

KfK 5189
September 1993

Kritische Ströme und Energiedissipation in $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Schichten

C. V. Windte
Institut für Technische Physik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

Kernforschungszentrum Karlsruhe
Institut für Technische Physik

KfK 5189

**Kritische Ströme und Energiedissipation in
 $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ - Schichten***

Carl Volker Windte

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

*von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe genehmigte Dissertation

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

ISSN 0303-4003

Critical Currents and Energy Dissipation in $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ Films

Abstract

The critical current density j_c of patterned YBaCuO thin film samples and the electric field E seen by the superconductor were calculated from data of magnetization loops, external magnetic field sweeps and relaxation, respectively. Data were taken at 77 K up to external magnetic fields of 150 mT with a sensitive Hall probe detecting the magnetic fields of the screening currents of the sample. The $E(j)$ characteristic could be determined over six decades of magnitude of E ($10^{-7} \mu\text{V}/\text{cm} < E < 10^{-1} \mu\text{V}/\text{cm}$). These characteristics permit the comparison with theoretical pictures: They are incompatible with Kim- Andersons flux- creep and a power law behaviour. The characteristics are compatible with the vortex- glass or the collective pinning ansatz. There exists a limiting critical current beyond no known theoretical picture describes the $E(j)$ characteristic.

Kurzfassung

Die kritische Stromdichte j_c von strukturierten YBaCuO- Dünnschichtproben und das elektrische Feld E im Supraleiter wurden aus Daten von Magnetisierungskurven, bzw. Sweep- Raten des externen magnetischen Feldes und Relaxation berechnet. Die Daten wurden bei 77 K bis zu externen magnetischen Feldern von 150 mT mit einer empfindlichen Hallsonde aufgenommen, die das magnetische Feld der in der Probe fließenden Abschirmströme detektierte. Die $E(j)$ - Charakteristik des Supraleiters konnte über 6 Größenordnungen des elektrischen Feldes induktiv ($10^{-7} \mu\text{V}/\text{cm} < E < 10^{-1} \mu\text{V}/\text{cm}$) bestimmt werden. Die Charakteristiken erlauben den Vergleich mit theoretischen Modellvorstellungen: Sie sind nicht vereinbar mit dem Flußkriechen von Kim und Anderson und nicht mit einem Potenzverhalten. Die Charakteristiken sind vereinbar mit dem Vortex- Glas- Modell oder dem Ansatz des kollektiven Pinning. Es existiert ein kritischer Strom, oberhalb dessen kein theoretisches Modell die gemessene $E(j)$ - Charakteristik beschreibt.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Einleitung	1
1. Relaxation und Dissipationsmechanismen	5
1.1 Dissipationsprozesse	5
1.2 Allgemeine Problematik der induktiven Messung	13
2. Herstellung, Charakterisierung und Aufbereitung der $Y_1Ba_2Cu_3O_{7.8}$- Schichten	19
2.1 Herstellung von $Y_1Ba_2Cu_3O_{7.8}$ - Schichten	19
2.2 Charakterisierung der Schichten	23
2.3 Mikrostrukturierung	26
3. Die resistive Messung	29
3.1 Aufbau	29
3.1 Ergebnisse	32
4. Die induktive Messung	37
4.1 Beschreibung des experimentellen Aufbaus	37
4.2 Durchgeführte Experimente	39
4.3 Qualitative Ergebnisse	43
4.4 Quantitative Auswertung der induktiven Messung	47
4.5 Kompatibilitätsexperimente	55
5. Ergebnisse und Diskussion	58
5.1 Messungen	58
5.2 Diskussion	70
5.3 Zusammenfassung	73
Literaturverzeichnis	75

Einleitung

Die in den letzten Jahren entdeckten keramischen Hoch- T_c - Supraleiter weisen zahlreiche physikalische Eigenschaften auf, die an den "klassischen" Supraleitern nicht, oder nur um Größenordnungen vermindert zu beobachten sind. Die Vielzahl dieser Eigenschaften läßt sich in drei Bereiche ordnen:

- (1) die Anisotropie vektorieller kritischer Größen, wie B_{c2} /1/, J_c /2/, thermische Längenausdehnung /3/, Elastizität /4/, spezifischer Widerstand /5/
- (2) Granularität /6/
- (3) das zeitliche Abklingen des magnetischen Momentes aufmagnetisierter Proben: Relaxation /7/

Für diese drei Klassen von Phänomenen werden drei unterschiedliche Ursachen angenommen. Für (1) macht man die Orthorhombizität der Elementarzelle und die anisotrope ketten- bzw. flächenhafte Struktur der CuO- Konstituenten verantwortlich. Die Ursachen der extrem hohen kritischen Felder von B_{c2} /1/ sind nach der Ginzburg- Landau- Theorie sehr kleine Kohärenzlängen von einigen Angström. Diese führen zur Granularität (2): Die Ausdehnung der mit planaren Defekten wie Korngrenzen, inneren Oberflächen und Zwillings Ebenen verbundenen kristallinen Unordnung (senkrecht zur Fläche des Defekts) ist typischerweise von der Größe einiger Gitterabstände und damit vergleichbar der Kohärenzlänge. Dieser Unterschied zu klassischen Supraleitern führt zum Verlust der Phasenkohärenz im supraleitenden Elektronensystem: Der Supraleiter zerfällt in räumliche Bereiche, die durch schwache Kopplung miteinander verbunden sind /8/. Daraus resultiert die Ausbildung zweier Stromsysteme: Eines topologisch geschlossenen intragranularen Stromes und eines intergranularen Stromes /9/, welcher über die Stellen schwacher Kopplung, die "weak- links " hinwegfließt und den makroskopischen Transportstrom bestimmt.

Die unter (3) gefaßten Phänomene werden allgemein in Verbindung gebracht mit der hohen Betriebstemperatur des Supraleiters und den damit zusammenhängenden hohen thermischen Energien. Diese sind nicht mehr klein im Vergleich mit den Energien, die man im Zusammenhang mit dem Flußliniengitter und der Wechselwirkung des Flußliniengitters mit dem Kristall sinnvoll definieren kann, - im Unterschied zu den "klassischen" Supraleitern.

Schwerpunktmäßig beschäftigt sich vorliegende Arbeit mit den unter (3) beschriebenen Phänomenen. Die wesentlichen Beobachtungen, die im Zusammenhang mit (3) eine Rolle spielen, sind folgende:

1. Das magnetische Moment eines aufmagnetisierten Supraleiters zerfällt im Laufe der Zeit /7/.
2. Die bei der resistiven Bestimmung von J_c aufgezeichneten Strom-Spannungscharakteristiken sind nicht durch einen mehr oder weniger deutlich ausgeprägten Sprung von J an der Phasengrenze des supraleitenden Übergangs, sondern durch ein breites, stetiges Anwachsen der gemessenen Spannung mit steigendem Transportstrom charakterisiert /10/.
3. Mißt man bei fester Temperatur das magnetische Moment in Abhängigkeit vom äußeren Feld B_e , so ist die Aufspaltung der Magnetisierungskurve abhängig von der sweep- Rate dB_e/dt des äußeren Feldes /11/.
4. Supraleitende Transportströme J werden bereits weit unterhalb des oberen kritischen Feldes B_{c2} bei einem Feld B_{irr} unmeßbar klein /12/.
5. Oberhalb des Feldes B_{irr} verschwindet die Hysterese der Magnetisierungskurve.
6. Die resistiven Übergänge verbreitern sich bei größer werdendem äußeren Feld /13,14/.

In diesen Tatsachen spiegeln sich folgende typischen Eigenschaften der Hochtemperatursupraleiter: 2. zeigt, daß der Supraleiter unterhalb der Phasengrenze bei endlichen Temperaturen stets einen endlichen elektrischen Widerstand $\rho(J)$ hat, der durch die Messung des Zusammenhangs von elektrischem Feld E und der Stromdichte J ($E(J)$ - Charakteristik) bestimmt werden kann. Durch elektrodynamische Überlegungen lassen sich 1. 2. und 3. miteinander verknüpfen. Aufgrund von 4. und 5. wird phänomenologisch (d.h. aus der Messung, von einem Modell unabhängig) das sogenannte Irreversibilitätsfeld B_{irr} definiert. Im B - T - Phasengebiet definiert es unterhalb der Phasengrenze eine kriteriumsabhängige Linie, genannt „Irreversibilitätslinie“ (IL), oberhalb der ein anderer $E(J)$ - Zusammenhang beobachtet wird.

Verschiedene mikroskopische Modelle, die die Existenz des Widerstandes sowie der IL verständlich machen, resultieren in verschiedenen $E(J)$ - Charakteristiken

des Materials, so daß durch Messung derselben eine Unterscheidung der vorgeschlagenen Modelle möglich sein sollte. Dies soll in der vorliegenden Arbeit versucht werden.

Ideal geeignete Untersuchungsobjekte für diese Thematik sind Proben in Form von dünnen Filmen. In diesem Fall sind die Ergebnisse ohne Berücksichtigung der aus Anisotropie (1) und Granularität (2) folgenden Effekte interpretierbar:

Die untersuchten Filme sind, wie aus Röntgenbeugungsmessungen hervorgeht, hochtexturiert, so daß die Messungen der vektoriellen Größen $\mathbf{E}(\mathbf{J})$ und der magnetischen Momente sich exakt auf die kristallographische c -Achsenorientierung der Probe im externen Feld \mathbf{B}_e beziehen lassen, ein Vorteil, den in dieser Schärfe weder schmelztexturierte noch irgendwelche gesinterten bulk- Proben bieten. (Die Zusammenhänge der vektoriellen Größen reduzieren sich dann auf skalare Abhängigkeiten. z. B.: $\rho \rightarrow \rho$)

Wie aus einem einfachen, aber wichtigen Demonstrationsexperiment qualitativ hervorgeht, muß man auch die Granularität nicht berücksichtigen, denn die Filme sind bei der Meßtemperatur und den angelegten Feldern nicht granular (genauer: der Anteil der intragranularen Ströme am magnetischen Moment der Probe ist unmeßbar klein.). Damit entfällt bei Magnetisierungsmessungen die Notwendigkeit das gemessene Gesamtmoment als Integral einer topologisch komplizierten und undefinierten intra- und intergranularen Stromdichteverteilung darzustellen: Das gemessene Feld der magnetisierten Schichtprobe ist als Feld eines makroskopischen Stromsystems interpretier- und darstellbar.

Durch Mikrostrukturierung ist es möglich, der Stromverteilung eine einfache Topologie aufzuzwingen, so daß der Zusammenhang zwischen Stromverteilung und Außenfeld der Probe analytisch einfach anzugeben ist.

Vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: In Kap.1.1 werden die mikroskopischen Modelle von Dissipationsprozessen diskutiert, die die Existenz einer $\mathbf{E}(\mathbf{J})$ -Charakteristik verständlich machen. Mit Kap.1.2 schließt sich eine Diskussion der allgemeinen Problematik an, diese Modelle in einen Zusammenhang mit der Messung des magnetischen Momentes zu setzen. Dieser Zusammenhang ist zwar physikalisch einfach, aber quantitativ exakt nur in Spezialfällen angebar, weshalb die in der Literatur präsentierten Messungen mit zunächst schwer abzuschätzenden Unsicherheiten behaftet sind. In Kap.2 wird über die Herstellung, Charakterisierung und Aufbereitung (Mikrostrukturierung) der

untersuchten Proben berichtet. Die resistive Messung ist Gegenstand in Kap.3. Es zeigt sich, daß die resistive Messung zu unempfindlich ist, um zur Beantwortung der gestellten Frage (welcher Dissipationsmechanismus vorliegt) beizutragen; sie gestattet jedoch, die Lage der Irreversibilitätslinie zu bestimmen und damit sicherzustellen, daß die induktiven Messungen (Kap. 4) im relevanten Gebiet des Phasendiagramms, nämlich weit unterhalb der IL stattgefunden haben. In Kap.5 werden die Ergebnisse präsentiert und im Zusammenhang mit Fragestellung und Literatur diskutiert.

1. Relaxation und Dissipationsmechanismen

Das magnetische Moment \mathbf{m} [Am²] eines Stückes magnetisierter Materie stellt sich dar als das Volumenintegral über die Magnetisierung $\mathbf{M} = \mathbf{r} \times \mathbf{J}$:

$$\mathbf{m} = \int_V \mathbf{r}(\mathbf{r}') \times \mathbf{J}(\mathbf{r}') dV \quad (1.1),$$

wobei \mathbf{J} [A/m²] die die Magnetisierung erzeugende Stromdichte ist. Beobachtet man mit einem Magnetometer das Moment einer supraleitenden Probe bei konstanter Temperatur und konstantem äußeren Feld, stellt man fest, daß \mathbf{m} eine Funktion der Zeit ist: $\mathbf{m} = \mathbf{m}(t)$. Unter der Annahme, daß die Form der untersuchten Probe sich im Beobachtungszeitraum nicht ändert, folgt aus (1.1), daß auch die Stromdichteverteilung $\mathbf{J}(\mathbf{r})$ im Supraleiter eine Funktion der Zeit ist: $\mathbf{J} = \mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$. Aus den Maxwellgleichungen $\text{rot} \mathbf{E} = -d\mathbf{B}/dt$ und $\text{rot} \mathbf{H} = \mathbf{J}$ erhält man mit $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$

$$\Delta \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} \quad (1.2).$$

Weil die rechte Seite von (1.2) nicht verschwindet, ist die Gleichung nicht trivial lösbar, und somit existiert in der Probe ein elektrisches Feld $\mathbf{E} = \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$. Mit anderen Worten: Für das supraleitende Material gibt es einen $\mathbf{E}(\mathbf{J})$ -Zusammenhang, der stets als

$$\mathbf{E} = \rho(\mathbf{r}, \mathbf{J}) \mathbf{J} \quad (1.3)$$

mit einem spezifischen stromabhängigen elektrischen Widerstand $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{J})$ geschrieben werden kann. Umgekehrt führt die $\mathbf{E}(\mathbf{J})$ - Charakteristik (1.3) über (1.2) auf eine Stromdichteverteilung und schließlich mit (1.1) eindeutig zu einem zeitabhängigen Moment.

(1.3) ist eine Beziehung zwischen lokalen Größen, d.h. $\rho(\mathbf{r})$ hängt nicht ab von der äußeren Gestalt der Probe, oder von den Anfangsbedingungen des Experimentes, beschreibt also eine intrinsische Eigenschaft des Materials, die aus dort ablaufenden mikroskopischen Prozessen resultiert. Als eine homogene Probe wird man eine solche bezeichnen, bei der ρ an jeder Stelle gleich ist, also $\text{grad} \rho = 0$.

1.1 Dissipationsprozesse

Verschiedene Modellvorstellungen über den im Material ablaufenden Dissipationsmechanismus resultieren in verschiedenen $\mathbf{E}(\mathbf{J})$ - Charakteristiken.

Über derartige Dissipationsmechanismen gibt es eine umfangreiche Literatur, deren Grundlagen und Ergebnisse hier kurz notiert werden sollen.

a) Das Modell von Sun

Sun et al /15/ betrachten eine makroskopische supraleitende Probe als zusammengesetzt aus räumlichen Bereichen unterschiedlicher kritischer Stromdichte. Fließt ein Strom I durch die Probe, so gibt es stets Bereiche, für die $I > I_c$, die sich also in der Normalleitung befinden. Andere Bereiche sind supraleitend: $I < I_c$. Weil die Bereiche elektrisch miteinander verbunden sind, kann man die Probe als Netzwerk parallel und in Reihe geschalteter Widerstände auffassen, zu dem die supraleitenden Elemente nichts beitragen. Nimmt man eine Gauß'sche Häufigkeitsverteilung $h(I_c)$ an, wobei h die Häufigkeit der Widerstände mit kritischem Strom I_c ist, so folgt aus der Berechnung des Gesamtwiderstandes des Netzwerkes eine $E(J)$ -Charakteristik der Form

$$E = \alpha J^n \quad (1.1.1),$$

wobei $\alpha = \alpha(B, T)$, der Exponent $n = n(B, T)$ durch

$$n = \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{1}{\left(\frac{J_c}{\sigma}\right)^2} \quad (1.1.2)$$

gegeben ist und σ die Breite der angenommenen Verteilung angibt.

Dieses Konzept wurde von Hampshire und Jones /16/ ausgearbeitet, um das Verhalten von Nb_3Sn Bandleitern zu beschreiben.

Alle anderen Modelle basieren auf der Dissipation, die mit der Bewegung von magnetischem Fluß durch den Supraleiter verbunden ist. Beim Verschieben einer Flußlinie durch den Supraleiter durchläuft das gesamte System eine Folge thermodynamischer Nichtgleichgewichtszustände. Dabei wird Entropie erzeugt und damit eine Energiemenge dissipiert, die in erster Näherung proportional der Geschwindigkeit v der Flußbewegung ist.

b) flux-flow

Der einfachste dissipative Prozeß ist der des flux-flow /17/. Unter dem Einfluß einer Lorentzkraft F_L , die von einem Strom $I > I_c$ herrührt, wird die Flußlinie mit einer Restkraft $F_R = F_L - F_{\text{Haft}} \sim I R = I - I_c$ durch den Supraleiter getrieben und erreicht schließlich eine konstante Geschwindigkeit v , wenn die Arbeit, die von

F_R geleistet wird, genauso groß ist, wie die dissipierte Energie. Wegen $F_R \sim v$ und $F_R \sim I_R$ folgt für die Dissipationsleistung $P = F_R \cdot v = k \cdot I_R^2$, wobei k eine stromunabhängige Konstante von der Dimension eines Widerstandes ist. Man erhält

$$E = \rho_{ff} (J - J_c) \quad (1.1.3),$$

mit einem konstanten stromdichteunabhängigen spezifischen flux-flow-Widerstand ρ_{ff} .

c) Das „klassische“ Kim-Anderson-Modell (KAM) und seine Modifikationen
Die älteste Modellvorstellung, die die Bewegung von magnetischem Fluß bei Stromdichten $J < J_c$ beschreibt, ist das Modell des thermisch aktivierten Flußkriechens von Kim und Anderson /18,19/. Man betrachtet dabei ein Teilchen in einem Potential der Tiefe U_0 , das diesem aufgrund thermischer Bewegung zu entkommen sucht. Die Hüpftrate, mit der das gelingt, ist

$$R = \Omega_0 e^{-\frac{U_0}{kT}} \quad (1.1.4),$$

wobei Ω_0 die Anzahl der in der Sekunde unternommenen Versuche bezeichnet. Wird durch eine Kraft an dem Teilchen zusätzlich Arbeit geleistet, so beträgt die Hüpftrate in Richtung der Kraft, bzw. in der entgegengesetzten Richtung

$$R_{\pm} = \Omega_0 e^{-\frac{U_0 \pm \Delta W}{kT}} \quad (1.1.5),$$

so daß eine Nettohüpftrate in Kraftrichtung von

$$R = 2\Omega_0 e^{-\frac{U_0}{kT}} \sinh\left(\frac{\Delta W}{kT}\right) \quad (1.1.6)$$

resultiert. Multipliziert man R mit einer durchschnittlichen Hüpfweite a_0 , so ergibt sich eine Durchschnittsgeschwindigkeit v des Teilchens.

In Bezug auf den Supraleiter werden nun folgende Identifikationen vorgenommen: Das Teilchen wird mit einer Flußlinie, bzw. bei höheren Feldern, bei denen die Flußlinien überlappen und miteinander wechselwirken, mit einem Bündel von Flußlinien /20/ identifiziert. Das Potential U_0 ist im Falle einer Flußlinie realisiert durch ein wirksames Pinningzentrum, im Falle des

Flußbündels beschreibt U_0 den Unterschied der freien Energie zwischen der Lage des Flußbündels im ungestörten pinning- freien und der im gestörten Kristall. Die Arbeit ΔW am Fluß ist proportional der Lorentzkraftdichte $f_L = JB$, also

$$\Delta W = JBA \quad (1.1.7),$$

wobei der Proportionalitätsfaktor $A = Vd$ das Produkt aus dem Volumen V des aktivierten Flußbündels und einer linearen Abmessung des Potentials („Wirklänge“) ist. Im Gleichgewicht zwischen Lorentzkraft und Haftkraft gilt:

$$U_0 = \Delta W_{max} = J_{c0} BA \quad (1.1.8),$$

wobei J_{c0} die größte, nicht relaxierte Stromdichte im Supraleiter bei gegebenen Werten von Feld und Temperatur ist. Mit (1.1.8) läßt sich A aus (1.1.7) eliminieren:

$$\Delta W = U_0 \frac{J}{J_{c0}} \quad (1.1.9).$$

Die Bewegung von magnetischem Fluß mit der Geschwindigkeit v im Feld B erzeugt ein elektrisches Feld der Größe

$$E = -vB \quad (1.1.10).$$

Ersetzt man v durch $a_0 R$, so erhält man mit (1.1.6) eine $E(J)$ - Charakteristik :

$$E = 2a_0 \Omega_0 B e^{-\frac{U_0}{kT}} \sinh\left(\frac{U_0}{kT} \frac{J}{J_{c0}}\right) \quad (1.1.11).$$

Aus vorstehender Überlegung ergibt sich direkt der Gültigkeitsbereich der Charakteristik, weil stets $U_0 > \Delta W$ gelten muß; andernfalls wäre die am Fluß verrichtete Arbeit größer als das Haftpotential und der Fluß bewegt sich nicht mehr durch thermisch angeregtes Hüpfen weiter, sondern durch Wirken einer Lorentzkraft, die größer ist als die kritische, deren Größe durch die maximale Haftkraft gegeben ist (flux- flow). Für ein Experiment, mit dem man die $E(J)$ - Charakteristik bestimmt, ergibt sich daraus folgendes: Bei der Stromdichte J , bei der die beobachtete Charakteristik von (1.1.11) abweicht, ist J_{c0} erreicht und

damit bestimmt. Wenn man dann für $J < J_{c0}$ aus der Messung das Argument des sinh bestimmt, erhält man U_0 und bei bekanntem Feld B das Produkt $a_0 * \Omega_0$.

Für große Argumente x reduziert sich $\sinh x$ auf $0.5 * \exp x$ und (1.1.11) auf

$$E = a_0 \Omega_0 B e^{-\frac{U_0}{kT} + \frac{U_0 J}{kT J_{c0}}} \quad (1.1.12).$$

$U_0/kT * J/J_{c0} \gg 1$ bedeutet wegen $J/J_{c0} < 1$ stets $U_0 \gg kT$ und für die Stromdichte $J_{c0} * kT/U_0 < J < J_{c0}$.

Für kleine Argumente x reduziert sich $\sinh x$ auf x und (1.1.11) auf

$$E = 2a_0 \Omega_0 B e^{-\frac{U_0}{kT} \frac{U_0 J}{J_{c0}}} \quad (1.1.13).$$

$U_0/kT * J/J_{c0} < 1$ bedeutet $J < J_{c0} * kT/U_0$. Entweder sind dann die thermischen Energien vergleichbar mit U_0 , d.h., daß man in der Nähe der IL mißt, oder es gilt $U_0 > kT$ (also fern von der IL), wobei dann die Stromdichte J verglichen mit J_{c0} sehr klein ist.

Vom KAM ist nicht zu erwarten, daß es die Messungen an einem realen Supraleiter in Einzelheiten richtig wiedergibt. Es eignet sich jedoch dazu, die einzelnen Punkte zu markieren, die zu modifizieren sind, um zu realistischeren Modellen zu kommen.

Das Modell wird als unvollständig empfunden, weil es keine explizite Aussage über die Temperaturabhängigkeit der Aktivierungsenergie U_0 enthält und deshalb mit jeder beliebigen Temperaturabhängigkeit von U_0 verträglich ist. Ein erster Versuch von Hagen und Griessen /21/, diesen Mangel zu beheben, bestand darin, nicht nur eine einzige Aktivierungsenergie zuzulassen, sondern eine Häufigkeitsverteilung $h(U_0)$ (vgl. auch /22/). Diese Annahme stellt insofern eine wirklichkeitsnähere Beschreibung eines Supraleiters dar, als nicht anzunehmen ist, daß alle pinnenden Defekte im Material von gleicher Art und Größe sind. Läßt man eine derartige Verteilung zu, enthält das Modell zwar immer noch keine explizite Temperaturabhängigkeit von U_0 , aber eine solche ergibt sich aus dem für die Relaxationsmessung zur Verfügung stehendem Zeitfenster (s. Kap. 1.2). Eine derartige Erklärung der Temperaturabhängigkeit von U_0 , die ihre Ursache nicht in einem physikalischen Modell, sondern in der Art und Weise der Messung findet, ist von Keller /23/ einleuchtend kritisiert worden. Obwohl Hagen und

Griessen ihre Annahme im Hinblick auf dieses Problem formulierten, ergeben sich auch für die hier interessierende E(J)- Charakteristik weitreichende Konsequenzen: bei lokal unterschiedlich tiefen Potentialen U_0 ist die kritische lokale Stromdichte J_{c0} verschieden, so daß sich bei einer aufgeprägten Stromdichte J Teile des Flußliniengitters bereits im flux- flow befinden. Die gemessene Charakteristik stellt demnach eine Mischung aus creep- und flow- Charakteristik dar, deren Anteile durch J und durch die Verteilung der Aktivierungsenergie bestimmt sind. Die experimentelle Überprüfung dieses Modells ist schwierig, da zum einen jede beliebige Charakteristik, die von (1.1.11) abweicht, mit ihm kompatibel ist, d. h. zu jeder gemessenen derartigen E(J)- Abhängigkeit eine Verteilung $h(U_0)$ konstruiert werden kann, die sie reproduziert und zum anderen kaum eine Möglichkeit besteht, die Verteilung unabhängig zu bestimmen. Letzteres hieße, in einer vorgelegten Probe Anzahl, Ausdehnung und Art der pinnenden Defekte zu ermitteln. Weil entsprechende Untersuchungen kaum durchgeführt werden können, kann das Modell nicht überprüft werden und ist deshalb von geringerem Interesse.

Ähnliches gilt für den BLW (Beasley Labusch Webb)- Effekt, wie er von Welch /24/ diskutiert wird, woraus ebenfalls keine explizite Temperaturabhängigkeit für U_0 folgt. Er modifiziert die Form des Potentials, in dem die Flußlinie lokalisiert ist:

Die Energiebarriere, die eine Flußlinie durch thermische Aktivierung beim creep überwinden muß, ist gegeben durch den Unterschied ΔF ihrer maximalen und minimalen freien Energie F . Bei Abwesenheit von Lorentzkraft sei diese gegeben durch $F(x)=u(x)$, wobei $u(x)$ die symmetrische Form des Potentials mit dem Mittelpunkt $x=0$ angebe. Durch Anlegen einer Lorentzkraft ergibt sich die freie Energie zu $F(x)=u(x)-JBVx$. Die zu überspringenden Energiebarrieren $\Delta F_{\rightleftharpoons}$ sind in Richtung (\rightarrow) und Gegenrichtung (\leftarrow) der Lorentzkraft durch

$$\Delta F_{\rightleftharpoons} = F_{\max\rightleftharpoons} - F_{\min\rightleftharpoons} = u(x_{\max\rightleftharpoons}) - u(x_{\min\rightleftharpoons}) - (x_{\max\rightleftharpoons} - x_{\min\rightleftharpoons}) JBV \quad (1.1.14)$$

gegeben, wobei an den Stellen $x_{\max\rightleftharpoons}$ bzw. $x_{\min\rightleftharpoons}$ die entsprechenden Maxima, bzw. Minima der freien Energie liegen. Nur für ein Dreieckspotential $u(x)=c*x$ (für $|x|<d$), $u(x)=c*d=U_0$ (für $|x|>d$) ergibt sich ΔF zu $\Delta F_{\rightleftharpoons} = U_0 \mp JBVd$, also zu dem Ausdruck, der nach (1.1.5) im KAM Verwendung findet. In allen anderen Fällen wird die Differenz $\Delta u = u_{\max} - u_{\min}$ bei nichtlinearem $u(x)$ nichtlinear abhängig von der Stromdichte J , so daß eine E(J)- Charakteristik der Form

$$E = a_0 \Omega_0 B \left(e^{\frac{\Delta F_{\rightarrow}}{kT}} - e^{-\frac{\Delta F_{\leftarrow}}{kT}} \right) \quad (1.1.15)$$

resultiert, die sich ohne Kenntnis von $u(x)$ nicht weiter zusammenfassen läßt.

d) Kollektives Pinning (KP)

Das KAM stellt ein Einteilchenproblem dar, indem alle im Supraleiter ablaufenden Hüpfprozesse voneinander unabhängig und somit unkorreliert sind. Das gilt auch für den Fall, in dem das hüpfende Teilchen aus einem Flußbündel, also einer korrelierten Anordnung von Flußlinien besteht, solange es nur als Ganzes hüpfert und sich während des Prozesses nicht verändert. Formal bedeutet dies, daß man die freie Energie F_s des Gesamtsystems als einfache Summe der freien Energien der einzelnen Teilchen schreiben kann: $F_s = \sum_i F_i$, wobei $F_i = u(x)$ (ohne Lorentzkraft, i nummeriert die Teilchen). Zum kollektiven Pinning gelangt man, wenn man das gesamte wechselwirkende System aus Flußlinien im gestörten Kristall betrachtet. Die freie Energie eines solchen Systems des Volumens L^3 ist gegeben als Summe der im Gitter gespeicherten elastischen Energie und der durch die Kristalldefekte gegebenen potentiellen Energie und läßt sich nach /25/ darstellen als

$$F_s = \int dV \left(\frac{1}{2} \Gamma \langle \text{div } u \rangle^2 + V(x) \right) \approx \Gamma \langle \Delta u \rangle^2 L - c f_p L^{\frac{3}{2}} n_p^{\frac{1}{2}} \quad (1.1.16),$$

worin Γ eine Funktion der elastischen Konstanten des Flußliniengitters, $\langle u \rangle$ die mittlere Auslenkung der Flußlinien aus der Ruhelage, $V(x)$ ein durch die zufällig verteilten Kristalldefekte gegebenes Potential, f_p die elementare Haftkraft des Defektes und n_p die Dichte der Defekte bezeichnen. Die Unabhängigkeit der einzelnen Flußlinien ist durch Berücksichtigung der elastischen Wechselwirkung aufgehoben. Ein derartiges System besitzt eine kritische Ausdehnung L^* , die dadurch gegeben ist, daß in (1.1.16) die elastische Energie mit größer werdender Abmessung L irgendwann kleiner wird als die potentielle, weil F_{el} und F_{pot} mit unterschiedlicher Potenz von L anwachsen. Dadurch wird die langreichweitige Ordnung des Flußliniengitters zerstört, weil die elastischen Kräfte die Pinningkräfte nicht mehr kompensieren können /26/. Das System besitzt daher oberhalb von L^* eine große Anzahl metastabiler Zustände, denen verschiedene Konfigurationen des Flußliniengitters entsprechen. Die Energiebarrieren U_0 , die beim creep zu überwinden sind, entsprechen den Unterschieden der freien Energien dieser metastabilen Konfigurationen und sind von der linearen Ausdehnung L des betrachteten Volumens abhängig: $U_0 = U_0(L)$. Damit erhält

man innerhalb der Probe Pinning auf verschiedenen Längenskalen L , mit einer Pinningkraftdichte, die durch $F_p(L) = U_0(L)/\langle u \rangle$ gegeben ist. Von diesen Voraussetzungen ausgehend haben K.H.Fischer und T. Nattermann in /25/ die $E(J)$ - Charakteristik

$$E(J) = E_0 \exp \left[-\frac{U_0^*}{kT} \left(\frac{J^*}{J} \right)^\mu \right] \quad (1.1.17)$$

hergeleitet, worin $U_0^* = U_0(L^*)$ und J^* eine maximale kritische Stromdichte $J^* = F_p^*/B$ bezeichnet mit $F_p^*(L) = F_p(L^*)$. μ ist ein Exponent, der unter anderem von der zugrundegelegten Skalierungsfunktion $U_0 = U_0(L)$ abhängig ist und kleiner als 1 sein sollte. In diesem Modell ist die Temperaturabhängigkeit der Aktivierungsenergie U_0^* enthalten, denn diese ist eine Funktion von L^* und damit der temperatur- und feldabhängigen elastischen Konstanten des Flußliniengitters. Die Charakteristik (1.1.17) weist im Gegensatz zu (1.1.11) die Eigenschaft auf, daß für $J \rightarrow 0$ der spezifische Widerstand ρ ebenfalls verschwindet, also bei $J = 0$ ein echter supraleitender Zustand vorliegt.

Die mit den diskutierten Dissipationsmechanismen verbundenen $E(J)$ -Charakteristiken decken den Bereich der mathematisch sinnvoll denkbaren Zusammenhänge weitgehend ab: (1.1.3), (1.1.13) beschreiben lineare, (1.1.1) einen durch ein Potenzgesetz gegebenen und (1.1.12) bzw. (1.1.17) exponentielle Zusammenhänge unterschiedlicher Art. Bei der Messung kann nur festgestellt werden, welchem Typ die Charakteristik angehört, nicht jedoch, welcher Dissipationsmechanismus zugrundeliegt. Ist der Zusammenhang beispielsweise linear, so ist zunächst nicht entschieden, ob flux-flow vorliegt, oder flux-creep in der Näherung (1.1.13). Dies kann nur durch Betrachtung der Größenordnung und der Feld- oder Temperaturabhängigkeit der enthaltenen Parameter geschehen.

Skizziert wurden hier lediglich thermisch aktivierte Anregungen, die zu flux-creep führen, d.h. Anregungen, die ein Überspringen der durch die Defektstruktur des Kristalls gegebenen Energiebarrieren zur Folge haben. Insofern ist die Flußverankerung für den creep notwendig. Diskutiert werden jedoch auch phononenartige Anregungen des Flußliniengitters /27/, die sich daraus ergeben, daß das Flußliniengitter ein durch die elastischen Konstanten charakterisiertes elastisches System ist. Eine Diskussion des Phasendiagramms dieser Flußlinienmaterie in Abhängigkeit von Magnetfeld und Temperatur findet sich bei D.S. Fisher et al. /28/. Diese phononenartigen Anregungen des FLL können ebenfalls zu dissipativen Prozessen führen. Insbesondere besteht bei endlichen Temperaturen die Möglichkeit der spontanen Entstehung von im

Supraleiter geschlossenen Flußlinien (vortex- loops), die sich unter dem Einfluß der Lorentzkraft aufblähen und bei dieser Bewegung Energie dissipieren. Derartige Vorgänge sind ausführlich in /28/ diskutiert. Sie führen zu einer E(J)- Charakteristik der Form („vortex- glass“)

$$E(J) = E_0 \exp \left[- \left(\frac{J}{J_c} \right)^\mu \right] \quad (1.1.18),$$

also einem Zusammenhang, der in der Messung nicht von (1.1.17) unterschieden werden kann.

1.2 Allgemeine Problematik der induktiven Messung

Die E(J)- Charakteristik eines Supraleiters kann sowohl durch resistive Messung (Kap. 3) als auch durch induktive Messung (Kap. 4) ermittelt werden. In diesem Abschnitt soll die allgemeine Problematik der Auswertung einer induktiven Relaxationsmessung dargestellt werden. Bei einer induktiven Messung sind die im Supraleiter fließenden Ströme nicht von außen eingespeist, sondern werden durch Verändern eines äußeren B- Feldes durch Induktion angeworfen. Es handelt sich dabei um Abschirmströme, die ein Eindringen des äußeren Feldes in den Supraleiter verhindern. Nach dem Modell des kritischen Zustandes /29/ entspricht die Größe dieser Ströme den kritischen Strömen, die aufgrund der Wechselwirkung des Flußliniengitters mit den Kristalldefekten zu erwarten sind. Die Abschirmströme tragen zum magnetischen Moment der Probe den irreversiblen Anteil bei, aus dem demzufolge ihre Größe zu ermitteln ist. Dieser Anteil kann aus der Differenz einer „zero- field- cooled“ und einer „field- cooled“ - Messung ermittelt werden. Es sei angenommen, daß m in (1.1) den irreversiblen Anteil des magnetischen Momentes beschreibt.

Der exakte Weg ein Relaxationsexperiment auszuwerten ist nun folgender: man geht von einer der erwähnten Charakteristiken aus und setzt diese in (1.2) ein. Damit erhält man eine Differentialgleichung für E(r,t), die unter Berücksichtigung von Rand- und Anfangsbedingungen gelöst werden muß. Mit Hilfe der eingesetzten Charakteristik konvertiert man E(r,t) in J(r,t), setzt dieses in (1.1) ein und integriert über das Volumen der Probe. Als Ergebnis erhält man eine berechnete Funktion m(t), die die in der eingesetzten Charakteristik enthaltenen Parameter (a_0, Ω_0, n, J_{c0} , etc.) als Fitparameter enthält, mit denen der gemessene m(t)- Verlauf angefitet wird (In Spalte 2 der folgenden Tabelle sind die Fitparameter k für die entsprechenden Charakteristiken aufgelistet).

Anfangsbedingungen $t_0=0, J(t_0)=J_A, b = \frac{L w d}{2\pi R}$			
Modell	Parameter	Charakteristik	J(t)
flux-flow	$k_1 = \rho_{ff} J_c, k_2 = \rho_{ff}$	$E(J) = k_2 J - k_1$	$J(t) = \frac{k_1}{k_2} + (J_A - \frac{k_1}{k_2}) \exp(-k_2 \frac{t}{b})$
Sun (1.1.1)	$k = \alpha$	$E(J) = k J^n$	$J(t) = (J_A^{1-n} - k(1-n) \frac{t}{b})^{\frac{1}{1-n}}$
KAM (1.1.11)	$k_1 = 2 a_0 B \Omega_0 e^{-\frac{U_0}{kT}}, k_2 = \frac{U_0}{kT} \frac{1}{J_{c0}}$	$E(J) = k_1 \sinh(k_2 J)$	$J(t) = \frac{1}{k_2} \ln \left[\frac{1 + e^{-\frac{t}{\tau}} \tanh(J_A \frac{k_2}{2})}{1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \tanh(J_A \frac{k_2}{2})} \right]$ $\tau = \frac{b}{k_1 k_2} = \frac{kT}{U_0} e^{\frac{U_0}{kT}} \frac{J_{c0} b}{2 a_0 B \Omega_0}$
KAM (1.1.12)	$k_1 = a_0 B \Omega_0 e^{-\frac{U_0}{kT}}, k_2 = \frac{U_0}{kT} \frac{1}{J_{c0}}$	$E(J) = k_1 \exp(k_2 J)$	$J(t) = J_A - \frac{1}{k_2} \ln(1 + \frac{t}{\tau})$ $\tau = \frac{b}{k_1 k_2} \exp(-J_A k_2) = \frac{kT}{U_0} e^{\frac{U_0}{kT}} \frac{J_{c0} b}{a_0 B \Omega_0} e^{\frac{U_0}{kT} \frac{J_A}{J_{c0}}}$
KAM (1.1.13)	$k = 2 a_0 B \Omega_0 e^{-\frac{U_0}{kT}} \frac{U_0}{kT} \frac{1}{J_{c0}}$	$E(J) = k J$	$J(t) = J_A \exp(-k \frac{t}{b})$
KP (1.1.17)	$k_1 = E_0, k_2 = -\frac{U_0^*}{kT} J^{*\mu}$	$E(J) = k_1 \exp(k_2 J^{-\mu})$	$t = -\frac{b}{k_1} \int_{J_A}^{J(t)} \exp(-k_2 J^{-\mu}) dJ$

Tab.1: E(J)- Charakteristik und J(t)- Verhalten für verschiedene Modellvorstellungen bei ringförmiger Probengeometrie (Kreisströme).

Dieses Programm zur Auswertung ist aus folgenden Gründen kaum realisierbar:

1. Die Anfangsbedingungen des Zerfalls ($E_A = E(r, t_0)$, bzw. $J_A = J(r, t_0)$) sind weitgehend unbekannt. Zwar mag man $m(t_0)$ messen können, doch damit ist die Stromverteilung J_A nicht festgelegt, denn verschiedene Stromverteilungen J_A können dasselbe magnetische Moment erzeugen. Die Anfangsbedingungen werden durch die Führung des Experimentes festgelegt und durch die magnetische Vorgeschichte der Probe mitbestimmt.
2. Die Randbedingungen, also die Form der Probe mag kompliziert bzw. unbekannt sein. Man denke etwa an ein Sintermaterial mit inneren Oberflächen.
3. Beim Einsetzen der Charakteristik in (1.2) entsteht eine nichtlineare partielle Differentialgleichung, die unter Berücksichtigung der ungenügend definierten Anfangs bzw. Randbedingungen gelöst werden muß.

In der Literatur diskutiert wird daher (wegen 3.) als Modellprobe ein in Feldrichtung orientierter langer Stab. Die angenommene Anfangsbedingung $J_A = \text{const.}$ ist die, die bei vollständiger Penetration der Probe mit Fluß nach dem Modell des kritischen Zustandes und unter der ausdrücklichen Annahme eines „klassischen“ supraleitenden Verhaltens, d. h. eines Sprunges der $E(J)$ -Charakteristik bei $J = J_c$ von Null auf endliche Werte nach Bean /30/ zu erwarten ist: *„The basic premise of this theory is that there exists a limiting macroscopic superconducting current density $J_c(H)$ that a hard superconductor can carry; and further, that any electromotive force, however small, will induce this full current to flow locally.”* Weil in den keramischen Supraleitern die $E(J)$ -Charakteristiken eben nicht durch einen Sprung gekennzeichnet sind, ist die Voraussetzung über die Anfangsbedingungen zumindest zu überprüfen.

Die trotz dieser vereinfachenden Annahmen nicht beseitigte Nichtlinearität von (1.2) zwingt zu Linearisierungen der Gleichung. Die unter diesen Bedingungen erhaltenen Lösungen für $J(t)$ finden sich bei M.R. Beasley et al. /31/ (KAM), Nattermann /32/ (kollektives Pinning) und bei Sun (1.1.1) /33/ (für dünne Schichten). Die angegebenen Ausdrücke gelten z.T. für unterschiedliche Stadien des Zerfalls und sind teilweise derart ähnlich, daß die Vorhersagen, die aufgrund der unterschiedlichen Charakteristiken zu erwarten sind, sich verwischen. Beispielsweise erhält Sun in /33/ letztlich für (1.1.1) einen Ausdruck für $J(t)$, der dieselbe Form hat, wie der Ausdruck, den er für KAM erwartet, womit eine

Unterscheidung von (1.1.1) und (1.1.12) unmöglich wird. Alle Autoren stimmen jedoch darin überein, daß der Zerfall auf einer logarithmischen Zeitskala betrachtet werden muß (d.h.: die Zeitabhängigkeit taucht nur innerhalb eines Argumentes der Logarithmusfunktion auf), womit sich ein weiteres Problem erhebt: Für die Messung $m(t)$ steht nur ein bestimmtes Zeitfenster $t_1 < t < t_2$ zur Verfügung, innerhalb dessen Meßwerte aufgezeichnet werden können. Die obere Grenze t_2 ist durch die Stabilität der Meßanordnung gegeben, die untere Grenze t_1 (die Zeit nach dem Einsetzen des Zerfalls bei $t=0$) ist gegeben durch die Fähigkeit des Magnetometers den ersten Wert $m(t_1)$ signifikant zu notieren, d. h. sie hängt ab von Dingen wie der Integrationszeit eines Voltmeters oder der Einschwingzeit eines SQUIDS etc.. Damit ist auch der Anfangswert m_A unbekannt. Auf einer logarithmischen Zeitskala liegt „log 0“ jedoch unendlich weit links von jeder noch so kleinen Zeit t_1 (bzw. $\log t_1$). Diese unendlich große Lücke erlaubt es nicht bei Unkenntnis des Startwertes anzugeben, in welchem Stadium des Zerfalls man sich befindet. Ist t_1 sehr groß gegen eine charakteristische Zeit τ_c , so stellt man unabhängig von Probengestalt und Anfangsbedingungen

$$m(t) \sim \log t \quad (1.2.1)$$

fest. Weil dieser Verlauf sich in guter Näherung dann immer zeigt, kann eine Relaxationsmessung in diesem Zeitfenster nicht zur Unterscheidung der Charakteristiken herangezogen werden (s. *Abb. 1.1*).

Gurewich et al. haben gezeigt /34/, daß die Relaxationen des Moments einer stabförmigen Probe gemäß den Charakteristiken (1.1.1), (1.1.12), (1.1.17) innerhalb einer Zeit $0 < t < \tau_c$ universelles Verhalten aufweisen ($m(t)$ bleibt nahezu konstant und entspricht dem Startwert m_A), so daß sich aus dem Zerfall in diesem Zeitintervall ebenfalls nicht auf die zugrundeliegende Charakteristik schließen läßt. Ein algebraischer Ausdruck für τ_c kann nur die Größen enthalten, die auch in einer exakten Lösung von (1.2) auftauchen würden. Das sind: Abmessungen der Probe (Randbedingungen), m_A bzw. $J(r,t=0)$, also Startwerte (Anfangsbedingungen), sowie die in den Charakteristiken enthaltenen Konstanten, wobei die algebraischen Ausdrücke für τ_{ci} für verschiedene Charakteristiken (Index i) verschieden sind. Ebenfalls in /34/ konnten Küpfer et al. τ_c explizit messen und stellten eine Abhängigkeit $\tau_c \sim 1/(dB_e/dt)$ fest, die einer Abhängigkeit von den Anfangsbedingungen entspricht (s. u.).

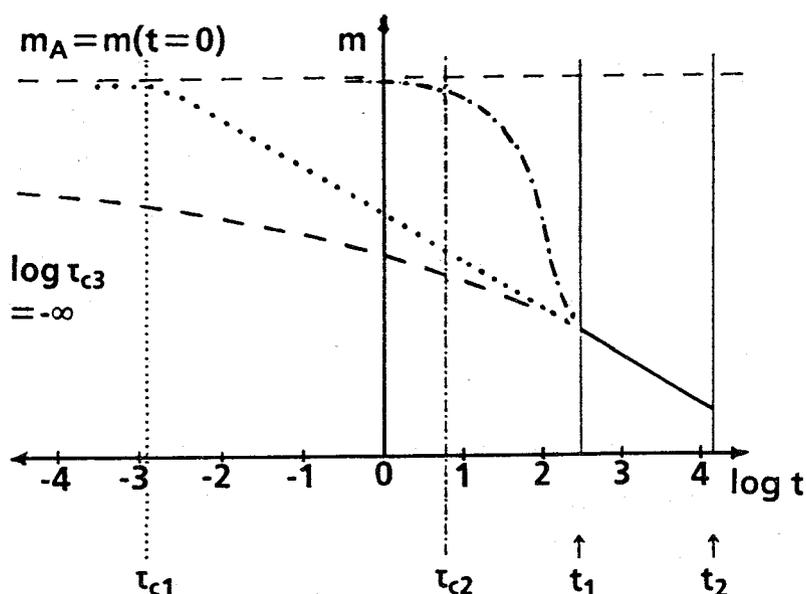


Abb.1.1 $t_1 < t < t_2$ markiert das für die Messung zur Verfügung stehende Zeitfenster, in dem sich der $m(t)$ - Verlauf durch (1.2.1) beschreiben läßt. Die waagerechte Linie markiert den Startwert des Zerfalls, die drei unterschiedlich gezeichneten Kurven stellen den $m(t)$ - Zerfall gemäß verschiedener $E(J)$ - Charakteristiken (Index i) dar. Je nachdem ergibt sich eine unterschiedliche charakteristische Zeit τ_{ci} . Der $m(t)$ - Verlauf im Fall entspricht dem KAM ($i=1$), - - - - - entspricht qualitativ dem kollektiven Pinning ($i=2$), - · - · - ($i=3$) $\tau_{c3} = -\infty$ entspricht keiner diskutierten Charakteristik. Man erkennt, daß eine Unterscheidung nur dann getroffen werden kann, wenn $m(t)$ *nicht* $\sim \log t$. Weiterhin zeigt sich, daß für ein bestimmtes i die Kenntnis von τ_{ci} äquivalent ist mit der Kenntnis des Startwertes m_A : wäre m_A nur halb so groß (z. B. durch eine entsprechend kleinere sweep- Rate oder andere Abmessungen der Probe), so würde τ_{c2} etwa bei $\log t = 1.5$ liegen. Besondere Bedeutung für die Fragestellung hat also ein Zeitfenster in der Nähe von τ_c , und um zu wissen, wo das Zeitfenster einer vorgelegten Messung relativ zu τ_c gelegen hat, ist die Kenntnis von τ_c oder m_A notwendig. Aus frühen Relaxationsmessungen wurde ohne m_A zu kennen fälschlicherweise aus dem Verhalten (1.2.1) auf die Gültigkeit von KAM geschlossen, welches man nach /31/ für lange Stäbe und für $\tau_c < t_1$ erhält.

Das einzige System, in dem vollständige Klarheit über Anfangs- und Randbedingungen, wie über die Lösung von (1.2) besteht, ist das eines Kreisstromes I. Realisiert werden kann es durch einen aus einer Schicht der Dicke d strukturierten Ring mit Radius R und Ringbreite $w \ll R$. In diesem Fall reduziert sich die Integration zum magnetischen Moment (1.1) (Feldrichtung parallel zur Ringachse) auf den eindeutig umkehrbaren Zusammenhang $m(t) = nR^2 I(t)$. Mit $J = I/wd$ und Anwendung des Induktionsgesetzes gelangt man zu

$$E(J) = - \frac{L}{2\pi R} \frac{dJ}{dt} \omega d \quad (1.2.2),$$

mit einer Induktivität L des Ringes (s. Kap.4.2). (1.2.2) tritt an die Stelle von (1.2). Bei Einsetzen einer Charakteristik auf der linken Seite entsteht eine einfache nichtlineare Dgl. für $J(t)$, die vom Typ der getrennten Variablen und immer lösbar ist. Ein Blick auf die Lösungen (4. Spalte Tab 1) zeigt die Unterschiedlichkeit der Zerfälle: Flux-flow und KAM (1.1.13) zerfallen nicht logarithmisch, sondern exponentiell wie die Ladung eines Kondensators, der Zerfall von (1.1.1) hat die Form eines Potenzgesetzes. Die exakte Lösung des KAM (1.1.11) ist unanschaulich, geht aber unter den entsprechenden Näherungen für das Argument des \sinh (s. Kap. 1.1) über in die entsprechenden Lösungen für KAM(1.1.12) und KAM(1.1.13). KAM(1.1.12) entspricht dem phänomenologischen Ergebnis (1.2.1) und dem Ergebnis von M.R. Beasley et al /31/, ist hier jedoch exakte Lösung und keine Näherung. Es gilt hier $\tau_c = \tau$. Der Ausdruck für τ ist explizit angegeben. Wie erwartet (s.o.) enthält er unter anderem den Anfangswert J_A . Mit $J_A = (\ln E_A/k_1)/k_2$ (KAM(1.1.12) Spalte 3) und $E_A = R/2 * dB_e/dt$ erhält man durch Einsetzen in den angegebenen Tabellenausdruck:

$$\tau_c = \frac{2b}{R} J_{c0} \frac{kT}{U_0} \frac{1}{\left(\frac{dB_e}{dt} \right)} \quad (1.2.3),$$

also τ_c umgekehrt proportional zur sweep-Rate des externen Feldes B_e . Dies ist dasselbe Ergebnis, welches Gurevich und Küpfer in /34/ erhalten haben. Das Integral in der Tabelle, welches die Lösung für den Zerfall bei KP(1.1.17) darstellt, ist nicht analytisch angebar und muß numerisch berechnet werden.

Die in Kap. 4 beschriebene Apparatur erlaubt die Messung des Startwertes J_A . Ausgehend von Messungen an den erwähnten Ringen lassen sich mit entsprechendem analytischem Aufwand auch die Zerfälle an Kreisscheiben exakt behandeln. Hier wird die Stromdichte jedoch ortsabhängig. Die Apparatur bietet auch die Möglichkeit die Anfangsbedingung $J_A(r,t=0)$ zu ermitteln. Ausgehend von dabei gewonnenen Ergebnissen lassen sich dann auch Messungen an Rechteckgeometrien interpretieren.

2. Herstellung und Charakterisierung der Schichten

2.1 Herstellung von $Y_1Ba_2Cu_3O_{7.8}$ - Schichten

Die Deposition dünner YBaCuO- Schichten gelingt mit unterschiedlichen Verfahren, von denen die gebräuchlichsten das Aufdampfen der Komponenten aus verschiedenen Quellen /35/, die Laser- Ablation /36/, verschiedene Arten des Sputterns und die CVD- Beschichtung /37/ sind.

Das Problem besteht darin, die korrekte Stöchiometrie der metallischen Komponenten einzustellen und die mit Sauerstoff angereicherte orthorhombische Perovskitstruktur zu erhalten. Demzufolge zerfällt die Deposition einer YBaCuO- Schicht unabhängig von den erwähnten Verfahren mindestens in zwei Prozeßschritte: Die Abscheidung der Komponenten auf dem Substrat im richtigen Mengenverhältnis, sowie einer Wärmebehandlung in Kombination mit einer Sauerstoffbeladung, unter der sich die Ausbildung der orthorhombischen $Y_1Ba_2Cu_3O_{6.5+x}$ -Phase vollzieht. Die Ausbildung dieser supraleitenden Phase erfolgt durch Sauerstoffanreicherung der sauerstoffverarmten tetragonalen $Y_1Ba_2Cu_3O_{6.5-x}$ - Phase, die zuvor synthetisiert werden muß. Wie sich aus den Untersuchungen von Bormann und Nölting /38/ ergibt (*Abb.2.1*), setzt die Synthese der tetragonalen Struktur bei der Deposition der metallischen Komponenten bereits ein Minimum an reaktivem Sauerstoff voraus.

Bei Unterschreitung dieses Minimums werden auf dem Substrat lediglich die metallischen Komponenten oder deren Oxide deponiert, die sich nicht durch eine Wärmebehandlung in die supraleitende Phase überführen lassen. Der demzufolge notwendige Partialdruck von Sauerstoff bei der Deposition der metallischen Komponenten ist einer der Gründe dafür, daß die Herstellung der Schichten durch Aufdampfen zu einem technisch sehr komplexen und schwer zu beherrschenden Prozeß wird: Der anwesende Sauerstoff zerstört die Filamente der drei Elektronenstrahlkanonen für die metallischen Komponenten. Die Notwendigkeit dreier Verdampferquellen ergibt sich aus den unterschiedlichen Dampfdruckkurven: Würde man mit einer Quelle ein stöchiometrisches YBaCuO- Gemisch verdampfen, erhielte man auf dem Substrat eine vollkommen falsche Zusammensetzung. Die Notwendigkeit dreier unabhängiger Quellen erfordert schließlich ein entsprechendes System der Dampfatenkontrolle, ein weiteres Element, welches die Komplexität der Apparatur steigert.

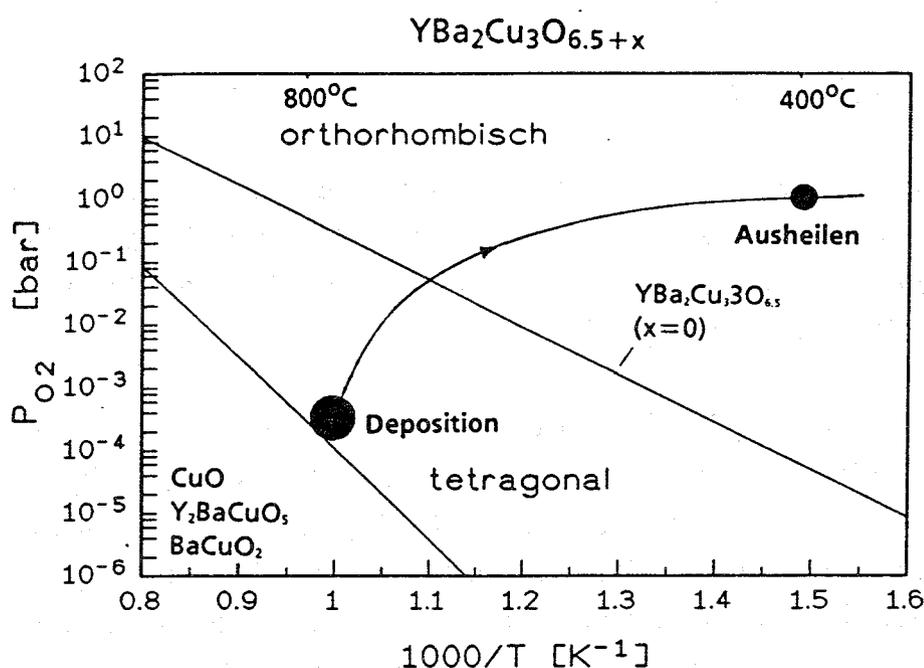


Abb.2.1
Sauerstoff- Temperatur
Phasendiagramm für die Deposition einer
 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5+x}$ -
Schicht

Demgegenüber wesentlich einfacher ist der Prozeß des Sputterns von einem stöchiometrischen YBaCuO - Sintertarget. Weil es sich dabei, wie auch beim Prozeß der Laser- Ablation nicht um thermisches Verdampfen handelt, sondern um einen Prozeß fern vom thermodynamischen Gleichgewicht, bei dem der Abtrag der Targetoberfläche durch ein mechanisches Herausschlagen der Komponenten durch Sputter-Ionen bzw. durch Laserstrahl- Aufschmelzen erfolgt, entspricht die Stöchiometrie der deponierten Schicht auf dem Substrat der der Targetoberfläche.

Mit dem Sputtern in einer Sauerstoffatmosphäre oder von einem oxidischem Target ist das Problem des Bombardements des Substrates mit negativ geladenen Sauerstoffionen verbunden (O^- , O_2^- , BaO^-) /39/. Diese entstehen auf der Oberfläche der Kathode aufgrund der hohen Elektronegativität des Sauerstoffs und treffen durch das elektrische Feld beschleunigt, auf das Substrat auf. Die Folgen dieses Beschusses bestehen in einer Ätzwirkung auf die deponierte Schicht, einer Entmischung der metallischen Komponenten und einer Störung des kristallographischen Aufbaus. Vermeiden kann man dieses Bombardement auf zweierlei Art: Man kann bei relativ großem Target- Substratabstand und bei hohem Druck sputtern, wodurch die Ionen auf ihrem Weg von der Kathode zum Substrat thermalisiert werden /40,41/, was die Sputterrate aber deutlich vermindert; oder man sorgt durch eine entsprechende Sputtergeometrie dafür, daß das Substrat nicht in der Schußrichtung der Ionen liegt, was der Fall ist, wenn

die Substratoberfläche senkrecht zur Targetoberfläche angeordnet ist. Der letzte Gedanke führte zur Konstruktion der zylindrischen Hohlkathode durch J. Geerk /42/ (Abb.2.2). Die Kathode hat die Form eines Hohlzylinders mit einem Innendurchmesser von 40 mm. Der Abtrag des Materials erfolgt auf der Innenseite des Zylinders hauptsächlich innerhalb einer Ringzone, entlang der durch einen äußeren Magnetring das Plasma konzentriert wird. Die entstehenden Sauerstoffionen werden vor allem in den Hohlraum emittiert. Das Substrat ist jedoch senkrecht zur Targetoberfläche außerhalb des zylindrischen Hohlraumes plaziert.

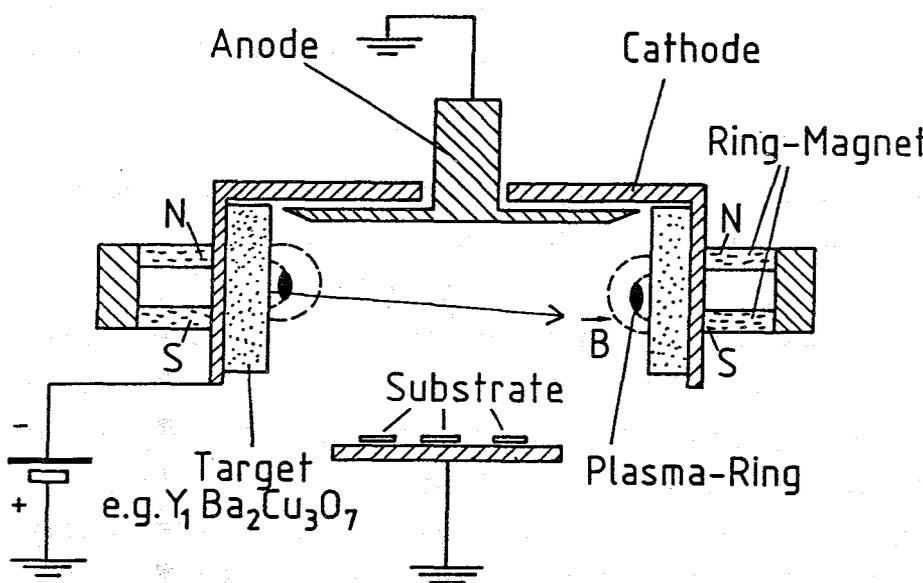


Abb.2.2
Geometrische Anordnung beim Sputtern mit einer Hohlkathode nach J. Geerk

Qualitativ ist der Herstellungsprozeß in Abb.2.1 eingezeichnet. Auf dem Substrat werden bei ca. 800°C die metallischen Komponenten deponiert. Dies geschieht oberhalb der von Bormann angegebenen Linie des Sauerstoffpartialdruckes p_{O_2} in dem Gebiet, in dem die sauerstoffverarmte tetragonale Struktur entsteht. Danach wird p_{O_2} erhöht und gleichzeitig die Substrateheizung ausgeschaltet. Dabei nimmt die Schicht Sauerstoff auf und die Linie $O_{6,5}$, die die Phasengrenze zwischen der tetragonalen und der orthorhombischen Struktur bildet, wird überschritten. Bei etwa 400°C und $p_{O_2} = 1\text{bar}$ findet ein zehnminütiges Ausheilen der Schicht statt, bevor sie weiter auf Raumtemperatur abgekühlt wird und keinen weiteren Sauerstoff mehr aufnehmen kann.

Die Qualität der Schichten, beurteilt nach der Höhe des resistiv gemessenen T_c , der Breite des Überganges, des Widerstandsverhältnisses $\rho(300\text{K})/\rho(100\text{K})$, der Qualität des kristallographischen Wachstums und der räumlichen Homogenität hängt von den Depositionsparametern ab: Substrattemperatur, Sauerstoffpartialdruck, Argonpartialdruck, sowie quantitativ schwer zu

erfassenden Dingen wie dem Zustand des Targets (Es zeigt sich, daß die Qualität der Schichten sich nach mehreren aufeinanderfolgenden Produktionsprozessen vermindert. Abhilfe schafft dann ein Abschmirgeln der Targetoberfläche, auf der sich eine speckig glänzende Schicht gebildet hat.) und der Homogenität der Substratheizung sowie der thermischen Ankopplung an das Substrat. Hier spielen konstruktive Details und die Erfahrung des Präparators eine wichtige Rolle. Im vorliegenden Fall wurde die Substratheizung zunächst durch ein stromdurchflossenes Platin- oder Stahlband realisiert, auf dem das Substrat zusammen mit einem Thermoelement festgeklemmt wurde. Später wurde diese einfache Heizmethode mit dem Gewinn größerer Homogenität und Stabilität durch eine elektronenstrahlbeheizte Oberfläche, auf der das Substrat aufgelegt wird, ersetzt.

Systematische Studien über die Abhängigkeit der resistiv gemessenen Übergangstemperatur und Übergangsbreite von Substrattemperatur und Sauerstoff- bzw. Argonpartialdruck für verschiedene Substrate finden sich in /43,44,45/. Die hier untersuchten Schichten wurden auf den (100)- Oberflächen einkristalliner SrTiO₃- Substrate der Größe 5×15 mm deponiert. Die optimierten Depositionsparameter sind folgende: Das Partialdruckverhältnis p_{Ar}/p_{O_2} betrug etwa 1, der totale Druck in der Depositionskammer etwa 8×10^{-1} mbar. Der Abstand zwischen Substrat und der Unterkante des zylindrischen Targets betrug etwa 1 cm. Die Substrattemperatur betrug ungefähr 800 °C. Unter diesen Bedingungen ergab sich während der Deposition eine Spannung zwischen Target und Substrat von etwa 150 V, bei einem Strom von 0,5 A. Die Depositionsrate beträgt dann etwa 0,2 nm/s. Die resultierenden Schichten weisen ein resistiv gemessenes T_{c0} zwischen 88 K und 91 K (Fußpunkt) auf. Die Übergangsbreite beträgt 0.5 K und $\rho(300K)/\rho(100K) \approx 3:1$.

Die prinzipielle Einfachheit der beschriebenen Depositionsmethode, bei der nur wenige Parameter kontrolliert werden müssen, erleichtert die technische Handhabung und führt schließlich zu einer hohen Reproduzierbarkeit in der Schichtherstellung. Sind die Parameter erst einmal optimiert, so gelingt es innerhalb kurzer Zeit zahlreiche Schichten hoher Qualität herzustellen.

2.2 Charakterisierung der Schichten

a) Auger Tiefenprofile

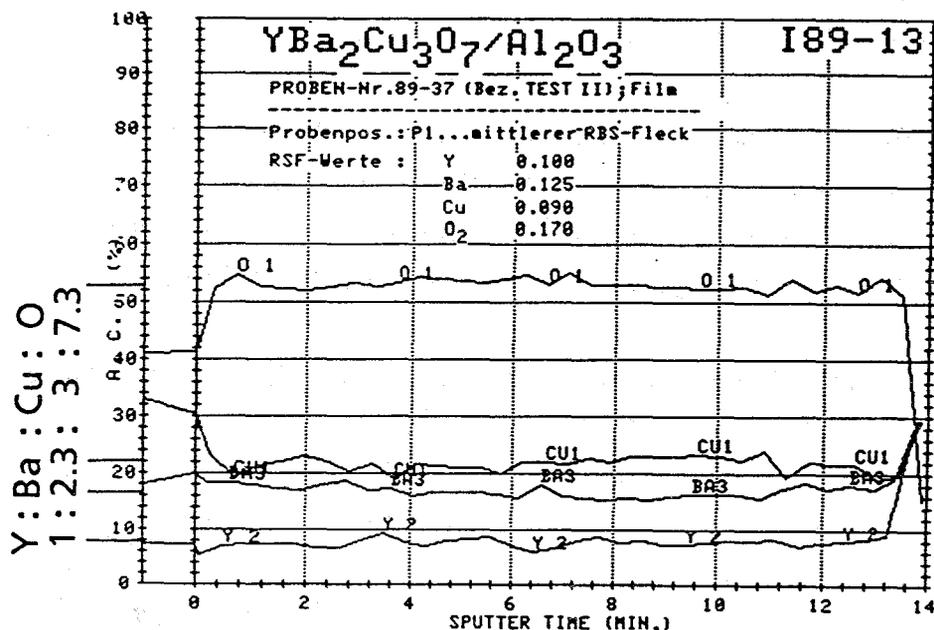


Abb. 2.3
Auger - Tiefen-
profil mit Angabe
der Stöchiome-
trie.

Zur Kontrolle der Stöchiometrie wurden (von E. Seibt) Auger- Analysen durchgeführt: Die Schicht wird durch Sputtern abgetragen, wobei Spektrum und Intensitätsverteilung der rückgestreuten Auger- Elektronen notiert werden. Die Daten erlauben die Identifikation der in der Schicht enthaltenen Elemente, sowie die Bestimmung ihrer mengenmäßigen Anteile (in Atom %). Abb. 2.3 zeigt ein typisches Ergebnis: Aufgetragen ist der relative Anteil der Elemente gegen die Sputter- Zeitskala, die linear in eine Tiefenskala umgerechnet werden kann: Außer Y, Ba, Cu, und O tauchen keine anderen Elemente auf. Diese sind homogen in der Schicht verteilt und weisen im Rahmen der Meßgenauigkeit das korrekte Mengenverhältnis zueinander auf.

b) Röntgenbeugungsuntersuchungen

Die Qualität des kristallinen Wachstums der unter optimierten Bedingungen hergestellten Schichten wurde mit drei Standardverfahren der Röntgendiffraktometrie untersucht, die sich in ihrer Aussage ergänzen und ein vollständiges Bild des kristallographischen Aufbaus vermitteln.

In der Seeman- Bohlin- Geometrie fällt der Röntgenstrahl in einem Winkel ϕ auf die feststehende Probe, wodurch die effektive Schichtdicke sich um einen Faktor $1/\sin\theta$ vergrößert, mit der Folge entsprechend erhöhter Reflexintensitäten. Die

Reflexe werden auf der Diffraktometerkreislinie fokussiert, wo sie durch einen mit konstanter Winkelgeschwindigkeit umlaufenden Zähler registriert werden. In der Bragg- Brentano- Geometrie bewegt sich die Röntgenquelle auf einem äußeren Kreis mit der Winkelgeschwindigkeit ω , während die Probe sich im Zentrum des Kreises mit 2ω dreht. Der Detektor steht fest.

In einer beliebigen Beugungsgeometrie erhält man Reflexe nur dann, wenn einfallender Strahl, ausfallender Strahl und Netzebenennormale in einer Ebene liegen, die Netzebenennormale die Winkelhalbierende zwischen den Röntgenstrahlen bildet und die Braggsche Reflexionsbedingung erfüllt ist.

Abb.2.4 zeigt das typische Ergebnis einer Beugung in der Seemann- Bohlin- Geometrie.

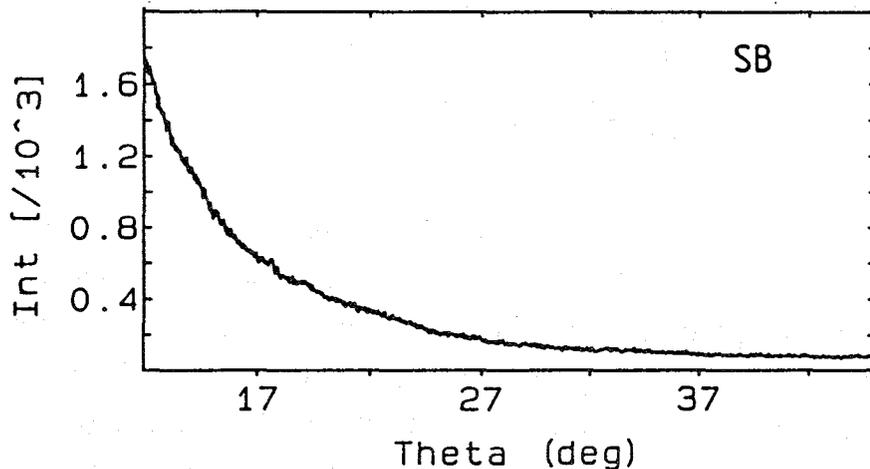


Abb.2.4
Spektrum einer in Seemann- Bohlin - Geometrie untersuchten YBaCuO- Schicht auf (100) SrTiO₃.

Der Intensitätsanstieg bei kleinen Beugungswinkeln ist auf Streuung an Luft zurückzuführen, darüberhinaus fehlen sämtliche Reflexe. Es gibt also keine Netzebenen, die oben aufgeführte Reflexbedingungen erfüllen. Ein derartiges Resultat erwartet man bei kristallographisch hochgradig ausgerichteten oder einkristallinen Proben, denn in einem Material mit statistisch orientierten Körnern fänden sich immer derartig ausgerichtete Körner, die alle Reflexionsbedingungen erfüllt sind, so daß Peaks sichtbar wären.

Die Richtung der Textur erkennt man, wenn man die Schicht so in die Bragg- Brentano- Geometrie einsetzt, daß die Schichtnormale mit der Winkelhalbierenden des ein und ausfallenden Strahls zusammenfällt. Abb.2.5 zeigt ein entsprechendes Ergebnis.

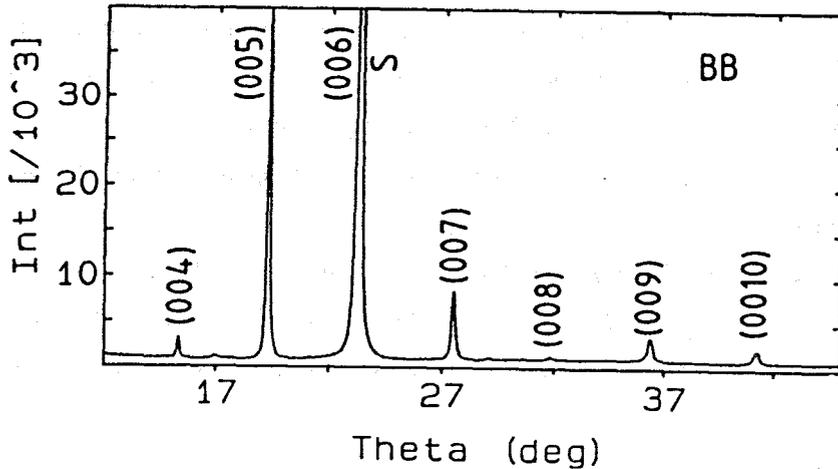


Abb.2.5
Spektrum in der Bragg-Brentano-Geometrie einer YBaCuO-Schicht auf SrTiO₃. Nur (00l)-Reflexe sind sichtbar.

Nach den Reflexionsbedingungen werden nur Netzebenen parallel zur Substratoberfläche detektiert. Sämtliche auftauchenden Reflexe der Schicht lassen sich in der Form (00l) indizieren. Daneben finden sich evtl.(h00) Reflexe des einkristallinen SrTiO₃ - Substrats, die wegen des fast gleichen Netzebenenabstandes mit entsprechenden Schichtreflexen überlagert sind. Die Tatsache, daß nur Reflexe der Form (00l) im Spektrum auftauchen, zeigt, daß parallel zum Substrat keine anderen Netzebenen liegen, die Schicht also aufgrund des Angebots der (100)- Substratoberfläche c- Achsen- orientiert aufgewachsen ist.

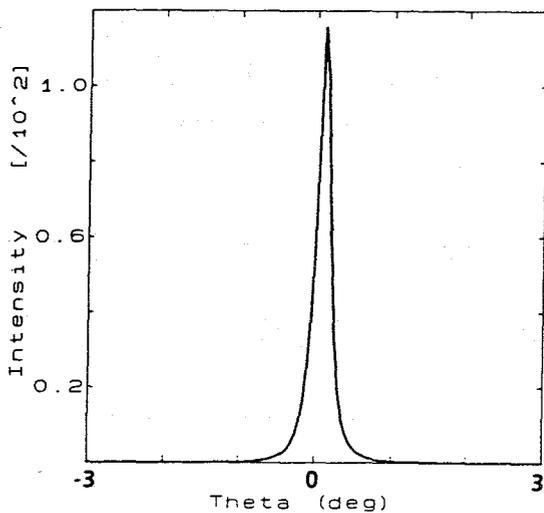


Abb.2.6
 ω - scan einer c- Achsen- orientierten YBaCuO- Schicht am (005)- Reflex.

Die Güte der Textur wird geprüft, indem man eine Netzebene in Reflexionsstellung bringt (üblicherweise die durch Fremdreﬂexe ungestörte (005)- Ebene) und die Schichtnormale in der Ebene des ein - und ausfallenden Strahls um einen Winkel θ gegen die Winkelhalbierende verkippt (ω - scan) (Abb. 2.6). Die Form des dabei aufgenommenen Peaks gibt dann die Häufigkeit an, mit

der die Elementarzellen mit dem Winkel θ gegen die Substratnormale aufgewachsen sind. Die Breite $\Delta\theta$ des Peaks ist deshalb ein Maß für die Ausrichtung des kristallinen Wachstums. Auf SrTiO_3 - Substraten mit guten Oberflächen betrug $\Delta\theta \sim 0,1^\circ - 0,2^\circ$. Auf wiederholt gebrauchten (abgeätzten) Substraten ist $\Delta\theta$ deutlich größer ($\sim 1^\circ$).

Die Qualität und Art des kristallographischen Wachstums wird durch die Herstellungsparameter (insbesondere die Temperatur) sowie die Art und Güte des Substrates bestimmt. Genaue Studien dieser Zusammenhänge finden sich in /43,44/.

2.3 Mikrostrukturierung

Um die Stromdichte J_c der Schichten zu bestimmen, sind definierte Schichtgeometrien erforderlich, da zum einen die Meßgrößen (Strom, oder das von ihm erzeugte Magnetfeld), durch geometrische Größen mit J_c verknüpft sind, zum anderen der Meßprozeß selbst bestimmte Geometrien erfordert, wie im Falle resistiver Messungen Kontaktflächen für Strom- und Spannungsabgriffe.

Deshalb wurde ein Prozeß zur Mikrostrukturierung der Schichten entwickelt, der die Herstellung beliebiger zweidimensionaler Strukturen erlaubt und die physikalischen Eigenschaften der Schicht in keiner erkennbaren Weise verändert. Detailliert beschrieben ist der Prozeß in /46/. Es handelt sich um einen Argonionen- Ätzprozeß, bei dem ein auf die YBaCuO- Schicht aufgetragener photolithographischer strukturierter Lack /47/ als Sputtermaske wirkt. Im Einzelnen besteht der Prozeß aus folgenden Schritten:

1. Auf die Schicht wird ein für ultraviolettes Licht empfindlicher Polyimidlack aufgeschleudert ($d = 0.7\mu\text{m}$).
2. Der Lack wird in einem evakuierten Ofen eine halbe Stunde bei 240°C ausgebacken.
3. Der Lack wird mit ultraviolettem Licht durch eine aufgelegte Maske der gewünschten Form belichtet.
4. Der Lack wird entwickelt. Da es sich um einen Umkehrlack handelt, bleibt der Lack an den belichteten Stellen stehen. Von den unbelichteten Stellen wird der Lack entfernt.
5. Durch RF- Sputtern mit Ar^+ - Ionen erfolgt die Strukturübertragung in den Supraleiter an den lackfreien Stellen. Die Abtragerate beträgt ungefähr $5\text{nm}/\text{min}$.
6. Nachdem die supraleitende Schicht entfernt ist, d. h. wenn das Substrat sichtbar wird, wird der Ätzprozeß gestoppt und der verbleibende Lack in einem Sauerstoffplasma verascht.

Photolack und zugehöriger Entwickler arbeiten auf rein organischer Basis und enthalten kein Wasser. Weil der Ätzprozeß ein Ionenätzen und kein naßchemisches Verfahren ist, ist jeglicher schädliche Kontakt des Supraleiters mit Wasser vermieden. Während des Prozesses erwärmt sich die Schicht nicht über 300°C. Es ist nicht erkennbar, daß der skizzierte Prozeß die Schicht degradiert. Zwar wurden in 15 % der Fälle ein Absinken des resistiv gemessenen T_c festgestellt, doch blieb in anderen Fällen T_c erhalten. In einigen Fällen wurde nach der Strukturierung sogar ein höheres T_c gemessen. Diese Unterschiede lassen sich mit Inhomogenitäten des Schichtmaterials selbst erklären: Nach der Strukturierung mißt man das T_c des durch die Struktur vorgegebenen Strompfades, vor der Strukturierung mißt man das T_c irgendeines in der Schichtebene verlaufenden Strompfades.

Der schmalste Stromfad, der präpariert wurde, hatte eine Breite von 10µm. Die Steilheit der Ätzkanten läßt jedoch die Präparation von Strukturen von $\approx 2\mu\text{m}$ Breite zu /46/.

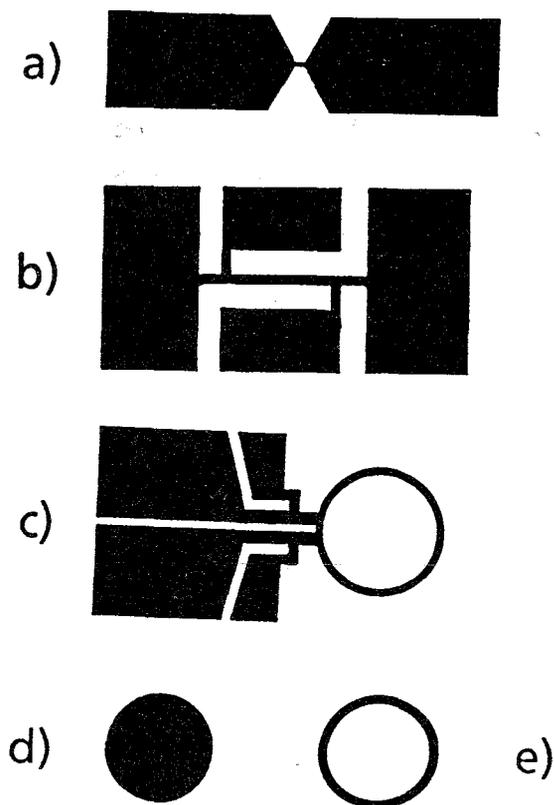


Abb.2.7

Geometrien für die Mikrostrukturierung:

a), b) für die resistive Messung, c) für resistive und induktive Messung (*Antenne*), d) Kreisscheiben (in der Folge *disk* genannt), e) Ring für die induktive Messung. Die schmalen Seiten von a), b), c) sind 5mm lang. Der Steg in a) zwischen den Kontaktflächen ist zwischen 10µm und 200µm breit und zwischen 50µm und 3mm lang. Der Durchmesser von *disk* und Ring (außen) beträgt 3mm. Die Ringbreite beträgt 0.25mm. Gleiche Abmessungen weist der Ring in der Antenne auf.

Das Design der Masken orientiert sich an den Erfordernissen der beabsichtigten Messung: Für induktive Messungen wurden Ring und disk, für resistive Messungen Stege verschiedener Länge und Breite strukturiert. Induktive Messungen wurden auch an unstrukturierten Schichten d.h. Rechtecken mit den

Substratabmessungen (5mm×10mm oder 5mm×15mm) durchgeführt. Diese Geometrie wird im folgenden mit *Platte* bezeichnet. Die mit *Antenne* bezeichnete Struktur (s. *Abb.2.7*) dient sowohl für die resistive, als auch die induktive Messung (s. Kap. 4.5): zunächst wird eine induktive Messung am Ring ausgeführt, dann der Ring zwischen den beiden Zuleitungen aufgekratzt und nach Kontaktierung die resistive Messung durchgeführt (Bei der induktiven Messung erwies sich der Einfluß der Kontaktflächen, die sich "weit weg" vom Ringzentrum befinden, als vernachlässigbar.). So ist es im Prinzip möglich, resistive und induktive Messung am selben Objekt vorzunehmen. Empfindliche resistive Messungen erfordern lange Stege. Je schmaler diese werden, desto kleiner ist der kritische Strom I_c und damit die Wärmeentwicklung an den Kontaktflächen (s. Kap. 3.1). Lange und dünne Stege sind jedoch, wie sich zeigte, äußerst empfindlich gegen mechanische Einflüsse, so daß bei der Auslegung der Abmessungen verschiedene Kompromisse eingegangen werden müssen. *Abb.2.7* zeigt die verwendeten Standardgeometrien.

3. Die resistive Messung

3.1 Aufbau

Alle resistiven Messungen sind mit der Vierpunktmeßmethode (je zwei Strom- und Spannungskontakte) ausgeführt worden. Gemessen wurden j_c und ρ (T) in Abhängigkeit von Temperatur und äußerem Feld B_e ($B_e \perp (a,b)$; $B_e \parallel (a,b)$).

Die Magnetfelder wurden von einem aus supraleitenden Nb_3Sn - Bandleitern gewickelten Solenoiden in einer Bohrung von 65 mm Durchmesser bis zu einer Stärke von 13T erzeugt. In diese kalte Bohrung wird ein Einsatzkryostat mit dem Probenhalter eingesetzt. Die Probe befindet sich auf einem heizbaren Kupferblock und über Austauschgas im Wärmekontakt mit dem flüssigen Helium im äußeren Kryostaten. Durch Heizen des Kupferblocks kann die Temperatur der Probe auf einem konstanten Wert eingestellt werden. Gemessen wird sie mit einer Siliziumdiode, deren Widerstand gegenüber dem äußeren Feld hinreichend unempfindlich ist.

Jede resistive Messung von j_c an YBaCuO- Schichten ist mit dem Problem der Kontaktwiderstände für die Stromzuführung behaftet: Bei einer Stromtragfähigkeit der Größenordnung 10^6 A/cm² und einem Querschnitt des Steges von $200\mu\text{m} \times 0.5\mu\text{m}$ beträgt der kritische Strom 1A. Bei einem Kontaktwiderstand von 0.1Ω fällt an dem Schichtmaterial eine Wärmeleistung von 0.1W ab. Diese Wärme führt, wenn sie nicht abgeleitet werden kann, entweder zu undefinierten Temperaturverhältnissen, oder sogar zu einer Zerstörung der Schicht. Es bieten sich folgende Auswege an:

die Präparation extrem niedriger Kontaktwiderstände

eine Reduzierung des Stegquerschnittes, um I_c möglichst klein zu halten

die Messung von I_c in flüssigem Stickstoff oder Helium bei durch Badkühlung verbessertem Wärmeübergang, was die Einschränkung auf die Temperaturen 77K und 4.2 K bedeutet

gepulste Transportstrommessung

Elektrische Kontakte wurden auf folgende Art präpariert:

Die Oberfläche der strukturierten Schicht wird an den Kontaktlaschen mit einer Brom- Methyllösung angeätzt, um hochresistive kontaminierte Oberflächenschichten zu entfernen. Dann wird der Ätzprozeß mit einer Äthyl-Toluol- Lösung gestoppt und die Schicht unter Argon Schutzgas in eine

Sputteranlage eingebaut, in der die Kontaktflächen (12 mm^2 für I-Kontakte) bei Raumtemperatur mit einer etwa 200 nm dicken Goldschicht beschichtet werden. Auf den so präparierten Kontaktflächen lassen sich mit Indium problemlos Kupferdrähte anlöten.

Das Verfahren liefert unterschiedliche Ergebnisse: Die Kontaktwiderstände liegen im Bereich von einigen Milliohm bis einigen Ohm (und sind dann unbrauchbar für die Messung). Der Versuch, durch Tempern in reinem Sauerstoff eine Diffusion des Goldes in das Schichtmaterial zu erreichen und so die Reproduzierbarkeit des Verfahrens zu verbessern, führte zu keinen zufriedenstellenden Ergebnissen. Waren die Temperaturen $> 400^\circ\text{C}$, so wurde in vielen Fällen nach dem Temperprozeß ein vermindertes T_c oder vollständiger T_c -Verlust gemessen. Bei Temperaturen $< 400^\circ\text{C}$ wurde keine signifikante Verbesserung erreicht.

Die Reduzierung der Stegbreite auf wenige μm ist mit großer mechanischer Empfindlichkeit und Verletzbarkeit der Struktur verbunden. Dadurch ist nicht nur die Handhabung etwa beim Anbringen der Kontakte erschwert, sondern in vielen Fällen riß bereits während des Abkühlvorganges der Steg, wohl aufgrund mechanischer Verspannungen zwischen Substrat und Schicht. Ein Übersputtern des empfindlichen Stegbereiches mit einer amorphen YBaCuO -Schicht bei Raumtemperatur brachte hier Abhilfe.

Eine weitere Schwierigkeit bestand in der Wahl einer geeigneten Stromquelle. Weil schmale Stege ($< 100 \mu\text{m}$) sich als äußerst empfindlich gegen Durchbrennen erweisen, konnten alle zur Verfügung stehenden Netzgeräte nicht eingesetzt werden, weil Ein- Aus- und Umschaltvorgänge, wie auf dem Oszillographen sichtbar gemacht, immer mit Strom- oder Spannungsspitzen verbunden waren, die zur Zerstörung des Steges führten. Schließlich erwies sich eine Batterie in Verbindung mit einer einfachen Transistorschaltung zur Stromsteuerung als die geeignete Stromquelle.

Des weiteren zeigte sich die Verwendung eines sogenannten „Quench-Detektors“ als notwendig. Dieser schaltet den Transportstrom innerhalb einer Millisekunde ab, wenn der Spannungsabfall an der Probe einen zuvor eingestellten Schwellenwert überschreitet. Ohne diese Vorsichtsmaßnahme ist mit dem Durchbrennen der Schicht zu rechnen. Die Gefahr besteht in geringerem Maße, wenn die Stege breiter als $200 \mu\text{m}$ sind.

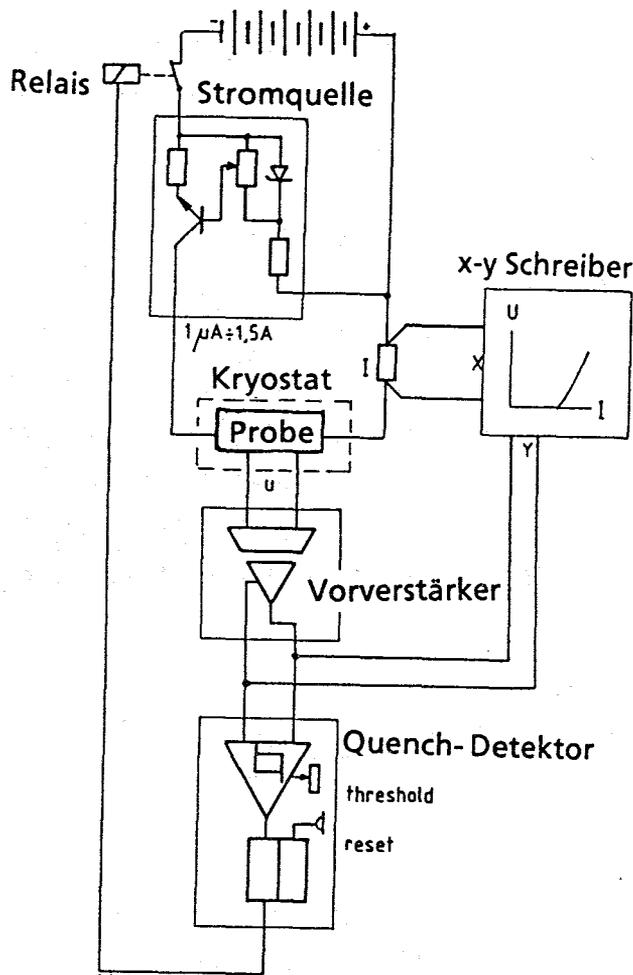


Abb.3.1
Meßaufbau mit Quench- Detektor: Die Stromquelle besteht aus einer Batterie mit Transistorsteuerung, womit Strom- und Spannungsspitzen vermieden sind. Die Proben- spannung wird verstärkt und gegen den Probenstrom auf einem x-y- Schreiber aufgezeichnet. Überschreitet die Proben- spannung einen zuvor eingestellten Wert, so wird der Probenstrom durch ein Relais unterbrochen /46/.

Das Detektionskriterium für j_c besteht in der Angabe eines elektrischen Feldes, welches sich aus dem Spannungsabfall an und dem Abstand zwischen den Spannungskontakten ergibt. Es verbessert sich mit der Auflösung der Messung, d.h. der kleinsten detektierbaren Spannung. Diese beträgt in der beschriebenen Messanordnung etwa $1\mu\text{V}$. Bei Steglängen von 1 bis 3mm ergibt sich damit ein Detektionskriterium von $3\text{-}10\mu\text{V/cm}$. Mit einer Verlängerung der Stege wächst die Wahrscheinlichkeit einer Beschädigung, weshalb die Messungen auf Steglängen bis 3mm beschränkt blieben.

3.2 Ergebnisse

Abb.3.2 gibt ein Beispiel einer resistiven Messung an einer 720 nm dicken Schicht, in der sich alle qualitativen Merkmale der anderen Messungen finden lassen.

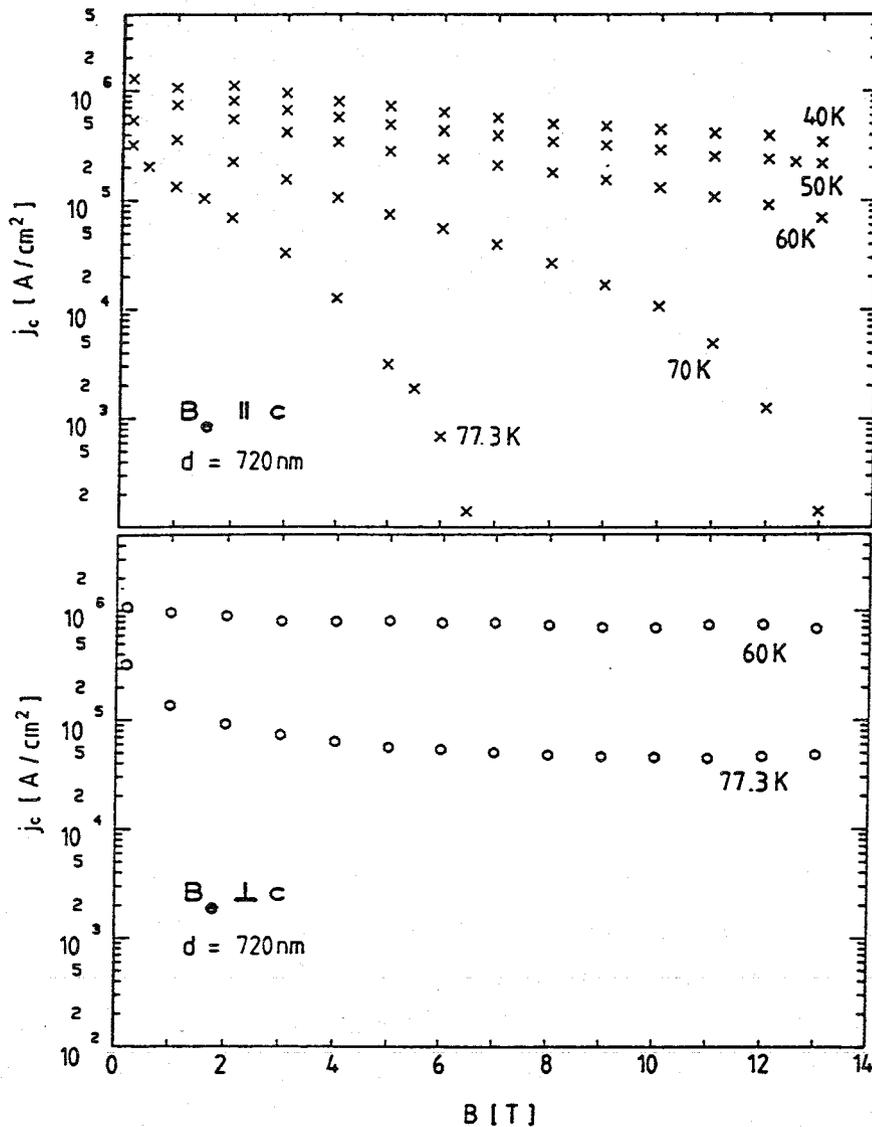


Abb.3.2 Stromtragfähigkeit j_c einer nach Abb.2.7a strukturierten 720nm dicken Schicht. Der Steg hat eine Breite von 50 μ m. Oben sind die Messungen für die Ausrichtung $B_e \parallel c$, unten für die Orientierung $B_e \perp c$ abgebildet.

- Die Stromtragfähigkeit im Nullfeld liegt bei 77K zwischen 5×10^5 und 10^6 A/cm².
- Steht das äußere Feld senkrecht auf der c- Achse ($B_e \perp c$) des Kristalls, ist die Stromtragfähigkeit bei gleicher Temperatur höher, als in der Orientierung $B \parallel c$.

- Die Abhängigkeit: $d \log j_c / dB_e$ von B_e in der Orientierung $B_e \perp c$ ist bei allen Temperaturen und Feldern $B_e < 13T$ gering. In der Auftragung $\log j_c$ gegen B_e ergeben sich nahezu waagerechte Geraden.
- Obwohl die Schicht ein T_c von 91K hat, wird die Stromtragfähigkeit in der Orientierung $B_e \parallel c$ bereits bei 7T und 77K unmeßbar klein.

Derartige resistive Messungen der Stromtragfähigkeit j_c sind wichtig, wenn es darum geht, verschiedene Schichten miteinander zu vergleichen (man bildet mit j_c die für den Vergleich relevante Größe: $F_p = j_c \times B_{c2}$), den Einfluß verschiedener Manipulationen (etwa Bestrahlung) auf die Schicht zu studieren, Zusammenhänge zwischen der Güte des kristallinen Wachstums und der so bestimmten Stromtragfähigkeit aufzuzeigen /48/, oder den Einfluß verschiedener Substrate auf die Stromtragfähigkeit nachzuweisen /48/. Die Verwendung derartiger Ergebnisse bei einem quantitativen Vergleich mit irgendeiner theoretischen Modellvorstellung ist jedoch schwierig, da die gemessene Größe j_c hier durch ein freigesähltes, den Umständen der Messung angepaßtes (Feldstärke-) Kriterium festgesetzt ist und eine so definierte Größe in keiner Modellvorstellung auftauchen wird: würde man ein empfindlicheres Feldstärkekriterium wählen (können), so ergäben sich für dieselbe Schicht andere Werte für j_c . Demgegenüber besitzen die in den Charakteristiken (1.1.1), (1.1.3), (1.1.11), (1.1.17) auftauchenden Parameter J_c (1.1.2), J^* , J_{c0} , oder die durch das Bean- Modell festgelegte kritische Stromdichte, eine physikalische Bedeutung (auch das in Kap. 5.1 gefundene J_c^* besitzt eine solche) und sind unabhängig von einem Kriterium, so daß der Zusammenhang dieser kritischen Stromdichten mit dem hier gemessenen j_c unklar bleibt.

Der Vergleich derartiger Messungen von j_c an Schichten mit solchen an bulk-Materialien zeigt, daß j_c in Schichten um mehr als drei Größenordnungen größer sein kann /48/, was ein Hinweis darauf ist, daß die untersuchten Schichten im Gegensatz zu bulk-Materialien keine Granularität aufweisen, wodurch der Transportstrom in letzteren durch weak-links auf sehr kleine Werte begrenzt ist.

Die Abb.3.3 zeigen die für Hochtemperatursupraleiter typische Verbreitung der resistiven Übergänge im äußeren Feld B_e . Gemessen wurde mit Testströmen von 10 μ A, 100 μ A, und 1000 μ A. Bei einem durchschnittlichem Querschnitt des Steges von $Q = 50\mu\text{m} \times 0.5\mu\text{m} = 25 \times 10^{-8} \text{cm}^2$ entsprechen diesen Strömen Stromdichten von ($j =$) 40, 400, 4000 A/cm² (der kleinste detektierbare spezifische Widerstand $\rho =$ elektrisches Feldkriterium / j beträgt etwa 10⁻³ $\mu\Omega\text{cm}$). Dabei wurde festgestellt, daß bei derartigen Stromdichten ρ unabhängig von j ist. Ein

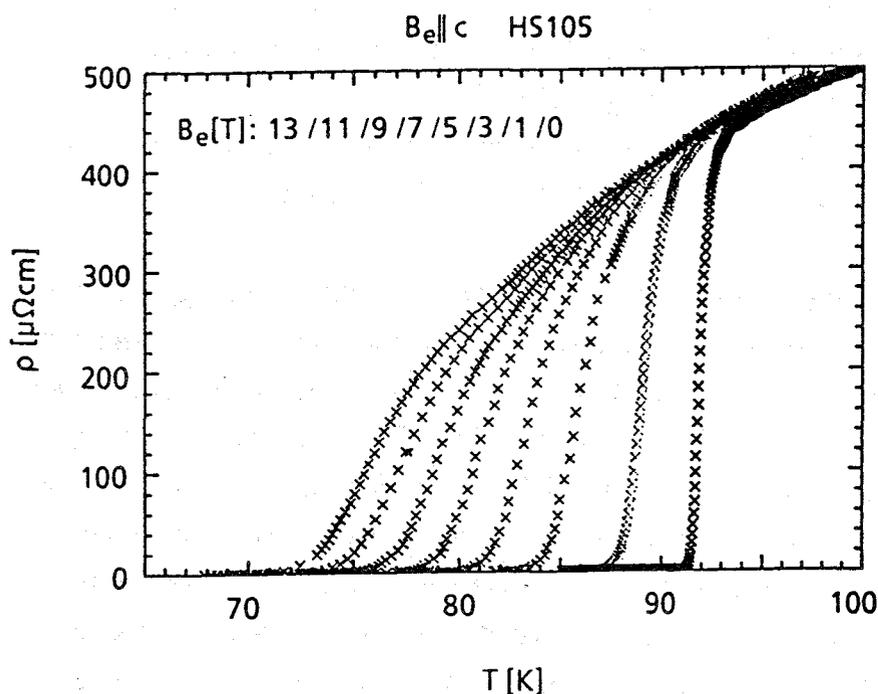


Abb.3.3
 Verbreiterung der resistiven Übergänge im Feld B_e in der Orientierung $B_e \parallel c$. Die Verbreiterung beträgt bei $B_e = 13\text{T}$ im Vergleich zu $B_e = 0\text{T}$ ungefähr 23K (bei einem Kriterium von $\rho = 0.01\mu\Omega\text{cm}$). In der Orientierung $B_e \perp c$ ergibt sich ein qualitativ ähnliches Bild, mit dem Unterschied, daß in dieser Orientierung die Aufweitung wesentlich geringer ist ($\sim 7.3\text{K}$).

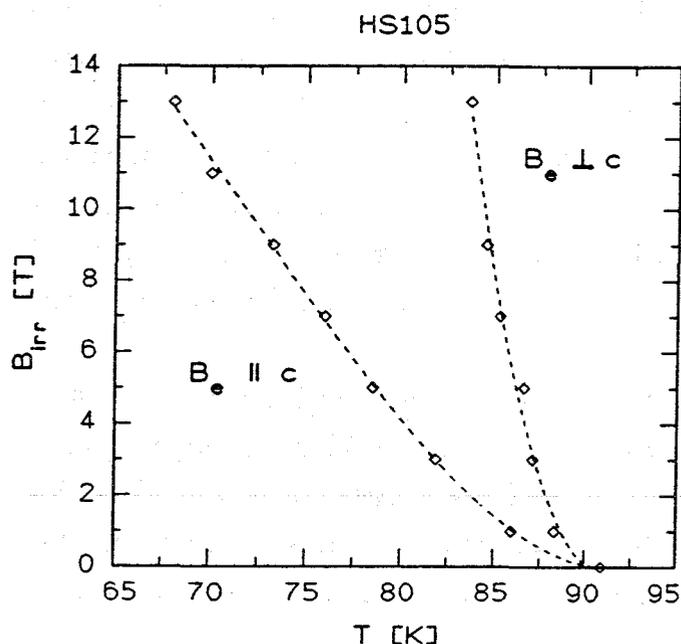


Abb.3.4
 Irreversibilitätslinie für die oben (Abb.3.2;3.3) gezeigte Schicht für die beiden Orientierungen $B_e \perp c$ und $B_e \parallel c$. Ermittelt wurde sie aus $\rho(T)$ - Messungen. Sie entspricht einem Widerstandskriterium von $\rho(T,B) = 0.01\mu\Omega\text{cm}$.

derartiger stromdichteunabhängiger Widerstand führt bei einem Relaxationsexperiment zu einem exponentiellem Zerfall der Magnetisierung (vergl. in Tab.1; flux-flow, KAM (1.1.13)). Die Zeitkonstante des exponentiellen Zerfalls ergibt sich für einen Kreisstrom zu: $t' = b/\rho$ (Tab.1). Für die Standardabmessungen eines Ringes (s. Kap. 2.3) (Schichtdicke $d = 0.5\mu\text{m}$) und einem Wert für ρ von $10^{-3}\mu\Omega\text{cm}$ ergibt sich $t' = 0.5 \times 10^{-4}\text{s}$. D.h., bereits nach einer

Zeit von einer zehntausendstel Sekunde ist die Magnetisierung auf ein $1/e^2$ -el des Anfangswertes abgefallen: Mit der in Kap. 4 beschriebenen Apparatur besteht keine Möglichkeit einen derartigen Zerfall zu verfolgen. Bei einem elektrischen Feld von $E=0.1\mu\text{V}/\text{cm}$ (das ist die obere Grenze für die in Kap. 4 beschriebenen Induktionsexperimente) und $\rho=10^{-3}\mu\Omega\text{cm}$ erhält man $j=E/\rho=100\text{A}/\text{cm}^2$. Diese Stromdichte ist mit der in Kap. 4 beschriebenen Apparatur nicht mehr zu detektieren (d.h., die dort aufgenommenen Magnetisierungskurven sind von der Nulllinie der Magnetisierung nicht zu unterscheiden.). Ein derartiges Verhalten: Abfall der detektierbaren magnetischen Hysterese unter die Meßgrenze, sowie eine ohmsche $E(J)$ - Charakteristik mit daraus folgendem exponentiellen Zerfall ist Kennzeichen dafür, daß die Messung von $\rho(T)$ *Abb.3.3* oberhalb der im (B-T)-Phasendiagramm (unterhalb von B_{c2} verlaufenden) Irreversibilitätslinie stattgefunden hat. Die Irreversibilitätslinie ist durch das Auftauchen der angemerktene Phänomene phänomenologisch bestimmt. Ihre Lage hängt ab von dem verwendeten Detektionskriterium, d.h. der Empfindlichkeit der Apparatur. Dies ist jedoch kein Grund an ihrer physikalischen Existenz zu zweifeln: In klassischen Supraleitern bestimmte man den Verlauf von $B_{c2}(T)$ ebenfalls durch das Verschwinden der kritischen Stromdichte, was ein ebensolches Kriterium erfordert. *Abb.3.4* zeigt eine aus $\rho(T)$ - Messungen ermittelte Irreversibilitätslinie, mit einem Widerstandskriterium von $\rho=0.01\mu\Omega\text{cm}$. Aus der angeführten Beispielrechnung und der Messung *Abb.3.3* geht hervor, daß die Verbreiterung des resistiven Überganges im Feld ein Phänomen ist, welches sich in einem Gebiet des (B-T)- Phasendiagrammes beobachten läßt, das sicher oberhalb der Irreversibilitätslinie liegt. Inwieweit solche Messungen dazu herangezogen werden können, um Parameter in den $E(J)$ - Charakteristiken (s. Kap. 1.1) zu bestimmen, ist höchst fraglich, zumal das beobachtete $E(J)$ - Verhalten in diesem Gebiet ohmsch ist. Palstra et al. /49/ und Zeldov et al. /50/ versuchten (wie wir selbst es zunächst taten, dann aber kritisierten /51/) in den Anfangstagen der Beschäftigung mit dem flux- creep in Hochtemperatursupraleitern aus Arrhenius- Plots der $\rho(T)$ - Daten unter Zugrundelegung des KAM Aktivierungsenergien U_0 und deren Temperaturabhängigkeit zu bestimmen. Die Werte, die sie ermittelten, sind jedoch um ein Vielfaches größer, als die ebenfalls unter Zugrundelegung von KAM erhaltenen aus Relaxationsmessungen (z.B. Keller et al. /52/).

Immerhin ist ein derartiges Vorgehen prinzipiell denkbar, wenn man davon ausgehen kann, daß das beobachtete Dissipationsverhalten während des resistiven Überganges (und damit auch seine Verbreiterung) auf demselben mikroskopischen Dissipationsmechanismus beruht, wie sie dem creep

zugrundeliegen: der Bewegung von Flußlinien durch den Supraleiter. K.Kitazawa et al./53/ stellten dagegen fest, daß die Verbreiterung des Überganges allein von der relativen Orientierung des angelegten Feldes zum Kristallgitter abhängt und nicht von der Richtung des Feldes zur Stromrichtung. Die Verbreiterung hängt ebenfalls nicht vom absoluten Wert der Stromdichte ab, mit der die Messung durchgeführt wird (das erwähnte ohmsche Verhalten.). Beides bestimmt jedoch die Lorentzkraft auf die Flußlinien, welche deren Bewegung bestimmt. Die so gefundene Unabhängigkeit des dissipativen Verhaltens von der Bewegung des magnetischen Flusses zeigt, daß dem resistiven Verhalten beim Übergang offenbar völlig andere mikroskopische Mechanismen zugrundeliegen. Demzufolge scheiden zahlreiche Erklärungsversuche für die Verbreiterung des resistiven Überganges aus („giant flux creep“ A.P. Malozemoff et al./54/, M. Tinkham /55/, „Kosterlitz- Thouless- transition“ J.M.Kosterlitz et al /56/). K.Kitazawa et al. befürworten ein Fluktuationsmodell /57/.

4. Die induktive Messung

4.1 Beschreibung des experimentellen Aufbaus

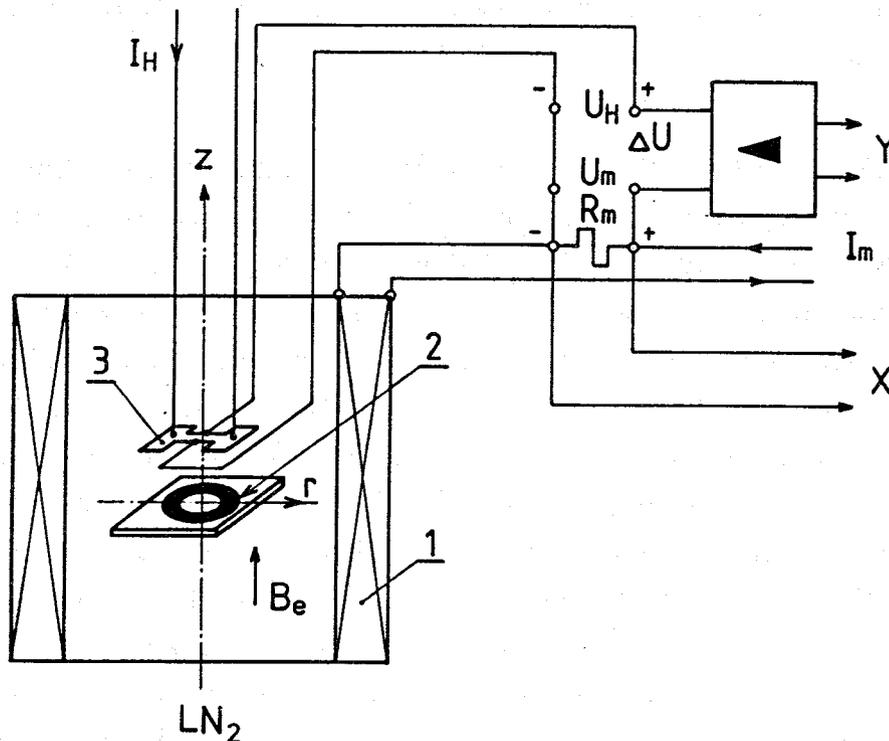


Abb. 4.1

Aufbau der induktiven Messung

- 1) Cu- Magnet
- 2) Ringprobe
- 3) Hallsonde

Abb. 4.1 zeigt den experimentellen Aufbau der induktiven Messung /58/:

In einem mit flüssigem Stickstoff gefüllten Dewar- Gefäß befindet sich der aus Kupferdraht gewickelte Magnet zur Magnetisierung der Probe. Es handelt sich um einen Solenoiden (Bohrung 35mm), dem zur Verbesserung der Feldhomogenität ein Helmholtzspulenpaar aufgesetzt ist (in der Mittelebene $B(r=1\text{cm}) - B(r=0)/B(r=1\text{cm}) < 10^{-4}$). Die Magnetkonstante beträgt $c_m = 11.2 \text{ mT/A}$. Es können Felder $B_e < 250 \text{ mT}$ erzeugt werden.

Das Netzgerät des Magneten wird mit einem Funktionsgenerator angesteuert, welcher mit der Frequenz f ein Dreieckssignal ausgibt, dessen ansteigende und abfallende Flanke zusammen mit dem eingestellten Maximalstrom die

Stromrampe dI_m/dt und damit die sweep- Rate dB_e/dt festlegt. Es sind sweep-Raten bis zu 0.1 T/s einstellbar.

Im geometrischen Zentrum des Magneten ist auf einem heizbaren Probenhalter die Filmprobe montiert ($B_e \perp$ Filmoberfläche). Sie befindet sich in direktem Kontakt mit flüssigem Stickstoff. Die Heizvorrichtung ermöglicht ein field-cooling der Probe: Bei angelegtem Feld läßt sich die Probe im Stickstoffbad auf Temperaturen $> T_c$ erwärmen. Schaltet man die Heizung aus, passiert die Probe bei angelegtem Feld die Phasengrenze.

Die z- Komponente des Feldes B_s (s bedeutet: *Schicht*) der magnetisierten Probe, wird mit einer Hall- Sonde gemessen, die sich mit Hilfe eines x-y-z- Tisches relativ zur Probe an definierten Orten plazieren läßt (Mit B_s ist im folgenden der Kürze wegen die z- Komponente des Feldes B_s gemeint. Nur in Kap. 4.3, wo eine Unterscheidung der Komponenten von B_s wichtig wird, ist ein zusätzlicher Index angefügt.). Die Sonde /59/ besitzt eine hohe Empfindlichkeit (Sondenkonstante $c_H \approx 8.5 \cdot 10^{-4}$ V/AmT) bei einer aktiven Fläche von nur $50 \times 50 \mu m^2$, so daß ortsaufgelöste Messungen von B_s möglich sind. Sie detektiert die Summe der Felder B_e und B_s . Eine Kompensationsschaltung zieht den dem äußeren Feld B_e entsprechenden Anteil U_e der Hallspannung ab, so daß der verbleibende Rest $\Delta U = U_H - U_e$ dem Feld der magnetisierten Probe entspricht. Die Kompensationsschaltung nutzt dabei einen im Versorgungskreislauf des Magneten liegenden Shunt R_m , an dem eine Spannung U_m abfällt, die dem externen Feld B_e (ein Cu- Magnet weist keine Remanenz auf, daher $B_e = c_m \cdot I_m$) proportional ist: $U_m = B_e R_m / c_m$. Ohne Probe muß bei Kompensation des externen Feldes gelten $\Delta U = 0 = U_H - U_e$, $0 = B_e c_H I_H - B_e R_m / c_m$, woraus sich der Hall-strom $I_H = R_m / (c_m c_H)$ ergibt, mit dem die Sonde bei geeignet gewähltem R_m betrieben werden muß. ΔU wird verstärkt und gegen das externe Feld oder die Zeit aufgetragen.

Folgende apparativ bedingte Einflüsse können die Messungen an den Filmproben verfälschen:

1. Eine Verschiebung des Nullpunktes des Verstärkers kann im Laufe der Zeit auftreten, denn bei sehr kleinen sweep- Raten sind die Meßzeiten entsprechend lang.
2. Zwar lassen sich sehr kleine sweep- Raten einstellen (s.o.), doch zeigte sich bei der Verwendung von Netzgeräten mit eingebauter Steuerung, daß die sweep- Rate lediglich ein Durchschnittswert ist, d.h. die Stromrampe ist in

Wirklichkeit eine Treppenfunktion, mit einer festen Anzahl von Stufen bis zum eingestellten Maximalstrom. Für die Messung notwendig hingegen ist ein zeitlich konstantes dI_m/dt .

3. Durch die Breite des thermischen Rauschens des induzierten Signals ist die kleinste sinnvoll einstellbare sweep- Rate festgelegt.

Um diese möglichen Fehlerquellen abzuschätzen wurde an Stelle einer Filmprobe eine Induktionsspule mit 10^4 Windungen montiert und für verschiedene Frequenzen f die induzierte Spannung U_{ind} gemessen. Die Ergebnisse sind die folgenden:

Die zeitliche Konstanz von U_{ind} bei kleinen Frequenzen ist gegeben für Zeiten $t < 30$ min. Damit ist die ausreichende Stabilität des verwendeten Verstärkers und die des Frequenzgenerators gezeigt.

Abb.4.2 zeigt die Linearität zwischen U_{ind} und der eingestellten Frequenz. Als kleinste sinnvoll einstellbare sweep- Rate wird diejenige definiert, bei der die untere Rauschgrenze von U_{ind} die Linie $U=0$ berührt. Sie beträgt $dB_e/dt = 3\mu T/s$.

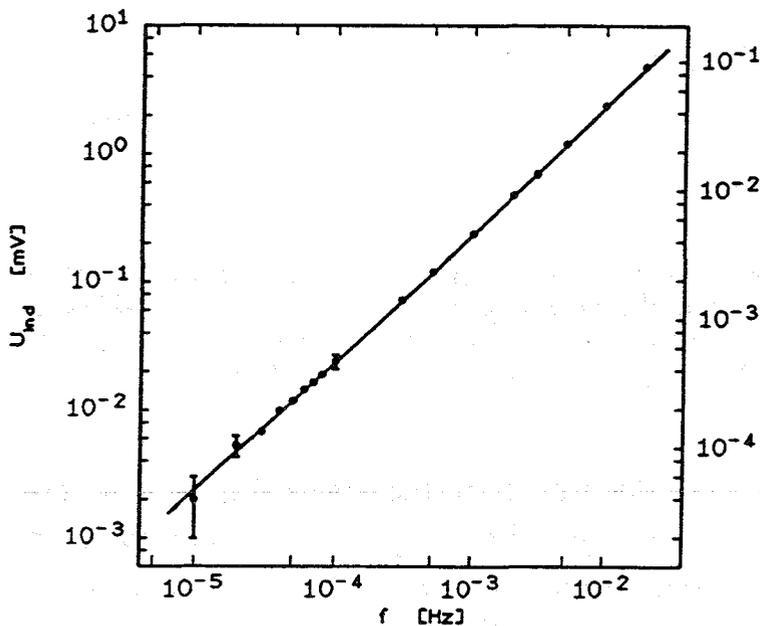


Abb.4.2
Proportionalität zwischen Frequenz und induzierter Spannung. Die Fehlerbalken geben die Breite des Rauschens an. Die rechte y- Achse gibt das elektrische Feld in einem Ring mit einem Durchmesser von 3mm an (s. Gl. 4.4.9). Die Grenze der Empfindlichkeit liegt etwa bei $4 \cdot 10^{-5} \mu V/cm$.

4.2 Durchgeführte Experimente

Unabhängig von der Form der Probe wurden mit dem beschriebenen Aufbau im wesentlichen folgende drei Experimente durchgeführt:

Experiment 1: Eine Messung des Probenfeldes B_s in Abhängigkeit vom externen Feld B_e für verschiedene sweep- Raten dB_e/dt . Als Ergebnis erhält man Magnetisierungskurven, deren Aufspaltung von dem jeweiligen dB_e/dt abhängig sind. (Abb.4.3, 4.4)

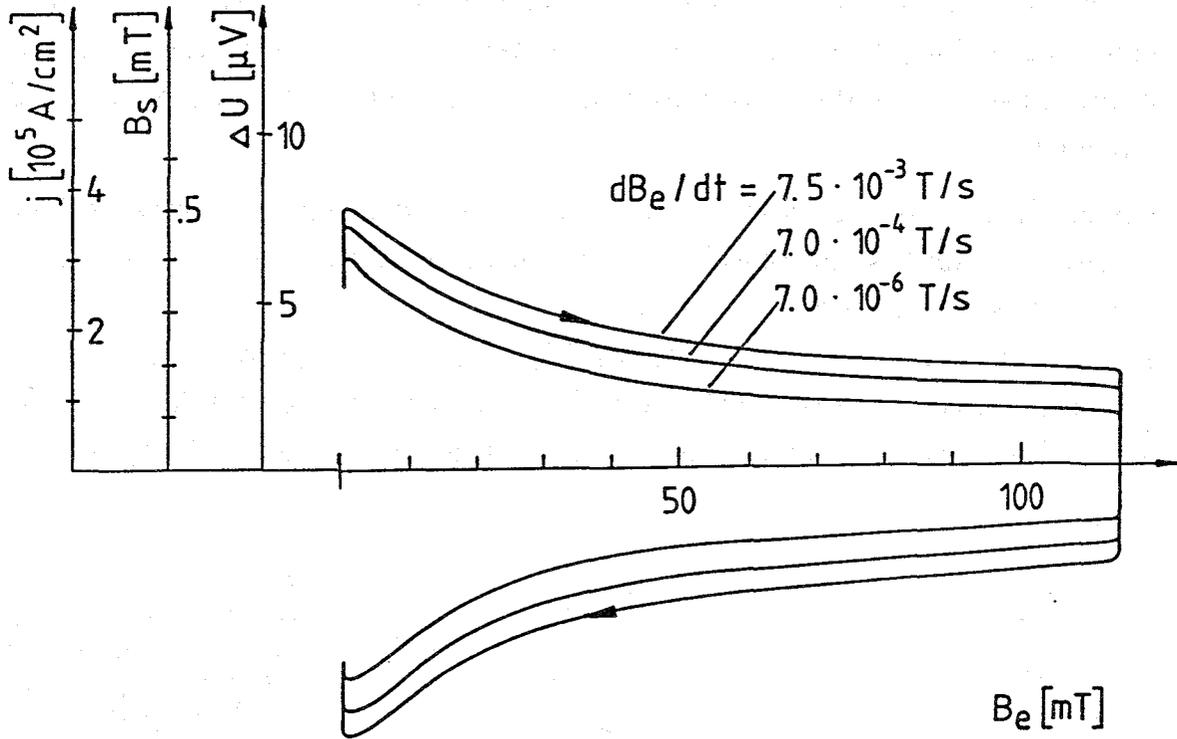


Abb.4.3 Experiment 1 an einem Ring. Drei Magnetisierungskurven liegen ineinander, die sich durch unterschiedliche sweep- Raten des externen Feldes B_e (x- Achse) unterscheiden. Die y- Achse kann in unterschiedlicher Weise geeicht werden: Stromdichte, Probenfeld und ΔU sind einander proportional.

Experiment 2: Die Messung der Relaxation $B_s(t)$ bei festem $B_{e0} = \text{const.}$: Mit definierter sweep- Rate wird B_e auf den Wert B_{e0} gefahren und der Feldsweep abgeschaltet. Die Relaxation startet man also von einer Magnetisierungskurve (Experiment 1) aus. Damit ist der Startwert $B_s(t=0)$ und damit J_A für den Ring und $J_A(r)$ (für disk bzw. Platte) bekannt (s. u.).

Experiment 3: Die orts aufgelöste Messung von B_s bei festem B_{e0} und dB_e/dt entlang einer definierten Linie im Abstand z_0 parallel zur Schichtebene: ein Profil (Abb.4.6). Wegen der Relaxation von B_s müssen derartige Profile aus Schnitten durch eine Schar von Magnetisierungskurven punktweise konstruiert werden: Nacheinander wird die Hall- Sonde an verschiedenen

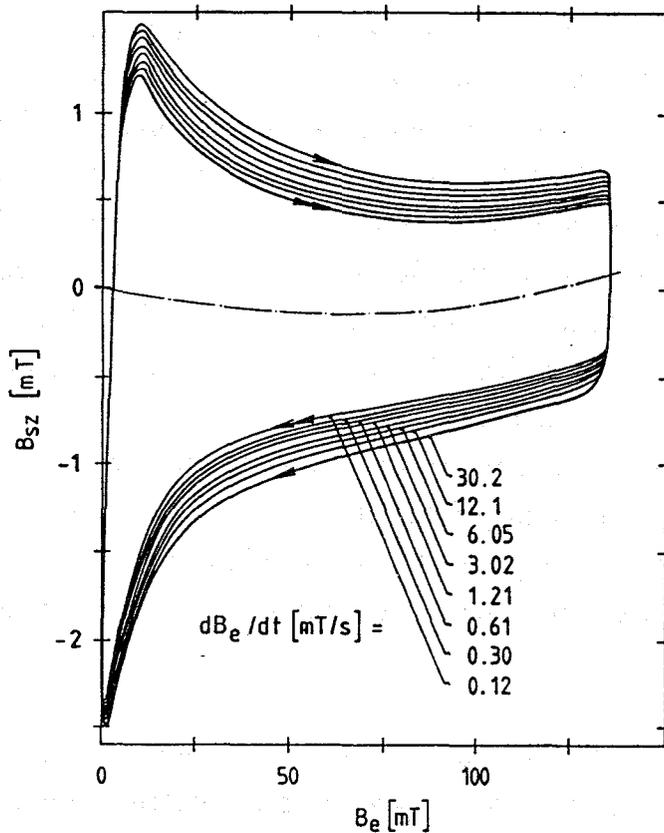


Abb.4.4

Experiment 1 an einer disk. Die leichte Krümmung der $B_s = 0$ Linie ist auf eine Nichtlinearität der hier verwendeten Hallsonde zurückzuführen. Ein qualitativer Unterschied zur Messung am Ring besteht darin, daß das Maximum der Kurvenschar bei $B_e \approx 10$ mT liegt, während man das Maximum am Ring bei deutlich kleineren Feldern findet. Die Lage dieses Maximums gibt die Größe des Penetrationsfeldes an, oberhalb dessen die ganze Probe von Fluß erfüllt ist und sich ganz im kritischen Zustand befindet. Die endlichen Werte von B_s bei $B_e = 0$ nach Durchlaufen der Kurven zeigen den eingefrorenen Fluß an /60/.

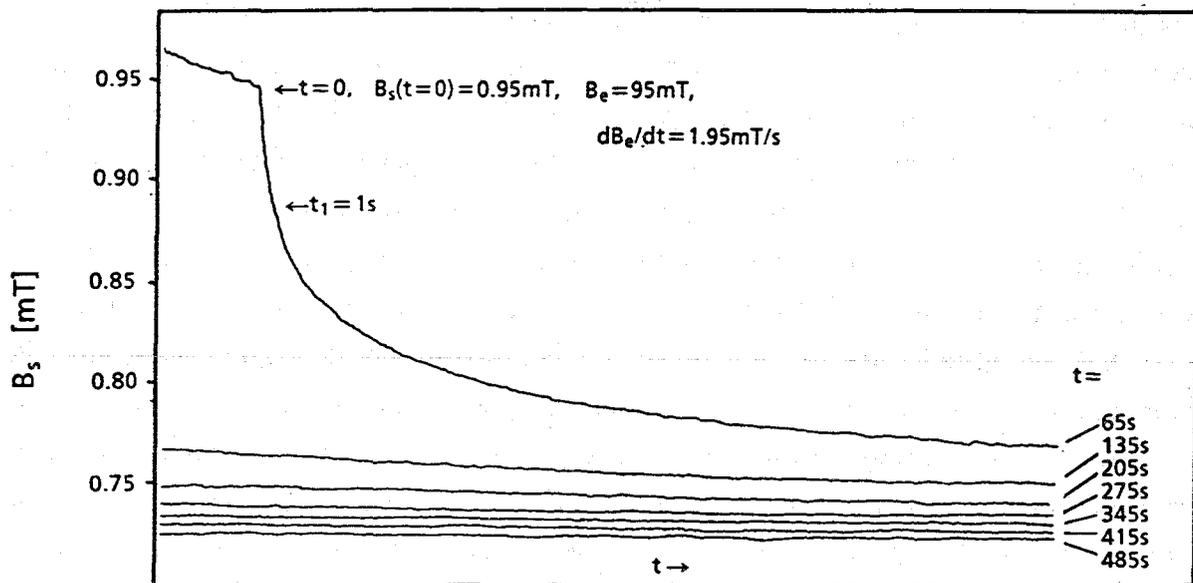


Abb.4.5 Mit dem x-y-Schreiber aufgezeichnete Relaxation einer Platte (5mm×10mm) bei $B_{e0} = 95$ mT und $dB_e/dt = 1.95$ mT/s. Oben links ist noch ein Stück der Magnetisierungskurve zu sehen, von wo aus die Relaxation startete. Dadurch ist der Anfangswert des Probenfeldes B_s bekannt. t_1 liegt bei ungefähr einer Sekunde.

Stellen entlang der Profil-Linie plziert und jeweils eine Magnetisierungskurve aufgenommen. Das Profil ergibt sich für ein

bestimmtes B_{e0} und dB_e/dt durch Auftragen von B_s gegen den Ort der Sonde. Derartig gewonnene Profile sind nicht relaxierend: sie liefern das Bild einer momentanen Feldverteilung, die einer momentanen Stromverteilung in der Schicht entspricht. Im Unterschied dazu erhält man relaxierende Profile, indem man den Feld- sweep bei B_{e0} stoppt und nach einer Zeit t_1 innerhalb einer Zeit Δt ($\sim 15s$) über die Probe scannt. Während der Zeit Δt relaxiert die Stromdichte weiter, so daß die einzelnen Meßwerte B_s des Profils aus unterschiedlichen Stadien des Zerfalls stammen. Ist $t_1 \gg \tau_c$ (s. Kap. 1.2) ist das relaxierende Profil quasistationär, d.h. hier: es verändert sich während der Messung in der Zeit Δt nicht merklich.

Der Unterschied zwischen nicht- relaxierenden und relaxierenden Profilen ist für die Auswertung der Experimente wesentlich. Nur aus ersteren lassen sich die Anfangsbedingungen $J_A(r)$ (s. Kap. 1.2) des Zerfalls ermitteln. (Im folgenden ist mit „Profil“ immer ein nicht- relaxierendes gemeint, wenn nichts anderes gesagt ist.)

Die Methode, mit Hilfe einer Hallsonde das Feld einer magnetisierten supraleitenden Probe zu messen, ist zwar bekannt, aber trotz der Vorteile, die die Methode gegenüber der Verwendung von Magnetometern bietet, wenig verbreitet. Von verschiedenen Autoren ist sie im Hinblick auf unterschiedliche Fragestellungen angewendet worden: M. Konczykowski et al. /61/ berichten von Experiment 1 an Einkristallen, verwenden jedoch keine konstante sweep- Rate, sondern erhöhen das Feld stufenweise. T.Kisu et al /62/ messen an einem Sinterpellet die Verteilung des eingefrorenen magnetischen Flusses (Abkühlen der Probe im Feld, Abschalten des Feldes). P. Brüll et al /63/ studieren das Eindringen des Flusses in eine quadratische Filmprobe, messen aber offenbar relaxierende Profile. D. J. Frankel /64/ untersucht das Eindringen des Flusses in eine disk- förmige Probe, mit der Intention das Modell des kritischen Zustandes zu überprüfen. Dabei verwendet er eine Modellprobe (46mm Durchmesser) aus NbTi, also einen klassischen Supraleiter und braucht sich deshalb nicht um den Unterschied zwischen relaxierenden und nicht- relaxierenden Profilen zu kümmern. M.J. Scharen et al. /65/ bestimmen die Stromdichte in einer quadratischen Schicht aus dem Feld des eingefrorenen Flusses nach Durchlaufen einer Magnetisierungskurve mit unbekannter sweep- Rate und vergleichen diese mit resistiv erhaltenen Werten. Ein Kriterium für das elektrische Feld wird nicht angegeben. S.W. Goodyear et al. /66/ messen für dünne Schichten (auch für Ringe) bei $B_e = 0$ die Relaxation des eingefrorenen Flusses nach externem Feldpuls (10 ms Dauer). Ihr t_1 (Startzeit der Messung) beträgt 10ms. Damit sind sie in der

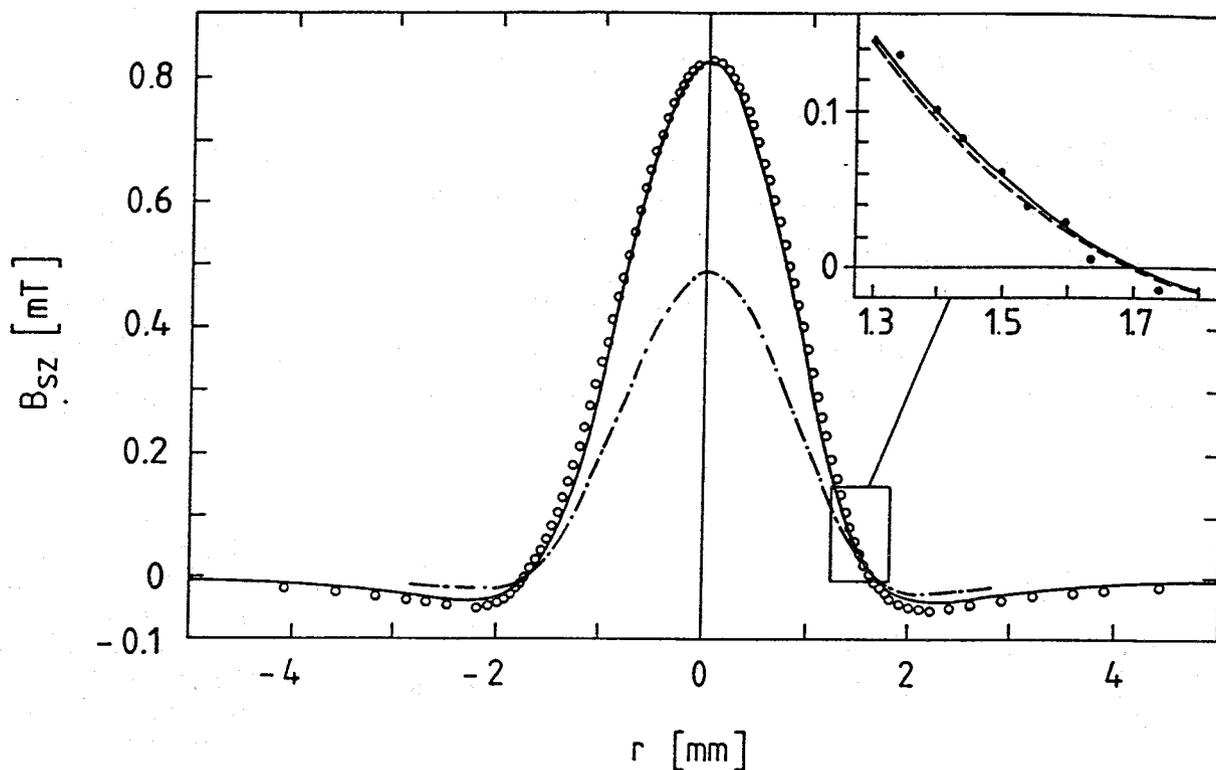


Abb.4.6 Profile einer disk (Durchmesser 3mm). Die Symbole (o) markieren die Meßwerte eines nicht-relaxierenden Profils. Das - - - gezeichnete Profil ist ein relaxierendes, quasistationäres und ca. 20 Minuten nach Abschalten des Feldsweeps aus dem nicht-relaxierenden hervorgegangen. Die Vergrößerung im Inset zeigt, wie gut die Meßwerte (•) berechneten Profilen entsprechen: Der gestrichelten Linie im Inset liegt die Annahme $J(r) = \text{const.} = J_0$ zugrunde (s. Kap. 4.2). Der durchgezogenen Linie entspricht die Annahme einer bestangepaßten logarithmischen Abhängigkeit der Stromdichte vom Radius, wie sie aufgrund von KAM zu erwarten ist /60/. Der Unterschied zwischen den beiden aufgrund dieser Annahmen berechneten Felder $B_s(r)$ ist an jeder Stelle r zu klein, als daß er durch die Messung aufgelöst werden könnte.

Lage, die $E(J)$ - Charakteristik über 6 Größenordnungen des E - Feldes zu verfolgen. Ihr Hauptinteresse liegt jedoch in der Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Relaxationsrate.

4.3 Qualitative Ergebnisse

Die quantitative Analyse (s. Kap. 4.4) der Messungen war erst möglich, nachdem die Geometrie der Abschirmströme bekannt war. Grundsätzlich sind dafür zwei verschiedene Möglichkeiten denkbar:

- a) B_s ist die Summe der Felder magnetisierter granularer Bereiche.
- b) B_s ist das Feld eines im Material vorhandenen makroskopischen Stromsystems.

Eine Unterscheidung zwischen diesen beiden Möglichkeiten erhält man, indem man im Zentrum des Ringes die Richtung von B_s feststellt. Zusätzlich kann man folgendes einfache Experiment ausführen: man mißt an einem Ring die Magnetisierungskurven und plaziert dabei die Hallsonde auf der Ringachse. Danach wird der Ring durch einen Kratzer geschlitzt und das Experiment wiederholt. Liegt Fall a) vor, so sollte der Kratzer keinen Einfluß auf das Meßergebnis haben und beide Messungen dieselbe Kurve durchlaufen. Im Fall b) muß sich das Stromsystem im Ring umordnen, was mit einer drastischen Änderung der Größe von B_s verbunden sein sollte. Abb. 4.7 zeigt die Ergebnisse der beiden Messungen.

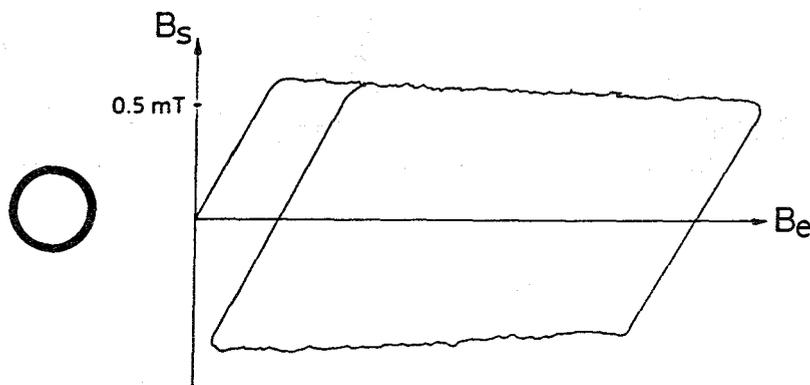
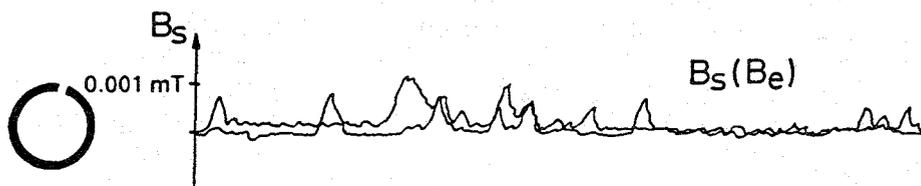


Abb. 4.7
Magnetisierungskurve am intakten und am geschlitzten Ring. Der Zusammenbruch des Signals im letzten Fall zeigt an, daß B_s das Feld eines Kreisstromes ist.



Im Falle des geschlitzten Ringes ist das Signal vollständig zusammengebrochen und unter die Empfindlichkeitsschwelle der Apparatur abgesunken. Im ersten Experiment wurde also das Feld eines makroskopischen Kreisstromes gemessen. Der Zusammenbruch des Signals zeigt zunächst, daß nur intergranulare Ströme detektiert werden, weil ein eventuell vorhandener Beitrag intragranularer Ströme zum Feld B_s auch nach dem Durchtrennen des Ringes noch detektiert werden würde, was nicht der Fall ist.

Dieses qualitative Ergebnis rechtfertigt die in Kap. 4.5 beschriebene Berechnungsmethode für die Schichtstromdichte aus dem gemessenen Feld B_s . Daraus allein kann jedoch nicht geschlossen werden, daß die Schicht nicht granular ist. Die Berechnung der Stromdichte des Kreisstroms liefert jedoch Werte (s. Kap. 5), die um Größenordnungen über den an Sintermaterialien gemessenen (Transport-) Stromdichten liegen, welche durch weak-links begrenzt

sind. Demzufolge liegt der Schluß nahe, daß der detektierte Kreisstrom in der Schicht nicht durch weak- links begrenzt, die Schicht also nicht granular ist.

Zur Bestimmung der Stromdichte J darf nur der irreversible Teil des Feldes B_s genutzt werden. Unter der Annahme, daß die kritische Stromdichte im Supraleiter in entgegengesetzten Richtungen gleich groß ist (denkbar wären z.B. asymmetrisch pinnende Potentiale), ist die Magnetisierungskurve oberhalb des Penetrationsfeldes (Abb.4.4) symmetrisch zur x - Achse, wenn die reversible Magnetisierung vernachlässigbar klein ist. Wie aus Abb.4.3 ersichtlich, ist das der Fall. Gleichgültig, wie groß der reversible Anteil gegenüber dem irreversiblen ist, ist die gesamte Weite der Magnetisierungskurve ΔB_s allein durch den letzteren gegeben. Die Stromdichte J wird deshalb nicht aus B_s , sondern aus ΔB_s ermittelt. Mit dem in Kap. 4.4 verwendeten Ausdruck „ B_s “ ist stets gemeint: $\Delta B_s/2$.

Die Möglichkeit, orts aufgelöste Messungen von B_s vorzunehmen, erlaubt es, das Eindringen des magnetischen Flusses in den Supraleiter zu verfolgen. Dabei werden für eine disk entlang einer Magnetisierungskurve (Abb.4.8) an verschiedenen Stellen relaxierende quasistationäre Profile aufgenommen. Deren Formen stehen in Analogie zu den Flußprofilen, die Bean in /30/ für (unendlich) lange Stäbe diskutiert. Die Unterschiede zu den hier vorgelegten Profilen bestehen zum einen darin, daß sie das Feld nicht innerhalb des Supraleiters, sondern im definierten Abstand ($\sim 0.5\text{mm}$) von ihm wiedergeben, zum anderen darin, daß an dünnen Schichten gemessen wird. Letzteres führt genauer zu folgendem Unterschied: In beiden Fällen liegt Zylindergeometrie vor (e_z ist Feldrichtung, Stabrichtung, Achsenrichtung der disk). Aus Symmetriegründen können nur Ströme in azimuthaler (ϕ -) Richtung fließen. Die grundlegende Maxwellgleichung $\text{rot } B_s = \mu_0 J$ ergibt in Zylinderkoordinaten für J in ϕ -Richtung:

$$\mu_0 J = \left(\frac{\partial B_s}{\partial z} - \frac{\partial B_s}{\partial r} \right) \quad (4.3.1).$$

Für die diskutierten (unendlich) langen Stäbe verschwindet die radiale Feldkomponente, also der erste Term in der Klammer, so daß J einfach durch den negativen Flußdichtegradienten gegeben ist. Für kürzere Stäbe verschwindet der erste Term jedoch nicht und wird für disks (sehr kurze Stäbe) schließlich

bestimmend. Aus diesem Grunde lassen sich aus den Steigungen der Profile (dB_{sz}/dr) keine Stromdichten bestimmen.

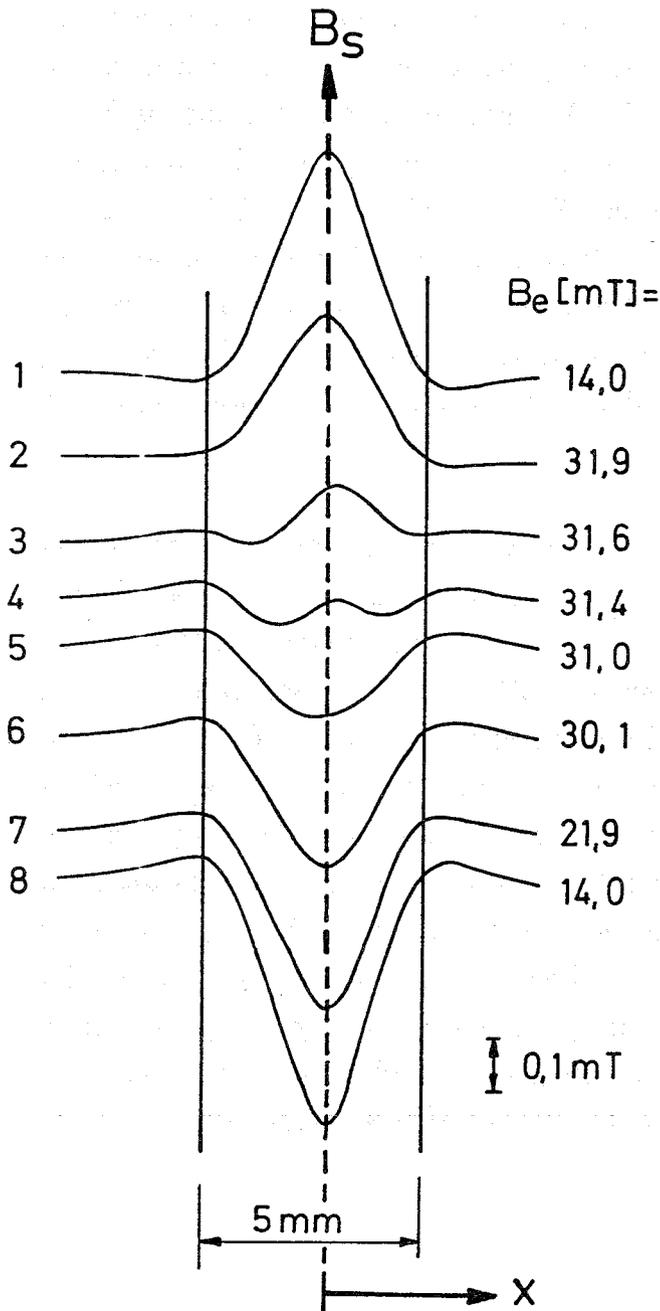
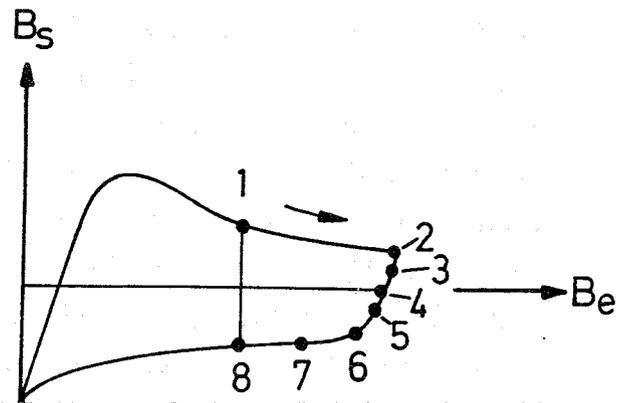


Abb.4.8

Das Eindringen des Flusses läßt sich beobachten, wenn die Neukurve durchlaufen wird, oder sich der sweep- des externen Feldes umkehrt. Es werden dann zunächst am Rand der disk Ströme in Gegenrichtung induziert, die dort ein Probenfeld B_{sz} in umgekehrter Richtung erzeugen, wodurch dB_{sz}/dr an dieser Stelle am Rand das Vorzeichen wechselt, während im Inneren der disk noch kein derartiger Vorzeichenwechsel stattgefunden hat. Es kommt so zur Ausbildung von W-förmigen Profilen (3,4), bis sich schließlich nach weiterer Abnahme des externen Feldes das gesamte Profil umgeklappt hat.



4.4 Quantitative Auswertung der induktiven Messung

a) Ringproben

Die Probe liege in der Form eines Ringes der Dicke d , und Breite w mit dem mittleren Radius R vor und es gelte $w/R \ll 1$ (s. Kap. 2.4). Die z -Achse des Ringes falle mit der des Magneten zusammen. Gemessen wird B_s ($r=0, z_0$) auf der Ringachse in einem Abstand z_0 von der Schichtebene.

Wegen $w/R \ll 1$ kann man das gemessene Feld in guter Näherung als das eines Kreisstromes $I = Jwd$ auffassen, so daß sich die Stromdichte J im Ring zu

$$J = \frac{2}{wd\mu_0} B_s \frac{(R^2 + z_0^2)^{\frac{3}{2}}}{R^2} \quad (4.4.1)$$

ergibt /58/.

Nach dem Induktionsgesetz wird durch eine Änderung des durch den Ring tretenden magnetischen Flusses Φ darin eine Spannung

$$U = - \frac{d\Phi}{dt} \quad (4.4.2)$$

induziert, welche einem elektrischen Feld

$$E = \frac{U}{2\pi R} \quad (4.4.3)$$

entlang des Ringumfangs entspricht. Der Fluß Φ setzt sich aus einem Anteil des externen Feldes Φ_e

$$\Phi_e = R^2 \pi B_e \quad (4.4.4)$$

und einem Anteil Φ_s des Eigenfeldes des magnetisierten Ringes

$$\Phi_s = -LI_s \quad (4.4.5)$$

zusammen, wobei L die Induktivität des Ringes und I_s der Ringstrom ist. Für das elektrische Feld erhält man also

$$E(J) = \frac{1}{2\pi R} \left(R^2 \pi \frac{dB_e}{dt} - Lwd \frac{dJ}{dt} \right) \quad (4.4.6)$$

Für eine von einem Modell vorgeschlagene $E(J)$ - Charakteristik ist (4.4.6) eine Differentialgleichung für $J(t)$. Von (4.4.6) ausgehend ist das

Relaxationsexperiment am einfachsten auszuwerten: wegen $B_e = \text{const.}$, also $dB_e/dt = 0$ reduziert sich (4.4.6) unter Verwendung von (4.4.1) auf

$$E(J) = \frac{dB_s}{dt} \frac{L (R^2 + z_0^2)^{\frac{3}{2}}}{\pi \mu_0 R^3} \quad (4.4.7)$$

Beobachtet man also bei dem Relaxationsexperiment den $B_s(t)$ - Verlauf, so ergibt sich aus $B_s(t)$ gemäß (4.4.1) $J(t)$ und aus (4.4.7) der zugehörige Wert von E .

Bei der Auswertung der Magnetisierungskurven müssen zunächst beide Terme von (4.4.6) berücksichtigt werden. Es gilt: $J(t) = J(B_e(t))$, also $dJ/dt = dJ/dB_e \cdot dB_e/dt$. Für das Verhältnis der beiden Terme in (4.4.6) gilt nun:

$$v = \frac{Lwd}{\pi R^2} \frac{dJ}{dB_e} \quad (4.4.8)$$

Für die Standardabmessungen des Ringes beträgt die Induktivität $L = 5.7 \cdot 10^{-9} \text{H}$ und ist im Bereich der untersuchten Schichtdicken unabhängig davon. dJ/dB_e kann man direkt aus der Magnetisierungskurve ablesen. Für die größten abgelesenen Werte ergibt sich $v = 0.01$, unabhängig von der sweep-Rate. Wenn man bei der Auswertung von Magnetisierungskurven den zweiten Term also vernachlässigt, macht man einen Fehler, der stets kleiner als 1% ist. D.h., bei der Auswertung ist das elektrische Feld durch

$$E(J) = \frac{R}{2} \frac{dB_e}{dt} \quad (4.4.9)$$

gegeben. Die Durchführung einer Profilmessung an einer ringförmigen Stromschleife ergibt gegenüber den anderen beiden Experimenten keine zusätzliche Information.

b) Kreisscheiben.

Die Probe habe die Form einer disk der Dicke d mit dem Radius R . Die vorausgesetzte Homogenität des Materials und die axiale Symmetrie von Probe und Meßanordnung lassen keine radial fließenden Ströme zu, so daß das Stromsystem der disk aus einer genügend großen Anzahl N ($N=10$) von konzentrischen Kreisringen aufgebaut werden kann. Die vorausgesetzte Homogenität kann durch Vermessung eines Profils überprüft werden. Ist die axiale Symmetrie durch radialen Stromfluß zerstört, so wird das Profil

asymmetrisch. Für B_s im vertikalen Abstand z_0 von der disk und im Abstand r von der z - Achse erhält man dann:

$$B_s(r, z_0) = \frac{\mu_0}{2\pi} \sum_{n=1}^N F(r_n, r, z_0) w dJ(r_n) \quad (4.4.10)$$

Darin ist $w = R/N$ die Breite der Kreisringe, r_n der Radius des n -ten Kreisstromes, $J(r_n)$ die Stromdichte im n -ten Ring und $F(r_n, r, z_0)$ eine Funktion, die durch:

$$F(r_n, r, z_0) = \frac{1}{((r_n + r)^2 + z_0^2)^{\frac{1}{2}}} \left(K(k) + \frac{r_n^2 - r^2 - z_0^2}{(r_n - r)^2 + z_0^2} E(k) \right) \quad (4.4.11)$$

gegeben ist. Darin sind $E(k)$ bzw. $K(k)$ die elliptischen Integrale und k ist gegeben durch

$$k^2 = \frac{4 r r_n}{(r_n + r)^2 + z_0^2}$$

Auf der Achse eines Rings mit dem Radius R vereinfacht sich (4.4.11) zu

$$F(R, 0, z_0) = \pi R^2 (R^2 + z_0^2)^{-\frac{3}{2}} \quad (4.4.12)$$

(siehe (4.4.11)). Mit Hilfe von (4.4.10) kann mit einer Profilmessung die Stromverteilung in der disk bestimmt werden, indem man auf der linken Seite die gemessenen Werte für B_s einsetzt, woraus sich ein lineares Gleichungssystem für die $J(r_n)$ ergibt.

Ebenso wie die Stromdichte ist auch das elektrische Feld vom Radius abhängig. Es gilt nun:

$$E(r_n) = \frac{r_n dB_e}{2 dt} - \frac{1}{2\pi r_n} \sum_{i=1}^N L_{ni} w d \frac{dJ(r_i)}{dt} \quad (4.4.13)$$

wobei L_{ni} die (Gegen)induktivitäten der Kreisströme bezeichnen, die sich aus der Geometrie durch Berechnung ergeben. Die Formeln (4.4.10) und (4.4.13) treten für eine disk an die Stelle von (4.4.1) und (4.4.6).

Die $E(J)$ - Charakteristik kann aus zwei experimentellen Vorgehensweisen wie folgt ermittelt werden:

- a) - Es werden an einer disk zwei Profile bei äußeren Feldern B_{e0} und $B_{e0} + \delta B_e$ mit einer sweep- Rate dB_e/dt gemessen. Man erhält somit zwei Kurven $B_s(r)$ und $B_s(r) + \delta B_s(r)$. Für hinreichend kleine Werte von δB_e erhält man mit $\delta t = \delta B_e / (dB_e/dt)$

$$\frac{dB_s(r)}{dt} = \frac{\delta B_s(r)}{\delta t} \quad (4.4.14).$$

- Setzt man $B_s(r)$ für N verschiedene r- Werte in (4.4.10) ein, so erhält man ein lineares Gleichungssystem für $J(r_n)$, leitet man (4.4.10) nach der Zeit ab und setzt die Werte dB_s/dt gemäß (4.4.14) ein, erhält man ein lineares Gleichungssystem für $dJ(r_n)/dt$.
 - Mit den so erhaltenen Werten von $dJ(r_n)/dt$ werden mit Hilfe von (4.4.13) die zugehörigen elektrischen Felder $E(r_n)$ bestimmt.
- b) Eine Bestimmung der $E(J)$ - Charakteristik aus dem Relaxationsexperiment ist im Prinzip auf folgende Weise möglich:
- Man mißt die Relaxation eines Profils, d.h. dB_s/dt ($z = z_0$, $dB_e/dt = dB_{e0}/dt$) an verschiedenen Stellen r und erhält aus (4.4.10) zunächst ein lineares Gleichungssystem für $J(r_n)$ und durch Ableiten ein lineares Gleichungssystem für dJ/dt .
 - Das Ergebnis setzt man in (4.4.13) ein ($dB_e/dt = 0$) und erhält die zugehörigen $E(r_n)$.

Angegeben wurde hier das Verfahren, mit dem die $E(J)$ - Charakteristik einer diskförmigen Probe aus den vorgenommenen Experimenten direkt, d.h. ohne Näherung zu ermitteln ist. In der Praxis vereinfacht sich diese aufwendige Auswertung und Messung erheblich. Folgende zwei qualitativen experimentellen Befunde führen zu dieser Vereinfachung:

- 1) Es zeigt sich, daß die Stromverteilung $J(r)$ in guter Näherung durch $J(r) = J(r=R) = J_0 = \text{const.}$ beschrieben werden kann. Die unter dieser Annahme mit Hilfe von (4.4.10) und J_0 als einzigem Fitparameter (Anpassung an die Feldprofil- Messung $B_s(r)$ bei $r=0$) berechneten Profile lassen sich im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht von den gemessenen unterscheiden (s. Abb.4.6). Damit ist die Voraussetzung des Bean- Modells, nämlich daß im kritischen Zustand der Probe überall die gleiche Stromdichte J_c vorliegt, in guter Näherung erfüllt.

Dieses Ergebnis führt dazu, daß in (4.4.10) $J = J_0$ aus der Summe herausgezogen werden kann: $B_s(r, z_0) = J_0 * G(r, z_0)$, wobei die Geometriegröße $G(r, z_0)$ nach (4.4.10) und (4.4.11) berechnet wird:

$$G(r, z_0) = \frac{\mu_0 \omega d}{2\pi} \sum_{n=1}^N F(r_n, r, z_0) \quad (4.4.15).$$

Eine quantitative Abschätzung des mit der Annahme $J(r) = \text{const.} = J_0$ verbundenen Fehlers ergibt sich wie folgt: Man bestimmt eine größte untere Schranke $J_{0<}$ und eine kleinste obere Schranke $J_{0>}$, so daß für die berechneten Profile $B_{s<}$ und $B_{s>}$ im Vergleich mit dem gemessenen Profil B_s für alle r gilt:

$$B_{s<} < B_s < B_{s>}$$

daß also das gemessene Profil $B_s(r, z_0)$ überall zwischen den berechneten Profilen $B_{s<}$ und $B_{s>}$ verläuft. Es gilt dann $J_{0<} < J(r) < J_{0>}$. Der relative Fehler ergibt sich dann aus dem Vergleich der Intervalllänge mit J_0 : $(J_{0>} - J_{0<}) / J_0$.

In allen an disks durchgeführten Messungen ist der so ermittelte Fehler kleiner als 6%.

- 2) Die Steigung $s = dB_s/dB_e$ der Magnetisierungskurven für voll flußerfüllte Proben ist stets $s \ll 1$ (s. Abb. 4.3, 4.4).

Die induzierte Spannung längs des Ringes mit dem Radius r_n beträgt $U_{\text{ind}} = d(\phi_e + \phi_s)/dt$ mit $d\phi_e/dt = r_n^2 * \pi * dB_e/dt$ und $d\phi_s/dt = -r_n^2 * \pi * d\langle B_s \rangle/dt$, wobei $\langle B_s \rangle$ der Mittelwert von B_s über die Fläche $r_n^2 * \pi$ sei. Da $\langle B_s \rangle < B_s(r_n)$ aus den Profilmessungen ersichtlich ist (siehe Abb. 4.6), gilt für den Betrag des Verhältnisses $(d\phi_s/dt)/(d\phi_e/dt)$ als obere Schranke $s = dB_s/dB_e$. Der Wert von s auf der disk- Achse ($r = 0$) ist aus der Magnetisierungskurve ablesbar und hat für voll flußerfüllte Proben einen Wert $\ll 1$. Gemäß Abb. 4.4 gilt z.B. $s \leq 0.01$. Somit ist in guter Näherung $U_{\text{ind}}(r_n)$ durch $d\phi_e/dt$ allein bestimmt, mit einem durch s gegebenen relativen Fehler. Mit gleichem Fehler ist in dieser Näherung die elektrische Feldstärke $E(r_n) = (r_n/2) * dB_e/dt$ behaftet. Die Beiträge der inneren Ringe, die gemäß (4.4.13) durch Gegeninduktivitäten $L_{ni} = L_i(r_n)$, $i \leq n$, bestimmt sind, sind also gegenüber dem vorderen, durch die externe Feldänderung gegebenen Summanden vernachlässigbar.

Zur Aufstellung der $E(J)$ - Charakteristik einer disk wählen wir $E = E(R)$ am äußeren Rand der Scheibe. Damit gilt

$$E = E(R) = \frac{R}{2} \frac{dB_e}{dt} \quad (4.4.16)$$

Bei Relaxationsmessungen entfällt der erste Summand in (4.4.13); für $E = E(R)$ gilt dann wegen $J(r) = \text{const.}$

$$E = E(R) = \frac{dJ}{dt} \frac{w d}{2\pi R} \sum_{i=1}^N L_i(R) = C \frac{dB_s}{dt} \quad (4.4.17)$$

mit dem Geometriefaktor C, gegeben durch (s. (4.4.10), (4.4.11)):

$$C = \frac{\sum_{i=1}^N L_i(R)}{\mu_0 R \sum_{n=1}^N F(r_n, r, z_0)} \quad (4.4.18)$$

Üblicherweise wird das Probenfeld B_s auf der disk-Achse gemessen, so daß für C im Ausdruck (4.4.18) $F(r_n, 0, z_0)$ gemäß (4.4.12) statt der allgemeinen Beziehung (4.4.11) benutzt werden kann. Die beiden Summen in (4.4.18) sind durch Computerrechnung ermittelt worden, die Konvergenz mit wachsendem N ist gut.

c) Rechteckproben

Während die quantitative Auswertung der Messungen an Kreisscheiben mit Hilfe der Formeln (4.4.10), (4.4.13) noch exakt durchgeführt werden kann, bedeutet der mit der Rechteckform verbundene Verlust der radialen Symmetrie, daß analytische Ausdrücke für die ortsabhängige Stromdichte $J(x,y)$, das elektrische Feld $E(x,y)$ und die magnetische Induktion $B(x,y,z)$ nicht mehr angegeben werden können und man deshalb auf numerische Berechnungen und Näherungen angewiesen ist. Derartige Berechnungen sind für eine Testprobe der Abmessungen $5\text{mm} \times 15\text{mm} \times 1\mu\text{m}$ ($a \times b \times d$) in /67/ unter Verwendung des Programms EFFI /68/ von W. Maurer durchgeführt worden. EFFI ist ein Programm zur Berechnung von Magnetfeldkonfigurationen, wie sie von beliebigen Stromdichteverteilungen erzeugt werden und dient normalerweise zur Berechnung der Felder komplizierter Spulengeometrien. Die felderzeugende Stromdichteverteilung wird durch das Aneinanderfügen sogenannter „General Current Elements“ (GCE) aufgebaut, wobei für jedes GCE eine konstante Stromdichte angesetzt wird. Die Strategie zur Auswertung der Experimente an Rechteckproben besteht in folgendem: Ein gemittelttes elektrisches Feld E entlang des äußeren Randes der Probe ergibt sich zu $E = d\Phi/dt \cdot (2/(a+b))$. Für das

Magnetisierungskurvenexperiment ist Φ allein durch den Fluß des äußeren Feldes gegeben, für das Relaxationsexperiment durch $\Phi_s = \int B_s \cdot dF$. Bei gegebener Stromdichteverteilung kann Φ_s durch EFFI berechnet werden. Auf Angabe von Werten des elektrischen Feldes innerhalb der Probe wird verzichtet. Der absolute Wert der Stromverteilung $J(x,y)$ innerhalb der Proben wird als konstant vorausgesetzt.

Die mit diesen beiden Annahmen verbundenen Fehler lassen sich mit denselben Argumenten abschätzen, wie sie ausführlich für den Fall der Kreisscheibe diskutiert wurden.

In der Studie /68/ wird die Probe auf drei verschiedene Arten aus den GCEs aufgebaut und die resultierenden Feldverteilungen verglichen. Abb.4.7. zeigt die

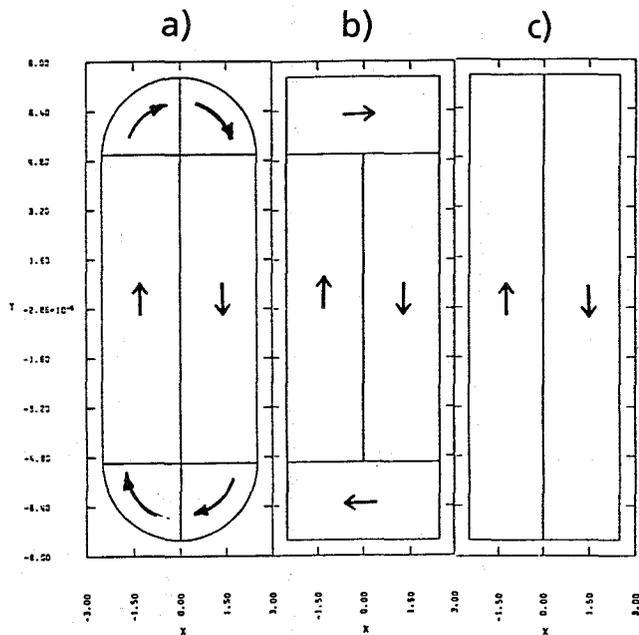


Abb.4.7
Drei verschiedene Simulationen einer Schicht (5mm x 15mm) durch „General Current Elements“. Die Pfeilrichtung gibt die Stromrichtung an ($J = \text{const.}$).

Geometrie der untersuchten Simulationen. Der Pfeil im Innern eines jeden GCE gibt die definierte Stromrichtung an. In allen GCEs hat J den gleichen Wert. Gemeinsam sind allen Simulationen die zwei länglichen GCEs, die von der Linie $y=0$ ($z=0$) geschnitten werden. Entlang dieser Linie in der Höhe $z=0.5$ mm werden die Profile gemessen, aus denen J wie folgt ermittelt wird: Die Stromdichte $J=J(x,y)=\text{const.}$ ist so zu wählen, daß das aus ihr mittels EFFI berechnete Probenfeld im Zentrum $x=y=0$ der Platte mit dem Meßwert von B_s übereinstimmt; B_s und J sind einander proportional. Durch Konstruktion einer oberen und unteren Schranke ($J_>, J_<$, vergl. die Diskussion an der disk) kann der Fehler für J abgeschätzt werden. Die Simulationen a),b),c) der stromtragenden Schicht unterscheiden sich in der Modellierung der Stromverteilung an der

Tab.2: Zusammenstellung der Beziehungen zwischen elektrischem Feld E und Stromdichte J, die zur Ermittlung der E(J)- Charakteristik für die verschiedenen Probenformen genutzt werden.

	Ring; Radius R	Scheibe (disk); Radius R	Platte; Fläche a × b
J =	$B_s \frac{2\pi}{\omega d \mu_0} \frac{1}{F}$	$B_s \frac{2\pi}{\omega d \mu_0} \frac{1}{\Sigma F} \Big _{r=0} = \frac{B_s}{G} \Big _{r=0}$	$\frac{B_s}{G_{Pl}} \Big _{x=y=0}$ *)
E = Magnetisierungskurven- Experiment	$\frac{dB_e}{dt} \frac{R}{2}$	$\frac{dB_e}{dt} \frac{R}{2}$	$\frac{dB_e}{dt} \frac{a b}{2(a+b)}$
E = Relaxationsexperiment	$\frac{dB_s}{dt} \frac{L}{\mu_0 R F}$	$\frac{dB_s}{dt} \frac{1}{\mu_0 R} \frac{\Sigma L}{\Sigma F} \Big _{r=0} = \frac{dB_s}{dt} C \Big _{r=0}$	$\frac{1}{2(a+b)} \frac{d}{dt} \int_{Fl.} B_s dF$ **)

F siehe (4.4.11), (4.4.12); G siehe (4.4.15); C siehe (4.4.18)

*) die Proportionalitätskonstante G_{Pl} ergibt sich aus der Anpassung des berechneten und gemessenen Wertes für B_s ($x=y=0, z=z_0$).

**) Computerberechnung von $\int B_s dF$ für $J=J(x,y)=const.$

schmalen Seite des Rechteckes. Demzufolge untersucht die Studie den Einfluß dieses Aspekts auf die Feldverteilung und kommt zu dem Ergebnis, daß für das Profil, aus welchem die Stromdichte ermittelt wird ($y=0, z=0.5\text{mm}$), die Stromverteilung an den schmalen Seiten des Rechteckes nicht kritisch ist: Für die drei untersuchten Geometrien unterscheiden sich die B_s -Werte im Zentrum der Probe ($x=y=z=0$) um lediglich 2.3% und im Punkt ($x=y=0, z=1\text{mm}$) um maximal 6.2%. Bei dem Abstand der Hall-Sonde von der Schicht $z=0.5\text{mm}$ ist der entsprechende Unterschied zwischen den Modellen sicher kleiner als 5%.

Der Auswertung zugrundegelegt wurde die Simulation a) (Abb.4.7), denn die beiden anderen Stromdichteverteilungen sind unphysikalisch, indem sie noch nicht einmal die Kontinuitätsgleichung für die elektrische Stromdichte erfüllen.

4.5 Kompatibilitätsexperimente

Mit der resistiven Messung (Kap. 3), dem Magnetisierungskurvenexperiment und dem Relaxationsexperiment (Kap. 4) stehen drei Methoden zur Verfügung, die $E(J)$ -Charakteristik zu ermitteln. Die Experimente erfassen verschiedene Ausschnitte der Charakteristik. Resistiv wird der E -Feldbereich $10^3\mu\text{V/cm} > E > 10^{-1}\mu\text{V/cm}$ (nur bei kleinen Feldern B_e und Badkühlung in flüssigem Stickstoff) erfaßt, das Magnetisierungsexperiment erfaßt den Ausschnitt: $10^{-1}\mu\text{V/cm} > E > 5 \cdot 10^{-4}\mu\text{V/cm}$ und das Relaxationsexperiment den Ausschnitt $10^{-4}\mu\text{V/cm} > E > 5 \cdot 10^{-8}\mu\text{V/cm}$. Durch die drei Experimente werden zwar stets dieselben Größen E und J bestimmt, doch sind die Methoden und daher auch die für die Auswertung benutzten mathematischen Beziehungen unabhängig voneinander: Bei der resistiven Messung wird der Strom durch die Probe und der Spannungsabfall zwischen den Kontakten direkt gemessen. Bei den beiden induktiven Experimenten wird zwar in beiden Fällen J aus B_s bestimmt, die Ermittlung der zugehörigen elektrischen Felder ist jedoch verschieden: das Magnetisierungskurvenexperiment nutzt in der Näherung bei der Auswertung allein den ersten Summanden von (4.4.6) bzw. (4.4.13), das Relaxationsexperiment nutzt nur den zweiten Summanden. (Die Unabhängigkeit der beiden induktiven Experimente erkennt man am besten daran, daß bei der Auswertung des Relaxationsexperimentes die Induktivität des Stromsystems eingeht, beim Magnetisierungsexperiment aber nicht; das gleiche gilt für die Auswertung an Platten: E wird entweder nur aus dem Fluß des äußeren Feldes, oder nur aus dem Fluß des Eigenfeldes durch die Probenfläche bestimmt.). Wenn die verschiedenen Abschnitte der Charakteristiken aneinander anschließen, ist damit die Konsistenz des gesamten Auswertungsverfahrens gezeigt. Damit sind

insbesondere die Näherungen gerechtfertigt, die zu einer wesentlichen Vereinfachung der Auswertung der induktiven Experimente führten (s. Kap. 4.4).

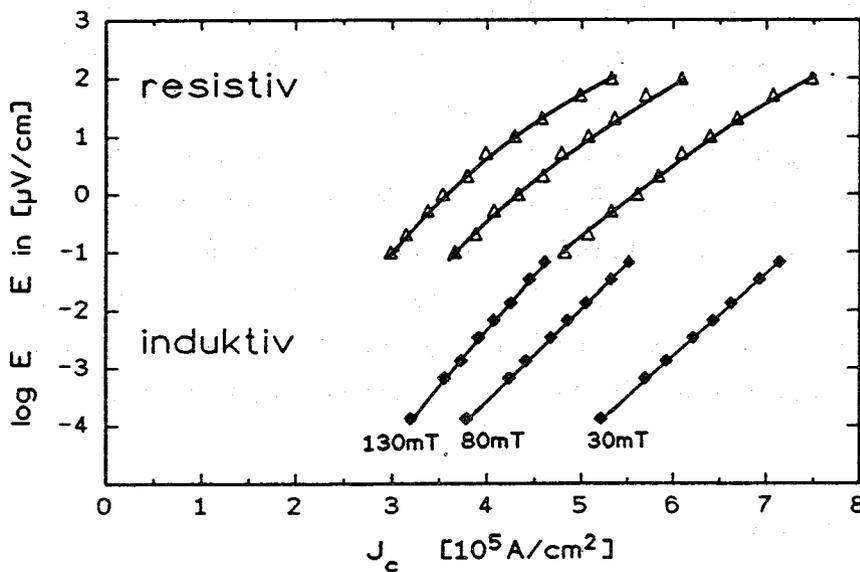


Abb.4.8 Vergleich der resistiven Messung mit der induktiven an einer „Antenne“ (Abb.2.7), die es ermöglicht beide Messungen am selben Objekt durchzuführen. Die induktive Messung liefert um den Faktor 1.5 größere Werte von J_c , was vermutlich auf eine Beschädigung der Schicht bei der Präparation der Kontakte zurückzuführen ist /69/.

Abb.4.8 zeigt die resistive und die induktive Messung (Experiment 1, Kap. 4.2) an einer „Antenne“ (s. Kap. 2.3, Abb. 2.7). Auf den ersten Blick ist die Übereinstimmung der Messungen nicht befriedigend: Die induktive Messung liefert gegenüber der resistiven bei $E = 10^{-1} \mu\text{V}$ um den Faktor 1.55 größere Werte. Jedoch sind die Verhältnisse $J(30\text{mT}) : J(80\text{mT}) : J(130\text{mT})$ für beide Messungen gleich. Dasselbe gilt für die Steigungen $d \log E / d J$. Die fehlende Übereinstimmung im absoluten Wert ist vermutlich auf eine Unachtsamkeit bei der Präparierung der Kontakte für die resistive Messung zurückzuführen, die nach der induktiven Messung stattfand. Eine Verringerung des stromtragenden Querschnitts Q (etwa beim Anätzen der Oberfläche (s. Kap. 3.1), oder beim Durchkratzen des Ringes) reduziert I_c und damit $J_c = I_c / Q$, wenn für Q kein korrigierter Wert eingesetzt wird.

Eine ausgezeichnete Übereinstimmung der durch Relaxations- und Magnetisierungsexperiment ermittelten Abschnitte der $E(J)$ - Charakteristik ergab sich demgegenüber für alle untersuchten Probengeometrien (Ring, disk und Platte). Abb.4.9 zeigt ein Beispiel für eine disk (weitere Beispiele finden sich in Kap. 5). Der Pfeil markiert die Startwerte J_A, E_A der Relaxation ($t=0$). Etwa nach einer Sekunde ($=t_1$, s. Kap. 1.2) lassen sich die Relaxationsdaten auswerten. Der zwischen „ \rightarrow “ und „ $t_1=1\text{s}$ “ liegende Abschnitt der Charakteristik ist dem Relaxationsexperiment nicht zugänglich. In der Abb.1.1 entspricht dieser Teil gerade dem Zeitfenster $\tau_c < t < t_1$ (s. Diskussion in Kap. 1.2). Man kann deshalb sagen: Das Magnetisierungskurvenexperiment erlaubt es, gerade den Teil der Charakteristik zu ermitteln, der durch das Relaxationsexperiment nicht erfaßt

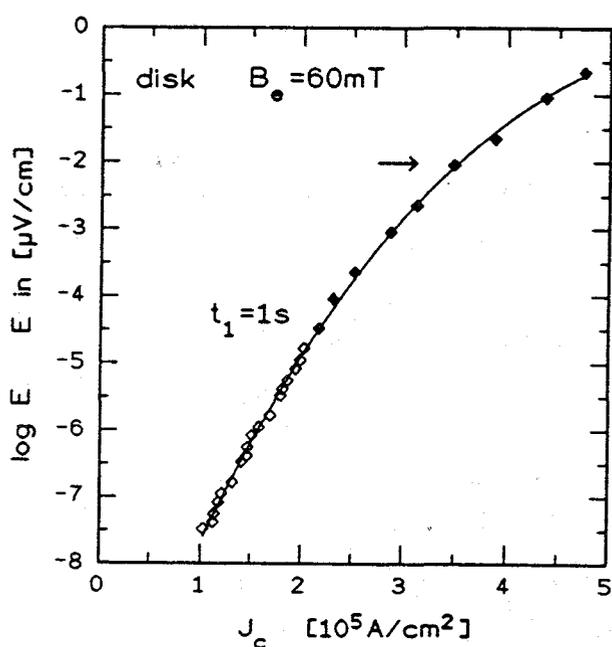


Abb.4.9
Anschluß des Relaxationsexperiments (offene Symbole) an das Magnetisierungskurvenexperiment (geschlossene Symbole) für eine disk. Die eingezeichnete Linie ist ein Polynomfit der ($\log E - J_c$)- Daten.

werden kann. Wie aus den bisherigen Ausführungen hervorgeht, ist das ein Zufall, der sich aus den Abmessungen der Probe, der kleinsten sinnvoll einstellbaren sweep- Rate (s. Kap. 4.1) und der (durch das verwendete Voltmeter gegebenen) Totzeit t_1 der Messung (s. Kap. 1.2) ergibt.

Die Steilheit der Charakteristik erklärt im nachhinein das in Kap. 4.4 gefundene Ergebnis $J(r) \sim \text{const.}$: Das elektrische Feld in der disk sinkt vom Rand ($r=R$) bis zum Radius $r=R/10$ (also fast bis zu ihrer Mitte) nach (4.4.16) um eine Größenordnung ab. Wie aus Abb. 4.9 hervorgeht, ist die einer Größenordnung des E- Feldes entsprechende Änderung in der Stromdichte J_c jedoch klein gegen ihren absoluten Wert.

5. Ergebnisse und Diskussion

5.1 Messungen

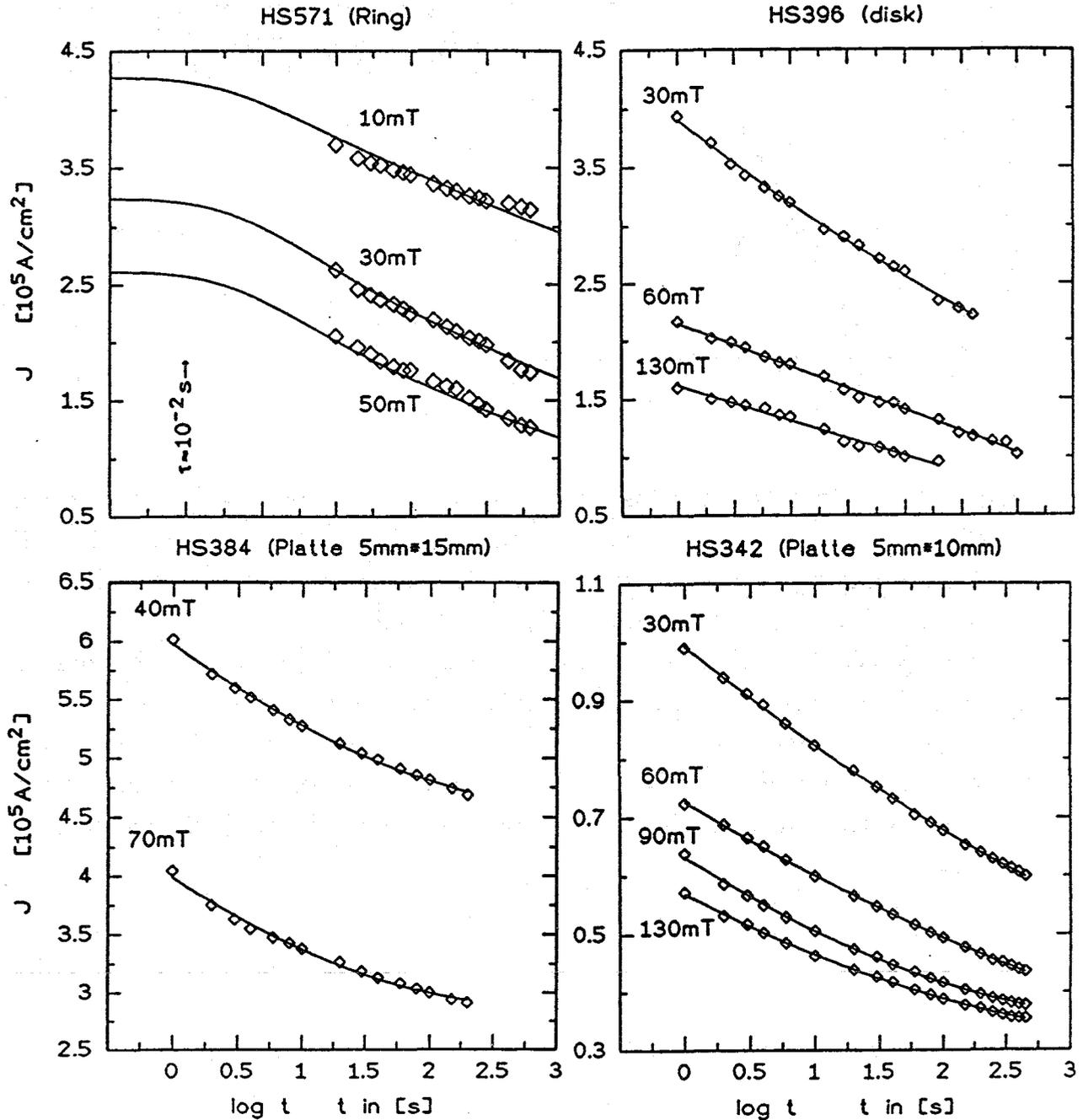


Abb. 5.1a, b, c, d Relaxationen kritischer Ströme in Schichtproben unterschiedlicher Geometrie. Die eingezeichneten Linien entsprechen im Fall des Ringes der bestmöglichen Anpassung an den Zerfall nach Sun (s. Text). In den anderen Fällen sind die Linien an die Messung bestangepaßte Polynome, aus denen die $E(J)$ - Charakteristik gemäß Kap. 4 ermittelt wird.

Im folgenden werden exemplarisch Messungen für die untersuchten Probengeometrien (Ring, disk, Platte $5 \times 10 \text{ mm}^2$, $5 \times 15 \text{ mm}^2$) präsentiert und

ausgewertet. Die *Abb.5.1* zeigt Relaxationen der kritischen Stromdichte im Zeitfenster $t_1 = 1s < t < t_2 \sim 500s$. In den *Abbn. 5.1b,c,d* entsprechen die durchgezogenen Linien an die Messungen bestangepaßten Polynomen 3. Grades, aus denen der Verlauf der $E(J)$ - Charakteristik gemäß der in Kap. 4.4 beschriebenen Methode ermittelt wird. Bei der Messung am Ring (*Abb.5.1a*) entsprechen den eingezeichneten Linien den nach dem Modell von Sun (s. Seite 14 Tab.1, 2.Zeile, 4.Spalte) zu erwartenden Relaxationsverläufen, nachdem die in der Formel auftauchenden Parameter J_A , k und n aus dem gesamten Datenmaterial (Relaxations- und Magnetisierungskurven- experiment) ermittelt wurden (s.u.). Weil das magnetisierte Probenvolumen im Fall von Ringproben sehr klein ist, ist das resultierende Feld B_s ebenfalls klein und die Unsicherheit in der Bestimmung von J relativ groß (die Größe der Symbole in Y - Richtung entspricht ihrem Fehler), so daß die nach Sun bzw. dem KP zu erwartende leichte Krümmung des (J - $\log t$)- Verlaufs nicht nachgewiesen werden konnte. Ausgangspunkt für die Auswertung war hier deshalb kein Polynom 3. Grades, sondern eine Gerade.

In den Fällen, in denen das magnetisierte Volumen (Platten, disk) und deshalb B_s größer ist, zeigen sich dagegen deutliche Linkskrümmungen ($\Leftrightarrow d^2J/d(\log t)^2 > 0$) im (J - $\log t$)- Verlauf, wie sie bei $E(J)$ - Charakteristiken des Typs (1.1.1)(Sun) und (1.1.17) (KP) rechts eines Wendepunktes oberhalb von τ_c im (J - $\log t$)- Plot (vergl. *Abb.1.1*, oder den berechneten Verlauf in *Abb.5.1a*) zu erwarten sind. τ_c beträgt nach der besten Anpassung an den Zerfall nach Sun etwa $10^{-2}s$, liegt also zwei Größenordnungen unterhalb des Beginns des für die Messung gültigen Zeitfensters.

a) KAM

Keine derartige Linkskrümmung ist dagegen für einen Zerfall gemäß KAM (1.1.12) zu erwarten. Aus $J(t) = J_A - \ln(1 + t/\tau)/k_2$ (Tab. S.14, bzw. /31/) folgt

$$\frac{d^2 J}{d(\ln t)^2} = -\frac{1}{k_2} \frac{\frac{\tau}{t}}{(1 + \frac{\tau}{t})^2} < 0 \quad \sim 0 \text{ für } t \gg \tau \quad (5.1),$$

d.h. eine Rechtskrümmung über den gesamten Zeitbereich (für $t > \tau_c$ verschwindet diese jedoch mit $1/t$). Die *Abbn 5.2* bzw. *5.3* zeigen die in die $E(J)$ - Charakteristiken umgerechneten Relaxationsdaten aus *Abb. 5.1* zusammen mit den aus dem Magnetisierungsexperiment erhaltenen (gefüllte Symbole): Alle Meßpunkte im ($\log E$ - J)- Plot liegen auf rechtsgekrümmten Kurven. Die

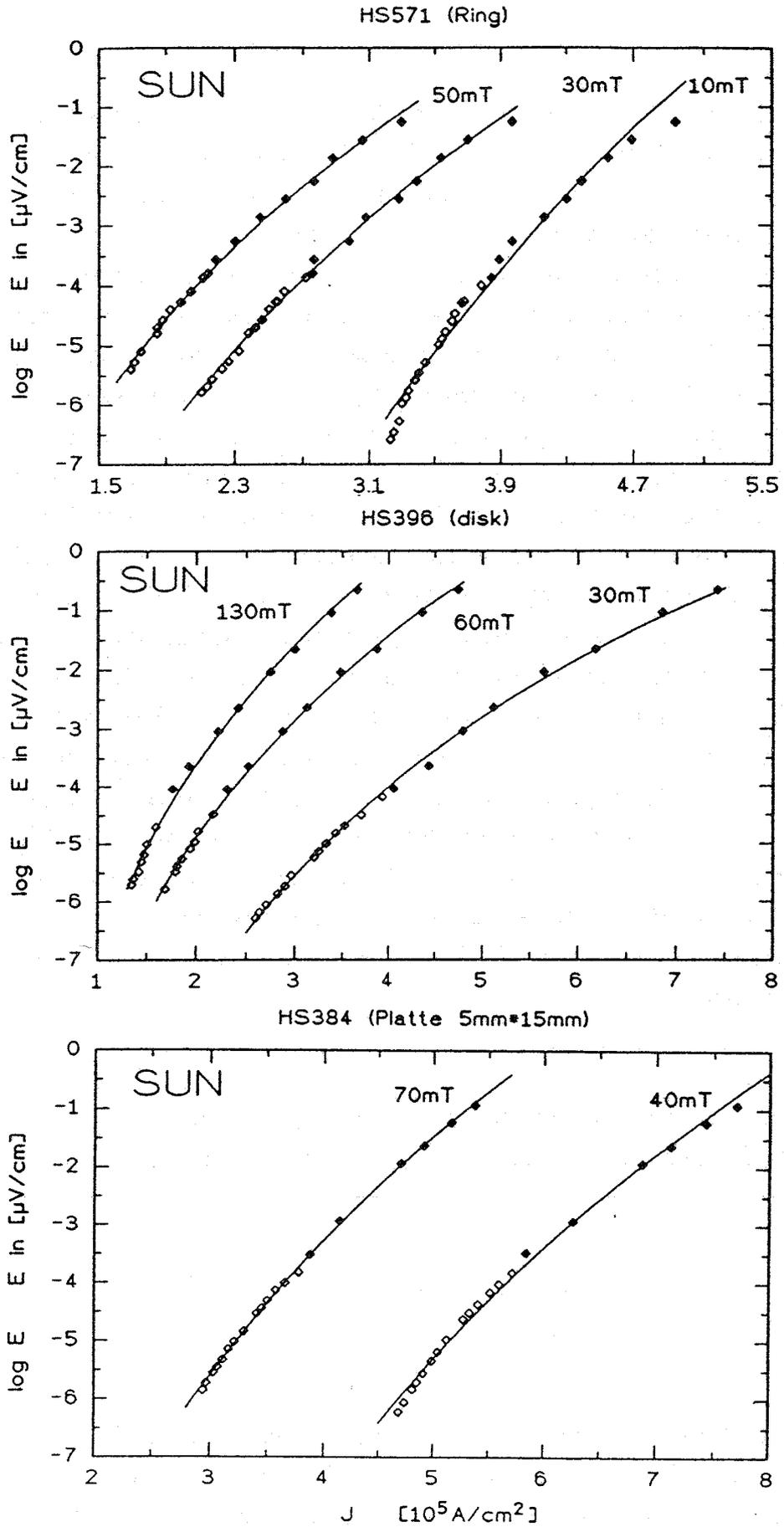


Abb.5.2a,b,c Beste Anpassung der $E(J)$ - Messung an das Modell von Sun. Die geschlossenen Symbole sind Meßpunkte, die aus dem Magnetisierungskurvenexperiment stammen, die offenen stammen aus der Relaxationsmessung.

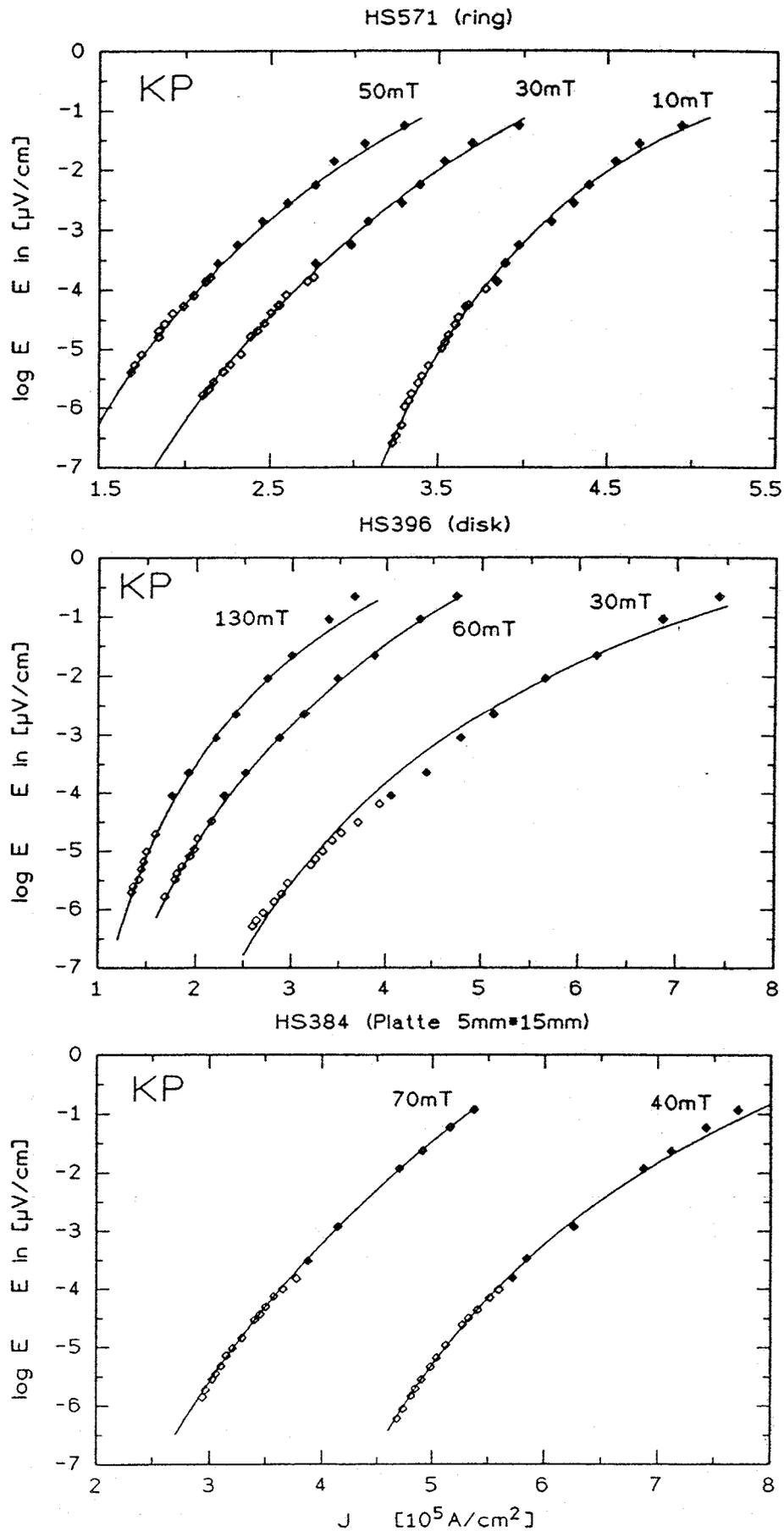


Abb.5.3a,b,c Beste Anpassung der Messung an das Modell des kollektiven Pinning. Die Werte der Parameter zur Anpassung findet man (wie auch die für die Anpassung an den Ansatz von Sun Abb.5.2) in späteren Diagrammen.

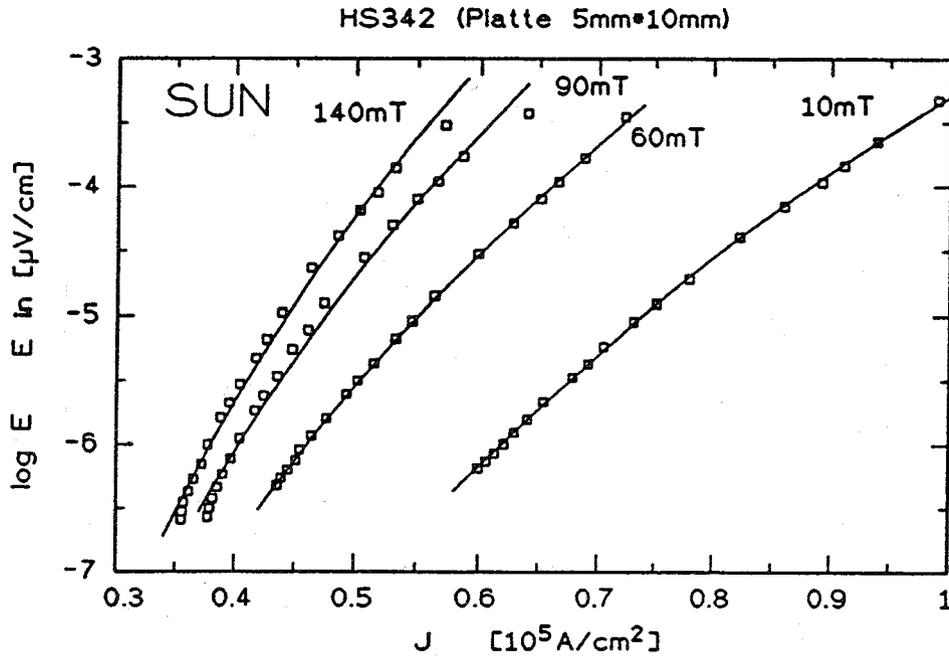


Abb.5.2d

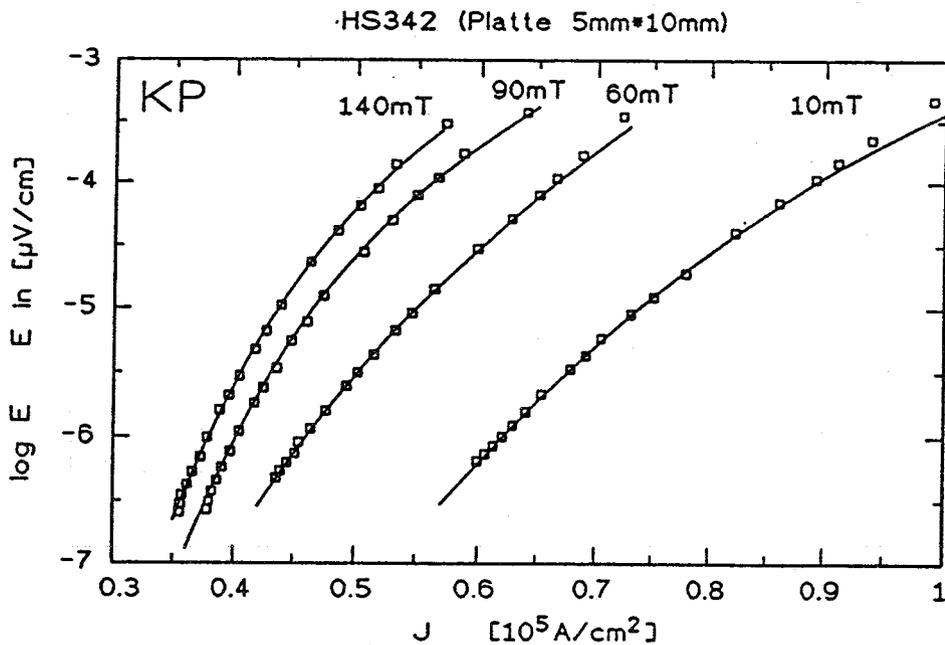


Abb.5.3d

Krümmung ist über den gesamten ausgemessenen Bereich der Stromdichte nachweisbar. Gemäß dem KAM (1.1.12) sollte sich hier jedoch eine Gerade zeigen. Der zu ziehende Schluß lautet: Entweder gilt kein Kim-Anderson flux-creep, oder die Messung fand oberhalb der kritischen Stromdichte J_{c0} bereits im flow-Bereich statt (hier gilt nach (1.1.3): $d^2(\log E)/dJ^2 < 0$, also Übereinstimmung mit der gefundenen Rechtskrümmung).

Die Unvereinbarkeit der Messungen mit (1.1.12) bedeutet, daß man die im KAM auftauchenden Begriffe (Aktivierungsenergie U_0 und Stromdichte J_{c0} , etc.) so, wie sie mit den dort (Kap. 1.1) entwickelten Vorstellungen verknüpft sind, nicht sinnvoll anwenden kann, weshalb auch der Versuch einer quantitativen Bestimmung sinnlos bleibt. U_0 müßte man als stromdichteabhängig auffassen, was vereinbar mit (1.1.15), der Modifikation des KAM nach Welch /24/ wäre, doch führt die Vorstellung bei Unkenntnis der Potentialform $u(x)$ nicht weiter.

b) Sun- Ansatz

Die Abb.5.2 zeigen die bestmögliche Anpassung der Charakteristik $E(J) = \alpha J^n$ (1.1.1) /15/ an die Messung. Die Exponenten n ergeben sich als Steigungen der Ausgleichsgeraden ($y = n \cdot x + c$) im $(\log E - \log J)$ - Plot der Daten; α ergibt sich aus dem Achsenabschnitt c zu $\alpha = 10^c$. Die Abb. 5.4 zeigen derartige Plots für die

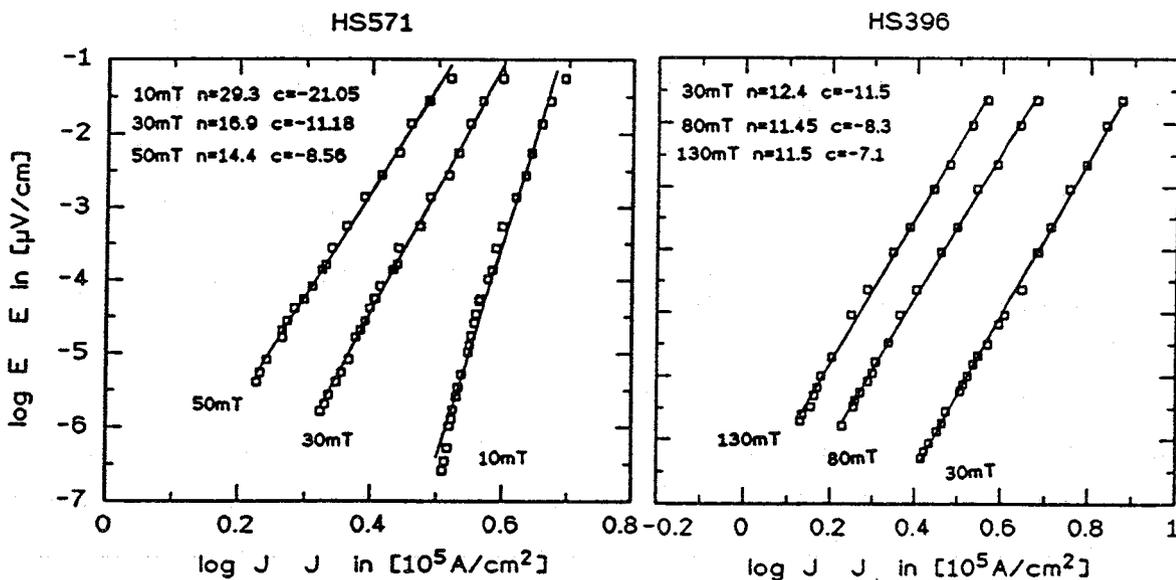


Abb.5.4a,b $(\log E - \log J)$ -Plot zur Bestimmung der Parameter α und n in (1.1.1) für den Ring und die disk.

Ringprobe und disk, Exponenten und Achsenabschnitte sind in die Abb. 5.4. eingeschrieben. Alle Messungen weisen Exponenten n zwischen 10 und 30 auf. Sie sind klein im Vergleich zu denen, die man in NbTi oder Nb₃Sn-Filamentleitern (bei 4.2K) findet, wie sie für den Magnetbau verwendet werden ($n \sim 100$) /70/. Der $E(J)$ - Verlauf wird im Rahmen der Meßgenauigkeit in guter Näherung wiedergegeben. Signifikante Abweichungen der Messung von (1.1.1) finden sich aber bei der 10mT- Messung am Ring (Abb.5.2a) (vergl. auch die Relaxation bei 10mT mit dem bestangepaßten Relaxationsverlauf), bei der 40mT- Messung an der Platte ($5 \times 15 mm^2$ Abb.5.2c) und den 90mT, 140mT- Messungen

an der Platte ($5 \times 10 \text{mm}^2$ Abb. 5.2d.) Eine genauere Auswertung des $(\log E - \log J)$ -Plots der Daten erhält man, wenn man an die Daten keine Gerade, sondern ein Polynom 2. Grades anpaßt. Bildet man dessen Steigung: $d \log E / d \log J$ und trägt sie gegen $\log J$ auf, so sollte sich bei Gültigkeit von (1.1.1) eine waagerechte Gerade mit $n = n(J)$ ergeben. Abb. 5.5a zeigt einen derartigen Auftrag für die Ringprobe:

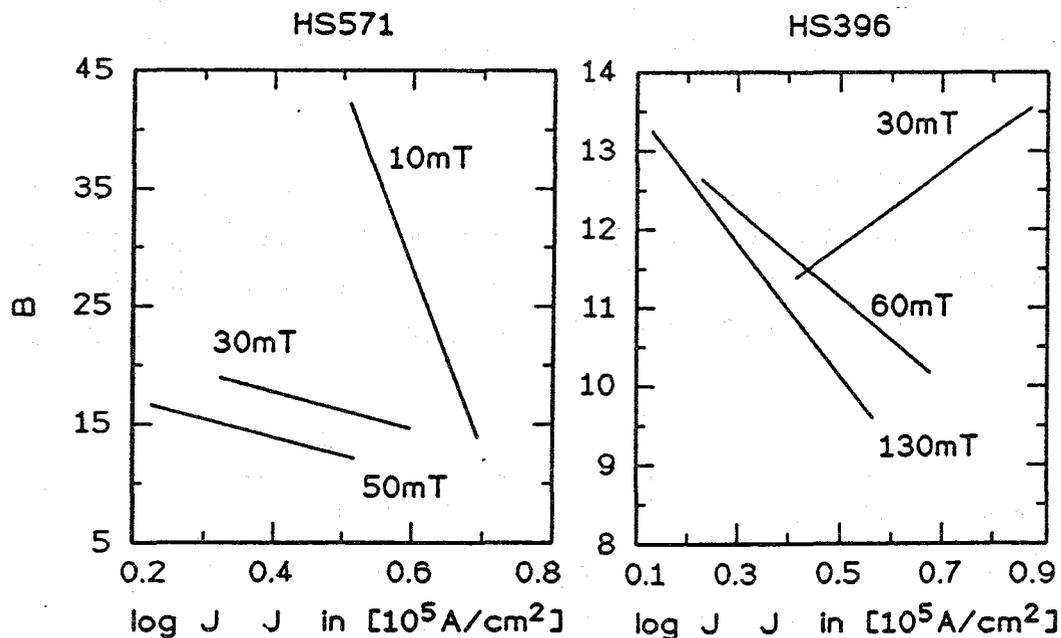


Abb. 5.5 Auftrag der Größe $d(\log E)/d(\log J)$ gegen $\log J$ zum Nachweis, daß $n = n(J)$. Der Datensatz 30mT (HS396) ist der einzige, bei dem $n(J)$ eine monoton steigende Funktion ist.

Der Exponent n ist von der Stromdichte abhängig ($n = n(J)$) und sinkt mit steigender Stromdichte ab. Für die 10mT- Messung ist dieses Absinken beträchtlich (von $n=41$ auf $n=14$ im ausgemessenen J - Intervall). Dieses Verhalten zeigt sich nicht nur für die Ringprobe, sondern für alle Datensätze, mit Ausnahme der 30mT- Messung an der disk (Abb. 5.5b), wo $n(\log J)$ monoton steigt, aber ebenfalls nicht konstant ist. Obwohl die Abweichung von der Linearität im $(\log E - \log J)$ - Plot sehr klein ist, zeigt die Tatsache, daß die angepaßte Parabel immer (bis auf einen Fall) in derselben Richtung gekrümmt ist (d.h. der Koeffizient von x^2 in der Parabel hat immer dasselbe Vorzeichen) systematisches Verhalten. Bei der 10mT- Messung am Ring kann man die Krümmung in Abb. 5.4a mit bloßem Auge sehen. Die in den $(\log E - \log J)$ - Plots ermittelten Werte für n sind demzufolge als Durchschnittswerte aufzufassen.

Das Ergebnis dieser Auswertung besteht also darin, daß die gemessenen Daten in den meisten Fällen phänomenologisch in guter Näherung durch den Ansatz von Sun beschrieben werden, wenn das n nur schwach von der Stromdichte abhängt. Die Tatsache jedoch, daß n von J abhängt, widerspricht den Grundvorstellungen,

aus denen (1.1.1) entwickelt wurde: *Der für n angegebene Ausdruck (1.1.2) enthält kein J!*

c) Kollektives Pinning

Grundlage für die Auswertung der Daten nach dem Modell des kollektiven Pinning ist ein bestangepaßtes Polynom 3. Grades, welches die Meßpunkte im (logE- J)- Auftrag im Rahmen der Meßgenauigkeit wiedergibt. In Abb. 4.9 ist ein derartig bestangepaßtes Polynom eingezeichnet.

Aus der Charakteristik (1.1.17) ($E(J) = E_0 \cdot \exp[(-U_0^*/kT) \cdot (J^*/J)^\mu] = k_1 \exp[k_2 J^{-\mu}]$; s. Tab.1) erhält man durch Logarithmieren und Ableiten nach J:

$$\frac{d(\log E)}{dJ} = k_2 (\log e) (-\mu) J^{-(1+\mu)} \quad (5.2)$$

($k_2 = -J^{\mu+1} U_0/kT$, vergl. Tab. S. 14). Logarithmiert man diese Gleichung, erhält man:

$$A := \log \left(\frac{d(\log E)}{dJ} \right) = \log \left(k_2 (\log e) (-\mu) \right) - (1+\mu) \log J \quad (5.3),$$

wodurch eine Größe A definiert wird. Trägt man A gegen logJ auf, so sollten sich bei Gültigkeit von (1.1.17) Geraden mit der Steigung $-(1+\mu)$ ergeben, woraus man μ erhält und einen Achsenabschnitt $c = \log(k_2 \log e (-\mu))$. Aus c ergibt sich zusammen mit dem bereits ermittelten μ der Wert des Parameters k_2 . Die Abb 5.6 zeigt die entsprechenden Diagramme. Trägt man die Meßwerte (nur die, für die $J < J_c^*$, J_c^* ist dort definiert) in einem (logE- J $^{-\mu}$)- Diagramm ein, so ergibt sich wegen: $\log E = \log k_1 + \log e \cdot k_2 \cdot J^{-\mu}$ als Achsenabschnitt der Ausgleichsgeraden: $\log k_1 = \log E_0$ (Tab.1) (Anmerkung: Bei Gültigkeit des Ansatzes von Sun müssen sich bei dem Auftrag der Daten im (A- logJ)- Diagramm Geraden mit der Steigung -1 ergeben. Das ist nicht der Fall. *Abbn.5.6*).

Wegen der Bedeutung der (A- logJ)-Plots sind diese für alle Datensätze in den *Abbn.5.6* wiedergegeben. Gemeinsames Charakteristikum (von der 30mT-Messung an der disk HS396, die schon bei der Auswertung nach Sun aus dem Rahmen fiel und der 50mT- Messung am Ring abgesehen) ist ein linearer Verlauf bei kleinen logJ- Werten und ein Abweichen des (A- logJ)- Verlaufs vom linearen Verhalten oberhalb einer (hierdurch definierten) kritischen Stromdichte J_c^* , die in den Diagrammen in der Einheit [10⁵A/cm²] angegeben ist. Der lineare Teil des (A- logJ)- Verlaufs wird dazu genutzt, nach 5.3 die Parameter μ und k_2 in der Charakteristik (1.1.17) zu bestimmen. Die *Abb.5.3* zeigen die so bestimmten Charakteristiken zusammen mit den Meßwerten. Die Übereinstimmung ist

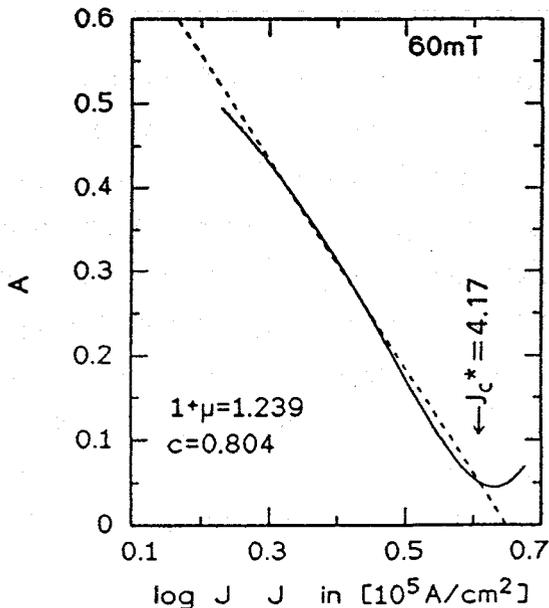
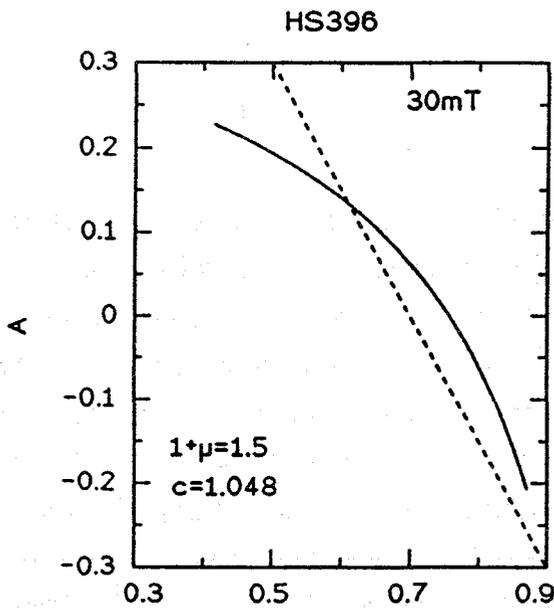
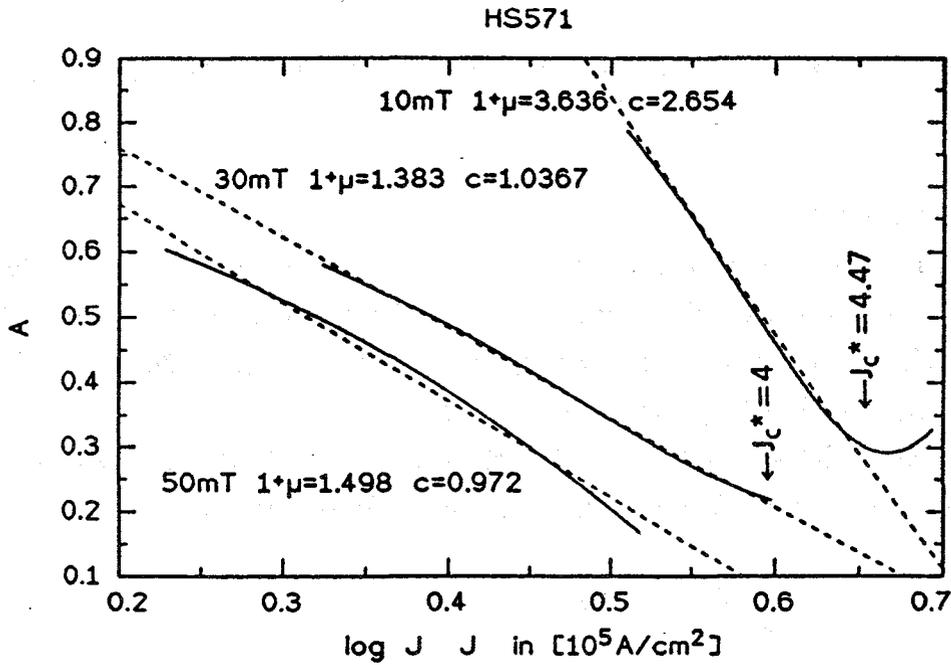
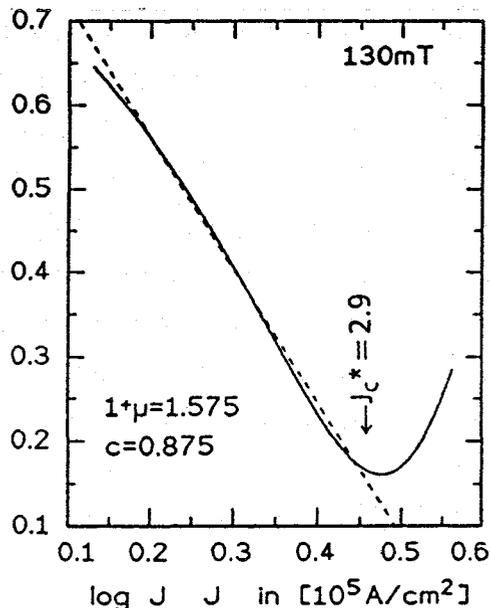
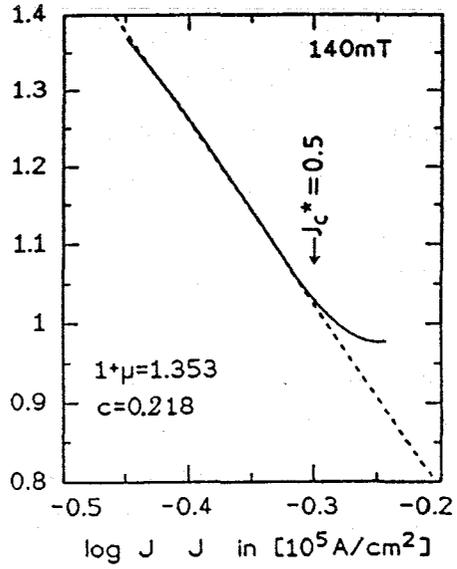
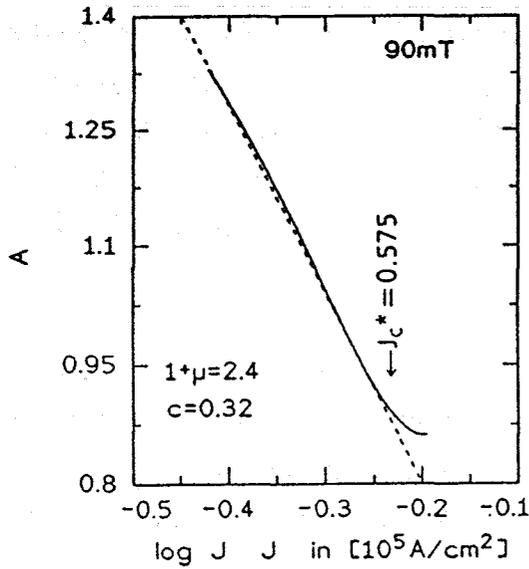
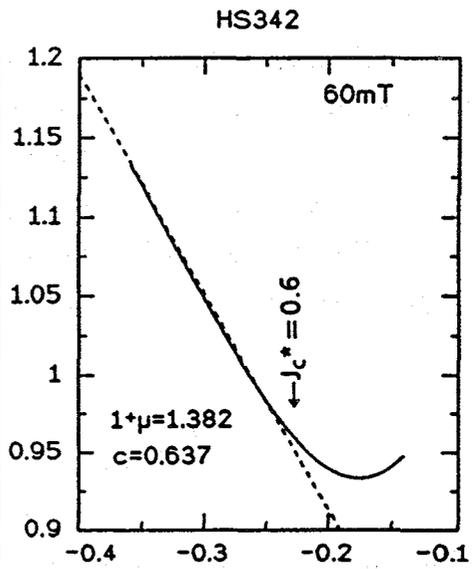
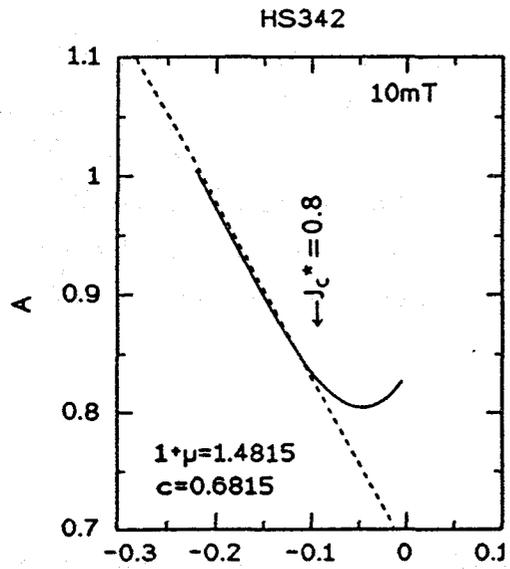
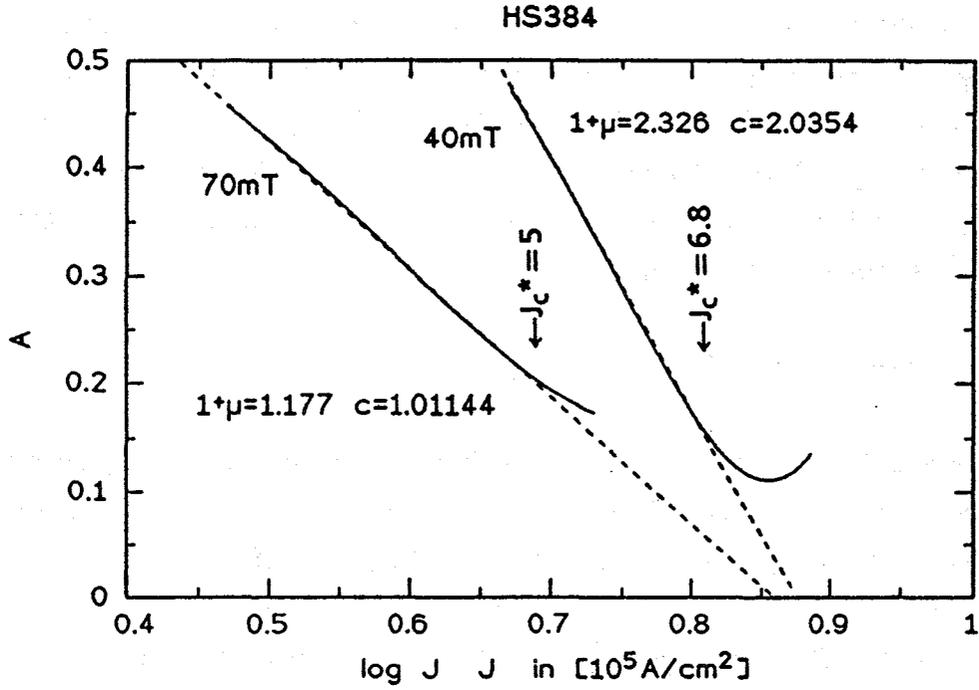


Abb. 5.6 Auftrag der Größe A (Definition siehe Text) gegen $\log J_c$ für alle Proben: Ring (oben), disk (nebenstehend, unten), Platte 5×15 mm 2 (nächste Seite oben), Platte 5×10 mm 2 (n.S. unten). Bis auf zwei Datensätze zeigen alle folgendes charakteristisches Verhalten: Einen linearen Verlauf bei kleinen $\log J$ -Werten bis zu einer kritischen Stromdichte J_{c^*} , die in den Plots in der Einheit [10^5 A/cm 2] angegeben ist. $(1 + \mu)$ ist die Steigung der eingezeichneten Ausgleichsgeraden. Aus dem Achsenabschnitt c der Geraden läßt sich die Konstante k_2 der Charakteristik berechnen. Die Bestimmung von μ , k_2 oder J_{c^*} ist im Fall der 30mT-Messung unmöglich, bei der 50mT-Messung am Ring liegt ein Grenzfall vor.





besser, als die, die sich aus dem Sun- Ansatz ergibt (vergl. die 10mT- Messung am Ring, die 40mT- Messung an der Platte $5 \times 15 \text{mm}^2$ und die 140 bzw. 90mT- Messung an der Platte $5 \times 10 \text{mm}^2$). Der einzige Datensatz, der offensichtlich schlecht angepaßt wird, ist die erwähnte (verunglückte ?) 30mT- Messung an der disk. Hier ließ sich aus dem (A- logJ)- Plot weder μ noch Achsenabschnitt c bestimmen. Die Plots zeigen dreierlei:

1. Es existiert eine kritische Stromdichte J_c^* .

2. Oberhalb von J_c^* kann die E(J)- Charakteristik des Supraleiters nicht durch die Charakteristik des kollektiven Pinning (1.1.17) beschrieben werden (weil sich die Steigung der Kurve ändert und μ damit stromdichteabhängig wird).

3. Unterhalb von J_c^* kann der E(J)- Verlauf des Supraleiters durch eine Charakteristik des kollektiven Pinning (1.1.17) beschrieben werden.

Die gefundene kritische Stromdichte J_c^* weist systematisches Verhalten auf: Mit steigendem äußeren Feld nimmt sie ab. Das Verhalten von μ zeigt keine Systematik. J_c^* , welches hier rein phänomenologisch definiert wurde, ist nicht mit der in (1.1.17) auftauchenden kritischen Stromdichte J^* zu identifizieren. (1.1.17) ist nach /71/ nur gültig für $J \ll J^*$, also auch $J_c^* < J^*$. Auf folgende Weise erhält man eine Abschätzung für die obere Grenze für das Verhältniss U_0^*/kT : Es gilt (Tab.1):

$$\frac{U_0^*}{kT} = -k_2 J^{*\mu} \quad (5.4).$$

Setzt man nun auf der rechten Seite an Stelle des unbekanntes Wertes J^* den bekannten aber kleineren Wert J_c^* ein, so ergibt sich die erwähnte obere Grenze. In der Tabelle 3 sind die Werte für μ , Achsenabschnitt c, $k_2 = -10^c / (\log_e \times \mu)$ und die obere Grenze für das Verhältnis U_0^*/kT zusammengestellt. Aufgrund des unsystematischen Verhaltens des Wertes von μ mit steigendem äußeren Feld, steht die obere Grenze für das Verhältnis U_0^*/kT ebenfalls in keinem erkennbaren Zusammenhang mit dem äußeren Feld.

Das angewendete Verfahren zur Bestimmung der Parameter erlaubt, eine Entscheidung darüber zu treffen, ob sich ein vorgelegter Datensatz überhaupt durch eine Charakteristik der Form (1.1.17) beschreiben läßt: Dies ist im Fall der 30mT- Messung an der disk offensichtlich unmöglich; im Fall der 50mT- Messung

Probe	B_e [mT]	μ	c	$-k_2$	J_c^* [$10^5 A/cm^2$]	U_0^*/kT <
HS571	10	2.64	2.65	391	4.47	7.55
	30	0.38	1.04	65	4.0	38.47
	50	0.495	0.97	43	?	?
HS396	30	0.57	1.05	51	?	?
	60	0.24	0.80	61	4.17	86.3
	130	0.58	0.88	20	2.90	36.4
HS384	40	1.33	2.04	188	6.8	14.83
	70	0.177	1.01	134	5.0	100.5
HS342	10	0.482	0.68	23	0.8	25.6
	60	0.38	0.64	26	0.6	21.5
	90	1.4	0.32	3.4	0.58	7.46
	140	1.35	0.32	3.5	0.5	1.39

Tab.3 Zusammenstellung der gefundenen Werte für μ , J_c^* , U_0^*/kT .

am Ring (HS571) ergibt sich ein Grenzfall. In allen anderen Fällen aber ist die Sachlage eindeutig.

Dabei ist folgender Punkt wesentlich: Die Bestimmung der Parameter μ , k_1 , k_2 , vollzieht sich **nicht** durch statistische Anpassung der Charakteristik (1.1.17) (d.h. Minimierung der quadratischen Abweichung) an den Datensatz. Das Ergebnis einer derartigen Auswertung wären lediglich optimal angepaßte Werte für μ , k_1 , k_2 , mit der Angabe eines (unanschaulichen) statistischen Korrelationskoeffizienten. Würde man ein derartiges Verfahren auf einen der vorliegenden Datensätze anwenden, so würde man bestangepaßte Parameterwerte erhalten, die sich jedoch von den hier ermittelten unterscheiden, weil sich die statistische Auswertung auch auf die Teile der gemessenen Charakteristik jenseits von J_c^* erstrecken würde (J_c^* ließe sich durch die statistische Behandlung des Datensatzes als ganzes ja gar nicht entdecken!). Der so ermittelte Parametersatz würde die quadratische Abweichung zwar minimieren, aber einen falschen Wert für (beispielsweise) μ ergeben: Er wäre von dem hier ermittelten verschieden und oberhalb von J_c^* sinnlos, weil in diesem Bereich die zugrundegelegte Charakteristik nicht mehr angewendet werden darf.

Man könnte auf diese Art und Weise auch die 30- mT- Messung an der disk statistisch "behandeln", ohne je wissen zu können, daß eine derartige Anpassung keinen Sinn hat. Demgegenüber erlaubt die angegebene Methode, gerade dies festzustellen. Sie liefert also genau das Kriterium, welches man braucht, um die Frage, ob eine vorgelegte $E(J)$ - Messung durch (1.1.17) physikalisch sinnvoll wiedergegeben werden kann zu entscheiden (und nicht nur phänomenologisch befriedigend: d.h. im Rahmen einer mit den Meßfehlern vereinbaren Übereinstimmung; diese wird ja auch mit dem Ansatz (1.1.1) in vielen Fällen ebenfalls erzielt).

Aus diesen Gründen sind statistische Methoden bezüglich der hier in dieser Arbeit gestellten Frage ungeeignet und die oben dargelegte Methode zusammen mit dem dann tatsächlich gefundenen linearem $A(\log J)$ - Verlauf ein starkes Argument für die Gültigkeit des kollektiven Pinning (oder des vortex- glass- Zustandes).

5.2 Diskussion

In zahlreichen Veröffentlichungen werden die Charakteristiken (1.1.17), (1.1.18) bzw. deren physikalische Grundlagen zur Zeit diskutiert. Überwiegend handelt es sich dabei um theoretische Arbeiten, die sich in zwei Gruppen aufteilen lassen, insofern sie von unterschiedlichen zugrundeliegenden physikalischen Prozessen ausgehen, dann aber zum gleichen Ergebnis der mathematischen Form der Charakteristik gelangen. Die eine Gruppe, die einen vortex- glass Zustand des Flußliniengitters vertritt, ist durch die Autoren M.P.A. Fisher, D.S. Fisher, R.H. Koch, und A.P. Malozemoff vertreten /28,72,73,74/, die andere Gruppe, welche durch Autoren wie K.H. Fischer, T. Nattermann, V.M. Vinokur und M.V. Feigel'man /25,71,75,76/ vertreten wird, tritt für kollektives Pinning ein.

Den genannten theoretischen Arbeiten steht auf der anderen Seite jedoch außerordentlich wenig experimentelles Material gegenüber. Die Schwierigkeiten, derartiges Datenmaterial zu erfassen, sind ausführlich in Kap. 1.2 diskutiert. An experimentellen Arbeiten, die an dünnen Schichten durchgeführt wurden, sind (mir) nur zwei bekannt: Die Arbeit von R.H.Koch et al. /74/ von 1989, welche resistive Messungen im E-Feldbereich $E > 1\mu\text{V}/\text{cm}$ durchführten, also in einem Bereich, in dem die diskutierten Phänomene bei den hier induktiv untersuchten Filmen noch lange nicht zu beobachten waren (allerdings sind die Messungen nicht direkt vergleichbar: sie fanden bei höheren Feldern ($B < 4\text{T}$) und höheren Temperaturen ($T = 80.8\text{K}$, 89.9K) statt, also weit näher an der Irreversibilitätslinie, als die hier durchgeführten).

Die andere Arbeit ist die kürzlich erschienene von E. Sandfold und C. Rossel /77/, welche resistive Messungen mit Messungen an einem SQUID- Magnetometer kombinierten. Beide Arbeiten nutzen die Möglichkeit, durch Mikrostrukturierung definierte geometrische Verhältnisse zu schaffen (E. Sandfold mißt ebenfalls an strukturierten Ringen).

Darüber hinaus sind alle Arbeiten interessant, in denen von einem nichtlogarithmischen Zerfall der Magnetisierung berichtet wird (z.B. Z.J. Huang et al. /78/, J.R. Thomson et al. /79/, L. Gao et al. /80/). Doch werden bei diesen Messungen meist bulk- Proben (Einkristalle) verwendet, die sich - zumal bei Granularität - nicht analytisch exakt behandeln lassen. Zwar gelingt es den Autoren, den nichtlogarithmischen Zerfall mit Hilfe einer von M.P.A. Fischer angegebenen Näherungsformel anzupassen, wobei μ aber nicht bestimmt wird, sondern lediglich gezeigt wird, daß der gemessene Verlauf mit einem μ kompatibel ist, dessen Wert in einer der theoretischen Arbeiten abgeschätzt wurde. Dieses Vorgehen kann man aber nicht als eine Messung von μ auffassen. Die Daten in der Arbeit von Goodyear et al. /66/, in der ebenfalls mit strukturierten Ringen und einer Hall- Sonde gemessen wurde (nur Relaxationsexperiment, aber die Totzeit t_1 des Experiments beträgt nur 10ms!), erlauben prinzipiell die Bestimmung von μ nach der hier angegebenen Methode, doch Goodyear et al. sind an anderen Fragen interessiert, und die Bestimmung von μ unterbleibt.

Die einzige vorliegende Arbeit, deren Messungen mit den hier durchgeführten verglichen werden können, ist die Arbeit von E. Sandfold und C. Rossel /77/ (die Messungen fanden bei 70 K und Feldern $B_e < 300\text{mT}$ statt). Dort zerfällt der Datensatz in einen Teil, der aus einer resistiven Messung ($10^3\mu\text{V/cm} > E > 1\mu\text{V/cm}$) und einen Teil, der mit einem SQUID- Magnetometer ermittelt wurde ($10^{-7}\mu\text{V/cm} > E > 5 \times 10^{-9}\mu\text{V/cm}$). Zwischen beiden Teilen klafft eine Lücke von sieben Größenordnungen des elektrischen Feldes! Die Ursache dafür liegt in dem großen t_1 des verwendeten Magnetometers ($t_1 \sim 1000\text{s}$). Um unterhalb von $10^{-7}\mu\text{V/cm}$ den Verlauf der Charakteristik über eine Größenordnung des elektrischen Feldes hinweg zu verfolgen, sind bereits Meßzeiten von Stunden erforderlich. Die in der hier vorliegenden Arbeit ermittelten Daten liegen gerade in dem $\log E$ - Intervall, das der Messung dort nicht zugänglich ist. Leider verlegen sich E. Sandfold und C. Rossel auf eine im vorherigen Kapitel kritisierte statistische Auswertung der Daten und sind deshalb ebenfalls nur in der Lage zu zeigen, daß ihre Messungen vereinbar sind mit den Werten von μ , die sich in den zitierten theoretischen Arbeiten finden.

Dabei werden auch die resistiv ermittelten Teile der $E(J)$ - Charakteristik mit in die statistische Auswertung einbezogen, also Daten, die bei elektrischen Feldern gewonnen wurden, die weit oberhalb der Felder liegen, bei denen in den hier vermessenen Schichten die kritische Stromdichte J_c^* beobachtet wurde, also vermutlich in einem E (bzw. J)- Bereich, bei dem eine Auswertung gemäß (1.1.17) gar nicht mehr durchgeführt werden darf. Die hier gefundene Stromdichte J_c^* wird weder in der Arbeit von E. Sandvold, noch in einer der anderen zitierten Arbeiten /78,79,80/ erwähnt. Wie oben ausgeführt, mag das an der statistischen Auswertung des (gesamten) Datensatzes liegen, die die Entdeckung von J_c^* nicht zuläßt.

Die verschiedenen physikalischen Ansätze (s. Kap. 1.1), die entweder zum vortex-glass oder zum kollektiven Pinning führen, resultieren in unterschiedlicher Erwartung bezüglich des Wertes von μ . M.P.A. Fisher (vortex glass) findet dafür eine obere Grenze: $\mu < 1$ /72/. Für das kollektive Pinning erhalten Feigel'man et al. /71/ und Nattermann /81/ unterschiedliche Exponenten μ als Ergebnis einer Fallunterscheidung, die sich aus dem Vergleich der Abmessungen des hüpfenden Flußbündels (Bündelvolumen) und seiner Hüpfweite mit den Längen, durch die das Flußliniengitter beschrieben wird (Kohärenzlänge ξ , mittlerer Flußlinienabstand a_0 , und Londonsche Eindringtiefe λ) ergeben. So erwarten Feigel'man et al. $\mu = 1/7$ für kollektives Pinning einzelner Flußlinien, $\mu = 3/2$, wenn die laterale Ausdehnung des hüpfenden Flußbündels $< \lambda$ und $\mu = 7/9$, wenn der Durchmesser des Flußlinienbündels $> \lambda$ ist. Für Hüpfweiten des Flußbündels, die vergleichbar mit a_0 sind, errechnet Nattermann $\mu = 1/2$. Abgesehen davon, daß das in der vorliegenden Arbeit durchgeführte Experiment keine Bestimmung der erwähnten Längen, die den Wert von μ nach dem Modell des kollektiven Pinning festlegen, erlaubt, geht aus den zitierten Arbeiten auch nicht hervor, wie diese mit von außen vorgegebenen Feldern B_e und Temperaturen verknüpft sind. Dies gilt insbesondere für das Flußbündelvolumen und seine Hüpfweite. Aus diesem Grunde ist eine Erklärung des in dieser Arbeit festgestellten unsystematischen Verhaltens von μ mit wachsendem äußeren Feld nicht möglich. Da die in dieser Arbeit gefundenen Werte von μ zum Teil > 1 sind und das vortex-glass-Modell solche Werte für μ nicht zuläßt /72/, scheint eher das Modell des kollektiven Pinning zuzutreffen.

5.3 Zusammenfassung

Der Zusammenhang zwischen dem elektrischen Feld E und der Stromdichte J wird in YBaCuO-Schichten bei 77K und äußeren Feldern $B_e < 150\text{mT}$ untersucht. Das Experiment macht einen Bereich des elektrischen Feldes von sechs Größenordnungen ($5 \times 10^{-7} \mu\text{V/cm} < E < 10^{-1} \mu\text{V/cm}$) zugänglich. Wegen kurzer Probenlängen und der Auflösung ($\sim 10\text{nV}$) handelsüblicher Voltmeter kann in diesem E-Feldbereich nicht mehr mit einer resistiven Methode gemessen werden. Angewandt wurde deshalb eine induktive Methode, bei der das Eigenfeld der durch Veränderung des Außenfeldes induzierten Abschirmströme in der Schicht mit Hilfe einer Hallsonde gemessen wird. Bei einfachen Schichtgeometrien wie Kreisringen und Kreisscheiben ergeben sich exakt angebbare Zusammenhänge zwischen dem gemessenen Probenfeld und der Schichtstromdichte, der Änderungsrate des äußeren Feldes und dem elektrischen Feld in der Schicht (Magnetisierungskurvenexperiment) sowie dem zeitlichen Zerfall des Eigenfeldes und dem elektrischen Feld (Relaxationsexperiment). Bei der ortsaufgelösten Messung des Eigenfeldes der Schicht zeigt es sich, daß auch Schichtproben in Rechteckform in guter Näherung einer quantitativen Auswertung zugänglich sind. Die Apparatur erlaubt Messungen an Dünnschicht-Supraleitern gerade in dem Teil der $E(J)$ -Charakteristik, der der resistiven Messung nicht mehr und der induktiven Relaxationsmessung mit Hilfe von SQUID-Magnetometern aufgrund deren Totzeit unmittelbar nach Beginn des Zerfalls, noch nicht zugänglich sind. Die Analyse der gemessenen $E(J)$ -Charakteristiken zeigt, daß sowohl der klassische flux-creep-Ansatz von Kim und Anderson, als auch ein Potenzansatz, wie er von J.Z. Sun vorgeschlagen wird, nicht in der Lage sind, das resistive Verhalten in YBaCuO-Schichten zu beschreiben.

Modifikationen des klassischen Ansatzes von Kim und Anderson, welche die Form des dort angenommenen pinnenden (Dreiecks-) Potentials modifizieren, oder eine Verteilung von Potentialtiefen (Aktivierungsenergien) annehmen, sind zwar prinzipiell in der Lage, die gemessenen Charakteristiken zu interpretieren, doch bietet das Experiment keinen von der $E(J)$ -Charakteristik unabhängigen Zugriff auf Potentialform oder die Verteilung der Aktivierungsenergie.

Von den betrachteten Ansätzen beschreibt das Modell des kollektiven Pinning die Meßergebnisse am besten. Das angegebene Auswertungsverfahren erlaubt es, die in der Charakteristik auftauchenden Parameter eindeutig zu bestimmen. Es liefert weiterhin ein Kriterium dafür, ob sich ein vorgelegter Datensatz überhaupt physikalisch sinnvoll durch die Charakteristik des kollektiven Pinning beschreiben läßt: Dabei zeigt sich, daß eine kritische Stromdichte J_c^*

existiert, oberhalb der (d.h. $J > J_c^*$) eine Beschreibung der gemessenen $E(J)$ -Charakteristik durch kollektives Pinning nicht mehr möglich ist.

Literaturhinweise

- [1] W. Welp, W.K. Kwok, G.W. Crabtree, K.G. Vandervoort und J.Z. Lin, Phys. Rev. Lett. **62**, 1908 (1988)
- [2] B. Roas, L. Schultz und G. Saemann- Ischenko, Phys. Rev. Lett. **64**, 479 (1990)
- [3] C. Meingast, O. Kraut, T. Wolf, H. Wühl, A. Erb und G. Müller- Vogt, Phys. Rev. Lett. **67**, 1634 (1991)
- [4] E. Zouboulis, Sudha Kumar, U. Welp, C.H. Chen, S.K. Chan, M. Grimsditch und J. Downey, Physica C **190**, 329 (1992)
- [5] S. Martin, A.T. Fiory, R.M. Fleming, L.F. Schneemeyer und J.V. Waszczak, Phys. Rev. Lett. **60**, 2194 (1988)
- [6] R.L. Peterson und J.W. Ekin Phys. Rev. B **37**, 9848 (1988)
- [7] M. Tuominen, A.M. Goldman und M.L. Meccartney, Phys. Rev. B **37**, 548 (1988)
- [8] G. Deutscher und K.A. Müller, Phys. Rev. Lett. **59**, 1745 (1987)
- [9] H.Küpfer, C. Keller, T. Wolf, I. Apfelstedt, R. Meier- Hirmer, U. Wiech und R. Flükiger, Progr. High Temp. Superconductivity **18**, 172 (1989)
- [10] M. Polak, P. Kottmann, M. Majoros, M. Kedrova und V. Plechacek, Supercond. Sci. Technol. **3**, 67 (1990)
- [11] S.B. Ota, R.A. Rose, B. Jayaram, P.A.J. de Groot und P.C. Lanchester, Physica C **157**, 520 (1989)
- [12] Y. Yeshurun und A.P. Malozemoff, Phys. Rev. Lett. **60**, 2202 (1988)
- [13] T.T.M. Palstra, B. Batlogg, R.B. van Dover, L.F. Schneemeyer und J.V. Waszczak, Appl. Phys. Lett. **54**, 763 (1989)
- [14] C.T. Rogers, S. Gregory, T. Venkatesan, B.J. Wilkens, X.D. Wu, A. Inam, B. Dutta und M.S. Hedge, Appl. Phys. Lett. **54**, 2038 (1989)
- [15] J.Z. Sun, C.B. Lairson, J.C. Bravman und T.H. Geballe; Phys. Rev. B **43**, 3002 (1991)
- [16] D.P. Hampshire und H. Jones, Phys. Status Solidi B **141**, 229 (1987)
- [17] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity* (Mc Graw- Hill, New York, 1975), 161 ff.
- [18] P.W. Anderson, Phys. Rev. Lett. **9**, 309 (1962)
- [19] D. Dew-Hughes, Cryogenics **28**, 684 (1988)
- [20] P.W. Anderson und Y.B. Kim, Rev. Mod. Phys. **36**, 39 (1964)
- [21] L.W. Hagen und R.P. Griessen, Phys. Rev. Lett. **62**, 2857 (1989)
- [22] L. Niel und J.E. Evetts, Europhys. Lett. **15**, 453 (1991)

- [23] C. Keller, „Kritische Ströme und Relaxation in einkristallinem und schmelztexturiertem $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ “, Dissertation Universität Karlsruhe, (1990)
- [24] D.O. Welch, IEEE Transactions on Magnetism **27**, 1133 (1991)
- [25] K.H. Fischer und T. Nattermann, Phys. Rev. B **43**, 10372 (1991)
- [26] A.I. Larkin und Y. N. Ovchinnikov, Journ. of Low Temp. Phys. **34**, 409 (1979)
- [27] E.H. Brandt, Int. J. Mod. Phys. B **5**, 751 (1991)
- [28] D.S. Fisher, M.P.A. Fisher und D.A. Huse, Phys. Rev. B **43**, 130 (1991)
- [29] C.P. Bean, Phys. Rev. Lett. **8**, 250 (1962)
- [30] C.P. Bean, Rev. Mod. Phys. **39**, 31 (1964)
- [31] M.R. Beasley, R. Labusch und W.W. Webb, Phys. Rev. **181**, 682 (1969)
- [32] T. Nattermann, Phys. Rev. Lett. **64**, 2454 (1990)
- [33] J.Z. Sun, B. Lairson, C.B. Eom, J. Bravman und T.H. Geballe, Science **247**, 307 (1990)
- [34] A. Gurevich, H. Küpfer, B. Runtsch, R. Meier-Hirmer, D. Lee und K. Salama, Phys. Rev. B **44**, 12090 (1992)
- [35] M. Naito, R.H. Hammond, B. Oh, M.R. Hahn, J.W.P. Hsu, P. Rosenthal, A.F. Marshall, M.R. Beasley, T.H. Geballe und A. Kapitulnik, J. Mater. Res. **2**, 6, 713 (1987)
- [36] B. Roas, L. Schultz und G. Endres, Appl. Phys. Lett. **53**, 1557 (1988)
- [37] F. Schmaderer, R. Huber, H. Oetzmann und G. Wahl, „High Temperature Superconductors Materials Aspects“, Proceedings ICMC 90 (Garmisch) DGM Informationsgesellschaft Verlag, 153
- [38] R. Bormann, H.P. Knöchel, S. Friederichs, H.U. Krebs, F. Gärtner, J. Nölting, P. König, S. Gauss, M. Wilhelm und R.H. Hammond, „High Temperature Superconductors Materials Aspects“, Proceedings ICMC 90 (Garmisch) DGM Informationsgesellschaft Verlag, 691
- [39] Y. Shintani, K. Nakanishi, T. Takawaki und O. Tada, J. Appl. Phys. **14**, 1875 (1975)
- [40] N.D. Westwood, MRS Bulletin **13**, 47 (1988)
- [41] U. Poppe, J. Schubert, R.R. Arons, W. Evers, C.H. Freiburg, W. Reichert, K. Schmidt, W. Sybertz und K. Urban, Solid State Comm. **66**, 661 (1988)
- [42] X.X. Xi, G. Linker, O. Meyer, E. Nold, B. Obst, F. Ratzel, R. Smithey, B. Strehlau, F. Weschenfelder und J. Geerk, Z. Phys. B- Condensed Matter **74**, 13 (1989)

- [43] G. Linker, X.X. Xi, O. Meyer und J. Geerk, *J. Less Com. Met.* **151**, 357 (1989)
- [44] G. Linker, X.X. Xi, O. Meyer und J. Geerk, *Solid State Communications* **69**, 249 (1989)
- [45] X.X.Xi, G. Linker, O. Meyer und J. Geerk, *J. Less Com. Met.* **151**, 349 (1989)
- [46] W.K. Schomburg, M. Heidinger, G. Nöther, J. Reiner, V. Windte, W. Schauer und K. Kadel, *Cryogenics* **31**, 366 (1991)
- [47] Probimide XU408, Entwickler QZ3301, (Ciba Geigy)
- [48] W. Schauer, X.X.Xi, V. Windte, O. Meyer, G. Linker, Q. Li und J. Geerk, *Cryogenics* **30**, 586 (1990)
- [49] T.T.M. Palstra, B. Batlogg, R. B. van Dover, C.F. Schneemeyer und J.V. Waszczak, *Phys. Rev. B* **41**, 6621 (1990)
- [50] E. Zeldov, N.M. Amer, G. Koren, A. Gupta, M.W. McElfresh und R.J. Gambino, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 680 (1990)
- [51] W. Schauer, V. Windte, J. Reiner, G. Linker, J. Geerk, X.X. Xi, W.K. Schomburg, „High Temperature Superconductors Materials Aspects“, *Proceedings ICMC 90 (Garmisch) DGM Informationsgesellschaft Verlag*, 971
- [52] C. Keller, H. K pfer, A. Gurevich, R. Meier- Hirmer, T. Wolf, R. Flükiger, V. Selvamanickam und K. Salama, *J. Appl. Phys.* **68**, 3498 (1990)
- [53] K. Kitazawa, S. Kambe, M. Naito, I. Tanaka und H. Kojima, *Japn. J. Appl. Phys* **28**, L555 (1989)
- [54] Y. Yeshurun und A.P. Malozemoff, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2202 (1988)
- [55] M. Tinkham, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1658 (1988)
- [56] S. Martin, A.T. Fiory, R.M. Fleming, G.P. Espinosa und A.S. Cooper, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 677 (1989)
- [57] K. Kitazawa, S. Kambe und M. Naito, *Springer Series in Solid- State Sciences* **89**, 361 (Proceedings of the IBM Japan Int. Symposium, Mt. Fuji, Japan, Mai 1989)
- [58] M. Polak, V. Windte, W. Schauer, A. Gurevich und H. W hl, *Physica C* **174**, 14 (1991)
- [59] Hall- Sonde Typ MDX 603, Akademie der Wissenschaften der UDSSR, Physikalisch- Technisches Institut St. Petersburg, A.F. Ioffe
- [60] M. Polak, V. Windte, W. Schauer, J. Reiner, A. Gurevich, W. Maurer und H. W hl, 6. International Workshop on Critical Currents in Superconductors (IWCC-&), Cambridge, 8.-11. Juli 1991, Proceedings werden veröffentlicht in "Superconductor Science and Technology"

- [61] M. Konczykowski, F. Holtzberg und P. Lejay, *Supercond. Sci. Technol.* **4**, 331 (1991)
- [62] T. Kisu, K. Enpuko, K. Yoshida, M. Takeo und K. Yamafuji, *Jap. J. Appl. Phys.* **26**, 1348 (1987)
- [63] P. Brüll, D. Kirchgässner und P. Leiderer, *Physica C* **182**, 339 (1991)
- [64] D.J. Frankel, *J. Appl. Phys.* **50**, 5402 (1979)
- [65] M.J.Scharen, A.H.Cardona, J.Z.Sun, L.C.Bourne und J.R.Schrieffer, *Jap. J. Appl. Phys.* **30**, L15 (1991)
- [66] S.W. Goodyear, J.S. Satchell, R.G. Humphreys, N.G. Chew und J.A. Edwards, *Physica C* **192**, 85 (1992)
- [67] W. Maurer, interner Bericht, August 1991
- [68] S.J. Sackett, EFFI -- A Code for Calculating the Electromagnetic Field, Force, and Inductance in Coil Systems of Arbitrary Force, Users Manual, UCID- 17621, May 1977
- [69] W. Schauer, V. Windte, M. Polak, J. Reiner, W. Maurer, A. Gurevich und H. Wühl, Internat. Conf. on Advanced Materials, ICAM 91 27.-31. Mai 1991, Strasbourg, France, Proceedings werden veröffentlicht bei: Elsevier/North- Holland
- [70] W.H. Warnes und D.C. Larbalestier, *Cryogenics* **26**, 643 (1986)
- [71] M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin und V.M. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 2303 (1989)
- [72] M.P.A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1415 (1989)
- [73] A.P. Malozemoff und M.P.A. Fisher, *Phys. Rev. B* **42**, 6784 (1990)
- [74] R.H. Koch, V. Foglietti, W.J. Gallagher, G. Koren, A. Gupta und M.P.A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1511 (1989)
- [75] M.V. Feigel'man und V.M. Vinokur, *Phys. Rev. B* **41**, 8986 (1990)
- [76] M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein und V.M. Vinokur, *Phys. Rev. B* **43**, 6263 (1991)
- [77] E. Sandvold und C. Rossel, *Physica C* **190**, 309 (1992)
- [78] Z.J. Huang, Y.Y. Xue, H.H. Feng und C.W. Chu, *Physica C* **184**, 371 (1991)
- [79] J.R. Thompson, Y.R. Sun und F. Holtzberg, *Phys. Rev. B* **44**, 458 (1991)
- [80] L. Gao, Y.Y. Xue, P.H. Hor und C.W. Chu, *Physica C* **177**, 438 (1991)
- [81] T. Nattermann, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2454 (1990)