

Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 5640

**Untersuchung der
Irreversibilitätslinie von
Hochtemperatursupraleiter-
Schichten in Abhängigkeit
von der Defektstruktur
mittels harmonischer
Suszeptibilität**

T. J. Arndt
Institut für Technische Physik

August 1995

Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt
Wissenschaftliche Berichte
FZKA 5640

Untersuchung der Irreversibilitätslinie von
Hochtemperatursupraleiter-Schichten in
Abhängigkeit von der Defektstruktur
mittels harmonischer Suszeptibilität*

Thomas Joachim Arndt
Institut für Technische Physik

* Von der Fakultät für Physik der Universität (TH) Karlsruhe genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe,
1995

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

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

ISSN 0947-8620

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Irreversibilitätslinie von Hochtemperatursupraleiter-Schichten ($\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$) untersucht. Zur Bestimmung der Irreversibilitätstemperatur wurde die Temperatur des Minimums im Imaginärteil der dritten Harmonischen der magnetischen Wechselfeldsuszeptibilität im Hintergrundgleichfeld verwendet. Mit diesem Kriterium können äußerst kleine kritische Stromdichten $j_c \approx 10^{-2} \text{ A/cm}^2$ nachgewiesen werden. Zur Interpretation des experimentell beobachteten Verlaufs der harmonischen Suszeptibilität über der Temperatur wurde ein erweitertes Modell des kritischen Zustandes entwickelt.

Die Untersuchungen an Filmen unterschiedlicher Dicke d_F ($20 \text{ nm} < d_F < 200 \text{ nm}$) zeigten eine Absenkung der Irreversibilitätslinie mit abnehmender Filmdicke. Weiterhin bildete sich in der Irreversibilitätslinie eine vierfache stufenförmige Struktur aus.

Eine Schwerionenbestrahlung der Schichten ($0.5\text{-GeV-}^{127}\text{I}^{22+}$) führte zur Ausbildung von amorphen Ionenspuren, die die Filme ganz durchdringen und die bei paralleler Feldorientierung als effektive Flußverankerungszentren wirken sollten. Diese Bestrahlung führte zu einer Reduktion der kritischen Temperatur durch die unvermeidlich außer den kolumnaren Ionenspuren erzeugten Defekte, hatte aber darüberhinaus keinen Einfluß auf Struktur oder Lage der Irreversibilitätslinie. In bezug auf die dritte Harmonische der Suszeptibilität wurde jedoch bei dicken Schichten eine Erhöhung ihres Betrages festgestellt, die mit einer Verringerung der Krümmung der Flußschläuche durch die Verankerung an den Ionenspuren erklärt werden kann. Flußschläuche in Filmen, deren Dicke klein gegenüber der longitudinalen Korrelationslänge der Flußschläuche ist, zeigen praktisch keine Krümmung, so daß eine Schwerionenbestrahlung auf die dritte Harmonische der Suszeptibilität bei diesen dünnen Schichten keinen Einfluß hat.

In Zusammenarbeit mit der ETH Zürich wurden transmissionselektronische Untersuchungen der Schichten durchgeführt. Daraus wurden die in den Schichten vorhandenen Defekte und deren Flächendichte bestimmt. Die verschiedenen Flächendichten der Defekte erlauben im Vergleich mit der durch das äußere Magnetfeld vorgegebenen Flächendichte der Flußschläuche eine Zuordnung zu den beobachteten verschiedenen Bereichen in der Irreversibilitätslinie.

Die Unempfindlichkeit der Irreversibilitätslinie gegenüber der Schwerionenbestrahlung, die verschwindende Frequenz- und Amplitudenabhängigkeit der Irreversibilitätstemperatur und das Verhalten der Flußschläuche in dünnen Filmen lassen sich im Rahmen des Bose-Glas-Modells widerspruchsfrei erklären. Diese Interpretation wird durch die beobachteten korrelierten Defekte unterstützt. Die Absenkung der Irreversibilitätslinie mit abnehmender Filmdicke resultiert aus einem 3D-2D-Übergang und vor allem aus einer Erhöhung der Temperatur des Bose-Systems, die der inversen Filmdicke entspricht.

Investigation of the irreversibility line of $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ -thin-films and its dependence on the defect structure, by means of harmonic susceptibility

Abstract

In this work the irreversibility line of thin film samples of the high temperature superconductor $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ has been studied. The criterion to determine the irreversibility temperature was the temperature of the minimum of the imaginary part of the third harmonic of the magnetic AC-susceptibility in bias fields. This criterion corresponds to very small critical current densities of $j_c \approx 10^{-2}$ A/cm². In order to interpret the experimentally observed curves of the harmonic susceptibility versus temperature an extended critical state model has been developed.

The measurements on films with varying thickness d_F ($20 \text{ nm} < d_F < 200 \text{ nm}$) showed a suppression of the irreversibility line with decreasing thickness. In addition the irreversibility line is structured in four regimes.

Heavy-ion irradiation of the films ($0.5\text{-GeV-}^{127}\text{I}^{22+}$) introduced amorphous ion-tracks penetrating the whole sample. These ion-tracks should act as effective pinning centers for parallel magnetic fields. This irradiation led to a reduction of the critical temperature due to the defects produced in addition to the ion tracks, however no effect on structure or position of the irreversibility line could be observed. The magnitude of the third harmonic susceptibility in thick films increased, which may be explained by the reduction of the curvature of the vortices when pinned to the straight ion tracks. Vortices in films of a thickness comparable to or smaller than the longitudinal correlation length of the vortices, show almost no bending, so heavy ion irradiation has no effect on the third harmonic of the susceptibility in sufficiently thin films.

In collaboration with ETH Zürich TEM-investigations on the films were performed revealing the as-grown defect types and their area-density. The different densities of the defects in comparison to the vortex-density which is given by the applied field allow a correlation between the observed structure in the irreversibility line and the defects.

The insensitivity of the irreversibility line with respect to heavy-ion irradiation, the vanishing frequency- and amplitude-dependence of the irreversibility temperature and the behaviour of the vortices in thin films are explained consistently within the framework of the Bose-glass model. This interpretation is supported by the observed correlated defects. The suppression of the irreversibility line with decreasing film thickness results from a 3D-2D crossover and mainly from an increase of the temperature of the Bose-system, which corresponds to the inverse sample thickness.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Meßprinzip und Apparatur	6
3	Harmonische Suszeptibilität	9
4	Irreversibilitätslinie, Kriterium und $E - j$-Kennlinie	14
4.1	Das meßtechnische Kriterium	15
4.2	Abschätzung des $E - j$ -Kriteriums	17
5	Messungen der Irreversibilitätslinie	18
5.1	Messungen an unbestrahlten Filmen	18
5.2	Messungen an bestrahlten Filmen	23
5.3	Messungen an Einkristallen	29
6	Diskussion der Meßergebnisse	30
6.1	IL und Mikrostruktur	30
6.2	Interpretation	33
6.3	Fazit	36
7	Zusammenfassung	38
8	Anhang	41
8.1	Definition von Feldern und harmonischer Suszeptibilität	41
8.2	Zur Abschätzung des $E - j$ -Kriteriums	41
8.3	Zum ECS-Modell	42
8.4	Irreversibilitätslinie und Modellvorstellungen	58
8.5	Zum Flußverankerungsbild – Die IL als depinning-Linie	59
	Wichtige Symbole	61

Literatur

63

Dank

69

Kapitel 1: Einleitung

Die Stromtragfähigkeit der 1986 entdeckten Hochtemperatursupraleiter (HTSL) [11] ist entscheidend für fast alle Anwendungen. Stromtragfähigkeit beschreibt zum einen die Größe der kritischen Stromdichte j_c bei festen Werten von Temperatur T und Magnetfeld H , und zum anderen bis zu welchem Magnetfeld noch eine kritische Stromdichte beobachtet werden kann (vergl. Abbildung).

In den HTSL beschränkt die unterhalb des oberen kritischen Feldes $H_{c2}(T)$ liegende Irreversibilitätslinie $H(T_{irr})$ den im Rahmen eines Kriteriums des elektrischen Feldes E verlustfreien Stromtransport¹.

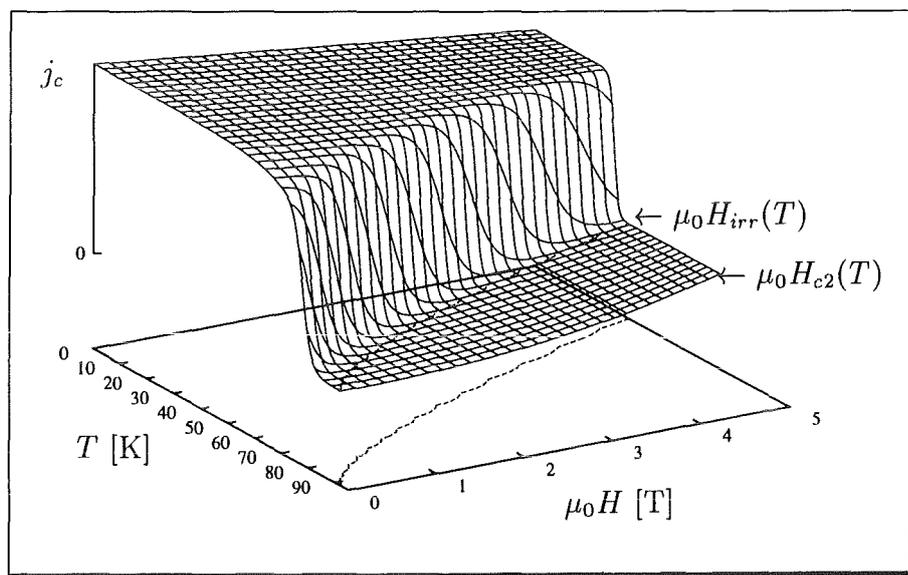


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der kritischen Stromdichte j_c im in dieser Arbeit experimentell zugänglichen H - T -Bereich. Die genaue Form von $j_c(H, T)$ wird von Material und Herstellung bestimmt; $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ -Filme kommen den hier gezeigten Abhängigkeiten am nächsten. Die zur $\mu_0 H$ -Achse konvexe Berandung der Fläche stellt die $H_{c2}(T)$ -Linie dar. In der Fläche und in der Projektion auf die H - T -Ebene ist die Irreversibilitätslinie gekennzeichnet. Die $H_{c1}(T)$ -Linie ist nicht dargestellt.

Bei hohen Einsatztemperaturen der HTSL und der damit verbundenen hohen thermischen Energie $k_B T$ findet oberhalb der Irreversibilitätslinie auch bei noch so kleinen Stromdichten j dissipative Flußbewegung statt.

Die Irreversibilitätslinie wird in dieser Arbeit mit einer neuen Meßmethode — nämlich einem neuen Kriterium der harmonischen Wechselfeldsuszeptibilität $\chi_n(T, \mu_0 H_{DC})$ — bestimmt. Die harmonische Suszeptibilität reagiert sehr

¹Bei den konventionellen Supraleitern (z.B. Nb_3Ge) fällt die Irreversibilitätslinie nahezu mit $H_{c2}(T)$ zusammen.

sensibel auf eine nicht-lineare E - j -Charakteristik (E : elektrisches Feld) bei kleinen Stromdichten j und erlaubt damit eine Bestimmung der durch die Flußverankerung hervorgerufenen Anfänge der Irreversibilität, die empfindlicher als die der bisher üblichen Methoden ist.

Da die von den bisherigen Modellen vorhergesagte harmonische Suszeptibilität nicht mit den experimentellen Beobachtungen übereinstimmte, wurde ein erweitertes Modell des kritischen Zustandes (ECS-Modell) entwickelt. Dieses Modell ist die Grundlage für eine Interpretation der harmonischen Suszeptibilität und weitere physikalische Aussagen in bezug auf die Flußverankerung.

Die Irreversibilitätslinie ist sowohl für die Anwendung als auch für die Grundlagen-Physik von großem Interesse:

Für eine Anwendung der HTSL wäre es wünschenswert, wenn die Irreversibilitätslinie zu hohen Temperaturen bzw. Feldern verschoben werden könnte, um einen möglichst großen Bereich des H - T -Phasendiagramms unterhalb von $H_{c2}(T)$ nutzen zu können. Dazu ist die Kenntnis der Abhängigkeit der Irreversibilitätslinie von der die Flußverankerung bestimmenden Defektstruktur nötig.

Für das grundlegende Verständnis der Flußdynamik ist die Frage zu klären, ob es sich bei der Irreversibilitätslinie um einen kontinuierlichen Übergang von langsamer zu schneller Flußbewegung (depinning-Linie) oder um eine echte Phasengrenze (eine liquidus-solidus-Linie des Flußliniengitters oder -glases) handelt.

Der Typ einer möglichen Phase unterhalb der Irreversibilitätslinie als auch die Position der Linie selbst ist von der Defektstruktur der Probe abhängig: ein Flußlinienkristall verlangt keine oder nur schwache, ein Vortex-Glas punktförmige und ein Bose-Glas korrelierte Verankerungsdefekte.

Entsprechend der Phase unterhalb der Irreversibilitätslinie stellt die Irreversibilitätslinie entweder einen Phasenübergang erster Ordnung (Flußgitter-Schmelzlinie) oder einen Phasenübergang zweiter Ordnung (Glas-Schmelzlinie) dar.

Eine Beschränkung der Größe der kritischen Stromdichte j_c ist bei makroskopischen Proben auch aufgrund der ausgeprägten Schichtstruktur der HTSL gegeben: parallel zur ab -Ebene befinden sich Cu-O-Schichten mit dazwischengelagerten Y- bzw. Ca-Ionen, die in c -Richtung durch zwischenliegende Schichten (BaO, SrO oder TlO) nahezu isoliert sind. In den Cu-O-Schichten sind im wesentlichen die supraleitenden Ladungsträger kondensiert [31]. Deshalb zeigen die HTSL eine ausgeprägte Anisotropie und zudem eine kleine Kohärenzlänge, die in ab -Richtung etwas größer, in c -Richtung deutlich kleiner als die Einheitszelle ist.

Die hohe Anisotropie und die kleine Kohärenzlänge sind die Ursachen für die Schwierigkeit, makroskopisch homogene Proben mit großem j_c herzustellen: insbesondere bei gesinterten Proben begrenzt die schwache Kopplung der Körner die kritische Stromdichte. Größere kritische Stromdichten zeigen hochtexturierte c -Achsen-Schichten.

Anisotropie und kleine Kohärenzlänge haben auch zur Folge, daß ein Flußschlauch in den HTSL durch quasi-zweidimensionale Flußwirbel, die

in c-Achsenrichtung nur schwach gekoppelt sind, beschrieben werden muß ('pancake'-Modell). Die $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ -HTSL bilden eine Ausnahme, denn bei diesen befinden sich zwischen den Cu-O-Schichten Cu-O-Ketten, die eine größere Kopplung der Schichten in c-Achsenrichtung bewirken. $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ zeigt deshalb die geringste Anisotropie der HTSL und ist für eine Untersuchung des Flußschlauchfestkörpers ohne die zusätzliche Schwierigkeit, die Vortices als 'pancake'-Flußwirbel beschreiben zu müssen, besonders geeignet.

Bei der Untersuchung des Zusammenhangs von Irreversibilitätslinie und Defektstruktur ist zu beachten, daß die Flußschläuche auf ihrem Weg durch die Probe an mehreren, eventuell verschiedenen Defekten verankert werden können.

Um den Einfluß einzelner Verankerungszentren beobachten zu können, wurden in dieser Arbeit Filme verschiedener Dicke untersucht.

Die Defektstruktur der Schichten wurde in Zusammenarbeit mit der ETH Zürich² durch transmissionselektronenmikroskopische Untersuchungen der Filme bestimmt.

Eine weitere Lösungsmöglichkeit, sowohl die Mittelung über verschiedene Defekte zu vermeiden, als auch den Zusammenhang der Irreversibilitätslinie mit definierten und wohlbekannten Verankerungszentren zu studieren, ist eine Schwerionenbestrahlung der Proben. Geeignete Projektile erzeugen in den HTSL amorphe Säulen, die die ganze Probe durchdringen. Da der Radius dieser kolumnaren Defekte ähnlich der Kohärenzlänge ist, sollten diese Defekte hervorragende Verankerungszentren darstellen.

In dieser Arbeit wird erstmals der Bestrahlungseinfluß auf die Irreversibilitätslinie von Filmen variabler Dicke mit Hilfe der Wechselfeldsuszeptibilität untersucht.

Zusammen mit den Messungen der Frequenz- und Amplitudenabhängigkeit der Irreversibilitätslinie ergibt sich das folgende Bild:

Die Irreversibilitätslinie der $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ -Filme stellt eine Bose-Glas-Schmelzlinie dar, die mit abnehmender Filmdicke aufgrund reduzierter Dimensionalität abgesenkt wird. Bei hinreichend dünnen Filmen wird diese Schmelzlinie durch eine etwas tiefer liegende depinning-Linie beeinflusst. Diese depinning-Linie —und damit auch die Bose-Glas-Schmelzlinie— zeigt deutlich den Einfluß der in den transmissionselektronenmikroskopischen Untersuchungen beobachteten Defekte.

Die Interpretation der harmonischen Suszeptibilität im Rahmen des ECS-Modells sagt aus, daß die effektive transversale Flußschlauchgröße (senkrecht zum angelegten Magnetfeld) durch Bestrahlung oder durch Verringerung der Filmdicke reduziert werden kann. Das zeigt, daß die kolumnaren Defekte in dicken Filmen einen Einfluß auf die Flußschläuche haben (Verringerung der Krümmung), obwohl die Irreversibilitätslinie unabhängig von diesen zusätzlichen Verankerungszentren ist. Das ist ein wesentliches Argument für eine Bose-Glas-Phase unterhalb der Irreversibilitätslinie.

²Prof. H.U. Nissen, M. Cantoni

Kapitel 2: Meßprinzip und Apparatur

In einem Supraleiter im magnetischen Feld $\mu_0 H_{c1} < \mu_0 H < \mu_0 H_{c2}$ fließen Abschirmströme entsprechend der Abhängigkeit der kritischen Stromdichte $j_c(\mu_0 H, T)$ von Feld $\mu_0 H$ und Temperatur T .

Ändert sich die äußere magnetische Flußdichte, so verändert sich das Fluß- bzw. Stromdichteprofil innerhalb der Probe mit charakteristischer Zeitkonstanten (s.z.B. [4], Anhang).

Bei Messungen der harmonischen Suszeptibilität erfolgt die Variation des äußeren Feldes durch das sinusförmige AC-Feld einer Erregerspule, die an einem Oszillator mit großer Oberwellenunterdrückung (95 dBm) betrieben wird.

Das Magnetfeld der Abschirmströme induziert in der Registrierspule (s. Abb.2.1) eine Spannung, deren zeitlicher Verlauf den der Magnetisierung der Probe widerspiegelt.

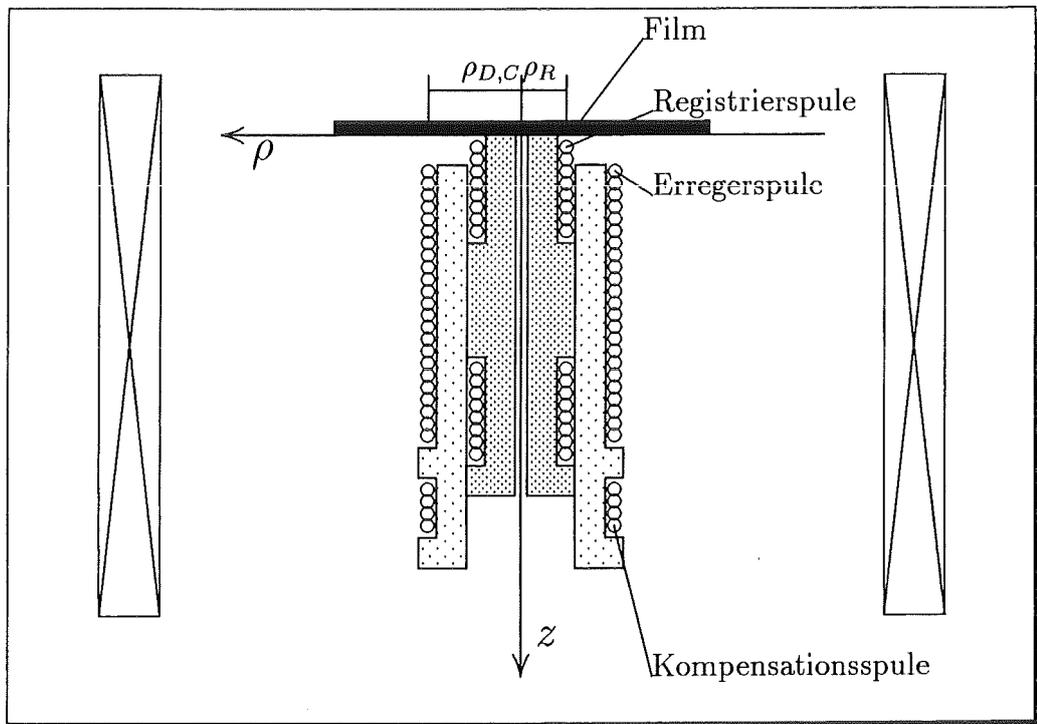


Abbildung 2.1: Geometrie der AC-Spulen. Die Indices 'D', 'R', 'C' kennzeichnen die Erreger-, Registrier- und die Kompensationsspule (die nur zur Geometriebestimmung dient). Auch der umgebende DC-Magnet ist angedeutet (s. auch Tab.2.1).

Bei der Auslegung des Probenhalters ist es wichtig, daß die Verwendung von Metall möglichst vermieden wird, da die Wirbelströme das Signal der fundamentalen Suszeptibilität (Größenordnung $15 \mu\text{V}$) überlagern können.

Um die Harmonischen (χ_2 entspricht $\approx 20 \text{ nV}$; χ_3 entspricht $\approx 0.5 \mu\text{V}$) zu

bestimmen, wird diese Spannung mit einem Lock-In-Verstärker [LIA] analysiert, der mit dem entsprechenden Vielfachen der Erregerfrequenz phasenstabil als Referenz versorgt wird [FG] (Abb.2.2).

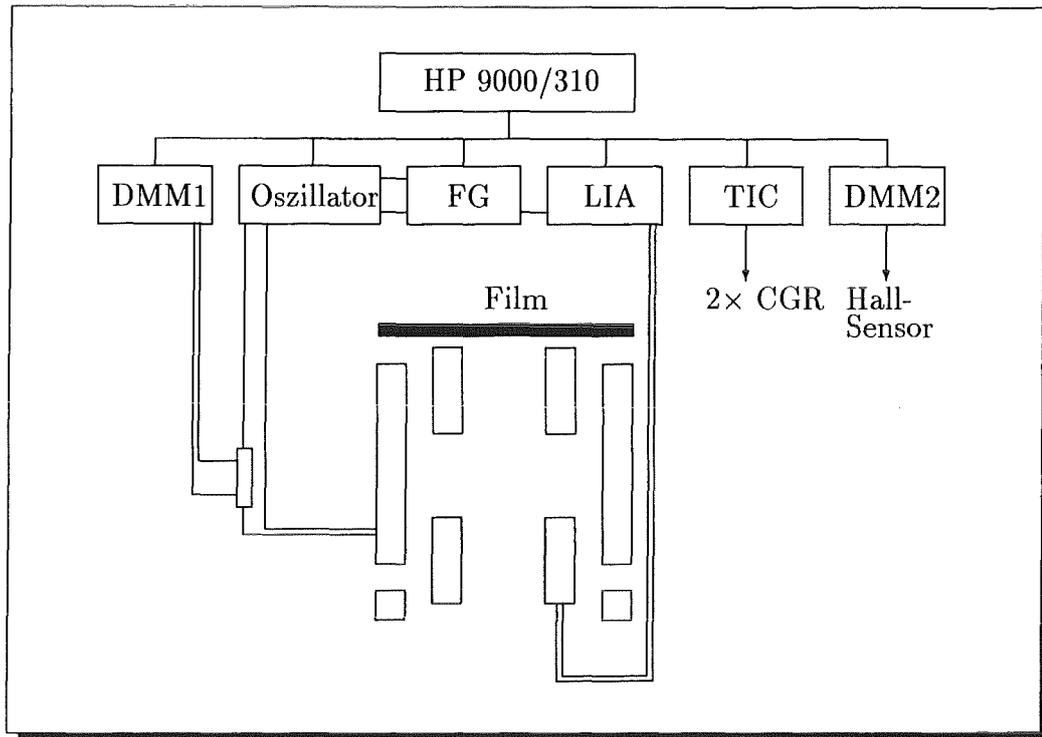


Abbildung 2.2: Bus- und Signalleitungen (ohne DC-Verbindungen)

Das Digitalmultimeter 1 [DMM1] registriert den AC-Spulenstrom. Die Temperaturregelung des Heliumflußkryostaten erfolgt mit dem Temperaturmeß- und -regelgerät [TIC] über zwei Glas-Kohle-Temperaturfühler [CGR]. Das Magnetfeld wird bei supraleitendem DC-Magneten durch ein weiteres Digitalmultimeter [DMM2] und einen Hall-Sensor, bei normalleitendem DC-Magneten durch den DC-Strom und Magnetkonstante bestimmt.

Datenaufnahme und Meßablauf werden vom Meßrechner [HP 9000/310] gesteuert.

Im Verlauf dieser Arbeit wurden der Funktionsgenerator [FG] und der analoge Lock-In-Verstärker durch ein digitales Gerät ersetzt, was Phasenstabilität und Auflösung erhöhte.

Für weitere Details vergleiche [3].

Abschließend seien noch die typischen Meßparameter und die Geometrieparameter der Spulen angegeben:

$$\begin{aligned} \text{Frequenz } f &= 4711 \text{ Hz} \\ \text{AC-Amplitude } \mu_0 H_{AC} &= 13.8 \mu\text{T} \end{aligned}$$

Erreger-Spule (Index 'D')		
Windungszahl N_D	-367	
mittlerer Wicklungsabstand δh_D	35	μm
Radius ρ_D	2.265	mm
Länge	13	mm
Registrier-Spule (Index 'R')		
Windungszahl (nahe dem Film)	-171	
Windungszahl (fern dem Film)	+172	
mittlerer Wicklungsabstand δh_R	35	μm
Radius ρ_R	1.265	mm
Länge	2×6	mm

Tabelle 2.1: Geometrie-Parameter der Spulen
das Vorzeichen der Windungszahlen deutet den Windungssinn
von der Filmseite her gesehen an.

Kapitel 3: Harmonische Suszeptibilität

Da bei Wechselfelderregung die Magnetisierung der Supraleiter zeitlich veränderlich ist, kann man diese Fourier-zerlegen. Bei sinusförmiger Erregung kann man dann von *harmonischer Suszeptibilität* oder *höheren Harmonischen* sprechen. Die entsprechenden Definitionen und Formeln sind im Anhang, ab Glg.8.1 angegeben.

→ S.41

Die Magnetisierung einer Probe resultiert aus den physikalischen Größen, die die Diffusion des äußeren Magnetfeldes in das Probeninnere bestimmen. Aus den Maxwell-Gleichungen und der allgemeinen Beziehung zwischen dem elektrischen Feld E und dem Strom j

$$E = \rho(j, \omega, B, T)j \quad (3.1)$$

erhält man die nichtlineare Diffusionsgleichung für den Fluß:

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0}(\nabla \rho(j, \omega, B, T) \nabla) B \quad (3.2)$$

Im Falle $\frac{\partial \rho}{\partial j} = 0$ vereinfacht sich diese Gleichung zur linearen Diffusionsgleichung, deren Lösung analog dem konventionellen Skin-Effekt ist und die zu einem Modell der *gemittelten Leitfähigkeit* [52] führt. Dieses Modell kann aber nur die fundamentale Suszeptibilität beschreiben und bietet keine Erklärung für die höheren Harmonischen.

Modelle, die das gesamte Spektrum der höheren Harmonischen beschreiben sollen, müssen ein nichtlineares $E - j$ -Verhalten berücksichtigen. Die nichtlineare Diffusionsgleichung (3.2) ist jedoch nicht mehr allgemein, sondern nur noch für bestimmte Beziehungen $\rho(j)$ lösbar [10].

Möglichkeiten, diese Einschränkung zu umgehen, bieten die folgenden Ansätze:

- Modelle des *nichtlinearen Magnetowiderstandes* [72]
- *Weak-Link-Modelle*
 - Dynamic-Loop-Modell [35, 36, 37]
 - Weakly-Connected-Loop-Modell [32]
 - Multiple-Annulus-Modell [59]
 - Resistively Shunted-Tunnel-Junctions-Modell [70]
- Modelle des *kritischen Zustandes*
 - Bean-Modell [9]
 - Kim-Modell [38]
 - Extended-Critical-State-Modell ([4], Anhang)

Diese Modelle gehen phänomenologisch von dem experimentellen Befund aus, daß Supraleiter eine kritische Stromdichte aufweisen.

Der Begriff Modell des *kritischen Zustandes* beschreibt in dieser Arbeit immer die Vorstellung der Existenz einer kritischen Stromdichte, wobei die Vielzahl der Modelle durch die Art und Weise der Abhängigkeit der kritischen Stromdichte vom äußeren Magnetfeld differieren. Das Konzept des kritischen Zustandes besagt, daß die Probe im Inneren stets die maximale (die kritische) Stromdichte oder gar keine trägt. Die kritische Stromdichte ergibt sich dabei aus dem Magnetfeldgradienten.

Diese Arbeit wird sich im weiteren nur noch mit Modellen des kritischen Zustandes beschäftigen, da diese im Bezug auf die höheren Harmonischen am weitesten entwickelt und am einfachsten zu handhaben sind.

ECS-Modell Da bis zu dieser Arbeit kein existierendes Modell des kritischen Zustandes in der Lage war, die harmonische Suszeptibilität von Filmen befriedigend zu beschreiben, wurde ein erweitertes Modell des kritischen Zustandes (das ECS-Modell) entwickelt. Bei Filmen und bei flachen Einkristallen hat die Geometrie wesentlichen Einfluß auf die Penetration des äußeren Feldes in die Probe. Das ECS-Modell ist in der Lage, durch Berücksichtigung von Oberflächen- bzw. Geometrieeffekten, dem unteren kritischen Feld H_{c1} und der Feldabhängigkeit der kritischen Stromdichte j_c den Verlauf der harmonischen Suszeptibilität von Filmen und Einkristallen zu beschreiben. Auf eine nähere Diskussion sei hier verzichtet und auf die ausführliche Veröffentlichung Arndt et al. [4] sowie den Anhang verwiesen.

→ S.11 Typische Messungen der höheren Harmonischen sind in Abb.3.1 dargestellt. Diese charakteristischen Temperaturabhängigkeiten sind auch bei konventionellen Supraleitern zu beobachten (dies wurde an Nb₃Ge-Filmen überprüft). Die fundamentale Suszeptibilität zeigt im Realteil (χ'_1) diamagnetische Abschirmung; im Imaginärteil (χ''_1) einen Dissipationspeak, der proportional zur Fläche der $M(H_a)$ -Schleife ist. Deshalb sind in χ''_1 lineare und nichtlineare Verluste enthalten (zu linear/ nichtlinear vergl. Glg.3.2).

→ S.9 Als Merkhilfe für die Form von χ_2 und χ_3 kann dienen, daß die Realteile von der Hochtemperaturseite her kommend im wesentlichen einen sinusähnlichen Verlauf zeigen (bei Filmen) und daß die Imaginärteile im wesentlichen einen Dissipationspeak zeigen, der bei χ''_3 auf der Hochtemperaturseite von einem Minimum begleitet wird.

Man beachte, daß in dieser Abbildung der Ordinatenmaßstab für χ_2 erheblich gestreckt worden ist.

χ_{gerade} Die geraden Harmonischen sind unabhängig von jeder Modellvorstellung eng mit den Symmetrieeigenschaften der Magnetisierung $M(H_a)$ bzw. $M(t)$ verknüpft. Ist nämlich die Symmetriebedingung

$$M(H_a(t)) = -M(H_a(t + \frac{1}{2f})) \quad (3.3)$$

erfüllt, so verschwinden die geraden Harmonischen.

→ S.10 Da die Magnetisierung M mit der kritischen Stromdichte j_c korreliert, kann Glg.3.3 dann befriedigt werden, wenn j_c symmetrisch im Wechselfeld H_{AC}

ist. Das ist für verschwindende Hintergrundgleichfelder H_{DC} trivialerweise erfüllt.

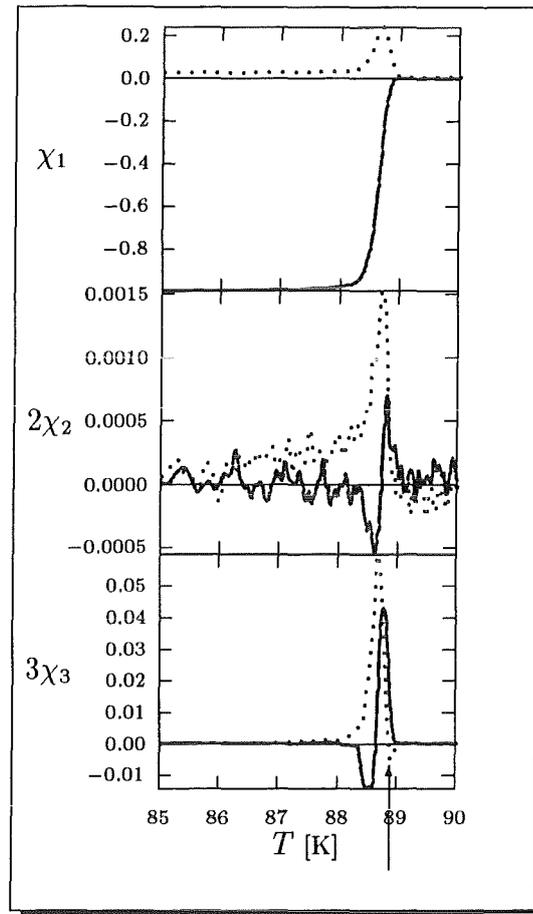


Abbildung 3.1: Typische Messungen der harmonischen Suszeptibilität als Funktion der Temperatur in kleinen Hintergrundgleichfeldern (Film HS730).

Realteile: durchgezogen;

Imaginärteile: gestrichelt

Die Bedeutung des durch den Pfeil hervorgehobenen Minimums wird im nächsten Kapitel erläutert.

→ S.10

Im Hintergrundgleichfeld gilt Glg.3.3 jedoch nur, wenn j_c über den Wechselspannungshub nahezu konstant ist. Diese Voraussetzung ist für Proben mit schwach gekoppelten supraleitenden Bereichen (sog. 'weak-links') *nicht* erfüllt. Aus der geringen Größe der zweiten Harmonischen kann man also schließen, daß weak-links in der betrachteten Probe ohne Bedeutung sind.

→ S.12

→ S.12

Wie empfindlich die zweiten Harmonischen auf eine solche Symmetriebrechung sind, zeigt Abb.3.2. Zur Kompensation des Hintergrundfeldes muß man im Falle der Abb.3.2 mit dem DC-Magneten ein Feld von (5.73388 ± 10^{-5}) mT erzeugen. Man beachte, daß die Halbwertsbreite des $2|\chi_2|_{Max}(\mu_0 H_{DC})$ -

! → Minimums ± 10 nT beträgt!

Das ergibt eine Magnetfeldabhängigkeit

$$\frac{\partial 2|\chi_2|_{Max}}{\partial \mu_0 H_{DC}} = 3 \cdot 10^5 \frac{[SI]}{T} \quad (3.4)$$

$$(3.5)$$

Aus diesem Wert folgt bei den apparativen Parametern ein Meßsignal von 20 V/T.

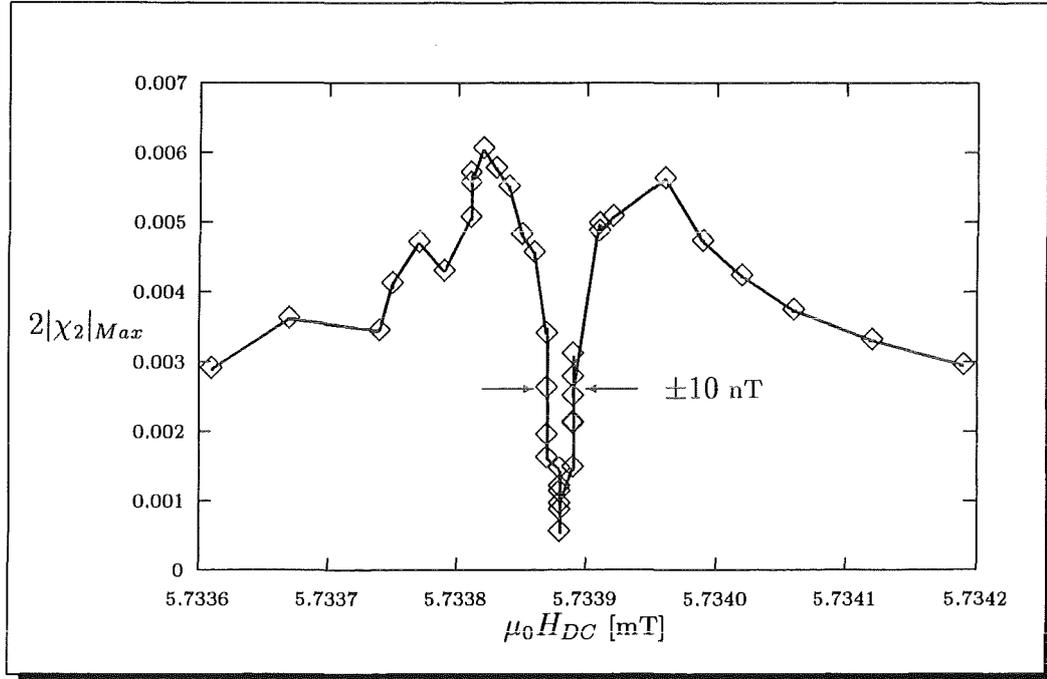


Abbildung 3.2: Abhängigkeit des Betrages der zweiten Harmonischen $2|\chi_2|$ vom Hintergrundgleichfeld (DC-Magnet im normalleitenden Zustand, Feldbestimmung aus der Magnetkonstanten)

- χ_3 Da die dritte Harmonische eine der wesentlichen untersuchten Größen ist, soll hier der Zusammenhang mit Modellparametern dargelegt werden. Im Rahmen des ECS-Modells wird die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung im wesentlichen durch das Verhalten von j_c , H_{c1} und dem die Oberflächen- und Geometrieeffekte bestimmenden Feld ΔH bestimmt. In die Feldabhängigkeit geht neben dem Exponenten n noch das intrinsische Feld H_0 ein:

$$j_c(T, H) = j^*(T/T_c) \frac{1}{(H_0 + |H|)^n} \quad (3.6)$$

Das probenspezifische Feld H_0 (s.z.B. Buckel [15] und dort [147]) wurde ursprünglich eingeführt, um die Divergenz der Stromdichte im Nullfeld zu beseitigen und so die Messungen besser zu beschreiben. Eine weitergehende Bedeutung von H_0 wird in den nächsten Kapiteln diskutiert.

→ S.12

Um nun den Einfluß von H_0 zu untersuchen, wurden Berechnungen für verschiedene H_0 bei konstantem j^* und n (vergl. Glg.3.6) in einem Hintergrundgleichfeld von $\mu_0 H_{DC} = 1$ T durchgeführt.

→ S.13

Aus Abb.3.3 wird deutlich, daß mit zunehmendem intrinsischen Feld H_0 der

maximale Betrag der dritten Harmonischen $|\chi_3|_{Max}$ anwächst:

$$H_0 \uparrow \implies |\chi_3|_{Max} \uparrow \quad (3.7)$$

Dieses Resultat wird bei der Interpretation der Messungen noch hilfreich sein.

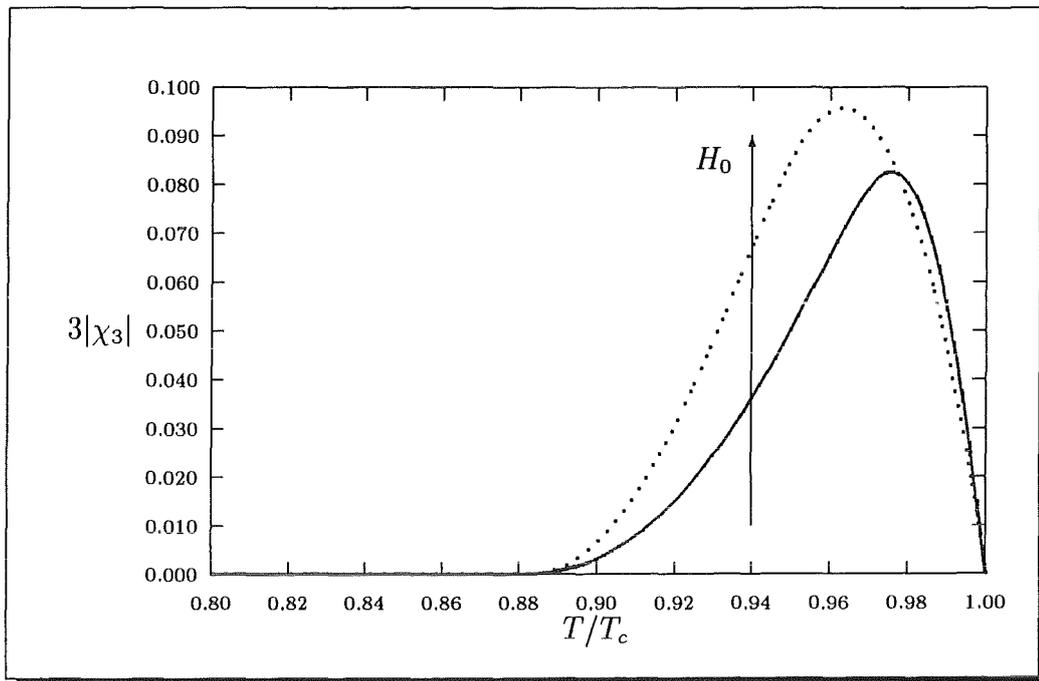


Abbildung 3.3: Abhängigkeit des Betrages der dritten Harmonischen $3|\chi_3|(T)$ vom intrinsischen Feld H_0 ($H_0 = 10^4$ A/m bzw. 10^6 A/m)

Kapitel 4: Irreversibilitätslinie, Kriterium und E – j-Kennlinie

Im Feld-Temperatur Phasendiagramm der Supraleiter trennt die IL den Bereich einer nicht-verschwindenden kritischen Stromdichte j_c vom Bereich mit $j_c = 0$ (Abb.4.1). Die Bezeichnungen „irreversibel“ bzw. „reversibel“ beziehen sich auf das Flußlinienverhalten und damit auf Messungen z.B. der Magnetisierung in Abhängigkeit von der Temperatur oder in Abhängigkeit vom Feld.

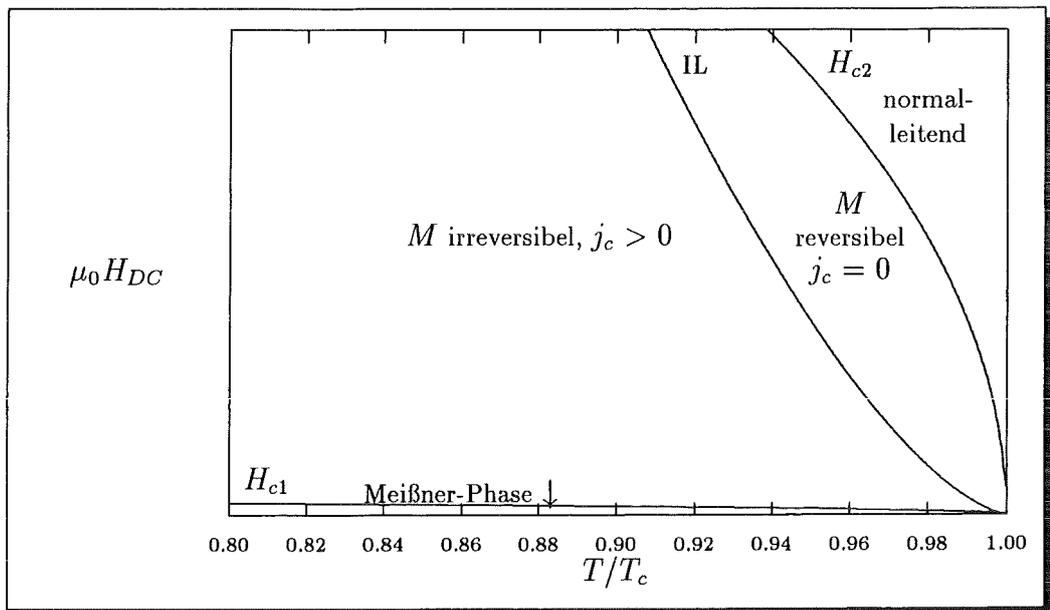


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Feld-Temperatur Phasendiagramms

Die IL wird (für $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$) durch ein Potenzgesetz beschrieben:

$$\mu_0 H_{DC} = \mu_0 H_{DC,0} (1 - T/T_c)^\alpha \quad (4.1)$$

Dieses Potenzgesetz berücksichtigt das dreidimensionale Verhalten der Flußschläuche in $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$. In den Bi- oder Tl-Kupraten sind die Vortices aus nur schwach gekoppelten „Pfannkuchen-Flußwirbeln“ aufgebaut, die quasi-zweidimensional beschrieben werden können. Die analytische Form der IL wird dann durch ein Exponentialgesetz beschrieben.

Da es meßtechnisch nur möglich ist, eine obere Grenze für eine verschwindende Meßgröße anzugeben, benötigt man ein klar gefaßtes Kriterium zur Bestimmung der IL, das stets anzugeben ist.

Im Falle der Wechselfeldsuszeptibilität kann man die Kriteriumstromdichte im einfachsten Fall mit dem Bean-Modell abschätzen.

Die Angabe der Stromdichte allein ist jedoch nicht ausreichend, wie im weiteren deutlich werden wird: Das anzugebende Kriterium besteht aus einem Wertepaar (E, j) .

4.1 Das meßtechnische Kriterium

Da die IL die Linie $j_c = 0$ bzw. die Grenze irreversibler-reversibler Magnetisierung darstellt, ist es sinnvoll, sie mit einem möglichst kleinen Wert des kritischen Stromes zu bestimmen. Das konventionelle Kriterium zur Bestimmung der Irreversibilitätstemperatur T_{irr} mittels Wechselfeldsuszeptibilität ist die Temperatur des Dissipationsmaximums der Fundamentalen $T_{\chi_1'', Max}$. Bei dieser Temperatur $T_{\chi_1'', Max}$ registriert man nach dem Bean-Modell gerade die Penetrationsstromdichte $j_{p, Bean}$, bei der der Fluß gerade bis zur Probenmitte in die Probe eingedrungen ist (s. Anhang).

$$T_{irr} = T_{\chi_3'', Min}$$

→ S.11

In dieser Arbeit wird ein neues Kriterium zur Bestimmung der Irreversibilitätstemperatur benutzt: die Temperatur des Minimums des Imaginärteils der dritten Harmonischen $T_{\chi_3'', Min}$ (angedeutet durch den Pfeil in Abb.3.1). Dieses neue Kriterium bietet einige Vorteile:

- Die Stromdichte bei $T_{\chi_3'', Min}$ ist kleiner als bei Verwendung von $T_{\chi_1'', Max}$. Mit diesem Kriterium kann also die „wahre“ IL besser angenähert werden.
- Die dritte Harmonische ist ein hinreichender Beweis für eine nicht-lineare (nicht-ohmsche) $E - j$ -Charakteristik und irreversible Magnetisierung.
- Die Temperatur $T_{\chi_3'', Min}$ ist weitgehend geometrie-, amplituden- und frequenzunabhängig ([6], s. Kap.5).

→ S.18

Stark vereinfachend besitzt das Minimum der dritten Harmonischen eine anschauliche Bedeutung: Es entspricht einer ersten nicht-linearen Deformation der AC-Magnetisierungsschleife. Abb.4.2 zeigt die AC-Magnetisierungsschleife rekonstruiert aus χ_1 und χ_3 entsprechend dem ECS-Modell für die Position des χ_3'' -Minimums.

→ S.16

Es ist aber nicht sinnvoll, nach der physikalischen Ursache für das Auftreten dieses Minimums zu suchen, denn die Charakteristika der $M(H_{AC})$ -Schleife spiegeln sich in der Regel in allen Harmonischen wider, so daß χ_3 in das Zusammenwirken aller χ_n einzuordnen ist. Die Gründe für die Auswahl des χ_3'' -Minimums sind neben der Tatsache, daß *dieses Minimum von allen Modellen des kritischen Zustandes und den weak-link-Modellen vorhergesagt wird*, allein pragmatischer Natur. Die o.g. Vorteile treffen für alle ungeraden Harmonischen (bzw. deren Extrema nahe T_c) zu. Da die Harmonischen mit wachsendem Index aber kleiner werden, ist die Messung der dritten Harmonischen am einfachsten zu bewerkstelligen.

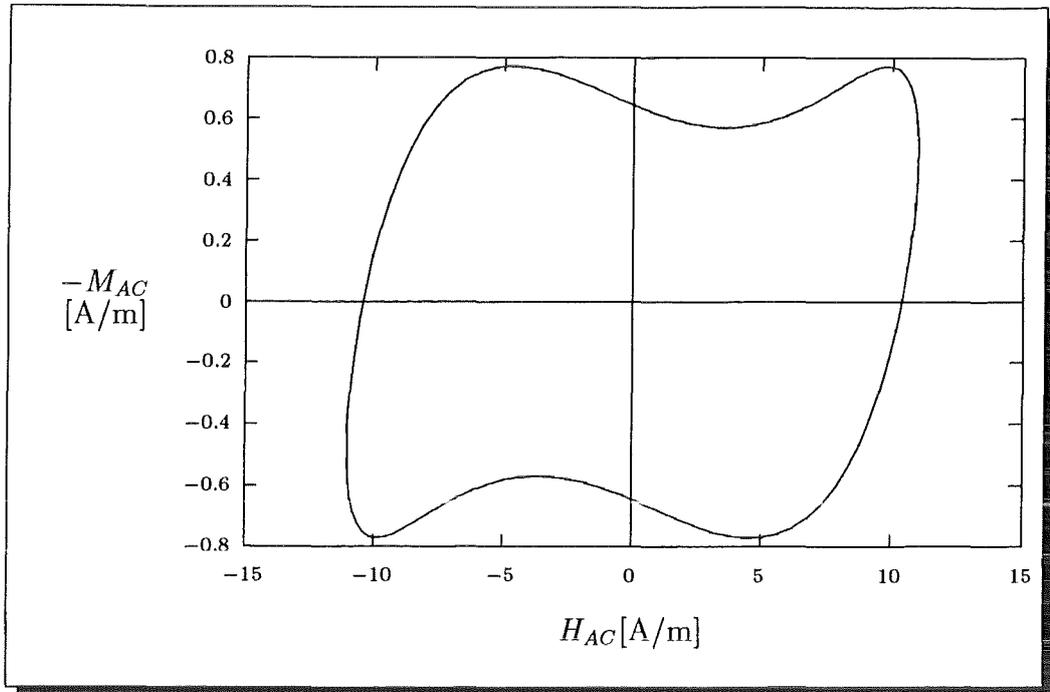


Abbildung 4.2: AC-Magnetisierung aus χ_1 und χ_3 für die Position des χ_3'' -Minimums nach dem ECS-Modell

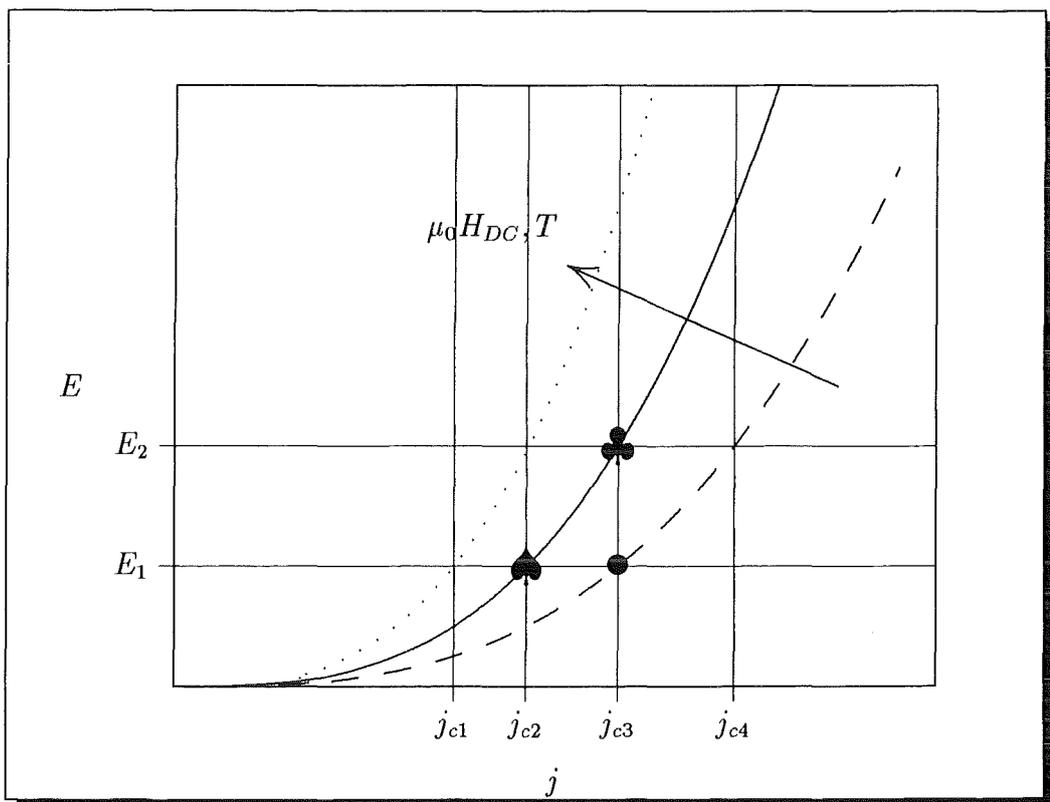


Abbildung 4.3: $E - j$ -Kennlinien (schematisch)

→ S.16

Das äußere elektrische Feld (E_1 oder E_2 in Abb.4.3) wird durch die Proben-
geometrie und $\frac{dH_a}{dt}$ bestimmt. Wählt man nun als Kriterium für die Irrever-
sibilitätstemperatur T_{irr} die Position des Dissipationsmaximums der funda-
mentalsten Suszeptibilität, so entspricht dies einer Stromdichte j_{c3} und einer

→ S.16

Resistivität von $\rho_{13} = \frac{E_1}{j_{c3}}$ (●) (Abb.4.3). Entscheidet man sich dagegen für

→ S.11

das χ_3'' -Minimum (angedeutet durch den Pfeil in Abb.3.1), so entspricht das

! → $j_{c2} < j_{c3}$ und $\rho_{12} = \frac{E_1}{j_{c2}} > \rho_{13}$ (♠). Das bedeutet, daß sich die IL zu höheren
Feldern bzw. Temperaturen verschiebt — bei gleichem E -Wert tastet man j
mit größerer Empfindlichkeit ab.

Eine Verschiebung der IL in die gleiche Richtung läßt sich aber auch durch
Aufweichung des Kriteriums erreichen: durch Erhöhung des äußeren elektri-
schen Feldes auf einen Wert E_2 (♣). Dies entspricht ebenfalls einer Erhöhung
der Resistivität. Durch die Aufweichung des Kriteriums — das größere E -Feld
treibt den Strom auch über verlustbehaftete oder ohmsche Schwachstellen—
verliert man aber wertvolle Information über das Einsetzen der Irreversibi-
lität.

Resistive Messungen liegen in der Regel in ihren Kriterien in dem Bereich
rechts oder auch weit rechts von j_{c2} und j_{c3} . Eine Stromdichte von j_{c2} ent-
spricht bei einer Breite des Strompfades von $1 \mu\text{m}$ und einer Filmdicke von
300 nm einem Strom von $1.8 \cdot 10^{-10}$ A. Dieser Wert ist experimentell nur
sehr schwierig zu realisieren. Liegt dann der Wert des elektrischen Feldes bei
resistiven Messungen in der gleichen Größenordnung wie bei Messungen der
Harmonischen Suszeptibilität, so ist die resistiv bestimmte IL gegenüber der
mit dem χ_3'' -Minimum bestimmten zu kleineren $\mu_0 H_{DC}$ -Feldern bzw. Tempe-
raturen verschoben.

4.2 Abschätzung des $E - j$ -Kriteriums

Bei der Bestimmung des elektrischen Feldes E im Falle einer nichtstrukturier-
ten Probe im magnetischen Wechselfeld ergeben sich die folgenden Schwierig-
keiten:

- E ist eine Funktion des Ortes; bei Zylindersymmetrie eine Funktion
der Radialkoordinate
- da das Erregerfeld harmonisch variiert, wechselt auch die Amplitude
des E -Feldes zwischen Null und einem Maximalbetrag.

Das E -Feld kann man abschätzen, indem man den Zusammenhang von dis-
sipierter Leistungsvolumendichte (gemittelt über eine AC-Periode) und χ_1''
nutzt (vergl. Anhang S.41).

Man erhält als $E - j$ -Kriterium für $T_{\chi_3'', Min}$

$$\langle E_{Max} \rangle_T \approx 2 \frac{\mu\text{V}}{\text{cm}} \quad (4.2)$$

$$j_c = 6 \cdot 10^{-2} \frac{\text{A}}{\text{cm}^2} \quad (4.3)$$

mit der oberen Abschätzung für das über eine Periode T des Wechselfeldes
gemittelten elektrischen Feldes $\langle E_{Max} \rangle_T$.

Kapitel 5: Messungen der Irreversibilitätslinie

Die IL wird im folgenden meist in einem doppellogarithmischen Auftrag dargestellt. Auf der horizontalen Achse ist die Basis $1 - T_{irr}/T_c$ mit der Irreversibilitätstemperatur T_{irr} aufgetragen. In einem solchen Diagramm sind zum einen die Einflüsse aufgrund von T_c -Abweichungen reduziert, und zum anderen erhält man den Exponenten α (Glg.4.1) direkt aus der Steigung.

→ S.14

Bei den Messungen wurde darauf verzichtet, die Suszeptibilitäten durch ihre Ordnung zu dividieren. Somit ist stets $n\chi_n$ (also z.B. $3|\chi_3|_{Max}$) anstatt χ_n ($|\chi_3|_{Max}$) angegeben.

5.1 Messungen an unbestrahlten Filmen

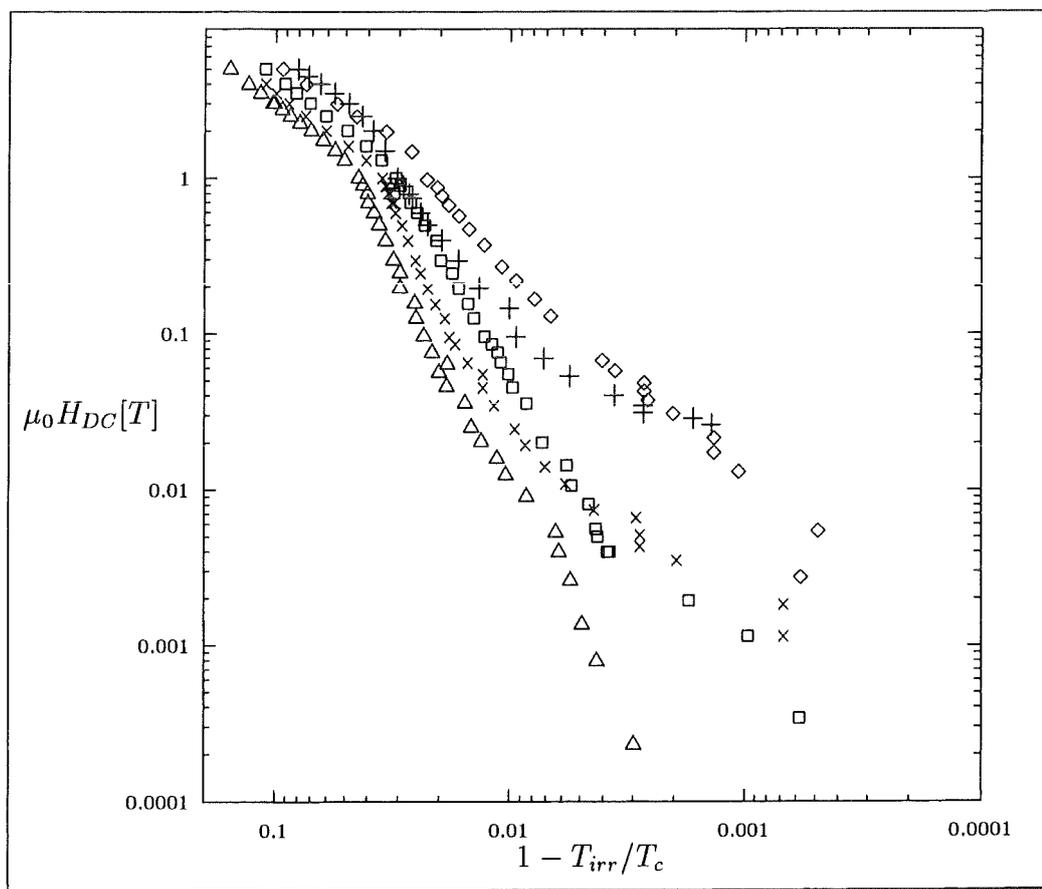


Abbildung 5.1: Irreversibilitätslinien der unbestrahlten Filme

- \diamond : 200nm (HS762R)
- $+$: 100nm (HS730)
- \square : 80nm (HS814)
- \times : 40nm (HS913)
- \triangle : 20nm (HS810)

IL- Absenkung In dieser Darstellung der der Irreversibilitätslinien aller unbestrahlten Filme in der reduzierten $H - T$ -Ebene erkennt man eine Absenkung der IL mit abnehmender Filmdicke. Im Hochfeldbereich (oberhalb von etwa 1 T) weisen alle Filme ein ähnliches Potenzgesetz der IL auf (vergl. Abb.5.2 und Tab.5.1).

→ S.22

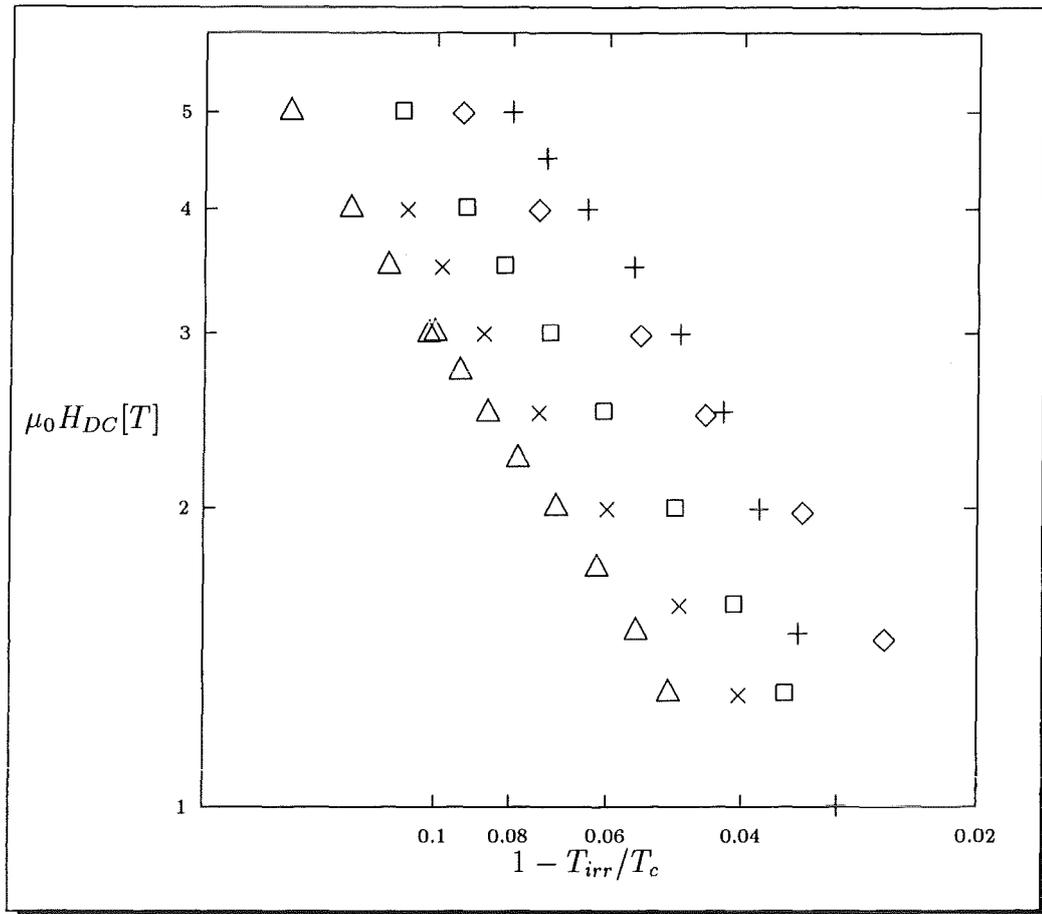


Abbildung 5.2: Irreversibilitätslinien der unbestrahlten Filme im Hochfeldbereich (Probenlegende s. Abb.5.1)

Der 100nm-Film HS730 (+-Symbol) zeigt dieses Hochfeldgesetz erst bei höheren Feldern ($\gtrsim 2.5$ T), jedoch wird die weitere Diskussion zeigen, daß diese Probe in diesem Feldbereich etwas aus dem Rahmen fällt.

Der 200nm-Film HS762R (◊-Symbol) weist mit $\alpha \approx 0.94$ den kleinsten Exponenten auf.

Diese Abhängigkeit von der Filmdicke ist in allen Beschreibungen der IL (s. Anhang) zu verstehen und ist deshalb kein Unterscheidungsmerkmal der verschiedenen Modelle.

→ S.58

IL-Struktur Weiterhin ist eine „Strukturierung“ der IL mit abnehmender Filmdicke d_F zu beobachten: Bei den Filmen mit $d_F > 90$ nm ist in den mittleren und unteren Feldbereichen keine Gerade (also kein Potenzgesetz) mehr zu erkennen (vergl. Tab.5.1); Filme mit $d_F < 90$ nm zeigen Übergänge von verschiedenen Potenzgesetzen.

→ S.22

Hier bietet die Meßmethode eine weitere Information: Der maximale Betrag

der dritten Harmonischen $3|\chi_3|_{Max}$ zeigt eine nicht-monotone Abhängigkeit vom Hintergrundgleichfeld $\mu_0 H_{DC}$, die in Abb.5.3 dargestellt ist. Insbesondere bei den dünnen Filmen wird diese Abhängigkeit deutlich. Eine genauere Betrachtung zeigt, daß die Wendepunkte der $3|\chi_3|_{Max}(\mu_0 H_{DC})$ -Kurve mehr oder minder gut mit den Wechslen im Exponenten α der IL koinzidieren.

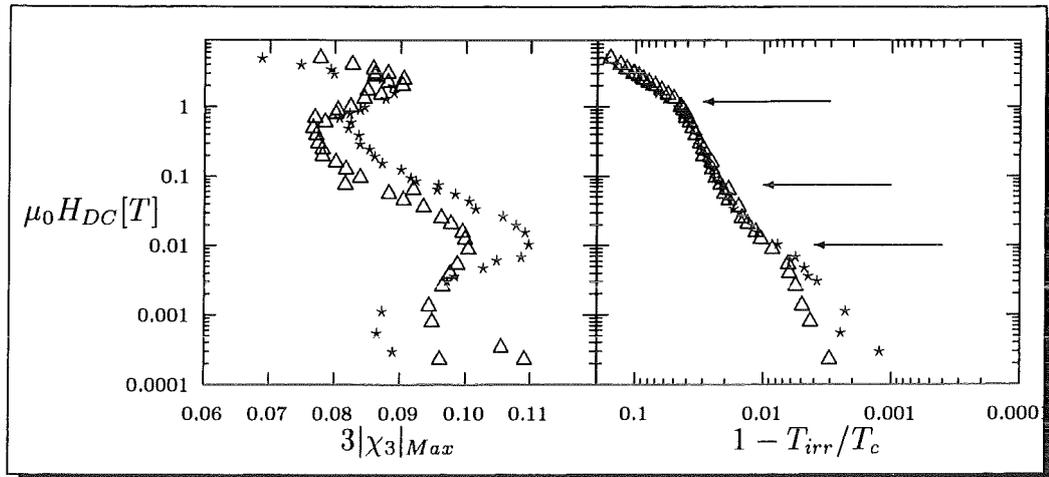


Abbildung 5.3: Irreversibilitätsfelder über dem maximalen Betrag der dritten Harmonischen (links) und IL's (rechts) der unbestrahlten 20nm-Filme (Δ : HS810; $*$: HS895)
 \leftarrow : Übergänge der Potenzgesetze für HS810

Abb.5.3 zeigt zum einen die Struktur in der IL und im $3|\chi_3|_{Max}(\mu_0 H_{DC})$ -Verlauf und zum anderen, daß –von geringen Unterschieden im absoluten Betrag von χ_3 abgesehen– diese Struktur reproduzierbar und charakteristisch für die entsprechende Filmdicke ist. Die IL's der beiden Filme sind nahezu identisch. Die Abweichung im Niedrigfeldbereich ist wahrscheinlich auf eine Schwäche des Films HS810 zurückzuführen, die durch Bestrahlung reduziert wurde (vergl. Kap.5.2).

→ S.23

Strukturen der IL lassen sich im Rahmen des depinning-Modells verstehen: Die pinning-effektiven Kristalldefekte bestimmen die Feld- und Temperaturabhängigkeit der kritischen Stromdichte j_c . Diese Abhängigkeiten sind unmittelbar mit dem Exponenten α der IL korreliert (vergl. Anhang). Also sollten sich die Feldbereiche verschiedener dominanter Verankerungszentren in einem Wechsel von α auswirken.

→ S.59

Daß diese Aufspaltung der IL in vier Bereiche unterschiedlicher Potenzgesetze nur für kleine Filmdicken zu beobachten ist, liegt an der sog. longitudinalen Korrelationslänge L_c (s.z.B. [65, 13]) der Flußschläuche: Ein Vortex kann sich nur über Längen von mindestens L_c parallel zur c -Achse krümmen.

$d_F > L_c$ Dies hat zur Folge, daß sich ein Flußschlauch in Filmen mit Filmdicken $d_F > L_c$ von einem Verankerungszentrum zum nächsten krümmen kann. In solch dicken Filmen findet also eine Mittelung über die (evtl. verschiedenen) Verankerungszentren statt (Abb.5.4).

→ S.21

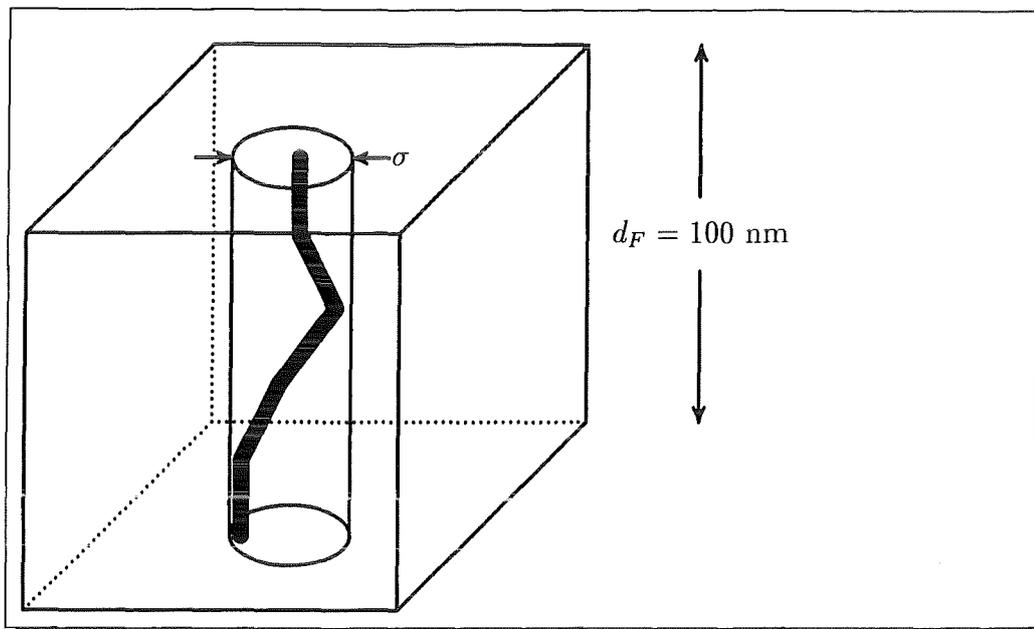


Abbildung 5.4: Vortex in einem unbestrahlten 100nm-Film (schematisch, vergl. Text)

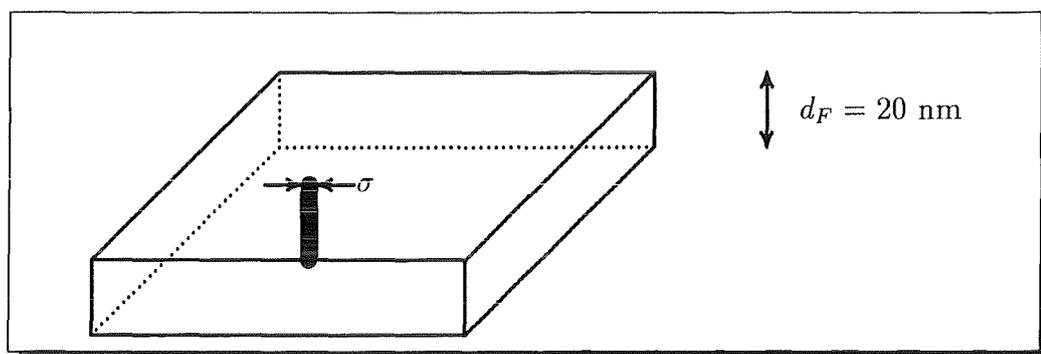


Abbildung 5.5: Vortex in einem unbestrahlten 20nm-Film (schematisch, vergl. Text)

→ S.21 $d_F \lesssim L_c$ In dünnen Filmen ($d_F \lesssim L_c$) verhalten sich die Flußschläuche wie starre Säulen [65, 6] (Abb.5.5). Deshalb tragen nur einzelne bzw. kolineare pinning-Zentren zur Flußverankerung bei und können in ihrer Wirkung auf die IL beobachtet werden.

→ S.12 Die Struktur in $|\chi_3|_{Max}(\mu_0 H_{DC})$ kann nun unter Verwendung eines Modells des kritischen Zustandes (z.B. des ECS-Modells) gedeutet werden:

→ S.21 Das intrinsische Feld H_0 (Glg.3.6) ist mit der effektiven Flußschlauchgröße σ , die definiert ist als der Radius des kleinsten feldparallelen Zylinders, der die Flußlinie ganz enthält, verknüpft (s. Abb.5.4) [5].

$$\frac{\ln(H_0) - \text{const.}}{\ln(\sigma)} \approx 2 \quad (5.1)$$

→ S.9 Variiert nun σ aufgrund von Verteilung oder Größe der Verankerungszentren, so variiert H_0 und damit nach Kap.3 $3|\chi_3|_{Max}$ entsprechend.

Im depinning-Bild resultiert die Struktur der IL (verschiedene α) und in

$3|\chi_3|_{Max}(\mu_0 H_{DC})$ also durch die Wirksamkeit verschiedener Verankerungszentren in den entsprechenden Feldbereichen.

Abschließend folgt noch eine Zusammenfassung der Messungen an den Filmen vor Bestrahlung im Sinne der möglichen Beschreibung durch Potenzgesetze in Tabellenform (Tab.5.1). Die erste Spalte der Tabelle enthält die Filmbezeichnung und die Dicke, die zweite die Exponenten α für die einzelnen Bereiche mit konstantem α , die dritte den jeweiligen Vorfaktor des Potenzgesetzes, die vierte den Abszissenwert des ersten bzw. letzten Punktes dieses Bereiches, die fünfte das entsprechende Magnetfeldintervall und die letzte gibt den Schnittpunkt zweier benachbarter Geraden mit unterschiedlichem α in der log-log-Darstellung an.

Film	α	$\mu_0 H_{DC,0}$ [T]	$1 - T/T_c$ - Bereich	$\mu_0 H$ -Bereich [T]	Schnittpunkt
HS762R (200nm)	0.94 ± 0.02	46	0.0925 – 0.0263	4.994 – 1.494	0.0247/1.210
	1.54 ± 0.03	339	0.0225 – 0.0067	1.000 – 0.157	0.0054/0.108
	0.57 ± 0.27	2	0.0040 – 0.0006	0.095 – 0.032	/
HS730 (100nm)	1.07 ± 0.04	74	0.0799 – 0.0422	4.993 – 2.495	0.0472/2.884
	2.22 ± 0.08	2570	0.0379 – 0.0135	1.997 – 0.196	/
HS814 (80nm)	1.16 ± 0.01	65	0.1105 – 0.0351	4.990 – 1.296	0.0343/1.293
	2.59 ± 0.03	8128	0.0307 – 0.0042	0.995 – 0.050	0.0038/0.004
	1.20 ± 0.16	3	0.0037 – 0.0006	0.004 – 0.000	/
HS913 (40nm)	1.12 ± 0.01	47	0.1089 – 0.0404	3.995 – 1.295	0.0358/1.129
	3.61 ± 0.07	190546	0.0345 – 0.0181	0.994 – 0.095	0.0176/0.086
	1.94 ± 0.09	219	0.0171 – 0.0057	0.085 – 0.011	0.0057/0.010
	0.90 ± 0.11	1	0.0043 – 0.0007	0.007 – 0.001	/
HS810 (20nm)	1.16 ± 0.01	43	0.1547 – 0.0498	4.990 – 1.296	0.0452/1.192
	3.71 ± 0.11	117490	0.0435 – 0.0231	0.996 – 0.076	0.0213/0.073
	2.46 ± 0.16	933	0.0214 – 0.0103	0.076 – 0.012	0.009/0.01
	3.76 ± 0.25	776247	0.0083 – 0.0041	0.009 – 0.000	/
HS895 (20nm)	1.19 ± 0.02	41	0.1702 – 0.0567	5.018 – 1.302	0.0452/1.014
	3.51 ± 0.11	53874	0.0461 – 0.0222	1.002 – 0.086	0.0194/0.052
	1.75 ± 0.13	52	0.0211 – 0.0055	0.075 – 0.007	0.0058/0.006
	2.04 ± 0.63	228	0.0061 – 0.0012	0.006 – 0.000	/

Tabelle 5.1: Daten der Irreversibilitätslinien der Filme vor Bestrahlung

5.2 Messungen an bestrahlten Filmen

Bestrahlung Die bestrahlten Filme sind alle der gleichen Fluenz von $1.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ Iod-Ionen ($502 \text{ MeV-}^{127}\text{I}^{22+}$) ausgesetzt worden. Die verwendeten Projektile durchdringen den gesamten Film und erzeugen kolumnare Defekte amorpher Materials. Es ist zweckmäßig, die Dosis durch Multiplikation mit einem Flußquant Φ_0 in ein sog. *dosisäquivalentes Magnetfeld* $\mu_0 H_\Phi$ umzurechnen. Setzt man die bestrahlte Probe einem Magnetfeld $\mu_0 H_\Phi$ aus, so sind genausoviel Flußschläuche wie kolumnare Defekte vorhanden, und es kommt zum sog. 'matching'-Effekt (die Flußverankerung sollte besonders effektiv sein).

IL-Absenkung Auch nach Bestrahlung erkennt man eine Absenkung der IL mit abnehmender Filmdicke (Abb.5.6), wobei diese Reduktion des irreversiblen Bereichs in der $H-T$ -Ebene nicht mehr so ausgeprägt ist wie bei den unbestrahlten Filmen (Abb.5.1). Im Hochfeldbereich zeigen zwar auch die bestrahlten Filme ähnliche α -Werte (vergl. Abb.5.7 und Tab.5.2), jedoch sind die Unterschiede in den Exponenten größer geworden: Insbesondere die Filme mit $d_F < 80 \text{ nm}$ zeigen eine deutliche Zunahme des Hochfeldexponenten nach Bestrahlung um ≈ 0.25 auf Werte von ≈ 1.3 .

→ S.18

→ S.24

→ S.29

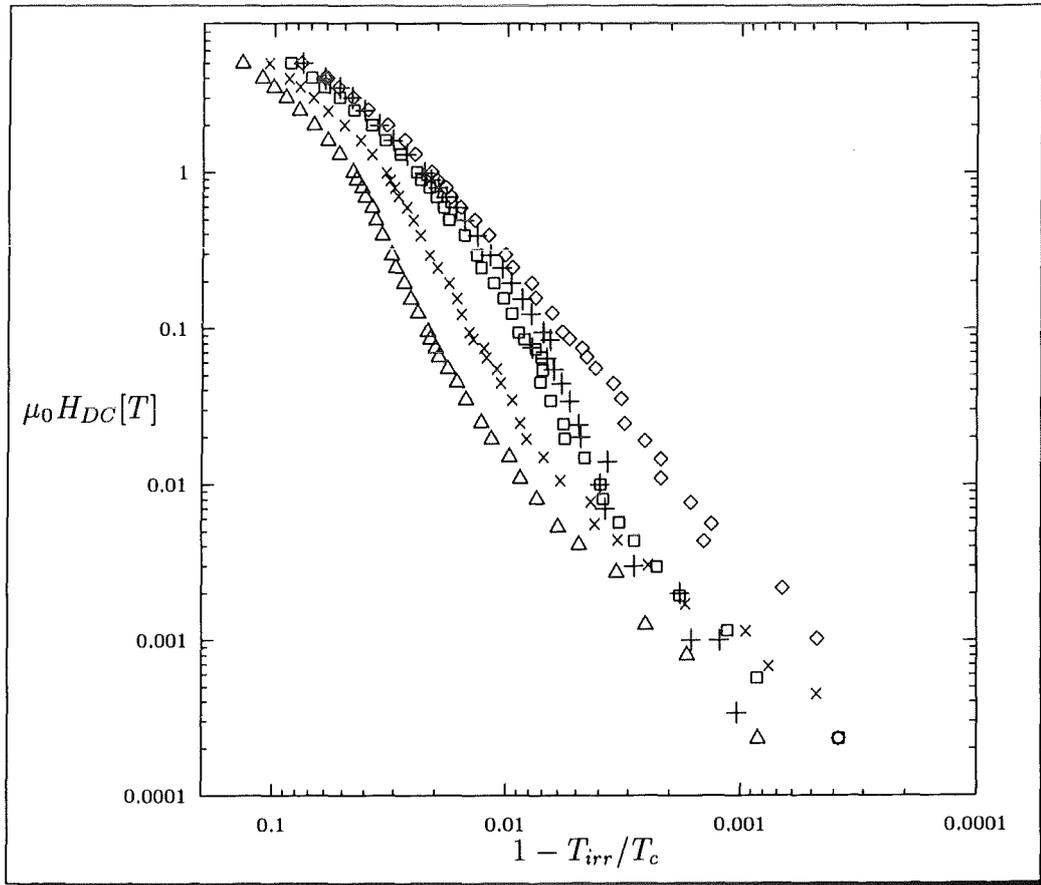


Abbildung 5.6: Irreversibilitätslinien der bestrahlten Filme

◇: 200nm (HS762R), +: 100nm (HS730), □: 80nm (HS814),
×: 40nm (HS913), △: 20nm (HS810)

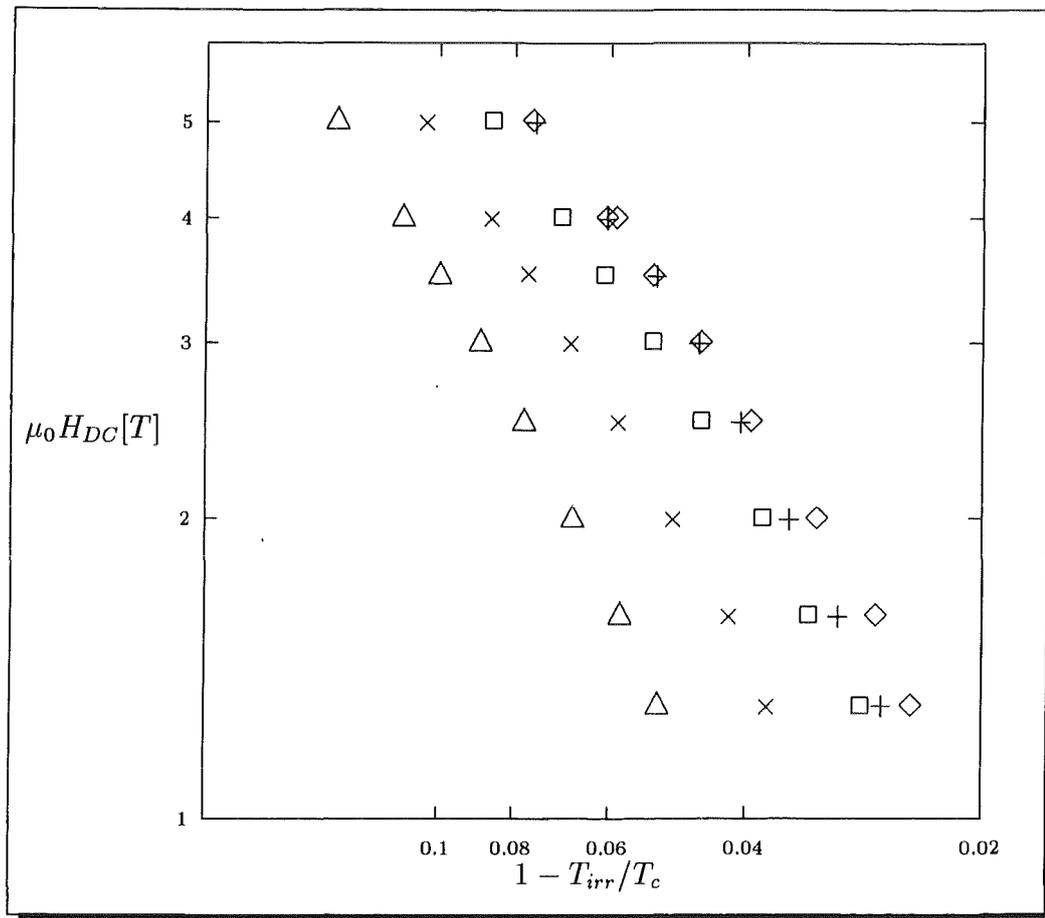


Abbildung 5.7: Irreversibilitätslinien der bestrahlten Filme im Hochfeldbereich

→ S.14

Noch deutlicher wird der Bestrahlungseffekt in der Veränderung des Vorfaktors des Hochfeldpotenzgesetzes $\mu_0 H_{DC,0}$ (s.Glg.4.1): Dieser nimmt bei allen Filmen (bis auf den 100nm-Film) zu, wobei er sich bei den beiden dünnen Filmen und bei dem 200nm-Film mehr als verdoppelt. Dies läßt vermuten, daß die Bestrahlung erst in erheblich größeren Feldern als den hier experimentell zugänglichen einen deutlicheren Effekt auf die IL haben könnte.

IL-Struktur Auch der bestrahlte 100nm-Film HS730 zeigt ein „verspätetes“ Einsetzen des Hochfeldgesetzes. Die Struktur der IL für Filmdicken $d_F < 90$ nm bleibt erhalten, wenngleich sich die Koeffizienten der entsprechenden Potenzgesetze geringfügig ändern (vergl. Tab.5.1, Tab.5.2).

→ S.22
→ S.29

Interessant ist es, die Änderung des $3|\chi_3|_{Max}(\mu_0 H_{DC})$ -Verlaufs durch Bestrahlung zu betrachten. Beispielhaft soll dies am 100nm-Film HS730 und am 20nm-Film HS810 diskutiert werden.

$3|\chi_3|_{Max} \uparrow$ Abb.5.8 zeigt, daß beim 100nm-Film (links) die Bestrahlung zur Erhöhung von $3|\chi_3|_{Max}$ führte. Diese Zunahme von $3|\chi_3|_{Max}$ ist insbesondere um den Bereich des Minimums von $3|\chi_3|_{Max}(\mu_0 H_{DC})$ ausgeprägt (≈ 2 T). Dieses Minimum ist beim 100nm-Film prägnanter als bei allen anderen Filmen und weist –wie schon erwähnt– auf eine besondere „Schwäche“ dieser Schicht im entsprechenden Feldbereich hin.

→ S.25

$3|\chi_3|_{Max} \downarrow$ Im rechten Teil der Abbildung erkennt man einen entgegengesetzten Einfluß der Bestrahlung an einem 20nm-Film: $3|\chi_3|_{Max}$ wird im gesamten Feldbereich reduziert.

Betrachtet man den Bestrahlungseffekt für die Filme unterschiedlicher Dicke d_F , so tritt eine Reduzierung von $3|\chi_3|_{Max}$ erst für $d_F < 40$ nm ein.

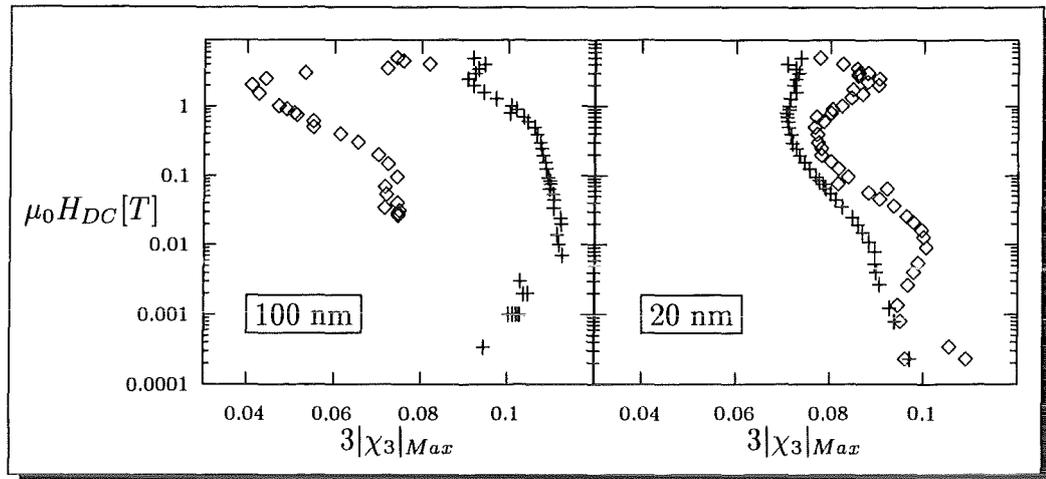


Abbildung 5.8: Vergleich des Einflusses von Bestrahlung auf $3|\chi_3|_{Max}$ für einen 100nm-Film (HS730, links) und einen 20nm-Film (HS810, rechts)

◇ (+): vor (nach) Bestrahlung

→ S.21

Zur Klärung dieses Bestrahlungseffekts seien nochmals Abb.5.5 und Abb.5.4 zu Hilfe genommen.

In einem unbestrahlten Film der Dicke $d_F > L_c$ krümmen sich die Flußschläuche entsprechend der Defektstruktur; σ ist groß.

Bringt man in eine solche Schicht nun durch Schwerionenbestrahlung kolumnare Defekte ein, so bietet man den Flußschläuchen direkt in Feldrichtung ein optimales pinning-Zentrum aus amorphisiertem Material an, so daß die Vortices keine Krümmung mehr vollführen. Dies reduziert σ , was zu einer Erhöhung von $|\chi_3|_{Max}$ führt (vergl. Abb.5.8, links).

In einem Film der Dicke $d_F < L_c$ stellen die Vortices schon vor Bestrahlung starre Linien dar, so daß kolumnare Defekte die Krümmung nicht verringern können sondern „nur“ die Verankerungsenergie erhöhen.

Damit ist auch keine Abnahme von σ bzw. Zunahme von $3|\chi_3|_{Max}$ zu erwarten (vergl. Abb.5.8, rechts).

„Invarianz“ Das vielleicht erstaunlichste Ergebnis der Messungen an unbestrahlten/ bestrahlten Filmen ist die Tatsache, daß die Struktur der IL unempfindlich auf die Bestrahlung reagiert:

Bei den dicken Filmen bleibt das Hochfeldgesetz und der anschließende Knick erhalten; bei den dünnen Filmen ist die gesamte Unterteilung der IL in vier Potenzgesetze invariant gegenüber der Bestrahlung (Abb.5.9).

→ S.26

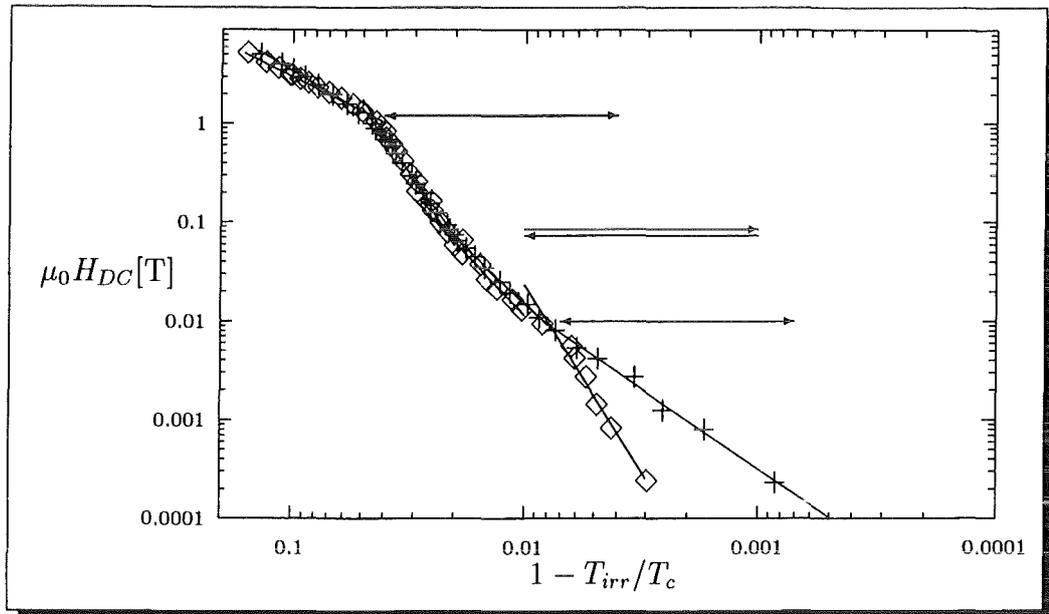


Abbildung 5.9: Irreversibilitätslinie des 20nm-Films (HS810) vor/nach Bestrahlung (\diamond / $+$)
 \leftarrow / \rightarrow : Übergänge der Potenzgesetze vor/nach Bestrahlung

Ein Vergleich dieses Ergebnisses mit der Beobachtung von Leghissa et al. [46], daß die Bestrahlung eine Erhöhung der IL um das dosisäquivalente Feld zur Folge hat, ist unzulässig, da die dort bestimmte IL mit einem j_c -Kriterium von 10^4 A/cm² bestimmt worden ist. Bei einem solch großen Wert der kritischen Stromdichte messen Leghissa et al. sicherlich nicht den onset der Irreversibilität sondern eine $j_c = \text{const.}$ -Linie und damit den Einfluß der Bestrahlung auf j_c .¹ Es ist bemerkenswert, daß trotz des schon hohen Wertes der kritischen Stromdichte vor Bestrahlung ($j_c > 7 \cdot 10^5$ A/cm⁻² bei $T = 70$ K, $\mu_0 H_{DC} = 1$ T) j_c durch die zusätzlichen kolumnaren Defekte erhöht werden konnte ($j_c > 1 \cdot 10^6$ A/cm⁻² bei $T = 70$ K, $\mu_0 H_{DC} = 1$ T) [46].

→ S.27

Der Bestrahlungseffekt auf die IL (ohne Normierung auf T_c) ist für dicke Filme in Abb.5.10 und für dünne Filme in Abb.5.11 dargestellt.

Die T_c -Reduktion läßt sich durch zwei Effekte erklären: Die amorphisierten Kernspuren üben auf die umgebende Struktur einen Druck aus, der zur T_c -Erniedrigung führt [67].

Die Übergangstemperatur wird durch die zusätzlich zu den kolumnaren Defekten erzeugten Strahlenschäden (Verlagerung von Atomen) abgesenkt.

→ S.27

Wie Abb.5.10 und Abb.5.11 zeigen, ist eine Erweiterung des irreversiblen Bereiches durch Schwerionenbestrahlung nahezu unmöglich. Dies ist im Rahmen eines depinning-Modells für die IL nicht verständlich.

¹Diese $j_c = \text{const.}$ -Linie ist ein sog. „Satellit“ der IL [26], d.h. eine Linie, die sich zwar in der Nähe der IL befindet, die aber nicht die Flußliniendynamik an der depinning-Linie bzw. an der Phasengrenze widerspiegelt.

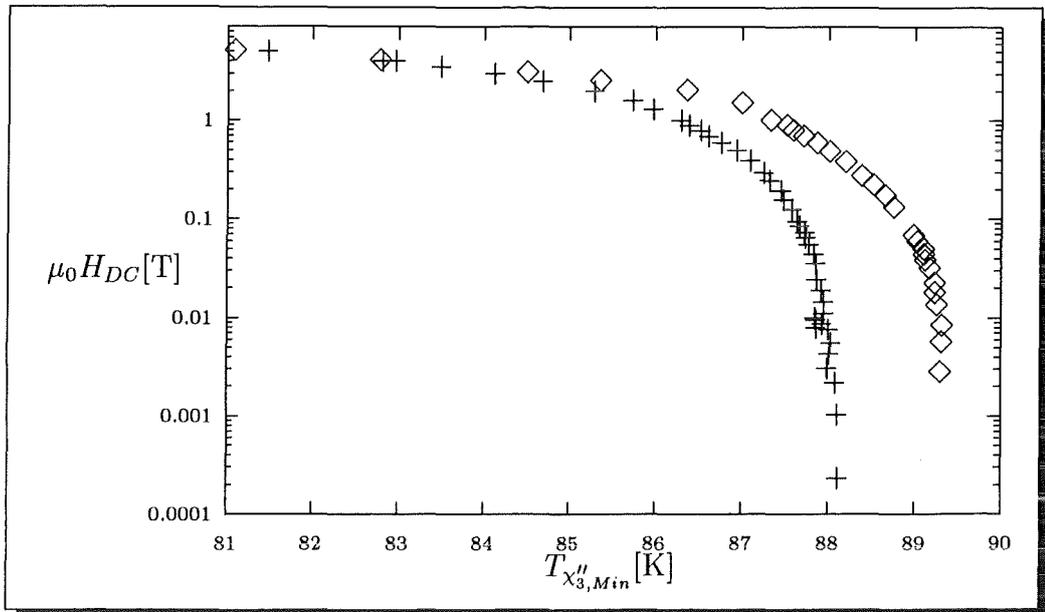


Abbildung 5.10: Irreversibilitätslinie des 200nm-Films (HS762R) vor/nach Bestrahlung (\diamond / $+$)

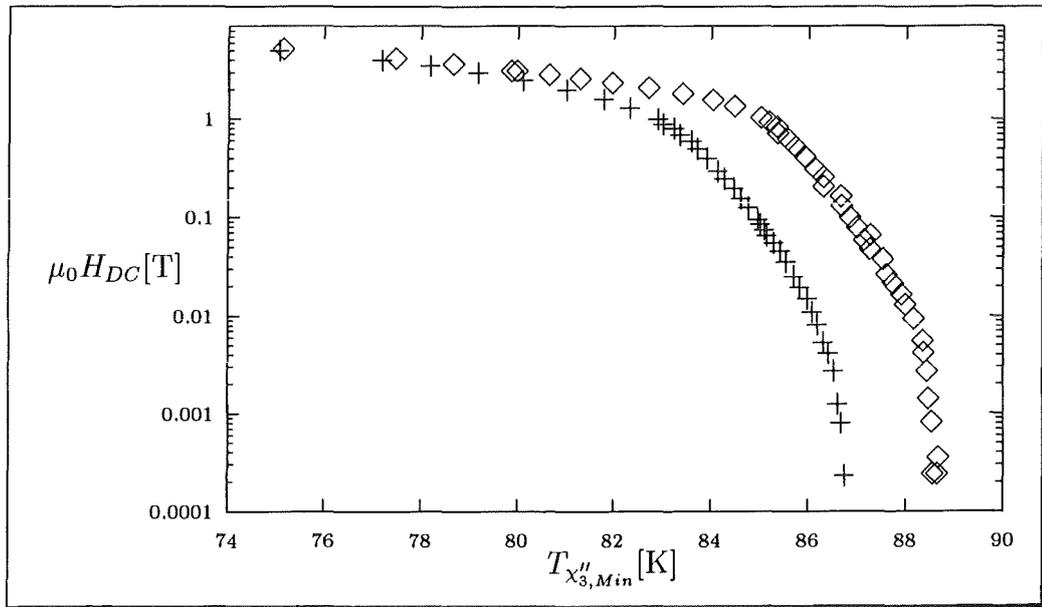


Abbildung 5.11: Irreversibilitätslinie des 20nm-Films (HS810) vor/nach Bestrahlung (\diamond / $+$)

Daß eine Beschreibung der IL als depinning-Linie unzutreffend ist, wird durch Messungen der Frequenz- und Amplitudenabhängigkeit charakteristischer Temperaturen der dritten Harmonischen erhärtet.

Damit die im folgenden genannten Frequenz und Amplitudenabhängigkeiten leicht zugeordnet werden können, zeigt Abb.5.12 die erste und die dritte Harmonische nach dem ECS-Modell.

→ S.28

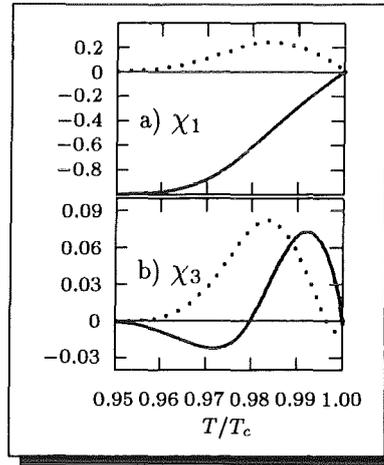


Abbildung 5.12: Erste und dritte Harmonische nach dem ECS-Modell
 Realteile/ Imaginärteile: durchgezogene/ gestrichelte Linien

$$\partial T_{\chi_1''_{Max}} / \partial f = (1.2 \pm 0.2) \cdot 10^{-5} \text{ K/Hz}$$

$$\partial T_{|\chi_3|_{Max}} / \partial f = (1.2 \pm 0.2) \cdot 10^{-5} \text{ K/Hz}$$

$$\partial T_{\chi_3''_{Min}} / \partial f = (2.1 \pm 2.3) \cdot 10^{-6} \text{ K/Hz}$$

$$\partial T_{\chi_1''_{Max}} / \partial H_{AC} = (-0.038 \pm 0.003) \text{ K}/\mu\text{T}$$

$$\partial T_{\chi_3''_{Max}} / \partial H_{AC} = (-0.038 \pm 0.010) \text{ K}/\mu\text{T}$$

$$\partial T_{|\chi_3|_{Max}} / \partial H_{AC} = (-0.033 \pm 0.007) \text{ K}/\mu\text{T}$$

$$\partial T_{\chi_3'_{Max}} / \partial H_{AC} = (-0.035 \pm 0.001) \text{ K}/\mu\text{T}$$

$$\partial T_{\chi_3''_{Min}} / \partial H_{AC} = (-0.025 \pm 0.006) \text{ K}/\mu\text{T}$$

Die Messung dieser Abhängigkeiten — die um Größenordnungen kleiner als z.B. die von Wolfus et al. an Einkristallen gemessenen [71] sind — stellt hohe experimentelle Anforderungen an Temperaturgleichgewicht und -auflösung bzw. den Lock-In-Verstärker, der zwischen den Harmonischen umgeschaltet wird.

Die Abhängigkeiten der Temperaturen der Extrema werden immer kleiner, je näher sie der Irreversibilitätstemperatur sind.

Das zeigt, daß das neue Kriterium zur Bestimmung der Irreversibilitätstemperatur besonders geeignet ist, denn die Abhängigkeiten von $T_{\chi_3''_{Min}}$ sind kleiner als die des konventionellen Kriteriums ($T_{\chi_1''_{Max}}$). Deshalb erlaubt das neue Kriterium eine bessere Abschätzung der oberen Grenze der Frequenz- und Amplitudenabhängigkeit der IL.

In bezug auf die IL deuten die o.g. Abhängigkeiten darauf hin, daß die IL frequenz- und amplitudenunabhängig ist, was dann zu erwarten ist, wenn sie einen Phasenübergang des Flußlinienfestkörpers markiert.

→ S.29

→ S.22

In der Tab.5.2 sind die Daten der Irreversibilitätslinien der bestrahlten Filme in der gleichen Anordnung wie in Tab.5.1 zusammengestellt.

Film	α	$\mu_0 H_{DC,0}$ [T]	$1 - T/T_c$ - Bereich	$\mu_0 H$ -Bereich [T]	Schnittpunkt
HS762RI (200nm)	1.13 ± 0.03	95	0.0757 – 0.0273	4.997 – 1.593	0.0261/1.556
	1.85 ± 0.02	1349	0.0246 – 0.0004	1.294 – 0.001	/
HS730I (100nm)	1.03 ± 0.04	72	0.0750 – 0.0459	4.993 – 2.994	0.0452/2.974
	1.58 ± 0.01	398	0.0405 – 0.0181	2.496 – 0.696	0.0164/0.700
	2.08 ± 0.04	3162	0.0164 – 0.0078	0.595 – 0.125	0.0059/0.114
	2.78 ± 0.13	69183	0.0069 – 0.0010	0.094 – 0.000	/
HS814I (80nm)	1.10 ± 0.02	74	0.0851 – 0.0455	4.992 – 2.495	0.0336/1.809
	2.03 ± 0.05	1778	0.0379 – 0.0095	1.995 – 0.125	0.0109/0.185
	2.99 ± 0.17	134896	0.0089 – 0.0039	0.094 – 0.008	0.0034/0.005
	1.50 ± 0.06	28	0.0033 – 0.0004	0.006 – 0.000	/
HS913I (40nm)	1.31 ± 0.03	100	0.1039 – 0.0375	4.988 – 1.295	0.0376/1.05
	2.79 ± 0.05	14454	0.0325 – 0.0143	0.994 – 0.095	0.0112/0.09
	2.27 ± 0.14	1413	0.0138 – 0.0043	0.085 – 0.008	0.0043/0.007
	1.17 ± 0.05	3	0.0041 – 0.0005	0.006 – 0.000	/
HS810J (20nm)	1.40 ± 0.05	87	0.1354 – 0.0518	4.993 – 1.294	0.0475/1.210
	3.24 ± 0.04	23442	0.0451 – 0.0209	0.996 – 0.085	0.0194/0.085
	2.24 ± 0.05	457	0.0199 – 0.0086	0.074 – 0.011	0.0082/0.010
	1.63 ± 0.06	24	0.0073 – 0.0008	0.008 – 0.000	/

Tabelle 5.2: Daten der Irreversibilitätslinien der Filme nach Bestrahlung

5.3 Messungen an Einkristallen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden auch Messungen der IL von Einkristallen durchgeführt, die jedoch in bezug auf die in der Einleitung aufgeworfenen Fragen keine wesentlich neuen Erkenntnisse lieferten.

Ein wichtiges Resultat der Einkristallmessungen zeichnete sich schon aus dem Vergleich der Frequenz- und Amplitudenabhängigkeit der Extrema der harmonischen Suszeptibilität ab:

Irreversibilitätslinien, die mittels des Dissipationsmaximums der Fundamentalen bestimmt worden sind, sind äußerst schwierig zu interpretieren, da dann z.B. Effekte aufgrund der Probengeometrie die IL verfälschen können. Strukturen in der IL, die mittels $T_{irr} = T_{\chi_{1,Max}''}$ gewonnen wurden, sind in einer IL, die mit $T_{irr} = T_{\chi_{3,Min}''}$ bestimmt wurde, nicht zu beobachten. Die Messung von $\chi_3(T)$ gibt aber Hinweise auf die beteiligten Effekte (vergl. z.B. Anhang: Berücksichtigung von Geometrie-Effekten und H_{c1} im ECS-Modell).

→ S.42

So sind z.B. die Ergebnisse von Krusin-Elbaum et al. [41] zum sog. 'thermal-softening' auf probenspezifische Effekte zurückzuführen, denn das beobachtete 'thermal-softening' trat nur unterhalb von $T_{\chi_{1,Max}''}$ auf.

Die Verwendung des $T_{\chi_{3,Min}''}$ -Kriteriums ist also auch bei der IL-Bestimmung von Einkristallen anzuraten.

Kapitel 6: Diskussion der Meßergebnisse

6.1 IL und Mikrostruktur

→ S.30

In Zusammenarbeit mit der ETH Zürich wurden von M.Cantoni elektronenmikroskopische Untersuchungen durchgeführt [16, 17]. Diese zeigen, daß sich bei „Standard-Schichten“ Zwillingslamellen ausbilden (vergl. Abb.6.1). Diese Standard-Schichten sind von einer Dicke bis zu 300 nm. Weiterhin zeigen sich fehlorientierte Bereiche (a-Achsen-Körner), deren Anzahl und Größe mit der Filmdicke zunimmt, Y_2O_3 -Einschlüsse und Schraubenversetzungen.

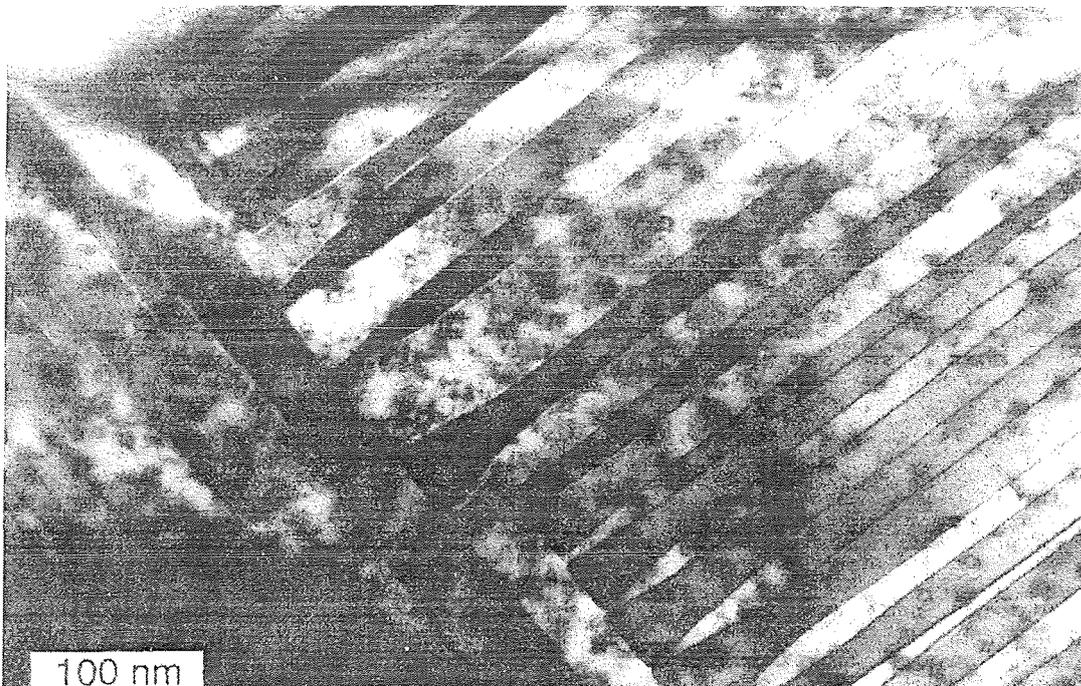


Abbildung 6.1: Zwillings-Domänengrenze mit charakteristisch deformierten Zwillingslamellen. Dicht verteilte Y_2O_3 -Einschlüsse von 5 nm Größe sind zu erkennen.

→ S.31

Tab.6.1 gibt die charakteristischen Daten der Defekte in den Filmen wieder (Abmessungen und Flächendichten der Defekte aus [17], Ionenspuren aus Bestrahlungsdaten und z.B. [23], die Abmessungen der nicht zwangsläufig den gesamten Film durchdringenden Schraubenversetzungen sind Schlom et al. [61] entnommen).

	Flächendichte	Dimension	Dimension
Y ₂ O ₃ -Einschlüsse	≈ (10 ¹¹ → 10 ¹²) cm ⁻²	Länge: (5 → 10) nm	Breite: (5 → 10) nm
Zwillingsdomänen	≈ 10 ¹¹ cm ⁻²	Domänenlänge: bis zu mehreren μm	Domänenbreite: (20 → 25) nm
a-Achsen-Körner	≈ 10 ⁸ cm ⁻²	abhängig von d _F	abhängig von d _F
Schraubenversetzungen	≈ 10 ⁹ cm ⁻²	≈ 50 nm	≈ 50 nm
Ionenspuren	1.5 · 10 ¹¹ cm ⁻²	5 nm	5 nm

Tabelle 6.1: Defekte in Filmen

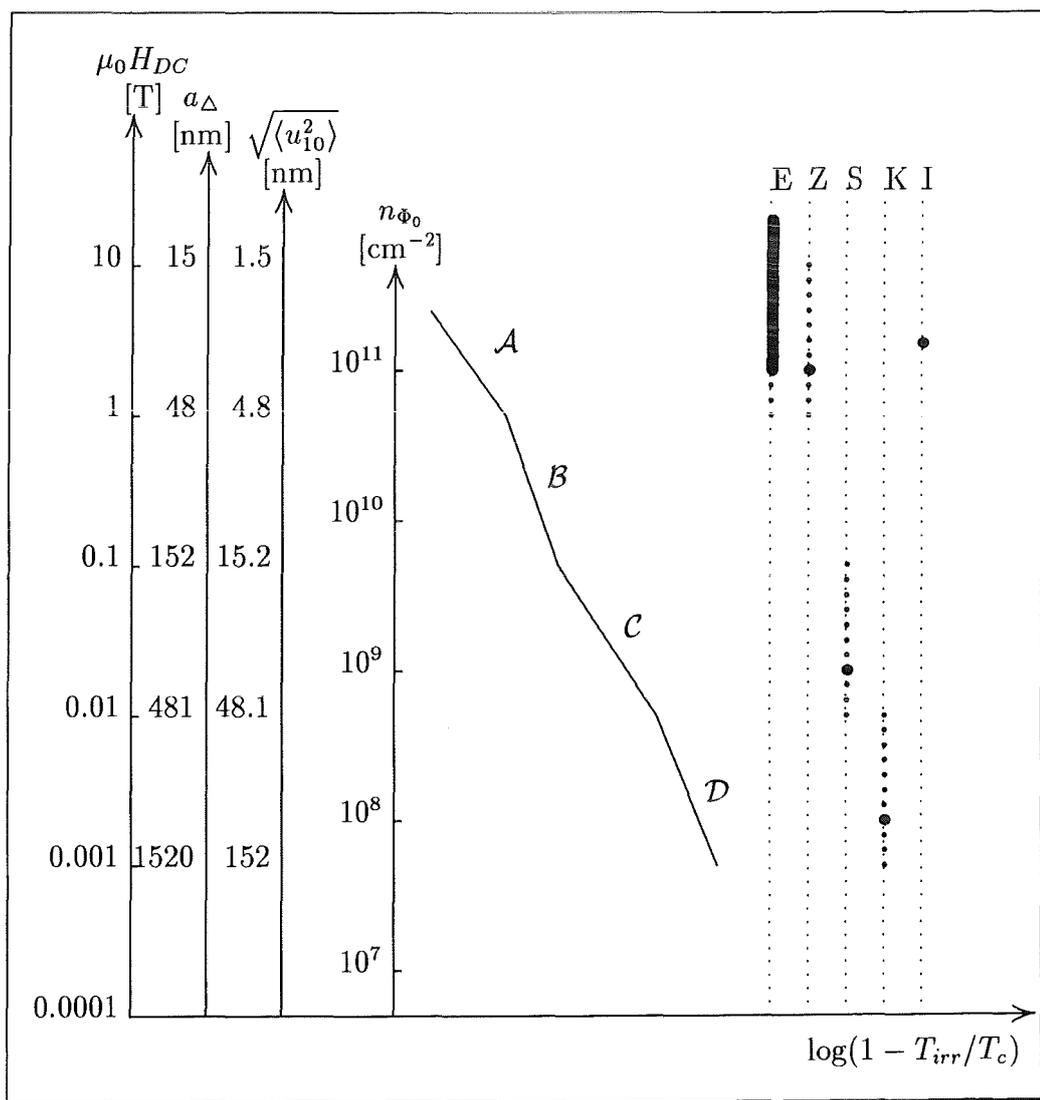


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung der $H - T$ -Ebene mit IL eines 20 nm-Films und Zuordnung der Defekte entsprechend ihrer Flächendichte (siehe Text)

Die Flächendichte n der Defekte kann man analog dem dosisäquivalenten Feld in entsprechende Magnetfelder umrechnen.

Demnach tritt bei den entsprechenden Feldern ein 'matching'-Effekt auf: die Anzahl der Vortices n_{Φ_0} entspricht der der Defekte n . Natürlich kann ein solcher 'matching'-Effekt aufgrund der Symmetrie eines Dreiecksgitters auch bei kleineren Feldern $H_n \propto \Phi_0/n^{-2}$; $n = 1, 2, 3, \dots$ auftreten.

→ S.31

Abb.6.2 zeigt schematisch eine doppellogarithmische Darstellung der $H - T$ -Ebene mit der IL eines dünnen Films ($d_F < L_c$). Die zusätzlichen Ordinaten zeigen die Gitterkonstante a_{Δ} (Dreiecksgitter), die mittlere thermische Auslenkung der Flußschläuche nach dem Lindemann-Kriterium des Schmelzens ($c_L = 0.1$) und die dem Magnetfeld entsprechende Flächendichte der Vortices n_{Φ_0} .

In diese Darstellung kann man nun leicht die Defektstrukturen der Filme anhand ihrer Flächendichte einordnen (\bullet). Das Symbol 'E' kennzeichnet die Y_2O_3 -Einschlüsse, das 'Z' die Zwillinge, das 'S' Schraubenversetzungen, das 'K' a-Achsen-Körner, und 'I' die durch die Ionenbestrahlung eingebrachten kolumnaren Defekte. Leider wurde von M.Cantoni keine Abschätzung des Fehlers bei der Bestimmung der Flächendichte n durchgeführt. Nimmt man an, daß n größenordnungsmäßig stimmt, so ergeben sich die fett gepunkteten Bereiche der Flächendichten um \bullet .

Bei der Beurteilung der Wirksamkeit der Defekte sind die folgenden Zusammenhänge zu beachten:

→ S.31

Den Magnetfeldbereich, in dem ein Defekt besonders effektiv als pinning-Zentrum wirken sollte, ist durch die Flächendichte bestimmt (\bullet in Abb.6.2). Diese bestimmt im Rahmen eines depinning-Bildes das maximale Magnetfeld bis zu dem dieser besonders effektiv sein sollte.

Bei Betrachtung eines Schmelz-Modells wird die Wirksamkeit eines Verankerungszentrums nach unten beschränkt, wenn die mittlere thermische Auslenkung der Vortices (Lindemann-Kriterium) die Ausdehnung des Defektes senkrecht zur Feldrichtung übersteigt (nicht in der Abbildung dargestellt).

Betrachtet man zunächst die Einschlüsse ('E'), so stellt man fest, daß diese im Rahmen eines Schmelzlinien-Bildes nur im Hochfeldbereich \mathcal{A} pinning-effektiv sein sollten, da die thermische Auslenkung der Vortices die Ausdehnung der Defekte schon bei relativ niedrigen Temperaturen (großen Magnetfeldern) übersteigt. Dasselbe gilt auch für die kolumnaren Defekte ('I'). Die Zwillingsdomänen der Filme ('Z') dagegen sind aufgrund ihrer Hantelstruktur nicht so einfach einzuordnen, denn je nach Ausrichtung können sie oberhalb von 0.01 T oder auch kleineren Feldern noch zur Flußverankerung an der IL beitragen. Die Schraubenversetzungen ('S') entstehen beim Wachstumsprozeß der Schichten und sind ihrer Defektdichte entsprechend dem Bereich \mathcal{C} zuzuordnen.

→ S.31

Der 'matching'-Bereich der a-Achsen-Körner ('K'), die schon bei geringen Abweichungen (≈ 10 K) der Depositionstemperatur bei der Präparation der Schichten entstehen, entspricht dem Feldbereich \mathcal{D} . Eine Beschreibung der IL im Bereich \mathcal{B} ist nach Abb.6.2 und den obigen Ausführungen mit Hilfe der Zwillingsdomänen und eventuell einigen Schraubenversetzungen der Filme möglich.

6.2 Interpretation

Die Filme zeigen in der IL im Hochfeldbereich oberhalb von ≈ 1 T ein konstantes α . Bei dicken Filmen ($d_F > L_c$) schließt sich unterhalb dieses Feldes ein Bereich an, in dem die IL nicht mehr durch ein einfaches Potenzgesetz beschrieben werden kann. Die Frequenzunabhängigkeit der IL spricht ebenso wie die Invarianz der IL gegenüber Schwerionenbestrahlung (kolumnare Defekte) gegen eine Beschreibung im depinning-Bild [71]. Es wird sich im weiteren herausstellen, daß die experimentellen Beobachtungen gut mit dem Bose-Glas-Modell zu erklären sind. Das Bose-Glas-Modell beschreibt einen amorphen Flußlinienfestkörper, bei dem die Flußverankerung durch korrelierte Defekte erfolgt (vergl. Anhang, [55]).

→ S.58

Einen Hinweis darauf, daß eine Beschreibung der IL im Rahmen des Bose-Glas-Modells angebracht ist, liefern die elektronenmikroskopischen Untersuchungen: im Hochfeldbereich sollten außer den Einschlüssen Zwillingsgrenzen die Verankerung dominieren (vergl. Abb.6.2). Zwillingsgrenzen stellen in zwei Dimensionen korrelierte Defekte dar, die über weniger korrelierte Defekte dominieren [55]. Somit ist eine Voraussetzung des Bose-Glas-Modells erfüllt.

→ S.31

Die Bedeutung von Zwillingsgrenzen für das pinning in Einkristallen haben Crabtree et al. [19] und Kwok et al. [45] gezeigt.

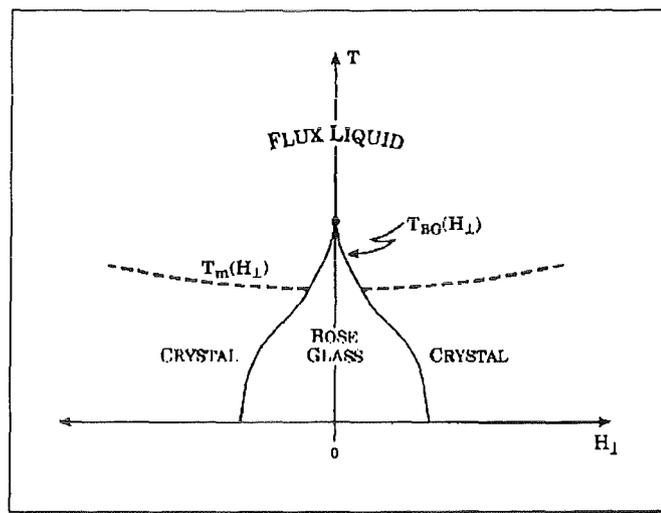


Abbildung 6.3: Abhängigkeit der Schmelztemperatur von der Transversalkomponente H_{\perp} des angelegten Magnetfeldes (aus [55]). Durchgezogene Linie nach dem Bose-Glas-Modell (T_{BG}); gestrichelte Linie nach dem Vortex-Glas-Modell (T_m); $H_{\perp}(H_{\parallel})$ senkrecht(parallel) zu den korrelierten Defekten $H_{\parallel} = \text{const.}$

Kwok et al. [45] wiesen wie auch Nelson und Vinokur [54, 55] darauf hin, daß für Zwillingsgrenzen-pinning (korrelierte Defekte) ein Übergang der Flußschlauchflüssigkeit in das Bose-Glas zu erwarten sei, und die Gruppe um Kwok fand eine dem Bose-Glas entsprechende Winkelabhängigkeit der Schmelztemperatur bei einem Kristall, der ausgeprägtes Zwillingsgrenzen-

pinning zeigte (vergl. Abb.6.3). In unverzwilligten Kristallen dagegen fand sie eine Winkelabhängigkeit der Schmelztemperatur, die vom Schmelzmodell (Lindemann) vorhergesagt wird.

Die Bedeutung von Zwillingsgrenzen in Filmen (auch ohne die Präsenz von Kernspuren) für das Bose-Glas-Verhalten wurde von Nelson und Vinokur [55] auch in bezug auf die fundamentelle experimentelle Arbeit von Koch et al. [40] (erste Beobachtung der Glas-Skalierung) diskutiert.

Da auch die IL im Feldbereich unterhalb von ≈ 1 T invariant gegenüber der Schwerionenbestrahlung ist, ist auch hier eine Beschreibung der IL im Rahmen eines der Schmelz-Modelle des Flußlinienfestkörpers zu erwarten. Die linienhaft korrelierten aber nicht zwangsläufig den gesamten Film durchdringenden Schraubenversetzungen unterstützen dies [61, 47]. Krusin-Elbaum et al. konnten den Breich unterhalb eines ähnlichen Hochfeldbereiches sogar an eine Bose-Glas-Beschreibung anpassen (1 GeV – Au-bestrahlte $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ -Einkristalle) [42].

Die beobachtete Erhöhung von $3|\chi_3|_{Max}$ durch die Ionenbestrahlung steht nicht im Widerspruch zu den Schmelz-Modellen. Die $3|\chi_3|_{Max}$ -Zunahme im Verbund mit der unveränderten IL ein Hinweis darauf, daß zwar die effektive Größe der Flußschläuche verringert worden ist, daß aber die Natur der Flußliniendynamik gleichgeblieben ist. Dies deutet wiederum darauf hin, daß es sich bei der IL um einen Bose-Glas-Übergang handelt, bei dem die Bestrahlung im Hochfeldbereich die in zwei Raumrichtungen korrelierten Defekte (Zwillingsgrenzen) durch eindimensional korrelierte Defekte (kolumnare Defekte) ersetzt.

„dünne“ Verringert man die Filmdicke, so ist für alle Modelle eine Absenkung der
Filme IL zu erwarten. Im Rahmen einer Interpretation der IL als eine Vortex-Glas- oder eine Bose-Glas-Linie resultiert die Reduktion des irreversiblen Bereiches aus einer Beschränkung der Dimensionalität:

Das Vortex-Glas-Modell sagt eine Absenkung der Glastemperatur T_g beim Übergang von dreidimensionalen Proben zu zweidimensionalen Proben voraus [27, 28], die auch experimentell beobachtet wurde [21, 22, 2].

Dieser Übergang findet statt, wenn die 3D-Vortex-Glas-Korrelationslänge durch die Filmdicke beschränkt wird. Dies kann am Phasenübergang experimentell beobachtet werden, da dort die Korrelationslänge divergiert.

Gute Übereinstimmung gemessener $j_c(T)$ - und $E - j$ -Kurven und der mit dem Vortex-Glas-Modell in der 3D-Beschreibung für $d_F \gtrsim 200$ nm bzw. in der 2D-Beschreibung für dünnere Filme fanden Dekker et al. [22]. Ihre Ergebnisse bezüglich der $E - j$ -Charakteristiken waren *nicht* mit dem Modell des Flußkriechens vereinbar. Für die dünnsten Filme (eine Einheitszelle) fanden sie keine endliche Glastemperatur.

Im Rahmen des Vortex-Glas-Modells ist aufgrund der Divergenz der Glas-Korrelationslänge an der Schmelzlinie eine Absenkung der IL mit abnehmender Filmdicke durch den Übergang zur 2D-Beschreibung mit reduzierter Schmelztemperatur verständlich.

Im Bose-Glas-Modell gelten qualitativ dieselben Aussagen wie im Vortex-Glas-Modell in entsprechender, anisotroper Weise.

Ein an einem korrelierten Defekt verankerter Flußschlauch kann eine Be-

→ S.35 wegung über ein 'half-loop tunneling', über 'double-kink excitations' oder 'variable range hopping' ausführen (vergl. Abb.6.4).

'half-loop tunneling': Eine halbkreisförmige Verformung des Flußschlauchs aus der feldparallelen Richtung hinweg zu einem anderen pinning-Zentrum gefolgt von einem Tunnelprozeß des Flußschlauchs.

'doublekink excitations': Der Vortex vollführt zwei scharfe Knicke zum nächsten pinning-Zentrum, die sich voneinander (in Richtung des angelegten Feldes) entfernen können und so eine Bewegung des Flußschlauchs senkrecht zum Feld bewirken.

'variable range hopping': Dies ist eine Bewegung des Vortex als sog. 'double superkink' über mehrere pinning-Zentren hinweg zu einem Verankerungsdefekt, der eine vergleichbare oder größere Energieabsenkung bietet.

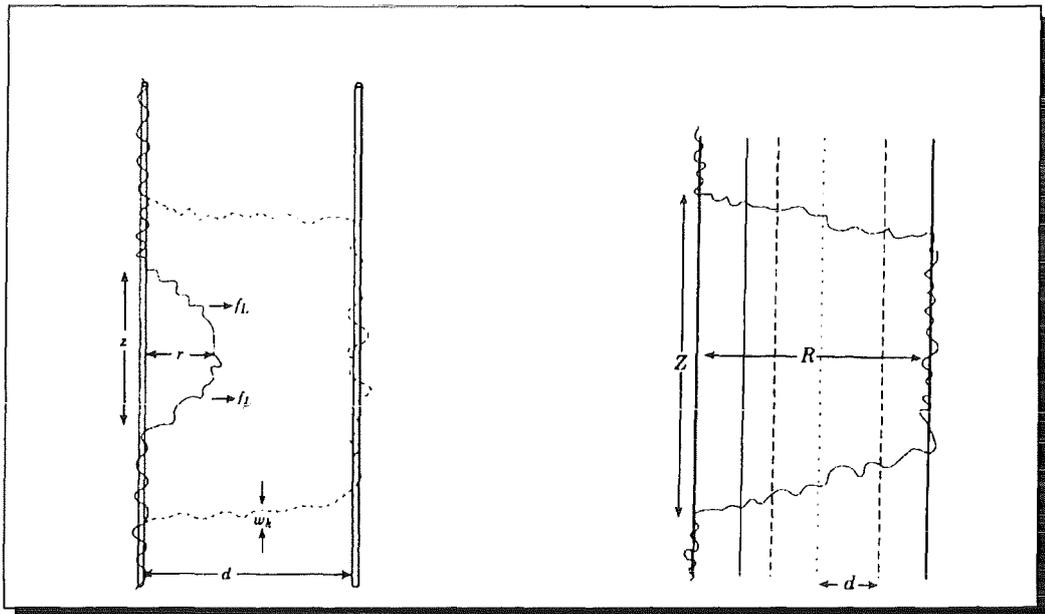


Abbildung 6.4: Vortexbewegung im Bose-Glas (aus [55])

links: 'half-loop'- und 'double-kink'-Bewegung

rechts: 'double-superkink'-Konfiguration für 'variable range hopping'

f_L : Lorentz-Kraft; $z, r/Z, R$: Koordinaten, die die Auslenkung des 'half-loops'/'double-superkinks' beschreiben; w_k : „kink-Breite“; d : Abstand zweier vergleichbarer Defekte

Die Barriere, die es bei allen Prozessen zu überwinden gilt, ist proportional zur Filmdicke d_F [55, 13].

Im Bose-Glas-Modell kommt hinzu, daß bei der Abbildung der Flußschlauchfestkörpers auf die Kondensation von Bose-Teilchen in zwei Dimensionen die inverse Probendicke der Temperatur entspricht. Deshalb ist die Verringerung der Filmdicke einer Erhöhung der Bose-Temperatur äquivalent.

Somit ist im Bose-Glas-Modell eine Absenkung der IL mit abnehmender Filmdicke zu erwarten.

Im Rahmen der Schmelz-Modelle ist —bis auf die entsprechenden Voraussetzungen (reines Schmelzen: nur wenige schwache Verankerungszentren, Vortex-Glas: punktförmige Verankerungszentren, Bose-Glas: korrelierte Defekte)— keine Abhängigkeit der IL von den pinning-Zentren zu erwarten. Wie ist aber dann die Korrelation der Struktur der IL der dünnen Filme mit den elektronenmikroskopisch identifizierten Defekten zu verstehen?

Es ist möglich, daß im irreversiblen Bereich des $H - T$ -Diagramms zwei Linien existieren: eine depinning-Linie und oberhalb davon eine Schmelz-Linie, die aus der Wechselwirkung der Vortices resultiert. Verringert sich nun die Filmdicke, so kann die Schmelz-Linie durch Verringerung der Dimensionalität soweit abgesenkt werden, daß der Phasenübergang durch die Struktur der bei kleineren Feldern und Temperaturen liegenden depinning-Linie bestimmt wird.

Im Falle der dünnen Filme kommt noch hinzu, daß bei Unterschreitung einer Filmdicke $d_F \approx L_c$ die Glas-Phase unabhängig von der Defektstruktur ein Bose-Glas darstellen sollte.

Dies wird durch die Beobachtung an dünnen Filmen unterstützt, bei denen sowohl die IL invariant gegenüber der Schwerionenbestrahlung ist, als auch $3|\chi_3|_{Max}$ nicht verändert wird.

Die Tatsache, daß alle Filme ähnliche Hochfeldgesetze aufweisen, ist darauf zurückzuführen, daß nur Y_2O_3 -Einschlüsse und Zwillingsgrenzen (sowie bei bestrahlten Filmen auch Kernspuren) eine Konzentration aufweisen, die sie in diesem Feldbereich als Verankerungszentren wirken läßt. Die Flächendichte dieser Defekte ist unabhängig von der Filmdicke, wenngleich die Verankerungsenergie für Zwillingsgrenzen und kolumnare Defekte im Bose-Glas-Modell proportional zu d_F ist.

→ S.31

Nach der Diskussion der Abb.6.2 ist klar, daß die Kernspuren der Bestrahlung im Rahmen eines Schmelzlinien-Modells nur im Hochfeld wesentlich zur Flußverankerung beitragen. Bei kleineren Feldern bzw. höheren Temperaturen werden diese Effekte ineffektiv, weil die thermische Auslenkung der Vortices ihren Durchmesser übersteigt.

6.3 Fazit

Das Einbringen von kolumnaren Defekten durch Schwerionenbestrahlung hat nicht wie erwünscht eine Erweiterung des irreversiblen Bereichs zur Folge, wie Abb.6.5 und Abb.6.6 nochmals deutlich machen. Die Übergangstemperatur wird durch die neben den kolumnaren Defekten erzeugten Strahlenschäden (Verlagerung von Atomen) um knapp 1.5 K abgesenkt. Die Irreversibilitätsfelder nach Bestrahlung erreichen erst bei hohen Feldern die Werte vor Bestrahlung (20 nm-Film) oder überragen sie leicht (200 nm-Film). Eine Verschiebung um das dosisäquivalente Feld von 3 T ist *nicht* zu beobachten.

→ S.37

Die IL der hier betrachteten Filme ist nach der T_c -Korrektur invariant gegenüber der Bestrahlung und scheint nicht zu größeren Feldern/ Temperaturen verschiebbar.

Die Bestrahlung ist aber hilfreich bei der Klärung der Natur der IL.

Die Meßergebnisse weisen darauf hin, daß es sich bei der IL um eine Schmelz-

linie und bei der Flußlinien-Phase unterhalb der IL um ein Bose-Glas handelt. Ob dieser Hinweis richtig ist, kann nur durch Messung der Abhängigkeit der IL vom Winkel zwischen korrelierten Defekten ($\parallel c$ -Achse) und dem Magnetfeld definitiv beantwortet werden (vergl. Abb.6.3). Bei Filmen kann aber das Bose-Glas-typische Maximum der Winkelabhängigkeit von T_{BG} aufgrund der reduzierten Dimensionalität verwaschen werden [55], so daß sich auch dieser Beweis als schwierig erweisen kann.

In dicken Filmen verschwindet die Struktur in der IL im Niedrigfeldbereich wegen der zunehmenden Krümmung der Vortices (Mittelung über mehrere Verankerungszentren).

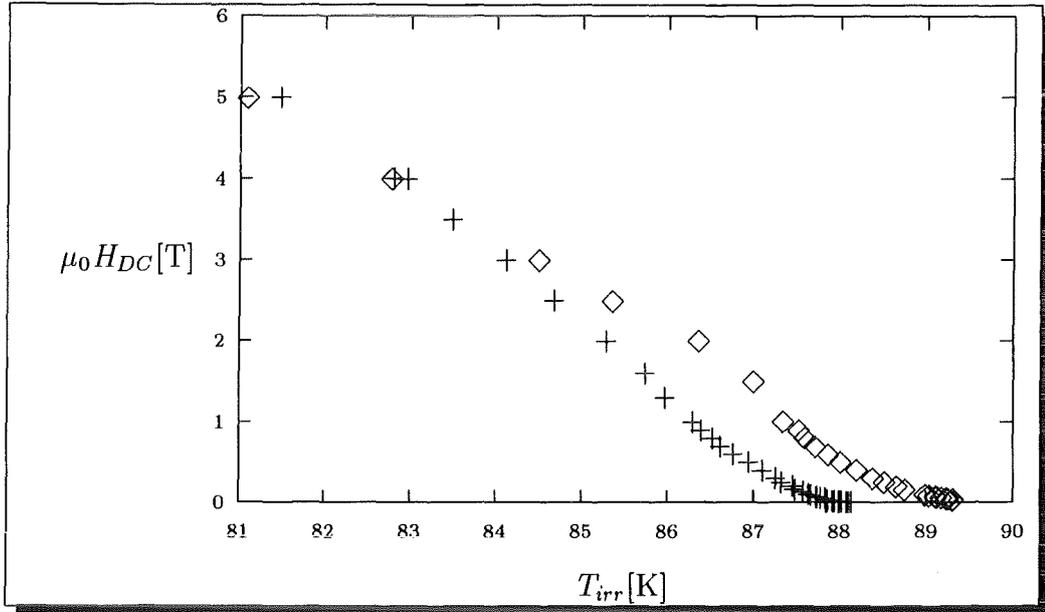


Abbildung 6.5: IL des 200nm-Films (HS762R) vor/nach (\diamond / $+$) Bestrahlung

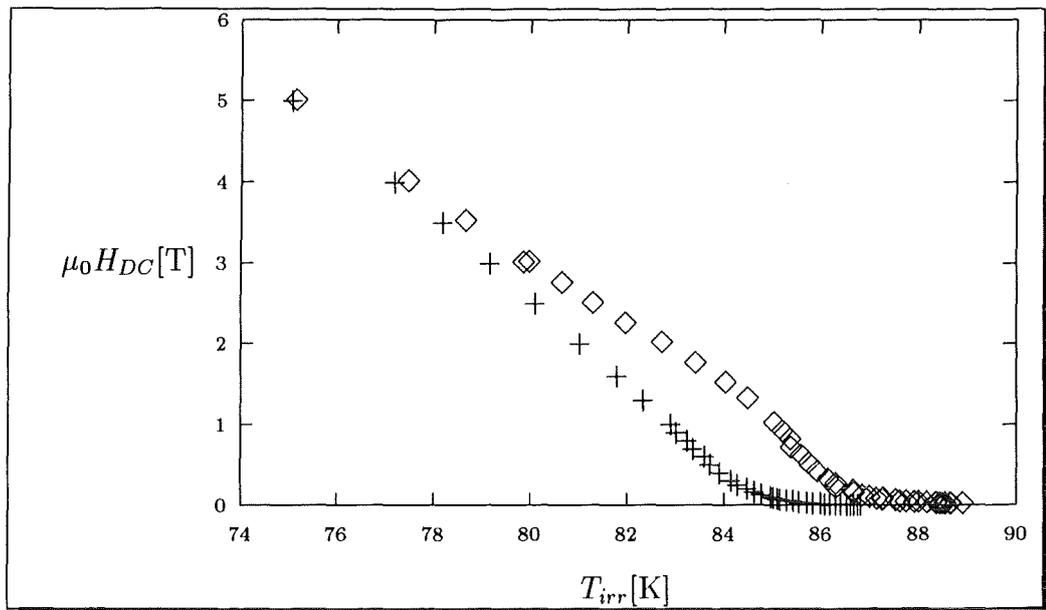


Abbildung 6.6: IL des 20nm-Films (HS810) vor/nach (\diamond / $+$) Bestrahlung

Kapitel 7: Zusammenfassung

- Die Irreversibilitätslinie (IL) von unbestrahlten und schwerionenbestrahlten supraleitenden $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ -Schichten wurde mit Hilfe eines neuen Kriteriums der harmonischen Suszeptibilität $\chi_n(T, \mu_0 H_{DC})$ bestimmt.
- neues Kriterium** Dadurch konnte eine Empfindlichkeit erreicht werden, die die anderer Meßmethoden übertrifft. Deshalb konnte die IL frei von experimentellen Artefakten gemessen werden (vergleiche Frequenz- und Amplitudenabhängigkeit der harmonischen Suszeptibilität und Messungen an Einkristallen)¹. Die wesentlichen Ergebnisse dieser Messungen zusammen mit der Interpretation im Rahmen des neu entwickelten, erweiterten Modells des kritischen Zustandes (ECS-Modell) und den transmissionselektronischen Untersuchungen sind in Abb.7.1 schematisch dargestellt.
- s.39
- Natur der IL** Die IL stellt bei den hier untersuchten Filmen einen Phasenübergang des Flußliniengitters (eine liquidus-solidus-Linie) dar. Bei Reduzierung der Filmdicke –und damit der Dimensionalität– werden die Schmelztemperatur und die Barrieren für Flußbewegung abgesenkt, so daß bei hinreichend kleinen Filmdicken der Phasenübergang durch die Struktur einer bei kleineren Feldern und Temperaturen liegenden depinning-Linie bestimmt wird. Die Struktur des abgesenkten Phasenübergangs korreliert mit den beobachteten Kristalldefekten (Zwillingsgrenzen, Y_2O_3 -Einschlüsse, Schraubenversetzungen, a-Achsen-Körnern).
- Bose-Glas-Schmelzlinie** Der Hochfeldbereich der IL ist für alle Filmdicken ähnlich und durch die korrelierten Bestrahlungsdefekte nicht wesentlich zu verändern. Auch die Struktur der IL, die insbesondere bei dünnen Filmen ausgeprägt ist, ist invariant gegenüber Schwerionenbestrahlung. Dies deutet darauf hin, daß es sich bei der IL der hier untersuchten Filme um eine Bose-Glas-Schmelzlinie handelt.
- harmonische Suszeptibilität** In bezug auf die harmonische Suszeptibilität zeigte es sich, daß kein existierendes Modell des kritischen Zustandes in der Lage war, die Übergangskurven $\chi_n(T)$ in Übereinstimmung mit dem Experiment zu interpretieren. Deshalb wurde das erweiterte Modell des kritischen Zustandes (ECS-Modell) entwickelt [4], s. Anhang. Es berücksichtigt neben einer magnetfeldabhängigen kritischen Stromdichte und einem intrinsischen Feld auch den Einfluß des unteren kritischen Feldes und den von Geometrieeffekten. Das ECS-Modell ist in der Lage, die experimentellen Ergebnisse bezüglich der harmonischen Suszeptibilität sowohl von supraleitenden Schichten als auch von Einkristallen zu beschreiben.
- Es konnte gezeigt werden, daß die harmonische Suszeptibilität mehr Informationen zur Charakterisierung von Probe und Flußdynamik liefert, als viele andere Meßmethoden. So zeigen z.B. die zweiten Harmonischen, daß

¹Als Nebenprodukt und mögliche Anwendung lassen sich die zweiten Harmonischen der supraleitenden Schichten als hervorragende Niedrigmagnetfeldsensoren nutzen.

selbst an der IL die Kopplung supraleitender Bereiche stark ist (keine sog. weak-links). Mit Hilfe des ECS-Modells konnte aus dem maximalen Betrag der dritten Harmonischen erstmals auf die effektive Flußschlauchgröße geschlossen werden.

Die Untersuchung der Frequenz- und Amplitudenabhängigkeit der harmonischen Suszeptibilität weist ebenfalls darauf hin, daß die IL eine Phasengrenze im Sinne eines Schmelz-Modells des Flußlinienfestkörpers darstellt.

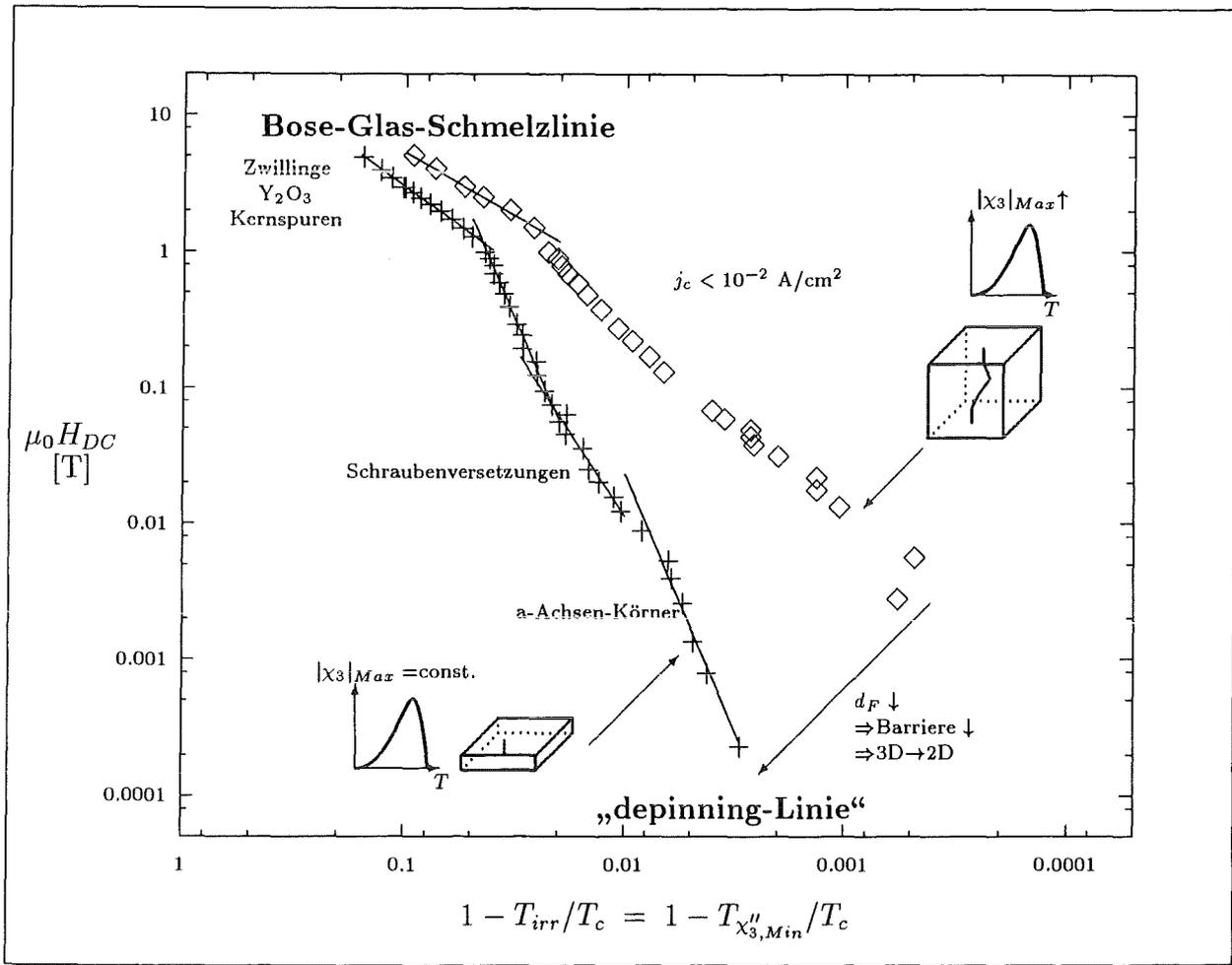


Abbildung 7.1: Irreversibilitätslinie von einem 200 nm-Film und einem 20 nm-Film (beide unbestrahlt) und wesentliche Ergebnisse dieser Arbeit

Mikrostruktur Die ursprüngliche Idee, an Filmen variabler Dicke den Effekt verschiedener Verankerungszentren zu beobachten, stellte sich als richtig heraus. Im Zusammenhang mit elektronenmikroskopischen Untersuchungen konnte die Struktur der IL von dünnen Filmen erstmals mit den beobachteten Kristalldefekten korreliert werden. Diese Korrelation liefert Indizien, welche Kristalldefekte für die Flußverankerung an der IL in den verschiedenen Feldbereichen von Bedeutung sind. Daß die durch Schwerionenbestrahlung eingebrachten kolumnaren Defekte die IL und deren Struktur nicht verändern, ist ein weiterer starker Hinweis darauf, daß es sich bei der IL um eine Phasengrenze im Sinne des Bose-Glas-Modells des Flußschlauchfestkörpers handelt.

Ausblick Die Irreversibilitätslinie der untersuchten $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ -Filme als Begrenzung der Stromtragfähigkeit im Limit $j_c \rightarrow 0$ im Magnetfeld-Temperatur-Phasendiagramm konnte durch die Bestrahlung nicht verbessert werden. Die wenigen Arbeiten zu dem Einfluß von Schwerionenbestrahlung auf Filme (s.z.B. Leghissa et al. [46]) zeigen jedoch, daß durch die kolumnaren Defekte eine Erhöhung der kritischen Stromdichte j_c *unterhalb* der IL möglich ist. Die Identifizierung der bei Filmen an der IL dominanten Verankerungszentren erklärt das unterschiedliche Verhalten der Schichten gegenüber Massivproben, die häufig Punktdefekte aufweisen. Weiterhin liefert diese Identifizierung Anhaltspunkte, welche Defekte in die HTSL eingebracht werden sollten, um im entsprechenden Feld-/ Temperaturbereich die Stromtragfähigkeit zu erhöhen. Die kritische Stromdichte würde durch in einem Dreiecksgitter angeordnete kolumare Defekte im äquivalenten Feldbereich am stärksten erhöht. Dann bilden die Flußlinien einen Flußschlauchkristall. Statistisch angeordnete kolumare Defekte sind etwas weniger effektiv und führen zu einem Bose-Glas-Flußschlauchsystem. Als eine Defektstruktur, die beim Wachstum entsteht, wäre eine (Mikro-)Verzwilligung mit dem Feldbereich angepaßter Flächendichte und Geometrie nützlich. Schraubenversetzungen sind nur bedingt korrelierte Defekte, da sie Kristalle in der Regel nicht vollständig durchdringen. Diese Schraubenversetzungen sind aber effektiver als Punktdefekte (z.B. Sauerstofffehlstellen).

Der Flußlinienfestkörper als Bose-Glas-Phase eröffnet neue Anwendungsmöglichkeiten: z.B. kann man aufgrund der ausgeprägten Winkelabhängigkeit der Irreversibilitätstemperatur bereits durch kleine Variationen der Transversalkomponente des Magnetfeldes zwischen verlustfreiem und verlustbehaftetem Stromtransport umschalten.

Die Entwicklung einer solchen Schalt-Anwendung, die eines Niedrigmagnetfeldsensors (vergl. Kap.3) und die Erhöhung der Stromdichten unterhalb der Irreversibilitätslinie sind Herausforderungen der Zukunft.

Kapitel 8: Anhang

8.1 Definition von Feldern und harmonischer Suszeptibilität

In dieser Arbeit wird die folgende Definition der harmonischen Suszeptibilität verwendet:

$$H_a(t) = H_{DC} + H_{AC} \sin(2\pi ft) \quad (8.1)$$

Die Magnetisierung als Fourier-Reihe ergibt sich zu

$$M(t) = \chi_0 H_{DC} + H_{AC} \sum_{n=1}^{\infty} (\chi'_n \sin(n2\pi ft) - \chi''_n \cos(n2\pi ft)) \quad (8.2)$$

mit den Koeffizienten:

$$\chi'_n = \frac{1}{\pi H_{AC}} \int_0^{2\pi} M(t) \sin(n2\pi ft) d(2\pi ft) \quad (8.3)$$

$$\chi''_n = \frac{1}{\pi H_{AC}} \int_0^{2\pi} M(t) \cos(n2\pi ft) d(2\pi ft) \quad (8.4)$$

$$\chi_0 = \begin{cases} \frac{1}{2\pi H_{DC}} \int_0^{2\pi} M(t) d(2\pi ft) & : H_{DC} \neq 0 \\ 0 & : H_{DC} = 0 \end{cases} \quad (8.5)$$

Für Vergleiche mit anderen Definitionen empfiehlt sich als Lektüre [33].

8.2 Zur Abschätzung des $E - j$ -Kriteriums

Das E -Feld kann man abschätzen, indem man den Zusammenhang von dissipierter Leistungsvolumendichte (gemittelt über eine AC-Periode) und χ''_1 nutzt:

$$\langle \rho_p \rangle_T = \frac{1}{2} \mu_0 \omega \chi''_1 H_{AC}^2 \quad (8.6)$$

$$= \mu_0 \pi f \chi''_1 H_{AC}^2 \quad (8.7)$$

Die entsprechend gemittelte dissipierte Leistung berechnet sich zu

$$\langle p \rangle_T = \int \langle E \rangle_T j_c dV \quad (8.8)$$

$$\approx d_F \int \langle E \rangle_T j_c dA \quad (8.9)$$

$$\approx j_c d_F \int \langle E \rangle_T dA \quad (8.10)$$

→ S.41
→ S.41

wobei der Schritt von Glg.8.9 zu Glg.8.10 der Bean'schen Annahme eines

→ S.50

feldunabhängigen kritischen Stromes entspricht, die bei schwacher diamagnetischer Abschirmung eine gute Näherung ist (vergl. Abb.8.6).

Für die dissipierte Leistungsvolumendichte folgt:

$$\langle \rho_p \rangle_T = \langle p \rangle_T / Ad_F = j_c \langle E \rangle_{A,T}; \quad \text{mit } \langle E \rangle_{A,T} = \frac{1}{A} \int \langle E \rangle_T dA \quad (8.11)$$

→ S.42
→ S.41

Kombination von Glg.8.11 mit Glg.8.7 liefert:

$$\langle E \rangle_{A,T} = \pi f \mu_0 H_{AC}^2 \frac{\chi_1''}{j_c}; \quad j_c = \eta \frac{H_{AC}}{R_{cyl}} \quad (8.12)$$

$$= \pi f \mu_0 H_{AC}^2 \frac{\chi_1''}{\eta \frac{H_{AC}}{R_{cyl}}} \quad (8.13)$$

$$= \pi f \mu_0 H_{AC} R_{cyl} \frac{\chi_1''}{\eta} \quad (8.14)$$

Diese Abschätzung ist mit der üblichen Abschätzung

$$\int E ds = \int \dot{B} dA \quad (8.15)$$

$$\Rightarrow \langle E_{Max} \rangle_T = \frac{1}{2\pi R_{cyl}} 2\pi f B \pi R_{cyl}^2 \quad (8.16)$$

$$= \pi f \mu_0 H_{AC} R_{cyl} \quad (8.17)$$

zu vergleichen.

Mit den Meßparametern $f = 4711$ Hz, $\mu_0 H_{AC} = 13.8 \mu\text{T}$ und aus dem Bean-Modell resultieren für die Temperatur bzw. Stromdichte von $\chi_{3,Min}''$ ($j_c = \eta \frac{H_{AC}}{R_{cyl}} = \eta j_{p,Bean}$, $R_{cyl} = 0.0025$ m) Werte $\chi_1'' = 0.05386$ und $\eta = 0.136$. Man erhält also als Abschätzung:

$$\langle E_{Max} \rangle_T = E_{Max} \cdot \frac{0.05386}{0.136} \quad (8.18)$$

$$\approx 5.106 \frac{\mu\text{V}}{\text{cm}} \cdot 0.396 \quad (8.19)$$

$$\approx 2.022 \frac{\mu\text{V}}{\text{cm}} \quad (8.20)$$

und

$$j_c = 5.992 \cdot 10^{-2} \frac{\text{A}}{\text{cm}^2} \quad (8.21)$$

8.3 Zum ECS-Modell

Einführung und Motivation

Die AC-Suszeptibilität bietet eine zerstörungsfreie Charakterisierung, die durch die Vielzahl der zu variierenden Parameter (Frequenz f , AC-Amplitude H_{AC} , Hintergrundgleichfeld H_{DC}) unterschiedliche Aussagen liefert.

In dem großen Bereich zugänglicher Frequenzen bzw. elektrischer Felder sind mindestens drei Bereiche zu unterscheiden:

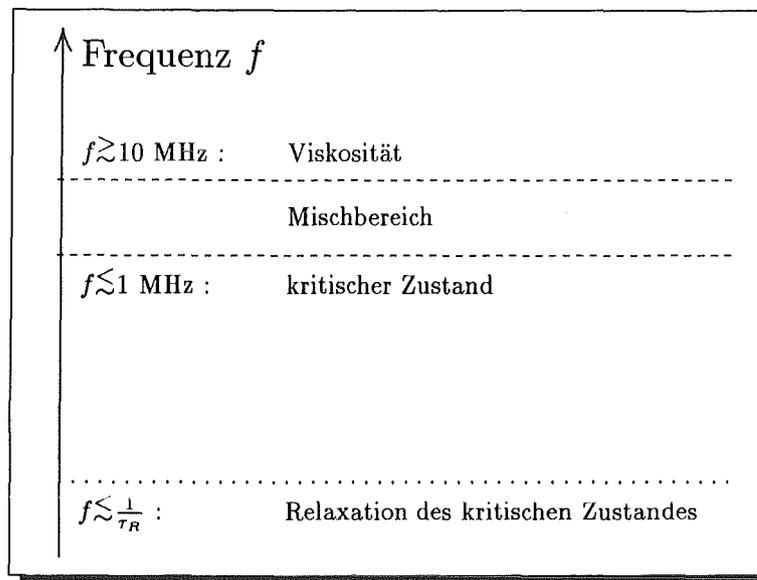


Abbildung 8.1: Schematische Darstellung des Frequenzbereiches verschiedener Flußdynamiken (vergl. Text)

- Der Bereich des Flußfließens entspricht Frequenzen größer als $\approx 10 \text{ MHz}$. Hier ist die Flußbewegung gänzlich viskos und durch reine Diffusion beschreibbar, was keine harmonischen Suszeptibilitäten wohl aber die Fundamentale zur Folge hat (vergl. [18]).
- Der Bereich des kritischen Zustandes entspricht Frequenzen kleiner als $\approx 1 \text{ MHz}$. Hier können Modelle des kritischen Zustandes angewendet werden, wie Civale et al. [18] zeigten. Eine untere Grenze der Frequenz für diesen Bereich ist durch Relaxation gegeben (vergl. Kap.8.3).
- Im Bereich zwischen den o.g. Gebieten ist die Flußbewegung weder rein viskos noch ist ein Modell des kritischen Zustandes anwendbar.

→ S.52

Im weiteren beschränke ich mich auf den Bereich des kritischen Zustandes.

Es existieren mehrere Modelle des kritischen Zustandes zur Beschreibung der räumlichen Variation des Flusses in der Probe als eine Antwort auf zeitlich veränderliche Felder.

Bean-Modell Das älteste und am häufigsten benutzte Modell ist das von Bean [8] mit einem feldunabhängigen kritischen Strom. Die berechneten Übergangskurven für dieses Modell und den reinen Wechselfeldfall ($H_{DC} = 0$) sind in Abb.8.2 dargestellt.

→ S.44

Eine Überlagerung eines DC-Feldes hat im Rahmen dieses Modells wegen $\frac{\partial i_c}{\partial H} = 0$ keinen Einfluß auf χ_n . Deshalb sind auch keine geraden Harmonischen zu erwarten (s.Kap.3).

→ S.9

Da diese Vorhersage den Messungen widerspricht, sollte man das Bean-Modell durch Einführung eines feldabhängigen kritischen Stromes verbessern.

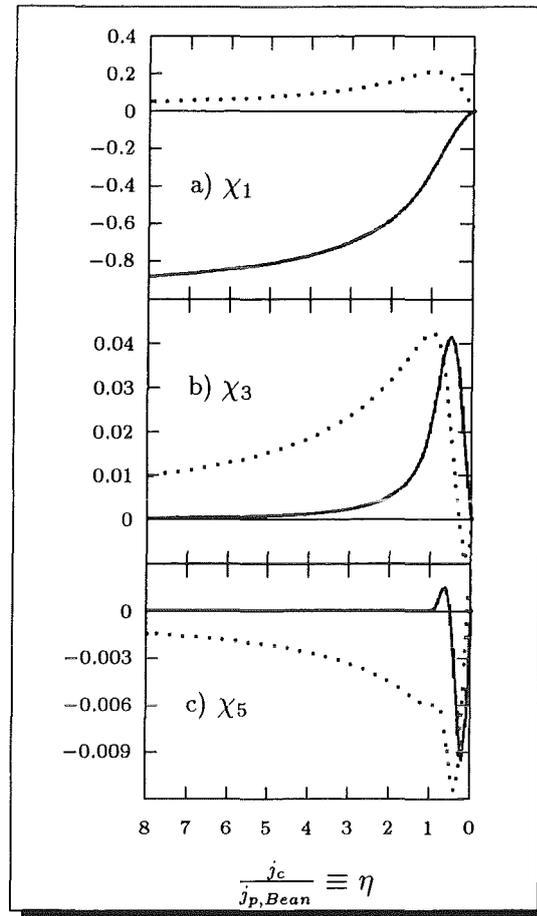


Abbildung 8.2: Harmonische Suszeptibilitäten nach dem Bean-Modell aufgetragen über der kritischen Stromdichte in Einheiten der Penetrationsstromdichte $j_{p,Bean} = H_{AC}/R_{cyl} = j_c/\eta$

GCS-Modell Das verallgemeinerte Modell des kritischen Zustandes ('generalized critical state model', GCS-Modell) faktorisiert die Temperatur- und Feldabhängigkeit von j_c :

$$j_c(\tau, H) = j^*(\tau) \frac{1}{(H_0 + |H|)^n} \quad (8.22)$$

mit der reduzierten Temperatur $\tau = T/T_c$ und dem konstanten „intrinsic“ Feld H_0 , das den endlichen Wert von $j_c(\tau, H = 0)$ bestimmt.

Kim-Modell Um die Feldabhängigkeit im Kim-Modell [39] zu erhalten, wird in Glg.8.22 $n = 1$ gesetzt; für das vereinfachte Kim-Modell gilt $n = 1, H_0 = 0$.

MCS-Modell Dunn und Hlawiczka [24] berücksichtigen im 'modified critical state model' (MCS-Modell) eine Abhängigkeit $j_c \propto j^*(\tau)/H^n$, die auf gewisse Magnetfeldintervalle beschränkt ist. Ihr Modell beinhaltet explizit den Effekt von unterem kritischem Feldes H_{c1} und Oberflächenströmen.

Da die $j_c(H)$ -Beziehung von der Mikrostruktur abhängt und somit in verschiedenen Temperatur- und Feldbereichen variieren kann, sollten die oben genannten funktionalen Zusammenhänge als einfache Fit-Beziehungen verstanden werden [25].

Da die o.g. Modelle –bis auf das MCS-Modell– H_{c1} vernachlässigen, ist

in ihrem Rahmen die Feldverdrängung selbst nahe an $T = 0$ noch nicht vollständig.

WCL-Modell Aufgrund der Tatsache, daß die experimentell ermittelten Übergangskurven der ungeraden höheren Harmonischen mit der Vorhersage des phänomenologischen 'weakly connected loop'-Modells (WCL-Modell) von Ishida und Mazaki [32] recht gut übereinstimmen, ist dieses Modell erwähnenswert. Diese Übereinstimmung ist auf die implizite Berücksichtigung von H_{c1} zurückzuführen. Das WCL-Modell vernachlässigt jedoch Hintergrundgleichfelder und versagt somit bei der Vorhersage der geraden Harmonischen (s. Kap.3 und Abb.3.1).

→ S.9
→ S.11

Die Formulierung des ECS-Modells

Der unbefriedigende Vergleich von gemessenen Übergangskurven der höheren Harmonischen mit den Vorhersagen der o.g. Modelle motivierte die Entwicklung des ECS-Modells.

Nachdem sich aufgrund von aus den höheren Harmonischen rekonstruierten Magnetisierungsschleifen abzeichnete, daß das MCS-Modell hilfreich sein könnte [3], wurde vom MCS-Modell die Einbeziehung von H_{c1} und Abschirmeffekten übernommen und um die Berücksichtigung eines Hintergrundgleichfeldes erweitert.

Um die Feldabhängigkeit von j_c variieren zu können (und um gerade Harmonische zu untersuchen), wurde vom GCS-Modell die Feldabhängigkeit des kritischen Stromes Glg.8.22 und damit die analytischen Lösungen bereichsweise adaptiert.

→ S.44

Ursprünglich wurde das ECS-Modell für eine zylindrische Probengeometrie (Radius R_{cyl}) entwickelt, aber die spätere Diskussion wird zeigen, daß es auch auf andere Probengeometrien angewendet werden kann.

→ S.46

Zur Erläuterung des ECS-Modells dient Abb.8.3, die den Fluß $\Phi(H_a)$ innerhalb der Probe für den Fall eines verschwindenden Hintergrundgleichfeldes $H_{DC} = 0$ zeigt.

Ein nichtverschwindendes Bias-Feld hätte eine Deformation der Hystereseschleife entsprechend den im Anhang genannten Formeln zur Folge. Diese $\Phi(H_a)$ Hystereseschleifen sind trivialerweise äquivalent den meistens diskutierten Magnetisierungsschleifen $M(H_a)$:

$$M(t) = \frac{\Phi(t)}{\pi R_{cyl}^2 \mu_0} - H_a(t) \quad (8.23)$$

Eine Diskussion von $\Phi(t)$, $\Phi(H_a)$ ist gegenüber der von $M(t)$, $M(H_a)$ vorzuziehen, da das elektrische Feld E innerhalb der Probe aus der zeitlichen Ableitung von Φ resultiert und nicht aus der von M .

Der Zusammenhang von Feldprofil $H(r, t)$ und Fluß $\Phi(t)$ ergibt sich zu:

$$\Phi(t) = \begin{cases} 2\pi\mu_0 \int_0^{R_{cyl}} r H(r, t) dr & : H_{AC} + H_{DC} > H_{c1} + \Delta H \\ 0 & : H_{AC} + H_{DC} \leq H_{c1} + \Delta H \end{cases} \quad (8.24)$$

Die Bedeutung von ΔH wird in der folgenden Diskussion der Hystereseschleife in Abb.8.3 deutlich: Im Intervall $\overline{H_1 H_2}$ schirmen die Oberflächenströme das pinning-dominierte Innere des Supraleiters ab. Die Feldänderung von H_a dringt erst dann in das Innere vor und führt zu einer Änderung des Flusses in der Probe, wenn sie den Betrag von $2\Delta H$ überschreitet ($H_a = H_2$).

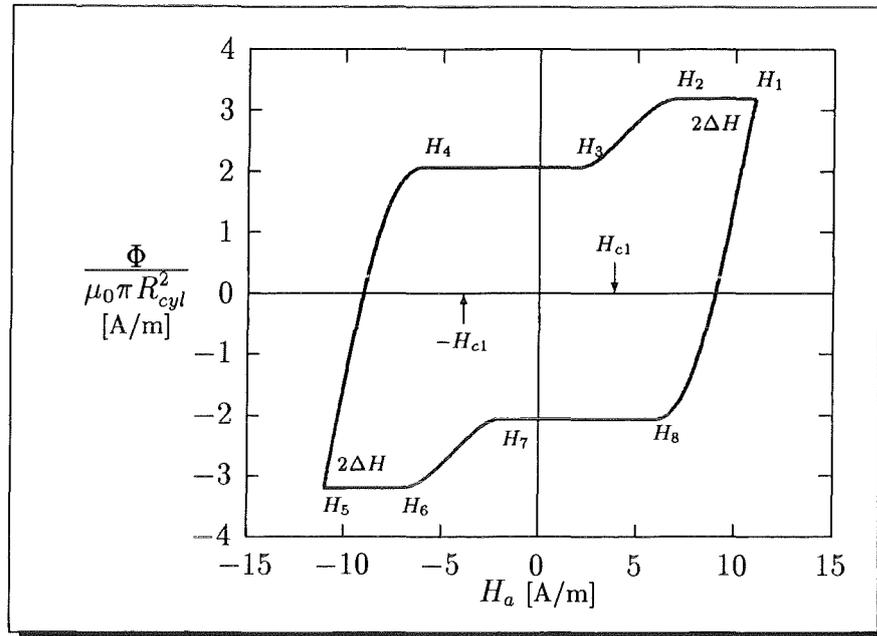


Abbildung 8.3: Fluß Φ innerhalb der Probe über dem äußeren Feld $H_a = H_{AC} \sin \omega t$ (nach dem ECS-Modell)

Im Bereich $\overline{H_2 H_3}$ folgt die Flußpenetration dem GCS-Modell. Jedoch ist das Feld am inneren Radius der Oberflächenabschirmung gegenüber dem äußeren Feld um ΔH reduziert (vergl. H_{mod} in Glg.8.43, Glg.8.42). Deshalb erfolgt auch die Flußänderung entsprechend verzögert.

Das Intervall $\overline{H_3 H_4}$ zeigt den konstanten Fluß für den Fall, daß das Magnetfeld kleiner als H_{c1} ist (verzögert um ΔH).

Im Abschnitt $\overline{H_4 H_5}$ wird der Fluß entsprechend dem GCS-Modell abgebaut, und nach Feldumkehr wiederholen sich die geschilderten Bereiche entsprechend.

Im Anhang (S.55) sind die Ausdrücke für das modifizierte Magnetfeld H_{mod} und die Flußprofile gegeben.

Die Abbildungen 8.4 stellt die Suszeptibilitätskurven entsprechend dem ECS-Modell für verschiedene Hintergrundgleichfelder dar.

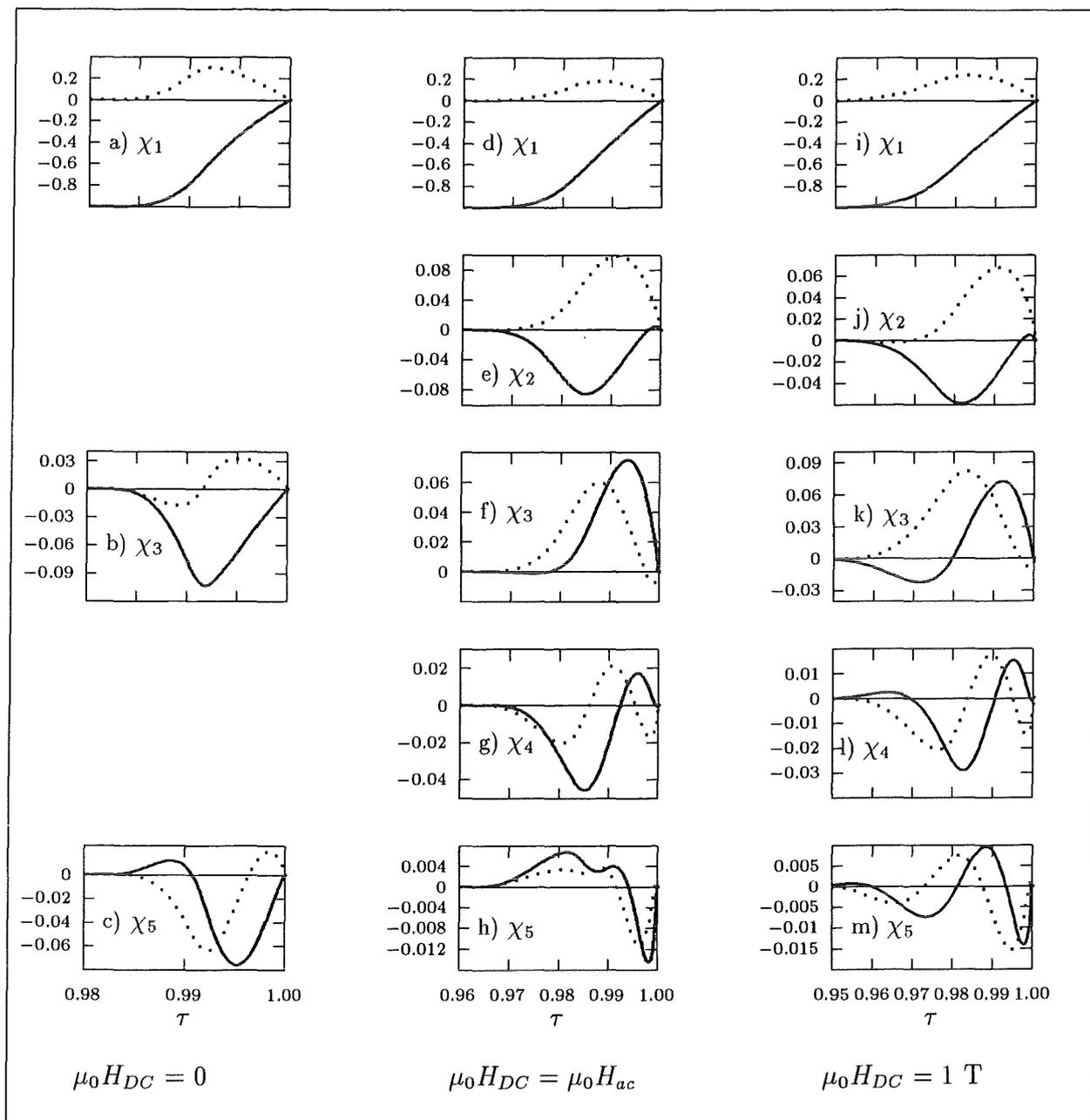


Abbildung 8.4: Harmonische Suszeptibilitäten nach dem ECS-Modell für verschiedene Hintergrundgleichfelder H_{DC} aufgetragen über der reduzierten Temperatur $\tau = T/T_c$. (Durchgezogene Kurven: Realteile; gestrichelte Kurven: Imaginärteile)

Berechnungen

Die zeitaufwendigen Berechnungen der Magnetisierungs- und Suszeptibilitätskurven in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld und der Temperatur wurden zunächst auf einem Mid-Range-Computer (IBM M3090) mit einem FORTRAN-Programm durchgeführt (CPU-Zeit etwa sechs bis zehn Minuten); die weniger zeitaufwendigen können heutzutage auf einem PC mit einem C-Programm durchgeführt werden.

Die numerische Integration zur Berechnung des Flusses in der Probe wurde

an mindestens 256 radialen Stützstellen durchgeführt und wiederholt bis die Abweichung zum Wert der letzten Integration kleiner 5% war. Die Magnetisierung wurde dann entsprechend Glg.8.23 bestimmt.

→ S.45

Um die harmonischen Suszeptibilitäten zu berechnen, benutzt man die Fast-Fourier-Transformation und die im Anhang angegebenen Definitionen.

Für die dargestellten Berechnungen wurde eine Temperaturabhängigkeit von $j^*(\tau)$ (vergl. Glg.8.22) der Form

→ S.44

$$j^*(\tau) = j_0^*(1 - \tau^{n_\tau})^{n_j} \quad (8.25)$$

nahe an T_c angenommen. Dieser Zusammenhang erlaubt Berechnungen für viele in der Literatur genannten Abhängigkeiten [64, 32, 12, 53, 7, 60, 49, 73].

Weiterhin wird angenommen, daß das untere kritische Feld H_{c1} wie

$$H_{c1}(\tau) = H_{c1,0}(1 - \tau^{n_H}) \quad (8.26)$$

verschwindet, wenn $\tau \rightarrow 1$.

Für die Berechnungen entsprechend dem ECS-Modell wurden in diesem Kapitel die folgenden Werte benutzt: $H_{AC} = 11.015$ A/m, $n = 1$, $j_{c0,0} = \frac{j_0^*}{H_0^n} = 10^{11}$ A/m², $H_{c1,0} = 5 \cdot 10^4$ A/m, $H_0 = 1 \cdot 10^{-3}$ A/m, $n_j = 1$, $n_\tau = 1$, $n_H = 2$, $\Delta H(T) = \frac{H_{c1}(T)}{2}$. Diese Werte des Magnetfeldes entsprechen den Meßparametern, die Exponenten stellen den einfachsten Fall dar bzw. entsprechen Literaturangaben, die Stromdichten sind aus den Werten der Filme abgeschätzt, erste Werte für H_0 wurden den Arbeiten zum Kim-Modell entnommen und variiert, bis gute Übereinstimmung mit den Messungen erreicht wurde.

Die Temperaturabhängigkeit von ΔH ist nötig, da die Oberflächenströme mit abnehmender Temperatur wachsen sollten. Die Kopplung an H_{c1} erfolgte, um die Zahl der Parameter klein zu halten. Diese Variation mit der Temperatur kann zwar geändert werden, jedoch erhält man mit der angegebenen eine gute Übereinstimmung mit den Messungen (s.unten).

Diskussion des ECS-Modells

Messungen der harmonischen Suszeptibilität

Die in diesem Kapitel genannten Suszeptibilitätsmessungen wurden mit $H_{AC} = 11.015$ A/m und einer Frequenz von $f = 4711$ Hz durchgeführt.

→ S.49

Abb.8.5 zeigt die Übergangskurven der harmonischen Suszeptibilität in Hintergrundgleichfeldern von 1 T (g-i), im Laborfeld (c-f) und im kompensierten Laborfeld (a,b). Kompensiertes Umgebungsfeld meint, daß die Komponente des Feldes senkrecht zur Filmebene durch Minimierung der zweiten Harmonischen ebenfalls minimiert wurde (vergl. Kap.3). Mit zunehmendem H_{DC} beobachtet man eine zunehmende Übergangsbreite und eine Verschiebung zu tieferen Temperaturen.

→ S.9

Abb.8.5.d zeigt die $\chi_2(T)$ -Übergangskurve im Umgebungsfeld. Aus dem kleinen Betrag kann man schließen, daß sich keine weak-links im Film befinden (s. [33] und Kap.3).

→ S.49

→ S.9

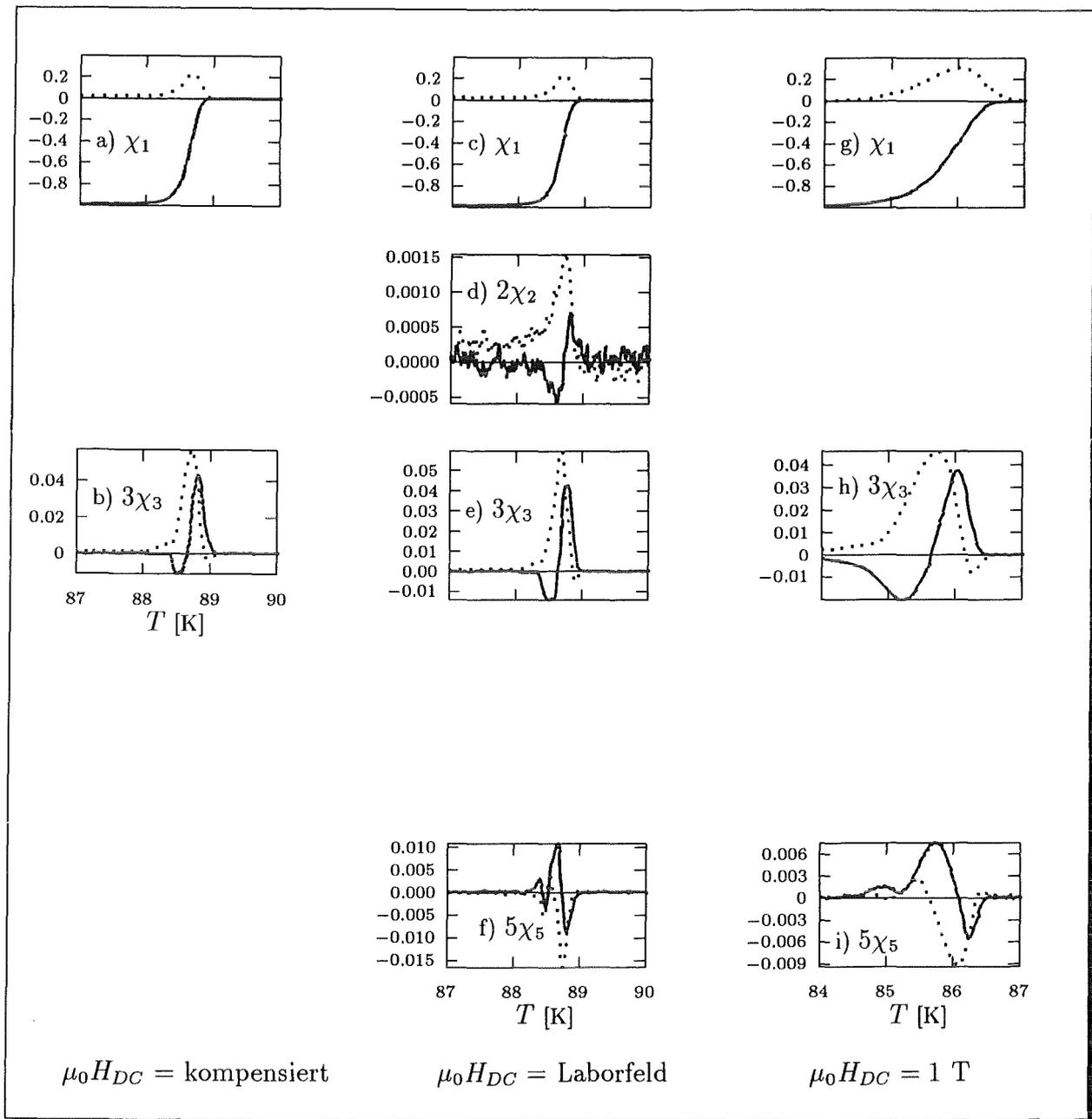


Abbildung 8.5: Temperaturabhängigkeiten der harmonischen Suszeptibilitäten für verschiedene Hintergrundgleichfelder H_{DC} . (Durchgezogene Kurven: Realteile; gestrichelte Kurven: Imaginärteile; Probe: Film HS730)

Vergleich der Messungen mit dem ECS-Modell

Das ECS-Modell gibt die Form der $\chi_1(T)$ -Kurven im Detail wieder. Im Gegensatz zum Bean- und dem GCS-Modell zeigt es eine endliche Übergangsbreite aufgrund der Berücksichtigung von H_{c1} und einer ΔH -Abschirmung. Das ECS-Modell sagt im Gegensatz zu allen anderen Modellen eine $\chi_3(T)$ -Charakteristik voraus, die nahezu perfekt mit den gemessenen Kurven für $H_{DC} \neq 0$ übereinstimmt (siehe z.B. χ_3 für $\mu_0 H_{DC} = 1 \text{ T}$ in Abb.8.6).

→ S.50

Vergleicht man die dritte Harmonische entsprechend dem vereinfachten Kim-Modell mit der Vorhersage des ECS-Modells, so hat das ECS-Modell den

→ S.49
 → S.47
 → S.47
 → S.49

Vorteil einer endlichen Übergangsbreite und eines Vorzeichenwechsels in χ'_3 (Abb.8.5, Abb.8.4).

Im Vergleich zum WCL-Modell produziert das ECS-Modell kein Minimum von χ''_3 auf der Niedertemperaturseite (Abb.8.4.f,k), was ja auch nicht im Experiment (Abb.8.5.b,e,h) beobachtet wird.

Weiterhin sagt das ECS-Modell eine Übergangsverbreiterung mit zunehmendem Hintergrundgleichfeld voraus.

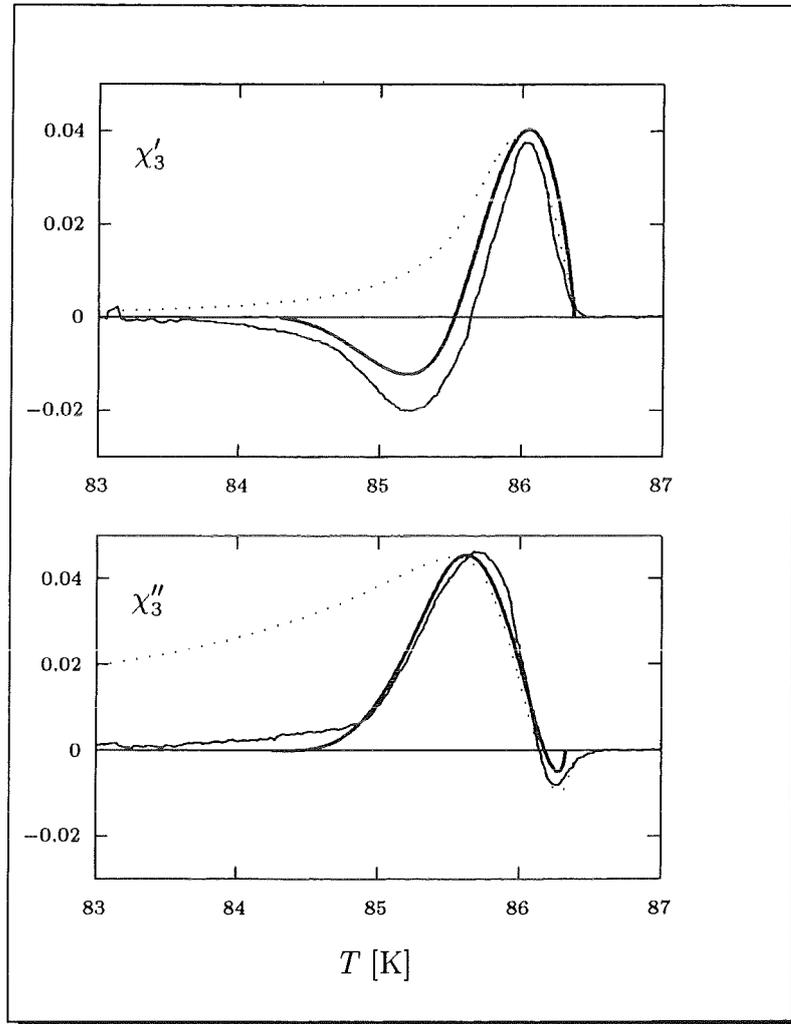


Abbildung 8.6: Vergleich der dritten Harmonischen aus Experiment (durchgezogene Linie), ECS-Modell (starke Linie) und Bean-Modell (Punkte) in einem Hintergrundgleichfeld von $H_{DC} = 1$ T.

→ S.49
 → S.47
 → S.49
 → S.47

Die gemessenen χ_3 -Kurven im Umgebungsfeld (Abb.8.5.e) sind verschieden von denen die das ECS-Modell für $H_{DC} = 0$ vorhergesagt (Abb.8.4.b). Dies ist auch zu erwarten, denn Abb.8.5.d zeigt, daß das Umgebungsfeld hinreichend groß ist, um gerade Harmonische zu erzeugen. Offensichtlich ist selbst das kompensierte Umgebungsfeld noch zu groß um die vorhergesagten feldfreien Suszeptibilitäten zu beobachten [74]. Wie man aus Abb.8.4.i-m ersehen kann unterscheiden sich die Formen der Suszeptibilitätskurven vom Fall $H_{DC} = 0$ schon für sehr kleine Umgebungsfelder.

Die Unterschiede zwischen Theorie und Messung für kleine Hintergrund-

gleichfelder deuten an, daß Eigenfeld- oder Entmagnetisierungseffekte (die weiter unten diskutiert werden) in abnehmendem Hintergrundgleichfeld zunehmen, da das Minimum in χ'_3 immer ausgeprägter wird. Dies stimmt mit den Berechnungen und Messungen von Theuss et al. [63] überein.

Betrachtet man die fünfte Harmonische, so stimmen die ECS-Modell-Kurven gut mit den gemessenen überein. Betrachtet man die gemessenen Suszeptibilitätskurven von Ishida et al. [33], so ist die Übereinstimmung noch besser.

Diskussion des ECS-Modells

Die meisten Modelle des kritischen Zustandes wurden für lange zylindrische Proben entwickelt — wie das ECS-Modell.

Warum ist es möglich, das ECS-Modell auch auf planare Filme zu übertragen?

Der Hauptunterschied zwischen Zylindern und Scheiben in bezug auf die Flußdiffusion wird durch den *Entmagnetisierungsfaktor* berücksichtigt. Die Feldprofile innerhalb von Scheiben können beträchtlich von denen innerhalb von Zylindern abweichen [29].

Aber diese Abweichung in der Flußpenetration vom Verhalten eines Zylinders ist von geringer Bedeutung im ECS-Modell. Die Entmagnetisierungseffekte wachsen für abnehmende Temperatur oder für abnehmendes χ'_1 an.

$\Delta H \leftrightarrow \Phi(H_a)$ Mit abnehmender Temperatur oder abnehmendem χ'_1 reduziert sich aber das Feldintervall, in dem die Profile entsprechend dem kritischen Zustand die Flußpenetration bestimmen (die Bereiche $\overline{H_2H_3}$, $\overline{H_4H_5}$, $\overline{H_6H_7}$, $\overline{H_8H_1}$ in Abb.8.3 sind abhängig von ΔH , das mit abnehmender Temperatur wächst). Deshalb ist es beim ECS-Modell am ehesten gerechtfertigt, die Resultate auf eine Filmgeometrie zu übertragen.

→ S.46

Eigenfeldnullstelle Ein anderer Hinweis für die Zulässigkeit der Anwendung des ECS-Modell auf Filme ist in der Arbeit von Däumling und Larbalestier [20] und später bei Wiesinger et al. [68] zu finden. Sie fanden, daß das Eigenfeld von dünnen Scheiben entlang dem Radius eine Nullstelle hat und somit am Rande negativ ist.

Penetrationsverzögerung Brandt et al. [14] berechneten die Feld- und Stromverteilung in einem supraleitenden 'strip'. Zwar ist es ihrer Meinung nach nicht nötig, Oberflächenabschirmung zu berücksichtigen, jedoch ist die Penetration des äußeren Feldes verzögert, was einem ΔH entspricht.

$\Delta H \leftrightarrow \chi_3$ Der Eigenfeldeffekt aufgrund der Scheibengeometrie produziert das Nieder-temperaturminimum der χ'_3 -Kurve (Abb.8.5.b.,e.,h), das man nicht in Zylindern oder dicken Einkristallen wohl aber in dünnen, scheibenähnlichen Kristallen findet [33].

→ S.49

ΔH Die Verwendung von $\Delta H \neq 0$ stammt historisch aus dem Gedanken, Oberflächenabschirmung in ein Modell des kritischen Zustandes einzufügen, Aber sowohl die Eigenfeldnullstelle als auch die Penetrationsverzögerung sind mathematisch äquivalent der hier eingeführten Oberflächenabschirmung ΔH (vergl. [68]).

Die Einführung von ΔH in das ECS-Modells ist also eine einfache Möglichkeit, Geometrieeffekte (Eigenfeldnullstelle, Penetrationsverzögerung) für

dünne Proben zu berücksichtigen.

andere Modelle Yamamoto et al. schlugen ein modifiziertes Bean-Modell basierend auf einem feldunabhängigen j_c und den Ideen von Dunn und Hlawitzka [24] vor [73] und fanden eine gute Übereinstimmung der berechneten und gemessenen harmonischen Suszeptibilität χ_n ($n=1,3,5,7$). In ihren Berechnungen betrachteten sie sog. *bulk pinning* (die Stromtragfähigkeit des Inneren des Supraleiters) und Oberflächenbarrieren. Eine Berücksichtigung beider Effekte war für eine zufriedenstellende Beschreibung der experimentellen χ -Kurven nötig. Da sie jedoch das Bean-Konzept benutzten, versagt ihr Modell in der Beschreibung der zweiten Harmonischen.

Yamamoto et al. argumentierten, daß das WCL-Modell formal ihrem modifizierten Bean-Modell ohne 'bulk pinning' und unterem kritischem Feld aber unter Berücksichtigung von Abschirmeffekten entspricht.

Die anderen Modelle des kritischen Zustandes sind im ECS-Modell durch entsprechende Wahl der Parameter enthalten.

Berechnungen mit einem Parametersatz entsprechend dem GCS-Modell und Berücksichtigung von Abschirmeffekten führten zu Ergebnissen, die dem des WCL-Modells ähneln. Diese Übereinstimmung wuchs für wachsendes H_{DC}/H_{AC} , was die o.g. Aussage von Yamamoto et al. bezüglich des WCL-Modells unterstützt. Deshalb resultiert die gute Übereinstimmung des WCL-Modells mit dem Experiment nicht aus der Richtigkeit des physikalischen Ansatzes sondern aus der Tatsache, daß die Magnetisierungsschleifen dem o.g. modifizierten Bean-Modell entsprechen.

Das ECS-Modell liefert das physikalische und mathematische Werkzeug, um die geraden *und* die ungeraden Harmonischen von supraleitenden Filmen (vergl. Abb.8.4 mit Abb.8.5) und Kristallen zu beschreiben.

→ S.47
→ S.49

Der Unterschied in den absoluten Werten der nach dem ECS-Modell berechneten und der gemessenen χ_n -Kurven resultiert vermutlich in einem nicht vollständig angepaßten H_0 ; insbesondere die Abweichung in der fünften Harmonischen resultiert daraus. Deshalb rührt die bessere Übereinstimmung mit den Daten von Ishida et al. [33] vermutlich aus einem besser angepaßten H_0 .

Das ECS-Modell erlaubt es, die Charakteristik von $\chi_3(T)$ mit den physikalischen Größen unteres kritisches Feld und dem Abschirmfeld zu verknüpfen. Weitere Zusammenhänge werden in Kap.3 und in Kap.6 diskutiert.

→ S.9
→ S.30

Der Einfluß von Relaxation

Der Zerfall des kritischen Stromes bzw. der Magnetisierung ist eines der zentralen Probleme bei den Hochtemperatursupraleitern. Um die Bedeutung dieses Phänomens in bezug auf die harmonische Suszeptibilität zu diskutieren, sei zunächst der Meßablauf betrachtet.

Gewöhnlich werden die höheren Harmonischen im Hintergrundgleichfeld gemessen, indem man das Feld bei einer Temperatur oberhalb von T_c (bei der betrachteten Apparatur und $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ bei 100 K) anlegt, bis zu einer Temperatur unterhalb des Übergangs in die Supraleitung abkühlt, die Temperatur hinreichend lange hält, bis das thermische Gleichgewicht erreicht

worden ist, und dann mit einer geeigneten Rate aufwärmt.

Während der gesamten Messung ist gewöhnlich $H_{AC} \neq 0$.

Da zwischen dem Zeitpunkt, da man die Linie $H_{c2}(T)$ kreuzt, und dem Beginn der Datenaufnahme eine größere Zeit verstreicht (\approx eine Stunde), ist dann die Relaxation des Profils des kritischen Zustandes bzw. der Magnetisierung aufgrund des DC-Feldes logarithmisch in der Zeit und ändert sich während der nachfolgenden Datenaufnahme nur vernachlässigbar.

Die höheren Harmonischen (mit Ausnahme der Offset-Suszeptibilität χ_0) sind von dieser DC-Relaxation unbeeinflusst, da sie ausschließlich die 'minor'-Hystereseschleife detektieren, d.h. den AC-loop um das voreingestellte Hintergrundgleichfeld.

Nichtsdestotrotz ist der Zerfall der Feld-/ Stromdichteprofile entsprechend dem AC-Feld zu diskutieren.

Gewöhnlich betrachtet man bei Messungen der harmonischen Suszeptibilität die Frequenz anstatt der Magnetfeldrate. Die Frequenz/ Zeitkonstante solcher Messungen muß sich in einem geeigneten Frequenz-/ Zeitfenster befinden, das durch Relaxation und komplett viskose Flußbewegung bestimmt wird (vergl. Abb.8.1).

→ S.43

Die Frequenz (Zeitkonstante) des Experiments muß größer (kleiner) sein als der Wert bei Einsetzen einer nicht vernachlässigbaren Relaxation, und sie muß kleiner (höher) sein als der Wert bei vollständig viskoser Flußbewegung. Ist die letztere Bedingung nicht erfüllt, so sollte nur die fundamentale Suszeptibilität ungleich 0 sein.

Eine typische Zeitkonstante des Experiments ist $\tau_{exp} = 1/\omega = 1/2\pi f \approx 30 \mu s$, was eine typischen Feldrate von $\mu_0 \dot{H}_{AC} \approx 0.4 \text{ T/s}$ entspricht.

Diese Feldrate ist einige Zehnerpotenzen größer als die bei Messungen der dynamischen Magnetisierung zur Bestimmung von Strom-Spannungskennlinien (siehe z.B. [58]).

Wo wird nun Relaxation für Modelle des kritischen Zustandes in bezug auf die harmonische Suszeptibilität wichtig?

DC-Relaxation verschiebt die 'minor'-Hystereseschleife entlang der Magnetisierungsachse zu kleineren Werten in Richtung reversibler Magnetisierung, was nur χ_0 beeinflusst.

Die AC-Relaxation innerhalb einer Amplitude des AC-Feldes führt für Zeiten größer als die Zeitkonstante der Relaxation τ_R [43] zu einer Abnahme der Steigungen der Flußprofile. Dies ist in Abb.8.7 dargestellt.

→ S.54

Um abzuschätzen, wie die Relaxation der kritischen Stromdichte die Meßgröße verändert, ist es sinnvoll, die in der Registrierspule induzierte Spannung zu betrachten:

$$U(t) = \frac{d\Phi}{dt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \approx \frac{\Delta\Phi}{\tau_R} \quad (8.27)$$

In dieser Formel dient die letzte Näherung nur der Vereinfachung der Diskussion; sie ist analog einem „stroboskopisch beleuchteten“ Flußprofil.

Bei Vernachlässigung der Relaxation wird das induzierte Spannungssignal $U_0(\tau_R)$ zu einer Zeit $t = \tau_R$ aus der Flußänderung $\Delta\Phi$ entsprechend dem

Dreieck $\overline{BO_1A}$ (für Zeiten $t < \tau_R$ aus entsprechend ähnlichen Dreiecken) resultieren.

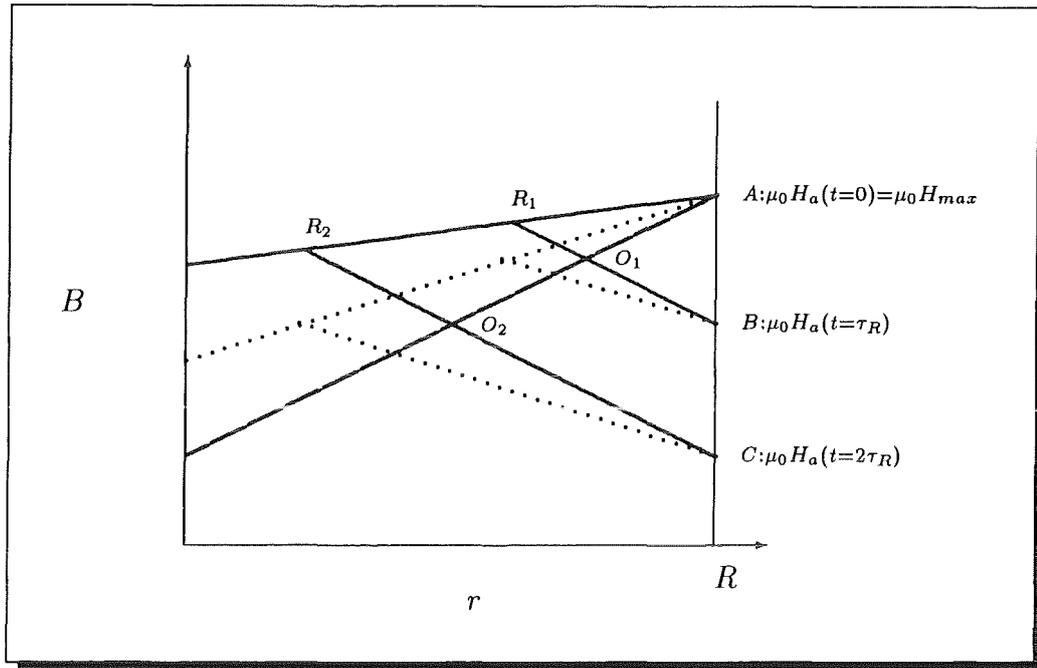


Abbildung 8.7: Schematische Darstellung des Einflusses von Relaxation auf Flußprofile unter der vereinfachenden Annahme $\frac{\partial j_c}{\partial H} = 0$. Es wurde eine Zeitkonstante $\tau_R \approx 1/(10 \times 2\pi f)$ gewählt. Die Steigungen $\overline{AO_2}$, $\overline{BR_1}$, $\overline{CR_2}$ entsprechen unrelaxiertem j_c ; die Steigung $\overline{AR_2}$ entspricht dem Wert des relaxierten j_c 's nach einer Zeit $2\tau_R$ und die gestrichelten Steigungen entsprechen einem dazwischenliegenden Wert von j_c bei Vernachlässigung von Relaxation.

Zu einer Zeit $t = 2\tau_r$ sind $U_0(2\tau_R)$ und $\overline{CO_2A} - \overline{BO_1A} = \overline{CO_2O_1B}$ miteinander verknüpft.

Berücksichtigt man Relaxation, so ist $U_R(\tau_R) = U_0(\tau_R)$ und $U_R(2\tau_r)$ sei genähert als Folge der Flußänderung entsprechend $\overline{CR_2A} - \overline{BO_1A}$.

Es ist leicht einsehbar, daß $U_R(2\tau_R) > U_0(2\tau_R)$.

Dieser Effekt ist aber nur dann zu beobachten, wenn $\tau_R/n\tau_{exp} < 1$ (n ist die Ordnung der harmonischen Suszeptibilität) und die Integrationszeit des AC-Experiments in der Größenordnung von τ_R liegt.

Gewöhnlich sind in einem AC-Experiment im Gegensatz zu Magnetisierungsmessungen mit kleiner Feldrate nicht beide Bedingungen gleichzeitig erfüllt. Die gestrichelten Linien in Abb.8.7 entsprechen einer kritischen Stromdichte j_c , die zwischen dem unrelaxierten Wert und dem relaxierten zum Zeitpunkt $t = 2\tau_r$ liegt. Mit einem solchen Wert kann man das $M(t)$ -Verhalten unter Vernachlässigung weiterer Relaxation nähern.

Ob Relaxationseffekte vernachlässigt werden können, hängt vom Verhältnis der charakteristischen Zeiten ab. Um τ_R abzuschätzen sei dem Ansatz von Gurevich et al. [30] gefolgt und bedacht, daß für $t \approx \tau_R$ die verschiedenen Modelle des Flußkriechens alle in einer näherungsweise exponentiellen $I - U$ -

Linie münden.

Der Ausdruck für τ_R für den Fall einer exponentiellen $I-U$ -Linie zum Beginn der Relaxation ist gegeben durch [30]

$$\begin{aligned}\tau_R &\approx -R \frac{dj}{d \ln t} \frac{1}{H_a} \\ &= -R \frac{dj}{d \ln t} \frac{1}{2\pi f H_{AC}}.\end{aligned}\quad (8.28)$$

→ S.6

Für einen Probenradius von $R = 2.5$ mm, eine logarithmische Relaxationsrate $\frac{dj}{d \ln t} \approx -1 \cdot 10^8 \frac{A}{m^2}$ ([69]: $\approx -1 \cdot 10^9 \frac{A}{m^2}$; [62]: $\approx -3 \cdot 10^7 \frac{A}{m^2}$) und eine Feldrate $\mu_0 \dot{H}_a \approx 3.2 \cdot 10^5 \frac{A}{ms}$ (Meßparameter s. Kap.2) erhält man $\tau_R \approx 0.8$ s. Daraus folgt:

$$\frac{\tau_R}{\tau_{exp}} = \tau_R \cdot 2\pi f \approx -R \frac{dj}{d \ln t} \frac{1}{H_{AC}} \approx 2.7 \cdot 10^4 \quad (8.29)$$

Wenn dieser Wert von der Größenordnung 1 oder größer ist, dann ist die Periode eines AC-Zyklus innerhalb des Plateaus der zeitunabhängigen Magnetisierung [43] und Relaxation kann vernachlässigt werden.

! → Es ist interessant, daß das Verhältnis Glg.8.29 *nicht durch Frequenzänderung* verändert werden kann. Um dieses Verhältnis zu verändern, ist es nötig, die Probengeometrie, die AC-Amplitude oder die Relaxationsrate zu modifizieren.

Messungen an $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ -Filmen für unterschiedliche AC-Amplituden haben jedoch keinen Einfluß auf die charakteristische Form der harmonischen Suszeptibilitäten, wie die entsprechenden Messungen zeigten.

Nach diesen Ausführungen kann man schließen, daß Relaxationseffekte aufgrund der kleinen Amplitude und der hinreichen großen (kleinen) Frequenz (Zeitkonstanten) der Experimente vernachlässigt werden können.

→ S.44

Weiterhin ist klar, daß der Wert von $j^*(\tau)$ Glg.8.22 strenggenommen nicht die unrelaxierte sondern eine relaxierte kritische Stromdichte darstellt. Nichtsdestotrotz ändert diese Interpretation nichts an den Formen der Übergangskurven der höheren Harmonischen.

Mathematische Darstellung der Flußprofile (ECS-Modell)

Das ECS-Modell liefert die folgende Darstellung des zeitabhängigen Flußprofils innerhalb der Probe:

I) $H_{AC} > H_{DC}$:

I.i) $H_a(t) > 0 \wedge \dot{H}_a(t) \leq 0$:

$$\begin{aligned}H(r, t) &= \mathcal{H}^+(r, R_0, R_2, S_1^+) + \\ &\quad \mathcal{H}^-(r, R_2, R_{cyl}, S_1)\end{aligned}\quad (8.30)$$

I.ii) $H_a(t) \leq 0 \wedge \dot{H}_a(t) \leq 0$:

$$\begin{aligned}H(r, t) &= \mathcal{H}^+(r, R_0, R_3, S_1^+) + \\ &\quad \mathcal{H}^-(r, R_3, R_1, S_2) - \\ &\quad \mathcal{H}^+(r, R_1, R_{cyl}, S_1)\end{aligned}\quad (8.31)$$

I.iii) $H_a(t) \leq 0 \wedge \dot{H}_a(t) > 0$:

$$\begin{aligned}
H(r, t) = & \mathcal{H}^+(r, R_0, R_3^-, S_1^+) + \\
& \mathcal{H}^-(r, R_3^-, R_1^-, S_2^-) - \\
& \mathcal{H}^+(r, R_1^-, R_4, S_1^-) - \\
& \mathcal{H}^-(r, R_4, R_{cyl}, S_1)
\end{aligned} \tag{8.32}$$

I.iv) $H_a(t) > 0 \wedge \dot{H}_a(t) > 0$:

$$\begin{aligned}
H(r, t) = & (\mathcal{H}^+(r, R_0, R_3^-, S_1^+) + \\
& \mathcal{H}^-(r, R_3^-, R_1^-, S_2^-) - \\
& \mathcal{H}^+(r, R_1^-, R_5, S_1^-) - \\
& \mathcal{H}^-(r, R_5, R_1, S_2) + \\
& \mathcal{H}^+(r, R_1, R_{cyl}, S_1)) \times \\
& \Theta(R_1 - R_1^-) + \\
& (\mathcal{H}^+(r, R_0, R_3^-, S_1^+) + \\
& \mathcal{H}^-(r, R_3^-, R_5, S_2^-) + \\
& \mathcal{H}^+(r, R_5, R_{cyl}, S_1)) \times \\
& \Theta(R_1^- - R_1)
\end{aligned} \tag{8.33}$$

II) $H_{AC} \leq H_{DC}$:

II.i) $\dot{H}_a(t) \leq 0$:

$$\begin{aligned}
H(r, t) = & \mathcal{H}^+(r, R_0, R_2, S_1^+) + \\
& \mathcal{H}^-(r, R_2, R_{cyl}, S_1)
\end{aligned} \tag{8.34}$$

II.ii) $\dot{H}_a(t) > 0$:

$$\begin{aligned}
H(r, t) = & \mathcal{H}^+(r, R_0, R_2^-, S_1^+) + \\
& \mathcal{H}^-(r, R_2^-, R_7, S_1^-) + \\
& \mathcal{H}^+(r, R_7, R_{cyl}, S_1)
\end{aligned} \tag{8.35}$$

Die obigen Gleichungen $H(r, t)$ für die verschiedenen Intervalle von $H_a(t)$ und dessen zeitliche Ableitung $\dot{H}_a(t)$ stellen sich als Summen der beiden Funktionen \mathcal{H}^\pm dar. Zunächst seien diese Funktionen definiert; danach deren Argumente.

Zunächst sei die Hilfsvariable

$$\rho_\pm = S_p \pm (n+1)j^*(\tau)(r - R_{cyl}) \tag{8.36}$$

definiert mit S_p als viertem Parameter von \mathcal{H}^\pm .

Für $\rho_\pm \geq 0$ gilt

$$\mathcal{H}^\pm(r, R_\alpha, R_\beta, S_p) = (\rho_\pm^{\frac{1}{n+1}} - H_0) \Theta(r - R_\alpha) \Theta(R_\beta - r) \tag{8.37}$$

und für $\rho_\pm < 0 \wedge n$ gerade gilt

$$\mathcal{H}^\pm(r, R_\alpha, R_\beta, S_p) = (-(-\rho_\pm)^{\frac{1}{n+1}} - H_0) \Theta(r - R_\alpha) \Theta(R_\beta - r) \tag{8.38}$$

Die Parameters R_α , R_β und S_p sind dummy-Parameter der aktuellen Werte aus den Gleichungen (8.30) bis (8.35).

Die in den o.g. Formeln benutzten Variablen sind wie folgt definiert:

(i.A. ist $R = R(R_{cyl}, H_{DC}, H_{AC}, H_0, n, j^*(\tau))$)

$$\begin{aligned}
R_0 &= R_{cyl} - \frac{(H^+ + H_0)^{n+1} - H_0^{n+1}}{(n+1)j^*(\tau)} \\
R_1 &= R_{cyl} - \frac{S_1(H_{mod}) - S_1(0)}{(n+1)j^*(\tau)} \\
R_1^- &= R_{cyl} - \frac{S_1(H^-) - S_1(0)}{(n+1)j^*(\tau)} \\
R_2 &= R_{cyl} - \frac{S_1(H^+) - S_1(H_{mod})}{(n+1)2j^*(\tau)} \\
R_2^- &= R_{cyl} - \frac{S_1(H^+) - S_1(H^-)}{(n+1)2j^*(\tau)} \\
R_3 &= R_{cyl} - \frac{S_1(H^+) - S_2(H_{mod})}{(n+1)2j^*(\tau)} \\
R_3^- &= R_{cyl} - \frac{S_1(H^+) - S_2(H^-)}{(n+1)2j^*(\tau)} \\
R_4 &= R_{cyl} - \frac{S_1(H^-) - S_1(H_{mod})}{(n+1)2j^*(\tau)} \\
R_5 &= R_{cyl} - \frac{S_1(H^-) - S_2(H_{mod})}{(n+1)2j^*(\tau)} \\
R_6 &= R_5 \\
R_7 &= R_{cyl} - \frac{S_1(H_{mod}) - S_1(H^-)}{(n+1)2j^*(\tau)} \tag{8.39}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
S_1(H) &= (|H| + H_0)^{n+1} \\
S_1^+(H) &= (|H| + H^+)^{n+1} \\
S_1^-(H) &= (|H| + H^-)^{n+1} \\
S_1^0(H) &= (|H| + 0)^{n+1} \\
S_2(H) &= 2H_0 - (H_0 + |H|)^{n+1} \\
S_2^-(H) &= 2H_0 - (H_0 + |H^-|)^{n+1} \tag{8.40}
\end{aligned}$$

Das ECS-Modell benötigt noch die folgenden Werte des Magnetfeldes:

$$\begin{aligned}
H_{Max} &= H_{DC} + H_{AC} \\
H_{min} &= H_{DC} - H_{AC} \\
H_1 &= H_{Max} \\
H_2 &= \max(H_{min}, H_1 - 2\Delta H) \\
H_3 &= \max(H_{min}, H_{c1} - \Delta H) \\
H_4 &= \max(H_{min}, -(H_{c1} + \Delta H)) \\
H_5 &= H_{min}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
H_6 &= \max(H_5, H_5 + 2\Delta H) \\
H_7 &= \max(H_6, -(H_{c1} - \Delta H)) \\
H_8 &= \min(H_1, \max(H_7, H_{c1} + \Delta H)) \\
H^+ &= |H_{DC} + H_{AC} - H_{c1} - \Delta H| \\
H^- &= |H_{DC} - H_{AC} + H_{c1} + \Delta H|
\end{aligned} \tag{8.41}$$

Abhängig von der aktuellen Position auf der Hystereseschleife sei nun ein modifiziertes externes Feld H_{mod} berechnet, das aus den Werten von $H_a(t)$, H_{c1} , und ΔH resultiert und für die Berechnung der Feldprofile innerhalb der Probe nötig ist:

i) $\dot{H}_a(t) \leq 0$:

$$\begin{aligned}
H_2 \leq H_a(t) \leq H_1 &: H_{mod}(t) = H_{DC} + H_{AC} - (H_{c1} + \Delta H) \\
H_3 \leq H_a(t) < H_2 &: H_{mod}(t) = H_a(t) - H_{c1} + \Delta H \\
H_4 \leq H_a(t) < H_3 &: H_{mod}(t) = 0 \\
H_5 \leq H_a(t) < H_4 &: H_{mod}(t) = H_a(t) + H_{c1} + \Delta H
\end{aligned} \tag{8.42}$$

ii) $\dot{H}_a(t) \geq 0$:

$$\begin{aligned}
H_5 < H_a(t) \leq H_6 &: H_{mod}(t) = H_{DC} - H_{AC} + \Delta H + H_{c1} \\
H_6 < H_a(t) \leq H_7 &: H_{mod}(t) = H_a - \Delta H + H_{c1} \\
H_7 < H_a(t) \leq H_8 &: H_{mod}(t) = 0 \\
H_8 < H_a(t) \leq H_1 &: H_{mod}(t) = H_a - \Delta H - H_{c1}
\end{aligned} \tag{8.43}$$

Die Formeln (8.30) bis (8.40) sind denen von Wahid und Jaggi [66] ähnlich (ihr σ entspricht dem S ; γ dem $j^*(\tau)$), jedoch sind in der obigen Darstellung zwei Vorzeichenfehler korrigiert und das modifizierte Feld H_{mod} eingeführt.

8.4 Irreversibilitätslinie und Modellvorstellungen

depinning^(*): kontinuierlicher Übergang
langsame \rightarrow schnelle Flußbewegung ('flux flow')

Schmelzen: der Flußschlauchkristall schmilzt, wenn die mittlere thermische Auslenkung der Vortices in der Größenordnung der Gitterkonstanten liegt $\sqrt{\langle u^2(T) \rangle} = c_L a_\Delta$ ('melting', „reines“ Schmelzen, keine oder schwache pinning-Zentren)

Quanten-Schmelzen: wie 'melting', aber unter Berücksichtigung von Quantenfluktuationen der Vortices

Vortex-Glas: Gleichgewichtsphase unterhalb der Linie; eine wesentliche Voraussetzung für die Bildung der Vortex-Glas-Phase sind punktförmige, ungeordnete Kristalldefekte
Die IL ist eine Vortex-Glas-Schmelzlinie.

Bose-Glas: ähnlich dem Vortex-Glas, aber hier sind *korrelierte* Kristalldefekte nötig. Die IL (Bose-Glas-Schmelzlinie) zeigt eine spezielle Winkelabhängigkeit (vergl. Abb.6.3), so daß für den Fall eines parallel

\rightarrow S.33

zu den korrelierten Defekten angelegtes Magnetfeld die Bose-Glas-Schmelztemperatur größer als eine reine Schmelztemperatur ist [55].

verwickelter Fluß^(*): Die IL entspricht einer Viskositätslinie. „Spaghetti-Vortices“ → hohe Viskosität

Relaxationslinie^(*): der zeitliche Zerfall der kritischen Stromdichte und die Zeitkonstante des Experiments legen die IL fest [56].

*: IL abhängig vom E -Feld bzw. Frequenz f (auch für $f \rightarrow 0$)

8.5 Zum Flußverankerungsbild – Die IL als depinning-Linie

Im Fall der thermisch aktivierten Flußbewegung (TAFM – 'thermally activated flux motion') ergibt sich das induzierte elektrische Feld E zu

$$E = \mu_0 H \Omega s \left(\exp\left(-\frac{U}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{U'}{kT}\right) \right) \quad (8.44)$$

mit

$$\Omega : \text{Oszillationsfrequenz } \Omega = \frac{\xi \rho_{FF} j_{c0}}{2\pi a_{\Delta} \mu_0 H} \quad [50]$$

s : Sprungdistanz $s \approx a_{\Delta}$ (Gitterkonstante des Flußliniengitters)

ξ : Parameter abhängig vom Flußverankerungszentrum

ρ_{FF} : Flux-Flow-Widerstand $\rho_{FF} \approx \rho_n \frac{H}{H_{c2}}$

j_{c0} : kriechfreie kritische Stromdichte

U, U' : Aktivierungsenergie für eine Flußbewegung entlang, entgegen des Gradienten der kritischen Stromdichte

An der Irreversibilitätslinie entsprechend einem E -Feld-Kriterium von E_c erhält man unter Vernachlässigung des zweiten Terms und durch Substitution $U \rightarrow U_0$

$$U_0 = kT \ln \frac{\mu_0 H \Omega a_{\Delta}}{E_c} \quad (8.45)$$

Bei Verwendung der Theorie des kollektiven Pinnings ergibt sich der folgende Ausdruck für das Verankerungspotential [48]

$$U_0 = 0.835 k g^2 \xi^{-\frac{3}{2}} \frac{j_{c0}^{\frac{1}{2}}}{(\mu_0 H)^{\frac{1}{4}}} \quad (8.46)$$

$$g^2 : \text{Anzahl der Fluxoide im Bündel} \quad (8.47)$$

Den Zusammenhang mit der reduzierten Temperatur $\tau = T/T_c$ erhält man mittels der Skalierungsbeziehung

$$j_{c0} = A (H_{c2}(0))^m (1 - \tau)^m H^{\gamma-1} \quad (8.48)$$

$$\begin{aligned}
A &: \text{const.} \\
m, \gamma &: \text{abhängig vom Verankerungsdefekt} \\
H_{c2}(\tau) &= H_{c2}(0)(1 - \tau)
\end{aligned}$$

→ S.59
→ S.59
→ S.59

Einsetzen von Glg.8.48 in Glg.8.46 und Gleichsetzen mit Glg.8.45 liefert als Ausdruck für die Irreversibilitätslinie

$$\begin{aligned}
\mu_0 H &= (1 - \tau)^{\frac{2m}{3-2\gamma}} \left(\frac{K}{T_c} \right)^{\frac{4}{3-2\gamma}} & (8.49) \\
K &= \frac{0.835 g^2 \xi^{-\frac{3}{2}} \sqrt{A H_{c2}(0)}}{\ln\left(\frac{\mu_0 H \Omega a \Delta}{E_c}\right)} \\
\Rightarrow \alpha &= \frac{2m}{3 - 2\gamma}
\end{aligned}$$

(Vergleiche auch [51, 75].)

Kurzgefaßt beschreiben die Exponenten γ , m die Feld- ($j_c(H) \propto H^{\gamma-1}$) beziehungsweise die Temperaturabhängigkeit ($j_c(\tau) \propto H_{c2}^m(0)(1 - \tau)^m$) der kritischen Stromdichte und gehen so in die analytische Beschreibung der IL ein. Die dominanten Verankerungszentren sollten also den Exponenten α der IL bestimmen.

Wichtige Symbole

a_{Δ}	Gitterkonstante (Dreiecksgitter)	m
α	Exponent des IL-Potenzgesetzes	
B	magnetische Flußdichte (innerhalb von Materie)	Vs/m ²
c_L	Lindemann-Zahl	
χ_n	harmonische, magnetische Suszeptibilität	
ΔH	magnetisches Abschirmfeld	A/m
d_F	Filmdicke	m
E	elektrisches Feld	V/m
η	Bruchteil der Bean'schen Penetrationsstromdichte	
f	Frequenz	Hz
H	magnetisches Feld	A/m
H_{Φ}	dosisäquivalentes Magnetfeld	A/m
H_a	äußeres magnetisches Feld	A/m
H_0	intrinsisches Feld der $j_c(H)$ -Abhängigkeit	A/m
H_{AC}	magnetisches Wechselfeld	A/m
H_{DC}	magnetisches Gleichfeld	A/m
$H_{DC,0}$	Vorfaktor des IL-Potenzgesetzes	A/m
j	Stromdichte	A/m ²
j^*	normalisierte Stromdichte, die Einheit ist abhängig von n	
j_c	kritische Stromdichte	A/m ²
$j_{c,0}$	unrelaxierte kritische Stromdichte	A/m ²
$j_{p,Bean}$	kritische Stromdichte bei voller Penetration nach dem Bean-Modell	A/m ²
λ	London'sche Eindringtiefe	m
L_c	longitudinale Korrelationslänge	m
M	Magnetisierung	A/m
μ_0	magnetische Permeabilität	Vs/Am
n	Exponent	
n_{ϕ_0}	Flußquantflächendichte	cm ⁻²
ω	Kreisfrequenz	rad/s
P	Leistung	W
Φ	magnetischer Fluß	Vs
r	Radialkoordinate	m
R_{cyl}	Radius einer zylinderförmigen Probe	m
ρ	elektrische Resistivität	Ωm
ρ_{FF}	'flux-flow' Resistivität	Ωm
ρ_n	normalleitende Resistivität	Ωm
ρ_p	Leistungsvolumendichte	W/m ³
σ	effektive transversale Vortex-Größe	m
T	Temperatur	K

τ
 U

reduzierte Temperatur
Aktivierungsenergie

eV

Literaturverzeichnis

- [1] Anderson, P.W.
Phys.Rev.Lett. 9(1962)309
- [2] Ando, Y.; Kubota, H.; Tanaka, S.
Phys.Rev.Lett.69(1992)2851
- [3] Arndt, T.
Diplomarbeit, Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität
Karlsruhe und Institut für Technische Physik, Kernforschungszentrum
Karlsruhe, 1991
- [4] Arndt, T.; Schauer, W.; Reiner, J.
Physica C 210(1993)417
- [5] Arndt, T.; Schmidt, F.; Reiner, H.; Schauer, W.; Klaumünzer, S.
Proceedings of the 1st European Conference on Applied Superconductivity (EUCAS '93),
Ed.: H.C.Freyhardt, October 4-9, 1993, Göttingen, Germany, p.763
- [6] Arndt, T.; Schmidt, F.; Reiner, H.; Schauer, W.
Proceedings of the 7th International Workshop on Critical Currents (IWCC'93),
January, 23-28, 1994, Alpbach, Austria
- [7] Artemov, A.N.; Grisin, A.M.; Korenviskii, V.N.; Ulyanov, A.N.; Khoklov, V.A.
Int.J.Mod.Phys.B 4(1990)591
- [8] Bean, C.P.
Phys.Rev.Lett. 8(1962)250
- [9] Bean, C.P.
Rev.Mod.Phys. 36(1964)31
- [10] van der Beek, C.J.; Geshkenbein, V.B.; Vinokur, V.M.
Phys.Rev.B 48(1993)3393
- [11] Bednorz, J.G.; Müller, K.A.
Zeitschrift für Physik B 64(1986)189
- [12] Bernhardt, K.; Gross, R.; Hartmann, M.; Huebener, R.P.; Kober, F.; Koelle, D.; Sermet, T.
Physica C 161(1989)468
- [13] Blatter, G.; Feigel'man, M.V.; Geshkenbein, V.B.; Larkin, A.I.; Vinokur, V.M.
"Vortices in High Temperature Superconductors",
Rev.Mod.Phys. 66(1994)1125

- [14] Brandt, E.H.; Indenbom, M.V.; Forkl, A.
Europhys.Lett.22(1993)735
- [15] Buckel, W. — „Supraleitung“, Kap.7.2,
VCH Verlag, Basel, Cambridge, New York, 1990
- [16] Cantoni, M.
„Elektronenmikroskopische Untersuchung der Realstruktur epitaktischer Schichten von Supraleitern des Typs SEBaCuO auf (100)-SrTiO“
Doktorarbeit, ETH Zürich 1993
- [17] Cantoni, M.
„Bericht über die elektronenmikroskopische Untersuchung epitaktischer Filme von $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ und $GdY_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ auf [100] SrTiO₃“
erstellt durch die Gruppe für Elektronenmikroskopie am Laboratorium für Festkörperphysik der ETH Zürich im Auftrag des Institutes für Technische Physik des Kernforschungszentrums Karlsruhe
- [18] Civale, L.; Worthington, T.K.; Krusin-Elbaum, L.; Holtzberg, F.
in "Magnetic Susceptibility of Superconductors and other Spin Systems"
Eds: Hein, R.A. et al., Plenum Press, New York, 1991
- [19] Crabtree, G.W.; Kwok, W.K.; Welp, U.; Downey, J.; Fleshler, S.; Vandervoort, K.G.
Physica C 185(1991)282
- [20] Däumling, M.; Larbalestier, D.C.
Phys.Rev.B 40(1989)9350
- [21] Dekker, C.; Koch, R.H.; Oh, B.; Gupta, A.
Physica C 185(1991)1799
- [22] Dekker, C.; Wöltgens, P.J.M.; Koch, R.H.; Hussey, B.W.; Gupta, A.
Phys.Rev.Lett.69(1992)2717
- [23] Dengler, J.; Errman, G.; Kaner, N.; Ritter, G.; Hensel, B.; Kraus, M.; Kreiselmeyer, G.; Saemann-Ischenko, G.; Klaumünzer, S.; Roas, B.
Hyperfine Interactions 70(1992)921
- [24] Dunn, W.I.; Hlawiczka, P.
Brit.J.Appl.phys. (J.Phys.D) 1(1968)1469
- [25] Evetts, J.E.; Campbell, A.M.
in "Concise Encyclopedia of Magnetic and Superconducting Materials",
Ed.: Jan Evetts, Pergamon Press, Oxford, 1992, p.95
- [26] Farrell, D.E.
"Transformations of the vortex solid" in
"Physical Properties of High Temperature Superconductors IV",
Ed.: Ginsberg, D.M.; World Scientific 1994, Singapore

- [27] Feigel'man, M.V.; Geshkenbein, V.B.; Larkin, A.I.
Physica C 167(1990)177
- [28] Fisher, D.S.; Fisher, M.P.A.; Huse, D.A.
Phys.Rev.B 43(1991)130-159
- [29] Glatzer, D.; Forkl, A.; Theuss, H.; Habermaier, H.U.; Kronmüller, H.
Phys.stat.sol.(b)170(1992)549
- [30] Gurevich, A.; Küpfer, H.; Runtsch, B.; Meier-Hirmer, R.; Lee, D.; Salama, K.
Phys.Rev.B 44(1991)12090
- [31] Hott, R.; Rietschel, H.; Sander, M.
Phys.Bl. 48(1992)355
- [32] Ishida, T.; Mazaki, H.
J.Appl.Phys. 52 11(1981)6798
- [33] Ishida, T.; Goldfarb, R.B.; Okayasu, S.; Kazumata, Y.; Franz, J.; Arndt, T.; Schauer, W.
"Harmonic and Static Susceptibilities of $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ "
The series of Materials Science Forum; Trans Tech Publications, Aedermannsdorf, Switzerland;
Editors: Pouch, J.J.; Alterovitz, S.A.; Romanofsky, R.R.
NASA Lewis Research Center, Cleveland, Ohio 44135, USA
- [34] Jahn, W.; Zhukov, A.A.; Küpfer, H.; Wolf, T.
Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 20.-24. März 1995, Berlin
- [35] Jeffries, C.D.; Lam, Q.H.; Kim, Y.; Bourne, L.C.; Zettl, A.
Phys.Rev.B 37(1988)9840
- [36] Lam, Q.H.; Jeffries, C.D.
Phys.Rev.B 39(1989)4772
- [37] Jeffries, C.D.; Lam, Q.H.; Kim, Y.; Zettl, A.; Klein, M.P.
Phys.Rev.B 39(1989)11526
- [38] Ji, L.; Sohn, H.; Spalding, C.; Lobb, C.J.; Tinkham, M.
Phys.Rev.B 40(1989)10936
- [39] Kim, Y.B.; Hempstead, C.F.; Strnad, A.R.
Rev.Mod.Phys. 36(1964)43
- [40] Koch, R.H.; Foglietti, V.; Gallagher, W.J.; Koren, G.; Gupta, A.; Fisher, M.P.A.
Phys.Rev.Lett. 63(1989)1511
- [41] Krusin-Elbaum, L.; Civale, L.; Holtzberg, F.; Malozemoff, A.P.; Feild, C.
Phys.Rev.Lett.67(1991)3156

- [42] Krusin-Elbaum, L.; Civale, L.; Blatter, G.; Marwick, A.D.; Holtzberg, F.; Feild, C.
Phys.Rev.Lett. 72(1994)1914
- [43] Küpfer, H.
"Initial Time Measurement of Magnetic Relaxation"
Proceedings of the 1992 T_CSUH Workshop on HTS Materials, Bulk Processing & Bulk Applications
Houston, Texas 27-28 Februar 1992,
Edts.: Chu, C.W.; Chu, W.K.; Hor, P.-H.; Salama, K.
- [44] Küpfer, H.
private Mitteilung
- [45] Kwok, W.K.; Fleshler, S.; Welp, U.; Vinokur, V.M.; Downey, J.; Crabtree, G.W.; Miller, M.
Phys.Rev.Lett.69(1992)3370
- [46] Leghissa, M.; Königer, A.; Lippert, M.; Dorsch, W.; Kraus, M.; Saemann-Ischenko, G.
Z.Phys.B 92(1993)163
- [47] Mannhardt, J.; Anselmetti, D.; Bednorz, J.G.; Catana, A.; Gerber, Ch.; Müller, K.A.; Schlom, D.G.
Z.Phys.B 86(1992)177
- [48] Matsushita, M.; Fujiyoshi, T.; Toko, K.; Yamafuji, K.
Appl.Phys.Lett.56(1990)2039
- [49] Matsushita, T.; Otabe, E.S.; Ni, B.; Kimura, K.; Hashimoto, M.; Küpfer, H.
Physica C 196(1992)98
- [50] Matsushita, T.; Matsuda, A.; Yanagi, K.
Physica C 213(1993)477
- [51] Matsushita, T.; Matsuda, A.
"Flux creep in the vicinity of irreversibility lines"
in "Advances in Superconductivity V", Proc.5.ISS, 16.11.92, Kobe, Japan Eds: Bando, Yamauchi
- [52] Maxwell, E.; Strongin, M.
Phys.Rev.Lett.6(1963)212
- [53] Müller, K.-H.
Physica C 159(1989)717
- [54] Nelson, D.R.; Vinokur, V.M.
Phys.Rev.Lett.68(1992)2398
- [55] Nelson, D.R.; Vinokur, V.M.
Phys.Rev.B 48(1993)13060

- [56] Neminsky, A.; Dumas, J.; Thrane, B.P.; Schlenker, C.; Karl, H.; Stritzker, B.
Phys.Rev.B 50(1994)3307
- [57] Peterson, R.L.; Ekin, J.W.
Phys.Rev.B 37(1988)16
- [58] Polak, M.; Windte, V.; Schauer, W.; Reiner, J.; Gurevich, A.; Wühl, H.
Physica C 174(1992)14
- [59] Poulin, G.D.; Preston, J.S.; Strach, T.
Phys.Rev.B 48(1993)1077
- [60] Ricketts, B.W.; Müller, K.-H.; Driver, R.
Physica C 183(1991)17
- [61] Schlom, D.G.; Anselmetti, D.; Bednorz, J.G.; Broom, R.F.; Catana, A.; Frey, T.; Gerber, Ch.; Güntherodt, H.-J.; Lang, H.P.; Mannhardt, J.
Z.Phys.B 86(1992)163
- [62] Song, L.W.; Yang, M.; Chen, E.; Kao, Y.H.
Phys.Rev.B 45(1992)3083
- [63] Theuss, H.; Forkl, A.; Kronmüller, H.
Physica C 190(1992)345
- [64] Tinkham, M.
"Introduction to Superconductivity" , McGraw Hill 1975
- [65] Triscone, J.-M.; Antognazza, L.; Brunner, O.; Mieville, L.; Karkut, M.G.; van der Linden, P.; Perenboom, J.A.A.J.; Fischer, O.
Physica C 185-189(1991)210
- [66] Wahid, S.F.; Jaggi, N.K.
Physica C 170(1990)395
- [67] Watanabe, H.; Kabius, B.; Urban, K.; Roas, B.; Klaumünzer, S.; Saemann-Ischenko, G.
Physica C 179(1991)75
- [68] Wiesinger, H.P.; Sauerzopf, F.M.; Weber, H.W.
Physica C 203(1992)121
- [69] Windte, V.
Doktorarbeit 1992, Kernforschungszentrum Karlsruhe und Universität Karlsruhe, Institut für Technische Physik
- [70] Majhofer, A.; Wolf, T.; Dieterich, W.
Phys.Rev.B 44(1991)9634
- [71] Wolfus, Y.; Abulfia, Y.; Klein, L.; Larkin, V.A.; Shaulov, A.; Yeshurun, Y.; Konczykowski, M.; Feigel'man, M.
Physica C 224(1994)213

- [72] Xenikos, D.G.; Lemberger, T.R.
Phys.Rev.B 41(1990)869
- [73] Yamamoto, K.; Mazaki, H.; Yasuoka, H.; Terashima, T.;Bando, Y.
Physica C 9(1992)47
- [74] Yamamoto, K.; Mazaki, H.; Yasuoka, H.; Katsuyama, S.;Kosuge, K.
Phys.Rev.B 46(1992)1122
- [75] Yeshurun, Y.; Malozemoff, A.P.
Phys.Rev.Lett.60(1988)2202