FINITE ELEMENTE ANALYSE DER PERMANENTMAGNET-SUPRALEITER WECHSELWIRKUNG FÜR ZYLINDERSYMMETRISCHE ANORDNUNGEN

H. May, R. Palka, E. Portabella, W.-R. Canders, S.O. Siems

Einleitung

Der technologische Fortschritt bei der Herstellung von monolithischen Hochtemperatur Supraleitern (HTSL) eröffnet diesem Material ein weites Feld von neuartigen Anwendungen. Hierzu gehören u.a. das berührungsfreie Tragen und Führen von Transportsystemen, reibungsfreie Magnetlager für hochtourige Maschinen und für schnell rotierende Energiespeicher. Die Vorteile dieser Anwendungen beruhen auf der grundsätzlich selbststabilen Kraftwechselwirkung zwischen Magnetfeldern und Supraleitern, so dass auf alle Komponenten der regelungstechnischen Einheiten (Sensorik, Regler, Leistungssteller) konventioneller Elektromagnete verzichtet werden kann.

Zur Berechnung der Kräfte und Steifigkeiten sowie zur Optimierung von HTSL-Permanentmagnet-Anordnungen sind geeignete Berechnungsmethoden und Programme von großer Wichtigkeit [1], [2]. Hierbei ist die Entwicklung allgemeingültiger Rechenmodelle zur Beschreibung der makroskopischen Eigenschaften von Hochtemperatur Supraleitern für ein breites Anwendungsfeld entscheidend. Die Effekte, die einmal mit der Entmagnetisierung von HTSL-Monolithen endlicher Abmessungen und weiterhin mit den Inhomogenitäten der Erregerfelder verbunden sind, führen zu mathematischen Schwierigkeiten, die weitgehend nur mit numerischen Rechenverfahren z.B. Finite Element Methoden (FEM) bewältigen können.

Numerische Berechnungsmodelle

Am IMAB sind zwei neue numerische Berechnungsverfahren entwickelt worden, die unter Anwendung des sogenannten kritischen Zustand-Modells („critical state model“ [3]) das hysteretische Verhalten von massiven, zylindrischen Supraleitern beschreiben können. Hierbei werden die Fluss- und Stromdichteverteilungen innerhalb des Supraleiters iterativ ermittelt, so dass sich die elektromagnetischen Wechselwirkungskräfte aus der Lorentz Beziehung berechnen lassen.

Die beiden numerischen Berechnungsverfahren basieren darauf, dass im „critical state“ alle Abschirmströme als im HTSL-Volumen verteilt angenommen werden und den Wert der stoffspezifischen, kritischen Stromdichte aufweisen. Der sogenannte Meißner Effekt [3] wird nicht berücksichtigt, d.h. die untere kritische Feldstärke (H_{C1}) wird zu Null angenommen und der Beitrag der reversiblen Oberflächenströme zur Magnetisierung des Supraleiters wird nicht berücksichtigt. Wenn jedoch der magnetische Fluss erst einmal in den Supraleiterkörper eingedrungen ist (Shubnikow Phase [3]), so wird dieser Fluss im Supraleiter fest verankert, das bedeutet, dass die Flussschläuche nicht von den Hall-Kräften verschoben werden können.

Mit den am IMAB entwickelten Programmen können praktisch beliebige lineare oder exponentielle $J_C(B)$ Abhängigkeiten berücksichtigt und somit die besonderen Eigenschaften der unterschiedlichen Supraleiter erfasst werden. Unter Verwendung der von Bean [4], Kim [5] und Fietz [6] vorgeschlagenen Annäherungen für das „critical state“ Modell wurde der Einfluss der $J_C(B)$-Abhängigkeit auf die Kraftwechselwirkungen ermittelt und weiterhin aus einem Vergleich zwischen Rechen- und Messwerten auf die stoffspezifischen $J_C(B)$-Abhängigkeiten geschlossen.

Leitfähigkeitsmodell

Dieses Modell beruht auf der Analogie zwischen den Abschirmströmen in Supraleitern und den von zeitlichen Magnetfeldänderungen induzierten Wirbelströmen in konventionellen elektrischen

Leitern (Maxwellsche Gleichungen). Für den Vorgang der Kraftaktivierung einer Permanentmagnet-Supraleiteranordnung mit einem sehr großen gegenseitigen Abstand (zero field cooling ZFC) wurde dieses Verfahren zur Kraft- und Steifigkeitsberechnung von den Autoren bereits in [7] vorgestellt. Eine Erweiterung hat das Modell jetzt dadurch erfahren, dass auch sogenannte Kraftaktivierungen des HTSL im Nahbereich des Erregerteils („field cooled“ FC) berücksichtigt und somit der Kraftverlauf bei Relativbewegungen zwischen den Krafterzeugungspartnern erfasst werden kann. Diese FC-Zustände treten z.B. bei der Lagerung von rotierenden Maschinen auf und es muss die von der Vorgeschichte der Feldverteilung abhängige Kraftwirkung des Supraleiters beachtet werden. Hierdurch gelingt die Beschreibung der typisch hysteretischen Kraft-Weg Kennlinien von PM-HTSL Wechselwirkungen. Das am IMAB entwickelte Rechenmodell beschreibt diese mit Supraleitern verbundenen elektromagnetischen Phänomene während der Verschiebung durch nichtlineare Magnetfluss-Strom Abhängigkeiten. Hierzu wird zunächst die Induktionsverteilung B_0 in der jeweiligen Ausgangsposition (z.B. Einfrierposition) und anschließend diejenige in der neuen Position B_p berechnet. Die Stromdichteverteilung innerhalb des Supraleiters ergibt sich für die ausgelenkte Position aufgrund von Induktionseffekten zu:

$$\vec{J} = \kappa\vec{v} \times (\vec{B}_p - \vec{B}_0) \qquad (1)$$

Gemäß Dieser Gleichung hängt in jedem Teilgebiet des Supraleiters die Stromdichte individuell von der Änderung der Flussdichte $(\vec{B}_p - \vec{B}_0)$ bei der Verschiebung ab. Das Vorzeichen der Stromdichte wird hierbei durch die Verschiebungsrichtung und dem vektoriellen Wert der Flussdichteänderung festgelegt (Vektorprodukt in Gl. 1). Diese Induktionsänderung wird noch mit einem Faktor bewertet, der einer elektrischen Leitfähigkeit entspricht. Sein Wert wird im ersten Berechnungsschritt zunächst so festgelegt, dass er gem. Gl. 1 zusammen mit einer virtuellen Verschiebungsgeschwindigkeit und der Flussdichteänderung im Supraleiter einen mittleren Wert der Stromdichte induziert, der etwa der stoffspezifischen kritischen Stromdichte J_C entspricht. Die phänomenologische Gegebenheit, dass ein Supraleiter äußere Magnetfelder nur mit seiner stoffspezifischen maximalen Stromdichte J_c abschirmt, wird rechentechnisch durch einen überlagerten Iterationsprozess erzielt. Hierbei werden die Leitfähigkeitswerte in jedem Teilgebiet des Supraleiters nach folgender Vorschrift korrigiert:

$$\kappa_{neu} = \kappa_{alt} \frac{J_C}{J} \text{ bzw. } \kappa_{neu} \to 0 \text{ falls } J << J_C \text{ ist, } (2)$$

Für den ZFC-Fall werden die so in jedem Teilgebiet ermittelten Leitfähigkeiten zum Aufstellen der Koeffizientenmatrix des den Feldverlauf beschreibenden Gleichungssystems (FEM) für den nächsten Iterationsschritt benutzt. Dieser nichtlineare Rechenprozess (Optimierung mit Nebenbedingungen) ermöglicht die Ermittlung der Stromdichteverteilung innerhalb der HTSL. Im Fall des Abkühlens des HTSL im Feldgebiet (FC) werden die nach der Gleichung 2 ermittelten Leitfähigkeiten hingegen dazu benutzt, um in jedem Teilgebiet des HTSL die neuen Stromdichten zu berechnen. Diese werden anschließend zur Beschreibung der rechten Seite (Anregung) des FEM-Gleichungssystems des folgenden Iterationsschrittes herangezogen. Der Iterationsprozess nach Gl. 2 wird so lange fortgesetzt, bis sich nur noch Stromdichteänderungen unterhalb eines Grenzwertes ε ergeben. Nach diesem Einschwingvorgang können anschließend alle sich aus dem Feldverlauf ergebenden Größen wie Energie, Kräfte, Induktivitäten usw. ermittelt werden.

Stromdichtemodell

Im sogenannten „critical State“ Zustand baut ein Supraleiter bei Flussänderungen derart Ströme auf, dass die innere Induktionsverteilung möglichst weitgehend erhalten bleibt [3]. Das hier vorgestellte zweite Modell zur Beschreibung der elektromagnetischen Wechselwirkungen von HTSL-Massivkörpern basiert auf dieser Annahme: es werden elementare Stromdichten derart im HTSL eingeführt, dass der magnetische Zustand im Supraleiter unverändert bleibt [8]. Es wird dadurch der Supraleiter als ein Gebiet mit der Permeabilität des Vakuums μ_0 und einer spezifischen Stromdichteverteilung angenommen. Zur Berechnung der endgültigen J_c-Verteilung wird wie beim

Leitfähigkeitsmodell ein Iterationsprozess über eine FEM-Feldberechnung eingeführt. Hierbei wird zunächst mit dem FE-Programm die Feldverteilung im Anfangszustand d.h. im Einfrierpunkt ermittelt. In diesem Zustand ist der Supraleiter bekanntlich stromfrei. Anschließend wird der Supraleiter in den Arbeitspunkt verschoben und die neue Feldverteilung ohne HTSL-Rückwirkung berechnet und anschließend wird ebenfalls in einem Iterationsprozess zunächst die Stromdichteverteilung so berechnet, dass sie eine bestimmte vorgegebene Feldstärkeabhängigkeit $J_c(H_i)$ erfüllt. Hierbei ist H_i die lokale Magnetfeldstärke des vorausgehenden Iterationsschrittes. Darauf wird mit dem FEM-Programm die neue Feldverteilung berechnet, wie sie von der äußeren Anregung und den inneren Strömen des HTSL bestimmt wird. Hieraus ergeben sich natürlich neue Werte für die lokale Feldstärke H_i und damit neue Werte für die Stromdichteverteilung. Dies wird bis zur Konvergenz des Iterationsvorganges wiederholt. Letztendlich ändern sich die lokalen Stromdichten nur noch um einen kleinen Wert ε. Da aufgrund der Symmetrieeigenschaften von **Bild 1** die Wirbelströme nur in φ- Richtung fließen können, braucht hierbei nur die z-Komponente des Feldes berücksichtigt zu werden.

Das Vorzeichen der Ströme hängt in der Art von der Vorgeschichte der lokalen Feldverteilung ab, dass jede Feldänderung möglichst vollkommen unterdrückt wird. Das hier beschriebene Stromdichte-Modell für Supraleiter kann also die elektromagnetischen Wechselwirkungen einer beliebigen axissymmetrischen auch multipolaren Erregeranordnung (**Bild 7**) mit einem zylindersymmetrischen Supraleiter berechnen.

Das Konvergenz Abbruchkriterium ist hierbei u.a. an die Feinheit des verwendeten Gitternetzes der FEM-Rechnung gekoppelt. Es wird angenommen, dass die tatsächliche Feldverteilung dann genau genug angenähert wird, wenn für zwei Iterationschritte i-1 und i der Wert ε folgender Summe

$$\varepsilon = \sum \left(\left(H^i - H^{i-1} \right) / H^i \right)^2$$ sehr klein, z.B. <0,1%, wird.

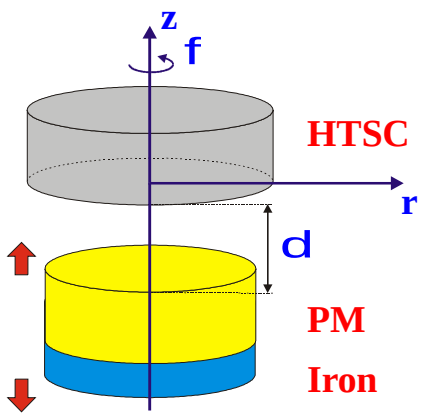

Bild 1: Schematische Darstellung der untersuchten HTSL-PM Anordnung

Nach der Konvergenz des Iterationsprozesses kann angenommen werden, dass:

- Die Maxwellschen Gleichungen erfüllt sind und das Feldproblem durch das FEM-Programm richtig gelöst wurde
- Der angenommenen Stromdichte-Feldstärkeabhängigkeit $J_c(H_i)$ für den Supraleiter entsprochen wird
- Der Restfehler bezüglich der Magnetfeldbestimmung proportional zur Gittergröße und dem Fehler in der Stromdichtebestimmung ist

Ergebnisse

Ein Modell für die hier untersuchten Supraleiter-Permanentmagnet (HTSL-PM) Wechselwirkungen ist schematisch in **Bild 1** dargestellt. Hierbei sind die beiden zylindersymmetrischen Reaktionskörper so angeordnet, dass ihre z-Achsen zusammenfallen. Der HTSL ist ein im Schmelzprozess hergestellter YBaCuO Massivzylinder. Er weist einen Radius von r=15mm und eine Höhe von h=15mm auf. Der Permanentmagnet ist ein axial magnetisierter SmCo-Zylinder mit den Abmessungen r=12,5mm und h=20mm und ist auf ein Weicheisenjoch mit dem gleichen Radius und einer Höhe von h=4mm geklebt.

Kraftverlauf nach einem ZFC-Einfrierprozess

Als erstes wird der Verlauf der Kraftwechselwirkung nach einem ZFC Einfrierprozess und einer Vertikalbewegung berechnet. Gemäß der beiden oben beschriebenen Berechnungsmodelle (Leitfähigkeits- und Stromdichtemodell) wird hierzu der Supraleiter in einem sehr großen Abstand außerhalb des Erregermagnet-Feldbereiches auf der z-Achse unter die kritische Temperatur abgekühlt. In dieser Position werden selbst im supraleitenden Zustand keine Ströme in den Supraleiter induziert, so dass keine Kraftwechselwirkung mit dem Erregermagnet in Erscheinung tritt. Anschließend wird die permanentmagnetische Erregeranordnung entlang der Zylinderachse in Richtung des Supraleiters verschoben, so dass der Supraleiter eine äußere Feldänderung erfährt und dieser mit inneren Strömen entgegenwirkt. Die Verteilung der Stromdichte wird mit den beiden oben beschriebenen Berechnungsmodellen ermittelt und anschließend mit einer FEM-Rechnung die Kraftwechselwirkung bestimmt. Ausgehend von der Einfrierposition in einem Abstand von 20mm sind in den **Bildern 2a, b** die abstoßenden Kräfte im ersten Teil der Kraftschleife bei einer Annäherung von 20mm bis auf 0,5mm dargestellt und mit einer Messkurve verglichen. Beide Berechnungsmodelle zeigen einen praktisch identischen Verlauf und stimmen gut mit den Messwerten überein. Hierbei zeigte sich, dass die Rechenwerte praktisch unabhängig von der Schrittweise waren. **Bild 3a** zeigt die Stromdichteverteilung im Supraleiter, die sich während der Annäherungsphase bei einem Abstand von 5mm einstellt. Hierbei wurde vereinfachend angenommen, dass die kritische Stromdichte J_c unabhängig von der lokalen magnetischen Feldstärke ist. Aus beiden Rechenmodellen ergab sich eine praktisch identische Stromdichteverteilung und damit natürlich auch gleiche Kraftwechselwirkungen.

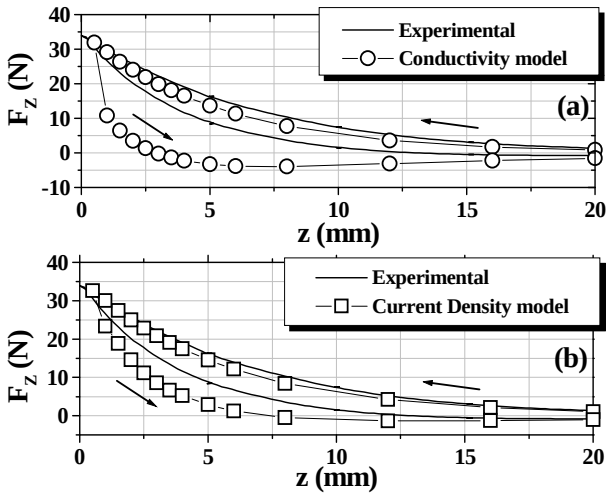

Bild 2: Weg-Kraftverlauf der HTSL-PM-Anordnung nach einem ZFC

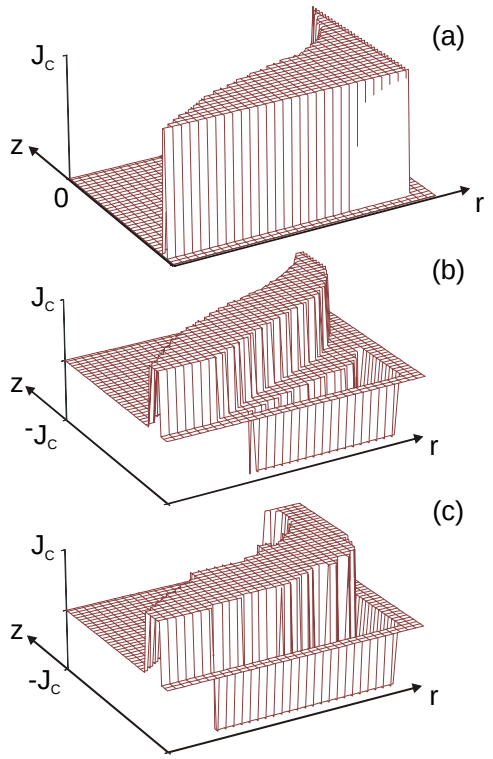

Bild 3: Stromdichteverteilung innerhalb des HTSL. Abstand 5mm
a) δ- Verkleinerung (beide Modelle)
b) δ- Vergrößerung (Leitfähigkeitsmodell)
c) δ- Vergrößerung (Stromdichtemodell)

Von der Position der größten Annäherung wird das Felderregersystem im zweiten Teil der Kraftschleife von dem Supraleiter wieder zurückgezogen, so dass dieser eine Feldverkleinerung erfährt. Diesem Umstand begegnet der Supraleiter mit internen Strömen, die dieser Feldänderung entgegenwirken und auch entgegengesetzt zur Stromrichtung des ersten Teils der Kraftschleife sind. Für den gleichen Abstand von 5mm - aber während der Phase der Abstandsvergrößerung- sind in den **Bildern 3b und c** die entsprechenden Stromdichteverteilungen für beide Modelle dargestellt. Während das Leitfähigkeitsmodell zwischen den Gebieten mit unterschiedlicher Stromrichtung ein Gebiet mit verschwindendem Strom errechnet, ergibt das Stromdichtemodell eine steile Wand

zwischen diesen beiden Stromgebieten. Insgesamt führen beide Modell gegenüber Messwerten zu reduzierten Kraftwirkungen, wobei das Leitfähigkeitsmodell aufgrund des stromfreien Zwischengebietes noch kleinere Kräfte aufweist. Dieses Zwischengebiet ergibt sich beim Leitfähigkeitsmodell aufgrund der Irreversibilität der Leitfähigkeitsbestimmung gem. Gleichung 1 bzw. 2, wodurch einige Gebiete mit sehr kleiner Feldänderung keine Leitfähigkeit und damit irreversibel keine Ströme aufweisen. Durch verbesserte Leitfähigkeitssteuerung kann dieser z.Zt. noch bestehende Nachteil dieses Modells eliminiert werden. Das Stromdichtemodell erfasst seinerseits die Feldänderung bei der Änderung der Bewegungsrichtung physikalisch, exakter ohne ein stromloses Zwischengebiet aufzubauen. Die von beiden Modellen gezeigten Unterschiede zwischen gemessenem und berechnetem Verlauf können teilweise auf eine bei diesen Rechnungen noch nicht berücksichtigte Feldstärkeabhängigkeit der Stromdichte zurückgeführt werden. Das hier verwendete Bean-Modell mit konstanter Stromdichte (in diesem Fall Jc=3,5kA/cm²) wird dann von Modellen ersetzt, die diese Feldstärkeabhängigkeiten berücksichtigen.

Weiterführend können natürlich diese Modelle zur HTSL-Qualitätskontrolle in sofern herangezogen werden, dass innere, von der Produktion herrührende Inhomogenitäten den Kraftverlauf beeinflussen und daher nicht mit den Berechnungen übereinstimmen.

In den **Bildern 4a und b** sind die Feldverteilungen für die selbe Position aber bei unterschiedlicher Bewegungsrichtung dargestellt. Erkennbar versucht der Supraleiter mit den inneren Strömen den „alten“ Zustand des Feldverlaufes aufrecht zu erhalten. Aufgrund der physikalisch begründeten Reaktion des Supraleiters mit einer nur endlichen, feldstärkeabhängigen Stromdichte gelingt diese

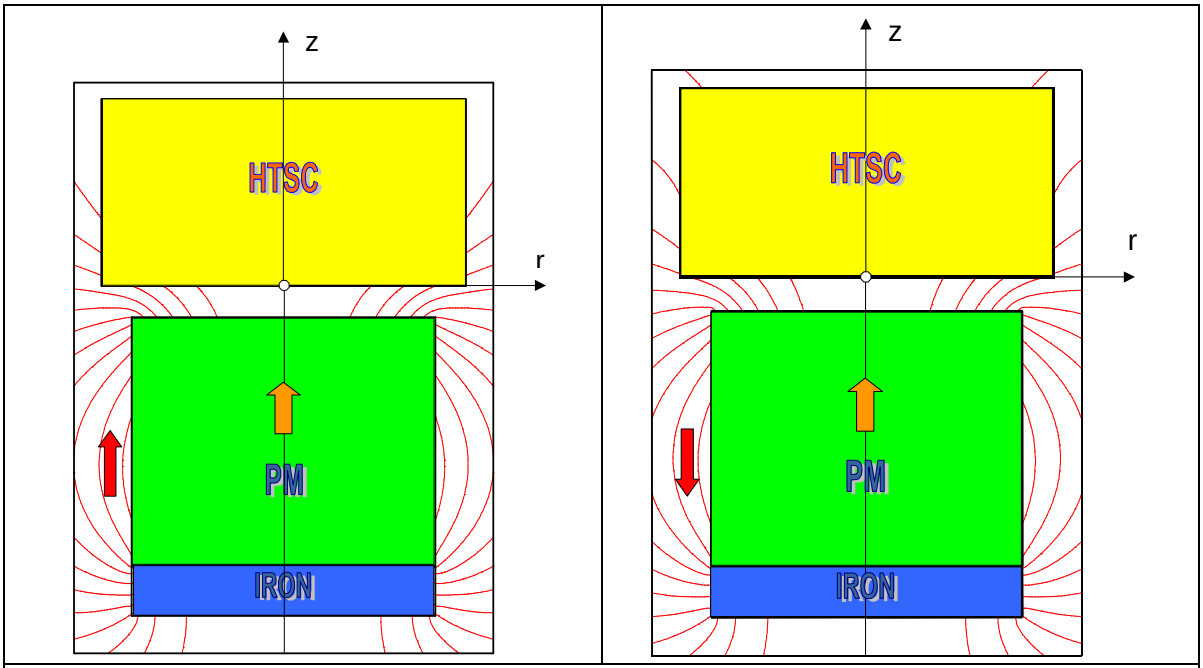

Bild 4: Typische Feldverteilung der HTSL-PM Anordnung gem. Bild 1.

a) δ- Verkleinerung (beide Modelle) | b) δ- Vergrößerung (Stromdichtemodell)

Feldfixierung aber nicht perfekt (Vergleich **Bilder 4a und b**), worauf auch die Hysterese im Kraftverlauf zurückzuführen ist. Hieraus folgt automatisch, dass mit wachsender Stromdichte, d.h. größerer Qualität der Supraleiter, die Stromgebiete verkleinert werden und damit auch die Hysterese der Kraftschleife reduziert wird.

Kraftverlauf nach einem FC-Einfrierprozess

Zur Berechnung der Kraftwechselwirkung nach einem Einfriervorgang des Supraleiters in einem Feldgebiet (FC) wurde der Supraleiter auf der z-Achse in einem Abstand von 0,5mm zum Erregersystem abgekühlt. Obgleich in diesem Zustand der Supraleiter - wie beim ZFC- ebenfalls keine inneren Ströme aufweist, reagiert er natürlich bei einer Abstandsvergrößerung sehr intensiv mit inneren Strömen. Dies folgt unmittelbar aus der unterschiedlichen Einfrierposition. Während im ZFC Zustand bei einer Annäherung aus diesem feldfreien Gebiet zunächst nur eine kleine Feldänderung auftritt, ist die Feldänderung bei einer Abstandsvergrößerung aus dem Gebiet sehr großer Feldstärke sehr stark. Aufgrund der insgesamt felderhaltenden Ströme ergibt sich bei einer Abstandsvergrößerung aus der erwähnten FC-Einfrierposition eine rückstellende, d.h. anziehende Kraft zwischen Erregersystem und Supraleiter. Die Stromdichteverteilungen und die daraus resultierenden Kräfte wurde in Positionen zwischen 0,5mm und 20mm mit beiden Rechenmodellen ermittelt und in den Bildern 5a und b dargestellt. Bei der Annäherung des Erregersystems von der größten Auslenkung von 20mm bleibt die Kraft zunächst abstoßend um dann jedoch - je nach Rechenmodell- bei einem Abstand von ca. 6 bzw. 8mm anziehend zu werden (**Bilder 5a, b**).

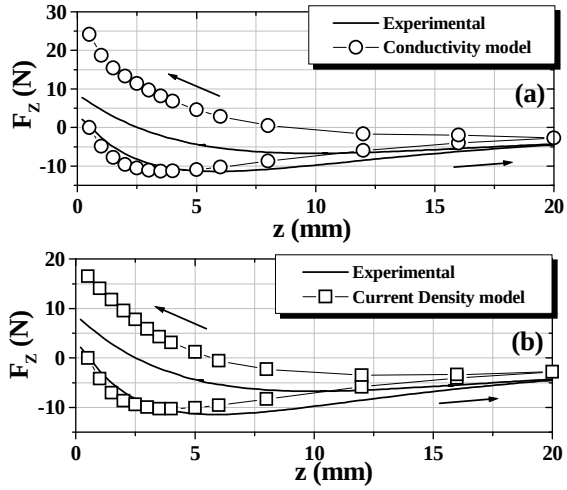

Bild 5: Weg-Kraftverlauf der HTSL-PM-Anordnung nach einem FC

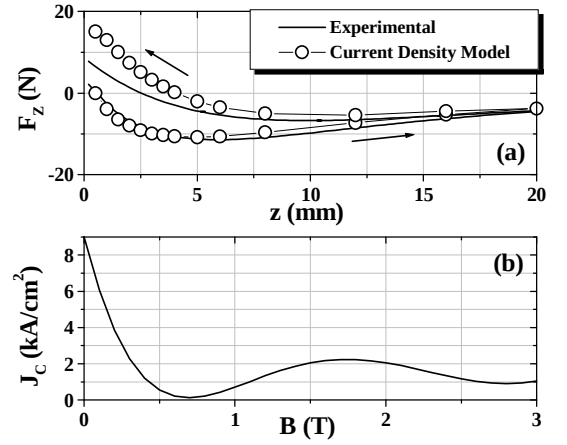

Bild 6: a) Weg-Kraftverlauf der HTSL-PM-Anordnung nach einem FC. b) feldabhängige krit. Stromdichte

Obgleich diese Bilder eine prinzipielle Übereinstimmung des berechneten mit dem gemessenen Kraftverlauf aufweisen [9], gibt die wertemäßige Abweichung einen Hinweis darauf, dass die nach dem Bean-Modell angenommene konstante kritische Stromdichte durch eine feldstärkeabhängige ersetzt werden sollte. Eine nach dem Fietz-Modell [6] angenommene exponentielle $J_c(B)$ Funktion ergab jedoch eine ähnlich stark von den Messwerten abweichende Kraftkurve. Es können entweder andere Polynome oder noch kompliziertere $J_c(B)$ Zusammenhänge z.B. mit einem Anstieg der kritischen Stromdichte bei von Null verschiedenen Induktionen zugrunde gelegt werden. Letztere Stromdichteabhängigkeiten werden allgemein als „fish tail“ bezeichnet (**Bild 6b**) und sind für NdBaCuO-Supraleiter typisch [10]. Sie wurden jedoch auch für YbaCuO-Supraleiter gefunden [11]. Eine solch ungewöhnlicher $J_c(B)$- Zusammenhang wurde für die weiteren Berechnungen verwendet (Polynom 6. Grades) und die hiermit ermittelte Kraftschleife weist gegenüber den vorhergehenden Berechnungen eine wesentlich geringere Abweichung von der Messkurve auf (**Bild 6a**). Allgemein kann festgestellt werden, dass durch das Fitten der berechneten Kraftverläufe an die Messkurven die für den jeweiligen Supraleiter gültige Stromdichteabhängigkeit ermittelt und somit diese Berechnung zur Qualitätskontrolle für die Supraleiterherstellung herangezogen werden kann.

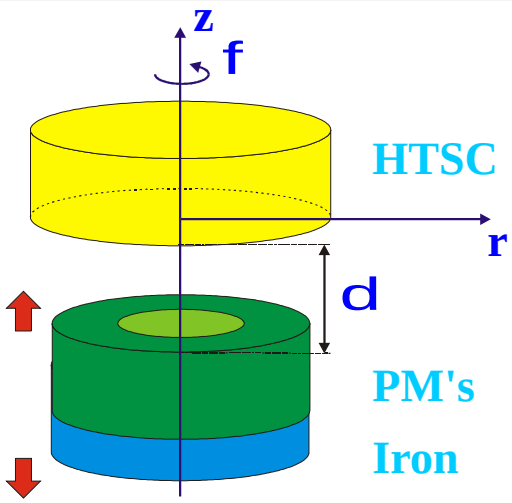

Bild 7: Schematische Darstellung einer multipolaren HTSL-PM Anordnung

Weitere Berechnungen

Nachdem die Stromdichteabhängigkeit einer HTSL-Fertigungscharge z.B. durch das oben erwähnte Kraftfitting für eine einfachen Zylinderanordnung bestimmt wurde, können auch kompliziertere mehrpolige Anordnungen gemäß **Bild 7** berechnet werden. Die Aufgabe besteht jeweils darin, mit möglichst geringem HTSL-Material einen von der Anwendung gewünschten Kraft- bzw. Steifigkeitsverlauf zu erzielen. Als Variationsparameter stehen neben den Abmessungen des Supraleiters u.a. die Einfrierposition, die Polteilung und Höhe der Erregeranordnung zur Verfügung. Die bereits ermittelte stoffspezifische kritische Stromdichte wird als Eingabegröße für das Rechenmodell herangezogen und die Optimierung einer Krafterregeranordnung über einen iterativen Prozess durchgeführt.

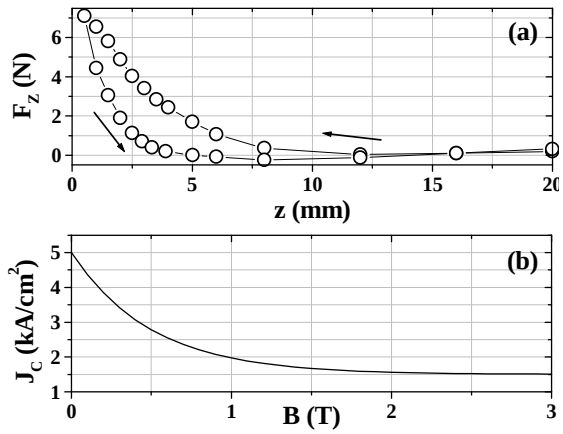

Bild 8: a) Weg-Kraftverlauf der multipolaren HTSL-PM-Anordnung nach einem ZFC.
b) feldabhängige krit. Stromdichte

In der in **Bild 7** gezeigten Anordnung ist z.B. ein HTSL-Massivkörper mit den gleichen Abmessungen wie in **Bild 1** angenommen. Das multipolare Felderregersystem besteht jedoch aus einem Innenzylinder mit einem Radius von a=6,25mm und einer Höhe von h=20mm und einem Hohlzylinder mit einem Außenradius von 12,5mm. Beide Erregermagnete bestanden aus SmCo, waren axial entgegengesetzt magnetisiert und auf einem 4mm dicken Eisenrückschluss geklebt. Die berechnete Kraft-Weg-Schleife ist nach einem ZFC Prozess im Abstand von 20mm in **Bild 8a** dargestellt. Zum Nachweis der Vielseitigkeit der vorgestellten Rechenmodelle wurde eine weitere - in **Bild 8b** dargestellte- Feldabhängigkeit der Stromdichte angenommen. Aufgrund der kleinen Erregerpolteilung zeigt der Kraftverlauf einen im Vergleich zu **Bild 2** reduzierten Maximalwert aber im Bereich eines kleinen Abstandes zwischen HTSL und PM einen erhöhten Kraftgradienten. Für einige Anwendungen ist diese progressive Kraftkennlinie von großem Vorteil.

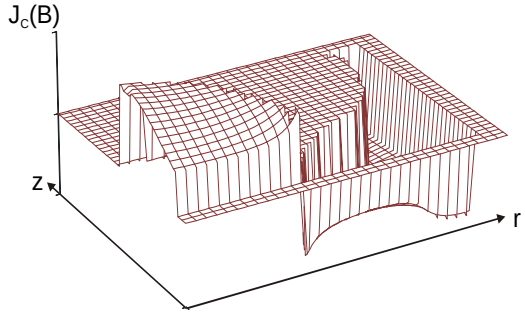

Bild 9: Stromdichteverteilung innerhalb des multipol. HTSL. Abstand

Die Stromdichteverteilung innerhalb des Supraleiterkörpers ist für die Position der größten Annäherung von δ=0,5mm in **Bild 9** dargestellt. Bemerkenswert ist hierbei, dass das bipolare Erregerfeld in zwei unterschiedlichen Gebieten jeweils

kritische Stromdichten mit entgegengesetztem Vorzeichen induziert. Im Bereich der äußeren negativen Stromdichten versucht der Supraleiter das Vergrößern des Feldes zu verhindern, während er mit den positiven Strömen das negative Feld auf seinem alten Wert festhält.

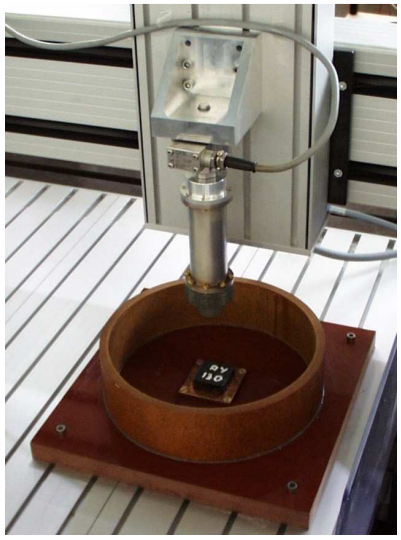

Bild 10: 3D-Kraftmessplatz

Danksagung

Neben den am IMAB mit dem in **Bild 10** dargestellten vollautomatischen 3-D-Kraftmessplatz vorgenommenen Messungen wurden zum Vergleich viele Kraftkurven von Prof. X. Obradors und Dr. J. Mora am Institut de Ciència de Materials de Barcelona ermittelt.
Die Arbeiten wurden von der Europäischen Union (Contract No. ERB-FMBJ-CT98-3507) und dem Bundesministerium für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie (FKZ 13N6658/2) finanziell unterstützt.

Referenzen

[1] W.-R. Canders, H. May and R. Palka, 'Topology and performance of superconducting magnetic bearings', Proceedings of ISTET'97
[2] W.-R. Canders, H. May and R. Palka, 'High speed rotating HT_cSC magnetic bearing of new topology', Proceedings of ISEM'97
[3] M. Murakami, 'Melt processed High-Temperature Superconductors', World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.
[4] C. P. Bean, Phys. Rev. Lett. 8, 250 (1962)
[5] Y. B. Kim, C. F. Hempstead and A. R. Strnad, Phys. Rev. Lett. 9, 306 (1962)
[6] W. A. Fietz, M. R. Beasley, J. Silcox and W. W. Webb, Phys. Rev. 136, A335
[7] W.-R. Canders, H. May and R. Palka, 'Identification of the current density distribution of monolithic superconductors', Proceedings of ISTET'97
[8] E. Portabella, J. Mora, J. Fontcuberta and X. Obradors, 'Modelling of $YBa_2Cu_3O_7$ superconductors for magnetic levitation applications', Proceedings of EUCAS'97
[9] F.C. Moon, 'Superconducting Levitation', Ed. John Wiley&Sons Inc. (1994)
[10] A. Hu, P.Schatzle, W. Bieger, X. Obradors, G. Krabbes, 'Fabrication of melt textured Nd-123 with Nd_2BaO_4 addition', HTSL Massivmaterial Workshop Dresden. (1998)
[11] R. Yu et. al., 'Processing and levitation force in top-seeded YBCO', IEEE Trans. on App. Supercond. 7, 1089. (1997)