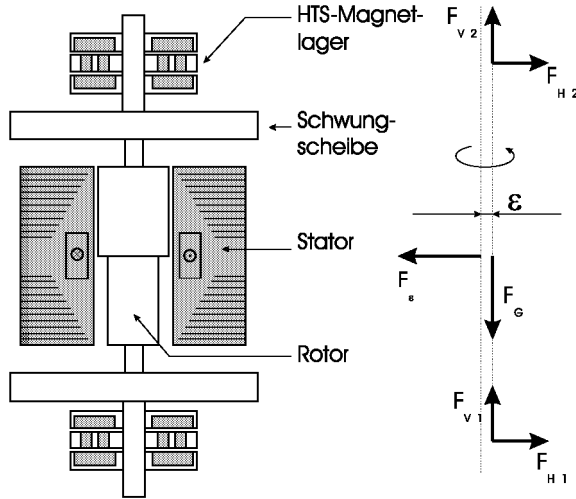


Abbildung 5.1: Darstellung der Kräfte auf den schnelldrehenden Rotor des Schwungradsystems

mit

$$\lambda_e = \lambda_{oe} + \sum_{n=1}^{\infty} \lambda_{ne} \cdot \cos n(\gamma - \gamma_e) \quad \text{und} \quad \lambda_L = \lambda_{oL} + \sum_{m=1}^{\infty} \lambda_{mL} \cdot \cos[m p(\gamma - \gamma')] \quad (5.2)$$

δ_m stellt hierbei einen magnetischen Ersatzluftspalt dar, welcher die Verringerung der mittleren Luftspaltinduktion durch die Ständernutung mit Hilfe des Carter'schen Faktors k_C berücksichtigt und zusätzlich den magnetischen Spannungsabfällen V_{Fe} im Eisen der Maschine Rechnung trägt.

Die Durchflutung $\Theta(\gamma, t)$ setzt sich aus der ortsunabhängigen Erregerdurchflutung eines Polsystems

$$\Theta_f = \frac{1}{2} w_f I_f \quad (5.3)$$

und aus der in erster Näherung cosinusförmig am Umfang verteilten Ankerdurchflutung

$$\Theta_1(\gamma, t) = \frac{D_i A}{2 p} \cos(p\gamma - \omega_1 t - \varphi_f) \quad (5.4)$$

zusammen, wobei p die Polpaarzahl der Maschine ist.

Mit Hilfe der Maxwell'schen Zugspannungsformel können daraus die Kräfte bei exzentrischer Verlagerung des Rotorsystems gegenüber dem Stator berechnet werden.

$$\sigma(\gamma, t) = \frac{B(\gamma, t)^2}{2 \mu_0} = \frac{\Theta(\gamma, t)^2 \cdot \Lambda(\gamma, t)^2}{2 \mu_0} \quad (5.5)$$

Mit der Annahme, dass die Stabilität des rotierenden Systems bei magnetischer Lagerung nur für kleine Exzentrizitäten ($\epsilon < 0.4$) aufrechterhalten wird und in Gleichung 5.2 Glieder höherer Ordnung vernachlässigt werden können, lassen sich die Gleich- und Wechselanteile der durch die räumliche unsymmetrische Flussdichteverteilung verursachten Kräfte auf den supraleitend gelagerten Rotor angeben [12].

Durch die prinzipbedingte Anforderung zum Maschinenentwurf sind der Reduktion der magnetischen Zugkräfte durch Veränderungen der entscheidenden Geometrieparameter - Luftspatlänge δ_m und der Läufermantelfläche $\pi R l_i$ - enge Grenzen gesetzt. Prinzipiell sind aktive Zugkraftdämpfungen [188] denkbar, wobei hier aber gegen ein Grundprinzip des hier vorgestellten Entwurfs verstoßen würde, nämlich dem konsequent passiven Lagerungsansatz. Aus diesem Grund wurden in [12] unterschiedliche passive Dämpfungsmechanismen diskutiert und auch in der hier untersuchten Maschine angewendet.

Anforderungen

Ausgehend davon lassen sich folgende Anforderungen an die supraleitende Lagerung formulieren:

- Die maximale Lagerbelastung, die durch die Gewichtskraft des gesamten Rotors definiert ist, beträgt $100N$
- Bei einer maximal zulässigen axialen Verschiebung $\Delta z = 0,5 \text{ mm}$ ergibt sich daraus eine axiale Mindeststeifigkeit von $c_z = 200 \text{ N/mm}$
- Die maximale Lagerbelastung infolge horizontaler magnetischer Zugkräfte beträgt 48 N/mm

5.1.2 Aufbau

In Abbildung 5.2 ist schematisch der Aufbau der supraleitenden Magnetlagermodule dargestellt. Die beiden supraleitenden Ringe bestehen hierbei aus 8 Kreisringsegmenten, die aus rundenförmigen HTS-Proben ($D = 43 \text{ mm}$) mit Hilfe einer Diamantdrahtsäge bzw. einer Schcibensäge hergestellt werden. Zwischen zwei solcher gleichartigen Ringe befindet sich die in Kapitel 4 beschriebene Permanentmagnetanordnung. Die beiden vertikal magnetisierten NdFeB-Permanentmagnetringe¹ sind mittels einer geeigneten GFK-Bandage gegen Bersten gesichert.

¹Hersteller: Vacuumschmelze Hanau, Material: VACODYM 383HR, $B_r = 1,28 \text{ T}$

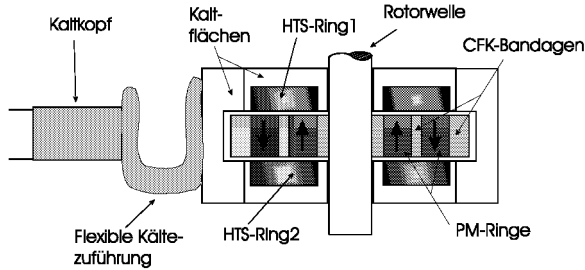


Abbildung 5.2: Supraleitendes Magnetlager nach der Sandwich-Bauweise (Big-Mac-Anordnung)

Der supraleitende Teil der beiden Lagerhälften ist jeweils in einen Kupfermantel integriert, welche mittels dreier Fixierelemente verbunden werden. Die von einem handelsüblichen GM-Kühler (Kapitel 5.4) erzeugte Kälteleistung wird dem Lagermodul über flexible Kupferleitungen zugeführt (Abbildung 5.2). Die technische Realisierung eines Lagermoduls kann dem Bildteil im Anhang entnommen werden.

5.2 Elektrischer Antrieb

Die Umformung der elektrischen Energie in mechanische Energie wird mittels einer Synchron-Homopolarmaschine (SM-HPM) durchgeführt, wobei der vorgeschaltete Frequenzumrichter die in Amplitude und Frequenz konstante Netzspannung in eine in Frequenz und Amplitude variable Spannung umformt. Im Gegensatz zu anderen mechanischen Energiewandlern, wie Verbrennungsmotoren, haben elektrische Maschinen einen höheren Wirkungsgrad und darüberhinaus die Möglichkeit der verschleißfreien Nutzbremung. Als Nachteil gilt das im Vergleich zu Verbrennungsmotoren relativ hohe leistungsbezogene Gewicht der zur Zeit verwendeten Elektromotoren.

5.2.1 Elektrische Maschine

Die zu speichernde elektrische Energie wird mittels einer elektrischen Maschine umgewandelt in mechanische Energie, präziser in Rotationsenergie. Die Energiewandlung in elektrischen Maschinen erfolgt hierbei über die magnetische Energie als notwendigen Zwischenschritt. Aufgrund der Tatsache, dass elektrische Maschinen sowohl motorisch als auch generatorisch arbeiten können, kann die über einen gewissen Zeitraum ge-

speicherte Energie dann wiederum problemlos, d. h. mit einem hohen Wirkungsgrad, in elektrische Energie umgeformt werden. Für das in dieser Arbeit beschriebene System wurde in [12] eine Sonderbauform der Synchronmaschine entwickelt. Nachfolgend werden die wichtigsten Eigenschaften dieser Synchron-Homopolarmaschine beschrieben, wobei der Schwerpunkt die prinzipielle Funktionsweise und ein Vergleich zu anderen Maschinentypen darstellt.

5.2.1.1 Aufbau und Funktion der Homopolar-Synchronmaschine

Der 4-polige Läufer entsteht dadurch, dass ausgehend vom klassischen Aufbau einer Schenkelpolmaschine zwei der vier Pole in axialer Richtung verschoben werden, sodass sie um 90° versetzt angeordnet sind. Der von der ständerfesten Erregerwicklung radial in die linke Läuferhälfte eingeleitete Fluss wird axial durch das massive Läuferisen geführt und verlässt diesen, um 90° gedreht, in der rechten Läuferhälfte. Die in [12] entwickelte Synchronhomopolarmaschine eignet sich insbesondere durch den massiven Läufer für schnelldrehende Antriebe, wodurch auch ein Einsatz in Schwung-Energiespeichern mit hohen Umfangsgeschwindigkeiten möglich ist. Die Felderregung des verwendeten Synchronmaschinentyps ist ständerfest, wodurch die Ohm'schen Wärmeverluste der Erregerwicklung durch ein einfaches Kühlsystem aus dem Stator abgeführt werden können. Die Ausnutzung der Homopolarmaschine ist im Vergleich zu anderen Maschinenkonzepten vergleichsweise gering, da sich die ausnutzbare Induktionsgrundwelle nur aus der Induktionsdifferenz zwischen Pol und Pollücke ergibt. Für den Betrieb bei hohen Drehzahlen kompensiert sich dieser Nachteil aber aufgrund der geringeren Ummagnetisierungsverluste in feststehenden Teilen. Dies führt dazu, dass auch andere Maschinentypen mit geringer Induktionsgrundwelle betrieben werden müssen. Die Oberflächenverluste im Läufer, welche durch Nutungs- und Nutoberwellen hervorgerufen werden, sind durch konstruktive Maßnahmen, welche einen Kurzschlussring im Ständerjoch zur Reduktion der Nut- bzw. Zahnkopfstreuung vorsehen, begrenzt. Die in erster Linie zur Reduktion der horizontalen magnetischen Zugkräfte vorgesehene Luftspaltvergrößerung verringert ebenfalls die Oberflächenverluste.

5.2.1.2 Vergleich zu anderen Maschinentypen

Ausgehend von wesentlichen, charakteristischen Eigenschaften und den in Kapitel 5.1.1 beschriebenen Anforderungen wurden in [12] verschiedene Maschinentypen miteinander verglichen und bewertet. Die nachfolgende Tabelle gibt darüber einen detaillierten Überblick. Basierend auf den Vorteilen, hohe Drehzahlfestigkeit, geringe Standby-

ASM:Asynchronmaschine	ASM		RM		PM			EE				
SM: Synchronmaschine												
PM: Permanenterr. M.												
	geblechter Läufer	Massivläufer	herkömmliche Bauart, geblecht	herkömmliche Bauart, massiv	Läufer axial lamelliert	geschaltete R.M	PM-synchron	PM- elektrisch kommutiert	SM-homopolar	SM-heteropolar	SM-Klauenpol	SM-rotierende Gleichrichter
Drehzahlfestigkeit	+	++	+	++	-	+	+	+	++	+	0	0
Ausnutzung	0	-	-	-	0	+	+	+	-	-	0	+
Läuferverluste	0	--	+	-	+	0	+	+	0	0	-	0
Standby-Verluste	++	+	++	+	++	++	-	-	++	+	++	+
Lagerbelastung	-	-	-	-	-	--	+	+	0	0	-	0

Tabelle 5.1: Bewertung unterschiedlicher Maschinenkonzepte [12]

Verluste und gleichzeitiger moderater Lagerbelastungen bietet die Synchronmaschine in Homopolarbauweise für die passiven supraleitenden Magnetlager bei Anwendung in Schwung-Energiespeichern mit langen Speicherzyklen die günstigste Voraussetzung. Für kürzere Speicherzeiten dürfte insbesondere wegen der geringeren Lagerbelastung und gleichzeitig wesentlich höheren Ausnutzung die permanenterrregte Synchronmaschine von Interesse sein.

5.2.2 Umrichtertechnik

Die elektrische Energie wird aus dem öffentlichen Netz über ein handelsübliches, leicht modifiziertes, Drehstrom- Umrichter-System ² dem elektrischen Energiewandler zugeführt.

²Hersteller: Indramat refu GmbH

5.2.2.1 Aufbau

In Abbildung 5.3 ist der prinzipielle Aufbau des Umrichtersystems dargestellt. Der Anschluss an das Drehstromnetz erfolgt über einen Netzfilter auf einen ungesteuerten Drehstrom-Brückengleichrichter. Über ein Leistungsschütz wird die gleichgerichtete Spannung an die über Hilfsaggregate aufgeladenen Zwischenkreiskondensatoren geschaltet. Der dreiphasige Pulswechselrichter mit IGBT-Modulen erzeugt in der Elektrischen Maschine einen annähernd sinusförmigen Verlauf des Stromes, wobei die maximale Grundfrequenz $f_1 = 1600\text{Hz}$ beträgt. Die in der Schaltfrequenz umschaltbaren IGBT-Module (5 oder 10kHz) ermöglichen es, dass der Umrichter entweder mit höherer Dynamik und geringerer Drehzahlwelligkeit oder aber bei kleiner Taktfrequenz mit geringeren Schaltverlusten und höheren Ausgangsströmen betrieben werden kann. Zur Rückspeisung der gespeicherten Energie ist ein zweiter Wechselrichter an den Zwischenkreis geschaltet.

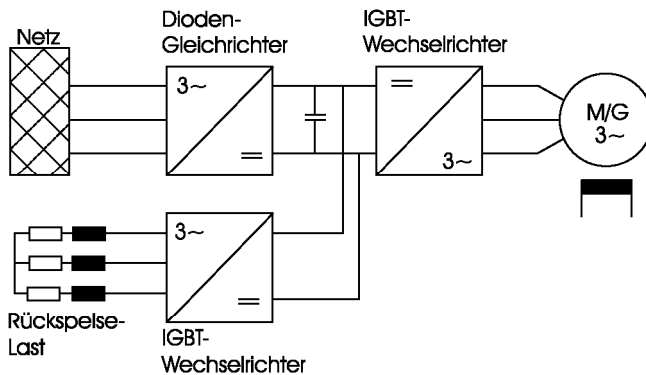


Abbildung 5.3: Leistungsteil des Umrichters

5.2.2.2 Regelung des Umrichters

Die Antriebsregelung für den gesamten Antrieb wird von zwei unabhängig arbeitenden Prozessrechnern übernommen, wobei die Regelstruktur für die unterschiedlichen Technologieanwendungen über eine Parametrierung frei konfigurierbar bleibt. Die digitalen Signalprozessoren übernehmen dabei die Aufgabe der kontrollierten Ein- und Auskopplung der Energie, wobei die Leistungs- und Energiegrenzen des Gesamtsystems

zu beachten sind. Die Regeldynamik ist stark abhängig von der jeweiligen Anwendung. Während die Anforderungen in Kombination mit einer Photovoltaikanlage aufgrund der langen Lade- und Entladezyklen relativ gering sind, ist dies für Anlagen zur Spannungsstabilisierung in elektrischen Netzen gänzlich anders.

Der Betrieb der Synchron-Homopolarmaschine am frequenzvariablen Umrichter benötigt für die Regelung die Läuferlage-Position, wobei aufgrund der hohen geforderten Drehzahlen und der supraleitenden Lagerung besondere Randbedingungen bestehen. Herkömmliche, in der Industrie häufig eingesetzte Resolver mit äußerst geringem Luftspalt ($\delta < 0,1 \text{ mm}$) sind für den Betrieb des Speichersystems in supraleitenden Magnetlagern nicht geeignet. Die berührungslose Läuferlagedetektion mittels Hall- oder optischer Sensoren sollte in axialer Richtung erfolgen, da somit die problematischen Schwingungsamplituden der supraleitenden Lager umgangen werden. Prinzipiell bietet der Verzicht auf Positionsaufnehmer, d.h. die Lagererfassung mittels der Motorspannungen bzw. -strömen besondere Vorzüge: erhöhte Zuverlässigkeit und geringe Kosten. In der Literatur werden sehr unterschiedliche Verfahren vorgestellt, wobei in [23] und [24] ausführliche Überblicke gegeben sind. Im Laborversuch der hier vorliegenden Maschine wurde ausgehend von [25] eine berührungslose Lageerfassung entwickelt, bei der die dritte Harmonische der Ständerspannung verwendet wurde. Aufgrund großer Vibrationsamplituden beim Durchfahren der lagerkritischen Drehzahlen und den damit stark veränderten Motorspannungs-Signalen war eine berührungslose Lageerfassung im vorliegenden Fall nicht möglich.

Dies führte zur Entwicklung einer optischen Lageerfassung, dessen Prinzip in Abbildung 5.4 dargestellt ist. Die auf der Rotorwelle montierte Scheibe mit einem Strichmuster wird mittels eines optischen Sender/Empfänger-Systems abgetastet. Ein Aufwärtzähler gibt für die steigende bzw. fallende Flanke ein Steuersignal an einen Festwertspeicher, in dem ein Sinussignal abgelegt ist. Der Sender besteht dabei aus einer Infrarot-Lichtquelle und der Empfänger aus einer Fotodiode mit Ausgangsstufe. Zur möglichen Fehlerkorrektur wird auf einer Spur 0 nach jeder Umdrehung ein Zähler/Strichanzahl-Abgleich durchgeführt. Das so gewonnene Positionssignal wird mit einem vom Umrichter bereitgestellten Signal ($f = 10 \text{ kHz}$) aufmoduliert und stellt somit ein Standardsignal für handelsübliche Frequenzumrichter dar.

Das Regelprinzip des spannungseinprägenden Antriebssystems mit direkter Stromregelung ist in Abbildung 5.6 aufgezeigt. Ausgehend von der Solldrehzahl wird über den Drehzahlregler der Momentensollwert der Stromregelung zugeführt. Hierbei ergeben sich für den Antrieb spezielle Regelstrategien, die eine Maximierung des Drehmo-

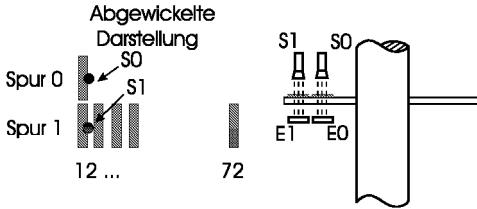


Abbildung 5.4: Prinzip des optischen Sensors zur Rotorlageerfassung

menten M oder aber des Leistungsfaktors $\cos\varphi$ als Ziel haben. Zur Regelung des Leistungsfaktors werden ausgehend vom Zeigerdiagramm (Abbildung 5.5) der Schenkelpol-Synchronmaschine die läuferfesten Ströme I_q und I_d derart beeinflusst, dass der Phasenstrom I_1 immer in Phase mit der Phasenspannung U_1 liegt.

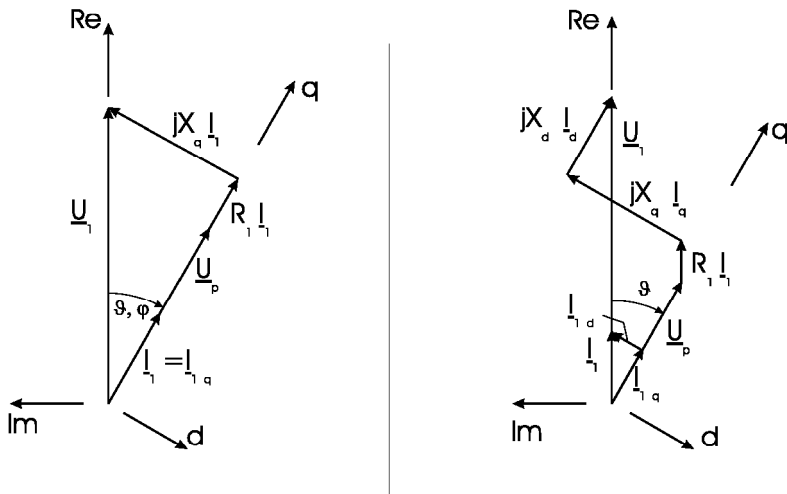


Abbildung 5.5: Zeigerdiagramm der Synchronmaschine, links: $I_d = 0$, rechts: $\cos\varphi = 1$

Das bedeutet, dass der Leistungsfaktor $\cos\varphi$ seinen Maximalwert von 1 annimmt. Die Stromregelung beinhaltet hierbei ein Entkopplungsnetzwerk, welches es ermöglicht, die magnetischen Kopplungen zwischen den Achsen unterschiedlicher magnetischer Leitfähigkeit in der Maschine auszugleichen. Durch diese Methode, deren regelungstechnische Realisierung bereits in [3] vorgeschlagen wurde, ist es möglich, die Ströme I_q und I_d unabhängig vom jeweils anderen Strom einzustellen. Mittels des frei konfigurierbaren Prozessrechners lassen sich die unterschiedlichen Regelstrategien implementieren, wobei im vorliegenden Fall der Antrieb mit $I_d = 0$ betrieben wurde (Leistungsspeicher).

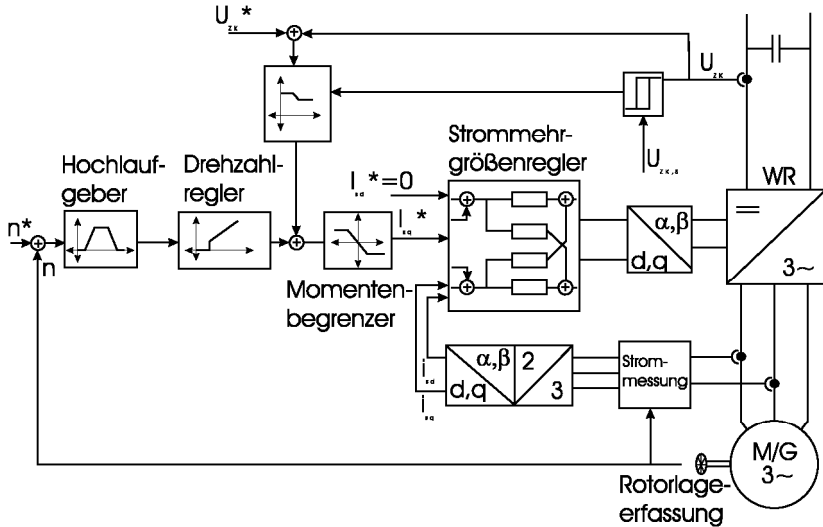


Abbildung 5.6: Schematische Darstellung der Antriebsregelung im Schwungradsystem

Für die Rückspeisung wurde eine Netzausfallregelung realisiert, die nach dem Abschalten des elektrischen Netzes (Abbildung 5.3) die Zwischenkreisspannung auf einen vorgegebenen Wert mittels der gespeicherten Energie im Schwungrad stabilisiert und somit für den zweiten Wechselrichter die benötigte Gleichspannung zur Verfügung stellt.

5.3 Schwungradrotor

Der Schwungradrotor besteht hier im wesentlichen aus drei Komponenten: Der Antriebswelle, den beiden kohlefaserarmierten Schwungscheiben und den beiden ebenfalls mit Kohlefaser bandagierten Permanentmagnetscheiben (5.1.2). Nachdem bereits in Kapitel 5.2.1 und 5.1.2 über das erste bzw. dritte Element des Gesamtrrotors berichtet wurde, soll nachfolgend auf das Kernstück der Energiespeicherung, der Schwungscheibe, eingegangen werden.

5.3.1 Schwungscheiben

Basierend auf Erfahrungen mit mehreren Schwungrädern [196], wurden von der Firma Urenco Deutschland GmbH zwei Schwungradscheiben mit jeweils $150Wh$ Energieinhalt gefertigt. Hierbei wird ein im Profil stark verjüngte Nabe aus Aluminium (AZ 64.79) in einen zweiten Aluminiumring (AlZnMgCu1.5) eingeschrumpft. Die beiden Aluminiumteile werden zusammen in eine Bandage aus Kohlefaserverbund eingepresst. Die Aluminiumteile werden dabei mit flüssigem Stickstoff gekühlt. Die hohen Zugspannungen der Fasermaterialien werden zur Erzeugung der Hauptspannungen in Umfangsrichtung genutzt. Aus diesem Grund heraus werden die Kohlefasern mit Epoxidharz getränkt und auf einen Dorn aufgewickelt. Danach werden sie zur Homogenisierung von inneren Spannungen vier Stunden bei $80^{\circ}C$ getempert und bei $140^{\circ}C$ ausgehärtet [31]. Der somit gefertigte Formkörper aus Kohlefasermaterial wird dann durch das Aufwärmen der Aluminiumscheibe derart verspannt, dass eine starke radiale Spannung auf diese Nabe wirkt. Die zulässige Spannung der Aluminiumnabe beträgt hierbei $\sigma_{zul} = 400 MPa$, für die Kohlefasern wird vom Hersteller $\sigma_{zul} = 1200 MPa$ angegeben. Einen detaillierten Überblick über die unterschiedlichen Herstellungsverfahren, insbesondere der Verarbeitungs- und Anlagentechnik langfaserverstärkter Strukturen wird in [30] gegeben.

Im Bildteil der Arbeit (Abb. 8.5) ist der gefertigte Rotor mit den beiden Schwungscheiben auf der Wuchtmaschine zu sehen. Bei einer Auswuchtdrehzahl von $n = 1500min^{-1}$ liegt die erzielte Wuchtgüte mindestens bei Q1,5. Schleudertests der gefertigten Schwungräder mit 1,2 facher Nenndrehzahl ($n = 60000min^{-1}$) zeigten keinerlei Probleme. Im Laufe der Versuche wurde deutlich, dass für die hier verwendeten Schwungscheiben eine erhebliche Problematik bei Erhitzung der Aluminiumnabe im Stillstand bzw. bei kleinen Drehzahlen existiert. Bei Erwärmungen der Welle um ca. $50^{\circ}C$ wurden die Scheiben derart belastet, dass die axialen Verschiebungen der Aluminiumnabe zu einem instabilen Lauf des supraleitend gelagerten Rotors führte. Aus diesem Grund wurden für die im Kapitel 6 vorgestellten Ergebnisse ausschließlich einfache Aluminiumscheiben benutzt, wobei dadurch die max. Drehzahl $n_{max} = 30000min^{-1}$ begrenzt wurde.

5.3.2 Rotordynamik

Die sichere Beherrschung eines schnelldrehenden, magnetgelagerten Rotors war Kernstück der vorliegenden Arbeit. Nachfolgend werden die Grundlagen und Besonderheiten zur Rotordynamik eines passiv, supraleitend gelagerten Rotors erläutert werden.

Ausgehend vom einfachsten Modell eines biegeelastischen Läufers, der sogenannten Laval-Welle, werden Eigenfrequenzen und das Phänomen der kritischen Drehzahlen hergeleitet. Besondere Berücksichtigung findet hierbei die passiv magnetische Lagerung und der Einfluss der Kreiselwirkung. Die Anforderungen an die Kenntnis und die Beherrschung des Schwingungsverhaltens des schnellrotierenden Rotors ist hierbei besonders problematisch. Als schnelldrehend wird in [149] ein Rotor dann bezeichnet, wenn er zum Erreichen der Betriebsdrehzahl eine oder mehrere kritische Drehzahlen durchfahren muss. Die kritischen Drehzahlen hängen hierbei zum einen von der Auslegung des Rotors, insbesondere seiner Massenverteilung und seinen elastischen Eigenschaften, und zum anderen von der Art der Lagerung ab. Wie in 4.2.4.2 gezeigt, verhält sich ein supraleitendes Magnetlager annähernd wie ein Feder-Dämpfer-System, wobei ein nichtlineares Verhalten ermittelt wurde.

Dynamik magnetgelagerter Rotoren

Da ein reales mechanisches System aus Materialien mit endlichem Elastizitätsmodul und Kopplungselementen mit nicht unendlicher Steifigkeit besteht, ist es prinzipbedingt schwingungsfähig. Die einzelnen Rotorteile des vorliegenden Systems können sich deformieren, der Gesamtt rotor kann sich in den Lagern in vertikaler und horizontaler Richtung bewegen. Dies kann Schwingungen im gesamten Schwungradsystem zur Folge haben. Vorwiegend periodische Anregungen in Form von Kräften können Vibrationen hervorrufen, welche erhebliche Geräusche, energetische Verluste und Zerstörungen nach sich ziehen können. Die Anregungsamplituden und -frequenzen müssen beherrscht werden, angeregte Schwingungen sind effektiv zu dämpfen. Die Entwicklung schnell-drehender Maschinen, hier insbesondere Turbomaschinen, Zentrifugen und Pumpen haben eine ausführliche wissenschaftliche Behandlung dieser Phänomene mit sich gebracht [142], [144], [148], [145], wobei aufgrund der technischen Bedeutung insbesondere die Lagerung des Rotors in Wälz- und Gleitlagern behandelt wird. Im Gegensatz dazu ist es bei magnetgelagerten Rotoren zunächst sinnvoll, sich mit dem quasi starren Rotor in weichen Lagern zu beschäftigen [197]. In [196] wird zwischen biegekritischen und lagerkritischen Drehzahlen unterschieden.

Für die Bestimmung der lagerkritischen Drehzahlen wird eine Starrkörperbewegung des Rotors in den weichen Lagern vorausgesetzt. Für den vorliegenden Rotor ergeben sich zwei mögliche Bewegungsformen, zum einen eine Verschiebung parallel zur Hauptträgheitsachse, und zum anderen eine Verdrehung um den Schwerpunkt des Rotors. Aus der Literatur zur Technischen Mechanik bzw. Rotordynamik [142], [148] lässt sich ausgehend von der Differentialgleichung eines ungedämpften Einmassenschwingers

folgende Eigenfrequenz für die isotrope supraleitende Lagerung angeben:

$$\omega_{RES1} = \sqrt{\frac{c_x}{m}} \quad (5.6)$$

Hierbei bezeichnet m die Gesamtmasse des Rotors und c_x die Gesamtsteifigkeit der beiden Lagermodule. Analog hierzu lässt sich ausgehend von der Differentialgleichung für die kleine Verdrehungen um den Rotorschwerpunkt mit Hilfe des äquatorialen Trägheitsmomentes Θ_{xy} die zweite Starrkörpereigenfrequenz des Systems angeben:

$$\omega_{RES2} = b \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{c_x}{\Theta_{xy}}} \quad (5.7)$$

Mit b ist dabei der Abstand des Schwerpunktes vom supraleitenden Lager bezeichnet. Mit Rotor- und Lagerdaten nach Tabelle 5.8 ergibt sich für die Eigenform der parallelen Achs-Verschiebung eine Eigenfrequenz $f_{RES1} = 18,8 \text{ Hz}$ und für die Achs-Verkipfung eine Eigenfrequenz $f_{RES2} = 24,7 \text{ Hz}$. Zu jeder hier bestimmten Eigenfrequenz existiert ein Eigenwertpaar. In dem hier angenommenen Fall der kopplungsfreien Eigenmoden sind die ersten beiden Eigenwertpaare λ_1 und λ_2 sogenannte zylindrische Moden, bei denen die Achse in den beiden supraleitenden Lagern gleichsinnig, d. h. ohne Phasenverschiebung verschoben ist. Eine Verkipfung liegt nicht vor, sodass sich der Schwerpunkt auf einem Kreis bewegt.

Die beiden anderen Eigenwertpaare sind sogenannte konische Moden, bei denen die Achse des Rotors in den Lagern gegensinnig ausgelenkt ist, d. h. es liegt hier eine Verkipfung vor. Ein realer Rotor hat aufgrund der immer vorhandenen dynamischen und statischen Unwucht, und einer ebenfalls nahezu immer vorhandenen unterschiedlichen Steifigkeit der Lager gemischte Eigenformen. Es kommt zu einer Überlagerung der Bewegungsformen konischer bzw. zylindrischer Umlauf.

Magnetgelagerte Rotoren haben genau 2 lagerkritische Drehzahlen, aber eine nahezu unendliche Anzahl von biegekritischen. Von technischer Bedeutung sind dabei aber nur diejenigen, die im Drehzahlbereich des Rotors bzw. im Frequenzspektrum einer möglichen externen Anregung liegen. Gleich- und gegenlaufende Eigenfrequenzen fallen bzw. steigen ausgehend von einem gleichen Wert für die Drehfrequenz $f = 0$ mit größer werdenden Drehfrequenzen. Aus einem nach Campbell³ benannten Diagramm [148] lassen sich sowohl lager- als auch biegekritische Drehzahlen bestimmen. Hiernach ergeben sich die Eigenfrequenzen aus den Schnittpunkten der gleich- und gegenlaufenden Eigenfrequenzen f_i , die drehfrequenzabhängig sind, mit dem sogenannten Anfahrstrahl

³benannt nach dem amerikanischen Astronom William W. Campbell, *11.4.1862, +14.6.1938, der bahnbrechende Arbeiten auf dem Gebiet der Vermessung von Sternspektren und der Bestimmung der Radialgeschwindigkeit von Fixsternen leistete

($f_i = f(f)$). Es gilt, dass durch Unwuchten nur Gleichlaufeigenfrequenzen angeregt werden können. Dies bedeutet, dass nur Eigenfrequenzverläufe mit positiver Steigung von Interesse sind.

Rotordynamik-Analyse

In der vorliegenden Arbeit wurden folgende Methoden zur rotordynamischen Analyse herangezogen:

- Konkrete Berechnung der Eigenfrequenzen ausgehend von einem 18-Knoten-Modell
- Messungen der Beschleunigungsübertragungsfunktion am stillstehenden Rotor
- Positionsmessungen während des Anfahr- bzw. Auslaufvorganges des Rotors

Nachfolgend sollen die wichtigsten Ergebnisse der beiden erstgenannten Methoden hierzu dargestellt werden. Mittels dem für maschinendynamische Vorgänge entwickelten Programm Madyn wurden die drehzahlabhängigen Eigenfrequenzen ausgehend von einem komplexen Rotormodell ermittelt. Hierzu wurde die kontinuierliche Massenbelegung des Rotors (Abbildung 5.7) mittels einem 18-Knoten Modell diskretisiert.

Alle Knoten sind miteinander über die aus der technischen Biegetheorie bekannten Gleichungen der Balkenbewegung gekoppelt. Jedem Abschnitt wird mit Hilfe der geometrischen Abmaße und der Dichte ρ des Werkstoffes eine Masse und jeweils ein Trägheitsmoment Θ für die beiden Drehachsen zugewiesen. Die Lagereigenschaften werden durch die Lagersteifigkeit c_x und die dazugehörige Dämpfung γ am Knoten 3 bzw. 16 (Abbildung 5.7) charakterisiert. Da für jeden Knoten 4 Freiheitsgrade der Bewegung vorhanden sind, ergibt sich ein System mit 72 Freiheitsgraden ($4 \cdot N_K$). Ganz allgemein lautet die Bewegungsgleichung des Rotors unter Berücksichtigung der Kreiselwirkung:

$$M \dot{q} + G \dot{q} + D \dot{q} + K q = f(t) \quad (5.8)$$

Hierbei bezeichnet

- M die Massenmatrix des diskreten Systems, symmetrisch
- G die Kreisel- oder gyroskopische Matrix, schiefsymmetrisch
- D die Dämpfungsmatrix, symmetrisch
- K die Steifigkeitsmatrix, schiefsymmetrisch
- und $f(t)$ den anregenden Kraftvektor

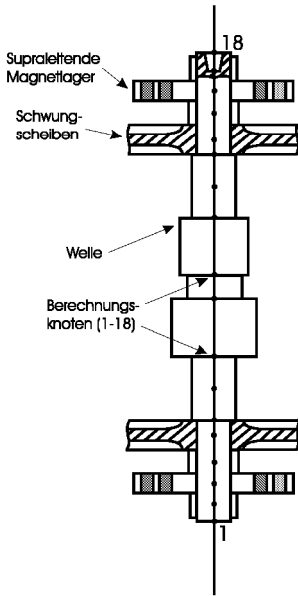


Abbildung 5.7: Rotormodell

Rotordaten

Masse m [kg]	10,135
Aq. Trägheitsmoment Θ_{xy} [$kg \cdot m^2$]	0,17
Hauptträgheitsmoment Θ_z [$kg \cdot m^2$]	0,04
Lagerdaten	
Lagersteifigkeit c_x [N/mm]	70
Lagerdämpfung γ [Ns/m]	0,7
Lagerabstand $2 \cdot b$ [mm]	344

Abbildung 5.8: Daten zum Rotor

Zur Bestimmung der drehfrequenzabhängigen Eigenfrequenzen f_i wird die homogene Lösung von Gleichung 5.8 numerisch mit Hilfe des Heissenberg-Algorithmus berechnet. In Abbildung 5.9 ist das Campbell-Diagramm für den hier untersuchten Rotor dargestellt. Die beiden lagerkritischen Drehzahlen erkennt man deutlich im unteren Drehzahlbereich, die in der Praxis schnell zu durchfahren sind (Abbildung 5.10). Desweiteren ist beachtenswert der Schnittpunkt der 6. Eigenfrequenz mit dem Anfahrstrahl ($f_i = f$), woraus sich die erste biegekritische Drehzahl des Rotors bestimmen lässt.

Aus dem Diagramm ergibt sich ein Wert $f_{RES3} = 935 \text{ Hz} = 56100 \text{ min}^{-1}$. Der angestrebte Betriebsdrehzahlbereich ($n = 30000 - 50000 \text{ min}^{-1}$) ist somit frei von Eigenfrequenzen und könnte von diesem Gesichtspunkt noch leicht nach oben ausgeweitet werden. Die zweite biegekritische Drehzahl wird bei einer theoretischen Rotordrehzahl $n = 78400 \text{ min}^{-1}$ erreicht.

Aus dem in Abbildung 5.10 dargestellten unteren Drehzahlbereich lassen sich die Starrkörpereigenfrequenzen f_{RES1} und f_{RES2} des Rotors bestimmen. Eine Verifizierung dieser Ergebnisse kann ausgehend von den analytischen Berechnungen der Starrkörpereigenfrequenzen nach den Gleichungen 5.6 und 5.7 durchgeführt werden.

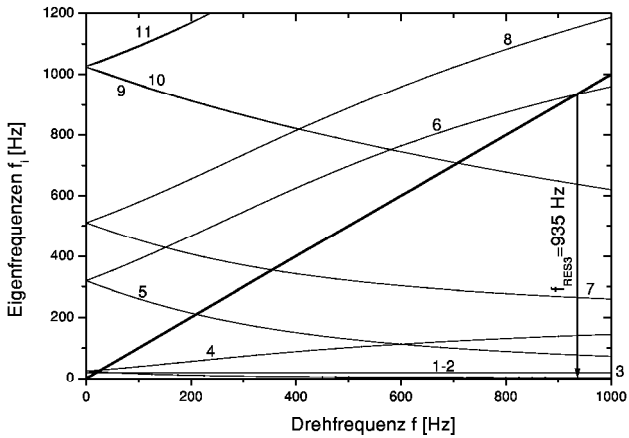


Abbildung 5.9: Eigenfrequenzen des modellierten Rotors in Abhängigkeit der Drehfrequenz f

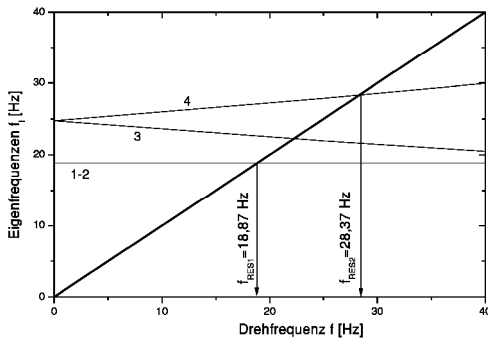


Abbildung 5.10: Eigenfrequenzen f_i als Funktion der Drehfrequenz, Ausschnitt

Im weiteren Verlauf der Untersuchungen wurden an den Schwungradknoten (Nr. 5 und 14) geringe Unwuchten angebracht, wobei zum einen eine gleichphasige und zum anderen eine gegenphasige Variante simuliert wurde. Für die beiden unterschiedlichen Lastfälle LF1 und LF2 ergaben sich somit die in Abbildung 5.11 und 5.12 dargestellten Amplitudenverläufe (Position: Knoten 14 bzw. 5) beim Hochlaufen des Rotors. Bei der Modellierung einer statischen Unwucht (LF1) ergibt sich sowohl für die Phase als auch die angeregte Amplitude x ein identischer Verlauf. Es zeigt sich, dass hierbei sowohl

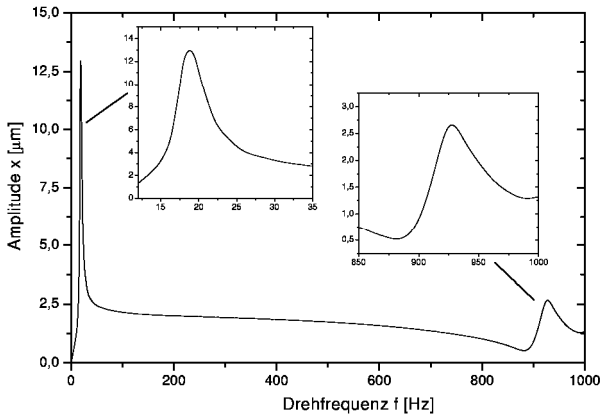


Abbildung 5.11: Resonanzkurve der beiden Scheibenknoten 5 und 14 bei der Anregung in den Scheibenebenen

die lager- als auch die erste biegekritische Drehzahl angeregt werden. Das Resonanzmaximum findet man für $f = 18,8 \text{ Hz}$. Bei einer gegenphasigen Unwucht (LF2) wird diese Schwingung nicht angeregt, wohl aber die Verkippung des Rotors um die Schwerpunktsachse. Dies spiegelt sich wider im Amplitudenverlauf nach Abbildung 5.12, wobei eine um 180° phasenverschobene Beziehung zwischen den beiden Lagerknoten 5 und 14 gefunden wird. Aus beiden Verläufen wird bereits hier deutlich, dass auch geringe Unwuchtkräfte, wie sie bei der hier vorliegenden Modellierung angenommen wurden, in den weichen supraleitenden Lagern zu relativ großen Amplituden führen.

Zur Untersuchung des gefertigten realen Rotors wurden Beschleunigungsübertragungsfunktionen an diesem gemessen. Hierzu wurde der Rotor an zwei langen Seilen horizontal aufgehängt und mit einem Impulshammer zu Schwingungen angeregt. Sowohl im Impulshammer als auch auf der Oberfläche des Rotors befindet sich ein Beschleunigungssensor. Die Übertragungsfunktion wird dabei aus dem Beschleunigungs-Zeit-Signal mit Hilfe eines Analysators, welcher eine Transformation in den Frequenzbereich durchführt, gebildet. Abbildung 5.13 zeigt die Ergebnisse zur Messung der Beschleunigungs-Übertragungsfunktion, wobei auch der Einfluss der einzelnen Teilrotoren untersucht wurde. Hierzu wurde zunächst die aus einem Vergütungsstahl 30CrNiMo8 gefertigte Welle herangezogen. Die Eigenfrequenzen liegen im Bereich $f > 1000 \text{ Hz}$. Bereits

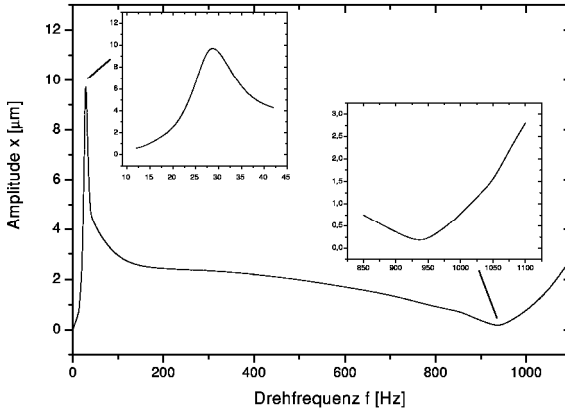


Abbildung 5.12: Resonanzkurve der beiden Scheibenknoten 5 und 14 bei gegenphasiger Anregung in den Scheibenebenen

das Aufbringen der Permanentmagnetscheiben reduziert die Eigenfrequenzen aufgrund der zusätzlichen Masse und der damit verbundenen Erhöhung des Trägheitsmomentes. Die erste biegekritische Eigenfrequenz des kompletten Rotors beträgt $f = 310 \text{ Hz}$. Sie stimmt nahezu exakt mit der berechneten Eigenfrequenz überein (Abbildung 5.9). Für die weiteren Eigenfrequenzen kommt es zu deutlichen Abweichungen zwischen den durchgeführten Berechnungen und den Messungen der Übertragungsfunktion. Grund dafür ist die nicht exakt definierbare Ankopplung der Scheiben an die Rotorwelle und die unterschiedliche Lagerung. Während bei den Berechnungen die supraleitende Lagerung mittels eines Feder-Dämpfer-Modells simuliert wurde, lagerte der Rotor bei den Messungen an zwei langen Metalldrähten, d.h. der Rotor erfuhr in Anregungsrichtung nur geringe Rückstellkräfte.

Zur Analyse der lagerkritischen Drehzahlen wird die Vibrationsamplitude der oberen und unteren Schwungscheiben während des Anlaufs und des freien Auslaufs gemessen. Abbildung 5.14 zeigt auf der linken Achse den Drehzahlverlauf und auf der rechten Achse die Vibrationsamplitude der beiden Schwungscheiben in x-Richtung während eines freien Auslaufs. Der Rotor des Antriebsmotors ist hierbei nicht magnetisiert ($I_f = 0$). Deutlich sichtbar ist die Starrkörperbewegung des Rotors in den supraleitenden Magnetlagern beim Durchfahren der Resonanzfrequenzen. Mit Hilfe des zeitlichen Verlaufs

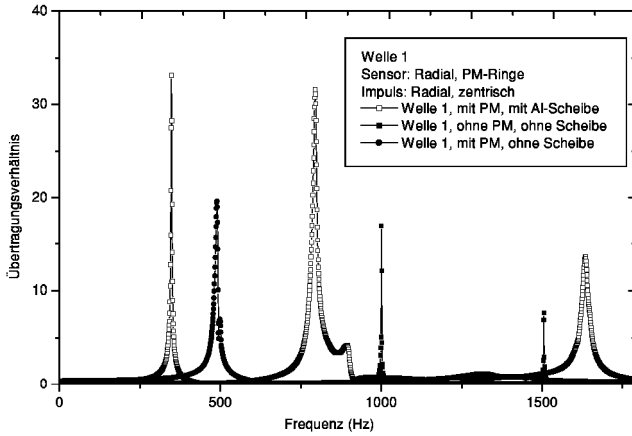


Abbildung 5.13: Beschleunigungs-Übertragungsfunktion des Rotors

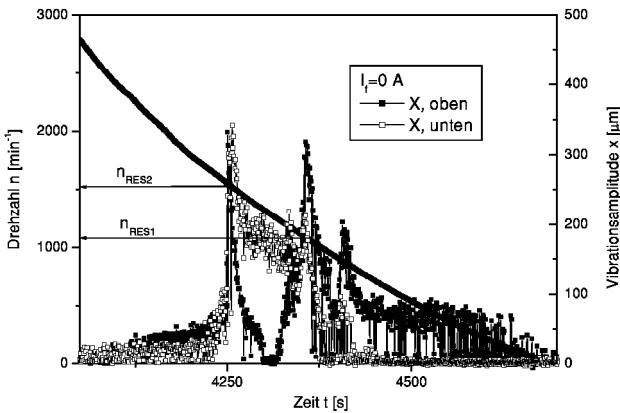


Abbildung 5.14: Vibrationsamplitude während des freien Auslaufs des Rotors

der Drehzahl n lassen sich aus Abbildung 5.14 die Eigendrehzahlen $n_{RES1} = 1099 \text{ min}^{-1}$ und $n_{RES2} = 1522 \text{ min}^{-1}$ bestimmen. Ein Vergleich mit den zuvor berechneten Werten nach den Gleichungen 5.6 und 5.7 zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit den hier

gemessenen Werten.

Kernaussagen

Aus der Analyse der Rotordynamik des Schwung-Energiespeicher-Systems lassen sich folgende Kernaussagen treffen:

- Der angestrebte Drehzahlbereich ($n = 30\,000 - 50\,000 \text{ min}^{-1}$) ist frei von Eigenfrequenzen
- Aufgrund der weichen Lagerung ($c_x < 200 \text{ N/mm}$) existieren im unteren Drehzahlbereich ($n < 2000 \text{ min}^{-1}$) zwei Starrkörpereigenfrequenzen. Die Eigenform stellt hierbei eine parallele Verschiebung bzw. ein Verkippen um den Schwerpunkt dar.
- Die Resonanzamplitude $A_m a x$ während des An- und Auslaufs beträgt weniger als $0,5 \text{ mm}$ und stellt somit kein Problem für den Betrieb dar.

5.4 Vakuum- und Kryotechnik

5.4.1 Vakuumtechnik

Die aus einem 6 mm starken Edelstahlblech bestehende Vakuumkammer erfüllt innerhalb des gesamten Schwungradkonzeptes drei wichtige Aufgaben:

- Reduktion der Luftreibungsverluste
- Vermeidung des Wärmeeintrags in die supraleitenden Magnetlager
- Splitterschutz für den Berstfall

Der Schwungradprototyp wurde für eine stationäre Anwendung konzipiert, sodass eine Gewichtsoptimierung zweitrangig war. Sie besteht aus vier annähernd gleichen Ringen, welche mittels Vitondichtringen und 8 gleichmäßig am Umfang verteilten Schrauben miteinander verbunden werden. Zur Durchführung aller Energie-, Steuerungs- und Messleitungen wurden handelsübliche Flanschbauteile in die Vakuumkammer integriert. Die Kammer ($V = 250 \text{ l}$) wird von einer Turbomolekularpumpe (Saugvermögen: 240 l/s) und einer Drehschieber-Vorpumpe (Saugvermögen: $64 \text{ m}^3/\text{h}$) evakuiert. Die Leckrate beträgt weniger $10^{-8} \text{ mbar}/(\text{l} \cdot \text{s})$.

Gasreibungsverluste

Gemäß der kinetischen Gastheorie, nach der ein Gas aus einer großen Anzahl diskreter Teilchen besteht und ausser den Zusammenstößen keine Kräfte auftreten, lässt sich ein funktionaler Zusammenhang zwischen dem Gasdruck und den Reibungsverlusten ableiten. Der Gasdruck ist hierbei eine Funktion der Teilchenzahl n und des mittleren Geschwindigkeitsquadrats \bar{c}^2 , wobei m_T die Teilchenmasse ist:

$$p = \frac{1}{3} \cdot n \cdot m_T \cdot \bar{c}^2 \quad \text{mit} \quad \bar{c}^2 = 3 \cdot \frac{k \cdot T}{m_T} \quad (5.9)$$

Die Strecke die ein Molekül im Mittel zwischen zwei Zusammenstößen zurücklegt, die sogenannte mittlere frei Weglänge, berechnet sich nach [176] zu:

$$l_M = \frac{1}{\pi \cdot \sqrt{2} \cdot n \cdot (2r)^2} \quad (5.10)$$

Im vorliegenden Fall beträgt der Gasdruck p weniger als 10^{-5} mbar , sodass die mittlere freie Weglänge l_M nach Gleichung 5.9 und 5.10 größer als 10 m ist. Dies bedeutet, dass im Vakuumsystem des hier beschriebenen Schwung-Energiespeicher-Systems keine Molekül-Molekül-Zusammenstöße stattfinden, sondern alleine die Teilchenstöße gegen die umgebenen Wände zur inneren Reibung im viskosen Medium beitragen. Trifft ein Molekül der Masse m_M auf den schnellrotierenden Rotor, so wird ihm im Mittel der Impuls $m_M v_u$ übertragen, wobei v_u die Umfangsgeschwindigkeit im Abstand r von der Hauptträgheitsachse darstellt. Die mittlere Drehimpulsübertragung zwischen Molekül und rotierendem Körpers ist somit

$$\Delta L = m_M \cdot \omega \cdot r^2 \quad (5.11)$$

wobei im Mittel

$$z = \frac{n \cdot c}{4} \quad (5.12)$$

Teilchen je Zeit- und Flächeneinheit auftreten.

Daraus lässt sich dann der gesamte mittlere Drehimpuls pro Zeiteinheit, das Drehmoment der Gasreibung, bestimmen:

$$M_{GR} = z \cdot m_M \cdot \omega \int r^2 dA = \sqrt{\frac{1}{2\pi}} \sqrt{\frac{m_M}{kT}} p \omega \int r^2 dA \quad (5.13)$$

Für den Fall eines rotierenden Zylinders berechnet sich danach die Verlustleistung für die Winkelgeschwindigkeit ω zu:

$$P_{GR} = M_{GR} \cdot \omega \quad (5.14)$$

Für die Kreisfläche bzw. Mantelfläche des Zylinders gilt für das Integral in Gleichung 5.13:

$$I_{Kreis} = \int r^2 dA = \frac{\pi}{2} R^4 \quad I_{Mantel} = \int r^2 dA = 2 \pi h R^3 \quad (5.15)$$

Daraus ergibt sich die Gesamtverlustleistung des rotierenden Zylinders zu:

$$P_{Zyl} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{M}{R_G T} \cdot p \omega^2 R^3 (R + 2h) \quad (5.16)$$

Hierbei ist M die Molmasse ($M = N_A \cdot m_M$) und $R_G = N_A \cdot k = 8,31415 \frac{J}{mol \cdot K}$. Mit der durchschnittlichen Molmasse $M = 28,8 \frac{g}{mol}$ ergibt sich die Gasreibungsverlustleistung des verwendeten Rotors bei einer Betriebstemperatur von $T = 300K$ zu:

$$P_{GR,Rotor} = 0,0078 \cdot p \cdot f^2 \quad (5.17)$$

Beim hier vorhandenen Druck $p < 10^{-5} mbar$ ergibt sich für die maximal angestrebte Drehzahl $n_{max} = 50000 min^{-1}$ gerade einmal eine Verlustleistung $P_V = 5W$, was absolut zu vernachlässigen ist. Für einen Vergleich dieser Werte mit denen bei Atmosphärendruck ($p = 1013 mbar$) gelten die hier hergeleiteten Zusammenhänge der molekularen Strömung nicht. In [153] und [21] wurde für die dann vorhandene laminare Strömung in einem viskosen Medium eine veränderte Abhängigkeit von der Drehfrequenz gefunden ($P_V \propto \omega^{2,8}$). Für die maximale Drehzahl würde die Verlustleistung dann um den Faktor 300 größer sein.

5.4.2 Kryotechnik

In diesem Kapitel werden die Berechnungsverfahren für die Dimensionierung der Lagermodule beschrieben. Ziel ist es, den Wärmeeintrag in die supraleitenden Magnetlager so gering wie möglich zu halten, da hierdurch in entscheidendem Maße die Gesamteffizienz beeinflusst wird. Hierzu wird eine Superisolation, deren Wärmeleitfähigkeit definitionsgemäß deutlich geringer ist als diejenige der ruhenden Luft, zwischen den kalten und warmen Elementen des Speichers dimensioniert. Verschiedene Methoden der Superisolationen werden in [172], [173] und [174] ausführlich dargestellt und miteinander verglichen. Im vorliegenden Fall wurde eine diskontinuierliche Superisolation, bestehend aus einem evakuierten Raum und hochreflektierenden Metallfolien, angewandt.

Das Ziel der Wärmeisolation ist es, den Gesamtverlustwärmeeintrag \dot{Q}_{ges} durch Minimierung seiner Einzelkomponenten \dot{Q}_{Gas} , \dot{Q}_K , \dot{Q}_{St} zu reduzieren. Das soll im einzelnen die

- Verlustwärmeströme \dot{Q}_{Gas} durch Evakuierung unter einen bestimmten Restgasdruck verhindern.
- Wärmebrücken zur mechanischen Abstützung der Lagermodule über bestehende Festkörper soweit wie möglich vermeiden und somit die Festkörperkontaktwärmeströme \dot{Q}_K auf ein Minimum reduzieren.
- Strahlungsverluste \dot{Q}_{St} durch die Verspiegelung der kalten bzw. der warmen Wände (Dewargefäß) minimieren.

Nachfolgend werden die notwendigen Grundlagen zur Dimensionierung ausgehend von [172] und [176] erläutert:

Durch Wärmezufuhr erfahren die Moleküle in einem Gas eine Beschleunigung, welche die kinetische Energie erhöht. Der Transport von thermischer Energie erfolgt prinzipiell durch Zusammenstöße der Gasatome oder -moleküle. Für den Wärmetransport unterscheidet man zwischen drei unterschiedlichen Bereichen: Kontinuumbereich, Molekularströmung und einem Bereich, in dem die Wärmezufuhr durch Konvektion gegenüber der Wärmestrahlung zu vernachlässigen ist. Die Einteilung erfolgt mittels der mittleren freien Weglänge, wobei für Gasmoleküle folgendes gilt [176]:

$$l_M = \frac{k T}{\pi \sqrt{2} d_{WK}^2 p_{Gas}} \quad (5.18)$$

oder nach [172]

$$l_M = \frac{C_1(p_{Gas})}{1 + \frac{C_2}{T}} \quad (5.19)$$

Für $p \neq p_0$ lässt sich C_1 wie folgt bestimmen:

$$C_1(p_{Gas}) = \frac{p_1}{p_{Gas}} C_1(p_0) \quad (5.20)$$

Mit der zuvor beschriebenen Vakuumtechnologie sind Restgasdrücke $p < 10^{-6}$ mbar erreichbar, wobei die mittlere freie Weglänge l_M dann ca. 1m beträgt.

Kontinuumbereich ($l_M \ll d_{WK}$)

Der Kontinuumbereich (typisch: $p > 1\text{mbar}$) ist dadurch gekennzeichnet, dass die mittlere freie Weglänge l_M der Gasmoleküle in Bezug zum Abstand d_{WK} der kalten und warmen Oberflächen sehr gering ist. Die Anzahl der Stöße der Teilchen untereinander ist somit groß gegenüber der Anzahl der Stöße gegen die Oberflächen. Der durch das Gas transportierte Wärmestrom verhält sich proportional dem Temperaturgradienten zwischen den Oberflächen, aber konstant bezüglich des Gasdrucks p_{Gas} .

Molekularbereich ($l_M \gg d_{WK}$)

Molekularströmung entsteht bei Gasdrücken $p < 10^{-1} \text{ mbar}$, wobei die Anzahl der Teilchenstöße gegen eine Oberfläche im Vergleich zur Anzahl der Molekül-Molekül-Stöße sehr groß ist. Der Wärmestrom, verursacht durch Molekülstöße gegen die kalte Oberfläche ist proportional zum Gasdruck p , und natürlich ebenfalls proportional zum Temperaturgradienten zwischen kalter und warmer Oberfläche.

Für die Restgas-Wärmeleitfähigkeit gilt nach [173]:

$$\lambda_{Gas}(p_{Gas}) = \frac{\lambda_0}{1 + 2\beta K_n} \quad (5.21)$$

λ_0 bezeichnet hierbei die Wärmeleitfähigkeit des Gases bei Normaldruck, β einen Gewichtungsfaktor und K_n die sogenannte Knudsen-Zahl. Die Knudsen-Zahl beschreibt hierbei den Quotienten zwischen mittlerer freier Weglänge l_M und dem Abstand zwischen kalter und warmer Oberfläche d_{WK} :

$$K_n = \frac{l_M}{d_{WK}} \quad (5.22)$$

Mit Hilfe bekannter Tabellenwerte [172] zur Korrektur der spezifischen Wärme, dem bekannten Verhältnis $\kappa = c_p/c_v$ der spezifischen Wärme bei konstantem Druck bzw. Volumen sowie dem Akkommodationskoeffizienten α ergibt sich der Gewichtungsfaktor β zu:

$$\beta = \frac{2\kappa}{\kappa + 1} \frac{2 - \alpha}{\alpha} \quad (5.23)$$

Der Akkommodationskoeffizient α ist häufig nur ungenau bekannt. α der Oberflächen ist umso kleiner, je reiner die Fläche, je kleiner die molare Masse M des Gases, je höher die Gastemperatur T_{Gas} und die Temperatur der Fläche ist. Umfassende Tabellen findet man hierzu u.a. in [176].

Mit den beschriebenen Größen nach Gleichung 5.21 ergibt sich aus dem üblichen Wärmeleitungsgesetz [181] die effektive Wärmeleitfähigkeit zwischen kalter und warmer Oberfläche zu:

$$\dot{Q}_{Gas}(p_{Gas}) = \lambda_{Gas}(p_{Gas}) A \frac{\Delta T}{d_{WK}} \quad (5.24)$$

Wärmetransport für $p_{Gas} < 10^{-4} \text{ mbar}$

Eigentlich befindet man sich weiterhin im Bereich der Molekularströmung, wobei aber die Anzahl der Teilchen-Wand-Stöße so gering ist, dass die Wärmeübertragung durch

Leitung und Konvektion gegenüber dem Anteil der Wärmestrahlung praktisch zu vernachlässigen ist. In diesem Bereich sind zur Berechnung der effizienten Wärmeleitfähigkeit λ_{Gas} des Gases insbesondere Strahlungsmechanismen zu berücksichtigen.

Wärmestrahlung

Die Oberflächen des Supraleiters und der sich in unmittelbarer Umgebung befindlichen Teile unterschiedlicher Funktion sind nicht strahlungsundurchlässig und besitzen eine Temperatur $T \neq 0$, sodass sie Energie durch Wärmestrahlung emittieren und absorbieren. Die Ausbreitung ist hierbei nicht an ein Trägermedium gebunden. Emission und Absorption führen dazu, dass zwischen unterschiedlich temperierten Oberflächen eine durch Strahlung hervorgerufene Wärmeübertragung stattfindet, die thermodynamisch die Bedeutung eines Wärmeflusses hat.

Bei einer vorgegebenen Temperatur strahlt die schwarze Oberfläche den charakteristischen Maximalwert ab, der sich nach Stefan-Boltzmann zu

$$\dot{Q}_{St} = \sigma A T^4 \quad (5.25)$$

berechnet.

Nicht schwarze Oberflächen emittieren weniger Energie als schwarze Oberflächen. Das wird durch das Verhältnis von einer realen Fläche in den Halbraum abgestrahlten Energie zu derjenigen einer schwarzen Oberfläche berücksichtigt. Dieses Verhältnis wird als Emissionsverhältnis ($\epsilon < 1$) bezeichnet. Für die Berechnung des Wärmeeintrages in das supraleitende Magnetlager durch Strahlung ist die Kenntnis der Emissionsverhältnisse ϵ_1 und ϵ_2 der unterschiedlich temperierten Oberflächen notwendig. Ausgehend hiervon berechnet sich der Wärmestrom \dot{Q}_{St} zu:

$$\dot{Q}_{St} = C_{12} \sigma (T_1^4 - T_2^4) \quad (5.26)$$

Dabei bezeichnet C_{12} die Strahlungsaustauschzahl, welche durch die Geometrie und durch die jeweiligen Emissionsverhältnisse ϵ_1 und ϵ_2 bestimmt wird.

Ordnet man zwischen den Flächen A_1 und A_2 strahlungsundurchlässige Wände an, so wird die auf A_1 übertragene Strahlungsleistung extrem reduziert. Für den Fall von n Strahlungsschilden berechnet sich die Strahlungsaustauschzahl für die begrenzenden Oberflächen zu:

$$C_{12} = \left\{ \sum_{i=1}^{n+1} A_i [(A_i \epsilon_i)^{-1} + (e_{i+1}^{-1} - 1)/A_{i+1}] \right\}^{-1} \quad (5.27)$$

In der Praxis vereinfacht sich Gleichung 5.27 aufgrund gleicher Flächen A_1 und A_2 und

gleicher Emissionszahlen ϵ der Strahlungsschilden, sodass sich folgender Wärmetransport bei Anwesenheit von n Strahlungsschilden ergibt:

$$\dot{Q}_{St} = A \epsilon \sigma \frac{T_1^4 - T_2^4}{2(n+1)} \quad (5.28)$$

Ausgehend von den Gleichungen 5.28 und 5.24 wurde für das supraleitende Magnetlagermodul nach Abbildung 5.2 eine modellhafte Berechnung der Wärmeverluste durchgeführt. In Tab 5.2 sind die Ergebnisse dargestellt. Die hier durchgeführten Berech-

Beschreibung	Spezifikation	Verluste
Wärmeleitung		$\dot{Q}_{WL}[W]$
Kreisfläche	$A = 218 \text{ cm}^2, p = 10^{-5} \text{ mbar}$	0,0460
Mantelfläche	$A = 27,64 \text{ cm}^2, p = 10^{-5} \text{ mbar}$	0,0058
GFK-Abstützung	$\lambda_{GFK} = 0,3 \frac{W}{m \cdot K}$	0,4335
Wärmestrahlung		$\dot{Q}_{St}[W]$
Kreisflächen	$\epsilon_K = 1, \epsilon_W = 1$	19,6
	$\epsilon_K = 0,06, \epsilon_W = 1$	1,196
Mantelfläche	$\epsilon_K = 1, \epsilon_W = 1$	1,264
innen	$\epsilon_K = 0,06, \epsilon_W = 1$	0,076
Mantelfläche	$\epsilon_K = 1, \epsilon_W = 1$	6,896
außen	$\epsilon_K = 0,06, \epsilon_W = 1$	0,414
Wärmestrahlung und -leitung	$\epsilon_K = 1, \epsilon_W = 1$	28,2456
$\dot{Q}_{WL} + \dot{Q}_{St}$	$\epsilon_K = 1, \epsilon_W = 1$	2,171

Tabelle 5.2: Berechnungsergebnisse zur modellhaften Wärmeleitung- und Strahlungsberechnung des verwendeten supraleitenden Magnetlagers

nungen zeigen deutlich, dass der Wärmeeintrag in ein Supraleitendes Magnetlager bei einem geringen Restdruck innerhalb der Vakuumkammer ($p < 10^{-5} \text{ mbar}$) insbesondere durch die Strahlungsisolation zwischen warmen und kalten Teilen des Lagers beeinflusst wird. Um die maximal möglichen Strahlungsverluste abzuschätzen, wurden die kalten (ϵ_K) und warmen (ϵ_W) Flächen als schwarze Strahler angenommen. Daraus ergeben sich die Strahlungsverluste zu $\dot{Q}_{St} = 28W$. Da im vorliegenden Fall die warmen Flächen, bestehend aus Permanentmagnetringe bzw. Aluminiumschwungring, sich sehr schnell gegenüber dem kalten Teil, dem supraleitenden Ring, drehen, stellt die Montage geeigneter Isolationfolien eine besondere Problematik dar. Aufbauend auf detailliertem Wissen zum Aufbau von Superisolationen an verschiedenen Tieftemperaturapparaten (z.B: Supraleitende Höchstfeldmagnete, Pulsrohrkühler) [178] und [180], wurden die

kalten Flächen des Supraleiters mit einer selbstklebenden Aluminiumfolie ($\epsilon_K = 0,06$) beklebt und die Kaltflächen mit einer metallisierten Mylarfolie ($\epsilon_W = 0,023$) mehrmals umwickelt. Die hier vollzogene Berechnung mit $\epsilon_W = 0,06$ stellt somit eine konservative Abschätzung der Verluste dar. Es ergibt sich ein Wärmeeintrag von $\dot{Q}_{Si} = 2W$. Eine weitere Problematik stellt die stabile und zu gleich isolierende Abstützung des kalten Teils des Lagers dar. Bei Verwendung von glasfaserverstärkten Kunststoffen gelingt zum einen eine effektive Isolation ($\dot{Q}_{GFK} < 0,25W$) und zum anderen eine stabile Positionierung des Lagers und des damit zu levitierenden Rotors ($m = 10,135kg$).

Kühlmethode

Die in früheren Projekten zur supraleitenden Lagern verwandte Stickstoff-Kühlung ([153], [28]) wurde hier durch einen sogenannten Kleinkühler ersetzt, welcher grundsätzlich nach einem der folgenden Methoden arbeiten kann.

- Gifford-McMahon-Verfahren
- Stirling'sches Verfahren
- Pulsrohrkühler-Variante

Das Funktionsprinzip all dieser Methoden lässt sich einfach unter Verwendung des P-V-Diagramms anhand des thermodynamischen Kreisprozesses erläutern [179] [176]. Der heute am weitesten verbreitete und technisch am weitesten entwickelte Prozess stellt dabei der Gifford-McMahon-Prozess dar. Hierbei wird die Helium-Kompressoreinheit vom kälteerzeugenden Bereich der Anlage, dem Kaltkopf, entkoppelt. Hierdurch wird das Auftreten von störenden Schwingungen im Vergleich zum herkömmlichen Stirling-Prozess deutlich reduziert. Weiterentwicklungen auf dem Gebiet der Pulsrohrkühler lassen bezüglich der auftretenden Vibrationen und eines gesteigerten Energiewirkungsgrades weitere Fortschritte in den nächsten Jahren erwarten [179]. Die hier durchgeführten Versuche zeigten aber auch allzu deutlich, dass ausgehend vom einfachen physikalischen Prinzip noch sehr viel technische Entwicklungsarbeit zu leisten ist, damit nicht der Kleinkühler die Wartungszyklen der Speichereinheit negativ beeinflusst. Nachfolgend sind die technischen Daten verschiedener Kleinkühler tabellarisch dargestellt, wobei insbesondere auf die im vorliegenden Projekt eingesetzten Kühler eingegangen wird. Die zunehmende Verbreitung, begünstigt durch neue Anwendungsgebiete, verschärft die Anforderungen im Bezug auf Effizienz, Zuverlässigkeit, Lebensdauer, Laufruhe, Wartungsbedarf und Kosten [178]. Diese Tatsache dürfte schon in naher Zukunft dazu führen, dass stark verbesserte Kleinkühler derzeit noch bestehende Probleme reduzieren. Insbesondere der noch zu geringe Wirkungsgrad der für den

Typ	CM ¹	AWT ²	Leybold	CTI Cryo-	Hymantic
	AL10	SCA15	Modell 22	genics	Cryocooler
Arbeitsweise	GM	ST	ST	GM	ST
Kälteleistung [W]	14	15	6	7	5
Temperatur [K]	80	80	77	77	77
Wirkungs- [%]	≤ 1	≤ 3	$\leq 3,33$	< 1	≈ 5
grad (T=77 K)					
m [kg]	51,8	25	8	6,6	10
Gesamtsystem	(4/47,8) ³			21	
V [l]	102	42	52		
Volumen	(2/100)				
T_{min} [K]	28	52	35	36	40
Ohne Last					
Abkühlzeit	18	12	< 5	25	32
t_{ab} [min]	(50g Cu) ⁴	(60 g Cu)	(30g Cu)	(100g Cu)	
$T = 300K \rightarrow 80K$					
Leistungsauf- nahme P_{el} [W]	1600	500	180	1500	100

Tabelle 5.3: Technische Daten einstufiger Kleinkühler für den Einsatz in supraleitenden Magnetlagern; 1 Cryomech Model AL10, Kompressor CP510, Cryomech 113 Falso Drive, Syracuse, New York, 2 AWT Werkzeugtechnik Annaberg GmbH, 09456 Annaberg-Buchholz, 3 Kaltkopfgewicht/Kompressorgewicht, 4 Kaltkopfmasse in g

Laboreinsatz konstruierten Kleinkühler nach Tabelle 5.3 dürfte durch Anpassungen an die jeweilige Anwendung erheblich gesteigert werden. Da der Pulsrohrkühler keine mechanischen Komponenten, die im kalten Teil des Kaltkopfes zu bewegen sind, benötigt, dürfte diese Varianten die heute üblichen Kälteerzeugungsprozesse Gifford-Mc Mahon und Stirling-Prinzip vom Markt verdrängen. Einen Überblick zur Entwicklung von Pulsrohrkühlern und den dazugehörigen Vergleich mit den klassischen Varianten ist in [179] gegeben.

Die Kühler in den ersten beiden Spalten der Tabelle 5.3 wurden im vorliegenden Projekt eingesetzt und im Detail untersucht. Mit der Gegenheizmethode [178] wurde die Kühlleistung vor und während des Betriebs mehrmals kontrolliert. Hierbei zeigte sich während des Betriebs (Betriebszeit $t = 2300h$) ein merklicher Rückgang der Kühlleistung der beiden Kühlaggregate. In Abbildung 5.15 ergibt sich bei der Betriebstemperatur $T < 80K$ ein Rückgang um mehr als 25%. Nur kosten- und zeitintensive

Wartungsarbeiten, zum Teil beim Hersteller, konnten die Leistungsdaten über mehrere Monate konstant halten. Der zweite Kühler (AWT SCA15) wurde ebenfalls intensiven Leistungstest unterworfen, wobei beim hier untersuchten Kühler nur geringfügige Abweichungen von den Herstellerdaten zu bemerken waren. Durchgeführte Vibrationsmessungen zeigen für beide Kühler Schwingungsamplituden an den Kaltköpfen von weniger als $20\mu\text{m}$, die über die flexiblen Kältezuführungen Vibrationen von weniger als $3\mu\text{m}$ am Lagermodul verursachen. Abbildung 5.15 rechts zeigt die Abkühlkurve der

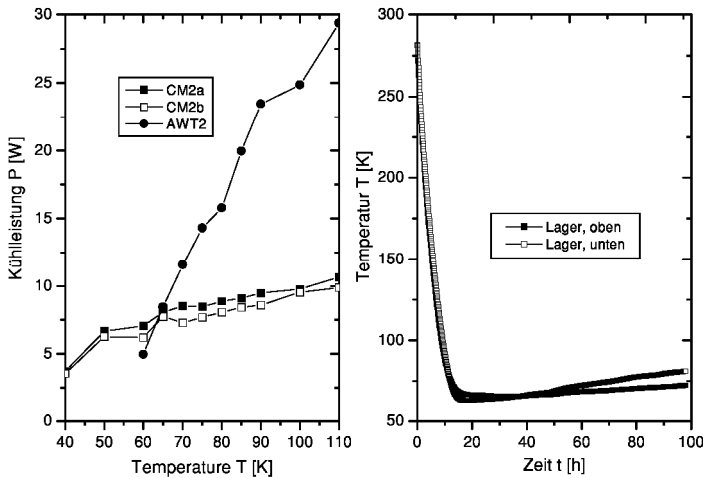


Abbildung 5.15: Ergebnisse zur Leistungsmessung an den verwendeten Kühlern (links) und typische Abkühlkurven der beiden supraleitenden Lagermodule (rechts)

beiden Lagermodule bei Verwendung der beiden CM AL10-Kühler bei einem Restgasdruck $p = 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$, welcher zu Beginn des Abkühlprozesses gemessen wurde. Während der Abkühlzeit verringert sich der Restgasdruck innerhalb der Vakuumkammer aufgrund der Kondensatbildung an der kalten Oberfläche ([176], [177]) des Lagers auf $p = 3,4 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$. Unter diesen Bedingungen war es möglich, die beiden Lagermodule (5.2) auf eine Temperatur $T_1 = 63\text{K}$ und $T_2 = 65\text{K}$ abzukühlen. T_1 bezeichnet hierbei die Temperatur am oberen Lager und T_2 am unteren Lager. Aufgrund der nicht absolut zu vermeidenden thermischen Ankopplung an große Wärmekapazitäten, hier insbesondere der Rotor und Stator des Antriebsmotors, stellt sich nach ca. 3 Tagen eine stabile Temperatur $T_1 = 65\text{K}$ bzw. $T_2 = 67\text{K}$ ein. Aus der Temperaturdifferenz ΔT

zwischen Kaltkopf und Lagermodul lässt mit Hilfe der thermischen Leitfähigkeit der flexiblen Kältezuleitungen, bestehend aus Kupferlitzen, die Leistung des Kühlers während des Betriebs bestimmen. Es ergibt sich für den am oberen Lager verwandten Kühler eine Leistung $P = 7,9W$, für den Kühler am unteren Lager ergibt sich danach eine Leistung $P = 7,5W$. Es kann sich aber hierbei nur um eine Abschätzung handeln, da bei der Berechnung des thermischen Widerstandes der Zuführungen zum einen starke Unsicherheiten bezüglich der Kontaktfläche und zum anderen die thermische Leitfähigkeit im Betriebstemperaturbereich stark nichtlinear ist. Die Temperaturabhängigkeit der thermischen Leitfähigkeit λ von Kupfer ist in [53] detailliert beschrieben, wobei insbesondere auf die festkörperphysikalischen Aspekte eingegangen wird.

Kapitel 6

Experimentelle Systemuntersuchungen

6.1 Auslaufversuche

Für die Verlustanalyse von Schwung-Energiespeicher-System hat sich bereits in der Vergangenheit die Methode des freien Auslaufs nach der Beschleunigung auf eine maximale Drehzahl n_{max} als besonders einfaches und effektives Werkzeug herauskristallisiert [196] [21] [153]. Hierbei ist es möglich durch den Betrieb bei unterschiedlichen Versuchsbedingungen spezielle Teilverluste zu separieren und deren Einflüsse auf das Gesamtsystem zu analysieren. Beim vorliegenden Rotorsystem sind folgende Verluste zu beachten:

- Hysteretische Verluste
- Wirbelstromverluste
- Gasreibungsverluste
- Exzentrizitätsverluste

Hierbei entstehen Wirbelstromverluste überall dort, wo zeitlich veränderliche Magnetfelder Ströme in Materialien mit endlicher elektrischer Leitfähigkeit hervorrufen. Dies tritt im vorliegenden Fall insbesondere im Eisenblechpaket des Stators auf, wenn der aus einem massiven Stahlstück gefertigte Rotor nicht entmagnetisiert ist. Gegenüber einem massiven Eisenstück werden die Verluste im Eisenblechpaket aufgrund der Blechung auf den $1/n^2$ -Teil der Ausgangsverluste herabgesetzt. Ein weiterer Anteil, der aber im Vergleich zu den Wirbelstromverlusten im Eisenblechpaket zu vernachlässigen ist, dürfte durch die sehr geringe Schwankung des Permanentmagnetfeldes in der

aus massivem Kupfer gefertigten Kaltplatte entstehen. Eine weitere Quelle stellt die inhomogene Magnetisierung der diskret aufgebauten supraleitenden Ringe dar, welche in den Permanentmagnetringen ($\rho = 1,2 - 1,6 \frac{\Omega \text{ mm}^2}{\text{m}}$) ebenfalls Wirbelstromverluste hervorrufen können. Die Wirbelstromverluste sind vom Quadrat der Frequenz der Magnetfeldänderung abhängig [6].

Die Ummagnetisierungsverluste, sogenannte hysteretische Verluste, entstehen ebenfalls durch Magnetfeldänderungen. Die dabei durchzufahrende Hystereseschleife bestimmt die bei jeder Ummagnetisierung umgewandelte Verlustenergie. Sie ist proportional der Ummagnetisierungsfrequenz und damit im hier vorliegenden Fall proportional der Drehfrequenz f [6]. Von besonderem Interesse sind für supraleitende Magnetlager die hysteretischen Verluste, welche durch den exzentrischen Auslauf des Rotors verursacht werden.

Die Gasreibungsverluste, welche in Kapitel 5.4.1 näher untersucht wurden, sind bei den hier vorherrschenden Gasdrücken zu vernachlässigen. Abbildung 6.1 zeigt die gemessene

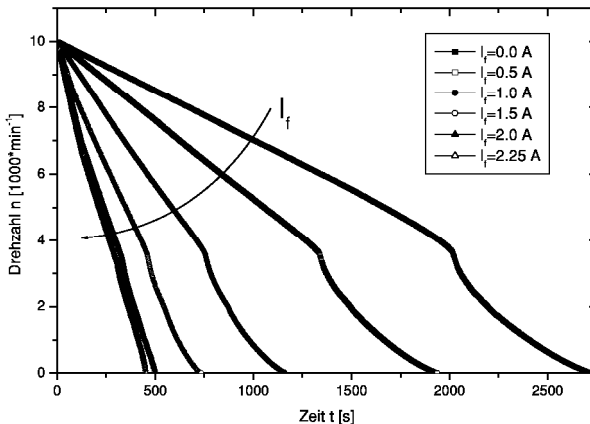


Abbildung 6.1: Auslaufkurven des Rotors bei unterschiedlichen Erregerströme I_f bei einer maximalen Drehzahl $n = 10\,000 \text{ min}^{-1}$

nen Auslaufkurven des auf eine maximale Drehzahl $n_{max} = 10000 \text{ min}^{-1}$ beschleunigten Rotors bei einem Restgasdruck $p = 1,93 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$. Aus den Auslaufkurven lässt sich

damit die Verlustleistung P_V in Abhängigkeit der Drehfrequenz f angeben.

$$P_V(f) = 4\pi^2 \cdot \Theta \cdot f \cdot \dot{f} \quad (6.1)$$

Es zeigt sich deutlich, dass die Auslaufverluste sehr stark abhängig sind von der Aufmagnetisierung des Rotors, die wiederum direkt proportional zum Strom der Erregerwindungen I_f ist. Für den maximal gewählten Erregerstrom $I_f = 2,25 \text{ A}$ ergibt sich für die Drehzahl $n = 10\,000 \text{ min}^{-1}$ eine um den Faktor 12 höhere Verlustleistung. Die gemessenen Auslaufverluste P als Funktion der Drehfrequenz f lassen sich am einfachsten mit Hilfe eines Polynoms 2. Grades beschreiben.

$$P_V = a + b_1 \cdot n + b_2 \cdot n^2 \quad (6.2)$$

n bezeichnet dabei die Drehzahl n in min^{-1} . Es liegt die Annahme zu Grunde, dass die auftretenden Verluste entweder linear (hysteretisch) oder quadratisch (Wirbelstromverluste, Gasreibungsverluste) von der Drehfrequenz f abhängen. In Abbildung 6.2 sind

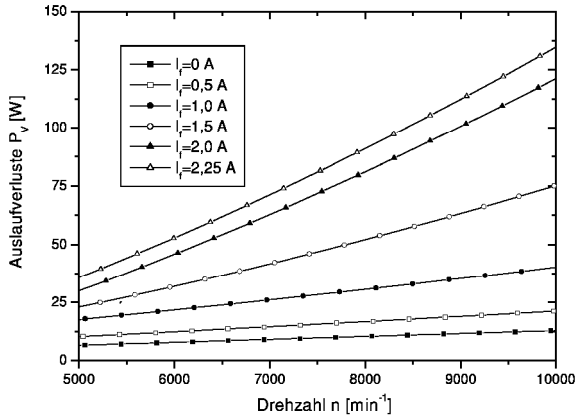


Abbildung 6.2: Auslaufverluste in Abhängigkeit der Drehzahl n für unterschiedliche Erregerströme $I_f = 0 - 2,25 \text{ A}$

die Auslaufverluste P_V als Funktion der Drehzahl n dargestellt. Deutlich geht hieraus hervor, dass für einen ideal entmagnetisierten Rotor die Gesamtauslaufverluste P_V fast ausschließlich hysteretischen Charakter besitzen. Mit steigender Magnetisierung des Rotors werden die Verluste stark durch den Wirbelstromanteil beeinflusst, sodass für

einen Erregerstrom $I_f = 2,25 \text{ A}$ bereits bei einer Drehzahl von $n = 10\,000 \text{ min}^{-1}$ ca. 42% darauf entfallen. In Abhängigkeit des Erregerstromes I_f ergeben sich hierfür die in Tabelle 6.1 dargestellten Werte.

$I_f [\text{A}]$	0	0,5	1,0	1,5	2,0	2,25
$a [\text{W}]$	0,027	-0,02619	-0,0515	-1,04	-3,4	-2,8
$b_1 [10^{-3} \text{W min}]$	1,33	1,97	3,18	4,83	9,02	9,45
$b_2 [10^{-8} \text{W min}^2]$	0,44	1,62	9,05	37,36	61,50	68,90

Tabelle 6.1: Fitdaten zur Verlustanalyse aus Auslaufkurven bei einer maximalen Drehzahl $n_{max} = 10\,000 \text{ min}^{-1}$ für unterschiedliche Magnetisierungen des Rotors

Für den hier untersuchten Drehzahlbereich ergibt sich sowohl für den hysteretischen (b_1) als auch den Wirbelstromanteil (b_2) eine quadratische Zunahme der Verluste in Abhängigkeit des Erregerstromes I_f (Abbildung 6.3). Aus der gemessenen Leerlaufkennlinie $U_1 = f(I_f)$ [12] lässt sich ableiten, dass dies für Erregerströme $I_f \leq 2,0 \text{ A}$ gilt, wohingegen oberhalb dieser Grenze die Zunahme stark durch die Eisensättigung der Maschine beeinflusst wird.

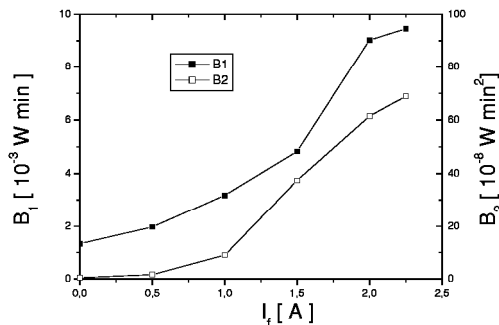


Abbildung 6.3: Fit-Koeffizienten als Funktion des Erregerstromes I_f

Basierend auf diesen Fit-Parametern ergibt eine Extrapolation auf die in den Experimenten nicht erreichte maximale Drehzahl $n = 50\,000 \text{ min}^{-1}$ den Verlauf der Verluste P_V in Abhängigkeit der Drehzahl n nach Abbildung 6.4. Für einen entmagnetisierten Rotor würden die Verluste demnach nur ca. 1% der Nennleistung $P_N = 10 \text{ kW}$ betragen. Ein vollständig magnetisierter Rotor würde ca. 20% Verluste erzeugen. Dies demonstriert eindrucksvoll, dass die Anwendung einer entmagnetisierbaren Antriebsmaschine von entscheidender Bedeutung für den effizienten Betrieb eines Schwung-Energiespeicher-Systems ist. Abschließend sollen die hier vorgestellten Ergebnisse mit

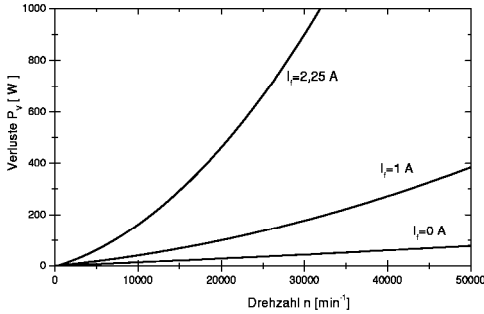


Abbildung 6.4: Berechnete Auslaufverluste für den angestrebten Drehzahlbereich $n = 30\,000 - 50\,000 \text{ min}^{-1}$

zuvor durchgeführten Experimenten am gleichen System verglichen werden, wobei im Gegensatz dazu die supraleitenden Magnetlagermodule nur aus einem HTS-Ring bestanden. In erster Näherung war somit die horizontale Steifigkeit c_x nur halb so groß wie bei der Big-Mac-Anordnung. Die Einkühlabstände zwischen HTS und PM betragen am oberen Lager 1 mm und am unteren 3 mm , sodass sich aufgrund der Gewichtskraft des Rotors jeweils ein Abstand von $d_z = 2 \text{ mm}$ während des Betriebs einstellte. Abbildung 6.5 zeigt deutlich geringere Auslaufverluste für die einfache Doppel-Dipol-Anordnung: Für die maximale Drehzahl $n = 10\,000 \text{ min}^{-1}$ ca. 30 % der Verluste bei Anwendung der Big-Mac-Anordnung. Hierfür existieren zwei Gründe: Das flussdurchdringende HTS-Volumen ist doppelt so groß und der Abstand zwischen HTS und PM wurde zur Steigerung der horizontalen Steifigkeit auf unter 2 mm reduziert. In [28] wurde gezeigt, dass für die hier verwendete Doppel-Dipol-Anordnung die Rotationsverluste sich bei Reduktion des Spaltes von $3,5 \text{ mm}$ auf 1 mm mindestens verdreifachen. Auch hier zeigt sich, dass die Spaltweite das herausragende Optimierungskriterium darstellt, wobei für das Schwung-Energiespeicher-System die Stabilität an erster Stelle steht. Die Veränderung der Rotationsverluste wird zusätzlich durch die bereits angesprochene Alterung des Materials beeinflusst.

6.2 Belastungsversuche

Die besondere Problematik der supraleitenden Magnetlagertechnik liegt in der relativ geringen Steifigkeit der Lager begründet. Weltweit findet man daher Systeme, die zusätzliche aktive Magnetlager zur Stabilisierung besitzen [59], [56]. Im Gegensatz hierzu wird der Rotor im hier vorgestellten System lediglich durch zwei supraleitende Magnet-

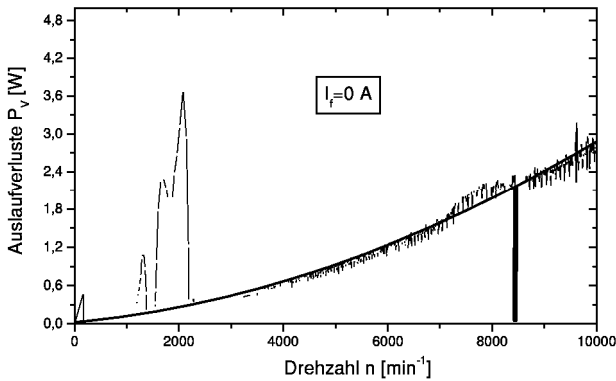


Abbildung 6.5: Auslaufverluste bei Anwendung der einfachen Doppel-Dipol-Konfiguration

lager stabilisiert, was konsequent dem obersten Entwicklungsziel eines absolut passiven Systems entspricht. Ebenfalls wird darauf verzichtet, die Stabilität durch die Kombination von vertikalen und horizontalen Lagertypen zu erzielen und damit den Materialaufwand extrem zu erhöhen.

Belastungsversuche bis zu einer maximalen Drehzahl $n = 20\,000 \text{ min}^{-1}$ bei Nennmoment $M_N = 3,18 \text{ Nm}$ demonstrieren die Stabilität des rotierenden Systems ohne das Auftreten für den Betrieb gefährlicher Vibrationsamplituden. Diese werden an den Schwungscheiben sowohl in x- als auch in y-Richtung gemessen. In Abbildung 6.6 ist für den Hochlauf des Rotors auf $n = 10\,000 \text{ min}^{-1}$ die Vibrationsamplitude in x-Richtung sowohl für die untere als auch die obere Schwungscheibe dargestellt. Aus dem Nennmoment $M_N = 3,18 \text{ Nm}$ ergibt sich mit dem Trägheitsmoment des Rotors $\Theta = 0,04135 \text{ kgm}^2$ eine Beschleunigungszeit $t = 13,6 \text{ s}$. Der Vibrationsamplitudenverlauf während der Beschleunigung zeigt zwei Maxima auf, wobei es sich auch hier um eine lagerkritische Resonanzstelle und eine systembedingte Resonanz handelt (Vgl. Kapitel 6.1). Orbit-Messungen zeigen deutlich, dass beide möglichen Bewegungsmoden (Kapitel 5.3.2) beim Hochlauf angeregt werden. Bei Langzeitmessungen (Kapitel 6.6), bei der lediglich ein Messwert pro Sekunde aufgezeichnet wird, ist für eine derart kurze Beschleunigungszeit eine zuverlässige Frequenz/ Amplituden-Zuordnung nicht gewähr-

leistet. Zur weiteren Demonstration der stabilen Levitation wurde der Rotor auf die in

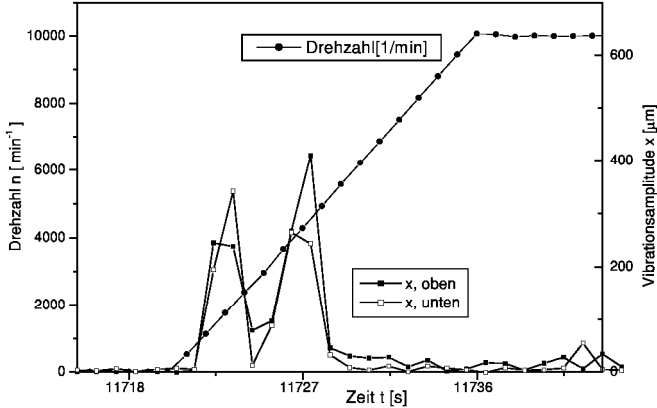


Abbildung 6.6: Beschleunigung des Rotors auf $n = 10\,000 \text{ min}^{-1}$ mit dem Nenndrehmoment M_N der Maschine

dieser Arbeit maximal erzielte Drehzahl $n = 20\,000 \text{ min}^{-1}$ beschleunigt und danach wieder abgebremst, wobei die relativ geringe Energie dabei in einem Bremswiderstand im Zwischenkreis in Wärme umgewandelt wurde. Abbildung 6.7 zeigt im oberen Bereich den Drehzahlverlauf und die Vibrationsamplituden an den beiden Schwungscheiben in x-Richtung. Im unteren Teil der Abbildung ist der Temperaturverlauf der beiden Lagermodule dargestellt. Aufgrund der Tatsache, dass jeglicher mechanischer Kontakt zwischen dem schnell rotierenden Rotor und dem in Kapitel 5 beschriebenen Notlager zu einem sehr schnellen Temperaturanstieg führt, findet somit ergänzend zu den Vibrationsmessungen eine Stabilitätskontrolle statt. Die Vibrationsmessungen zeigen, dass sowohl für den Hochlauf als auch das Abbremsen der Rotor stabil gelagert ist, wobei aber ausgelöst durch das Abbremsen des Rotors in einem längeren Zeitabschnitt ($t = \text{ca. } 20 \text{ s}$), relativ große Vibrationen gemessen werden. Ein Vergleich zu früheren Untersuchungen am vorliegenden System [7] zeigt eine deutliche Zunahme der Auslaufverluste, wobei es dafür mehrere Erklärungsmöglichkeiten gibt. Zum einen werden durch die Verwendung von 2 supraleitenden Ringen pro Lagermodul die Verluste annähernd verdoppelt und zum anderen kommt es aufgrund der Verringerung der Spalte zwischen den PM-Ringen und den HTS-Ringen zu erheblichen Verlusten.

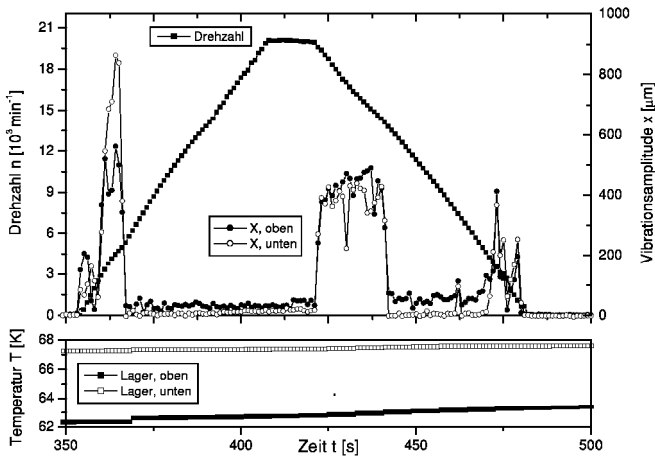


Abbildung 6.7: Beschleunigung des Rotors auf $n = 20\,000 \text{ min}^{-1}$

Kernaussagen

Ausgehend von den unterschiedlichen Versuchsreihen lassen sich bezüglich des Betriebsverhaltens der Speichereinheit folgende Kernaussagen treffen:

- Eine ergänzende Stabilisierung durch andere Lagertypen ist aufgrund der ausreichenden Steifigkeit sowohl in vertikaler, als auch horizontaler Richtung nicht notwendig
- Die verwendeten supraleitenden Materialien verursachen derzeit noch nicht unerhebliche Rotationsverluste

Kapitel 7

Ausblick

In diesem Abschnitt sollen mögliche weitere Entwicklungsschritte zum bestehenden System aufgezeigt werden, wobei sowohl auf die Weiterentwicklung supraleitender Magnetlager als auch auf die wichtigsten Aspekte des Schwung-Energiespeicher-Systems eingegangen wird.

HTS-Materialien

Für die Steigerung der Rückstellkräfte in klassischen supraleitenden Magnetlagern, bestehend aus einer HTS- und einer PM-Anordnung, ist eine kontinuierliche Verbesserung der HTS-Materialien zwingend notwendig, wobei folgende Gesichtspunkte zu beachten sind:

- Verstärkung des Pinning-Potentials

Der magnetische Fluss der Permanentmagneten ist nur solange örtlich stabilisiert, wie die Haltekraft F_H der Flussschläuche größer ist als die Lorentzkraft F_L . Die Gleichgewichtsbedingungen definiert den kritischen Strom J_c innerhalb der harten Typ II-Supraleiter. In den letzten Jahren wurden unterschiedliche Verbesserungsvorschläge ausgearbeitet:

- Optimierte Einbringung von Fremdphasen (PtO_2 , Ce_2O_3)
- Bestrahlung
- Ersetzen von Yttrium Y durch Nd, Sm bzw. durch $Nd_x Eu_y Gd_z$ (NEG) [199]

- Steigerung der Magnetisierung

Da im wesentlichen die Kraftwirkung durch die Magnetisierung in einem Korn, d.h. durch den in diesem Korn fließenden Strom bedingt ist, ist es von besonderem

Interesse HTS-Proben aus einem Korn mit großen Abmessungen ($D \approx 100 \text{ mm}$) herzustellen. Hierbei definieren sich folgende Voraussetzungen:

- Eindomäniges Wachstum
- Rissfreiheit
- Vollständiges c-Achsen-Wachstum
- Mechanische Stabilität

Diese aus Anwendersicht zu definierenden Verbesserungswünsche der HTS-Materialien stellen für die Hersteller ein nichttriviales Problem dar, wobei besondere Schwierigkeiten bei der reproduzierbaren Herstellung großvolumiger Proben ($D \geq 60 \text{ mm}$) bestehen. Während dies bei der Substanz $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ [198], [76], [77] bereits in den letzten Jahren mit hohem Aufwand erreicht wurde, sind die Entwicklungen bei den neuen Verbindungen (Nd 123, Sm123, NEG) noch am Beginn.

PM-Materialien

Die weitere Entwicklung der supraleitenden Magnetlager ist bezüglich der erreichbaren Rückstellkräfte stark limitiert aufgrund der begrenzten Magnetisierungswerte der Permanentmagnete. NdFeB-Magnete mit einer remanenten Flussdichte von $B = 1,43 \text{ T}$ erreichen in ihrem Arbeitspunkt ohne ferromagnetische Flussführungselemente lediglich eine Flussdichte $B = 0,55 \text{ T}$. Abhilfe könnte hier der Einsatz von supraleitenden Quasi-Permanentmagneten leisten. Grundlagenuntersuchungen (FC) mit supraleitenden Höchstfeldmagneten demonstrieren, dass in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ -Proben ($D = 25 \text{ mm}$) Flussdichten $B = 1,1 \text{ T}$ bei 77 K bzw. $11,4 \text{ T}$ bei 20 K zu erreichen sind [200]. Für den praktischen Einsatz in Magnetlagern ist eine Aufmagnetisierung mittels Höchstfeldmagneten aus Kostengesichtspunkten nicht akzeptabel, sodass in [15] und [26] die Möglichkeiten einer Puls magnetisierung der HTS-Proben untersucht wurde. Die Proben wurden hierbei einem maximalen Pulsfeld $B_{max} = 3 \text{ T}$ ausgesetzt, wobei die Pulszeiten zwischen 3 ms und 30 ms lagen. Mittels eines speziellen Abkühl-Aufmagnetisierungs-Verfahrens [26] gelang es in eine Probe ($D = 33 \text{ mm}$) ein Feld $B = 0,48 \text{ T}$ einzufrieren, wobei dieser Wert in einem Abstand $d_z = 4 \text{ mm}$ zur Probenoberfläche gemessen wurde. In Abbildung 7.1 ist im linken Teil der Verlauf der remanenten Magnetisierung M der Probe entlang der Halbachse dargestellt.

Ersatz der PM durch 2.HTS-Ring

Eine mögliche Lagervariante würde diesen Quasi-Permanentmagneten in Wechselwirkung mit einem zweiten HTS-Ring vorsehen, wobei der magnetische Fluss des aufma-

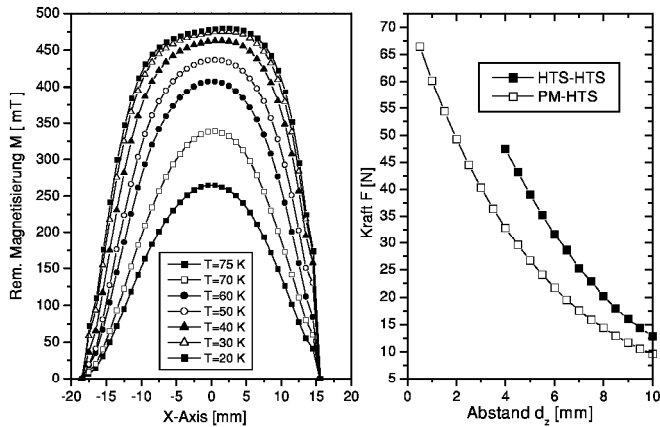


Abbildung 7.1: Pulsmagnetisierung eines HTS, sowie dazugehörige ZFC-Kraftmessungen mit einer zweiten HTS-Probe

gnetisierten HTS in dem zweiten Ring eingefroren wird. Die ZFC-Messungen (Abb. 7.1, rechter Teil) zeigen im Vergleich zur herkömmlichen PM-HTS Anordnung eine 46-%ige Steigerung der Rückstellkraft F . Dieser Wert wurde in einem Abstand $d_z = 4$ mm bestimmt.

Diese Lagervariante dürfte insbesondere für Maschinen interessant sein, wo sich sowohl der rotierende Teil als auch der stehende Teil auf kryogenem Temperaturniveau befindet.

Doppelnutzung der HTS-Läufermaterialien

Für den Einsatz in supraleitenden Elektromotoren kann bei geeigneter Weiterentwicklung der supraleitende Quasi-Permanentmagnet in Konkurrenz mit herkömmlichen PM-Materialien treten, wobei die Umgebungstemperatur des Rotors von entscheidender Bedeutung ist. Insbesondere eine Kombination aus supraleitender magnetischer Lagerung und Antriebstechnik kann für kryogene Arbeitsmedien gute bis sehr gute Einsatzchancen besitzen [204].

Speicher-Komponenten

Für die Weiterentwicklung des Schwung-Energiespeicher-Systems sind alle wesentlichen

Komponenten des Speichers (siehe Kapitel 5) ausgehend vom bereits hohen Entwicklungsstand zu optimieren, wobei insbesondere die gegenseitige Wechselwirkung zu beachten ist. Folgende Ziele für die einzelnen Komponenten lassen sich dabei definieren:

- Kontinuierliche Verbesserung der Schwungradmaterialien bei gleichzeitiger Reduktion der Material- und Herstellungskosten. Der Preis für Kohlefasern ging dabei von über 200 DM/kg im Jahre 1980 auf weniger als 40 DM/kg im Jahre 2000 zurück. Wichtiger Aspekt zur weiteren Steigerung der Festigkeit ist hierbei die Untersuchung der Haftkraft zwischen der Kohlefasern und der dieser umgebenden Kunststoffmatrix. Darüberhinaus führte die optimierte Herstellung der CFK-Scheiben bereits zum jetzigen Zeitpunkt zu einem weitaus günstigeren Berstverhalten im Vergleich zu metallischen Rotoren, wobei weitere Entwicklungsarbeiten für den Betrieb mit sehr hohen Sicherheitsansprüchen, notwendig sind [164], [165].
- Weiterentwicklung der elektrischen Maschine, wobei insbesondere die Reduktion der Verlustleistung bei hohen Drehzahlen unter Last und im Leerlauf von besonderem Interesse ist. Besondere Beachtung ist dabei auf den Einfluss der schnellschaltenden Leistungshalbleiter zu legen.
- Zur Optimierung der Leistungshalbleiter sind erstens statischen Verluste (Durchlass- und Sperrzustand) und zweitens die Schaltverluste (Ein- und Ausschaltverluste) im Hauptleistungspfad und im Ansteuerpfad zu beachten. Hierbei gilt als Entwicklungsziel, Halbleiter herzustellen mit möglichst hoher Leistung und hohen Schaltfrequenzen bei gleichzeitig geringen Schaltverlusten. Nachdem der IGBT in den zurückliegenden Jahren den preiswerten bipolaren Leistungstransistor zunehmend verdrängte, dürfte in Zukunft der MOS-geregelte Thyristor eine interessante Alternative darstellen.

Marktfähigkeit

Nachdem in der Vergangenheit weltweit eine große Anzahl von Laborausführungen die technische Realisierbarkeit der Schwung-Energiespeicher-Systeme mit supraleitenden Magnetlagern demonstriert haben, müssen nun marktnahe Prototypen für die folgenden Einsatzbereiche die Wettbewerbsfähigkeit beweisen:

- Stationäre Kurzzeitspeicher für die Speicherung von Bremsenergie bei Nahverkehrsfahrzeugen.

- Stand-by-Speicher, der bei Netzschwankungen bzw. Unterbrechungen genügend Energie bereitstellt um ggf. zusätzliche Notstromgeneratoren ans Netz zu schalten.
- Kurzzeitspeicher zum Lastausgleich in schwach oder lokal begrenzten Netzen, der somit eine temporäre Netzverstärkung darstellt
- Bereitstellung von Energiereserven für hohe Kurzzeitleistungen

Aus der aktuellen Sicht heraus ist eine Langzeitspeicherung ($t > 1$ Tag) der Energie aufgrund der geringen, aber nicht zu vernachlässigenden Stand-by-Verluste im Vergleich zur Batterie derzeit nicht sinnvoll. Hieraus definiert sich aber für das Gesamtsystem das wichtigste Entwicklungsziel in der Zukunft: Reduktion aller anfallenden Verluste während der Speicherzeit.

Kapitel 8

Anhang

8.1 Berechnung der kritischen Stromdichte aus Flux-Mapping-Profilen

Aus der Kenntnis eines absolut kegligen Remanenzfeldes oberhalb einer Supraleiterprobe (8.1), welches zur Charakterisierung standardmäßig durch Flux-Mappings ermittelt wird, lässt sich die kritische Stromdichte J_c ausgehend vom Beanschen Modell berechnen. Die Stromdichterverteilung innerhalb einer rondenförmigen Supraleiterprobe nach Abbildung 8.1 wird dabei durch folgende Definition des fließenden Stromes beschrieben:

$$J_c = \begin{cases} J_c \cdot \vec{e}_\varphi & : 0 \leq \rho \leq R \wedge 0 \geq z \geq -l \\ 0 & : \text{sonst} \end{cases} \quad (8.1)$$

Die stationäre Stromdichte $\vec{J}_c(\vec{r}')$ am Ort $\vec{r}' = (\rho, \varphi, z)$ führt nach dem Biot-Savart'schen Gesetz zu einer magnetischen Flussdichte $\vec{B}(\vec{r})$ am Ort \vec{r} :

$$B(r) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \vec{J}_c(\vec{r}') \times \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d^3\vec{r}' \quad (8.2)$$

Mit Hilfe der Zylinderkoordinaten aus Abbildung 8.1 ergeben sich die Flussdichtekomponenten B_z und B_φ daraus zu:

$$B_z(\rho, z) = J_c \cdot \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^R d\rho' \int_z^{z+l} \frac{\rho'^2 - \rho\rho'\cos(\varphi)}{(\rho^2 - 2\rho\rho'\cos(\varphi) + \rho'^2 + \tilde{z}^2)^{3/2}} d\tilde{z} \quad (8.3)$$

$$B_\rho(\rho, z) = J_c \cdot \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^R d\rho' \int_z^{z+l} \frac{\tilde{z}\rho'\cos(\varphi)}{(\rho^2 - 2\rho\rho'\cos(\varphi) + \rho'^2 + \tilde{z}^2)^{3/2}} d\tilde{z} \quad (8.4)$$

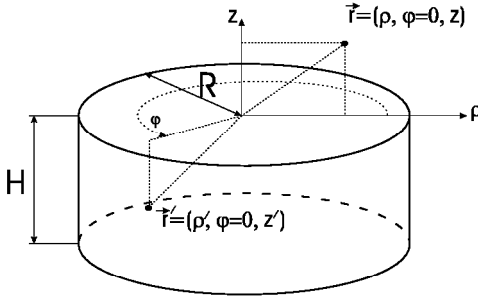


Abbildung 8.1: Schematische Darstellung einer zylindrischen HTS-Probe

Diese Integrale sind analytisch nur auf der z -Achse lösbar, wobei sich die kritische Stromdichte J_c innerhalb der Probe aus dem Flussdichteverlauf $B_z(\rho = 0, z)$ über der supraleitenden Scheibe ($z > 0$) berechnen lässt:

$$J_c = \frac{2 B_z(\rho = 0, z)}{\mu_0} \frac{1}{(z + H) \cdot \operatorname{arsinh}\left(\frac{R}{z+H}\right) - z \cdot \operatorname{arsinh}\left(\frac{R}{z}\right)} \quad (8.5)$$

Beträgt die Flussdichte $B_z = 0,5 T$ in einem Abstand von der Probenoberfläche $z = 1 \text{ mm}$, so berechnet sich die kritische Stromdichte J_c für die in den supraleitenden Magnetlagern verwendeten Proben ($l = 10 \text{ mm}$, $R = 21,5 \text{ mm}$) zu $6,6 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$.

8.2 Messtechnische Bestimmung der Komponenten des Trägheitstensors

Nachfolgend werden die messtechnischen Methoden zur Bestimmung des Hauptträgheitsmomentes Θ_z und des äquatorialen Trägheitsmomentes $\Theta_x = \Theta_y$ ausgehend von Abbildung 8.2 erläutert.

8.2.1 Polares Trägheitsmoment

Nach dem Steiner'schen Satz kann das Trägheitsmoment $\Theta_z = \Theta_{A-A'}$ für Drehungen um die Achse $A - A'$ durch das Trägheitsmoment $\Theta_{B-B'}$ ersetzt werden. Hierzu wurde der Rotor an zwei Seilen der Länge $l = 1,24 \text{ m}$ aufgehängt.

$$\Theta_{B-B'} = \Theta_{A-A'} + l^2 m \quad (8.6)$$

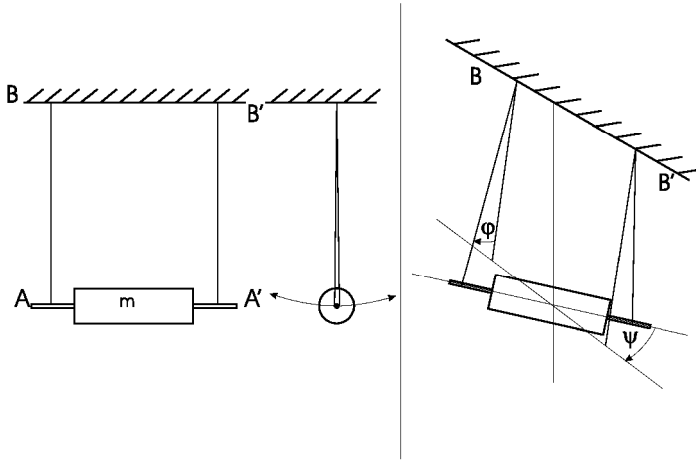


Abbildung 8.2: Bestimmung des Hauptträgheitsmomentes Θ_z und des äquatorialen Trägheitsmomentes Θ_x

Mit der zu messenden Schwingungsdauer lässt sich in der Praxis das Hilfsträgheitsmoment $\Theta_{B-B'}$ sehr einfach bestimmen:

$$\Theta_{B-B'} = l m \frac{g}{2\pi^2} T^2 \quad (8.7)$$

Womit sich nach Gleichung 8.6 das gesuchte Hauptträgheitsmoment des Rotors Θ_z wie folgt berechnet.

$$\Theta_z = l m \left(\frac{g}{2\pi^2} T^2 - l \right) \quad (8.8)$$

8.2.2 Äquatoriales Trägheitsmoment

Für die Drehung des Rotors senkrecht zur Wellenachse lässt sich für den ungedämpften Fall folgende Differentialgleichung angeben:

$$\Theta_{xy} \psi + 2 \left(\frac{m g}{2} \varphi \frac{a}{2} \right) = 0 \quad (8.9)$$

Unter Berücksichtigung der Näherung

$$\frac{a}{2} \psi \approx l \varphi \quad (8.10)$$

können die auftretenden Winkel (Abb. 8.2) eliminiert werden. Aus Gleichung 8.9 kann dann daraus das äquatoriale Trägheitsmoment Θ_{xy} berechnet werden:

$$\Theta_{xy} = \frac{m g a^2}{16\pi^2 l} T^2 \quad (8.11)$$

8.3 Bildteil

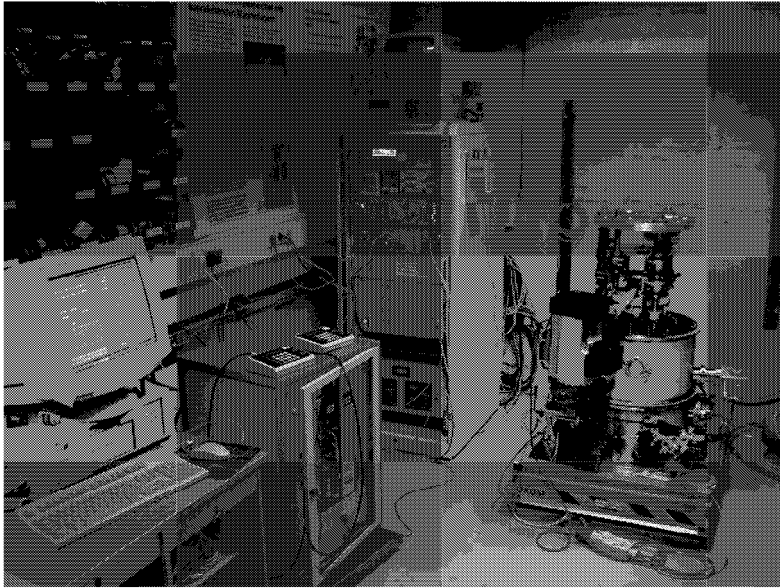


Abbildung 8.3: Gesamtansicht des Schwungradtestfeldes am Forschungszentrum Karlsruhe

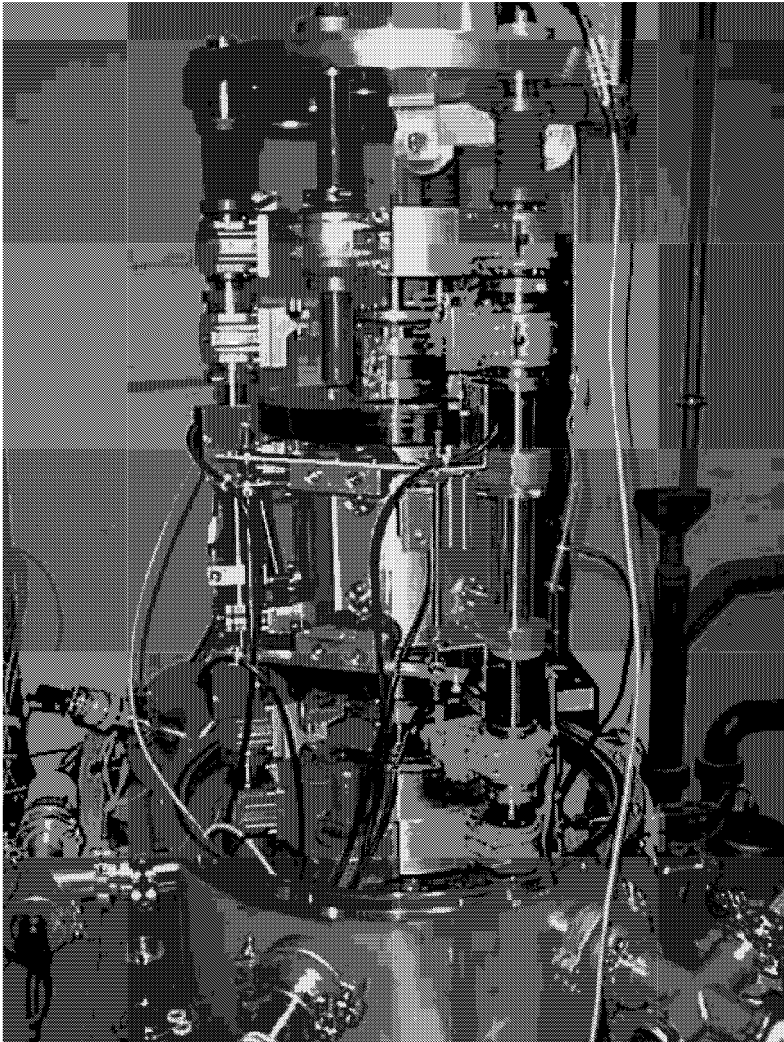


Abbildung 8.4: Schwungradenergiespeicher

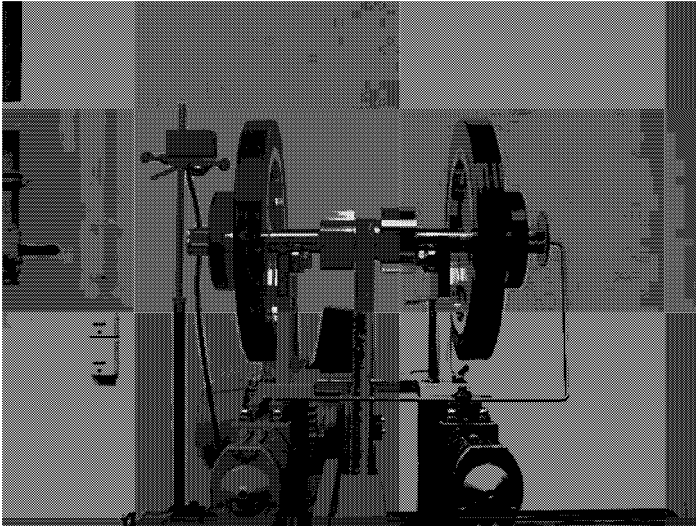


Abbildung 8.5: Rotor auf der Auswuchtmaschine

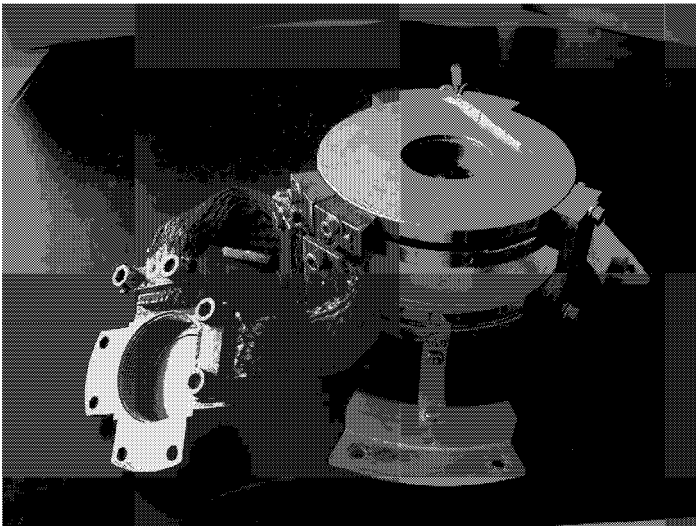


Abbildung 8.6: Supraleitendes Magnetlagermodul



Abbildung 8.7: Messstand zur standardmäßigen Charakterisierung von HTS-Proben

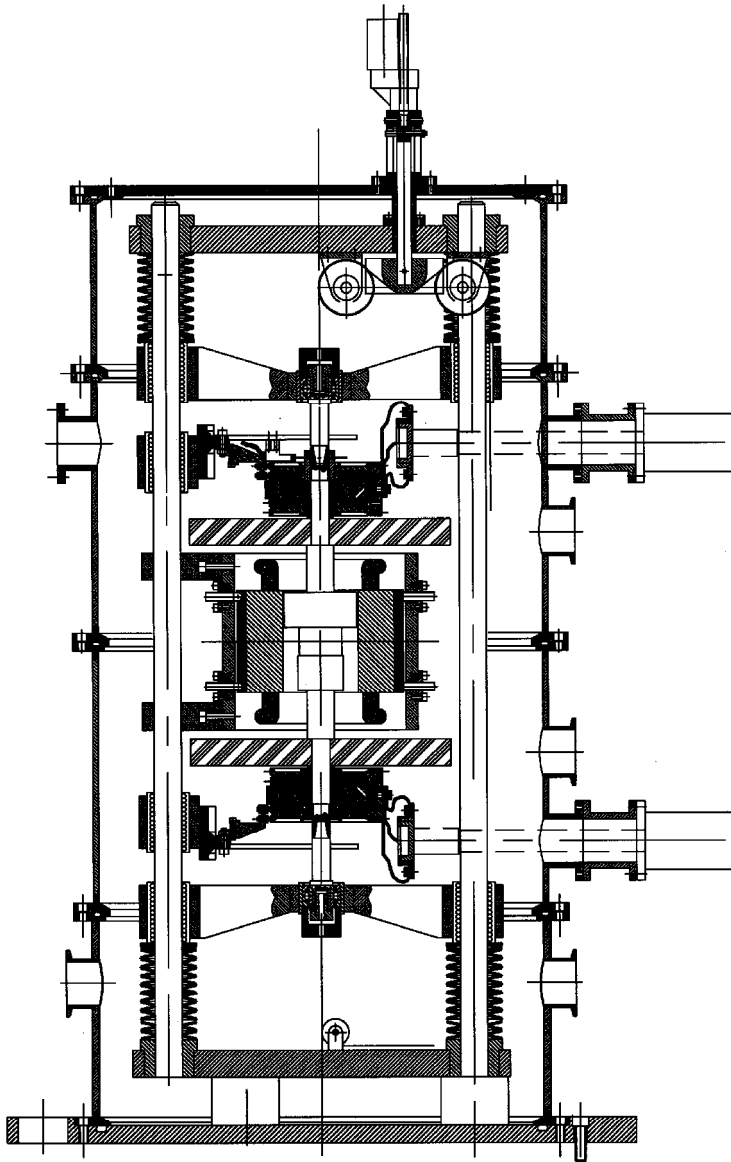


Abbildung 8.8: Technische Zeichnung des Schwungradenergiespeichers

Literaturverzeichnis

- [1] H.J. Gutt, Elektrische Antriebe, Vorlesungsmanuskript, Universität Stuttgart
- [2] G. Genta, Kinetic Energy Storage, Butterworth & Co. Ltd., 1985
- [3] H.J. Gutt, Elektrische Maschinen I, Vorlesungsmanuskript, Universität Stuttgart
- [4] P. Komarek, Hochstromanwendungen der Supraleitung, B. G. Teubner Verlag, 1995
- [5] W. Buckel, Supraleitung, VCH-Verlag, 1993
- [6] R. Richter, Elektrische Maschinen, Band 1, Birkhäuser-Verlag, 1967
- [7] R. Koch, Superconducting Magnetic Bearing for a 300Wh/10kW Flywheel Energy Storage System, Flysafe-Workshop, Dresden, 1999
- [8] R. Koch, Development and Test of a 300Wh/10kW Flywheel Energy Storage System, Applied Superconductivity 1999, Vol.2, Proceedings of EUCAS 1999
- [9] H.J. Gutt, Neuartige effiziente HochTemperaturSupraleiter Schwungenergiespeicher, ETG-Tage, München, 1999
- [10] M. Murakami, Melt processed high-temperature superconductors, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., London, 1993
- [11] M.Kläser, YBCO-Einkristalle dotiert mit Kalzium: Züchtung und Charakterisierung, Dissertation, Universität Karlsruhe, 1998
- [12] Ch. Maas, Elektrischer Antrieb für supraleitend-magnetisch gelagerte Schwungrad-Energiespeicher, Dissertation, Universität Stuttgart 1996
- [13] T. Fleischer et al., Energiespeicherung in Supraleitenden Spulen (SMES), Wissenschaftliche Berichte FZKA 5575, 1995
- [14] R. Wagner, Untersuchung dynamischer Eigenschaften eines Schwungmassen-Energiespeichers mit supraleitenden Magnetlagern, Diplomarbeit, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, 1999

- [15] M. Adam, Pulsmagnetisierung von schmelztexturiertem YBCO-Massivmaterial für den Einsatz als Quasi-Permanentmagnet, Diplomarbeit, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, 1998
- [16] K.-J. Hoffmann, Integrierte aktive Magnetlager, Dissertation, TU Darmstadt, 1999
- [17] Th. Straßer, Magnetische Charakterisierung von schmelztexturierten YBCO-Hochtemperatur-Supraleitern, Dissertation, TU Braunschweig, 1998
- [18] M. Gauthier, State of the work performed by Aerostatale in kinetic energy storage and associated fields, ASME, New York, 1988
- [19] W. Hennig, Enhanced Levitation Force Using $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ Trapped Field Magnets, 2nd Int. Workshop on the Processing and Applications of Superconducting (Re)BCO Large Grain Materials, Morioka, Japan, 1999
- [20] W. Hennig, Increase of force in magnetic levitation by using field cooled $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ trapped field magnets instead of ferromagnets, Dissertation, University of Houston, 1999
- [21] J. W. Biermann, Untersuchungen zum Einsatz von Schwungradenergiespeichern als Antriebsselement für Kraftfahrzeuge, Dissertation, RWTH Aachen, 1981
- [22] I. Richter, Durch Pulswechselrichter hoher Taktfrequenz bedingte Verluste in Induktionsmaschinen, Dissertation, RWTH Aachen, 1987
- [23] J. Xie, Entwicklung eines Schwerwellengenerators für den Einsatz in tiefen Bohrlöchern, dissertation, TH Darmstadt, 1993
- [24] B.-J. Brunsbach, Lagegeregelte Servoantriebe ohne mechanische Sensoren, Archiv für Elektrotechnik 76, 1993
- [25] L. Kreindler, Direct Field Orientation Controller Using the Stator Phase Voltage Third Harmonic, IEEE Transaction on Ind. Appl., Band 30, Nr. 2, 1994
- [26] U. Sutter, Pulsmagnetisierung von schmelztexturiertem $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ im Temperaturbereich $T=20-80$ K, Diplomarbeit, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, 1999
- [27] Th. Burghardt, Untersuchung und Verbesserung lagerrelevanter Materialparameter des Hochtemperatursupraleiters YBCO, Diplomarbeit, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, 1996
- [28] A. Weindl, Statische und dynamische Eigenschaften selbststabilisierender supraleitender Magnetlager, Diplomarbeit, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, 1997
- [29] W. Fieger, Verlustleistung und Kühlverfahren an einem supraleitenden Schwungradenergiespeicher, Diplomarbeit, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, 1997

- [30] T. Bäumer, Verarbeitungs- und Anlagentechnik für die Herstellung langfaserverstärkter Faserverbundbauteile im Wickel- und Legeverfahren, Dissertation, TWTH Aachen, 1992
- [31] T. Bäumer, Urenco Deutschland GmbH, Persönliche Mitteilung
- [32] C.P. Bean, Magnetization of hard superconductors, Phys. Rev. Lett. 8(6), S. 250-253, 1962
- [33] C.P. Bean, Magnetization of high-field superconductors, Rev. Mod. Phys. 36, S. 31-39, 1964
- [34] Y. B. Kim et. al., Critical persistent currents in hard superconductors, Physical Review Letters, 9, Number 7, 1962
- [35] K. Yamafuji et. al., Theory of Flux Motion in Non-Ideal Type-II-Superconductors, J. Phys. Soc. Japan, 23, 255, 1976
- [36] R. Grosser, Elastische und dissipative Kräfte der supraleitenden Levitation, Dissertation, Universität Regensburg, 1998
- [37] A.O. Hauser, Finite-Element-Berechnung von Magnetlagern mit Hochtemperatursupraleiter-Volumenkörpern, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Dissertation, Universität Karlsruhe, 1996
- [38] I. Immendorfer, Bemessung flüssigstickstoffgekühlter Drehfeldmaschinen des IEC-Baugrößenbereichs, Dissertation, Universität Stuttgart, 1996
- [39] F.J.M. Thoolen, Development of an advanced high speed flywheel energy storage system, Dissertation, University of Technology Eindhoven, 1993
- [40] W.-R. Canders, Zur Berechnung von Schwungradenergiespeichern aus Faserverbundwerkstoff mit Elektrischem Energiewandler, Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1982
- [41] R. Sindlinger, Magnetisch gelagertes Schwungrad zur Satellitenstabilisierung, BMFT-Report FB W 79-38, 1979
- [42] F. Moninger, Drehmassenspeicher in Nahverkehrssystemen, Elektrische Bahnen 96, 1998
- [43] M.A. Pichot, Flywheel energy storage systems, Automotive Engineering International, Feb. 1998
- [44] R. A. Huggins, Supercapacitors, Phil. Trans. R. soc. Lond. A, 1996, 354, 1555-1566
- [45] H. Oman, Advances in lithium and Nickel-Metal Hydride Battery Performance, MRS Bulletin, Nov. 1999

- [46] G. Palumbo et al., Enhancing the operating life and performance of lead-acid batteries via grain-boundary engineering, MRS Bulletin, Nov 1999
- [47] S.J. Teresa, Materials for advanced flywheel energy storage devices, MRS Bulletin, Nov.1999
- [48] S. Ashley, Designing safer flywheels, Mechanical engineering, 1996
- [49] C.M. Jefferson, A flywheel variator energy storage system, Energy Conversion, Vol.37, No.10, 1996
- [50] J.C. Georgian, Optimum design of variable composite flywheel, Jouranla of composite materials, Vol.23, Jan. 1989
- [51] S. C. Tripathy, Electric drive for flywheel energy storage, Energy Conversion, Vol.35, No.2, 1994
- [52] R. Takahata, Basic design of 1kWh class energy sotrage flywheel rotor using superconducting magnetic bearings, International workshop on superconductivity, 1995
- [53] S. Hunklinger, Festkörperphysik, Physik V, Vorlesungsnotizen, 1993
- [54] H.J. Bornemann et al., Technisch-wirtschaftliche Realisierbarkeit von neuartigen Schwungmassenspeichersystemen (SMSS) in Elektrischen Netzen, Fortschrittliche Energiewandlung und - anwendung Bd. 1, Tagung Bochum, 1997
- [55] H.J. Bornemann et al., Conceptual system Design of a 5 MWh/ 100 MW Superconducting Flywheel Energy Storage Plant for Power Applications, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol.7, No.2, 1997
- [56] F. Ishikawa, Flywheel Storage Systems with High Temperature Superconductivity (HTS) Bearings, VDI Berichte Nr. 1187, 1997
- [57] F. Ishikawa, 500Wh model test data, Nov. 14, 1998, Shikoku Research INC.
- [58] H. Higasa, et al., A Feasibility Study of an 8 MWh flywheel Type Power Storage System Using Oxide Superconductors, ASC '98
- [59] H. Higasa, et al., Technological Problems of superconducting Magnetic Bering and Construction of Flywheel Power Storage Systems, ISS '93, Adv. in Superconductivity V, springer Verlag Technik 94
- [60] D. A. Christopher et al., Flywheel Technology Development Program for Aerospace Applications, IEEE AES Systems Magazine, June 1998

- [61] T. Higuchi, Development of an Actuator for Super Clean Rooms and Ultra High Vacua, Proc. of the 2nd Int. Symp. on Magnetic Bearings, Tokyo, Inst. of Industrial Science, 1990
- [62] R.R. Agahi, Torboexpanders with Pressurized Magnetic Bearings, Proc. of the MAG, S.3-13, 1995
- [63] J. G. Bitterly, Flywheel Technology: Past, Present, and 21 Century Projections, IEEE AES Systems Magazine, Aug. 1998
- [64] J.k. Fremerey et al, Magnetlager zur dreiachsigen Lagerstabilisierung von Körpern, Deutsche Patentanmeldung DE 3409047 vom 13.03.1984
- [65] F. Hardan, BI-Directional Power Control for Flywheel Energy Storage System with Vector-Controlled Induction Machine Drive, Power Electronics and Variable Speed Drives Conference, Sep. 1998
- [66] W.Kent, Flywheels Show Promise For High-Pulse Satellites, Aviation Week Space Technology, Jan. 1999
- [67] St. Gauss, Keramische Supraleitermaterialien an der Jahrtausendwende, Teil 1 und 2, Keramische Zeitschrift 52, 2000
- [68] D. Chen, Demagnetizing Factors for Cylinders, IEEE Transactions on Magnetics Vol. 27, No. 4, July 1991
- [69] C. S. Pande, Thermally activated flux motion under a distribution of activation energies in high T_c superconductors, Physica C, Bad 314, 1999
- [70] M. V. Feigelman, Thermal fluctuations of vortex lines, pinning, and creep in high- T_c superconductors, Physical Review B, Vol.41, No.13, May 1990
- [71] M. V. Feigelman, Theory of Collective Flux Creep, Physical Review B, Vol.63, No.20, Nov. 1989
- [72] T. Matsushita, Flux creep and irreversibility line in high-temperature oxide superconductors, Appl. Phys. Lett, Vol.56, No.20, May 1990
- [73] E. H. Brandt, Statics and Dynamics of the flux-line lattice in realistic geometries, NATO ASI, June 1998
- [74] R. E. Gross, Numerical calculation of elastic pinning parameters by point pins, Physica C, Band 260, 1996
- [75] P. H. Kes, Pinning Mechanisms in High- T_c superconductors, Physical Review B, vol. 58, No.28

- [76] J. Ishiai, R & D on HTS at Dowa Mining Co., Ltd, ISTEC 11 (3), S. 35-37, 1998
- [77] M. Sawamura, Recent activity of bulk material development and application, Workshop on Bulk HTS and their Applications, Argonne National Laboratory, 1999
- [78] M. E. Gaevski, Magneto-optical study of magnetic-flux penetration into a current-carrying high-temperature-superconductor strip, Physical Review B, Vol.59, No.14
- [79] E. H. Brandt, Flux diffusion in high- T_c superconductors, Condensed Matter 80, 1990
- [80] E. H. Brandt, Levitation in Physics, Science 245, S.349-355, 01/1989
- [81] A. Gurevich et al., Time scales of the flux creep in superconductors, Physical Review B, Vol.48, No.9, 1993
- [82] H. K pfer, Short time relaxation of the critical current in oriented grained $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ and granular $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, Physical Review B, Vol.41, No.1, 1990
- [83] E. H. Brandt, Superconductor disks and cylinders in an axial magnetic field, Flux penetration and magnetization curves, Physical Review B, Vol.58, No.10, 1998
- [84] H. Rietschel, Hochtemperatur-Supraleitung- Vier Jahre nach der Entdeckung, Phys. Bl. 46, Nr. 11, 1990
- [85] H. Rietschel, Keramische Hochtemperatursupraleiter- ein erster  berblick, Phys. Bl. 43, Nr. 9, 1987
- [86] S. Jin, Processing and Properties of High T_c superconductors, World Scientific, London, 1998
- [87] S. Ohashi, Three-Dimensional Vibration of the rotor in the HTSC-Permanent Magnet Flywheel System, IEEE Transactions on Magnetics, Vol.35, No.5, Sep. 1999
- [88] V. V. Nemoshkalenko, Statics and Dynamics in the System of High- T_c Superconductor and Permanent Magnet, Journal of superconductivity, Vol.4, No.6, 1991
- [89] V. V. Nemoshkalenko, Dynamics of a permanent magnet levitating above a high- T_c superconductor, Band 170, 1990
- [90] F. C. Moon, Dynamic magnetic forces in superconducting ceramics, J. Appl. Phys., 66 (11), 1989
- [91] F. C. Moon, Superconducting Levitation, John Wiley & Sons, New York, 1994
- [92] A. N. Terentiev, Damping of mechanical vibration by superconducting $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ in a magnetic field, Appl. Phys. Lett66 (5), 1995

- [93] M. Komori, Dynamic characteristics of a high- T_c superconducting bearing with a set of alternating-polarity magnets, *J. Appl. Phys.* 77 (2), 1995
- [94] S. A. Basinger, Amplitude dependence of magnetic stiffness in bulk high-temperature superconductors, *Appl. Phys. Lett.*, 57 (27), 1990
- [95] A. A. Kordyuk, The investigation of magnetic flux dynamics in the bulk HTS with the levitation techniques, *Materials Science and Engineering B*, 1997
- [96] M. Futamura, Damping Characteristics of a Magnet Oscillating above a YBCO Superconductor, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol.37, No.7, 1998
- [97] E. V. Postrekhin, Oscillation stability of levitated HTSC in inhomogeneous magnetic field, *Physica C*, Band 248, 1995
- [98] H. Teshima, Effect of eddy current dampers on the vibrational properties in superconducting levitation using melt-processed YBaCuO bulk superconductors, *Physica C*, Band 274, 1997
- [99] T. Hikihara, Levitation drift of a magnet supported by a high- T_c superconductor under vibration, *Physica C*, Band 250, 1995
- [100] H. Teshima, Vibrational properties in superconducting levitation using melt-processed YBaCuO bulk superconductors, *Physica C*, Band 256, 1996
- [101] R. Grosser, Damping of the oscillations of a permanent magnet levitating between high- T_c superconductors
- [102] R. Grosser, Vortex motion in superconducting $YBa_2Cu_3O_x$ inferred from the damping of the oscillations of a levitating magnetic microsphere, *Cond-mat*, 1999
- [103] R. Grosser, Detecting flux creep in superconducting $YBa_2Cu_3O_x$ thin films via damping of the oscillations of levitating permanent magnet, *Cond-mat*, 1997
- [104] H. K pfer, Investigation of Collective Creep in YBaCuO, *Physica C*, Band 209, 1993
- [105] D. Camacho, Calculation of levitation forces in permanent magnet-superconductor systems using finite element analysis, *J. Appl. Phys.* 82 (3), 1997
- [106] T. Sugiura, Mechanical Stability of a High- T_c Superconducting Levitation System, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Vol.7, No. 2, 1997
- [107] D. Albertz, Calculation of the Induced Currents and Forces for a Hybrid Magnetic Levitation System, *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol.33, No.2, 1997

- [108] Z. J. Yang, Levitation Force on a Permanent Magnet Over a Superconducting Plane: Modified Critical-State Model, *Journal of Superconductivity*, Vol.10, No.2, 1997
- [109] H. Lee, Electromaglev (Active-Maglev)- magnetic levitation of a superconducting disk with a DC field generated by electromagnets, Part 1-3, *Cryogenics*, Vol.38, No.4, 1998
- [110] M. Tsuchimoto, Numerical Analyses of Trapped Field Magnet and Stable Levitation Region of HTSC, *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol.31, No.3, 1995
- [111] M. Tsuchimoto, Numerical analysis of frozen field model for levitation force of HTSC, *Cryogenics*, Vol.34, No.10, 1994
- [112] T. H. Johansen, Theory for lateral stability and magnetic stiffness in a high- T_c superconductor-magnet levitation system, *J. Appl. Phys.* 74 (6), 1993
- [113] A. Badia, Meissner state properties of a superconducting disk in a non-uniform magnetic field, *Journal of Applied Physics*, Vol.83, No.5, 1998
- [114] W. Braunbek, Freischwebende Körper im elektrischen und magnetischen Feld, *Zeitschrift für Physik*, 112. Band, 1939
- [115] W. Braunbek, Freies Schweben diamagnetischer Körper im Magnetfeld, *Zeitschrift für Physik*, 112. Band, 1939
- [116] M. Tsuchimoto, Numerical Evaluation of Levitation Force of HTSC Flywheel, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Vol.4, No.4, 1994
- [117] M. Zeisberger, Inhomogeneous Magnetic Properties of Melt-Textured YBCO, *Applied Superconductivity 1999*, Vol.2, Proceedings of EUCAS 1999
- [118] A. E. Carrillo, $BaZrO_3$ and $YBa_2ZrO_{5.5}$ Additions in Melt Textured $YBa_2Cu_3O_x$: Influence on the Microstructure and Physical Properties, *Applied Superconductivity 1999*, Vol.2, Proceedings of EUCAS 1999
- [119] T. Otani, Application of High Performance Bulk SmBaCuO to Superconducting Magnetic Bearings, Preprint EUCAS 99
- [120] H. Teshima, Properties and applications of YBCO Bulk Superconductors, *Int. Workshop on superconductivity*, Maui, Hawaii, 1995
- [121] C. Leblond, Effect of the oxygenation time and of the sample thickness on the levitation force of top seeding melt-processed YBCO, *Supercond. Sci. Technol.* 12, 1999
- [122] D. Shi, Surface nucleation, domain growth mechanisms, and factors dominating superconducting properties in seeded melt grown $YBa_2Cu_3O_x$, *J. Mater. Res.*, Vol.12, No.11, 1997

- [123] P. Diko, Microstructure, grain orientation and trapped field profile of multigrain melt-grown YBaCuO sample, Superlattices and Microstructures, Vol.21, No.3, 1997
- [124] P. Diko, Macro- and microcracking, subgrains, twins and thermal stress in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (123)- Y_2BaCuO_5 (211) melt-textured superconductors studied by means of polarized light microscopy, Journal of Microscopy, Vol.184, Pt.1, 1996
- [125] A.W.Kaiser, Influence of annealing on T_c , j_c and levitation force of in air melt textured Sm-Ba-Cu-O, Physica C, Band 311, 1999
- [126] M.J.Qin, Study of magnetic properties of melt textured $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ with Pt, Ce and Ag dopants, Physica C, Band 311, 1999
- [127] P. Schätzle, YBCO/ Ag Bulk Material by Melt Crystallization for Cryomagnetic Applications, IEEE Transactions on Applied Superconductivity
- [128] A. Endo, Effect of undercooling on YBCO crystal growth, Int. workshop on superconductivity, Maui, Hawaii, 1995
- [129] K. Salama, Progress in melt texturing of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ superconductor, Superc. Sci. Technol. 7, 1994
- [130] H.J. Bornemann, Processing Technique for Fabrication of Advanced YBCO Bulk Materials for Industrial Applications, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol.7, No.2, 1997
- [131] W. M. Yang, The effect of excess Y_2O_3 addition on the levitation force of melt processed YBCO bulk superconductors, Physica C, Band 305, 1998
- [132] C. Leblond, Optimization of the texture formation and characterization of large size top-seeded-melt-grown YBCO pellets, Physica C, Band 311, 1999
- [133] Th. Klupsch, Field mapping characterization for axially magnetized, superconducting cylinders in the remanent critical state: theory and experiment, J. Appl. Phys. 82 (6), 1997
- [134] Y. Ren, Quasi permanent superconducting magnet of very high field, J. Appl. Phys. 74 (1), 1993
- [135] R. Weinstein, Permanent magnets of High- T_c superconductors, J. Appl. Phys. 73 (10), 1993
- [136] R. Oka, Superconducting bulk magnet with high field by pulsed field magnetization, Int. Workshop on superconductivity, Big Island, Hawaii, 1997

- [137] H. Niculescu, Self-field measurements and current distribution in ceramic superconductors, *Physica C*, Band 261, 1996
- [138] M. Tsuchimoto, Numerical evaluation of pulsed field magnetization of a bulk high T_c superconductor, *Cryogenics*, Vol.37, No. 1, 1997
- [139] Y. Itoh, Pulsed Field Magnetization of Melt-Processed Y-Ba-Cu-O Superconducting Bulk Magnet, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol.35, 1996
- [140] Y. Itoh, Pulsed Field Magnetization of Melt-Processed Y-Ba-Cu-O Superconductor with No Weak Links, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 35, No.9B, 1996
- [141] Y. Itoh, Flux motion during pulsed field magnetization in Y-Ba-Cu-O superconducting bulk magnet, *J. Appl. Phys.* 82 (11), 1997
- [142] R. Gasch, *Rotordynamik, Eine Einführung*, Springer-Verlag, 1978
- [143] J.D. Stienmier, Analysis and Control of a Flywheel Energy Storage System With a Hybrid Magnetic Bearing, *Transactions of the ASME*, 650, Vol.119, 1997
- [144] H. Ulbrich, *Dynamik und Regelung von Rotorsystemen*, Dissertation, TU München, 1986
- [145] R. Grammel, *Der Kreisel, Die Anwendung des Kreisels*, Springer-Verlag, 2. Auflage, 1950
- [146] P.C. Müller, *Allgemeine lineare Theorie für Rotorsysteme ohne und mit kleinen Unsymmetrien*, *Ingenieur-Archiv*, Springer-Verlag, 1981
- [147] R. Cuntze, *Der Einfluß der Schubelastizität und Drehträgheit auf die kritischen Drehfrequenzen gleichförmig massebelegter, einfeldriger Wellen*, *Ingenieur-Archiv*, Springer Verlag, 1984
- [148] K. Magnus, *Kreisel, Theorie und Anwendungen*, Springer-Verlag, 1971
- [149] G. Schweitzer, *Stabilisierung eines schnelldrehenden Rotors*, *Habilitationschrift*, TU München, 1981
- [150] G. Schweitzer, *Magnetlager*, Springer Verlag, 1992
- [151] H. Bremer, *Dynamik und Regelung mechanischer Systeme*, B.G. Teubner-Verlag, 1988
- [152] H. Bremer, *Elastische Mehrkörpersysteme*, B.G. Teubner-Verlag, 1992
- [153] A. Tonoli, Analysis of losses due to rotor vibrations in a High- T_c superconducting flywheel system, *Journal of Sound and Vibration*, 212(4), 1998

- [154] Tenax Fibers GmbH, Produktinformationen
- [155] A. Martin, Über den Einfluß des einseitigen magnetischen Zuges auf kritische Drehzahlen, Technischer Bericht, Siemens-Schuckertwerke, 1961
- [156] W. Freise, Einseitige magnetische Zugkräfte in Drehstrommaschinen, ETZ-Archiv, Bd.83, H.9, 1962
- [157] E. Rosenberg, Einseitiger magnetischer Zug in elektrischen Maschinen, Elektrotechnik und Maschinenbau, Heft 44, 1917
- [158] J. Eckert, Experimentelle Ermittlung des einseitigen magnetischen Zuges bei Drehstrom-Asynchronmaschinen, Siemens-Zeitschrift 43, 1969
- [159] H. Frohne, Die praktische Bedeutung des einseitigen magnetischen Zuges, Möglichkeiten seiner Berechnung und Dämpfung, Conti Elektroberichte, Heft 2, 1967
- [160] M.E.F. Kasarda, High-Speed Rotor Losses in a Radial Eight-Pole Magnetic Bearing, Part 1: Experimental Measurement, Part2: Analytical/ Empirical Models and Calculations, Transactions of the ASME, 110, Vol.120, 1998
- [161] H.J. Bornemann, Low friction in a flywheel system with passive superconducting magnetic bearings, Applied Superconductivity, Vol.2, No. 7/8, 1994
- [162] H. Kameno, A Measurement of a High- T_c Superconducting Magnetic Bearing, Preprint ASC 98
- [163] J.G. Weisend, The Handbook of cryogenic engineering, Lakeshore Cryotronics Inc.
- [164] G. Fischer, Advanced Burst Test Methodologies, Flysafe-Workshop, Dresden, 1999
- [165] R. Grothaus, Composite Rotor Failure Analysis and Adapted Lightweight Containment Design, Flysafe-Workshop, Dresden, 1999
- [166] C. Davis, Flywheel Rotor Safe-Life Project: A Necessary Step For Widespread Energy Storage, Flysafe-Workshop, Dresden, 1999
- [167] E. Portabella, et al., Stability of magnetic HTSC bearings under axial vibrations, Proceedings of EUCAS 1999, Volume 1
- [168] E. Portabella, et al., Numerical analysis of a rotating superconducting magnetic bearing, Applied Superconductivity 1999, Vol.2, Proceedings of EUCAS 1999
- [169] T. Otani, M. Murakami, Bearing Relevant Aspects of High Performance Bulk Sm-Ba-Cu-O, Applied Superconductivity 1999, Vol.2, Proceedings of EUCAS 1999

- [170] H. Ohsaki, Superconducting Magnetic Bearings Based on the Magnetic Gradient Levitation Concept, Applied Superconductivity 1999, Vol.2, Proceedings of EUCAS 1999
- [171] C. Navau, A. Sanchez, Thickness effects in the levitation of superconducting cylinders and disks, Applied Superconductivity 1999, Vol.1, Proceedings of EUCAS 1999
- [172] VDI-Wärmeatlas, 8. Auflage, Springer Verlag, Heidelberg, 1997
- [173] M.G. Kaganer, Thermal Insulation in Cryogenic Engineering, Englische Übersetzung von A. Moscana, Israel Progr. Sci. Transl., Jerusalem, 1969
- [174] R. Caps, Strahlungswärmeströme in evakuierten thermischen Superisolationen, Dissertation, Universität Würzburg, 1985
- [175] H. Reiss, Wärmeströme in thermischen Isolierungen, Phys. Bl. 48 (1992), S. 617-622
- [176] H. Frey, Tieftemperaturtechnologie, VDI-Verlag GmbH, 1981
- [177] W. Umrath et al., Grundlagen der Vakuumtechnik, Leybold Vakuum GmbH, Auflage 07/97
- [178] A. Hofmann, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Institut für Technische Physik (ITP), Persönliche Mitteilung
- [179] A. Hofmann, Nachrichten, Thema: Supraleitung, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, 1999
- [180] W. Lehmann, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Institut für Technische Physik (ITP), Persönliche Mitteilung
- [181] H. Stöcker, Taschenbuch der Physik, Harri Deutsch Verlag, Frankfurt a. M., 1998
- [182] VDI-Berichte 1404, VDI-Gesellschaft Energietechnik, Energiespeicherung für elektrische Netze, Tagung Gelsenkirchen, 10./11. November 1998
- [183] K.-P. Jüngst, Internationaler Stand der SMES-Entwicklung, VDI-Berichte Nr. 1404, 1998
- [184] J. Bardeen, M. J. Stephen, Phys. Rev. B 140, 1197 (1965)
- [185] L. P. Gor'kov, N. B. Kopnin, Sov. Phys.-Usp. 18, 496 (1976)
- [186] Ch. Jooss, et.al., High-resolution magneto-optical imaging of critical currents in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ thin films, Physica C, 299, S. 215-230, 1998
- [187] J. Albrecht, Max-Planck-Institut für Metallforschung Stuttgart, Persönliche Mitteilung

- [188] J. Bichsel, Der lagerlose Elektromotor, Technische Rundschau, Heft 35, 1993
- [189] Measurements for bulk high temperature superconductors- Trapped field of large oxide superconductors, IEEE-Ausarbeitung zur Standardcharakterisierung von HTS
- [190] H. Yamasaki, Current-Voltage Characteristics of Melt-Textured YBCO Obtained from the Field-Sweep Rate Dependence of Magnetization, ASC '98
- [191] H. Rietschel, Zehn Jahre Hochtemperatur-Supraleitung: Stand der Anwendungen, Phys. Bl. 53 (1997) Nr. 4
- [192] M. Zeisberger, Investigations of superconducting Levitation in the Temperature Range of 12-85K, ASC '98
- [193] A.M. Wolsky, The status of progress toward flywheel energy storage systems incorporating high-temperature superconductors, IEA Studie 2000
- [194] J.P. Yonnet, Etude des Paliers Magnetiques Passifs, Dissertation, Grenoble 1980
- [195] M. Marinescu, Analytische Berechnungen und modellvorstellungen für Systeme mit Dauermagneten und Eisen, Dissertation, TU Braunschweig, 1980
- [196] M. Kolk, Ein Schwungrad-Energiespeicher mit permanentmagnetischer Lagerung, RWTH Aachen, Dissertation, 1996
- [197] Prof. Sorg, Universität Stuttgart, Persönliche Mitteilung
- [198] T. Habisreuther, D. Litzkendorf, Institut für Physikalische Hochtechnologie (IPHT), Persönliche Mitteilungen
- [199] M. Muralidhar, Exploring the ternary superconductors of the type (Nd,Eu, Gd)-123, Applied Superconductivity 1999, Vol.1, Proceedings of EUCAS 1999
- [200] S. Gruss, Trapped fields beyond 11 T in bulk $YBa_2Cu_3O_x$ material, Applied Superconductivity 1999, Vol.1, Proceedings of EUCAS 1999
- [201] El Magd, Optimierungsverfahren zum Werkstoffeinsatz, RWTH Aachen, Vorlesungsskript WS 1994/95
- [202] H. Darrelmann, Piller GmbH, Persönliche Mitteilung
- [203] G. Papst, ASC Europe GmbH, Persönliche Mitteilung
- [204] H.J. Gutt, et. al. DE 19636548, 1997
- [205] R. Koch, et. al. DE 19938079, 1999

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Ralf Koch
geboren am: 24.07.1970 in Lauterbach/Hessen
Familienstand: verheiratet, 1 Kind
Anschrift: Vor der Oberpforte 2
63517 Rodenbach

Schulbildung

06/1991 Abitur
Ferdinand-Braun-Schule Fulda

Studium

10/1991-11/1996 Studium an der Technischen Hochschule Darmstadt
Fachrichtung Elektrotechnik

Berufliche Tätigkeit

02/1997-03/1997 Hochschulabsolventenprogramm der Fa. Merck KGaA, Darmstadt
04/1997-09/1999 Nachwuchswissenschaftler am Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Institut für Festkörperphysik (IFP)
10/1999-01/2001 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Elektrische Maschinen
und Antriebe (IEMA) der Universität Stuttgart
seit 02/2001 Entwicklungsingenieur bei der DaimlerChrysler AG
Forschungsinstitut Frankfurt am Main