

Untersuchungen des elektrischen ac-Widerstandes zur Entstehung stabiler Supraleitung in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades

des Fachbereichs Physik

der Universität Hamburg

vorgelegt von

Gerd Nakielski

aus Hamburg

Hamburg

1997

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. J. Kötzler, Prof. Dr. R. Wiesendanger

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. J. Kötzler, Prof. Dr. K. Scharnberg

Datum der Disputation: 01.07.1997

Sprecher der Fachbereichs und Vorsitzender des Promotionsausschusses: Prof. Dr. B. Kramer

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung ([pdf-Datei 56 kB](#))

Abstract (english) ([pdf-Datei 55 kB](#))

1. Einleitung ([pdf-Datei 71 kB](#))

2. Grundlagen ([pdf-Datei 373 kB](#))

2.1 Phasendiagramm eines Supraleiters

2.2 Phasenübergang im Nullfeld

2.3 Schmelzen des Vortextgitters

2.4 Glas-Übergänge

2.4.1 Vortextglas

2.4.2 Boseglas

2.5 Dynamische Leitfähigkeit

2.5.1 Zwei-Flüssigkeiten-Modell

2.5.2 Gauß'sche und topologische Fluktuationen

2.5.3 Vortextglas-Dynamik

3. Experimentelles ([pdf-Datei 5440 kB](#))

3.1 Charakterisierung der Proben

3.2 Schwerionenbestrahlung

3.3 Kryotechnik und Magnete

3.4 ac-Suszeptibilität

3.5 Dynamischer Widerstand

4. Supraleitung im Nullfeld ([pdf-Datei 224 kB](#))

4.1 Kritische Temperatur T_c

4.2 Skalierung der dynamischen Leitfähigkeit nahe T_c

4.3 Diskussion der dynamischen Skalenfunktion

4.3.1 Supraleitender Zustand: $T < T_c$

4.3.2 Normalleitender Zustand: $T > T_c$

5. Vortextglas-Supraleitung in endlichen Magnetfeldern ([pdf-Datei 272 kB](#))

5.1 Phasenübergang im Magnetfeld

- 5.1.1 Vortexglas-Linie
- 5.1.2 Diskussion der Glaslinie
- 5.2 Dynamische Leitfähigkeit nahe des Vortexglas-Phasenübergangs
 - 5.2.1 Skalierung der Leitfähigkeit
 - 5.2.2 Kritische Exponenten
 - 5.2.3 Diskussion der dynamischen Skalenfunktion

6. Einfluß korrelierten Vortexhaftens ([pdf-Datei 304 kB](#))

- 6.1 Haften an CuO_2 -Ebenen: **B** senkrecht **c**
- 6.2 Schwerionenbestrahlung: Haften an kolumnaren Defekten
 - 6.2.1 Kritische Temperatur T_c im Nullfeld
 - 6.2.2 Phasengrenze im Magnetfeld
 - 6.2.3 Dynamische Leitfähigkeit nahe des Boseglas-Phasenübergangs
 - 6.2.4 Anisotropie der Boseglas-Fluktuationen: Kritische Exponenten
 - 6.2.5 Wechselwirken von intrinsischen und kolumnaren Defekten

7. Zusammenfassung ([pdf-Datei 60 kB](#))

Literaturverzeichnis ([pdf-Datei 60 kB](#))

Publikationsliste und Danksagung ([pdf-Datei 56 kB](#))

Kurzfassung

Die Entstehung stabiler Supraleitung im Hochtemperatursupraleiter $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ wird durch Messungen des dynamischen Widerstandes $\rho'(\omega) - i\rho''(\omega)$ von dünnen Filmen und Kristallen zwischen 3 MHz und 2 GHz untersucht.

Die kritische Temperatur $T_c(\vec{B})$ kann anhand der Temperatur des Kreuzungspunktes isofrequenter Phasen ρ''/ρ' sehr genau bestimmt werden. Die Reduktion von T_c durch externe Magnetfelder läßt sich in dem hier untersuchten sehr breiten Bereich zwischen 1 mT und 19 T durch ein einheitliches Potenzgesetz, $T_c(B)/T_c(0) = 1 - (B/B_0)^{1/\alpha}$, beschreiben. Sowohl der Exponent $\alpha = 1.33$ als auch die Amplituden B_0 können für beide Orientierungen des Magnetfeldes, $\vec{B} \parallel \vec{c}$ und $\vec{B} \perp \vec{c}$, gut mit dem anisotropen $3D$ - XY -Modell beschrieben werden. Vermutlich sind hierfür topologische Fluktuationen verantwortlich, d.h. thermisch induzierte Vortex-Ringe, deren Ausdehnung unterhalb von $T_c(B)$ kleiner als der mittlere Abstand der durch das Magnetfeld B induzierten Vortizes $a_0 \simeq \sqrt{\Phi_0/B}$ ist und a_0 bei T_c erreicht.

Kolumnare Haftzentren mit Dichten $B_\phi = n_\phi^* \Phi_0$ bis zu 2 T haben keinen signifikanten Einfluß auf die Phasenlinie $T_c(B)$. Erst bei höheren Defektdichten wird für $B \lesssim B_\phi$ die für linear-korreliertes Haften vorhergesagte Phasengrenze mit $\alpha = 4$ gefunden, die nahe B_ϕ deutlich über der des unbestrahlten Materials liegt. Vermutlich ist nun die Dichte kolumnarer Defekte größer als die Dichte jener Defekte, die zuvor für das Zustandekommen der Phasenlinie mit $\alpha = 4/3$ verantwortlich waren.

Im Nullfeld ist die Phase ρ''/ρ' bei T_c für die Filme und den Kristall identisch und weist zusammen mit dem kontinuierlichen Verschwinden des statischen Widerstandes $\rho_+(0)$ und der superfluiden Dichte λ_-^{-2} bei Annäherung an T_c auf eine dreidimensionale Ordnung hin. Die von der zeitabhängigen Ginsburg-Landau-(GL)-Theorie unter Berücksichtigung $3D$ -Gauß'scher Fluktuationen des supraleitenden Ordnungsparameters vorhergesagte dynamische Skalenfunktion $\rho_+(\omega\tau)/\rho_0$ wird für $\omega\tau \leq 10^3$ beobachtet. Für $\omega\tau > 10^3$ werden starke Abweichungen von Gauß'scher GL-Dynamik gefunden, die auf den Einfluß weiterer, starker Fluktuationen hindeuten. Überraschenderweise werden identische Skalenfunktionen und kritische Temperaturvariationen von $\rho_+(0)$ und λ_-^{-2} zwischen 10^{-7} T und dem hier maximal angelegten Feld von 19 T gefunden. Auf Grund des Verlaufs von $T_c(B)$ läßt dies auf die Dominanz von XY -artigen Fluktuationen schließen.

Auch in Gegenwart kolumnarer Defekte wird bis $\omega\tau \approx 10^3$ die gleiche Gauß'sche Skalenfunktion beobachtet. Jedoch werden zwischen 5 mT und B_ϕ jene Potenzgesetze von $\rho_+(0)$ und λ_-^{-2} gefunden, die auch an dem stark verzwilligten Kristall beobachtet und dort auf das korrelierte Haften an Liniendefekten $\parallel \vec{c}$ zurückgeführt wurden. Eine offene Frage bleibt die Ursache für die fehlende Korrelation zwischen der Phasenlinie $T_c(B)$ und dem kritischen Verhalten von $\rho_+(0)$ und λ_-^{-2} , d.h. dem Zusammenwirken von thermischen Fluktuationen und intrinsischen Haftmechanismen.

Abstract

The origin of stable superconductivity in thin $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films and crystals is investigated by measuring the dynamic resistivity $\rho'(\omega) - i\rho''(\omega)$ between 3 mHz and 2 GHz.

The critical temperature $T_c(\vec{B})$ is very precisely determined from the intersection of isofrequency phase angles ρ''/ρ' . The reduction of T_c by magnetic fields between 1 mT and 19 T is well described by the simple power law, $T_c(B)/T_c(0) = 1 - (B/B_0)^{1/\alpha}$. Both the exponent $\alpha = 1.33$ and the amplitude B_0 for $\vec{B} \parallel \vec{c}$ and $\vec{B} \perp \vec{c}$ agree well with the anisotropic $3D$ - XY -model. The superconducting transition is presumably driven by topological fluctuations, i.e. thermal induced vortex-loops, which are below $T_c(B)$ smaller than the mean distance $a_0 \simeq \sqrt{\Phi_0/B}$ of field-induced vortices and reach a_0 at T_c .

Columnar defects with densities $B_\phi = n_\phi^* \Phi_0$ up to 2 T have no significant effect on the transition line $T_c(B)$. Only at higher defect densities the Bose-glass transition-line with $\alpha = 4$ predicted for linear-correlated pinning is found in fields $B \lesssim B_\phi$. Near B_ϕ the transition-line is well above the line of the pristine material. It is argued that in this case the density of columnar defects is higher than the density of defects which give rise to the XY -like transition-line with $\alpha = 4/3$.

In zero magnetic field the phase ρ''/ρ' at T_c is identical for films and crystals and indicates together with the continuous vanishing of the static resistivity $\rho_+(0)$ and of the superfluid density λ_-^{-2} by approaching T_c $3D$ -ordering. The dynamic scaling function $\rho_+(\omega\tau)/\rho_0$ predicted by time-dependent Ginzburg-Landau-(GL)-theory considering $3D$ -gaussian fluctuations of the superconducting order parameter is observed for $\omega\tau \leq 10^3$. For $\omega\tau > 10^3$ the scaling function deviates strongly from GL-dynamic, which indicates the effect of additional strong fluctuations. Surprisingly, the same scaling functions and critical temperature variations of $\rho_+(0)$ and λ_-^{-2} are found between 10^{-7} T and the highest applied field of 19 T. Together with the transition-line $T_c(B)$ this indicates the dominance of XY -like fluctuations.

Also in the presence of columnar defects the same gaussian scaling function is observed up to $\omega\tau \approx 10^3$. However, between 5 mT and B_ϕ the same power-laws of $\rho_+(0)$ and λ_-^{-2} are found as for the strongly twinned crystal, which were associated with correlated pinning at line-defects $\parallel \vec{c}$. The origin of the missing correlation between the transition-line and of the critical behavior of $\rho_+(0)$ and λ_-^{-2} , i.e. the combination of thermal fluctuations and intrinsic pinning, remains as a question.

Kapitel 1

Einleitung

Die Entdeckung von Supraleitern mit besonders hohen kritischen Temperaturen auf der Basis von Kupferoxid-Keramiken [1] markiert einen Meilenstein in der langen Geschichte der Supraleitung, insbesondere seit der Entdeckung von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO), das selbst bei der Siedetemperatur des flüssigen Stickstoffs Strom verlustfrei transportieren kann. Diese neuartigen Materialien gehören zu der Klasse von Supraleitern zweiter Art. Einem genügend großen Magnetfeld erlauben diese Supraleiter das Eindringen in Form quantisierter Filamente magnetischen Flusses, sogenannter Vortizes. Bestimmt durch die intrinsischen Eigenschaften und die Mikrostruktur der Hochtemperatursupraleiter zeigen die Vortizes ein breites Spektrum fester und flüssiger thermodynamischer Phasen.

Bereits das Verhalten der neuen Hochtemperatursupraleiter in Abwesenheit eines externen Magnetfeldes hat viele bis heute ungeklärte Fragen aufgeworfen. So zeigte sich in Hochfrequenzmessungen der Oberflächenimpedanz von YBCO Kristallen und Filmen ein Maximum im Realteil der Leitfähigkeit $\sigma'(T)$ [2, 3]. Dies wurde interpretiert im Rahmen eines Kohärenzeffekts innerhalb des BCS-Modells. In der Folge wurden andere Erklärungen für dieses Maximum der Leitfähigkeit vorgeschlagen, die Inhomogenitäten der Supraleiter und thermische Fluktuationen berücksichtigen. Widersprüchlich sind auch die Ergebnisse bisheriger Untersuchungen der Dynamik der Fluktuationen im Nullfeld. Klärungsbedarf besteht insbesondere in Bezug auf eine genaue Bestimmung der kritischen Temperatur T_c in diesen von starken thermischen Fluktuationen geprägten Supraleitern.

Der Effekt thermischer Fluktuationen des supraleitenden Ordnungsparameters wird noch bedeutsamer bei Gegenwart extern induzierter Vortizes. Bei tiefen Temperaturen bewirkt die Vortex-Vortex-Wechselwirkung ein hexagonales Gitter aus Vortizes. Mit zunehmender Temperatur schmilzt dieses Vortextgitter durch räumliche Fluktuationen der Vortizes und eine Flüssigkeit aus nichtlokalisierten Vortexlinien entsteht. Sowohl die Phase des Vortextgitters wie die der Vortexflüssigkeit hat einen endlichen linearen

Widerstand, $\rho > 0$. Während jedoch bei herkömmlichen Tieftemperatur-supraleitern das Schmelzen des Vortextgitters meist unbeobachtbar nahe dem oberen kritischen Feld B_{c2} stattfindet, besteht bei Hochtemperatur-supraleitern genügend thermische Energie, um das Vortextgitter deutlich unterhalb von $B_{c2}(T)$ zu schmelzen. In defektarmen, unverzwilligten YBCO Kristallen wird entlang einer quasi-universellen Schmelzlinie $B_m(T)$ ein Phasenübergang erster Ordnung beobachtet [4].

Zusätzlich zur Vortexwechselwirkung wirken auf die Vortizes Defekte im supraleitenden Material auf Grund der Reduktion der Kondensationsenergie. Diese anziehende Vortex-Defekt-Wechselwirkung erzeugt Deformationen des geordneten Vortextgitters und kann bei genügender Defektdichte eine glasartige Tieftemperaturphase mit verschwindendem linearem Widerstand, $\rho = 0$, induzieren. Der Übergang aus der flüssigen Vortexphase in das Vortexglas wird als Phasenübergang zweiter Ordnung entlang einer Glaslinie $B_g(T)$ erwartet [5].

Diese Phasenübergänge der Vortexmaterie sind beobachtet worden in Transportmessungen des linearen Widerstandes $\rho(T)$ [6] und der nichtlinearen Strom-Spannungskennlinien [7]. Mittels des linearen ac-Widerstandes $\rho(\omega)$ wurde vor kurzem mit der in dieser Arbeit verwendeten Methode der thermodynamische Phasenübergang in das Vortexglas an einem dünnen YBCO Film [8] und einem verzwilligten Kristall [9] gefunden. Die Glaslinie des Kristalls im Magnetfeld-Temperatur-Phasendiagramm, Abb. 1.1, liegt deutlich niedriger als die des Films. Auch liegen beide Glaslinien *unterhalb* der Schmelzlinie defektarmer Kristalle, Ref. [4], sowohl für Magnetfelder \vec{B} parallel zu der c-Achse von YBCO, wie auch für $\vec{B} \perp \vec{c}$, wobei hier die Schmelzlinie um den Wert der Anisotropie von YBCO, $\gamma \simeq 6.0$, gegenüber der parallelen Orientierung erhöht ist.

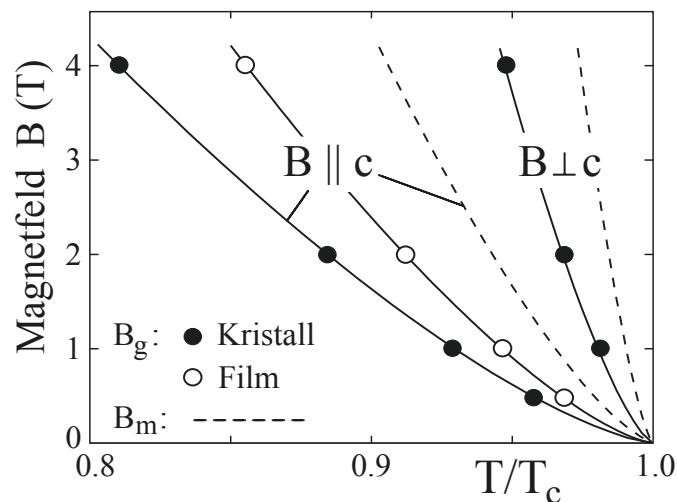


Abb. 1.1: Vortexglas-Linien $B_g(T)$ des YBCO Kristalls und des Films sowie die Schmelzlinien $B_m(T)$ nach Ref. [4].

In dieser Arbeit soll die Möglichkeit stabiler thermodynamischer Supraleitung im magnetischen Nullfeld und in der Gegenwart hoher Magnetfelder untersucht werden. Insbesondere soll dem Einfluß korrelierter, d.h. entlang der Flußlinien ausgedehnter Defekte auf die supraleitenden Eigenschaften des Hochtemperatursupraleiters YBCO nachgegangen werden. Korrelierte Defekte können intrinsisch, d.h. bei der Herstellung des Supraleiters entstanden sein oder künstlich durch Bestrahlung mit hochenergetischen schweren Ionen induziert werden. Während intrinsische Defekte kaum gezielt beeinflußt werden können, bietet die Schwerionenbestrahlung die einzigartige Möglichkeit, korrelierte Defekte bekannter Größe und Dichte in den Supraleiter einzubringen. Für dominantes Haften an diesen starken Defekten ist die Existenz eines thermodynamischen Phasenübergangs und einer Boseglas-Phase mit $\rho = 0$ vorausgesetzt worden [10], bei der Vortizes an den kolumnaren Defekten lokalisiert sind. Von besonderem Interesse sind in diesem Zusammenhang folgende Fragen:

- Wie kann die kritische Temperatur T_c in Gegenwart starker Fluktuationen, bei $B = 0$, definiert werden? Wodurch wird der Widerstand in der Nähe von T_c bestimmt?
- Welchen Effekt hat ein externes Magnetfeld auf die Fluktuationen? Durch welchen Mechanismus ist die Lage des Übergangs zu stabiler Supraleitung im Phasendiagramm bestimmt?
- Können kolumnare Defekte die Glaslinie erhöhen und die postulierte Boseglas-Phase induzieren? Welchen Einfluß haben die unvermeidbaren intrinsischen Defekte des Supraleiters auf die Boseglas-Phase?
- Ist YBCO ungeachtet der moderaten Anisotropie in seinen elektrischen und magnetischen Eigenschaften ein isotroper dreidimensionaler Supraleiter oder muß dessen intrinsische zweidimensionale Schichtstruktur berücksichtigt werden?

Um diesen Fragen nachzugehen, wird die magnetische ac-Suszeptibilität dünner Filme und eines Kristalls als Funktion der Frequenz und der Temperatur in statischen Magnetfeldern, ausgehend vom kompensierten Erdmagnetfeld bis 19 T, gemessen. Mittels der komplexen Eindringfunktion des ac-Feldes in den Supraleiter [11] wird aus diesen Messungen der dynamische elektrische Widerstand $\rho(\omega, T, \vec{B}) = \rho' - i\rho''$ des Supraleiters ermittelt. Besonders intensiv untersucht werden dünne Filme, da diese das Grundelement vieler Anwendungen der Mikrowellentechnologie und von supraleitenden Quanteninterferometern (SQUID) sind. Außerdem können in diese leicht kolumnare Defekte eingebracht werden.

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert: Im Kapitel 2 werden die thermodynamischen Phasen der Vortexmaterie in YBCO vorgestellt. Im Kapitel 3 werden die Proben charakterisiert und die Mittel dargelegt, um den dynamischen Widerstand über einen

weiten Frequenz-, Magnetfeld- und Temperaturbereich zu messen. Der Phasenübergang im magnetischen Nullfeld wird im Kapitel 4 untersucht und ein phänomenologisches Modell des Widerstandes in der Nähe von T_c vorgestellt werden. Im Kapitel 5 wird die Vortexglas-Supraleitung in endlichen Magnetfeldern beschrieben. Der Einfluß korrelierten Vortexhaftens auf die supraleitenden Eigenschaften wird anhand des intrinsischen Haftens der CuO_2 -Ebenen und durch Schwerionenbestrahlung induzierter kolumnarer Defekte im Kapitel 6 untersucht. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung der Ergebnisse im Kapitel 7.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Phasendiagramm eines Supraleiters

Ginsburg und Landau entwickelten eine phänomenologische Theorie des thermodynamischen Zustandes eines Supraleiters unterhalb der Molekularfeld-Temperatur T_{c0} . Dabei berücksichtigten sie insbesondere die Wechselwirkung des Supraleiters mit einem externen elektromagnetischen Feld. Aufbauend auf der Landau'schen Theorie der Phasenübergänge zweiter Ordnung untersuchten diese den Phasenübergang in den supraleitenden Zustand. Die Entwicklung der freien Energiedichte f eines isotropen Supraleiters in einem externen Magnetfeld $B = \mu_0 H$ lautet [12]

$$f = f_n - a(T)|\psi|^2 + \frac{b}{2}|\psi|^4 + \frac{1}{2m}|(-i\hbar\vec{\nabla} + 2e\vec{A})\psi|^2 + \frac{1}{2\mu_0}\vec{B}^2, \quad (2.1)$$

wobei $2m$ die effektive Masse eines Cooper-Paars ist, welches durch die Paarung zweier Elektronen entsteht. Die freie Energiedichte des normalleitenden Zustandes wird durch f_n berücksichtigt. Der komplexe Ordnungsparameter $\psi = |\psi|e^{i\phi}$ besitzt ausschließlich unterhalb von T_{c0} einen endlichen Wert und verschwindet bei T_{c0} . Der Ordnungsparameter ist ein Maß für die superfluide Dichte $n_s = 2|\psi|^2$, d.i. die Dichte der supraleitenden Elektronen. Deshalb wird ψ auch als Kondensatwellenfunktion der supraleitenden Phase bezeichnet.

Durch Variation von Gl. (2.1) nach ψ erhält man die Ginsburg-Landau-Gleichung [12]

$$\left[\frac{1}{2m}(-i\hbar\vec{\nabla} + 2e\vec{A})^2 - a + b|\psi|^2 \right] \psi = 0,$$

welche zwei Längen definiert: Die Kohärenzlänge ξ der Variation des Ordnungsparameters

$$\xi(T) = \frac{\hbar}{\sqrt{2ma(T)}}.$$

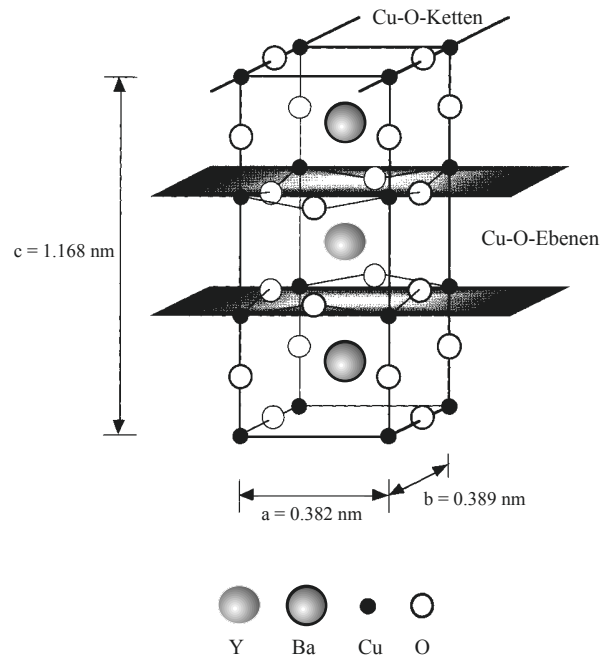


Abb. 2.1: Einheitszelle von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ nach Ref. [13].

Diese beschreibt den räumlichen Abstand der beiden Elektronen eines Cooper-Paares. Die zweite Länge ist die Eindringtiefe λ der Variation des Magnetfeldes im Supraleiter

$$\lambda(T) = \sqrt{\frac{mb}{e^2\mu_0 a(T)}}.$$

Das Verhältnis beider Längen definiert den Ginsburg-Landau-Parameter

$$\kappa = \frac{\lambda}{\xi} = \frac{m}{\hbar e} \sqrt{\frac{2b}{\mu_0}}.$$

Ist $\kappa < 1/\sqrt{2}$, so ist der Aufbau normalleitender-supraleitender Grenzschichten energetisch ungünstig. Der Supraleiter verdrängt ein äußeres Magnetfeld bis zu dem Wert des thermodynamischen kritischen Feldes B_c . Magnetfelder größer als B_c können in den Supraleiter eindringen und zerstören die Supraleitung vollständig. In diesem Fall liegt ein Supraleiter erster Art vor. Ist $\kappa > 1/\sqrt{2}$, so liegt ein Supraleiter zweiter Art vor. Das Verhalten von Supraleitern zweiter Art in einem Magnetfeld wird im folgenden im Detail vorgestellt.

Der Hochtemperatursupraleiter $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ mit $0 < \delta < 0,05$, im weiteren YBCO genannt, besitzt eine orthorhombische Kristallstruktur. Die Einheitszelle von YBCO ist in Abb. 2.1 abgebildet. Die Differenz der a - und b -Achsen ist sehr gering, $b - a \approx 0,007 \text{ nm}$. Die Einheitszelle ist entlang der c -Achse gestreckt, $c \approx 3 \cdot a$. Die kristallographische

Tab. 2.1: Materialparameter für $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

a (nm)	b (nm)	c (nm)	λ_L (nm)	ξ_0 (nm)	κ	$B_{c1}(0)$	$B_{c2}(0)$	γ
0.382	0.389	1.168	140	1.3	100	80 mT	200 T	5 – 7

Anisotropie spiegelt sich auch in den elektrischen und magnetischen Eigenschaften von YBCO wider. Die Anisotropie wird ausgedrückt durch den Parameter

$$\gamma = \sqrt{\frac{m_c}{m_{ab}}} = \frac{\lambda_c}{\lambda_{ab}} = \frac{\xi_{ab}}{\xi_c} > 1.$$

Dieser beschreibt z.B. das Verhältnis der Eindringtiefe entlang der c -Achse zu der Eindringtiefe parallel zu den CuO_2 -Ebenen, d.h senkrecht zur c -Achse. Für YBCO ist $\gamma \simeq 6.0$ [14]. Dies bedeutet z.B., daß die Korrelationslänge ξ über die CuO_2 -Ebenen nur $1/6$ der Korrelationslänge in den CuO_2 -Ebenen beträgt. Grundlegende Parameter von YBCO sind in der Tab. 2.1 zusammengefaßt.

Für YBCO hat der Ginsburg-Landau-Parameter den Wert $\kappa \approx 100$. YBCO ist folglich ein extremer Supraleiter zweiter Art. Die Eindringtiefe von YBCO ist viel größer als die Kohärenzlänge, $\lambda(T) \approx 100 \cdot \xi(T)$. Die London'sche Eindringtiefe ist $\lambda_L = \sqrt{m/\mu_0 n_s e^2} \approx 1.41 \cdot \lambda_0 \approx 140$ nm, mit $\lambda_0 = \lambda(T = 0)$. Die Kohärenzlänge beträgt $\xi_0 = \xi(T = 0) \approx 1.3$ nm [5]. Das Magnetfeld-Temperatur-Phasendiagramm eines Supraleiters zweiter Art zeigt drei thermodynamische Phasen, die in Abb. 2.2 wiedergegeben sind:

- $B < B_{c1}(T)$: Meißner-Phase – das äußere Magnetfeld wird vollständig verdrängt.
- $B_{c1}(T) < B < B_{c2}(T)$: Vortezzustand – Vortizes mit dem Flußquant $\Phi_0 = h/2e \approx 2.07 \cdot 10^{-15}$ Tm² dringen in den Supraleiter ein. Diese bilden ein Dreiecksgitter mit der Seitenlänge $(2/\sqrt{3})^{1/2}(\Phi_0/B)^{1/2}$, das Abrikosov-Gitter [15].
- $B > B_{c2}(T)$: Normalleitender Zustand – das Magnetfeld durchdringt homogen den Supraleiter.

Das untere kritische Feld von YBCO ist sehr klein, $B_{c1}(0) = \Phi_0 \ln \kappa / (4\pi \lambda_0^2) \approx 80$ mT, während das obere kritische Feld einen extrem großen Wert, $B_{c2}(0) = \Phi_0 / (2\pi \xi_0^2) \approx 200$ T, annimmt. Dies bedeutet, daß der Vortezzustand einen sehr großen Bereich des Phasendiagramms von YBCO umfaßt.

In der Beschreibung des thermodynamischen Phasendiagramms wurde der Effekt thermischer Fluktuationen des Ordnungsparameters bisher nicht berücksichtigt. Ein Maß für thermische Fluktuationen ist die Ginsburgzahl G_i . Diese gibt den Wert der reduzierten Temperatur T^* an, $G_i = 1 - T^*/T_c$, bei welcher die Fluktuationen des

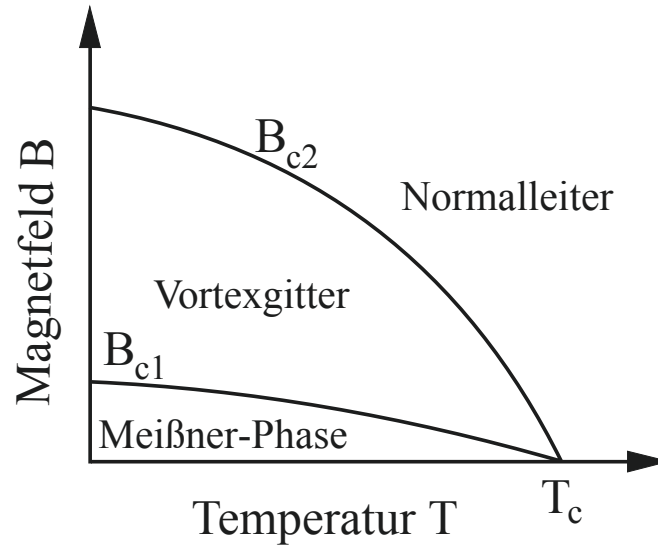


Abb. 2.2: Phasendiagramm eines herkömmlichen Tieftemperatur-Supraleiters zweiter Art.

Ordnungsparameters $|\delta\psi|$ gleich seinem Betrag $|\psi|$ sind. Der Wert der Ginsburgzahl ist gegeben durch [5, 16]

$$Gi = \frac{1}{2} \left[\frac{k_B T_c \gamma \mu_0}{4\pi \xi_0^3 B_c^2(0)} \right]^2 \approx 10^{-13} \cdot \gamma^2 \kappa^3 T_c^2 (\text{K})$$

mit dem thermodynamischen kritischen Feld $B_c = B_{c2}/(\sqrt{2}\kappa)$. In Tieftemperatursupraleitern ist Gi sehr klein, ungefähr von der Größenordnung 10^{-7} . Dies bedeutet, daß der Bereich, in dem Fluktuationen entscheidend sind, meist ununterscheidbar nahe bei T_c liegt. Deshalb können Fluktuationen des Ordnungsparameters für Tieftemperatursupraleiter praktisch immer vernachlässigt werden. Dies gilt nicht mehr für die Hochtemperatursupraleiter. Auf Grund des großen Wertes des Ginsburg-Landau-Parameters $\kappa \approx 100$, der hohen kritischen Temperatur $T_c \approx 90$ K und nicht zuletzt auf Grund der Anisotropie $\gamma \simeq 6$, nimmt die Ginsburgzahl in YBCO Größenordnungen höhere Werte an, $Gi \approx 10^{-2}$ [5]. Diese starken thermischen Fluktuationen haben sowohl im magnetischen Nullfeld wie in hohen Magnetfeldern große Bedeutung.

2.2 Phasenübergang im Nullfeld

Bei Abwesenheit eines externen Magnetfeldes erfolgt der Phasenübergang von der normalleitenden Phase in die Meißner-Phase. Die Meißner-Phase zeichnet sich dadurch aus, daß keine Verluste existieren, die proportional zur Stromdichte j sind, $\rho(j \rightarrow 0) \rightarrow 0$. Innerhalb der Molekularfeld-Näherung existieren keine Verluste bis zur kritischen Stromdichte j_c , bei der das System normalleitend wird. Thermische Fluktuationen verändern dieses Bild auf Grund von Verlusten durch schrittweises Wachstum von Vortexringen. Die freie Energie F eines Vortexrings mit Radius R ist gegeben durch [17]

$$F \approx 2\pi R \varepsilon_0 - j \Phi_0 \pi R^2,$$

mit der Linienspannung des Vortex $\varepsilon_0 = \Phi_0^2 / (4\pi \mu_0 \lambda^2)$. Der kritische Vortexradius, bei dem F ein Maximum hat, beträgt $R_c \approx \varepsilon_0 / j \Phi_0$ mit der resultierenden Energiebarriere $\pi \varepsilon_0^2 / j \Phi_0$. Der durch Vortexringe induzierte Widerstand ist [17]

$$\rho = \frac{E}{j} \sim e^{-jT/j},$$

mit der Stromskala auf Grund thermischer Fluktuationen $j_T = \pi \varepsilon_0^2 / \Phi_0 T$. Die Fluktuationen des Ordnungsparameters in der unmittelbaren Nähe des Phasenübergangs in die Meißner-Phase sind im wesentlichen die des XY -Modells. In diesem Regime gilt für die Kohärenzlänge

$$\xi(T) = \xi(0) \left| 1 - \frac{T}{T_c} \right|^{-\nu_0}, \quad (2.2)$$

mit dem kritischen Exponenten des Nullfeldes in $D = 3$ Dimensionen [17], $\nu_0 \approx 2/3$. Nahe T_c gilt für die Eindringtiefe im XY -Modell

$$\lambda(T) = \lambda(0) \left| 1 - \frac{T}{T_c} \right|^{-\nu_0/2}. \quad (2.3)$$

Die Temperaturabhängigkeit ist verschieden zu der in dem Molekularfeld-Regime, weiter entfernt von T_c , in welchem

$$\xi(T) = \xi(0) \left| 1 - \frac{T}{T_c} \right|^{-1/2},$$

und

$$\lambda(T) = \lambda(0) \left| 1 - \frac{T}{T_c} \right|^{-1/2}$$

gilt. Der Übergang zwischen den Regimes wird für YBCO erwartet für $10^{-2} \leq |1 - T/T_c| \leq 10^{-1}$ [17].

2.3 Schmelzen des Vortexgitters

In einem endlichen Magnetfeld ist der Supraleiter zwischen $B_{c1}(T)$ und $B_{c2}(T)$ im Vortezustand. Thermische Fluktuationen können bei hohen Temperaturen so groß werden, daß das Vortexgitter deutlich unterhalb des oberen kritischen Feldes $B_{c2}(T)$ schmilzt. Nach dem Lindemannkriterium setzt das Schmelzen eines festen Körpers dann ein, wenn die mittlere quadratische Auslenkung $\langle u^2 \rangle$ der Elemente des Festkörpers einen bestimmten Bruchteil der Gitterkonstanten erreicht. Für einen Supraleiter ist das Abrikosov-Gitter der Festkörper und die Vortizes sind dessen Bausteine. Das Lindemannkriterium lautet in diesem Fall

$$\sqrt{\langle u^2(T_m) \rangle} = c_L \cdot a_0, \quad (2.4)$$

wobei $a_0 = \sqrt{\Phi_0/B}$ die Gitterkonstante des Abrikosov-Gitters und $c_L \approx 0.1 - 0.2$ die Lindemannzahl ist [18]. Aus dem Lindemannkriterium kann die thermodynamische Schmelzlinie des Vortexgitters bestimmt werden [5]:

$$B_m(T) \approx 5c_L^4 \frac{B_{c2}(0)}{Gi} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^2 \approx 50 \text{ T} \cdot \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^2.$$

Diese Linie trennt die flüssige Phase des Vortexliquids oberhalb T_m von der festen Phase des Vortexgitters bei tiefen Temperaturen. Liegt $B_m(T)$ nahe bei $B_{c2}(T)$, so werden Abweichungen von diesem Ergebnis auf Grund der Reduktion des lokalen Ordnungsparameters durch den Überlapp der Vortexkerne erwartet. In diesem Bereich sollte das 3D-XY-Modell gültig und $B_m \sim \xi^{-2}$ sein [17], woraus die modifizierte Schmelzlinie

$$B_m(T) \sim \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{2\nu_0} \quad (2.5)$$

mit $\nu_0 \approx 2/3$ folgt.

Analog zu dem Schmelzen gewöhnlicher Festkörper erwartet man hier einen Phasenübergang erster Ordnung. Simulationsrechnungen bestätigen diese Annahme und zeigen einen diskontinuierlichen Übergang in die Vortexflüssigkeit [19]. In der flüssigen Vortexphase liegt keine echte Supraleitung vor, obwohl ein endlicher Ordnungsparameter und eine endliche superfluide Dichte n_s existiert. Ursache sind die normalleitenden Kerne der sich bewegenden Vortizes, die einen Ohm'schen Widerstand induzieren. Auch das feste Vortexgitter hat unter der Wirkung eines Transportstroms einen endlichen linearen Widerstand $\rho(j \rightarrow 0) > 0$ auf Grund der Bewegung des Gitters durch die Wirkung der Lorentzkraft.

An sehr reinen und unverzwillingten YBCO Kristallen wird in Messungen des statischen Widerstandes $\rho(T, B)$ in Magnetfeldern $\vec{B} \parallel \vec{c}$ die quasi-universelle Schmelzlinie

$$\hat{B}_m(T) \approx 100\text{T} \cdot \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{1.33} \quad (2.6)$$

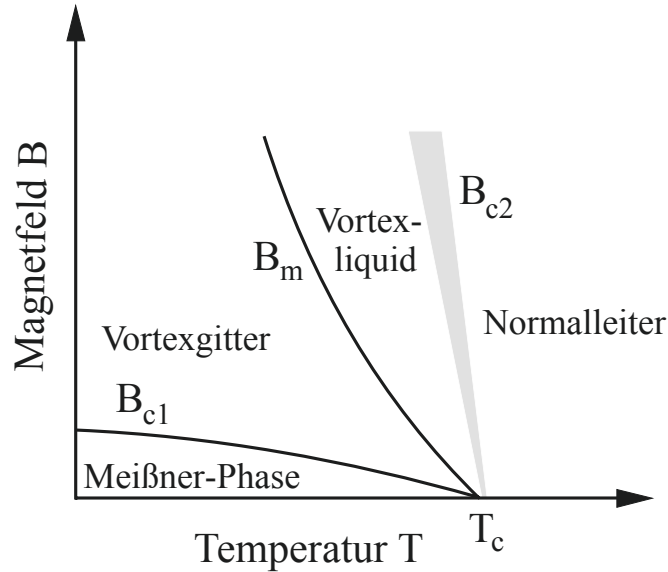


Abb. 2.3: Phasendiagramm von sehr reinem YBCO mit der Schmelzlinie $B_m(T)$.

gefunden. Bei T_m fällt der Widerstand innerhalb eines sehr schmalen Temperaturbereichs von 10 mK stark ab [4, 6]. Für Magnetfelder entlang der CuO_2 -Ebenen, d.h. $\vec{B} \perp \vec{c}$, ist die Schmelzlinie um den Wert der Anisotropie $\gamma \simeq 6$ erhöht. Diese Erhöhung befindet sich in Übereinstimmung mit den Skalierungsregeln für $T_m(\vec{B})$ in anisotropen Supraleitern [4, 6]. Der Sprung des Widerstandes wird begleitet von einer Hysterese bei schrittweiser Reduktion der Temperatur bzw. des Magnetfeldes und anschließender Erhöhung. Diese Hysterese erweist sich dabei sowohl unter Variation des Feldes wie der Temperatur als sehr schmal (± 10 mT bzw. ± 10 mK) [20].

Ein weiterer Hinweis auf den Schmelzübergang wird in hochpräzisen Messungen der Magnetisierung gefunden. So zeigt sich, daß die Magnetisierung hochreiner unverzwilligter Kristalle einen Sprung um $\Delta M > 0$ genau bei den aus Widerstandsmessungen ermittelten Schmelztemperaturen $T_m(B)$ macht [21]. Es zeigt sich, daß die Vortexdichte der flüssigen Phase größer ist als die des Vortextgitters. Bei hohen Magnetfeldern ist die flüssige Vortexphase thermodynamisch günstiger als das feste Vortextgitter. Diese Beobachtung ist in Übereinstimmung mit der in Abb. 2.3 gezeigten Reduktion von B_m mit abnehmender Temperatur. In kalorimetrischen Untersuchungen wurde die latente Wärme L des Schmelzübergangs gemessen. Aus $L = T\Delta S$ konnte die Entropieänderung pro Vortex und supraleitender Schicht zu $\Delta S \approx 0.45k_B$ [22] bestimmt werden. Der Wert der latenten Wärme ist in Übereinstimmung mit der Höhe des Sprungs der Magnetisierung ΔM gemäß der Clausius-Clapeyron-Gleichung $L = -T\Delta M\mu_0 dB_m/dT$.

2.4 Glas-Übergänge

Diese experimentellen Befunde bestätigen das Bild eines diskontinuierlichen Schmelz-Phasenübergangs in sehr reinen und unverzwilligten YBCO Kristallen. Zudem ist seit langem bekannt, daß Defekte im Supraleiter einen entscheidenden Einfluß auf die statischen und dynamischen Eigenschaften des Vortexzustandes haben. Defekte verankern Vortizes gegen die angreifende Lorentzkraft. Dies führt zu einem unbeobachtbar kleinen Spannungsabfall bei kleinen Strömen, d.h. zu einem thermodynamischen Zustand wahrer Supraleitung, $\rho(j \rightarrow 0) \rightarrow 0$. Ein weiterer Effekt von Unordnung besteht darin, daß die langreichweitige Translationsordnung des Abrikosov-Gitters zerstört wird. Nur noch innerhalb der Larkin-Länge L_c haften Vortexsegmente kohärent [23].

So wurde beobachtet, daß der scharfe Widerstandsabfall in reinen YBCO Kristallen nach Bestrahlung mit Elektronen oder Protonen hoher Fluenz $n_\phi \approx 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ deutlich verbreitert wird [24]. Ursache hierfür sind die in sehr hoher Dichte bei der Bestrahlung entstehenden Punktdefekte. M.P.A. Fisher [25] formulierte das Bild des kontinuierlichen Vortexglas-Phasenübergangs, induziert durch das kollektive Haften der Vortizes an Dichtefluktuationen von Punktdefekten, siehe Abb. 2.4(a). Jeder einzelne, schwach haftende Punktdefekt ist mikroskopisch klein (z.B. eine Sauerstoff-Fehlstelle) und kann allein einen Vortex nicht festhalten. Erst die kollektive Wirkung der unkorrelierten Defekte soll nach dieser Hypothese einen thermodynamischen Phasenübergang hervorrufen. Ich werde dieses Modell im folgenden Abschnitt 2.4.1 vorstellen.

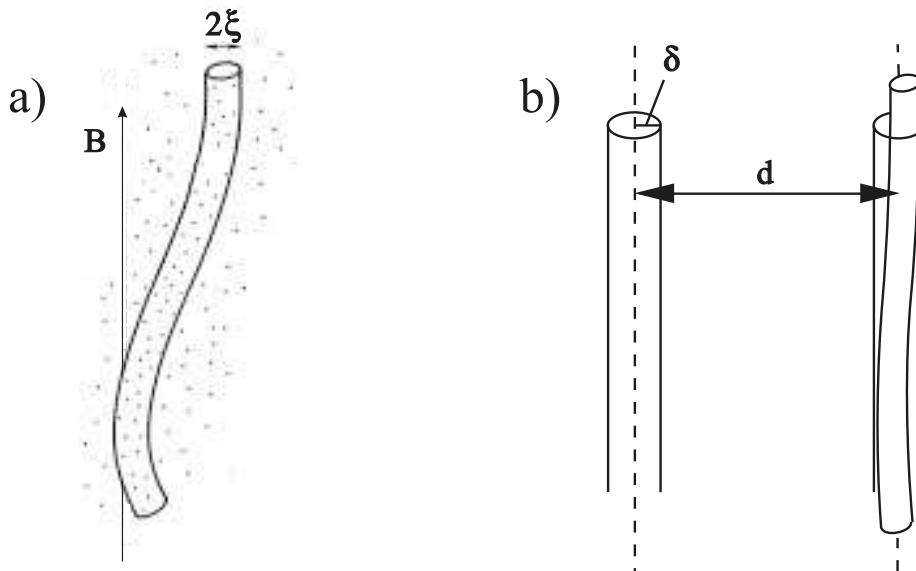


Abb. 2.4: Schematische Darstellung eines Vortizes, verankert an (a) Dichtefluktuationen von Punktdefekten und (b) einem kolumnaren Defekt. Ersteres ist die Grundlage des Vortexglas-Modells, letzteres die Motivation für das Boseglas-Modell.

Ebenfalls durch die Existenz einiger weniger Zwillingsgrenzen wird der Widerstandsabfall bei T_m deutlich verbreitert [4, 24]. Dies wurde als Unterdrückung des diskontinuierlichen Schmelzübergangs durch die starke Haftkraft der Zwillingsgrenzen interpretiert [4]. Zwillingsgrenzen stellen eine Realisation von korrelierten Haftzentren dar. Dies sind mesoskopische Defekte, die so stark sind, daß sie individuell Vortizes verankern. Für kolumnare (Linien-) Defekte wurde von Nelson und Vinokur [10] das Boseglas-Modell eingeführt, welches einen thermodynamischen Phasenübergang und wahre Supraleitung voraussagt. Solche kolumnaren Defekte, schematisch für einen Radius δ und einen mittleren Abstand d in Abb. 2.4(b) gezeigt, sind ideal der Form der Vortizes angepaßt und sollten deshalb sehr effektiv als Haftzentren wirken. Das Boseglas-Modell werde ich im Abschnitt 2.4.2 präsentieren. Ein bedeutender Unterschied zwischen dem Haften im Vortexglas und im Boseglas besteht darin, daß die unkorrelierten Defekte des Vortexglases Vortexexkursionen stimulieren, während die starken Defekte im Boseglas stabilisierend gegen Vortexwanderungen wirken.

2.4.1 Vortexglas

M.P.A. Fisher [25] vermutete, daß in dreidimensionalen ($3D$) ungeordneten Supraleitern, aber nicht in dünnen $2D$ -Filmen, eine scharfe Phasengrenze existiert, unterhalb derer eine neue thermodynamische Phase, das Vortexglas, liegt, welche durch einen verschwindenden linearen Widerstand ausgezeichnet ist. Das Vortexglas wird charakterisiert durch einen endlichen Wert des Edwards-Anderson-Ordnungsparameters [5, 17],

$$q_{EA} = \frac{1}{V} \int |\tilde{\psi}(\vec{r})|^2 d\vec{r}, \quad (2.7)$$

mit dem eichinvarianten Ordnungsparameter

$$\tilde{\psi}(\vec{r}) = \psi(\vec{r}) \exp[i(2\pi/\Phi_0) \int_0^r \vec{A} \cdot d\vec{l}].$$

An die Stelle der Schmelztemperatur $T_m(B)$ tritt hier die Vortexglas-Temperatur $T_{vg}(B)$. Das Lindemannkriterium (2.4) zeigt, daß die Amplitude der Vortexfluktuationen bestimmend für die Lage der kritischen Temperatur ist. Das Haften an Punktdefekten im Vortexglas zwingt die Vortizes zu Abweichungen von der idealen geraden Form. Diese defektinduzierten Fluktuationen addieren sich zu den thermisch induzierten Fluktuationen. Deshalb wird bei einem gegebenen Magnetfeld das Schmelzen des Vortexfestkörpers bei einer tieferen Temperatur stattfinden, verglichen mit der Schmelztemperatur in Abwesenheit von Punktdefekten, $B_{vg}(T) < B_m(T)$. Das Phasendiagramm von YBCO bei Anwesenheit einer hohen Dichte von Punktdefekten ist schematisch in Abb. 2.5 dargestellt. Die Absenkung der Schmelzlinie kann auch folgendermaßen verstanden werden: Die Amplitude der Vortexfluktuationen

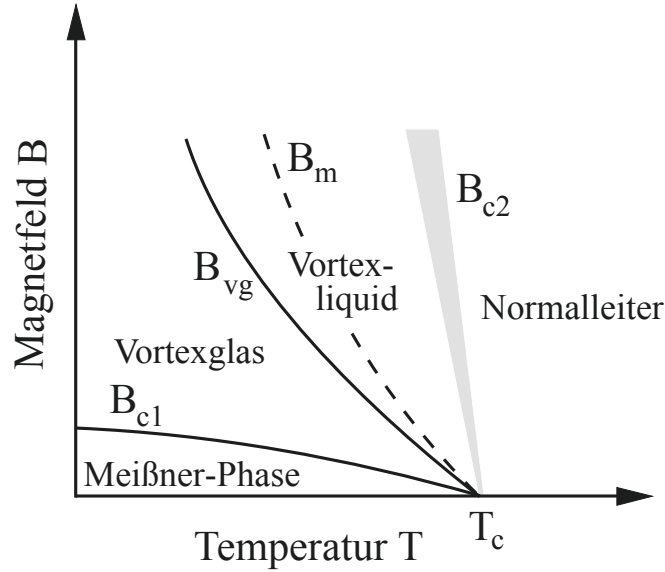


Abb. 2.5: Phasendiagramm von YBCO mit einer hohen Dichte an Punktdefekten. Die Vortexglas-Linie $B_{vg}(T)$ liegt unterhalb der Schmelzlinie $B_m(T)$ von defektarmen YBCO.

ist korreliert mit dem Schermodul c_{66} des Vortexfestkörpers [16],

$$\langle u^2 \rangle \sim \frac{1}{\sqrt{c_{66}}}.$$

Die Wirkung der Punktdefekte ist die, das Vortexgitter weicher zu machen und folglich c_{66} zu reduzieren. Damit wird die gemäß dem Lindemannkriterium (2.4) bestimmte kritische Temperatur unter der des Supraleiters ohne Punktdefekte liegen. Die Vortexglas-Linie wird deshalb unterhalb der Schmelzlinie liegen, wenn auch eine genaue Lokalisierung mit diesen Argumenten nicht möglich ist.

Jagla und Balseiro [26] untersuchten den Einfluß von (unkorrelierten) Punktdefekten und korrelierten Defekten (Zwillingsgrenzen sowie kolumnaren Defekten) auf den Schmelz-Phasenübergang des Vortexgitters anhand eines Netzwerkes dreidimensionaler Stapel von Josephsonkontakten. Oberhalb einer kritischen Defektdichte wird der Schmelz-Phasenübergang erster Ordnung ersetzt durch einen Phasenübergang zweiter Ordnung. Dessen Übergangstemperatur liegt im Fall von unkorrelierten Punktdefekten unterhalb der Übergangstemperatur des defektfreien Josephson Netzwerkes, $T_{vg} < T_m$ [26]. Es ist leicht erklärbar, warum es nicht möglich ist, mit Punktdefekten die Schmelzlinie zu erhöhen. Die Ursache hierfür ist, daß die zufällig verteilten Punktdefekte nicht in der Lage sind, bei T_m die Vortexflüssigkeit zu verankern. Die thermisch fluktuierenden Vortizes mitteln über die Haftkräfte der vielen schwachen Defekte. Die haftende Wirkung der Punktdefekte hebt sich in der Folge gegenseitig auf. Ob die Vortexglas-Temperatur endlich und wie hoch diese ist, konnte nicht vorausgesagt werden. Jagla und Balseiro [26] zeigten, daß eine *Erhöhung* der Übergangstempe-

ratur gegenüber der Schmelztemperatur in der Gegenwart kolumnarer Defekte möglich ist. Diese Beobachtung entspricht einer quantitativen Voraussage des Boseglas-Modells (Abschnitt 2.4.2) für den thermodynamischen Phasenübergang in das Boseglas.

Im Gegensatz zum Abrikosov-Gitter ist der Ordnungsparameter (2.7) des Vortexglases nicht invariant unter einer globalen Verschiebung aller Vortexlinien, $A_\alpha \rightarrow A_\alpha + 2\pi N$. Vortexglas-Zustände mit verschiedenen N sind auf Grund der Symmetriebrechung in (2.7) durch eine unendlich große Energiebarriere getrennt. Eine angreifende Lorentzkraft versucht N zu erhöhen und erzeugt dabei Tröpfchen des $N + 1$ -Zustandes im metastabilen N -Zustand. Diese Tröpfchen können interpretiert werden als orientierte Vortexring-Anregungen im N -Zustand. Der Vortexglas-Zustand kann demnach dargestellt werden als eine Überlagerung eines konstanten Hintergrundes gerader Flußlinien plus geschlossener Vortexringe.

Ein Maß für die langreichweitige Phasenkohärenz ist die Korrelationsfunktion des Ordnungsparameters

$$G(\vec{r}) = \langle |\langle \psi(\vec{r}') \psi(\vec{r} + \vec{r}') \rangle_T | \rangle_R^2,$$

wobei $\langle \rangle_T$ und $\langle \rangle_R$ die Mittelung über thermische bzw. räumliche Unordnung bezeichnet. Oberhalb der Glastemperatur T_{vg} fällt $G(\vec{r})$ für große Abstände exponentiell mit der Vortexglas-Korrelationslänge ξ_g ab, während $G(\vec{r})$ im Vortexglas für große Abstände einen konstanten Wert annimmt. Die Korrelationslänge

$$\xi_g(T) = \xi_g(0) \left| 1 - \frac{T}{T_{vg}} \right|^{-\nu} \quad (2.8)$$

mit dem kritischen Exponenten ν des Vortexglas-Phasenübergangs beschreibt für Temperaturen unterhalb T_{vg} die räumliche Ausdehnung flüssiger Fluktuationen in der Glasphase. Für $T > T_{vg}$ beschreibt (2.8) Fluktuationen glasartiger Bereiche in der Vortexflüssigkeit. Bei Annäherung an den Phasenübergang divergiert die Größe beider Bereiche. Die charakteristische Lebensdauer (Relaxationszeit) der Glas-Fluktuationen divergiert wie

$$\tau(T) \sim \xi_g^z \sim \left| 1 - \frac{T}{T_{vg}} \right|^{-\nu z} \quad (2.9)$$

mit dem dynamischen kritischen Exponenten z des Vortexglases [17]. Die Phasenlinie $B_{vg}(T)$ soll innerhalb des XY -kritischen Regimes, wie die Schmelzlinie, mit der Korrelationslänge des Nullfeldes, Gl. (2.2), skalieren: $B_{vg} \simeq \Phi_0 / (2\pi\xi^2)$. Dies bedeutet, die Vortexglas-Linie folgt

$$B_{vg}(T) = B_{vg}(0) \cdot \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^{2\nu_0} \quad (2.10)$$

mit $B_{vg}(0) = \Phi_0 / (2\pi\xi^2(0))$ und dem Exponenten des Nullfeldes $\nu_0 \approx 2/3$.

Die kritischen Exponenten des Vortexglas-Phasenübergangs wurden von Dorsey et al. [27] in Molekularfeldnäherung (MF) unter Berücksichtigung von Fluktuationen in

Gauß'scher Näherung bestimmt. Die Autoren erhalten $\nu = 1/2$ und $z = 4$; letzterer ist deutlich größer als für die zeitabhängige Ginsburg-Landau-Dynamik erwartet wird, $z = 2$. Als exakt wird dieses Ergebnis für den Vortexglas-Übergang nur in $D = 6$ Dimensionen angenommen. Für das reale Vortexglas in $D = 3$ Dimensionen erwartet man für beide Exponenten größere Werte. Der Exponent ν sollte in $\epsilon = 6 - D$ Dimensionen ansteigen [7], $\nu = 1/2 + 5\epsilon/24$. Für den dynamischen Exponenten z wird, $z = 2(2 - \eta)$, erwartet [27] mit $\eta \approx -\epsilon/6$, d.h. das Vortexglas in $D = 3$ Dimensionen sollte durch $z \approx 5$ und $\nu \approx 1$ charakterisiert sein. In der Tat liegen die in numerischen Simulationen ermittelten Werte der kritischen Exponenten verschiedener $3D$ -Modellsysteme deutlich über den Molekularfeld-Ergebnissen. Für das $3D$ -Ising-Spinglas wird $\nu = 1.3(3)$ und $z = 6.1(3)$ berichtet [28], während für das Eichglas-Modell in drei Dimensionen $\nu = 1.3(4)$ und $z = 4.7(7)$ ist [29]. Vor kurzem wurde berichtet, daß der Phasenübergang des $3D$ -Eichglases unter Berücksichtigung einer endlichen Eindringtiefe unterdrückt wird [30]. Die Anwendbarkeit des Eichglas-Modells für reale Supraleiter wurde deshalb angezweifelt. Es wird vermutet, daß die Unterdrückung des Phasenübergangs in $3D$ durch die Nähe der unteren kritischen Dimension des Eichglases verursacht wird [30].

2.4.2 Boseglas

Das Boseglas-Modell wurde von Nelson und Vinokur [10] vorgeschlagen, um die Physik an kolumnaren Defekten haftender Vortizes zu beschreiben. In diesem Modell wird die freie Energie der Vortizes betrachtet, wenn diese entlang zufällig verteilter kolumnarer Defekte mit mittlerem Abstand d und Radius δ orientiert sind. Die mit diesem Modell verbundene statistische Mechanik in $D + 1 = 3$ Dimensionen ist äquivalent zu der Quantenmechanik wechselwirkender Bosonen in $D = 2$ Dimensionen. In diesem Zusammenhang werden drei thermodynamische Phasen gefunden [31], welche in Abb. 2.6 dargestellt sind: Eine superfluide Phase, die der Vortexflüssigkeit entspricht, das Boseglas und bei tiefen Temperaturen eine Mott-Isolator-Phase, in der an jedem kolumnaren Defekt ein Vortex lokalisiert ist.

Die Vortexflüssigkeit ist charakterisiert durch endliche Kompressions- c_{11} und Kippmodule c_{44} und einen verschwindenden Schermodul c_{66} . Die Vortizes sind delokalisiert und erzeugen einen linearen Widerstand, ähnlich der Vortexflüssigkeit oberhalb des Vortexglas-Übergangs. Die flüssige Phase ist durch einen thermodynamischen Phasenübergang entlang einer Linie $T_{bg}(B)$ von dem Boseglas getrennt. In der Boseglas-Phase sind die Vortizes an einzelnen oder einigen wenigen Defekten lokalisiert. Das starke kolumnare Haften führt zu einem unendlich großen Kippmodul c_{44} , während der Schermodul c_{66} bei fehlender Vortex-Wechselwirkung, wie im Vortexglas, verschwindet [10]. Ob der Kompressionsmodul c_{11} im Boseglas endlich bleibt, wird durch die Korrelationslänge bestimmt. Diese ist für das Boseglas räumlich anisotrop

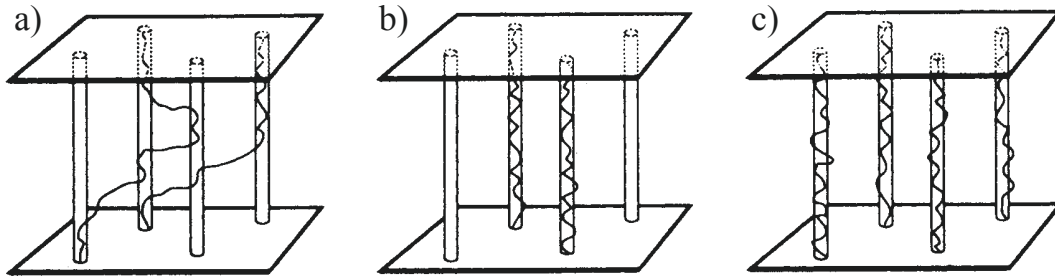


Abb. 2.6: Schematische Darstellung von Vortizes, wechselwirkend mit kolumnaren Defekten (a) in der Vortexflüssigkeit, (b) im Boseglas und (c) in der Mott-Isolator-Phase [10].

und verschieden entlang der kolumnaren Defekte,

$$\xi_{\parallel}(T) \sim \left| 1 - \frac{T}{T_{bg}} \right|^{-\nu_{\parallel}}, \quad (2.11)$$

und senkrecht zu diesen,

$$\xi_{\perp}(T) \sim \left| 1 - \frac{T}{T_{bg}} \right|^{-\nu_{\perp}}. \quad (2.12)$$

Die Kompressibilität des Boseglases ist $\kappa_{bg} \sim \xi^{\nu_{\parallel}/\nu_{\perp}-2}$. Ist das Verhältnis

$$\zeta = \frac{\nu_{\perp}}{\nu_{\parallel}} \quad (2.13)$$

gleich $1/2$, so bleibt die Kompressibilität κ_{bg} und der Modul c_{11} im Boseglas endlich [10]. Gl. (2.13) definiert den *line-wandering*-Exponenten ζ . Dieser beschreibt das Skalenverhalten der transversalen Fluktuationen

$$\langle \langle \ell_{\perp}^2(L) \rangle \rangle_T^{1/2} \approx \xi_{\parallel}(L/L_c)^{\zeta}$$

für große Abstände L zweier Vortexsegmente [23]. Sein Wertebereich umfaßt $1/2 \leq \zeta \leq 1$ [17]. Isotrope, kreisförmige Vortexfluktuationen werden charakterisiert durch $\zeta = 1$. Ein reduzierter Wert des Exponenten $\zeta < 1$ beschreibt unterdrückte transversale Fluktuationen. Bleibt die kurzreichweitige Diffusionskonstante $D_0 \sim \xi_{\perp}^2/\xi_{\parallel}$ bei T_{bg} endlich, wie von Nelson und Vinokur vorgeschlagen, so legt dies den Wert des line-wandering-Exponenten für den Boseglas-Phasenübergang auf $\zeta = 1/2$ fest [10].

Im Mott-Isolator divergiert sowohl der Kompressionsmodul c_{11} wie auch der Kippmodul c_{44} . Nach Wengel und Täuber [32] bleibt nach Einschalten der Vortex-Vortex-Wechselwirkung die Mott-Isolator-Phase nur für $d \gg \lambda$ als thermodynamische Phase bestehen. Für zufällig verteilte kolumnare Defekte scheint die Vortex-Wechselwirkung die Mott-Isolator-Phase zu zerstören.

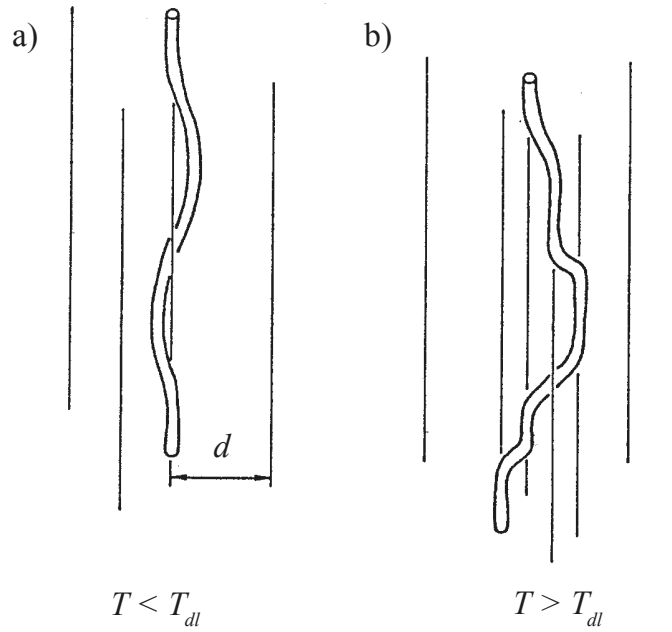


Abb. 2.7: Schematische Darstellung eines an kolumnaren Defekten haftenden Vortex für Temperaturen (a) unterhalb und (b) oberhalb der Delokalisierungs-Temperatur T_{dl} .

Im Gegensatz zum Vortexglas, wo Punktunordnung Vortexauslenkungen fördert, hindert Haften an kolumnaren Defekten Vortexbewegungen und fördert Lokalisierung. Dies hat entscheidenden Einfluß auf die Lage der Glaslinie im Vergleich zu der Schmelzlinie reiner Hochtemperatursupraleiter und der Glaslinie des Vortexglases. Für das Boseglas ist es möglich, die Lage der Boseglas-Linie quantitativ vorherzusagen. Eine wichtige Temperatur ist die Delokalisierungs-Temperatur T_{dl} , bei der Vortizes beginnen, sich von einzelnen kolumnaren Defekten zu lösen. Dies ist in der Abb. 2.7 schematisch dargestellt. Unterhalb T_{dl} wird ein Vortex durch einen Defekt verankert, während oberhalb Dichtefluktuationen kolumnarer Defekte, ähnlich wie im Vortexglas Dichtefluktuationen von Punktdefekten, als Haftzentren wirken. Bestimmt wird T_{dl} dadurch, daß die transversale Auslenkung eines Vortex ℓ_{\perp} den mittleren Abstand d zweier kolumnarer Defekte erreicht: $\ell_{\perp}(T_{dl}) = d$. Mit Parametern typisch für YBCO und die in dieser Arbeit untersuchten kolumnaren Defekte ist $T_{dl}/T_c = 0.945(5)$ oder $T_{dl} \approx 85$ K.

Oberhalb T_{dl} wächst $\ell_{\perp} = d(T/T^*)^2$, wobei $T^* = \delta/(4\xi_0)(\ln \kappa/Gi)^{1/2}\Delta T$ mit $\Delta T = T_c - T$ die Energieskala des Defekts ist. Für sehr kleine Felder $B \leq \Phi_0/\lambda_L^2 \approx 0.1$ T ist die Vortex-Wechselwirkung vernachlässigbar, $\lambda_L < a_0$, und die Boseglas-Temperatur T_{bg} ist gegeben durch $\ell_{\perp}(T_{bg}) = a_0(B)$. Hieraus folgt ein sehr starker Anstieg der Boseglas-Linie mit abnehmender Temperatur, $B_{bg} \sim \Delta T^{-4}$. Unter Berücksichtigung der Energieskala T^* folgt hieraus eine quantitative Vorhersage für die Boseglas-

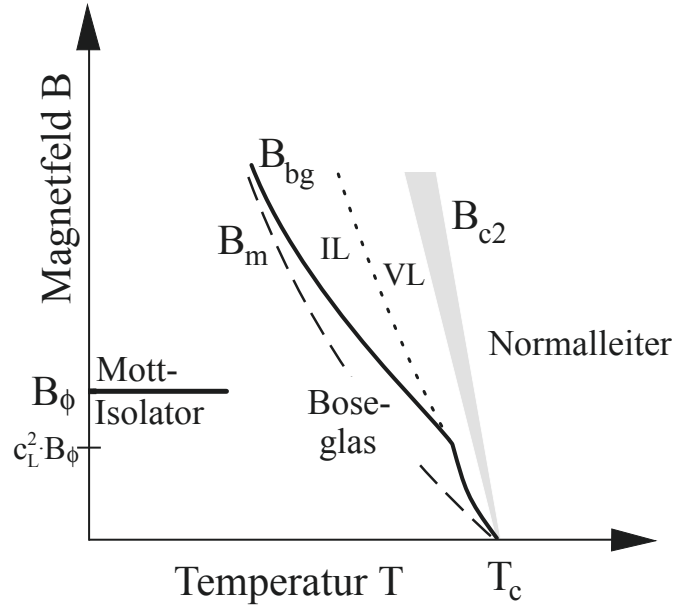


Abb. 2.8: Phasendiagramm von sehr reinem YBCO in Anwesenheit kolumnarer Defekte der Dichte B_ϕ . Die Boseglas-Linie $B_{bg}(T)$ liegt oberhalb der Schmelzlinie $B_m(T)$ von reinem YBCO [34]. VL bezeichnet das Vortexliquid und IL das Interstitial-Liquid [35].

Linie [33]

$$B_{bg}(T) = B_\phi \cdot \left(\frac{\delta}{4\xi_0}\right)^4 \cdot \left(\frac{\ln \kappa}{Gi}\right)^2 \cdot \left(\frac{T_c}{T} - 1\right)^4. \quad (2.14)$$

$B_\phi = \Phi_0/d^2$ ist das sogenannte Dosisäquivalentfeld, mit dem mittleren Abstand zweier kolumnarer Defekte d . Bei $B = B_\phi$ entspricht die Vortextdichte der Dichte der kolumnaren Defekte, nominell wird also jeder Defekt durch genau einen Vortex belegt. Diese Magnetfeldstärke wird deshalb auch *Matchingfeld* genannt.

Mit zunehmender Vortextdichte wird der mittlere Vortexabstand kleiner und die Vortex-Wechselwirkung wird bedeutsam, wenn $a_0 < \lambda_L$. Für die Erhöhung der Boseglas-Linie $T_{bg}(B)$, verglichen mit der Schmelzlinie $T_m(B)$ des Supraleiters ohne die kolumnaren Defekte, wird vorhergesagt [5]

$$T_{bg}(B) = \gamma_\pm \cdot T_m(B) + (1 - \gamma_\pm) \cdot T_c, \quad (2.15)$$

mit dem Unordnungsparameter $0 \leq \gamma_\pm \leq 1$. Für $a_0 > d/c_L$, dies entspricht Magnetfeldern kleiner $c_L^2 \cdot B_\phi$, ist

$$\gamma_- = \left(1 + \frac{\delta^2}{16c_L d \xi_0 \sqrt{Gi}}\right)^{-1}. \quad (2.16)$$

Dieser Ausdruck ist korrekt im Limes verschwindender wie auch hoher Defektdichte. In Abwesenheit kolumnarer Defekte, d.h für $d \rightarrow \infty$, ist $\gamma_- = 1$ und die Schmelzlinie

$T_m(B)$ wird reproduziert. Für dichte Defekte, $d \rightarrow 0$, gilt $\gamma_- \rightarrow 0$ und die Boseglas-Temperatur erreicht die obere physikalische Grenze, $T_{bg} \rightarrow T_c$.

Zu höheren Feldern, $a_0 < d/c_L$, entsprechend $B > c_L^2 \cdot B_\phi$, ist die Anzahl der Defekte, die einem Vortex zur Verfügung stehen, reduziert und der Parameter γ_+ wird magnetfeldabhängig:

$$\gamma_+(B) = \left(1 + \frac{\delta^2}{16d\xi_0} \sqrt{\frac{B_\phi}{BGi}} \right)^{-1}. \quad (2.17)$$

Für große Magnetfelder gilt $\gamma_+ \rightarrow 1$ und die Boseglas-Linie nähert sich der Schmelzlinie asymptotisch an. Das Phasendiagramm eines reinen Hochtemperatursupraleiters mit kolumnaren Defekten der Dichte B_ϕ ist in der Abb. 2.8 dargestellt.

Larkin und Vinokur [34] geben eine Erklärung des Gültigkeitsbereiches des $B_{bg} \sim \Delta T^{-4}$ -Gesetzes und des Übergangs zur Gl. (2.15) an. Nach den Autoren ist das Zusammenwirken von elastischer Energie E_{el} und Haftenergie E_p der kolumnaren Defekte für diesen Wechsel verantwortlich. Die elastische Energie $E_{el} = c_{66}\ell_\perp^2\ell_\parallel + \varepsilon_0\ell_\perp^2/(\ell_\parallel\gamma)$ ist bestimmt durch Vortex-Exkursionen parallel ℓ_\parallel bzw. senkrecht ℓ_\perp zur Feldrichtung. Die Haftenergie $E_p \approx (\varepsilon_0\delta)^2/(d\gamma T)$ ist bestimmt durch die Struktur der kolumnaren Defekte. Bei der Delokalisierungs-Temperatur T_{dl} ist $E_p \approx (c_L a_0)^2 \sqrt{c_{66}\varepsilon_0}/\gamma$ und Unordnung beginnt den Übergang zu dominieren. Ist die Dichte der kolumnaren Defekte geringer als die Vortexdichte am Schmelz-Phasenübergang bei der Delokalisierungs-Temperatur, $B_\phi < B_m(T_{dl})$, so soll Gl. (2.15) die relativ kleinen Korrekturen gegenüber der Schmelzlinie $B_m(T)$ beschreiben. Ist die Defektdichte jedoch größer, $B_\phi > B_m(T_{dl})$, so soll Gl. (2.14) gültig werden. Mit $T_{dl}/T_c = 0.945$ und der experimentellen Schmelzlinie (2.6) gilt $B_m(T_{dl}) \approx 2.3$ T. Für die Untersuchungen des Boseglas-Phasenübergangs in dieser Arbeit wurden deshalb YBCO Filme mit drei Dosisäquivalentfeldern, $B_\phi = 1$ T, 4 T und 10 T, untersucht.

Für Vortexdichten $B > B_\phi$ kann nur noch ein Teil der Vortizes an kolumnaren Defekten lokalisiert sein. Dieser Anteil entspricht maximal der Dichte der kolumnaren Defekte B_ϕ/B , während der restliche Teil $(B - B_\phi)/B$ zwischen den kolumnaren Defekten lokalisiert sein muß. L. Radzihovsky [35] nahm deshalb an, daß in Magnetfeldern $B > B_\phi$ zwei flüssige Phasen existieren, siehe auch Abb. 2.8. In der Vortexflüssigkeit sind alle Vortizes frei beweglich, während in dem sogenannten *Interstitial-Liquid* ein Anteil B_ϕ/B an kolumnaren Defekten haftet und die übrigen Vortizes eine flüssige Phase bilden. Der eigentliche thermodynamische Phasenübergang in einen wirklich supraleitenden Zustand vollzieht sich aus dem *Interstitial-Liquid* in das Boseglas. Alle physikalischen Größen bei diesem Übergang sind dann auf das effektive Magnetfeld $B - B_\phi$ zu beziehen.

2.5 Dynamische Leitfähigkeit

In diesem Abschnitt soll die dynamische Leitfähigkeit $\sigma(\omega) = \sigma' - i\sigma''$ eines Supraleiters betrachtet werden.

2.5.1 Zwei-Flüssigkeiten-Modell

Das einfachste Modell des supraleitenden Zustandes ist das Zwei-Flüssigkeiten-Modell. Dieses beschreibt die Leitfähigkeit durch Superposition von supraleitenden Elektronen der Dichte $n_s = m/(\mu_0 e^2 \lambda_L^2)$ mit den verbleibenden normalleitenden Elektronen der Dichte $n - n_s$. Die Bewegungsgleichung der supraleitenden Elektronen lautet:

$$m \frac{d\vec{v}_s}{dt} = -e\vec{E}.$$

Diese bestimmt die superfluide Stromdichte $\vec{j}_s = -2\vec{v}_s n_s$ und ergibt die erste London-Gleichung

$$\frac{d\vec{j}_s}{dt} = \frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \vec{E}.$$

Für harmonische Zeitabhängigkeit der Stromdichte und unter Berücksichtigung der Leitfähigkeit der normalleitenden Elektronen σ_n ist die dynamische Leitfähigkeit des Zwei-Flüssigkeiten-Modells

$$\sigma_-(\omega) = \sigma_n + \frac{1}{i\omega \mu_0 \lambda_L^2}, \quad (2.18)$$

d.h. die London'sche Eindringtiefe ergibt sich aus

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{1}{i\omega \mu_0 \sigma_-(\omega)} = \lambda_L^2.$$

Oberhalb von T_c erwartet man metallisches Verhalten. Die normalleitenden Elektronen folgen der Bewegungsgleichung

$$m \left(\frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{\vec{v}}{\hat{\tau}} \right) = -e\vec{E}$$

mit der Relaxationszeit $\hat{\tau}$. Bei harmonischer Zeitabhängigkeit wird die dynamische Leitfähigkeit beschrieben durch die Drude-Dynamik

$$\sigma_+(\omega) = \frac{\sigma_+(0)}{1 + i\omega \tau_n} \quad (2.19)$$

mit der statischen Leitfähigkeit $\sigma_+(0) = ne^2 \tau_n / m$. Hier bestimmt das Verhältnis

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{\tau_n}{\mu_0 \sigma_+(\omega)} = \lambda_p^2$$

die sogenannte Plasma-Wellenlänge des Drude-Metalls.

2.5.2 Gauß'sche und topologische Fluktuationen

Thermische Fluktuationen ändern dieses einfache Bild. Bei Annäherung an den Supraleitungs-Phasenübergang erhöhen kurzlebige Cooper-Paare-Fluktuationen die Leitfähigkeit oberhalb des Phasenübergangs. H. Schmidt [36] betrachtete thermische Fluktuationen des $3D$ -Ordnungsparameters im Rahmen der zeitabhängigen Ginsburg-Landau-Theorie. In Gauß'scher Näherung führen diese Fluktuationen zu einem zusätzlichen Beitrag zu dem Realteil der Leitfähigkeit

$$\frac{\sigma'_G(\omega\tau)}{\sigma(0)} = \frac{8}{3(\omega\tau)^2} \left[1 - (1 + (\omega\tau)^2)^{3/4} \cos\left(\frac{3}{2} \arctan(\omega\tau)\right) \right]. \quad (2.20)$$

Mit der Kramers-Kronig-Relation ist es möglich, aus dem Realteil der Leitfähigkeit den korrespondierenden Imaginärteil zu berechnen:

$$\sigma''_G(\omega\tau) = \frac{2\omega\tau}{\pi} P \int_0^\infty \frac{\sigma'_G(s)}{(\omega\tau)^2 - s^2} ds. \quad (2.21)$$

In der Abb. 2.9 ist die resultierende Skalenfunktion in Phase und Betrag dargestellt. Im Limes kleiner $\omega\tau$ nimmt der Widerstand den statischen Wert ρ_0 an. Für große Werte von $\omega\tau$ zeigt die Skalenfunktion ein potenzartiges Verhalten $|\rho_G(x)| = 1/|\sigma_G(x)| \sim x^{1/2}$. Insbesondere ist die Phase in diesem Bereich $\phi_\rho = 1$. Dies entspricht einer relaxierenden Dynamik, die durch den kritischen Exponenten $z = 2$ beschrieben wird.

A.T. Dorsey [38] berechnete ebenfalls den Effekt Gauß'scher Fluktuationen oberhalb der kritischen Temperatur auf die dynamische Leitfähigkeit. Unter Vernachlässigung des $|\psi|^4$ -Terms der freien Energie (2.1) und für einen reinen Relaxator ($z = 2$), gilt für den Real- und Imaginärteil der dynamischen Leitfähigkeit die Skalierungsform $\sigma_G(\omega)/\sigma(0) = S'_G(\omega\tau) + iS''_G(\omega\tau)$. In $D = 3$ Dimensionen gilt für den Realteil der Skalenfunktion

$$S'_G(x) = \frac{8}{3x^2} \left[1 - (1 + x^2)^{3/4} \cos\left(\frac{3}{2} \arctan(x)\right) \right] \quad (2.22)$$

und für den Imaginärteil

$$S''_G(x) = \frac{8}{3x^2} \left[-\frac{3}{2}x + (1 + x^2)^{3/4} \sin\left(\frac{3}{2} \arctan(x)\right) \right]. \quad (2.23)$$

Die resultierende komplexe Skalenfunktion der Leitfähigkeit ist in Betrag und Phase identisch zu der Skalenfunktion unter Berücksichtigung von $3D$ -Ordnungsparameterfluktuationen [36], Gl. (2.20) und Gl. (2.21). Die Berechnung der Fluktuationsleitfähigkeit in Gauß'scher Näherung bedeutet insbesondere, daß Fluktuations-Fluktuations-Wechselwirkungen nicht berücksichtigt werden. Damit ist dieser Ausdruck sicher nicht korrekt in dem kritischen Bereich in unmittelbarer Nähe des Phasenübergangs. Dort erwartet man einen Übergang in das kritische Regime, in welchem der $|\psi|^4$ -Term der freien Energie (2.1) nicht mehr vernachlässigt werden kann.

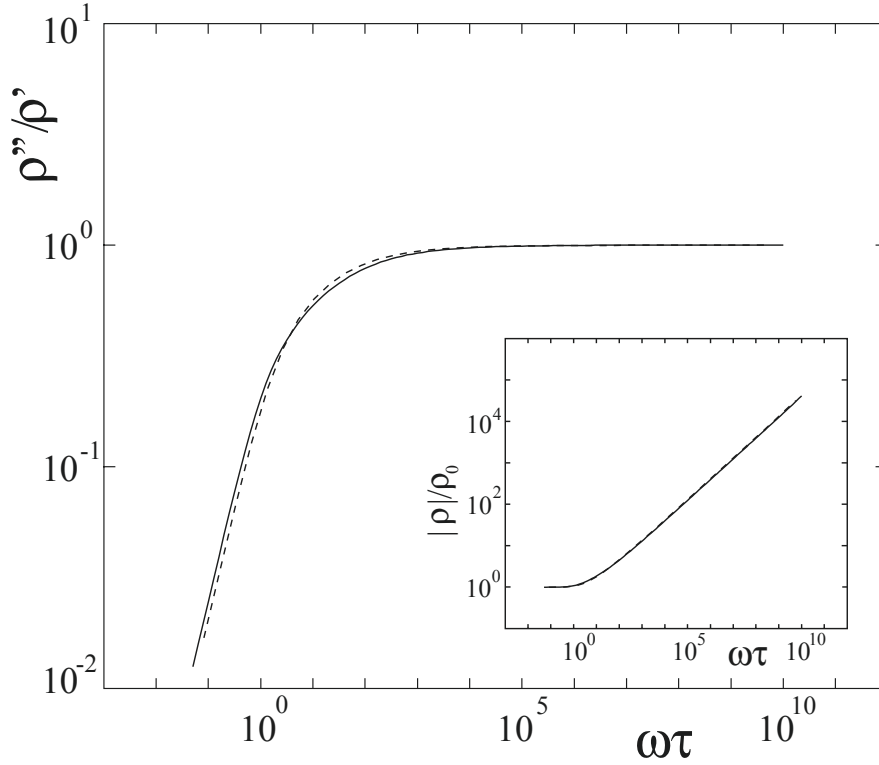


Abb. 2.9: Phase der dynamischen Skalenfunktion $\rho''(\omega\tau)/\rho'(\omega\tau)$ oberhalb des Phasenübergangs. Das Inset zeigt den Betrag $|\rho(\omega\tau)|/\rho_0$. Die durchgezogene Linie berücksichtigt 3D-Gauß'sche Fluktuationen des Ordnungsparameters [36]. Die durchbrochene Linie ist für die Dynamik gebundener Vortex-Antivortex-Paare berechnet worden [37].

Eine alternative Beschreibung der Dynamik oberhalb des Phasenübergangs berücksichtigt die diffusive und relaxierende Dynamik freier und gebundener Vortex-Antivortex (VA)-Paare. VA-Paare wurden von Halperin und Nelson [37] als Ursprung elektrischer Verluste oberhalb des Phasenübergangs in dünnen Filmen ($d < \xi$) vorgeschlagen. Der zusätzliche Beitrag zum Widerstand auf Grund der VA-Paare ist

$$\rho_{VA}(\omega\tau) = \rho_{VA}(0) + i\omega\mu_0\lambda_0^2(1 + \chi_b(\omega\tau)) \quad (2.24)$$

mit der Polarisations-Suszeptibilität auf Grund gebundener VA-Paare

$$\chi_b(\omega\tau) = \frac{1}{\sqrt{\omega\tau_0}} \int_{\frac{1}{\sqrt{\omega\tau_0}}}^{\frac{\sqrt{\omega\tau}}{\sqrt{\omega\tau_0}}} \frac{\tilde{\epsilon}'}{1 + ix^2} dx \quad x = \frac{r}{\xi}.$$

Die statische dielektrische Funktion $\tilde{\epsilon}(r/\xi)$ beschreibt die Abschirmung durch Vortizes mit Abstand kleiner als r . Mit der empirischen Annahme $\tilde{\epsilon}' \equiv d\tilde{\epsilon}/dx = 1$ erhält man eine mit $D = 3$ -Gauß'schen Fluktuationen [36, 38] nahezu identische Skalenfunktion, siehe Abb. 2.9.

Der Beitrag Gauß'scher Fluktuationen unterhalb des Phasenübergangs wurde ebenfalls zuerst von H. Schmidt [39] berechnet. Es zeigt sich, daß die resultierende Skalenfunktion nahezu identisch ist zu der Skalenfunktion oberhalb des Phasenübergangs, Gl. (2.20) und (2.21). Dabei ist zu beachten, daß unterhalb des Phasenübergangs der Beitrag der endlichen supraleitenden Abschirmung $\lambda(T) = (\omega\mu_0\sigma'')^{-1/2}$ zu einer vollständigen Skalenfunktion berücksichtigt werden muß.

2.5.3 Vortexglas-Dynamik

Im XY-kritischen Bereich nahe $T_c(B=0)$ gilt für die Dichte [40] $n_s \sim \lambda^{-2} \sim \xi^{2-D}$. Die charakteristische Relaxationszeit skaliert wie

$$\tau \sim \xi^z \sim \left|1 - \frac{T}{T_c}\right|^{-\nu_0 z} \quad (2.25)$$

mit dem dynamischen kritischen Exponenten z . Innerhalb der zeitabhängigen Ginsburg-Landau-Dynamik ist $z = 2$ in Dimensionen $2 \leq D \leq 4$ [17]. Dies bedeutet, daß die lineare ac-Leitfähigkeit wie

$$\sigma_{\pm}(\omega\tau) \sim \xi^{z+2-D} S_{\pm}(\omega\tau) \quad (2.26)$$

(+) oberhalb und (−) unterhalb von T_c skalieren muß [17].

Unter der Annahme eines kontinuierlichen Phasenübergangs in das Vortexglas haben Fisher, Fisher und Huse [17] Skalenvorschriften für (i) den nichtlinearen Widerstand $\rho(j)$ in Strom-Spannungs-Kennlinien und (ii) den dynamischen Widerstand $\rho(\omega) = \sigma^{-1}(\omega)$ vermutet:

(i) Wegen $\vec{\nabla} \times \vec{e} = -\partial\vec{b}/\partial t$ mit $\vec{b} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ und weil das Vektorpotential wie eine inverse Länge in (2.1) eingeht, muß die elektrische Feldstärke wie $1/(\text{Länge} \times \text{Zeit})$ skalieren. Für die Stromdichte gilt $j = \partial f/\partial A$ mit der freien Energiedichte f . Folgt man der Hyperskalenrelation für die Energiedichte, so sollte diese in drei Dimensionen wie ein inverses Volumen skalieren. In der Nähe des Phasenübergangs sollen die Vortexglas-Korrelationslänge, Gl. (2.8), $\xi_g \sim |1 - T/T_{vg}|^{-\nu}$ und Vortexglas-Relaxationszeit, Gl. (2.9), $\tau \sim \xi_g^z$ die Längen- und Zeitskala bestimmen. Eine geeignete Skalenkombination ist deshalb

$$e\xi_g^{z+1} = \varepsilon_{\pm}(j\xi_g^2). \quad (2.27)$$

$\varepsilon_+(j\xi_g^2)$ ist eine (universelle) Skalenfunktion oberhalb T_{vg} und $\varepsilon_-(j\xi_g^2)$ eine Skalenfunktion unterhalb der Vortexglas-Temperatur. Bei T_{vg} müssen sich die kritischen Abhängigkeiten aufheben und die Skalenfunktion folgt einem Potenzgesetz $\varepsilon_{\pm}(x) \sim x^{(z-1)/2}$. Basierend auf diesen Skaleneigenschaften des Vortexglas-Phasenübergangs, fanden Koch et al. [7] zum ersten Mal Hinweise auf das Vortexglas in dünnen YBCO Filmen.

(ii) Wegen $\rho = e/j$ skaliert ρ wie Länge/Zeit und mit ω als inverser Zeit ist

$$\rho(\omega)\xi_g^{z-1} = R_{\pm}(\omega\xi_g^z) \quad (2.28)$$

ein Ansatz für eine Skalenrelation. Der komplexe dynamische Widerstand $\rho(\omega) = \rho' - i\rho''$ kann auch ausgedrückt werden in Betrag $|\rho(\omega)| = \sqrt{\rho'^2 + \rho''^2}$ und Phase $\varphi_{\rho}(\omega) = \arctan(\rho''/\rho')$. Hiermit gilt $\rho = |\rho| \cdot \exp(i\varphi_{\rho})$ und die Skalenrelation (2.28) ist gleichbedeutend mit den beiden Gleichungen

$$|\rho(\omega)|/\rho_0 = \check{R}_{\pm}(\omega\xi_g^z) \quad (2.29)$$

mit $\rho_0 \sim \xi_g/\tau = \xi_g^{1-z}$ und

$$\varphi_{\rho}(\omega) = \Phi_{\pm}(\omega\xi_g^z).$$

Von Interesse ist auch das Verhältnis $\phi_{\rho}(\omega) = \rho''/\rho'$, für das eine analoge Skalenvorschrift existiert:

$$\phi_{\rho}(\omega) = \check{\Phi}_{\pm}(\omega\xi_g^z), \quad (2.30)$$

wobei $\check{\Phi}_{\pm}(x) = \tan \Phi_{\pm}(x)$ ist.

Die Skalenfunktionen oberhalb (+) und unterhalb (-) der Übergangstemperatur sind im Abschnitt 2.5.2 für Gauß'sche Fluktuationen und $z = 2$ innerhalb der zeitabhängigen Ginsburg-Landau-Theorie berechnet worden. Für $T \gg T_{vg}$ haben die Skalenfunktionen die asymptotische Form

$$\check{R}_{+}(x \rightarrow 0) \sim 1, \quad \check{\Phi}_{+}(x \rightarrow 0) \rightarrow 0.$$

Für $T \ll T_{vg}$ gilt:

$$\check{R}_{-}(x \rightarrow 0) \sim x, \quad \check{\Phi}_{-}(x \rightarrow 0) \rightarrow \infty.$$

Bei T_{vg} müssen sich die kritischen Gesetze kürzen, woraus ein Potenzgesetz für den Betrag

$$\check{R}_{\pm}(T_{vg}) \sim x^{1-1/z}$$

folgt.

Die Phase $\Phi_{\pm}(T_{vg})$ ist aus der Kausalität von $|\sigma(\omega)| = 1/|\rho(\omega)|$ bestimmbar, wobei $\varphi_{\sigma} = \varphi_{\rho}$ ist. Die Kramers-Kronig-Relation, angewandt auf den Logarithmus $\ln \sigma = \ln |\sigma| + i\varphi_{\sigma}$, ist

$$\varphi_{\sigma} = \frac{\omega}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{\ln |\sigma(s)|}{\omega^2 - s^2} ds,$$

wobei P das Cauchy'sche Hauptwertintegral bezeichnet. Der Wert der Phase bei T_{vg} kann leicht auf eine beliebige Dimension D verallgemeinert werden. Wurde bisher implizit $D = 3$ angenommen, so gilt für $2 \leq D \leq 4$:

$$\Phi_{\pm}(T_{vg}) = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{2 - D + z}{z}. \quad (2.31)$$

In dem bisher betrachteten Fall $D = 3$ ist die Phase bei T_{vg} endlich und wird durch den kritischen Exponenten z bestimmt. Bei T_{vg} liegt ein echtes Potenzgesetz vor

$$\rho_{\pm}(\omega\tau) = \rho_0(i\omega\tau)^{1-1/z} \sim (i\omega\tau_0)^{1-1/z}. \quad (2.32)$$

Für $T < T_{vg}$ steigt das Verhältnis $\phi_{\rho}(\omega) = \rho''/\rho'$ mit der Frequenz, für $T > T_{vg}$ fällt es und nur bei T_{vg} nimmt es den konstanten Wert, $\tan[\pi/2 \cdot (1 - 1/z)]$, an. Anders verhält sich die Phase in $D = 2$ Dimensionen. In diesem Fall ist der Phasenwinkel $\Phi_{\pm}(T_{vg}) = \pi/2$ und das Verhältnis $\check{\Phi} = \infty$. Das Verhältnis steigt demnach in zwei Dimensionen immer mit der Frequenz an und erreicht keinen frequenzunabhängigen Wert.

Auch für den kontinuierlichen Phasenübergang in das Boseglas wird ein analoges Skalenverhalten des nichtlinearen und dynamischen Widerstandes erwartet. Die Relaxationszeit der Boseglas-Fluktuationen wird bestimmt durch die transversalen Auslenkungen, Gl. (2.12),

$$\tau(T) \sim \xi_{\perp}^z \sim \left| 1 - \frac{T}{T_{bg}} \right|^{-\nu_{\perp} z} \quad (2.33)$$

und dem dynamischen Exponenten z . Der Skalenparameter des Widerstandes ist

$$\rho_0 \sim \frac{\xi_{\parallel}}{\tau} \sim \left(\frac{T}{T_{bg}} - 1 \right)^{\nu_{\perp}(1/\zeta - z)} \quad T > T_{bg}. \quad (2.34)$$

Bei $T = T_{bg}$ liegt wie am Vortexglas-Übergang ein echtes Potenzgesetz vor:

$$\rho(\omega, T_{bg}) \sim (i\omega\tau_0)^{1-1/(\zeta \cdot z)}. \quad (2.35)$$

Kapitel 3

Experimentelles

In dieser Arbeit wurde die lineare ac-Suszeptibilität $\chi(\omega, T, \vec{B}) = \chi' - i\chi''$ von YBCO Filmen und einem YBCO Kristall gemessen. Ich werde zunächst die Proben in ihren wichtigsten Eigenschaften charakterisieren. Dazu werde ich die Methode der Schwerionenbestrahlung vorstellen, mit der kolumnare Defekte in die Filme eingebracht wurden. Danach werde ich die experimentellen Mittel darlegen, die benötigt werden, um zwischen 4.2 K und 200 K Suszeptibilitätsmessungen in statischen Magnetfeldern durchzuführen. Dies umfaßt die Einrichtungen zur Erzeugung der tiefen Temperaturen und die Beschreibung der verwendeten Magnete. Anschließend werde ich die in dieser Arbeit verwendeten Methoden zur Messung der ac-Suszeptibilität über einen großen Frequenzbereich und beispielhaft Meßergebnisse der dynamischen Suszeptibilität vor und nach der Schwerionenbestrahlung präsentieren. Zum Abschluß werde ich den Zusammenhang zwischen der ac-Suszeptibilität und dem dynamischen Widerstand herleiten.

3.1 Charakterisierung der Proben

In dieser Arbeit wurden mittels Laserablation auf (001)-SrTiO₃ [41, 42] und MgO Substrat [43] abgeschiedene YBCO Filme mit Dicken zwischen 100 nm und 250 nm untersucht. SrTiO₃ zeichnet sich durch eine besonders geringe Differenz der Gitterkonstanten von nur 1.2 % zu der von YBCO aus [44], was ein gutes Filmwachstum begünstigt. Hingegen haben MgO Kristalle größere Abweichungen der Gitterkonstanten von rund 9.4 %. Substrate aus MgO besitzen dafür hervorragende elektrische Eigenschaften bei hohen Frequenzen oberhalb 100 MHz. In diesem Bereich variiert die Dielektrizitätskonstante $\varepsilon(T)$ von SrTiO₃ stark mit der Temperatur, während ε für MgO praktisch unabhängig von der Temperatur ist [44, 45]. Deshalb eignen sich auf MgO gewachsene YBCO Filme besonders gut für Untersuchungen und Anwendungen bei Frequenzen im Mikrowellenbereich.

Tab. 3.1: Charakteristische Parameter der YBCO Filme.

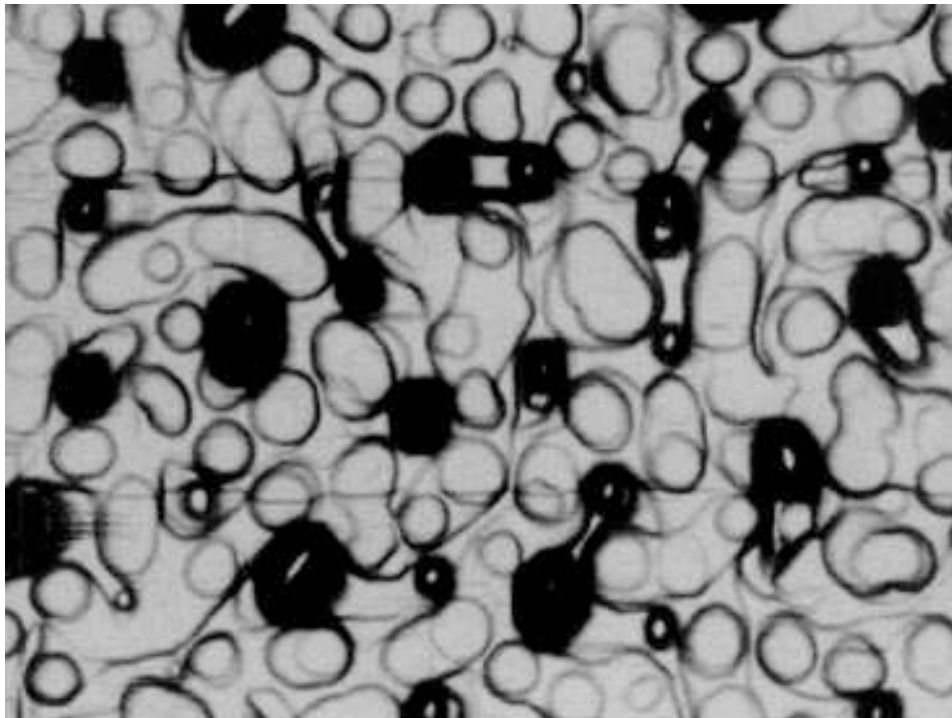
	Film A		Film B		Film C
Substrat	SrTiO ₃	SrTiO ₃	SrTiO ₃	SrTiO ₃	MgO
Geometrie	Kreis	Quadrat	Quadrat	Quadrat	Quadrat
	$R = 1.5 \text{ mm}$	$2 \times 2 \text{ mm}^2$	$2 \times 2 \text{ mm}^2$	$2 \times 2 \text{ mm}^2$	$2 \times 2 \text{ mm}^2$
Dicke	250 nm	250 nm	200 nm	200 nm	100 nm
Bestrahlung	–	2.7 GeV	–	2.3 GeV	–
	–	²³⁸ U ²⁸⁺	–	¹⁹⁷ Au ²⁴⁺	–
Dosis	–	$B_\phi = 1 \text{ T}$	–	$B_\phi = 4 \text{ T}$	–
T_c	90.95 K	90.25 K	90.05 K	87.85 K	89.05 K
Hersteller	F. Goerke [41] Universität Hamburg		T. Steinborn [42] TH Darmstadt		A. Krämer [43] TU HH-Harburg

Der as-grown Film A wurde mit Hilfe eines Ultraschallbohrers in Form einer Scheibe mit Radius $R = 1.5 \text{ mm}$ aus einem $1 \times 1 \times 0.1 \text{ cm}^3$ großen SrTiO₃ Substrat präpariert. Der zur Bestrahlung verwendete Teil des Films A und die Teile der Filme B bzw. C wurden mit Hilfe einer Diamantsäge zu $2 \times 2 \times 0.1 \text{ mm}^3$ großen Quadern gesägt. Die Größe der Filme ist so gewählt, daß der Probendurchmesser kleiner als der Innendurchmesser (3.1 mm) der Meß-Spulensysteme ist. Die Wahl eines relativ kleinen Stücks der ursprünglich $1 \times 1 \text{ cm}^2$ großen Filme stellt auch sicher, daß der untersuchte Teil (kein Randstück) gute supraleitende Eigenschaften hat, da über die Ausdehnung des Substrats Inhomogenitäten auftreten können [45].

Die Mikrostruktur der as-grown Filme wurde mit Polarisationslichtmikroskopie [46], atomarer Kraftmikroskopie (AFM) [47] und Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) [42] untersucht. Die Aufnahmen mit Polarisationslicht zeigen eine große Zahl hügelartiger Erhebungen mit Durchmesser $\approx 200 \text{ nm}$ und einem mittleren Abstand der Erhebungen von etwa 500 nm. Aus AFM-Aufnahmen konnte die Dichte der Erhebungen verifiziert und deren mittlere Höhe auf $\approx 50 \text{ nm}$ bestimmt werden [47], siehe Abb. 3.1(a). In beiden Aufnahmen sind keine Hinweise auf eine Zwillingsstruktur der Filme gefunden worden. Eine solche wird häufig in YBCO Kristallen beobachtet, und ist begründet in der endlichen Differenz der Länge der a - und b -Achse der YBCO-Einheitszelle, $b - a \approx 0.007 \text{ nm}$. Die Zwillingsstruktur ist deshalb charakteristisch für die orthorombische Phase von YBCO.

Erst mit dem Einsatz von Transmissionselektronenmikroskopie [42] konnte die Mikroverzwillung eines Filmes aufgelöst werden. Es zeigte sich, daß der Abstand zweier Zwillingslamellen im Schnitt nur $t = 40 \text{ nm}$ beträgt und die Fläche gleichgerichteter Zwillingsdomänen $L^2 = 1 \mu\text{m}^2$ nicht überschreitet [42]. Dies ist in der Abb. 3.1(b) dargestellt. Die Größe der beobachteten Zwillingsdomänen ist in guter Übereinstimmung mit Ergebnissen für dünne YBCO Filme in der Literatur [48].

a)



300 nm

b)



400 nm

Abb. 3.1: Aufnahmen in Aufsicht (a) des as-grown Films A mittels AFM [49] und (b) des as-grown Films B mittels TEM [42].

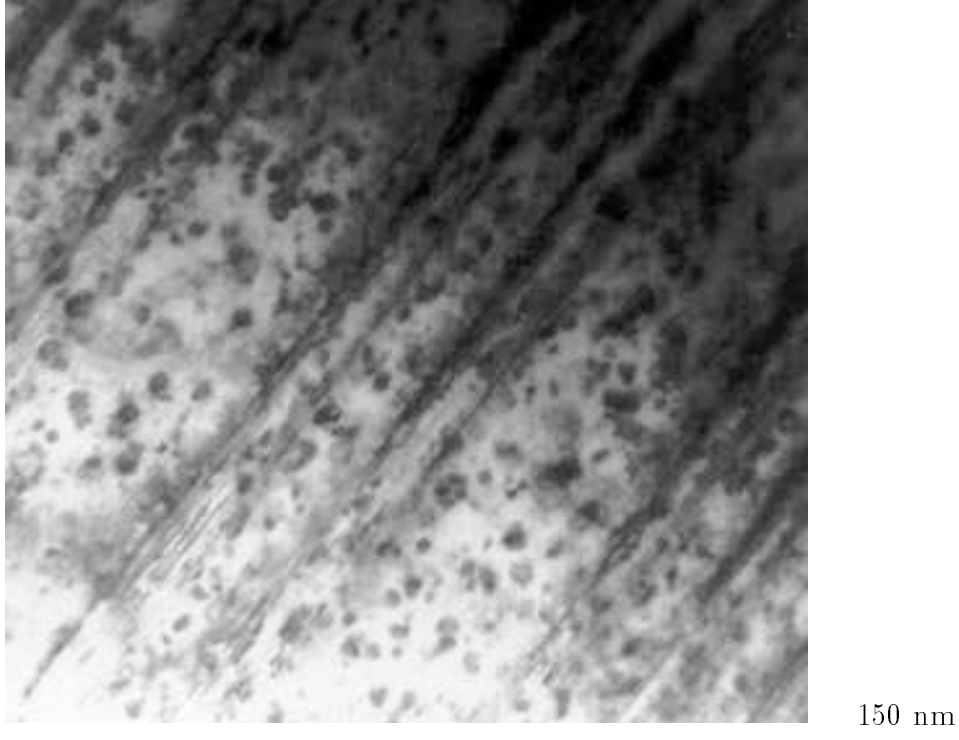


Abb. 3.2: TEM-Aufnahme des stark verzwilligten Kristalls [52].

Der stark verzwilligte YBCO Kristall wurde von W. Assmus [50] hergestellt. Der Kristall hat die Form eines flachen Zylinders mit Radius $R = 1.0$ mm und einer Dicke von 0.8 mm. Die kritische Temperatur beträgt 86.95 K. An diesem Kristall konnte eine Zwillingsstruktur sowohl in Polarisationslichtaufnahmen [51] wie auch in TEM-Aufnahmen [52] gefunden werden. Die Zwillingsstruktur des Kristalls wird charakterisiert durch ein Mosaik mit Ausdehnung $L^2 = 25 \times 25 \mu\text{m}^2$ und einem mittleren Abstand zweier Zwillingsgrenzen von $t = 0.15 \mu\text{m}$. Eine TEM-Aufnahme des Kristalls ist in der Abb. 3.2 wiedergegeben.

Im allgemeinen besteht ein Zusammenhang zwischen der Größe der Zwillingsdomänen L und dem mittleren Abstand der Zwillingsgrenzen t . Dies ist in dem Wechselspiel der Zwillingsgrenzenenergie und der Formänderungsenergie begründet. Dieses Wechselspiel führt zu einem mit der Domänengröße L steigenden Zwillingsabstand [53] $t \approx 20 \text{ nm} \times [L(\mu\text{m})]^{1/2}$. Setze ich die beobachteten Domänengrößen des Films $L \approx 1 \mu\text{m}$ und des Kristalls $L \approx 25 \mu\text{m}$ in dieses empirische Gesetz ein, so erhalte ich für den mittleren Zwillingsabstand des Films $t \approx 20 \text{ nm}$ und für den Kristall $t \approx 100 \text{ nm}$. Diese Abstände liegen sehr nahe bei den experimentell bestimmten Werten von rund 40 nm bzw. 150 nm für diese Proben.

3.2 Schwerionenbestrahlung

In diesem Abschnitt werde ich die Methode der Schwerionenbestrahlung vorstellen. Mit dieser ist es möglich, mikroskopische Defekte bekannter Form, Größe und Dichte in den Supraleiter einzubringen. Dazu werden schwere Ionen ($^{197}\text{Au}^{24+}$, $^{208}\text{Pb}^{26+}$, $^{238}\text{U}^{28+}$ u.a.) in Linearbeschleunigern, wie dem UNILAC der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt, auf hohe Energien beschleunigt. Die erzielbaren Endenergien liegen im Bereich einiger GeV pro Ion, entsprechend einer Geschwindigkeit von etwa 10 % der Lichtgeschwindigkeit. Der Effekt der Bestrahlung mit hochenergetischen Schwerionen ist stark von dem Projektilement und der -energie abhängig. Entscheidend für die Produktion kolumnarer Defekte ist der elektronische Energieverlust S_e des Ions durch inelastische und kollektive Wechselwirkung mit den Targetelektronen. Die von den Elektronen absorbierte Energie wird in einem zweiten Schritt auf das Atomgitter übertragen. In der Folge überschreitet die Temperatur des Supraleiters lokal dessen Schmelztemperatur. Ab einer Verlustrate von $S_e \approx 25$ keV/nm entstehen kontinuierliche Kernspuren aus amorphisiertem Material mit zylindrischer Ausdehnung entlang der Projektiltrajektorie [54]. Die Struktur und Ausdehnung der Defekte ist stark von der thermischen Leitfähigkeit des Materials beeinflusst [55]. Die amorphen Bereiche können Längen bis zu einigen 10 μm und Durchmesser bis etwa 10 nm erreichen. Auf Grund der endlichen Eindringtiefe der Schwerionen bieten sich insbesondere dünne Filme und Kristalle mit Dicken unter 20 μm für die Bestrahlung mit schweren Ionen an.

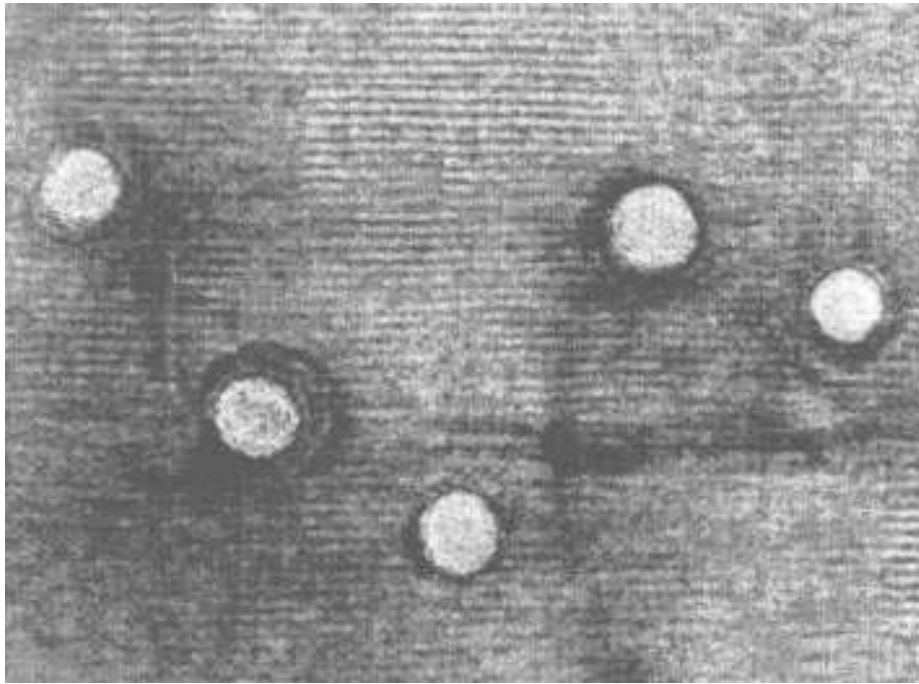
Die Dichte der Kernspuren im Supraleiter wird über die Zeitdauer der Bestrahlung mit einer festen Strahlintensität $\dot{n}_\phi \approx 10^8$ Ionen/cm²/s gesteuert. Um die Kernspurdichte mit der Vortexdichte vergleichen zu können, wird die Fluenz in Einheiten eines Magnetfeldes angegeben. Dieses sogenannte Dosisäquivalentfeld B_ϕ erhält man aus der Fluenz n_ϕ bzw. dem mittleren Abstand d der Defekte gemäß

$$B_\phi = \Phi_0 \cdot n_\phi = \frac{\Phi_0}{d^2}. \quad (3.1)$$

Beispielsweise entspricht das Dosisäquivalent von $B_\phi = 1$ T einer Fluenz von $n_\phi = 5 \cdot 10^{10}$ Ionen/cm² und einem mittleren Abstand der Defekte von $d = 45$ nm. In dieser Arbeit wurden $^{197}\text{Au}^{24+}$ -Ionen und $^{238}\text{U}^{28+}$ -Ionen mit 2.3 bzw. 2.7 GeV verwendet. Die Dosisäquivalentfelder betragen 1.0 bzw. 4.0 T, siehe auch Tab. 3.1. Die Richtung der Bestrahlung war immer parallel zu der c-Achse der Filme orientiert.

Die kolumnaren Defekte wurden von J. Wiesner [57] an YBCO und an $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ (BSCCO) Filmen mittels hochauflösender Transmissionselektronenmikroskopie (HRTEM) untersucht. Es zeigte sich, daß bei den verwendeten Energien kontinuierliche Kernspuren den gesamten Film durchziehen. Diese Beobachtung ist in Übereinstimmung mit Simulationen, die für Au- und U-Ionen der verwendeten Energie Eindringtiefen für das SrTiO_3 Substrat und den YBCO Film von rund 70 μm

a)

10 nm

b)

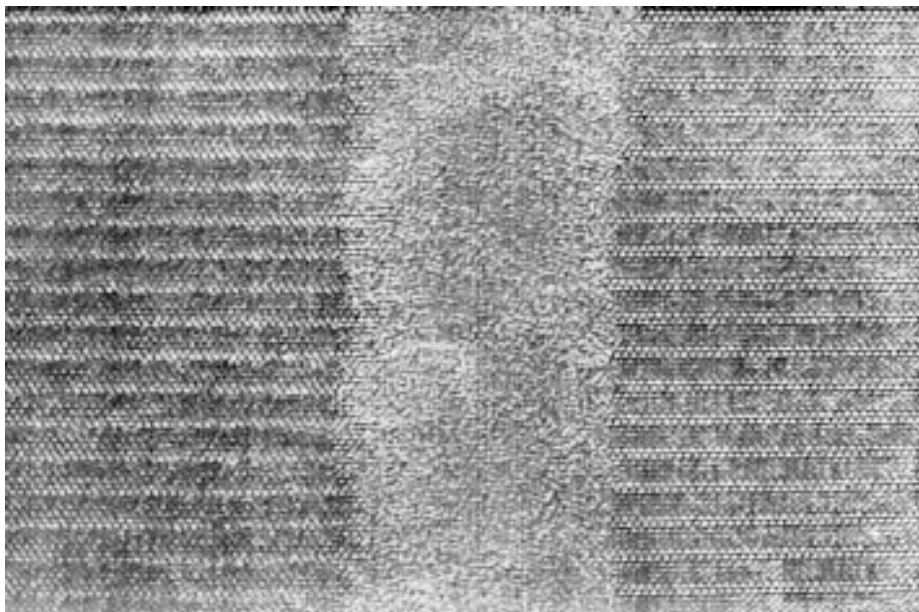
4.0 nm

Abb. 3.3: HRTEM-Aufnahmen von BSCCO Filmen [56] (a) in Aufsicht mit 2.6 GeV Au-Ionen der Dichte $B_\phi = 1.0$ T bestrahlt und (b) im Querschnitt nach Bestrahlung mit 1.4 GeV U-Ionen.

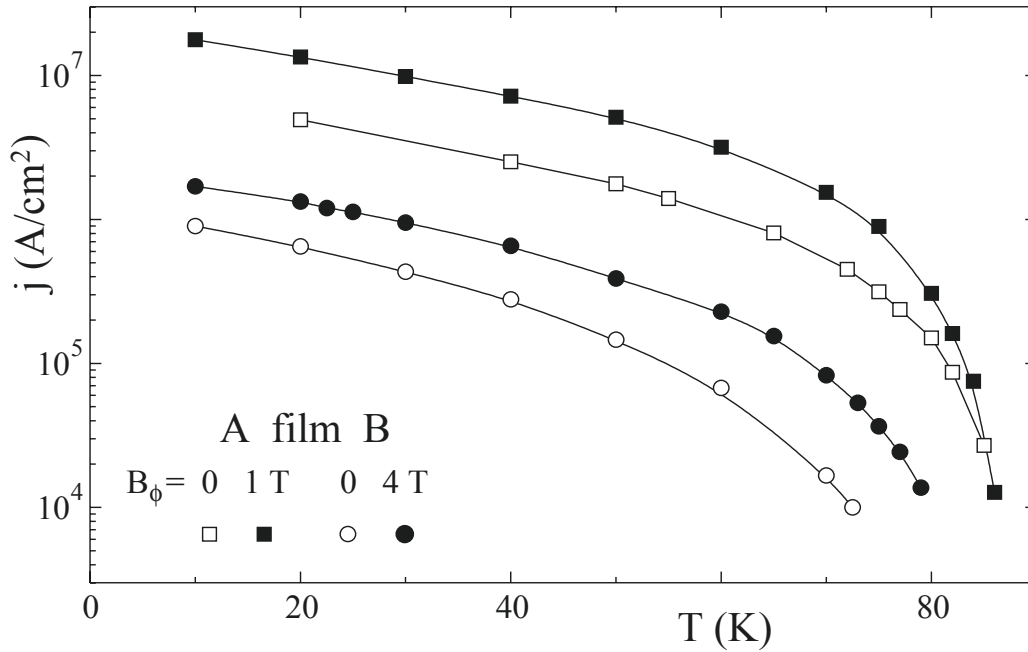


Abb. 3.4: Stromdichte der YBCO Filme A und B auf $SrTiO_3$ gemessen in $B = 0.4 T$ [60].

vorhersagen [42]. Durch die hohen Energien der Ionen ist sichergestellt, daß diese den gesamten Film durchdringen, da dessen Dicke von $0.2 \mu\text{m}$ sehr viel kleiner als die Eindringtiefe der Ionen ist. Bei der verwendeten Energie der Ionen ist die elektronische Verlustrate $S_e > 40 \text{ keV/nm}$. Dies bedeutet, daß ein hochenergetisches Ion genau einen kolumnaren Defekt erzeugt, was durch Auszählen der kolumnaren Defekte und Vergleich mit der nominellen Dosis gemäß Gl. (3.1) bestätigt worden ist. Der Durchmesser der kolumnaren Defekte, die mit den in dieser Arbeit verwendeten Ionen induziert worden sind, variiert zwischen 6.0 und 8.0 nm , wie Untersuchungen sowohl an BSCCO Filmen [57] wie auch an YBCO Filmen [42] zeigen. Dieser Wert des Defektradius $\delta = 3.5(5)$ ist in guter Übereinstimmung mit Radien schwerioneninduzierter kolumnarer Defekte in der Literatur für YBCO Kristalle [58, 59] und Filme [55]. Da HRTEM-Aufnahmen an BSCCO einen wesentlich besseren Kontrast und deutlichere Abbildungen der kolumnaren Defekte zeigen, sind in der Abb. 3.3 die durch Schwerionenbestrahlung induzierten kolumnaren Defekte von in dieser Arbeit verwendeten Ionen (UNILAC der GSI) in einem BSCCO Film wiedergegeben worden.

Ein wichtiger Anhaltspunkt zur Charakterisierung der Filme ist die Stärke der Abschirmströme. Diese gibt einen Hinweis auf die Stärke des Pinnings und damit auf die zugrundeliegende Mikrostruktur. Die Stromdichte $j(T)$ wurde von M. Baumann [60] aus Magnetisierungsmessungen mittels eines kommerziellen SQUID-Magnetometers (MPMS₂, Quantum Design) bestimmt. In Abb. 3.4 ist die Stromdichte der Filme A und B vor und nach der Schwerionenbestrahlung dargestellt. Der Wert der Abschirmströme

der as-grown Filme A und B unterscheidet sich um annähernd eine Größenordnung. Daraus kann auf ein deutlich stärkeres Pinning in dem Film A geschlossen werden. Der YBCO Film C auf MgO-Substrat hat eine Stromdichte zwischen den Werten für Film A und B mit $j(20\text{ K}) = 3 \cdot 10^6\text{ A/cm}^2$.

Es ist interessant, bereits an dieser Stelle den Effekt der Schwerionenbestrahlung auf die Stromdichte $j(T)$ zu betrachten. Für schwerionenbestrahlte YBCO Kristalle berichten Civale et al. [61] über eine Erhöhung der kritischen Stromdichte bis auf das 12-fache des Wertes vor der Bestrahlung. Durch die Bestrahlung der Filme A und B wurde deren Stromdichte z.T. deutlich erhöht. Bei tiefen Temperaturen zeigt der Film A eine Verstärkung der Stromdichte um einen Faktor 3, während die Stromdichte des deutlich stärker bestrahlten Films B in diesem Temperaturbereich nur um einen Faktor 2 erhöht ist. Der Effekt der Bestrahlung ändert sich bei höheren Temperaturen, wo der Film B eine Verstärkung der Stromdichte um einen Faktor 5 erfährt, während der Film A fast keine Erhöhung zeigt. Dies deutet darauf hin, daß die intrinsischen Eigenschaften der Filme einen Einfluß auf die Effizienz der induzierten kolumnaren Defekte haben.

3.3 Kryotechnik und Magnete

In Abb. 3.5 ist ein Metallkryostat abgebildet, wie er in dieser Arbeit für Suszeptibilitätsmessungen bis 5 T benutzt worden ist. Der Kryostat besteht aus einem thermisch isolierten Tank für flüssiges Helium (LHe), dessen Fassungsvermögen zwischen 15 ℓ für den Glaskryostaten und 30 ℓ im Fall des 13 T-Suszeptometers variiert. In diesem Tank befindet sich ein supraleitender Magnet, mit dem ein homogenes Magnetfeld bis zu 13 T parallel zur c-Achse des Films angelegt werden kann. Mit Hilfe eines Helmholtzspulenpaares können in einem Glaskryostaten Magnetfelder bis zu 2 T senkrecht zur c-Achse angelegt werden, während das ac-Magnetfeld weiterhin parallel zur c-Achse orientiert ist. Das Material und die Feldkonstanten der in dieser Arbeit verwendeten Magnete sind in der Abb. 3.2 zusammengefaßt.

In das flüssige Helium wird ein doppelwandiger Zwischentemperatureinsatz aus Duran-Glas eingeführt und mit einer Quetschverschraubung am Kryostatenkopf befestigt. Der Glaseinsatz besteht aus einem äußeren Zwischenvakuum und einem zentralen Probenraum. Das Zwischenvakuum wird auf einen Druck von ungefähr $3 \cdot 10^{-5}$ mbar abgepumpt. Dieser Wert ist ein Kompromiß aus einer möglichst guten thermischen Abkoppelung des Probenraums von dem LHe-Tank, um den LHe Verbrauch zu minimieren und der Anforderung an die Kühlrate, um tiefe Temperaturen in akzeptabler Zeit zu erreichen.

Der Probenraum dient der Aufnahme des Probenstabes und wird im Betrieb mit He-Austauschgas durchflutet. Temperaturen oberhalb 4.2 K werden durch lokale Erwärmung des unteren Endes des Probenstabes, siehe Abb. 3.6, erreicht. Hierfür dient der Ohm'sche Widerstand ($\approx 30 \Omega$) eines bifilar auf einen Saphir gewickelten Heizdrahtes aus Phosphor-Bronze. Die Messung verläuft folgendermaßen: Ausgehend von der Gleichgewichtstemperatur 4.2 K wird mit einem Heizstrom (0.3 A) die Starttemperatur von ungefähr 130 K angefahren. Diese liegt immer deutlich oberhalb der supraleitenden Übergangstemperatur T_c der Probe. Anschließend wird der Heizstrom auf 0.15 A herabgesetzt und durch kontinuierliche Reduktion der Heizleistung eine Sweeprate von 0.02 K/s eingestellt. Es wird durch diese Meßprozedur immer die feldgekühlte ('field-cooling') Suszeptibilität gemessen. Damit ist sichergestellt, daß bei T_c eine homogene Flußverteilung innerhalb der Probe vorliegt.

Tab. 3.2: *Parameter der Magnete.*

	SQUID	Metallkryostate		Glaskryostat	HMFL Grenoble
\vec{B}	$\parallel \vec{c}$	$\parallel \vec{c}$	$\parallel \vec{c}$	$\parallel, \perp \vec{c}$	$\parallel \vec{c}$
max. B (T)	1	5	13	2	20
B/I (mT/A)	40	63.1	157	36.4	0.76
Material	NbTi	NbTi	Nb ₃ Sn/NbTi	NbTi	Cu

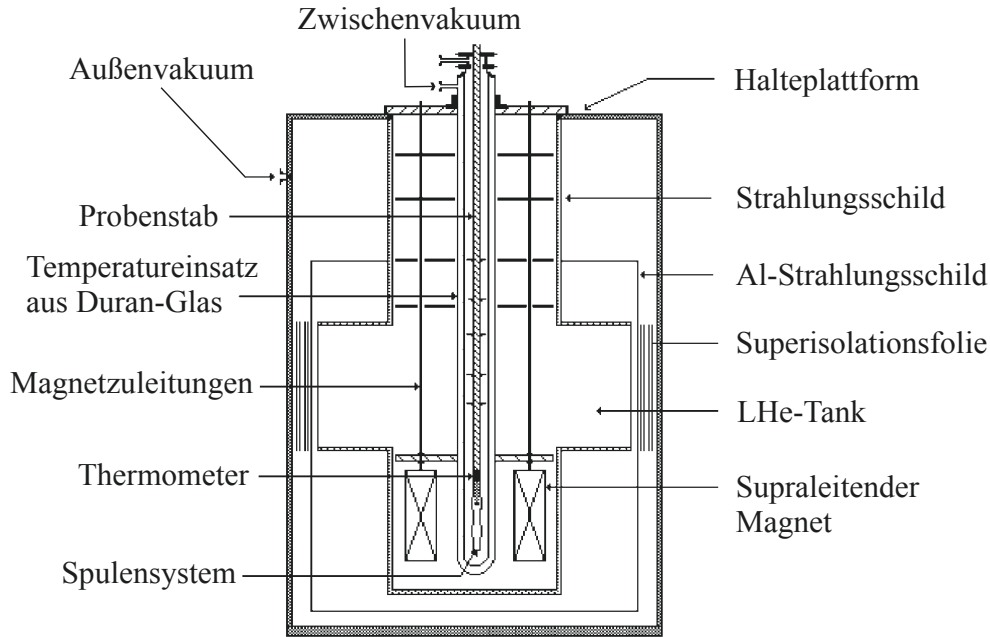


Abb. 3.5: Metallkryostat mit 5 T-Magnet.

Über einen IEEE-Bus werden von einem Meßrechner ungefähr 15 Werte der Temperatur und der Suszeptibilität pro Kelvin aufgenommen. Die Messung der Temperatur erfolgt mittels eines symmetrisch zur Probe an dem Saphir montierten CERNOX-Thermometers, siehe Abb. 3.6. Dieses zeichnet sich durch einen homogenen Widerstandsverlauf von rund 600 Ω bei 4.2 K auf rund 30 Ω bei Raumtemperatur und eine zu vernachlässigende Magnetfeldabhängigkeit ($\Delta T/T < 0.1\%$ für $T > 20$ K und $B \leq 20$ T) aus.

Als Stromquelle der supraleitenden Magnete dienen PS 120 Stromquellen der Firmen Cryogenic und Oxford. Für die Untersuchungen in kleinsten Magnetfeldern $B < 0.1$ T wurde ein hochpräziser Knick-Stromgeber verwendet. Die Untersuchungen in höchsten Magnetfeldern $B = 15$ T und 19 T wurden mit Hilfe eines Bittermagneten im Hochfeldlabor (HMFL) in Grenoble durchgeführt. In diesem erzeugt ein starker Gleichstrom (≤ 25 kA) in Cu-Scheiben Magnetfelder bis zu 20 T. In die Bohrung des Magneten wurde ein Kryostat eingebaut, in den wiederum der doppelwandige Glaseinsatz hineingehängt wurde. Ansonsten ist der Verlauf der Messung analog zu dem oben beschriebenen.

3.4 ac-Suszeptibilität

Um den großen Frequenzbereich der Suszeptibilität, der in dieser Arbeit untersucht wurde, zu erhalten, sind drei Meßverfahren angewandt worden. Über den größten Frequenzbereich und besonders umfangreich wurde die Gegeninduktionsmethode [62] benutzt. Diese liefert für Frequenzen zwischen 10 Hz und 50 MHz die Suszeptibilität $\chi(T)$ und wird im folgenden ausführlich besprochen.

Zu tieferen Frequenzen wurde ein kommerzielles SQUID-Suszeptometer (MPMS₂, Quantum Design) benutzt. Dies ermöglicht Suszeptibilitätsmessungen bis zu einer minimalen Frequenz von 0.3 mHz. Durchgeführt wurden in diesem Suszeptometer Messungen zwischen 3 mHz und 1 kHz. Bis hinab zu 30 mHz kann analog zu den Messungen bei höheren Frequenzen mit variabler Temperatur gemessen werden, während die stark anwachsende Meßzeit für Frequenzen unterhalb 30 mHz Messungen mit variabler Frequenz bei ausgewählten Temperaturen bedingt. Von M. Welters [63] und Chr. Stodte [45] konnte durch den Einsatz von Helixresonatoren der Frequenzbereich über 50 MHz auf 2 GHz erweitert werden. Hierzu diente das Mikrowellenfeld verschiedener Resonatoren bei den Frequenzen der Grundwellen (74 MHz, 330 MHz und 450 MHz), der 3. Oberwellen (220 MHz, 926 MHz und 1300 MHz) sowie der 5. Oberwelle (2060 MHz).

In dem mittleren Frequenzbereich von 10 Hz bis 50 MHz wurde die Suszeptibilität mittels der Gegeninduktionsmethode gewonnen. Eine Primärspule erzeugt ein magnetisches Wechselfeld $\vec{b}(\omega) = \vec{b}_0 e^{i\omega t}$ parallel zur c-Achse des Films, d.h. $\vec{b}_0 \parallel \vec{c}$. Das Sekundärspulensystem besteht aus zwei astatisch gewickelten Spulen, die beide diesem Wechselfeld ausgesetzt sind, siehe Abb. 3.6. In einer der Spulen befindet sich der Film, dessen komplexe Suszeptibilität $\chi' - i\chi''$ zu einer induzierten Spannung [62]

$$U' - iU'' = i2\pi fMIqAe^{i\alpha}(\chi' - i\chi'') + U_0 \quad (3.2)$$

in der Sekundärspule führt. Der Füllfaktor $q = V_{Probe}/V_{Spule}$ berücksichtigt die endliche Probengröße und der Korrekturfaktor $Ae^{i\alpha}$ die gegenüber einem idealen Spulensystem auftretenden Ohm'schen und kapazitiven Widerstände. Die Gegeninduktivität M ist durch die Geometrie des Spulensystems bestimmt. Ein schwach von der Temperatur abhängiger Untergrund wird durch U_0 berücksichtigt.

Parameter einer Messung sind die Frequenz f und der Strom I in der Primärspule. Mittels phasensensitiver Lock-In-Verstärker wird der in-Phase U' - und außer-Phase U'' -Anteil der Spannung detektiert. Die Einsatzmöglichkeit des Spulensystems ist zu hohen Frequenzen durch die Eigenresonanzfrequenz der Spulen begrenzt. Zu tiefen Frequenzen sind die minimal detektierbare Spannung und die maximale Integrationszeit für einen Meßpunkt die begrenzenden Faktoren. Eingebaute Impedanzwandler der Lock-In-Verstärker EG&G 5301 und EG&G 5302 verbessern die Anpassung an das

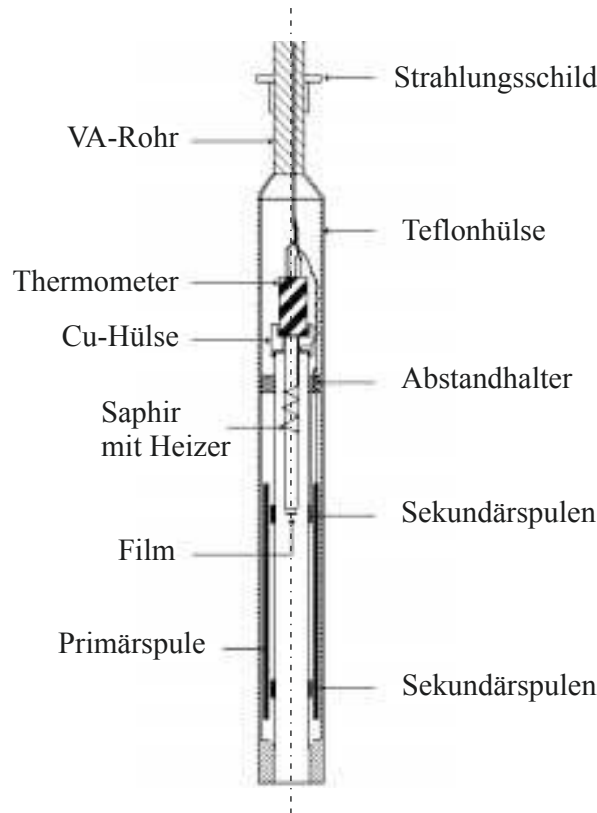


Abb. 3.6: Probenstab mit Breitbandspulensystem.

Breitbandspulensystem und ermöglichen so eine Frequenzbreite von sechs Dekaden. Für Frequenzen oberhalb 1 MHz bis 50 MHz wird ein Spulensystem mit einer besonders hohen Resonanzfrequenz und ein EG&G 5202 Lock-In-Verstärker benutzt.

Um beide Komponenten der komplexen Suszeptibilität angeben zu können, sind sorgfältige Eichmessungen an bekannten Proben und Untergrundmessungen erforderlich. Zur Eichung werden die ferromagnetischen Kristalle EuS und EuO, sowie Blei (Typ-I Supraleiter) benutzt. EuS zeigt bis etwa 200 MHz unterhalb der kritischen Temperatur $T_c = 15.6$ K ein Plateau in der Dispersion χ' und keine Absorption [64]. Blei eignet sich auf Grund des konventionellen Skineffektes nur für niedrige Frequenzen als Eichprobe. Durch die Eichung mit diesen Proben ist auch die Phase der Suszeptibilität bekannt, und ein Phasenfehler in den Messungen kann gegebenenfalls korrigiert werden. Der (temperaturabhängige) Untergrund durch den Fehlalign des Spulensystems wird durch Leermessungen (ohne Probe) bestimmt und von den Messungen abgezogen.

Um die lineare Suszeptibilität zu messen, ist es wichtig sicherzustellen, daß die Suszeptibilität unabhängig von der Anregungsamplitude b_0 ist. Dies wird in allen Magnetfeldern bei verschiedenen Frequenzen und Temperaturen überprüft und wurde für die untersuchten Proben erreicht durch ein ac-Feld von $0.5 \mu\text{T}$.

Tab. 3.3: Parameter der ac-Spulensysteme.

<u>Breitbandspulensystem</u>	
<u>Primärspule (1×)</u>	<u>Sekundärspule (2×)</u>
Frequenzbereich:	10 Hz – 3 MHz
Länge: 40 mm	Länge: 2 × 5 mm
Durchmesser: 6.2 mm	Durchmesser: 6 mm
52 Windungen Cu-Draht	40 Windungen Cu-Draht
Feldkonstante: 2.1 mT/A	Eichfaktor: 22 nH/mm ³
	Resonanzfrequenz ≈ 8 MHz
<u>Hochfrequenzspulensystem</u>	
<u>Primärspule (1×)</u>	<u>Sekundärspule (2×)</u>
Frequenzbereich:	100 kHz – 50 MHz
Länge: 50 mm	Länge: 2 × 4 mm
Durchmesser: 6.2 mm	Durchmesser: 6 mm
8 Windungen Cu-Draht	4 Windungen Cu-Draht
Feldkonstante: 0.4 mT/A	Eichfaktor: 4 nH/mm ³
	Resonanzfrequenz ≈ 120 MHz
<u>SQUID-Spulensystem</u>	
<u>Mittlere Spule (1×)</u>	<u>Äußere Spule (2×)</u>
Frequenzbereich:	0.35 mHz – 1.5 kHz
Abstand mittlere – äußere Spule:	15 mm
Durchmesser: 20 mm	Durchmesser: 20 mm
2 Windungen	1 Windung

Die auf diese Weise bestimmte Suszeptibilität ist geometriebedingt größer als die Suszeptibilität einer unendlich großen Probe $\chi(T \rightarrow 0) = -1$. Im folgenden wurden die experimentellen Werte der Suszeptibilität auf $\chi'(T \rightarrow 0) = -1$ normiert. Eine quantitative Begründung für diese Normierung wird weiter unten gegeben. In der Abb. 3.7 ist die Suszeptibilität $\chi' - i\chi''$ des Films A beispielhaft für $B = 1$ T vor und nach der Bestrahlung mit Schwerionen der Dosis $B_\phi = 1$ T dargestellt. Der Realteil zeigt einen monotonen Abfall zu -1 bei tiefen Temperaturen, der mit zunehmender Frequenz zu höheren Temperaturen verschoben wird. Parallel zu dem Abfall von χ' zeigt der Imaginärteil $\chi''(T)$ ein ausgeprägtes Maximum und verschwindet bei tiefen und hohen Temperaturen. Wie man aus der Abb. 3.7 erkennt, ist infolge der Bestrahlung mit Schwerionen das Maximum der Absorption deutlich kleiner geworden. Interessanterweise ist auch die Frequenzabhängigkeit der Suszeptibilität durch die Bestrahlung beeinflusst worden. Der bestrahlte Film zeigt eine deutlich reduzierte Variation von $\chi(T)$ mit der Frequenz.

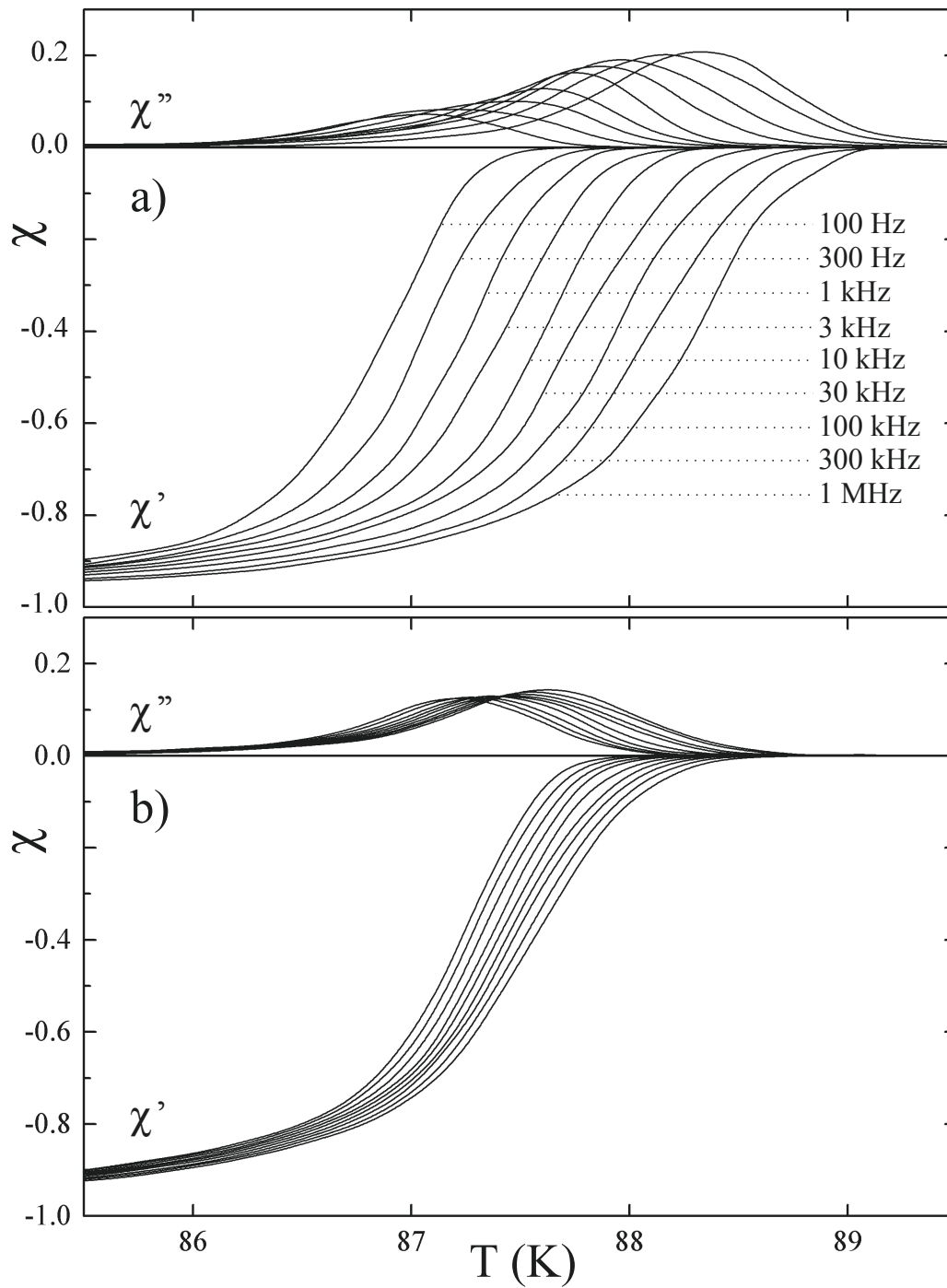


Abb. 3.7: Lineare Suszeptibilität in $B = 1 \text{ T}$ des as-grown Films A (a) vor und (b) nach der Bestrahlung mit Dosisäquivalent $B_\phi = 1 \text{ T}$.

3.5 Dynamischer Widerstand

In diesem Abschnitt werde ich den Zusammenhang zwischen der dynamischen Suszeptibilität und dem Widerstand eines Supraleiters in einem magnetischen Wechselfeld darstellen. Zunächst werde ich die klassische Lösung für einen langen leitenden Zylinder herleiten, der einem Wechselfeld parallel zur Zylinderachse ausgesetzt ist. Anschließend werde ich die Suszeptibilität einer dünnen Scheibe in einem transversal zur Filmebene orientierten Wechselfeld vorstellen, welche kürzlich von E.H. Brandt [11, 65] berechnet worden ist. Dieses Ergebnis werde ich schließlich auf Filme mit endlicher Dicke verallgemeinern [66]. Die Geometrie ist in der Abb. 3.8 dargestellt.

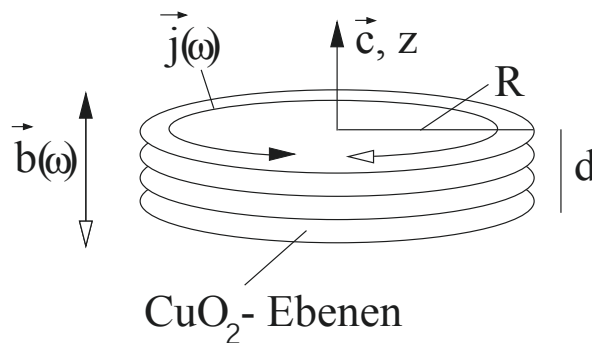


Abb. 3.8: Anordnung des Supraleiters im magnetischen ac-Feld.

a) Langer Zylinder: $d \gg R$

Ich betrachte einen langen Zylinder, $d \gg R$, in einem zeitlich veränderlichen Magnetfeld $\vec{b}(\omega) = \vec{b}_0 e^{i\omega t}$. Dieses induziert gemäß dem Induktionsgesetz ein elektrisches Feld $\vec{\nabla} \times \vec{e} = -\partial \vec{b} / \partial t$ und dieses Abschirmströme $\vec{j} = \vec{e} / \rho$. Diese Ströme erzeugen über das Ampère'sche Gesetz $\vec{\nabla} \times \vec{b} = \mu_0 \vec{j}$ ein Magnetfeld. Zusammengefaßt:

$$\frac{\partial \vec{b}}{\partial t} = \frac{\rho}{\mu_0} \Delta \vec{b}.$$

Diese Gleichung beschreibt die Diffusion des magnetischen Feldes mit der Diffusionskonstante ρ / μ_0 in den Zylinder. Unter Berücksichtigung der harmonischen Zeitabhängigkeit der Induktion gilt

$$\Delta \vec{b} = -\frac{k^2}{R^2} \vec{b} \quad (3.3)$$

mit

$$k^2 = \frac{i\omega R^2 \mu_0}{\rho(\omega)}.$$

Auf Grund der Zylindersymmetrie besitzt das Feld nur eine Radialkomponente $\vec{b} = b(r)\vec{e}_r$ und Gl. (3.3) vereinfacht sich zu

$$\frac{\partial^2 b}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial b}{\partial r} - \frac{i\omega\mu_0 b}{\rho} = 0.$$

Die reguläre Lösung dieser Bessel'schen-Differentialgleichung [67] lautet $b \sim I_0(r/\lambda)$, wobei I_0 die modifizierte Besselfunktion erster Art und nullter Ordnung ist [68]. $\lambda = (i\omega\mu_0/\rho)^{-1/2}$ ist die effektive Eindringtiefe des Supraleiters. Unter Berücksichtigung der Randbedingung, $b(R) = b_0$, ist

$$b(r) = b_0 \frac{I_0(r/\lambda)}{I_0(R/\lambda)}.$$

Die Suszeptibilität ist gegeben durch

$$\chi = \frac{\mu_0}{Vb_0} \int b dV - 1$$

und damit

$$\chi = \frac{2}{k} \frac{I_1(k)}{I_0(k)} - 1 \quad (3.4)$$

mit $I'_0 = I_1$.

b) Dünne Filme: $d \ll R$

Im folgenden betrachte ich eine dünne Kreisscheibe mit Radius R und Dicke d in einem senkrecht zur Scheibenoberfläche angelegten ac-Feld. Es wird angenommen, daß das ac-Feld den Film in der gesamten Dicke durchdringt, d.h. $|\lambda| \geq d$. Aus der Bedingung $|\lambda| = d$ folgt eine untere Grenze für den Realteil der Suszeptibilität. Beispielsweise muß für einen Film mit Dicke $d = 200$ nm $\chi' > -0.9994$ gelten. Um die dynamische Suszeptibilität $\chi(\omega) = \mu_0/(2Vb_0) \int \vec{r} \times \vec{j}(r, \omega) d^3r$ zu ermitteln, muß die Integralgleichung der nichtlokalen Diffusion der ab-Ebenen Stromdichte $\vec{J}(r, z) = \vec{j}(r, z) \cdot d$ gelöst werden. Die Integralgleichung folgt aus dem Ampère'schen Gesetz $\vec{\nabla} \times \vec{b} = \mu_0 \vec{j}$, wenn dieses in das Induktionsgesetz $\vec{\nabla} \times \vec{e} = -\partial \vec{b} / \partial t$ unter Beachtung der Materialgleichung $\vec{e} = \rho \cdot \vec{j}$ eingesetzt wird. Die Integralgleichung lautet

$$J(r, \omega) = k^2(\omega) \left[\frac{\pi r b_0}{R \mu_0} + \int_0^R Q(r, u) J(u, \omega) du \right]$$

mit

$$k^2 = \frac{i\omega R d \mu_0}{2\pi \rho(\omega)}$$

und dem Integralkern

$$Q(r, u) = -\frac{1}{r} \int_0^{r/u} \left[\frac{K(l)}{1+v} + \frac{E(l)}{1-v} \right] v dv.$$

$K(l)$ und $E(l)$ sind vollständige elliptische Integrale erster

$$K(l) = \int_0^{\pi/2} (1 - l \sin^2 \theta)^{-1/2} d\theta$$

und zweiter Art

$$E(l) = \int_0^{\pi/2} (1 - l \sin^2 \theta)^{1/2} d\theta$$

mit $l^2 = 4v/(1+v)^2$. Damit kann $J(r, \omega)$ nach Eigenfunktionen $f_n(r)$ des Eigenwertproblems

$$f_n(r) = -\Lambda_n \int_0^R Q(r, u) f_n(u) du$$

entwickelt werden. Dies ergibt die Stromdichte $J(r, \omega) = \sum_n a_n(\omega) f_n(r)$ mit

$$a_n(\omega) = \frac{\pi k^2}{1 + k^2/\Lambda_n} \int_0^R f_n(r) r^2 dr$$

und damit die Suszeptibilität

$$\chi(\omega) = -\frac{\mu_0}{V b_0} \int_0^R J(r, \omega) r^2 dr.$$

Die Eigenwerte sind $\Lambda_n \approx n - 0.123$ für $n = 1, 2, 3, \dots \infty$. Das Ergebnis für $\chi(\omega)$ ist eine Darstellung als unendliche Reihe von Polen erster Ordnung

$$\chi(\omega) = -k^2 \sum_n \frac{c_n/\Lambda_n}{\Lambda_n + k^2} \quad (3.5)$$

mit

$$c_n = \frac{3\pi^2 \Lambda_n^2}{8} \left[\int_0^1 f_n(r') r'^2 dr' \right]^2.$$

Die numerische Auswertung von Gl. (3.5) wurde von E.H. Brandt stark vereinfacht, indem er diese Summe unendlich vieler Summanden durch eine endliche Reihe N nichtäquidistanter Polstellen genähert hat. Dazu diskretisiert man die kontinuierlichen Variablen r und u , worauf das Eigenwertproblem der Diagonalisierung einer $N \times N$ Matrix entspricht, welche gegeben ist durch

$$Q_{i \neq j} = k_j^2 Q(u_i, u_j), \quad Q_{jj} = k_j^2 \ln \frac{0.92363 k_j^2}{2\pi u_j}.$$

Diese Matrix hat genau N Eigenwerte Λ_n und Eigenfunktionen f_n . Durch Einsetzen erhält man die Amplituden c_n . Die Positionen Λ_n und Amplituden c_n sind in der Tab. 3.4 für $N = 30$ angegeben. Mit diesen Zahlen beschreibt

$$\chi(\omega) = -\frac{i\omega R d \mu_0}{2\pi \rho(\omega)} \sum_{n=1}^N \frac{c_n/\Lambda_n}{\Lambda_n + i\omega R d \mu_0 / 2\pi \rho(\omega)} \quad (3.6)$$

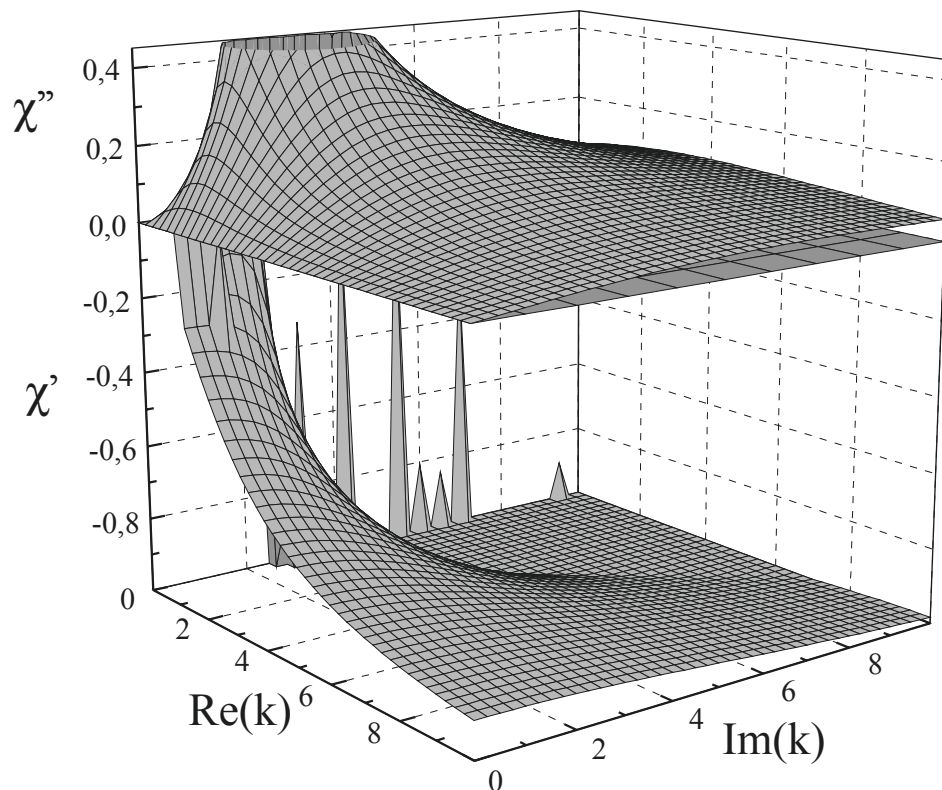


Abb. 3.9: Suszeptibilität (3.6) eines dünnen Films mit $\vec{b}_0 e^{i\omega t} \perp$ Filmebene.

die frequenzabhängige Suszeptibilität, dargestellt in Abb. 3.9, im Bereich $-0.9994 < \chi' < -0.0001$ und $\chi'' > 0$.

Die Suszeptibilität (3.6) ist gegenüber der vollständigen Abschirmung des langen Zylinders $\chi = -1$ um $8R/(3\pi d)$ erhöht. Diese Überhöhung kann analog dem bekannten Entmagnetisierungsfaktor $N = 1 - \pi d/R$ einer elliptischen Probe verstanden werden. Demnach ist die Suszeptibilität um den Wert $1/(1-N)$ erhöht. Für den langen Zylinder ist $N = 0$, und die gemessene Suszeptibilität nimmt den Wert -1 an. Für die in dieser Arbeit untersuchten Filme variiert die Suszeptibilität in Gl. (3.2) zwischen -3400 und -8400 .

Der Ausdruck (3.6) wird im weiteren benutzt, um den dynamischen Widerstand des as-grown Films A, der die Form einer dünnen Scheibe hat, zu berechnen. Analoge Ausdrücke für die Suszeptibilität wurden von E.H. Brandt auch für dünne Filme mit quadratischer Fläche berechnet [65]. Während der funktionale Zusammenhang zwischen dem Widerstand und der Suszeptibilität nach Gl. (3.6) bestehen bleibt, ändern sich die Positionen und Amplituden der Polstellen mit der Form der Filme. Bedingt durch die aufwendigere Geometrie der Ecken des Quadrats liegen die Polstellen hier in äquidistanten Abständen vor. Daher sind in die Tab. 3.4 $N = 90$ Werte für die Polstellen Λ_n und Amplituden c_n aufgenommen worden. Diese werden verwendet, um den Widerstand der as-grown Filme B und C sowie der bestrahlten Filme A und B zu berechnen.

Tab. 3.4: Position der Polstellen Λ_n und Werte der Amplituden c_n für die Suszeptibilität (3.6) einer dünnen Scheibe (oben) und eines dünnen Quadrats (unten).

n	Λ_n	c_n	n	Λ_n	c_n	n	Λ_n	c_n
1	0.8768551	0.6355414	11	9.9596476	0.0218315	21	35.055186	0.0773592
2	1.8751352	0.2334135	12	10.652940	0.0246335	22	45.625953	0.0887028
3	2.8725246	0.1380313	13	11.565606	0.0303418	23	61.958086	0.1028391
4	3.8651025	0.0965691	14	12.125054	0.0000002	24	88.782297	0.1210893
5	4.8480195	0.0734911	15	12.775746	0.0357576	25	136.54610	0.1457075
6	5.8147181	0.0585680	16	14.355486	0.0411725	26	231.60502	0.1808932
7	6.7563510	0.0479884	17	16.420935	0.0468693	27	454.24227	0.2354904
8	7.6611613	0.0397497	18	19.151031	0.0530710	28	1131.9155	0.3319354
9	8.5126922	0.0328696	19	22.823289	0.0600117	29	4536.2877	0.5494628
10	9.2858252	0.0264066	20	27.880159	0.0679791	30	81104.991	1.5494668

n	Λ_n	c_n	n	Λ_n	c_n	n	Λ_n	c_n
1	0.8142882	0.5687835	31	8.9578741	0.0007902	61	14.645242	0.0228520
2	1.6995094	0.2424562	32	9.2815684	0.0003103	62	14.669743	0.0001514
3	2.1991756	0.0121936	33	9.3771847	0.0001354	63	14.702706	0.0020112
4	2.6687482	0.1345411	34	9.6401828	0.0324017	64	14.829652	0.0004839
5	3.0030291	0.0121904	35	9.6999812	0.0001458	65	15.024106	0.0001914
6	3.6566777	0.0939480	36	9.7300527	0.0028249	66	15.647485	0.0092533
7	3.9001718	0.0081875	37	9.9240785	0.0006622	67	15.648812	0.0131612
8	4.3812152	0.0018497	38	9.9995193	0.0001345	68	15.701271	0.0019281
9	4.6495133	0.0704376	39	10.217272	0.0003499	69	15.819915	0.0004839
10	4.8400941	0.0059336	40	10.640337	0.0296212	70	16.001798	0.0001966
11	5.0225314	0.0006873	41	10.721028	0.0024373	71	16.652403	0.0221613
12	5.2313415	0.0015362	42	10.776539	0.0001515	72	16.701568	0.0019402
13	5.6454122	0.0563995	43	10.897234	0.0006287	73	16.812352	0.0004618
14	5.7766563	0.0002592	44	11.058022	0.0001062	74	16.983129	0.0001934
15	5.8029861	0.0055671	45	11.163121	0.0002531	75	17.658852	0.0225602
16	6.1288205	0.0012266	46	11.640877	0.0273837	76	17.704181	0.0020157
17	6.4360916	0.0001728	47	11.714279	0.0022773	77	17.807207	0.0003318
18	6.6431838	0.0479946	48	11.874980	0.0005475	78	17.811663	0.0001425
19	6.7749946	0.0040549	49	11.936693	0.0001192	79	17.832249	0.0001057
20	7.0550395	0.0009767	50	12.118941	0.0002299	80	17.968173	0.0001753
21	7.1822063	0.0003764	51	12.441225	0.0001275	81	18.670676	0.0244462
22	7.4648922	0.0003253	52	12.641796	0.0255124	82	18.711913	0.0023768
23	7.6414601	0.0411042	53	12.708942	0.0020923	83	18.809618	0.0006100
24	7.7554028	0.0033626	54	12.857441	0.0005992	84	18.959417	0.0002193
25	7.8501939	0.0001574	55	13.081973	0.0002192	85	19.707243	0.0338786
26	8.0014625	0.0011022	56	13.643251	0.0241013	86	19.717935	0.0001813
27	8.3621184	0.0003131	57	13.705019	0.0019570	87	19.740988	0.0047538
28	8.6406153	0.0363018	58	13.745322	0.0001251	88	19.827818	0.0009745
29	8.7408522	0.0029525	59	13.842201	0.0005389	89	19.966591	0.0003330
30	8.8264182	0.0003074	60	14.050545	0.0001986	90	20.156694	0.0001832

c) Filme mit endlicher Dicke

Die Gültigkeit der 2D-Inversion ist beschränkt auf dünne Filme, d.h. es muß $|\lambda| > d$ gelten. Diese Einschränkung kann jedoch fallengelassen werden. So erweiterte E.H. Brandt die 2D-Inversion auf dicke Proben mit beliebigem Verhältnis von Dicke d zu Radius R [66]. Während sowohl für den langen Zylinder wie auch für die dünne Scheibe eine Variation der Stromdichte mit der Dicke vernachlässigt werden konnte, muß eine solche hier zugelassen werden. Der allgemeine Ansatz für die Stromdichte lautet:

$$j(\vec{r}, t) = \frac{k^2(\omega)}{Rd} \left[\frac{rb_0}{2\mu_0} + \int_0^R dr' \int_0^d dz' Q(\vec{r}, \vec{r}') j(\vec{r}', t) \right] \quad (3.7)$$

mit

$$k^2 = \frac{i\omega R d \mu_0}{(2\pi + d/R)\rho(\omega)}.$$

Der Integrkern ist

$$Q(\vec{r}, \vec{r}') = f(r, r', z - z') + f(r, r', z + z')$$

mit

$$f(r, r', \eta) = \int_0^\pi \frac{d\varphi}{2\pi} \frac{r' \cos \varphi}{\sqrt{\eta^2 + r^2 + r'^2 + 2rr' \cos \varphi}}.$$

Im Grenzfall eines langen Zylinders, $d \gg R$, können die Beiträge der Enden vernachlässigt werden und die Stromdichte wird unabhängig von z . In diesem Fall reproduziert Gl. (3.7) die Diffusionsgleichung (3.3) und das klassische Ergebnis für die Suszeptibilität, Gl. (3.4) [66].

Für ein beliebiges Verhältnis d/R ist die numerische Auswertung von Gl. (3.7) analog zu dem Vorgehen bei dem dünnen Film, wobei die Koordinaten r und z diskretisiert werden. Die Anzahl der Stützstellen in radialer Richtung N_r und longitudinaler Richtung N_z werden entsprechend den räumlichen Dimensionen der Probe gewählt, d.h. $N_z/N_r = d/R$. Das Ergebnis ist auch in diesem Fall eine endliche Reihe, entsprechend Gl. (3.6),

$$\chi(\omega) = -\frac{i\omega R d \mu_0}{(2\pi + d/R)\rho(\omega)} \sum_{n=1}^N \frac{c_n/\Lambda_n}{\Lambda_n + i\omega R d \mu_0 / ((2\pi + d/R)\rho(\omega))} \quad (3.8)$$

mit Eigenwerten Λ_n und Amplituden c_n , die durch das Verhältnis d/R bestimmt sind.

Die Summen (3.6) und (3.8) werden im folgenden benutzt, um den dynamischen Widerstand $\rho(\omega)$ der Filme und des Kristalls kontaktfrei zu bestimmen. Dazu ist es nötig, die beiden Gleichungen zu invertieren, d.h. nach $\rho(\omega)$ als Funktion von $\chi(\omega)$ aufzulösen. Wie in Abb. 3.9 zu erkennen ist, durchläuft χ'' als Funktion von $\text{Re}(k)$ und $\text{Im}(k)$ ein Maximum, während χ' einen monotonen Verlauf zeigt. Durch letztere Eigenschaft wird

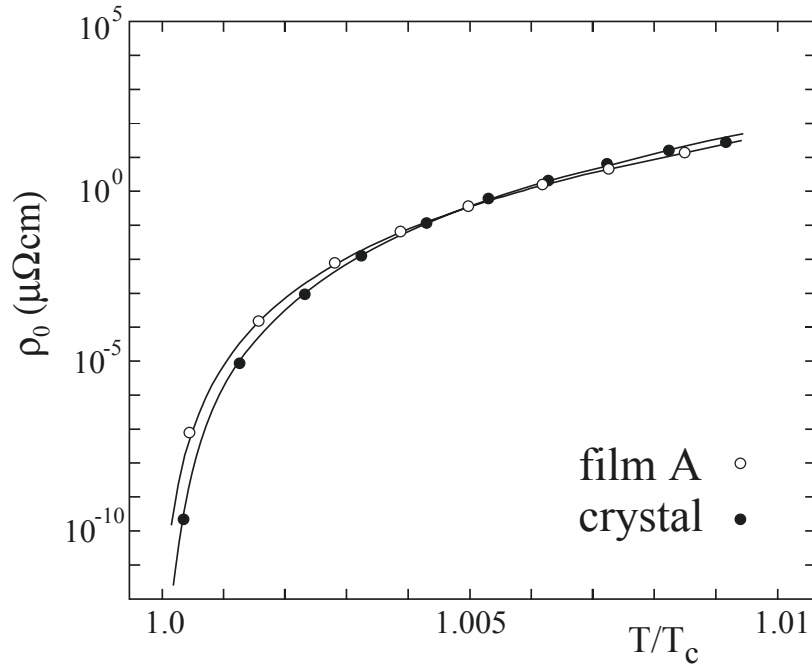


Abb. 3.10: Statischer Widerstand des Films A und des Kristalls im Nullfeld.

die Funktion $\chi(\rho)$ eindeutig und eine Inversion der beiden Gleichungen möglich. Zu diesem Zweck habe ich ein FORTRAN-Programm geschrieben [46], welches bei Eingabe der Frequenz ω und der Suszeptibilität χ den Widerstand ρ numerisch berechnet. Die Genauigkeit der numerischen Inversion beträgt hinsichtlich eines akzeptablen Rechenaufwandes $\delta\chi \equiv |\chi_{exp} - \chi|/\chi_{exp} \approx 10^{-5}$, wenn die experimentelle Suszeptibilität χ_{exp} mit der nach den Gln. (3.6) oder (3.8) berechneten Suszeptibilität verglichen wird.

In der Abb. 3.10 ist der statische Widerstand $\rho(\omega \rightarrow 0) \equiv \rho_0$ des Films A und des Kristalls oberhalb der kritischen Temperatur T_c im Nullfeld dargestellt. Für den Film wurde der Widerstand gemäß der 2D-Inversion ($d \ll \lambda$) nach Gl. (3.6) bestimmt. Für den Kristall wurde den Abmessungen entsprechend, $d = 0.8$ mm und $R = 1$ mm, Gl. (3.7) für $d/R = 1$ gelöst und der Widerstand gemäß Gl. (3.8) berechnet. Als interessantes Ergebnis ist der Widerstand oberhalb T_c trotz der sehr unterschiedlichen Werte der Dicke des Films (200 nm) und des Kristalls (0.8 mm) fast identisch. Die Linien in Abb. 3.10 folgen in beiden Fällen dem Potenzgesetz $\rho_0 \sim (T/T_c - 1)^{7.7}$, siehe auch Gl. (4.4).

Kapitel 4

Supraleitung im Nullfeld

In diesem Kapitel werde ich den Übergang zur Supraleitung im verschwindenden externen Magnetfeld, $B \rightarrow 0$, untersuchen. Dazu wurden breitbandige Messungen des linearen dynamischen Widerstandes nahe der kritischen Temperatur im Nullfeld an den as-grown Filmen auf SrTiO₃ Substrat (Film A) und MgO Substrat (Film C) durchgeführt. Insbesondere werden diese Untersuchungen eine präzise Definition der supraleitenden Übergangstemperatur T_c ermöglichen. Im weiteren werde ich nach einem Skalenverhalten des Widerstandes bei T_c suchen und ein phänomenologisches Modell zur Beschreibung des Widerstandes vorstellen.

4.1 Kritische Temperatur T_c

In der Abb. 4.1 ist die aus der Inversion folgende Leitfähigkeit $\sigma(T) = 1/\rho(T) = \sigma' - i\sigma''$ des as-grown Films A im magnetischen Nullfeld für einige Frequenzen als Funktion der Temperatur dargestellt. Das nominelle Nullfeld wurde erzeugt durch Kompensation des Erdmagnetfeldes $B = 30 \mu\text{T}$ mit Hilfe einer hochpräzisen Stromquelle. Das (maximale) Restfeld beträgt $B \approx 10^{-4} \text{ mT}$. Der Nullfeld-Limes wurde überprüft durch die Invarianz des Ergebnisses für $\rho(T)$ gegenüber einer Variation des statischen Magnetfeldes um $\pm 50 \mu\text{T}$ [45, 69]. Der Realteil der Leitfähigkeit σ' beschreibt die elektromagnetischen Verluste, während der Imaginärteil σ'' die supraleitende Abschirmung wiedergibt. Für eine übersichtlichere Darstellung wurde die Leitfähigkeit mit der Frequenz f , die hier zwischen 30 kHz und einem GHz variiert, multipliziert. Der Imaginärteil von σf steigt ohne Diskontinuität mit abnehmender Temperatur an. Dies zeigt den Einsatz der supraleitenden Abschirmung, $\lambda^{-2} \sim \sigma'' f$. Anders der Realteil der Leitfähigkeit. Für niedrige Frequenzen steigt dieser zunächst ebenfalls an. Der Anstieg flacht jedoch mit zunehmender Frequenz ab und für die höchste Frequenz hat der Realteil ein etwa 0.5 K breites Maximum.

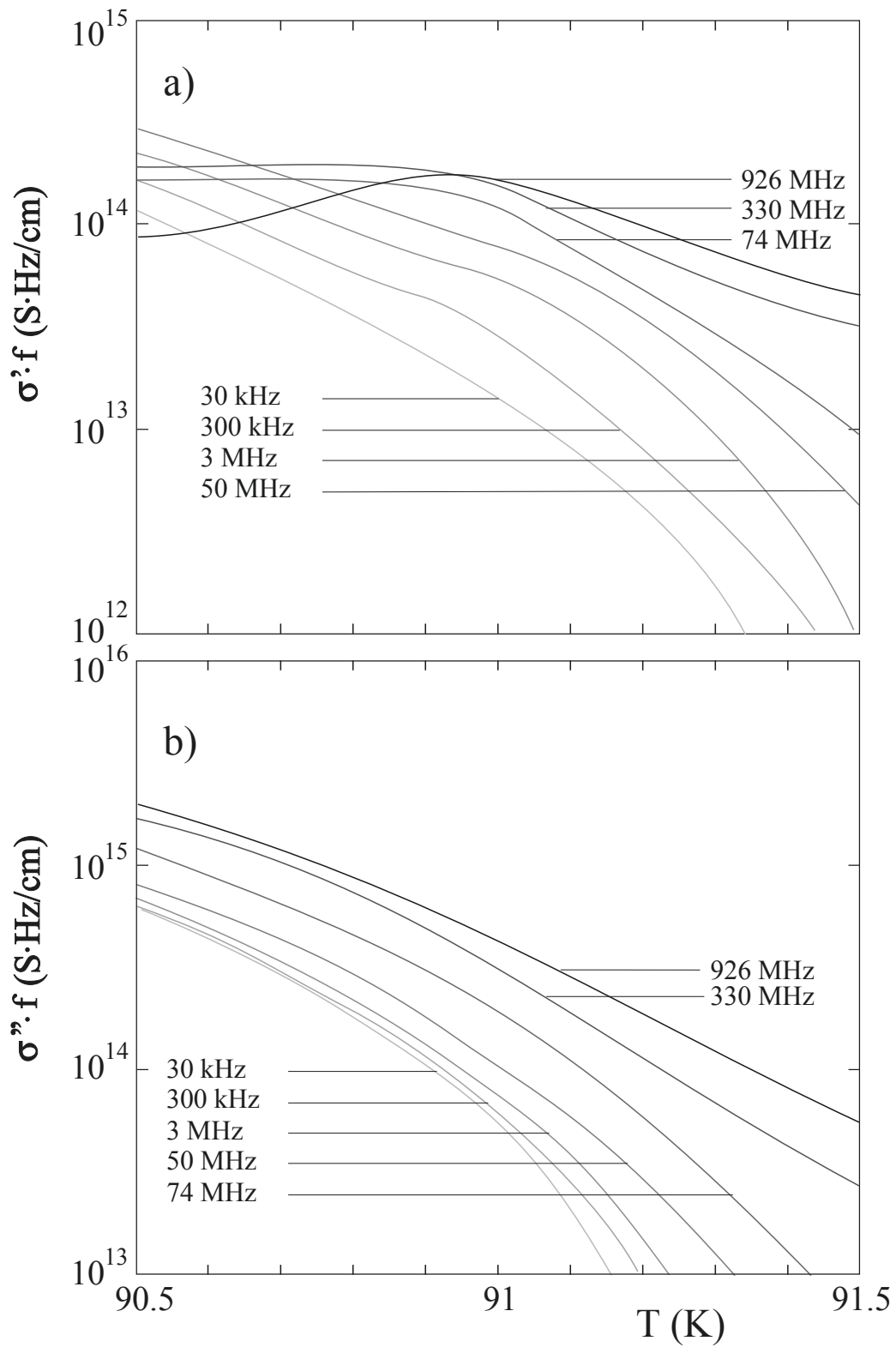


Abb. 4.1: (a) Realteil und (b) Imaginärteil der Leitfähigkeit $\sigma(T)$ multipliziert mit der Frequenz f des as-grown Films A im Nullfeld.

Die Darstellung in Realteil und Imaginärteil der Leitfähigkeit wurde hier auch deshalb gewählt, da in der Literatur für σ' häufiger ein stark von der Frequenz abhängiges Maximum als Funktion der Temperatur beobachtet worden ist [2, 3, 70]. Ein gut verstandenes Charakteristikum für schwachgekoppelte BCS-Supraleiter ist der *coherence peak*, der sowohl in der Kernspin-Relaxationszeit $1/T_1T$ wie in der Mikrowellenleitfähigkeit $\sigma'(T)$ unterhalb der kritischen Temperatur T_c auftritt [71]. Diese Maxima erscheinen typischerweise bei $0.8 \cdot T_c$ mit einer typischen Breite von $0.4 \cdot T_c$. Lunkenheimer et al. [70] beobachteten zwischen 1 kHz und 1 GHz an YBCO Filmen ein Maximum in $\sigma'(T)$. An YBCO Kristallen fanden Anlage et al. bei 9.6 GHz [3] und Klein et al. [2] bei 60 GHz ähnliche Maxima. Diese Maxima sind, im Gegensatz zur Erwartung des BCS-Modells, sehr nahe bei T_c lokalisiert und nur 1 – 3 K breit. Auch die von Lunkenheimer et al. beobachtete Frequenzabhängigkeit der Höhe $\sim 1/f$ ist im Widerspruch zu der BCS-Vorhersage einer logarithmischen Divergenz. In der Tat wird kein Maximum in der Kernspin-Relaxationszeit $1/T_1T$ für YBCO gefunden [72].

Neuere Arbeiten diskutieren alternative Ursachen für dieses Maximum der Leitfähigkeit. So wird eine Verteilung von T_c Werten hierfür verantwortlich gemacht, die in Messungen der Oberflächenimpedanz $Z = [i\omega\mu_0/(\sigma' - i\sigma'')]^{1/2}$ zu einer Mischung von Real- und Imaginärteil der Leitfähigkeit führen kann [73]. Diese Vermutung wird unterstützt durch die Beobachtung, daß eine Dotierung der YBCO Filme mit Zn und Ni den supraleitenden Übergang und in der Folge auch das Maximum um bis zu 20 K verbreitert [70]. Eine andere Erklärung der experimentellen Ergebnisse könnten thermische Fluktuationen des Ordnungsparameters sein. Diese können zu einem Maximum in $\sigma'(T)$ führen, zeigen aber keinen Effekt in der Kernspin-Relaxationszeit. Horbach et al. [74] haben darauf hingewiesen, daß unter Berücksichtigung des normalleitenden Widerstandes die Beiträge der Fluktuationsleitfähigkeit oberhalb [36] und unterhalb [39] von T_c bei Frequenzen im Mikrowellenbereich zu einem ungefähr 1 K breiten Maximum in $\sigma'(T)$ führen. Dieses Maximum wird für Frequenzen unterhalb von 1 GHz unmeßbar schmal und für höhere Frequenzen zu klein, um beobachtbar zu sein [74]. Diese qualitativen Überlegungen sind in Übereinstimmung mit den Daten des Films A in Abb. 4.1. Wie im Abschnitt 4.3 gezeigt werden wird, ist mit Hilfe der Fluktuationsleitfähigkeit sogar eine quantitative Beschreibung des Widerstandes in der Nähe von T_c möglich.

Anhand des Real- und Imaginärteils der Leitfähigkeit in Abb. 4.1 ist keine Temperatur bestimmbar, bei der eine charakteristische Änderung der Leitfähigkeit stattfindet. Es ist jedoch möglich, durch einen Wechsel der Darstellung die kritische Temperatur T_c sehr genau zu bestimmen. Als besonders günstige Repräsentation hat sich der Betrag $|\rho| = \sqrt{\rho'^2 + \rho''^2}$ und die Phase $\phi_\rho = \rho''/\rho'$ des komplexen Widerstandes herausgestellt. Der Zusammenhang zwischen dem Widerstand und der Leitfähigkeit, $|\rho| = 1/|\sigma|$, impliziert die Gleichheit der Phase beider Größen, $\phi_\rho = \phi_\sigma = \sigma''/\sigma'$. Abbildung 4.2 zeigt die Temperaturvariation der Phase und des Betrags des Widerstandes im magnetischen Nullfeld (a) für den Film A auf SrTiO_3 und (b) für den Film C auf MgO Substrat. Ein

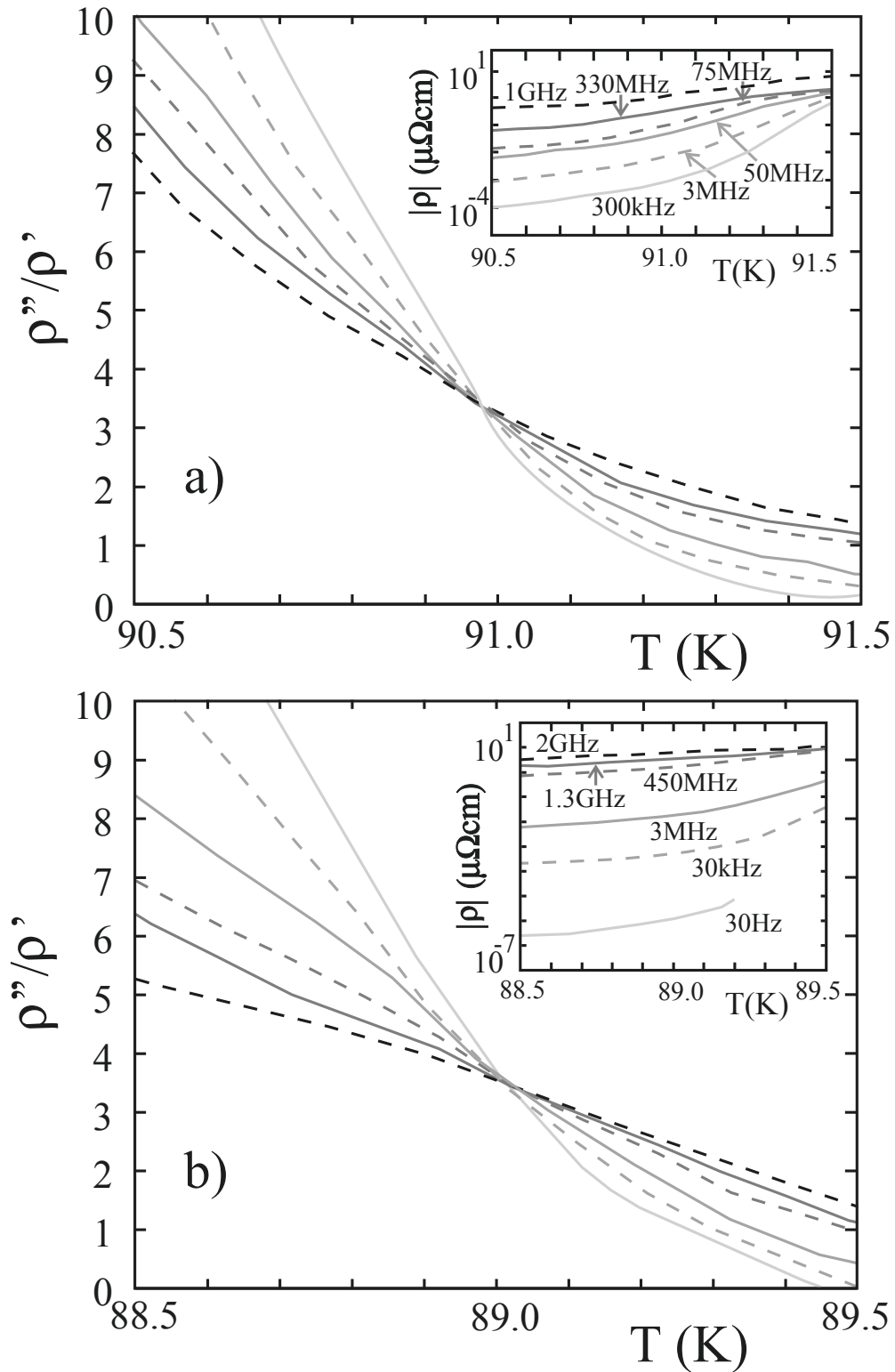


Abb. 4.2: Temperaturvariation der Phase des dynamischen Widerstandes im Nullfeld (a) des as-grown Films A auf SrTiO_3 und (b) des Films C auf MgO Substrat. Insets: Betrag des Widerstandes

auffallendes Merkmal der Phase des Widerstandes ist das Auftreten einer Temperatur, bei der sich alle isofrequenten Kurven schneiden. Dieser Kreuzungspunkt von $\phi_\rho = \rho''/\rho'$ liegt bei 91.0 K für den as-grown Film A und bei 89.0 K für den Film C. Dort wechselt auch $d\phi_\rho/d\omega$ das Vorzeichen. Dieses Charakteristikum von $\rho(\omega \rightarrow 0)$ markiert eindeutig den Übergang zu langreichweitiger Supraleitung, welcher phänomenologisch folgendermaßen verstanden werden kann:

Bei höchsten Temperaturen und dann auch nur bei nicht zu hohen Frequenzen bleibt die Phase bei sehr kleinen Werten, $\phi_\rho < 0.1$. $\phi_\rho = 0$ erwartet man für metallisches Verhalten bei hohen Temperaturen. Mit abnehmender Temperatur steigt die Phase auf Grund der einsetzenden Supraleitung und einer endlichen Komponente ρ'' an. Mit zunehmender Frequenz steigt die Phase, d.h. der supraleitende Beitrag nimmt zu. Dies ist verständlich, da mit höheren Frequenzen kleinere Bereiche des Supraleiters innerhalb der Zeit ω^{-1} abgetastet werden. Es liegt in diesem Temperaturbereich demnach eine Phase vor, die nur auf sehr kleinen Längen supraleitend ist, auf großen Abständen aber wie die normalleitende Phase aussieht. Die normalleitende Phase kann bei tiefen Frequenzen durch die Drude-Dynamik, Gl. (2.19), $\rho(\omega) = \rho_0(1 - i\omega\hat{\tau})$ charakterisiert werden. Für kleine Frequenzen ergibt dies einen konstanten Realteil der Leitfähigkeit, $\sigma'(\omega\tau \ll 1) = \sigma_0$. Nach der Kramers-Kronig-Relation ist damit ein linear mit der Frequenz steigender Imaginärteil, $\sigma''(\omega\tau \ll 1) \sim \omega$, verbunden. Nach diesem Ansatz gilt für die Phase $\phi_\rho = \omega\hat{\tau}$, d.h. oberhalb von T_c steigt die Phase mit der Frequenz an, $d\phi_\rho/d\omega > 0$.

Mit weiter abnehmender Temperatur wird ein Bereich erreicht, in dem die Phase eine inverse Frequenzabhängigkeit aufweist. Hier ist die Phase bei kleinen Frequenzen am höchsten und fällt mit zunehmender Frequenz. Dies bedeutet, daß die hier vorliegende Phase supraleitend über große Bereiche ist und nur lokal normalleitende Fluktuationen zeigt. In diesem Bereich liegt ein thermodynamischer Zustand mit ideal supraleitenden Eigenschaften, d.h. verschwindendem linearem Widerstand $\rho(f \rightarrow 0) \rightarrow 0$, vor. Hier beschreibt das Zwei-Flüssigkeiten-Modell, Gl. (2.18), das Einsetzen der Abschirmung $\rho(\omega) = 1/(\sigma_0 + 1/i\omega\mu_0\lambda_L^2)$. In diesem Fall gilt für die Phase $\phi_\rho = 1/(\omega\mu_0\lambda_L^2\sigma_0)$ und $d\phi_\rho/d\omega < 0$. Dies ermöglicht eine sehr genaue Definition der Übergangstemperatur in den supraleitenden Zustand T_c durch $d\phi_\rho/d\omega = 0$.

Der Wert der Phase, $\phi_\rho(T_c) = 3.4$, ist viel größer als für die zeitabhängige Ginsburg-Landau-Dynamik erwartet wird, $\phi_\rho = 1$. Worin könnte die Ursache dieses hohen Wertes liegen? Jonsson und Minnhagen [75] untersuchten in diesem Zusammenhang eine neuartige kritische Dynamik innerhalb des $2D$ - XY -Modells mit zeitabhängiger Ginsburg-Landau-Dynamik. Unter der Annahme einer nächsten Nachbarwechselwirkung der Form, $U(\phi_{ij}) = 2J[1 - \cos^{2p^2}(\phi_{ij}/2)]$, wobei ϕ_{ij} die Phasendifferenz des Ordnungsparameters zwischen Seiten i und j eines quadratischen Gitters bezeichnet, berechneten diese die Phase des Widerstandes nahe des Kosterlitz-Thouless-Phasenübergangs bei $T_{KT} = T_c$. Sie fanden annähernd das gleiche Verhalten

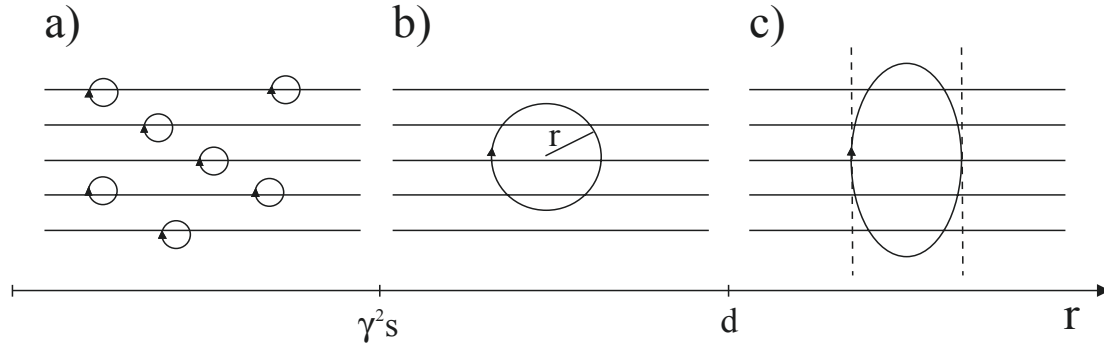


Abb. 4.3: Mögliche topologische Anregungen der supraleitenden Phase: (a) Vortex-Antivortex-Paare (b) -Ringe und (c) -Linien.

der Phase wie in Abb. 4.2 gezeigt. Bemerkenswerterweise stimmt auch der Wert der Phase bei T_{KT} , $\phi_\rho = 3.4(1)$, mit dem hier beobachteten Wert überein. Dies könnte darauf hinweisen, daß topologische $2D$ -Fluktuationen, wie in Abb. 4.3(a) dargestellt, das Verhalten der Filme nahe T_c bestimmen. Eine offene Frage in diesem Modell ist, welchen Einfluß die spezielle Wahl des Exponenten $p = 2.5$, größer als $p = 1$ des reinen XY -Modells und gewählt, um Vortizes leichter anregen zu können, auf die Phase bei T_c hat.

Einen möglichen Effekt von $3D$ -Vortex-Antivortex (VA) Linien-Paaren, schematisch in Abb. 4.3(c) dargestellt, untersuchten Matsuda et al. [76]. Die Wechselwirkungsenergie eines $2D$ -VA-Paares mit Radius r , siehe Abb. 4.3(a), ist

$$U(r) \approx K \ln \left(\frac{r}{\xi} \right) + \frac{K}{\gamma^2} \ln \left(\frac{r}{s} \right)^2 ,$$

wobei $K = 2\pi s \varepsilon_0$, $\varepsilon_0 = \Phi_0^2 / (4\pi \lambda^2)$ die Linienspannung des Vortex und $s = 1.2$ nm der Abstand zweier CuO_2 -Ebenen ist. Das logarithmisch mit r variierende Potential gibt Anlaß zu einem Kosterlitz-Thouless-Phasenübergang für $2D$ -Supraleiter ($\xi_c \gg d$), der bereits für einlagige YBCO Filme ($\gamma \rightarrow \infty$) beobachtet worden ist [76]. Andererseits gilt für VA-Ringe und VA-Linien

$$U(r) \approx N_\alpha K \ln \left(\frac{r}{\xi} \right) , \quad \alpha = r, l$$

mit $N_r = r/s$ für Ringe und $N_l = d/s$ für Linien, welche die gesamte Filmdicke d durchdringen. Falls die Filmdicke d größer als der kritische Radius $\hat{r} = \gamma^2 s$ ist, sollten $3D$ -Vortexringe gegenüber $2D$ -Vortexpaaren bevorzugte topologische Anregungen sein. Mit $\gamma = 6.0$ für YBCO [14] ist $\hat{r} \approx 45$ nm. Dies deutet darauf hin, daß in den hier untersuchten Filmen mit Dicken ≥ 100 nm möglicherweise $3D$ -Fluktuationen über $2D$ -Fluktuationen dominieren. Falls dies zutreffen sollte, erwartet man, daß die Fluktuationen durch das $3D$ - XY -Modell beschrieben werden [17].

4.2 Skalierung der dynamischen Leitfähigkeit nahe T_c

Es soll nun versucht werden, nach einem Skalenverhalten des Widerstandes, Gl. (2.28), in der Nähe von T_c zu suchen und damit der 2D-3D Problematik näher zu kommen. Dazu wird die Phase des Widerstandes ϕ_ρ gegen $\omega\tau$ aufgetragen, wobei der freie Parameter $\tau_\pm(T)$ so gewählt wird, daß sich oberhalb und unterhalb der Übergangstemperatur eine kontinuierliche Skalenfunktion, Gl. (2.30), $\tilde{\Phi}(\omega\tau)$ ergibt. In der Abb. 4.4(a) sind die resultierenden Skalenfunktionen für die Phase des Widerstandes der Filme A und C dargestellt. Die Temperaturvariation von τ_\pm^{-1} , dargestellt in Abb. 4.5(a), kann für beide Filme hervorragend durch das Potenzgesetz, Gl. (2.25),

$$\tau_\pm^{-1}(T) = \hat{\tau}_\pm^{-1}(0) |1 - T/T_c|^{\nu \cdot z} \quad (4.1)$$

mit $\nu \cdot z = 9.4$ beschrieben werden. Aus dem Wert der Phase bei T_c kann darüberhinaus der dynamische kritische Exponent z abgelesen werden. Interessanterweise ist die Phase bei T_c für die Filme A und C gleich, $\phi_\rho(T_c) = 3.4$. Da der Wert der Phase bei T_c endlich ist, muß nach Gl. (2.31) für die räumliche Dimension $D = 3$ angenommen werden. Dies ist wegen der schwachen Anisotropie von YBCO, $\gamma \simeq 6.0$, sicher gerechtfertigt. Mit $D = 3$ gilt

$$z = (1 - 2 \arctan(\phi(T_c))/\pi)^{-1} \quad (4.2)$$

und damit $z = 5.5$. Hiermit kann der kritische Exponent ν , der die Divergenz der Korrelationslänge $\xi(T)$, Gl. (2.2), beschreibt, zu $\nu = 1.7(1)$ bestimmt werden.

Die Amplitude $\hat{\tau}_\pm^{-1}(0)$ in Gl. (4.1) nimmt unphysikalisch hohe Werte an, $\hat{\tau}_\pm^{-1}(0) \approx 10^{28} \text{ s}^{-1}$. Es ist jedoch möglich, sehr physikalische Raten zu erhalten, wenn die Korrelationslänge nicht auf den Abstand von T_c skaliert wird, sondern die Nähe der Molekularfeld-Temperatur T_{c0} berücksichtigt wird. Dies wurde phänomenologisch von P. Minnhagen [77] für 2D-Supraleiter vorgeschlagen. Für YBCO konnte eine entsprechende Renormierung, vorgeschlagen von Fisher, Fisher und Huse [17] für 3D-Supraleiter, wenn die Glaslinie nahe T_c kommt, bei der Beschreibung der Magnetfeldabhängigkeit der Korrelationslänge bereits erfolgreich angewandt werden [8]. Formal wird die Molekularfeld-Temperatur T_{c0} berücksichtigt durch die Ersetzung der Temperaturvariablen

$$\left| 1 - \frac{T}{T_c} \right| \rightarrow \left| \frac{T_c - T}{T_{c0} - T} \right|. \quad (4.3)$$

Während diese Renormierung der Temperaturvariablen kaum einen Einfluß auf den Temperaturverlauf der Korrelationslänge hat, beeinflußt sie stark deren Amplitude. Mit der Anpassung $T_{c0} = T_c + 0.45 \text{ K}$ sind die renormierten Amplituden $\tau_+(0) = 1.1 \cdot 10^{-12} \text{ s}$ und $\tau_-(0) = 1.4 \cdot 10^{-12} \text{ s}$, siehe auch Tab. 4.2. Weiter unten, Gl. (5.1), wird eine unabhängige Bestimmung der Molekularfeld-Temperatur mit Hilfe der Phasenlinie im Magnetfeld diese Wahl bestätigen.

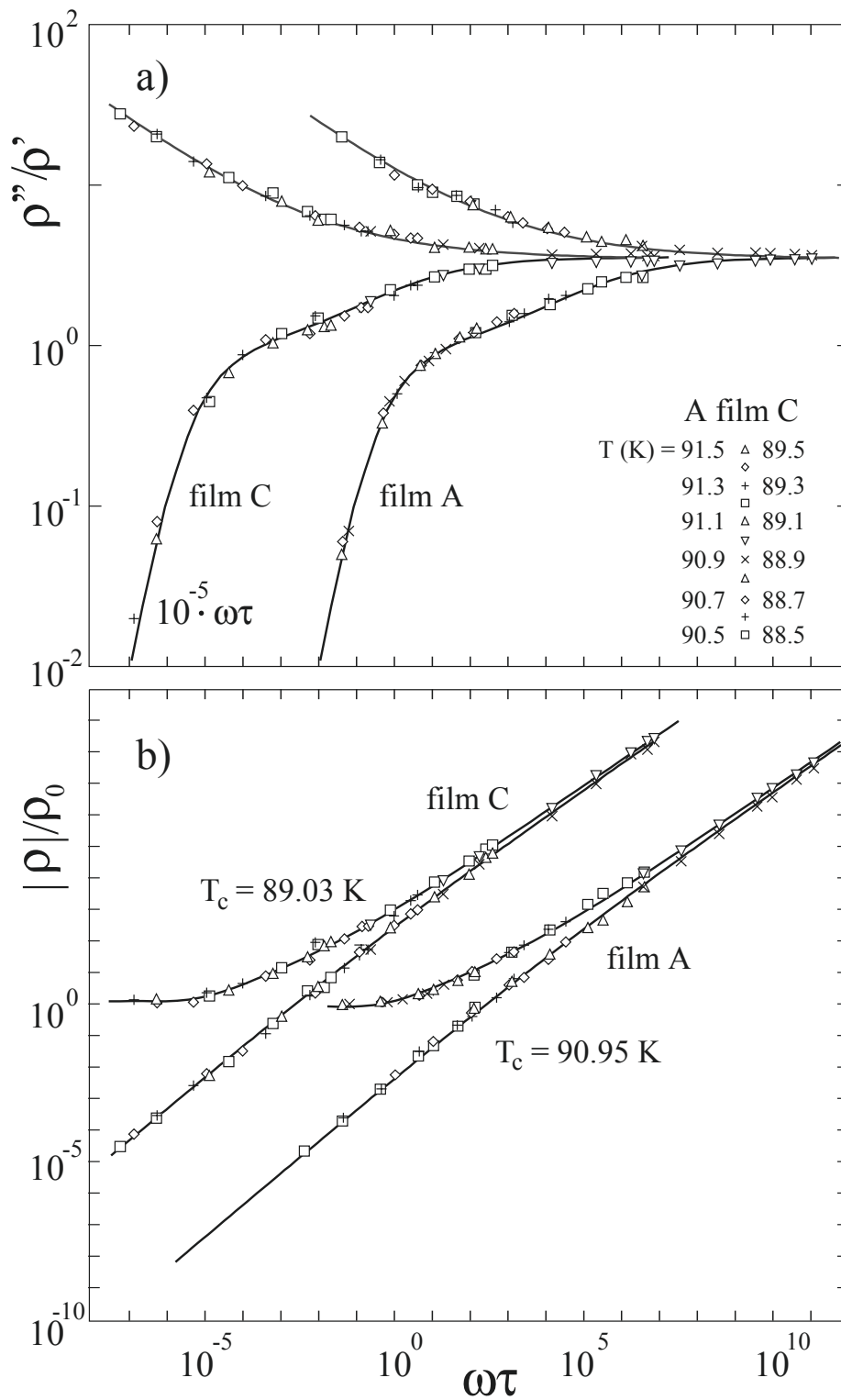


Abb. 4.4: (a) Phase und (b) Betrag des skalierten dynamischen Widerstandes der as-grown Filme A und C im Nullfeld. Durchgezogene Linien sind berechnet nach Gl. (4.7) für $T < T_c$ und Gl. (4.11) für $T > T_c$.

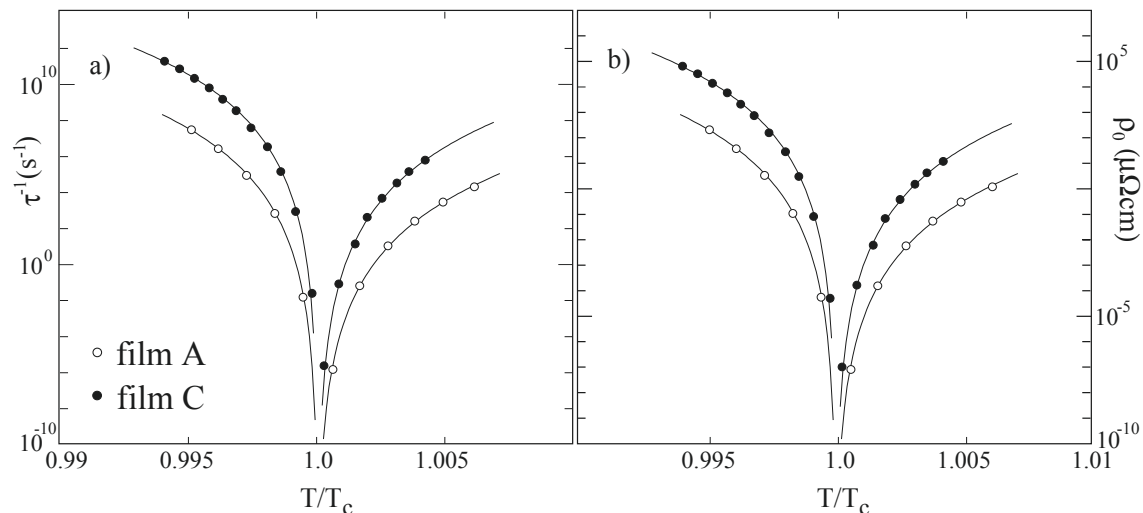


Abb. 4.5: *Kritisches Verhalten (a) der Relaxationszeit und (b) des Widerstandes der as-grown Filme A und C. Linien sind eine Anpassung an Gl. (4.1) und (4.4).*

Auf Grund der Kramers-Kronig-Relation muß auch der Betrag des linearen Widerstandes diese Skaleneigenschaft erfüllen. Durch Einführung des temperaturabhängigen Skalen-Parameters $\rho_0^\pm(T)$ ist es möglich, auch $|\rho|$ der beiden Filme auf eine Skalenfunktion zu überführen. Die resultierenden Skalenfunktionen der Filme A und C sind in der Abb. 4.4(b) dargestellt. Die Skalen-Parameter folgen dem Potenzgesetz, Gl. (2.26),

$$\rho_0^\pm(T) = \hat{\rho}_0^\pm(0) \left| 1 - \frac{T}{T_c} \right|^{\nu \cdot (z-1)} = \rho_0^\pm(0) \left| \frac{T_c - T}{T_{c0} - T} \right|^{\nu \cdot (z-1)}. \quad (4.4)$$

Die Anpassung der Daten ist in der Abb. 4.5(b) dargestellt. Auch die Amplitude $\hat{\rho}_0^\pm(0)$ in Tab. 4.1 nimmt sehr hohe Werte, $\approx 10^{15} \Omega\text{m}$, an. Berücksichtigt man die Nähe von T_{c0} , so erhält man mit dem gleichen Wert $T_{c0} = 91.4$ die renormierten Widerstände, $\rho_0^+(0) = 9.4 \mu\Omega\text{cm}$ und $\rho_0^-(0) = 4.6 \mu\Omega\text{cm}$. Das Produkt der Skalenparameter τ_- und ρ_0^- definiert die supraleitende Abschirmung

$$\lambda_-(T) = \sqrt{\tau_-(T)\rho_0^-(T)/\mu_0} = \hat{\lambda}_-(0) \cdot |1 - T/T_c|^{-\nu/2}. \quad (4.5)$$

Diese Länge beschreibt die räumliche Ausdehnung einer normalleitenden Fluktuation innerhalb ihrer Lebensdauer τ_- . Auch deren Amplitude $\hat{\lambda}_-(0) = 2.3 \text{ nm}$, siehe auch

Tab. 4.1: *Abschirmlänge $\hat{\lambda}_-(0)$ und statischer Widerstand $\hat{\rho}_0^+(0)$ der Filme und des Kristalls. A_ρ bezeichnet die Amplitude des Widerstandes bei T_c , Gl. (4.6).*

	Film A	Film B	Film C	Kristall
$\hat{\lambda}_-(0)$	2.3 nm	1.0 nm	4.0 nm	63 nm
$\hat{\rho}_0^+(0)$	$10^{15} \Omega\text{m}$	$10^{13} \Omega\text{m}$	$10^{17} \Omega\text{m}$	$2 \cdot 10^{11} \Omega\text{m}$
A_ρ	0.85	0.77	0.90	1.1

Tab. 4.2: Renormierte Werte der Länge $\lambda_{\pm}(0)$, des Widerstandes $\rho_0^{\pm}(0)$ und der Relaxationszeit $\tau_{\pm}(0)$ der Filme und des Kristalls.

	Film A	Film B	Film C	Kristall
$\lambda_+(0)$ (nm)	280	270	300	160
$\lambda_-(0)$ (nm)	240	250	370	140
$\rho_0^+(0)$ ($\mu\Omega\text{cm}$)	9.4	5.0	14	1.2
$\rho_0^-(0)$ ($\mu\Omega\text{cm}$)	4.6	5.0	18	1.1
$\tau_+(0)$ (10^{-12} s)	1.1	1.8	0.9	2.1
$\tau_-(0)$ (10^{-12} s)	1.4	1.6	0.9	2.2
T_{c0} (K)	91.4	90.6	89.5	87.7
T_c (K)	90.95	90.05	89.05	86.95

Tab. 4.1 ist unrealistisch klein. Berücksichtigt man die Renormierung der Amplitude, Gl. (4.3), so ergibt sich auch hier ein deutlich größerer Wert von rund 240 nm. Dieser ist größer als die London'sche Eindringtiefe $\lambda_L(0) \approx 140$ nm von reinem YBCO, was wahrscheinlich auf die intrinsische Unordnung in den dünnen Filmen zurückzuführen ist. So wiesen bereits die Werte der kritischen Exponenten $\nu = 1.7$ und $z = 5.5$, größer als für das reine XY-Modell, $\nu_0 \approx 0.66$, auf den Einfluß kritischer Fluktuationen und/oder zusätzlicher Unordnung auf den Phasenübergang im Nullfeld hin. Möglicherweise könnten hierfür bei Abkühlung an Korngrenzen eingefrorene Vortex-Antivortex-Paare verantwortlich sein. So beobachteten Mannhart et al. [78] mittels Raster-SQUID-Mikroskopie (SSM) die Lokalisierung unquantisierten Flusses entlang von asymmetrischen 45° verkippten [001] Korngrenzen. Die Autoren vermuten diesen im Mittel verschwundenen Fluß als mögliche Quelle für Flußbrauschen.

Das Ergebnis für den Kreuzungspunkt des Phasenwinkels verlangt nach der Kramers-Kronig-Relation ein Potenzgesetz für den Betrag des Widerstandes bei T_c , $|\rho(\omega, T_c)| \sim \omega^x$, mit $x = \arctan(\phi_\rho(T_c))/(\pi/2) = 0.82$. In der Tat zeigen die Daten beider Filme das erwartete Verhalten, dargestellt in Abb. 4.6. Es ist möglich, quantitativ den Wert des Widerstandes bei T_c zu beschreiben. Hierfür kann eine Vorhersage der Perkolations-Theorie [79] für den elektrischen Widerstand in der Nähe des Perkolations-Phasenübergangs genutzt werden. Bezeichnet p die Wahrscheinlichkeit, innerhalb eines Zwei-Komponenten-Gitters aus Supraleitern und Widerständen einen Supraleiter anzutreffen, so existiert eine kritische Wahrscheinlichkeit p_c , bei der die Supraleiter einen unendlich großen Cluster bilden. Nahe unterhalb dieser Schwelle wird erwartet, daß der Widerstand des Gitters wie

$$\rho(p) \sim (p_c - p)^s$$

verschwindet. Oberhalb der Perkolationschwelle sollte die Abschirmung beschrieben werden durch [79]

$$\lambda_-(p) \sim (p - p_c)^{-t/2}.$$

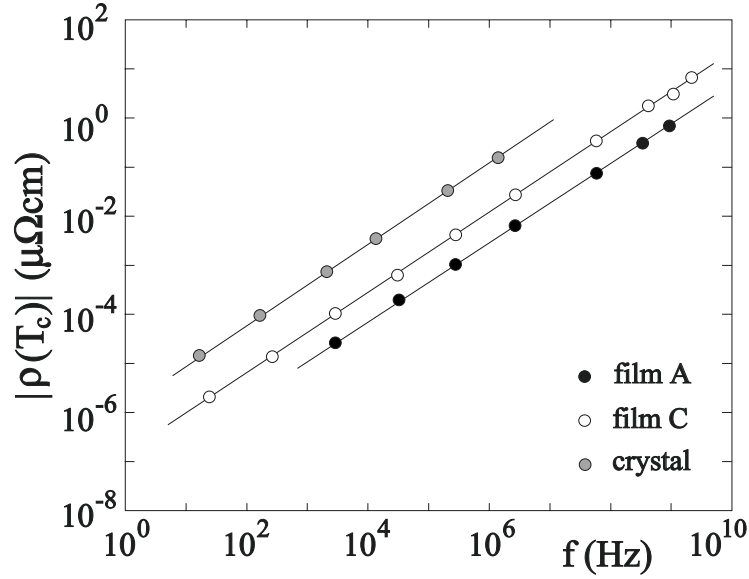


Abb. 4.6: Frequenzabhängigkeit des Betrags des Widerstandes der as-grown Filme A und C sowie des Kristalls bei T_c .

Für ein isotropes dreidimensionales Gitter ist $s \approx 0.6$ und $t \approx 1.7$ [79]. In realen Materialien werden die Besetzungswahrscheinlichkeiten p ersetzt durch den Volumenanteil der Komponenten. Es wird vermutet, daß dieser eine lineare Funktion in der Temperatur ist. Die supraleitende Abschirmung unterhalb T_c sollte daher wie $\lambda_-(T) \sim (T_c - T)^{-0.86}$ ansteigen. Diese Temperaturabhängigkeit ist in voller Übereinstimmung mit der Abschirmung des Films nach Gl. (4.5), wenn man $\nu/2 = 0.85$ beachtet. Der Wert des Widerstandes bei T_c wird bestimmt durch den Widerstand ρ_0^+ , Gl. (4.4), oberhalb und die Abschirmlänge λ_- , Gl. (4.5), unterhalb des Phasenübergangs

$$\rho(\omega, T_c) = A_\rho \cdot \frac{i\omega\mu_0\hat{\lambda}_-^2(0)}{(i\omega\mu_0\hat{\lambda}_-^2(0)/\hat{\rho}_0^+(0))^{1/z}} \quad (4.6)$$

mit der Amplitude A_ρ , für die Größenordnung 1 erwartet wird [79]. Der dynamische Exponent z ist hierdurch festgelegt, $z = 1 + s/t$. Unter Berücksichtigung der Amplituden $\hat{\lambda}_-(0)$ und $\hat{\rho}_0^+(0)$ der Filme, siehe Tab. 4.1, ist $A_\rho = 0.8(1)$ in guter Übereinstimmung mit der Erwartung. Der Widerstand gemäß Gl. (4.6) ist in die Daten der Filme A und C in Abb. 4.6 eingetragen. Dort ist auch der Widerstand des Kristalls bei $T_c = 86.95$ K eingetragen. Auch dieser folgt Gl. (4.6) mit $A_\rho = 1.1$.

4.3 Diskussion der dynamischen Skalenfunktion

In diesem Abschnitt soll versucht werden, den Mechanismen, die zu elektrischen Verlusten in der Umgebung von T_c beitragen, auf die Spur zu kommen. Dazu werde ich ein einfaches Modell für die dynamische Skalenfunktion des Widerstandes unterhalb und oberhalb von T_c präsentieren.

4.3.1 Supraleitender Zustand: $T < T_c$

Zunächst werde ich den supraleitenden Zustand unterhalb von T_c beschreiben. Für $T \ll T_c$ erwartet man wahre Supraleitung, charakterisiert durch Gl. (2.18), $\sigma_-'' = 1/i\omega\mu_0\lambda_-^2$ mit der Abschirmlänge $\lambda_-(T)$. Dies ist eine direkte Konsequenz der δ -Funktion im Realteil der Leitfähigkeit bei $\omega = 0$. Nahe T_c wird das kritische Verhalten, dargestellt in Abb. 4.6 und beschrieben durch das Potenzgesetz (2.32), d.h. $\rho(\omega, T_c) \sim (i\omega\tau_0)^{1-1/z}$, dominieren. Die einfachste Interpolation einer Skalenfunktion zwischen beiden Gleichungen ist

$$\frac{\sigma_-(\omega\tau_-)}{\sigma_0} = \frac{1}{i\omega\tau_-} \cdot \left(1 + A \cdot (i\omega\tau_-)^{1/z}\right) \quad (4.7)$$

mit $\sigma_0 = \tau_-/(\mu_0\lambda_-^2)$. Diese ist in Betrag und Phase für beide Filme in der Abb. 4.4 durch volle Linien wiedergegeben und beschreibt die Daten der Filme A und C mit $A = 1$ fast ideal. Es ist möglich, die Skalenfunktion, Gl. (4.7), in einer unskalierten Form darzustellen. Dabei zeigt sich, daß der kritische Beitrag bei T_c gerade durch das Potenzgesetz $\rho(\omega, T_c)$, Gl. (4.6), bestimmt ist

$$\sigma_-(\omega) = \frac{1}{i\omega\mu_0\lambda_-^2} + \frac{1}{\rho(\omega, T_c)} \quad (4.8)$$

mit der Abschirmlänge

$$\lambda_-^2(T) = \hat{\lambda}_-^2(0) \cdot (1 - T/T_c)^{-\nu} \quad (4.9)$$

aus Gl. (4.5).

Die Motivation, die Beiträge als Leitfähigkeiten $\sigma = \rho^{-1}$ zu addieren, ist die folgende: Unterhalb von T_c existiert ein supraleitender Pfad durch den gesamten Film. Die Abschirmströme können den Pfad mit der höchsten Leitfähigkeit wählen. Dies entspricht einer Parallelschaltung der Leitfähigkeiten, weshalb die Leitfähigkeiten zu addieren sind. Die Abschirmlänge $\lambda_-(T)$ wurde durch Subtraktion des Beitrages bei T_c , dargestellt in Abb. 4.6, von dem Widerstand der Filme bestimmt. Abbildung 4.7 zeigt die Abschirmung des Films A. Diese ist ein direktes Maß für die superfluide Dichte n_s , $\lambda_-^{-2} = \mu_0 n_s e^2 / m$, die unterhalb von T_c einsetzt. Eine Anpassung der Abschirmung an Gl. (4.9) ergibt eine sehr gute Übereinstimmung für nicht zu große Frequenzen mit

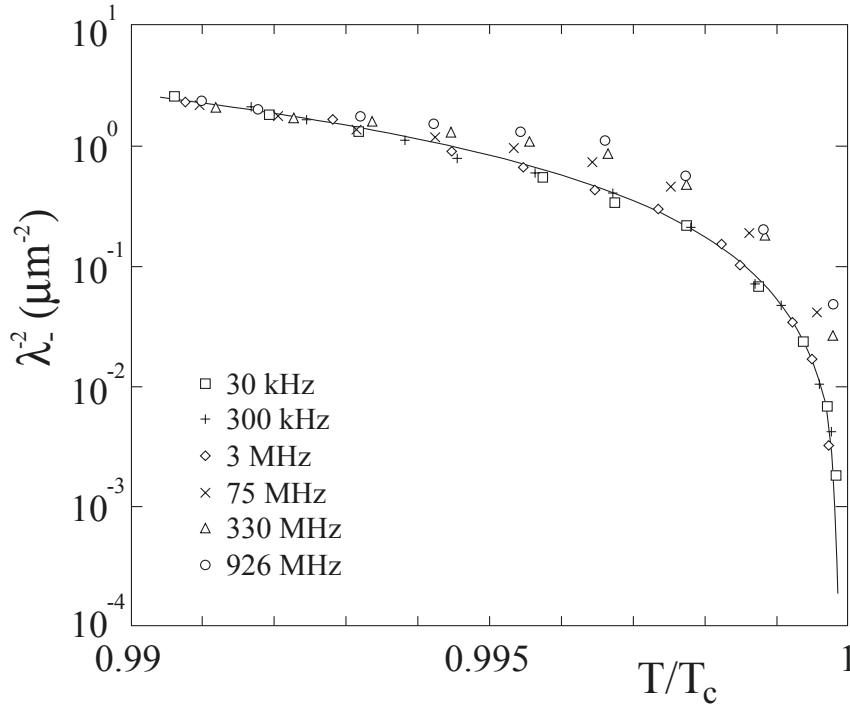


Abb. 4.7: Abschirmung λ_-^2 des as-grown Films A im Nullfeld. Die Linie ist berechnet nach Gl. (4.9).

dem kritischen Exponenten $\nu = 1.7$ und der renormierten Amplitude $\lambda_-(0) = 240$ nm, siehe auch Tab. 4.2.

Obgleich die Skalenfunktion, Gl. (4.7), die Daten der Filme in Abb. 4.4 sehr gut zu beschreiben scheint, muß folgendes angemerkt werden: Betrachtet man die unskalierte Skalenfunktion des Widerstandes, Gl. (4.8), so erkennt man, daß der Realteil der Leitfähigkeit unterhalb T_c durch den temperaturunabhängigen Wert bei T_c beschrieben wird. Dies ist, betrachtet man die Daten in Abb. 4.1, zumindest für hohe Frequenzen $f > 50$ MHz eine gute Beschreibung. Jedoch zeigen sich zu kleineren Frequenzen zunehmende Abweichungen, die in diesem einfachen Modell nicht berücksichtigt sind und auf den Einfluß zusätzlicher Fluktuationen hinweisen.

4.3.2 Normalleitender Zustand: $T > T_c$

Oberhalb T_c beschreibt das Produkt $\sqrt{\tau_+(T)\rho_0^+(T)}/\mu_0$, dargestellt in Abb. 4.8, die Ausdehnung einer supraleitenden Fluktuation innerhalb ihrer Lebensdauer τ_+ . Diese Länge kann für beide Filme hervorragend mit

$$\lambda_+(T) = \hat{\lambda}_+(0) \cdot |1 - T/T_c|^{-\nu/2} \quad (4.10)$$

beschrieben werden, wenn in diese der Exponent $\nu = 1.7$ eingesetzt wird. Das Ergebnis einer Anpassung an Gl. (4.10) ist in Abb. 4.8 dargestellt. Die renormierten Ampli-

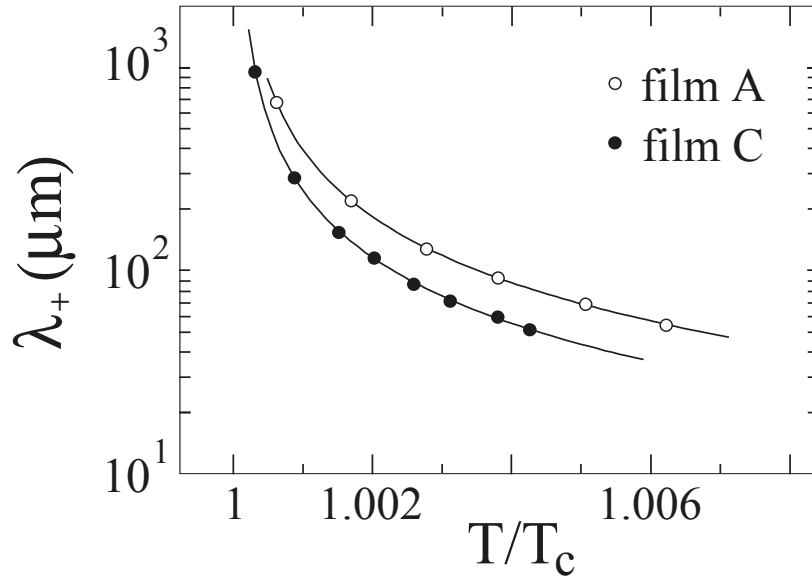


Abb. 4.8: Diffusionslänge λ_+ gewonnen aus den Parametern τ_+ und ρ_0^+ (Abb. 4.5) der as-grown Filme A und C oberhalb der kritischen Temperatur. Die Linien sind Anpassungen an Gl. (4.10).

tuden $\lambda_+(0)$ sind in Tab. 4.2 zu finden. Diese kritische Temperaturabhängigkeit ist charakteristisch für die oben beobachtete 3D-Ordnung, während man für zweidimensionale Dynamik, definiert durch $\xi_c > d$, $\lambda_+^2 \sim \Lambda_T \cdot d \sim 1/T$ erwartet. Oberhalb des Phasenübergangs erhöhen kurzlebige Cooper-Paare die Leitfähigkeit, berücksichtigt durch den Beitrag $S_{NF}(\omega\tau_+)$. Nahe T_c sollte die kritische Dynamik des Potenzgesetzes Gl. (2.32), $\rho(\omega, T_c)$, in Analogie zu $T \leq T_c$, die Leitfähigkeit dominieren. Für den einfachsten Ansatz der Skalenfunktion werden beide Beiträge zum Widerstand addiert,

$$\frac{\rho_+(\omega\tau_+)}{\rho_0} = \frac{1}{S_{NF}(\omega\tau_+)} + a \cdot (i\omega\tau_+)^{1-1/z}. \quad (4.11)$$

Benutzt man für den niederfrequenten Beitrag S_{NF} die Vorhersage für Gauß'sche Fluktuationen $S_G(\omega\tau)$, Gln. (2.22) und (2.23), so können mit $a = 0.15$ die Daten der Filme A und C, wie in Abb. 4.4 zu erkennen ist, hervorragend beschrieben werden. In der nichtskalierten Form lautet die Beschreibung

$$\rho_+(\omega) = \frac{1}{\sigma_G(\omega\tau_+)} + \rho(\omega, T_c)$$

mit $\sigma_G(\omega\tau_+)$ nach Gl. (2.20) und (2.21). Wie für $T < T_c$ wird der kritische Beitrag durch das Potenzgesetz (4.6) beigesteuert.

Im Gegensatz zu $T < T_c$ wurden hier jedoch die Beiträge zum Widerstand addiert. Da oberhalb des Phasenübergangs kein supraleitender Pfad durch den Film vorliegt, beschränkt der höchste Wert des Widerstandes eines Pfades durch die Probe den maximalen Abschirmstrom. Der maximale Verlust bestimmt den Gesamtverlust des

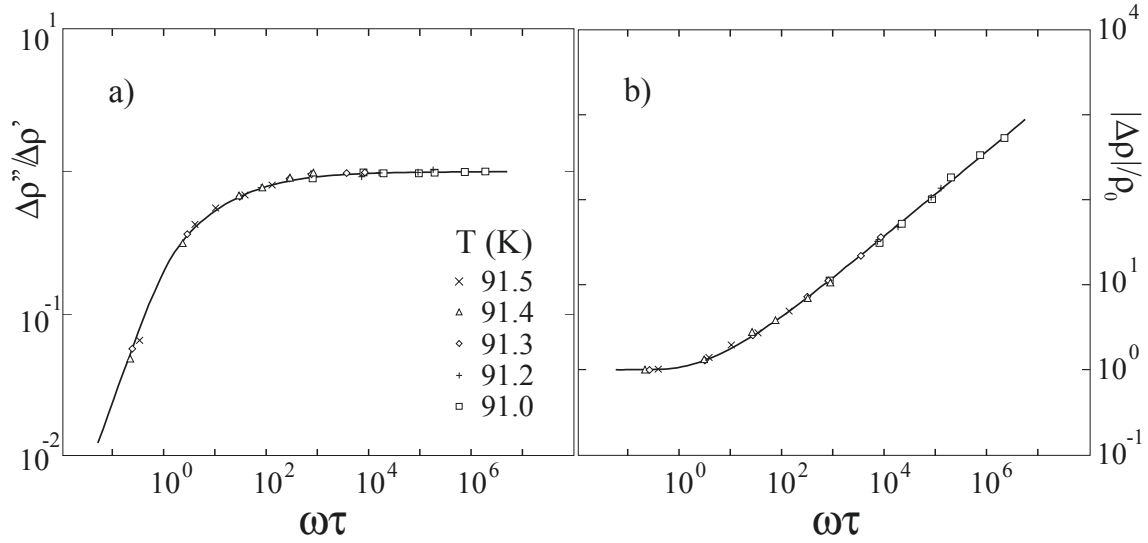


Abb. 4.9: (a) Phase und (b) Betrag des nichtkritischen Beitrages zum linearen Widerstand oberhalb von T_c des as-grown Films A. Linien sind berechnet für 3D-Gauß'sche Fluktuationen.

Supraleiters. Dies entspricht einer Reihenschaltung von Widerständen, deren Beiträge folglich addiert werden müssen. Wird analog zu $T < T_c$ der Beitrag bei T_c von dem Widerstand oberhalb subtrahiert, so bleibt der nichtkritische Fluktuationsbeitrag $\Delta\rho = \rho(\omega, T) - \rho(\omega, T_c)$ stehen. Dieser ist zusammen mit der Vorhersage der zeitabhängigen Ginsburg-Landau-Dynamik, Gl. (2.22) und Gl. (2.23), für Gauß'sche Fluktuationen in der Abb. 4.9 dargestellt. Obgleich der Beitrag sehr gut durch die Gauß'sche Dynamik beschrieben wird, ist anzumerken, daß dieser der Relaxationszeit $\tau_- \sim |1 - T/T_c|^{-\nu z}$ mit $\nu z = 9.4$ aus der Skalenanalyse unterhalb von T_c folgt. Die Ginsburg-Landau-Dynamik wird jedoch charakterisiert durch die Exponenten $\nu = 1/2$ und $z = 2$, d.h. $\nu z = 1$. Dies deutet darauf hin, daß die kritische Dynamik unterhalb von T_c , die insbesondere das Einsetzen der superfluiden Dichte $\lambda_-^{-2}(T) \sim n_s$ beschreibt, nicht unabhängig von den Fluktuationen oberhalb T_c ist.

Unter Berücksichtigung der diffusiven und relaxierenden Dynamik freier und gebundener VA-Paare, vorgeschlagen von Halperin und Nelson [37], folgt eine nahezu identische Skalenfunktion des Widerstandes. Gegen einen dominierenden Einfluß dieser Vortex-Paare spricht die beobachtete Temperaturabhängigkeit der Diffusionslänge λ_+ . Für dünne Filme ($d < \xi$), in deren Limes die Leitfähigkeit auf Grund von VA-Paaren abgeleitet worden ist, gilt für die Diffusionslänge $\lambda_+^2 \sim \Lambda_T \cdot d$. Eine solche Dickenabhängigkeit der weitgehend temperaturunabhängigen Diffusionslänge oberhalb T_c wird in der Tat in Filmen und Kristallen des wesentlich stärker anisotropen BSCCO, $\gamma \gtrsim 90$, beobachtet [80]. Dort wurde dies interpretiert mit einem Kosterlitz-Thouless-artigem Verhalten von VA-Linien-Paaren, welche die gesamte Probendicke, die zwischen 200 nm und 130 μm variierte, durchdringen. Diese nahe T_c weitgehend von der Tempe-

ratur unabhängige Diffusionslänge $\sim \Lambda_T = 2 \text{ cm}/T \text{ (K)}$, erwartet für $D = 2$ Filme, wird hier nicht beobachtet. Vielmehr deutet die starke Variation der Diffusionslänge, Gl. (4.10), $\lambda_+(T) \sim (1 - T/T_c)^{-\nu/2}$ mit $\nu = 1.7$, deutlich auf $3D$ -kritisches Verhalten.

Oberhalb von T_c ist die Anwendung des Perkulationsmodells auf den statischen Widerstand ρ_0^\dagger nicht ohne weiteres möglich. So ist der erwartete Exponent $s \approx 0.6$ deutlich kleiner als der experimentell bestimmte Wert $s_{exp} = 7.7$. Möglicherweise kann die Übereinstimmung der Abschirmung also ein Zufall sein. Wenn dies nicht der Fall ist, dann existieren zusätzliche Mechanismen, die zu dem statischen Widerstand beitragen und es gilt $\rho - \rho(T_c) = (d\rho/dT)|_{T \approx T_c} \cdot (T - T_c)$. Falls jedoch die Übereinstimmung mit dem Perkulationsmodell Zufall ist, dann ist $(\rho - \rho(T_c)) \sim (T - T_c)^\beta$ möglich mit einem beliebigen Exponenten β . Auch in diesem Fall erwartet man für thermisch-perkolierendes Verhalten $A_\rho = \mathcal{O}(1)$.

Kapitel 5

Vortexglas-Supraleitung in endlichen Magnetfeldern

In diesem Kapitel soll der Einfluß eines externen Magnetfeldes auf den Supraleitungs-Phasenübergang untersucht werden. Die Höhe des Magnetfeldes variiert zwischen 1 mT und 19 T, wobei dieses parallel zur c-Achse der Filme angelegt worden ist.

5.1 Phasenübergang im Magnetfeld

5.1.1 Vortexglas-Linie

In der Abb. 5.1 sind die Phase und der Betrag des Widerstandes des as-grown Films A in $B = 0.4$ T und $B = 19$ T dargestellt. Wie im Nullfeld existiert auch hier eine Temperatur, bei der sich die isofrequenten Kurven schneiden. Diese Temperatur liegt bei nahe 89.0 K in 0.4 T und 60.5 K in 19 T. In der Abb. 5.2 sind die kritischen Temperaturen der Filme A und B in Magnetfeldern $1 \text{ mT} \leq B \leq 19 \text{ T}$ dargestellt. Aus den Glastemperaturen T_g erhält man die Phasengrenze des Vortexglas-Zustandes, die Vortexglas-Linie $B_g(T)$. Eine Anpassung der Glastemperaturen an die Vorhersage Gl. (2.10)

$$B_g(T) = B_0 \cdot (1 - T/T_c(0))^\alpha \quad (5.1)$$

ergibt eine hervorragende Beschreibung. Überraschenderweise besitzen die Filme eine identische Phasenlinie $B_g(T)$, charakterisiert durch $B_0 = 50$ T und $\alpha = 1.33$, welche in Abb. 5.2 eingetragen sind. Um den gesamten Magnetfeldbereich mit einem Potenzgesetz beschreiben zu können, wurde die Temperatur $T_c(0)$ der Filme angepaßt. Für den Film A ist $T_c(0) = 91.4$ K und für den Film B ist $T_c(0) = 90.6$ K. Diese Temperaturen deuten darauf hin, daß das Potenzgesetz der Vortexglas-Linie nicht auf die aus dem Kreuzungspunkt bei $B = 0$ bestimmte Temperatur $T_c = T_g(B = 0)$ extrapoliert,

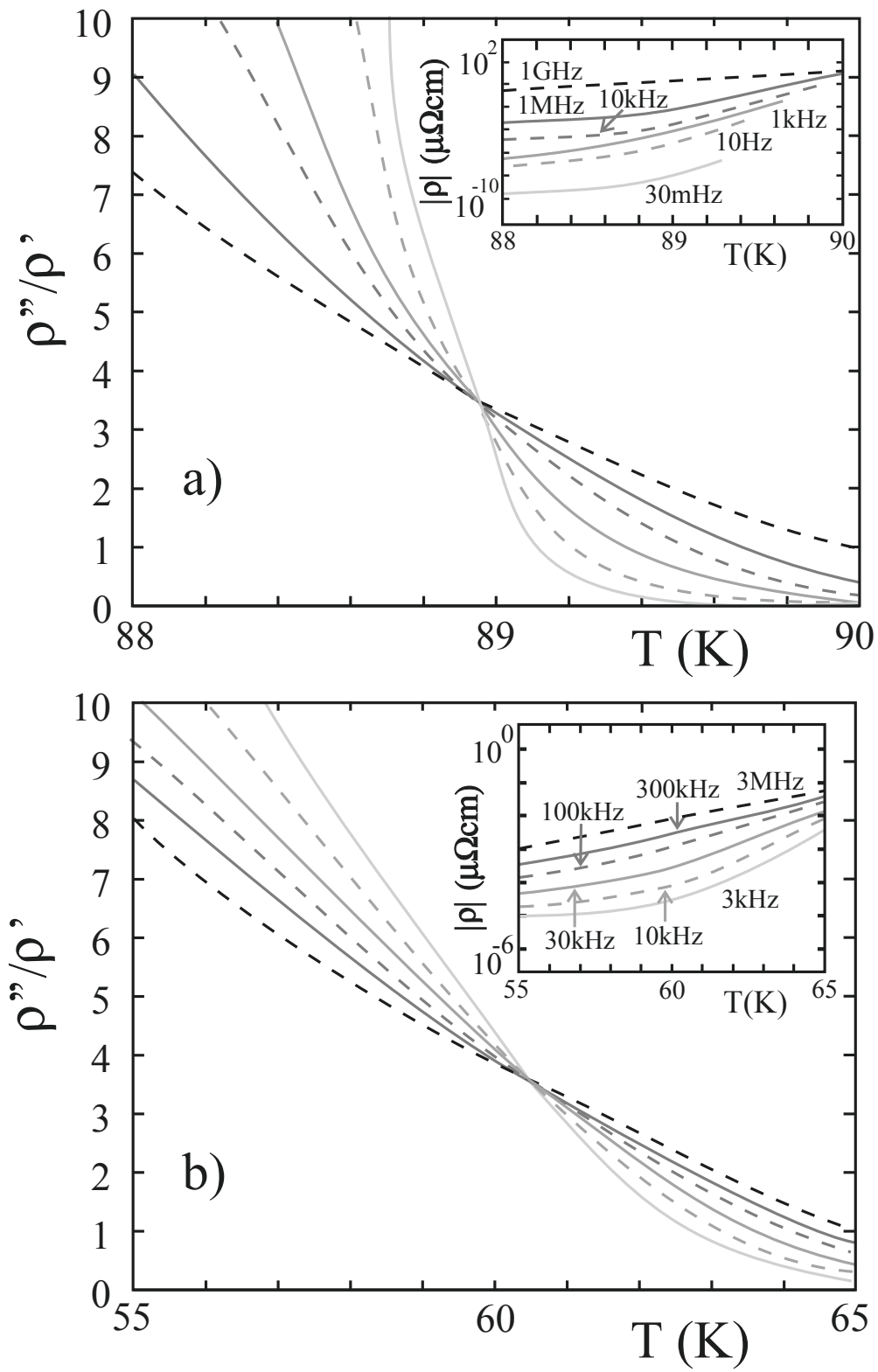


Abb. 5.1: Temperaturvariation der Phase des dynamischen Widerstandes des as-grown Films A in (a) $B = 0.4$ T und (b) $B=19$ T. Insets: Betrag des Widerstandes

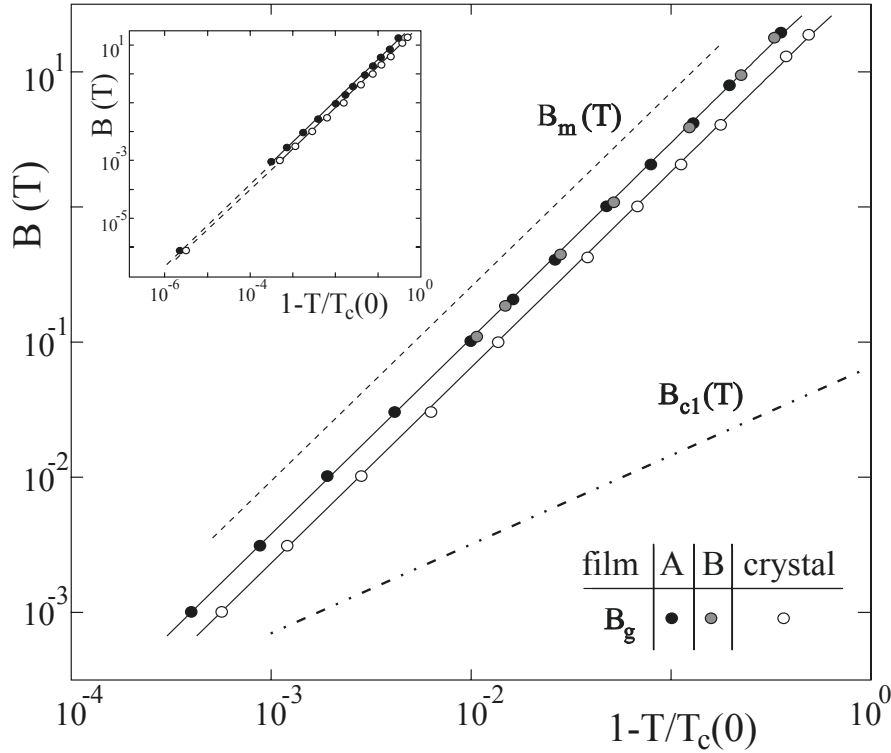


Abb. 5.2: Magnetfeldvariation der Vortexglas-Temperatur der *as-grown* Filme A und B sowie des Kristalls. Durchgezogene Linien folgen Gl. (5.1).

sondern auf eine höhere Temperatur $T_c(0) \approx T_c + 0.5$ K. Diese kann mit der Temperatur identifiziert werden, bei der eine endliche Cooper-Paar-Dichte n_s kondensiert.

5.1.2 Diskussion der Glaslinie

In der Abb. 5.2 sind auch die Glastemperaturen des Kristalls zwischen 1 mT und 19 T eingetragen. Diese können sehr gut durch das Potenzgesetz (5.1) beschrieben werden mit $B_0 = 30$ T und $\alpha = 1.33$. Für beide Filme und den Kristall ist der Wert des Exponenten α der Glaslinien gleich, während die Amplituden für die Filme und den Kristall nichtuniverselle Werte annehmen. Ersteres deutet auf einen gleichen Mechanismus des Übergangs zu stabiler Supraleitung hin. Gemäß Gl. (2.10) weisen die unterschiedlichen Amplituden auf verschiedene Werte der Korrelationslänge $\xi(0)$. Möglicherweise sind diese mit einer unterschiedlichen Mikrostruktur der Filme und des Kristalls korreliert. Interessanterweise hat dieser Exponent den gleichen Wert, wie er für die Schmelzlinie $B_m(T)$, Gl. (2.5), im Rahmen des *3D-XY*-Modells vorausgesagt [17] und auch experimentell beobachtet wird. Die experimentell gefundene Schmelzlinie (2.6), in Abb. 5.2 wiedergegeben, liegt deutlich höher, verglichen mit den Glaslinien der Filme und des Kristalls. Diese Reduktion der Glaslinien gegenüber der Schmelzlinie reiner Kristalle ist ein charakteristisches Merkmal des Vortexglas-Phasenübergangs, verur-

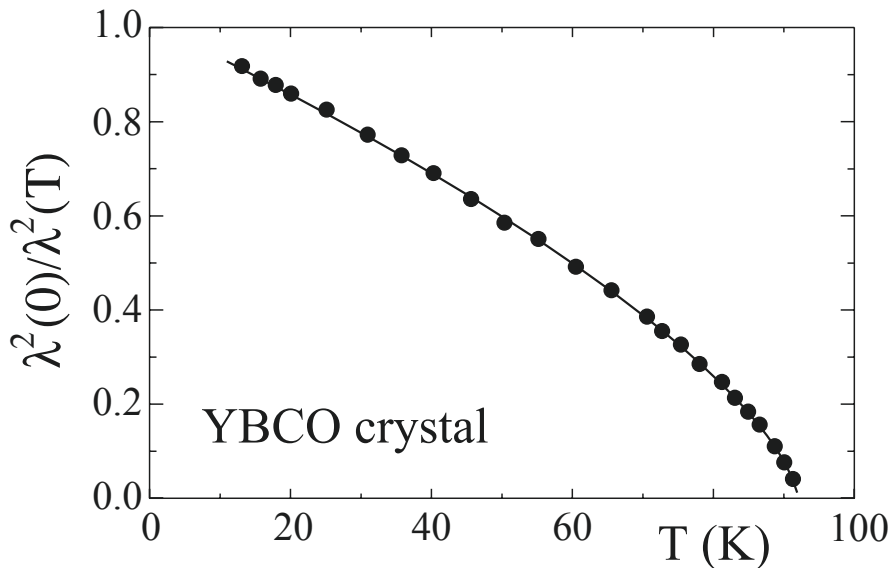


Abb. 5.3: Die superfluide Dichte λ^{-2} eines YBCO Kristalls im Nullfeld nach Ref. [81] folgt der Vorhersage des 3D-XY-Modells, Gl. (5.2).

sacht durch die im Vortexglas verstärkten Vortexexkursionen, und steht in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Simulationen des Schmelzphasenübergangs von Jagla und Balseiro [26]. Die Autoren finden eine deutliche Erniedrigung der Temperatur des Phasenübergangs sowohl für das Haften an unkorrelierten Punktdefekten als auch für das Haften an Zwillingsgrenzen. Einzig das Haften an kolumnaren Defekten ist in der Lage, transversale Vortexwanderung zu unterdrücken und die Phasenlinie über die Schmelzlinie anzuheben. Entsprechend der Lage der Glaslinien hier, wurde für das Haften an Zwillingsgrenzen eine noch stärkere Reduktion der Glastemperatur gefunden, verglichen mit dem Haften an Punktdefekten. Ursache hierfür ist die Existenz von Pfaden leichter Vortexbewegung entlang der Zwillingssebenen und damit verstärkter transversaler Fluktuationen.

Die einheitlichen Phasenlinien der Filme und des Kristalls deuten auf einen Mechanismus am Phasenübergang hin. Es scheint, als zerstören dieselben Fluktuationen die Supraleitung in sehr kleinen Feldern und bei hohen Vortexdichten. Da die Vortexdichte keinen entscheidenden Einfluß zu haben scheint, liegt die Vermutung nahe, daß topologische Fluktuationen, siehe Abb. 4.3, für den Phasenübergang im Magnetfeld wie im Nullfeld verantwortlich sind. Es ist gelungen, den Verlauf der Glaslinien innerhalb des 3D-XY-Modells quantitativ zu reproduzieren. In dem XY-kritischen Regime sollte die Glaslinie der Gl. (2.10), $B_g(T) = \Phi_0/(2\pi\xi^2(0)) \cdot (1 - T/T_c)^{2\nu_0}$, folgen, wobei ξ die Korrelationslänge des Nullfeldes ist. Es ist möglich, die Korrelationslänge mit der supraleitenden Abschirmung zu verbinden, $\xi(T) = C\gamma\lambda^2(T)/\Lambda_T$ [17], wobei C eine Konstante der Größenordnung 1 ist. In hochpräzisen Messungen der elektromagnetischen Eindringtiefe bei Frequenzen im Mikrowellenbereich wird eine Tempera-

turabhängigkeit gefunden [81]

$$\frac{\lambda(T)}{\lambda(0)} = \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-0.33}, \quad (5.2)$$

die exakt der Vorhersage des $3D$ - XY -Modells, Gl. (2.3), entspricht, siehe auch Abb. 5.3. Daher ist es möglich, den Verlauf der Glaslinien, Gl. (5.1), im Rahmen des $3D$ - XY -Modells zu beschreiben. Aus den Amplituden der Glaslinien der Filme und des Kristalls kann die Konstante C bestimmt werden. Mit $\lambda = 150$ nm bzw. 200 nm für den Kristall bzw. die Filme ist $C = 4.0(1)$ in Übereinstimmung mit dem Molekularfeld-Wert $C = 4$ [17].

Das Szenario am Phasenübergang könnte daher folgendes sein: Im Nullfeld sind unterhalb der supraleitenden Übergangstemperatur T_c Vortexringe an Defekten entlang der c -Achse lokalisiert und durch Josephson-Vortizes verbunden. Bei T_c entkoppeln diese Vortexringe und brechen auf. In der Gegenwart durch das Magnetfeld induzierter Vortizes wirken diese Vortexringe als Versetzung innerhalb des Vortexfestkörpers, die das Schmelzen bei $T_c(B)$ verursachen. Mit zunehmendem Magnetfeld können kleinere Vortexringe Vortizes mit mittlerem Abstand $a_0 = \sqrt{\Phi_0/B}$ erreichen. Diese kleineren Vortexringe sind leichter thermisch anregbar $\sim \exp(-\Delta/k_B T)/[1 + \exp(-\Delta/k_B T)]$ mit der Energiebarriere $\Delta \approx \pi a_0 \varepsilon_0$ [82], so daß die kritische Temperatur $T_c(B)$ mit zunehmendem Magnetfeld sinkt.

5.2 Dynamische Leitfähigkeit nahe des Vortexglas-Phasenübergangs

Interessanterweise ist der Wert der Phase in 0.4 T und 19 T, dargestellt in Abb. 5.1, gleich und stimmt überdies mit dem Wert im Nullfeld überein. Dies bedeutet, daß gemäß Gl. (4.2) aus dem Wert der Phase $\phi(T_g) = 3.4(1)$ der Wert des kritischen Exponenten $z = 5.5(2)$ folgt.

5.2.1 Skalierung der Leitfähigkeit

Um den Widerstand in der Nähe von T_g genauer zu untersuchen, folge ich den Skalierungsvorhersagen des Vortexglas-Übergangs von Fisher, Fisher und Huse [17], welche im Abschnitt 2.5.3 vorgestellt wurden. Dazu wird die Phase des Widerstandes ϕ_ρ mit Hilfe des freien Parameters $\tau_\pm(T, B)$ oberhalb und unterhalb von T_g auf eine kontinuierliche Skalenfunktion $\tilde{\Phi}_\pm(\omega\tau)$ gebracht. Diese ist in der Abb. 5.4(a) dargestellt. Die Temperaturvariation von τ_\pm^{-1} stimmt mit der Vorhersage, Gl. (2.9), überein und kann hervorragend durch das Potenzgesetz

$$\tau_\pm^{-1}(T, B) = \hat{\tau}_\pm^{-1}(0, B) |1 - T/T_g(B)|^{\nu \cdot z} \quad (5.3)$$

mit $\nu \cdot z = 9.4(4)$ beschrieben werden. Mit dem Exponenten $z = 5.5(2)$, aus dem Wert der Phase bei T_g , kann der kritische Exponent ν , der die Divergenz der Korrelationslänge $\xi_g(T)$ beschreibt, zu $\nu = 1.7(1)$ bestimmt werden. Die für die Skalierung erforderlichen Werte $\tau_\pm(T, B)$ sind in der Abb. 5.5(a) dargestellt. Hier muß beachtet werden, daß die Amplituden in Gl. (5.3), wie im Nullfeld Gl. (4.1), sehr hohe und stark magnetfeldabhängige Werte annehmen, $\hat{\tau}_\pm(0, B) \approx 10^{-26} - 10^{-15}$ s. Beides kann analog zu dem Vorgehen im Nullfeld, Gl. (4.3), durch Renormierung der Temperaturvariablen

$$\left| 1 - \frac{T}{T_c(B)} \right| \rightarrow \left| \frac{T_c(B) - T}{T_{c0} - T} \right| \quad (5.4)$$

beseitigt werden. Unter Verwendung dieser renormierten Temperaturvariablen fallen die Werte für *alle* Felder auf den physikalisch sinnvollen Wert, $\tau_\pm(0) = 1.2 \cdot 10^{-12}$ s, zusammen. Dieser Wert stimmt überdies überein mit der im Nullfeld ermittelten Relaxationszeit und bestätigt die Molekularfeld-Temperatur $T_{c0} = 91.4$ K.

Da der lineare Widerstand der Kramers-Kronig-Relation folgt, gilt diese Skaleneigenschaft auch für den Betrag des Widerstandes. In der Tat ist eine hervorragende Skalierung von $|\rho|$ auf eine Skalenfunktion durch Einführung des temperatur- und magnetfeldabhängigen Parameters $\rho_0^\pm(T, B)$, Gl. (2.29), möglich:

$$\rho_0^\pm(T, B) = \hat{\rho}_0^\pm(0, B) |1 - T/T_g(B)|^{\nu \cdot (z-1)}. \quad (5.5)$$

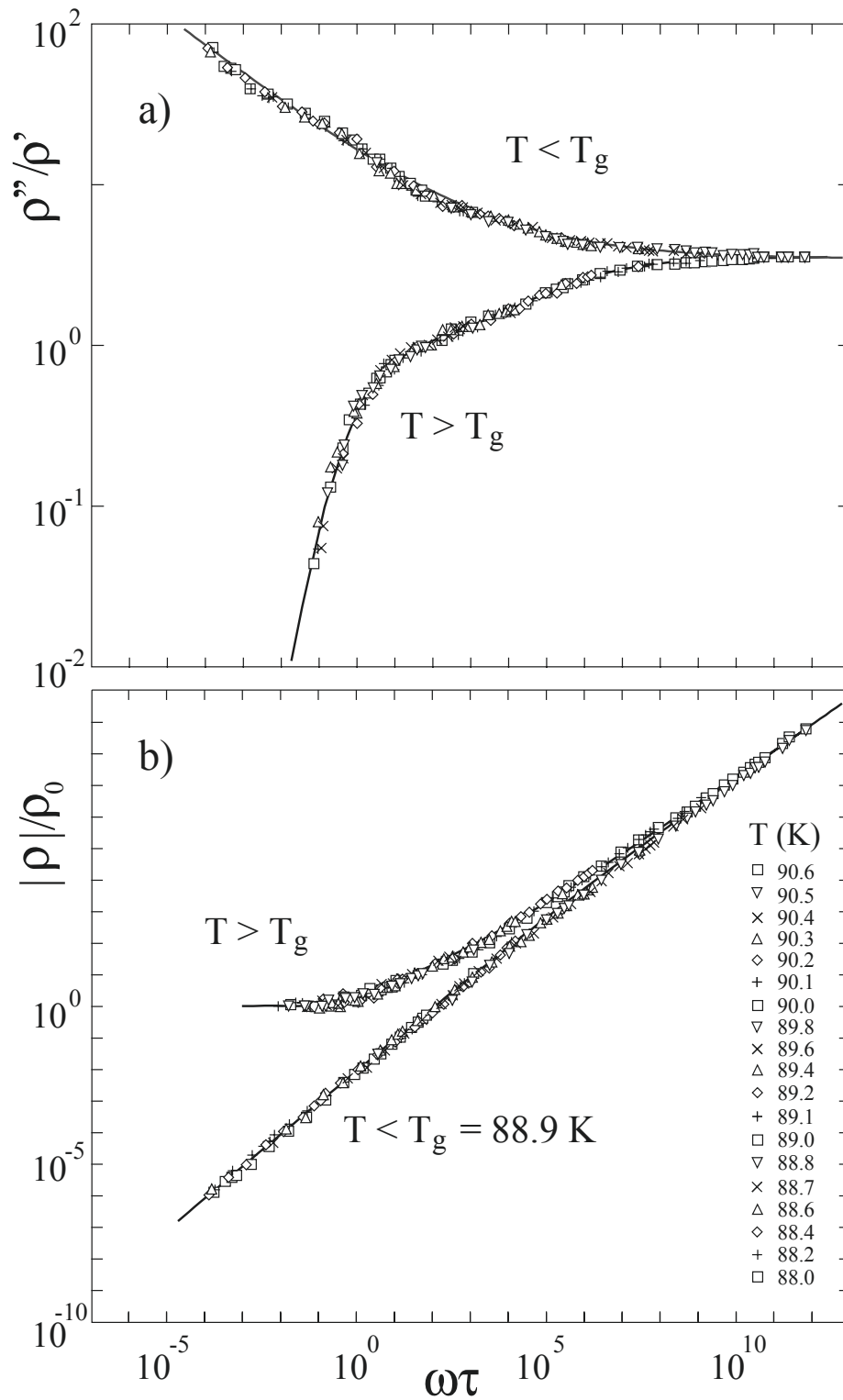


Abb. 5.4: (a) Phase und (b) Betrag des skalierten dynamischen Widerstandes des as-grown Films A in $B = 0.4$ T. Linien sind berechnet nach Gln. (5.7) für $T < T_g$ und (5.9) für $T > T_g$.

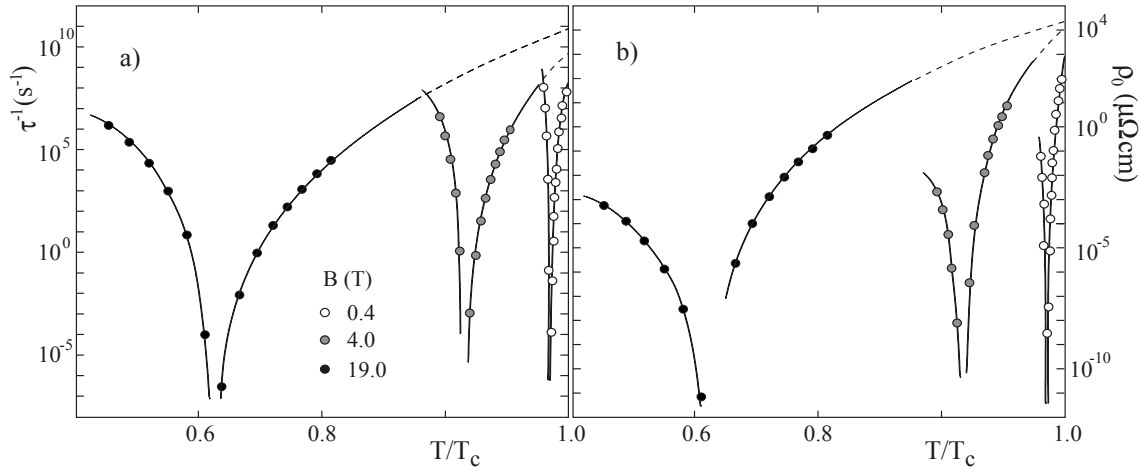


Abb. 5.5: Kritisches Verhalten (a) der Relaxationszeit und (b) des Widerstandes des as-grown Films A. Linien folgen den Gln. (5.3) und (5.5).

Die resultierende Skalenfunktion ist in der Abb. 5.4(b) dargestellt. Wie für die Relaxationszeit $\hat{\tau}_{\pm}(0, B)$ müssen auch diese Amplituden $\hat{\rho}_0^{\pm}(0, B)$ gemäß Gl. (5.4) renormiert werden. Mit der Molekularfeld-Temperatur $T_{c0} = 91.4$ K des Films A können die Amplituden für *alle* Magnetfelder in der Tat auf die Nullfeld-Werte, $\rho_0^+(0) = 9.4 \mu\Omega\text{cm}$ und $\rho_0^-(0) = 4.6 \mu\Omega\text{cm}$, überführt werden.

In der Abb. 5.6 ist der Widerstand bei T_g für die Filme A und B zusammengetragen. Erstaunlicherweise fällt der Wert des Widerstandes von Film A in 0.4 T zusammen mit dem Wert im Nullfeld. Wie man aus Abb. 5.6 erkennt, nimmt der Widerstand sogar für alle Magnetfelder bis 19 T den gleichen Wert an. Der Wert des Widerstandes des Films B ist etwas kleiner, verglichen mit dem des Films A. Jedoch wird der Widerstand beider Filme bei *allen* Vortexglas-Temperaturen $T_g(B)$ durch die Vorhersage der Transporttheorie nahe der Perkolationschwelle

$$\rho(\omega, T_g(B)) = A_{\rho} \cdot \frac{i\omega\mu_0\hat{\lambda}_-^2(0, B)}{(i\omega\mu_0\hat{\lambda}_-^2(0, B)/\hat{\rho}_0^+(0, B))^{1/z}} \quad (5.6)$$

richtig beschrieben, wobei $z = 5.5$ und $A_{\rho} = 0.7(3)$ ist. Im Vergleich zu den Filmen hat der Kristall einen etwa zwei Größenordnungen höheren Wert des Widerstandes bei T_g , der Gl. (5.6) mit $A_{\rho} = 1.3(5)$ folgt. Anzumerken bleibt, daß der Widerstand des Kristalls nur in sehr kleinen Magnetfeldern $B \leq 3$ mT durch $z = 6.0(3)$ beschrieben wird. Auf dieses Charakteristikum des Kristalls werde ich später im Abschnitt 6.2.5 genauer eingehen.

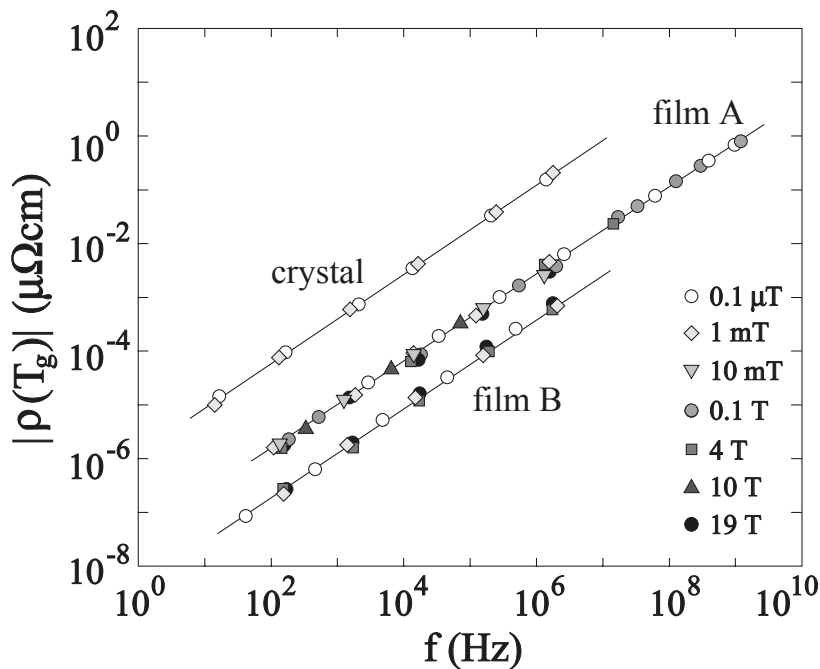


Abb. 5.6: Frequenzvariation des Betrags des Widerstandes an der Phasengrenze der as-grown Filme A und B sowie des Kristalls zwischen dem Nullfeld und 19 T. Linien sind berechnet nach Gl. (5.6).

5.2.2 Kritische Exponenten

Innerhalb des weiten Magnetfeldbereiches von 1 mT bis 19 T sind die Werte der kritischen Exponenten des Films A magnetfeldunabhängig. Deren Mittelwerte, $\nu = 1.7$ und $z = 5.5$, sind in der Tab. 5.1 zusammengestellt. Experimentell bestätigt werden diese Werte in Messungen der nichtlinearen Strom-Spannungs- $(I - V)$ -Kennlinie an dünnen Filmen, die in der Literatur zu finden sind. Basierend auf den Skalenüberlegungen des nichtlinearen Widerstandes $\rho(j)$, Gl. (2.27), wurden die Werte der kritischen Exponenten des Vortexglas-Übergangs bestimmt. Einige beispielhafte Ergebnisse sind in der Tab. 5.1 zusammengefaßt. Die geringe Variation der Werte des Exponenten ν zwischen 1.2 und 1.8 bzw. des Exponenten z zwischen 4.7 und 5.8, trotz verschiedener Quellen der Filme und damit verschiedener kritischer Temperaturen, Dicken und Mikrostruktur, deutet auf eine Universalitätsklasse des Vortexglas-Phasenübergangs in YBCO Filmen hin.

Ist es möglich, die Werte der kritischen Exponenten innerhalb des Vortexglas-Modells zu verstehen? Das einfachste Modell für die Dynamik der Fluktuationen am Vortexglas-Phasenübergang ist ein Relaxator. Für diesen ist innerhalb der zeitabhängigen Ginsburg-Landau-Dynamik (TDGL) $\nu = 1/2$ und $z = 2$. Beide kritischen Exponenten sind jedoch deutlich kleiner als die experimentellen Werte am Vortexglas-Übergang.

Tab. 5.1: Kritische Exponenten für *as-grown* YBCO Filme aus $\rho(j)$ und $\rho(\omega)$ Skalierung.

	Exp.	ν	z	Ref.
Filme	$\rho(j)$	1.8	4.7	[7]
	$\rho(j)$	1.8(1)	5.0(2)	[83]
	$\rho(\omega, T_g)$	–	5.6	[84]
	$\rho(j)$	1.2(6)	5.6(1.0)	[85]
	$\rho(j)$	1.7(1)	5.0(2)	[86]
	$\rho(j)$	1.7(1)	5.8(1)	[87]
	$\rho(j)$	1.4(1)	6.1(2)	[88]
	$\rho(\omega)$	1.7(2)	5.5(4)	Film A
	$\rho(\omega)$	1.8(3)	5.4(5)	Film B
	$\rho(\omega)$	1.7(1)	5.6(2)	Film C
TDGL	Sim.	1/2	2	[38]
MF-VG	Sim.	1/2	4	[27]
Eichglas	Sim.	1.3(4)	4.7(7)	[29]
Spinglas	Sim.	1.3(3)	6.1(3)	[28]

Die Molekularfeld-Exponenten des Vortexglas-Phasenübergangs sind $\nu = 1/2$ und $z = 4$ [27]. Es wird angenommen, daß dieses Ergebnis nur in $D = 6$ Dimensionen exakt ist, während das reale Vortexglas in $D = 3$ Dimensionen durch $z \approx 5$ und $\nu \approx 1$ charakterisiert sein sollte [7, 27]. Diese Werte liegen sehr nahe bei den experimentellen Werten, $\nu \approx 1.7$ und $z \approx 5.5$.

Unter bestimmten Bedingungen wurden Abweichungen von dieser universellen Dynamik des Vortexglas-Übergangs gefunden:

- Ando et al. [85] untersuchten den Vortexglas-Phasenübergang an $0.3 \mu\text{m}$ dicken YBCO Streifen mit Breiten zwischen $0.54 \mu\text{m}$ und $5.6 \mu\text{m}$. Mit geringerer Streifenbreite beobachteten die Autoren eine Abnahme des kritischen Exponenten auf $\nu \approx 0.7(2)$ für den $0.54 \mu\text{m}$ weiten Streifen. Damit korreliert ist ein Anstieg des dynamischen Exponenten auf $z \approx 9.7(7)$ für diesen Streifen. Auch die Vortexglas-Temperatur zeigt eine deutliche Abnahme mit der Streifenbreite. Die Autoren interpretieren beide Ergebnisse als die Folge eines Aufweichens des Vortexglases durch die Reduktion der elastischen Energie. Verantwortlich hierfür sind die Vortizes, die am Rand des Streifens lokalisiert sind, da diesen wechselwirkende Nachbar-Vortizes fehlen.
- Sawa et al. [89] studierten den Einfluß der Filmdicke auf den Vortexglas-Übergang in Magnetfeldern bis 10 T. Die kritische Temperatur T_g zeigt eine deutliche

Reduktion mit abnehmender Filmdicke von 230 nm auf 18 nm. Ähnlich dem Verhalten in extrem schmalen Streifen wurde hier eine Abnahme von ν auf 1.2(2) und ein Anstieg von z auf 9.1(2) beobachtet.

- Roberts et al. [88] fanden in $I - V$ Messungen an 110 nm dicken Filmen unterhalb von 10 mT eine Reduktion des Exponenten ν auf 1.0(1) und einen korrespondierenden Anstieg des dynamischen Exponenten auf $z = 9(1)$. Nojima et al. [90] beobachteten einen analogen Wechsel von den universellen Werten in $B > 0.2$ T zu $\nu = 1.2(1)$ und $z = 9.5(1.5)$ unterhalb von 10 mT. Diese Ergebnisse stehen im Kontrast zu Ergebnissen des dynamischen Widerstandes zwischen 45 MHz und 45 GHz an YBCO Filmen im Nullfeld [91], wo ein deutlich kleinerer Wert des kritischen Exponenten $z = 2.6(4)$ bei T_c bestimmt worden ist. Auch an polykristalinem YBCO wurde in $I - V$ Messungen zwischen 50 μ T und 10 T keine Änderung der kritischen Exponenten bei kleinen Magnetfeldern beobachtet [92].

Im Gegensatz zu den Untersuchungen des nichtlinearen Widerstandes aus $I - V$ Kennlinien wurde hier anhand des *linearen* Widerstandes keine Änderung der kritischen Exponenten in kleinen Magnetfeldern beobachtet. Möglicherweise liegt dies darin begründet, daß Untersuchungen des linearen Widerstandes nur vorhandene Fluktuationen abtasten, ohne diese zu beeinflussen. Die z.T. hohen Stromdichten der $I - V$ Messungen können dagegen Fluktuationen unterdrücken. Daß diese Wirkung insbesondere zu kleinen statischen Feldern bedeutsam wird, könnte mit der abnehmenden Vortexdichte und der Möglichkeit, immer größere Vortexringe zu erzeugen, verbunden sein.

5.2.3 Diskussion der dynamischen Skalenfunktion

Um einen möglichen Effekt des externen Magnetfeldes auf den dynamischen Widerstand im supraleitenden Zustand aufzudecken, wurde der erfolgreich im Nullfeld angewandte phänomenologische Ansatz, Gl. (4.7), auf den Widerstand im Magnetfeld übertragen. Dazu wurde der Widerstand unterhalb der Vortexglas-Temperaturen durch

$$\frac{\sigma_-(\omega\tau_-)}{\sigma_0} = \frac{1}{i\omega\tau_-} \cdot \left(1 + (i\omega\tau_-)^{1/z}\right) \quad (5.7)$$

beschrieben. Die Skalenfunktion ist in Betrag und Phase in der Abb. 5.4 durch volle Linien dargestellt. In der Formulierung durch den nichtskalierten Widerstand lautet diese

$$\sigma_-(\omega) = \frac{1}{i\omega\mu_0\lambda_-^2} + \frac{1}{\rho(\omega, T_g(B))}.$$

Analog der Analyse im Nullfeld wurde für $T < T_g$ der kritische Beitrag $\rho(\omega, T_g(B))$ in Abb. 5.6 von dem dynamischen Widerstand subtrahiert. Das Ergebnis für die

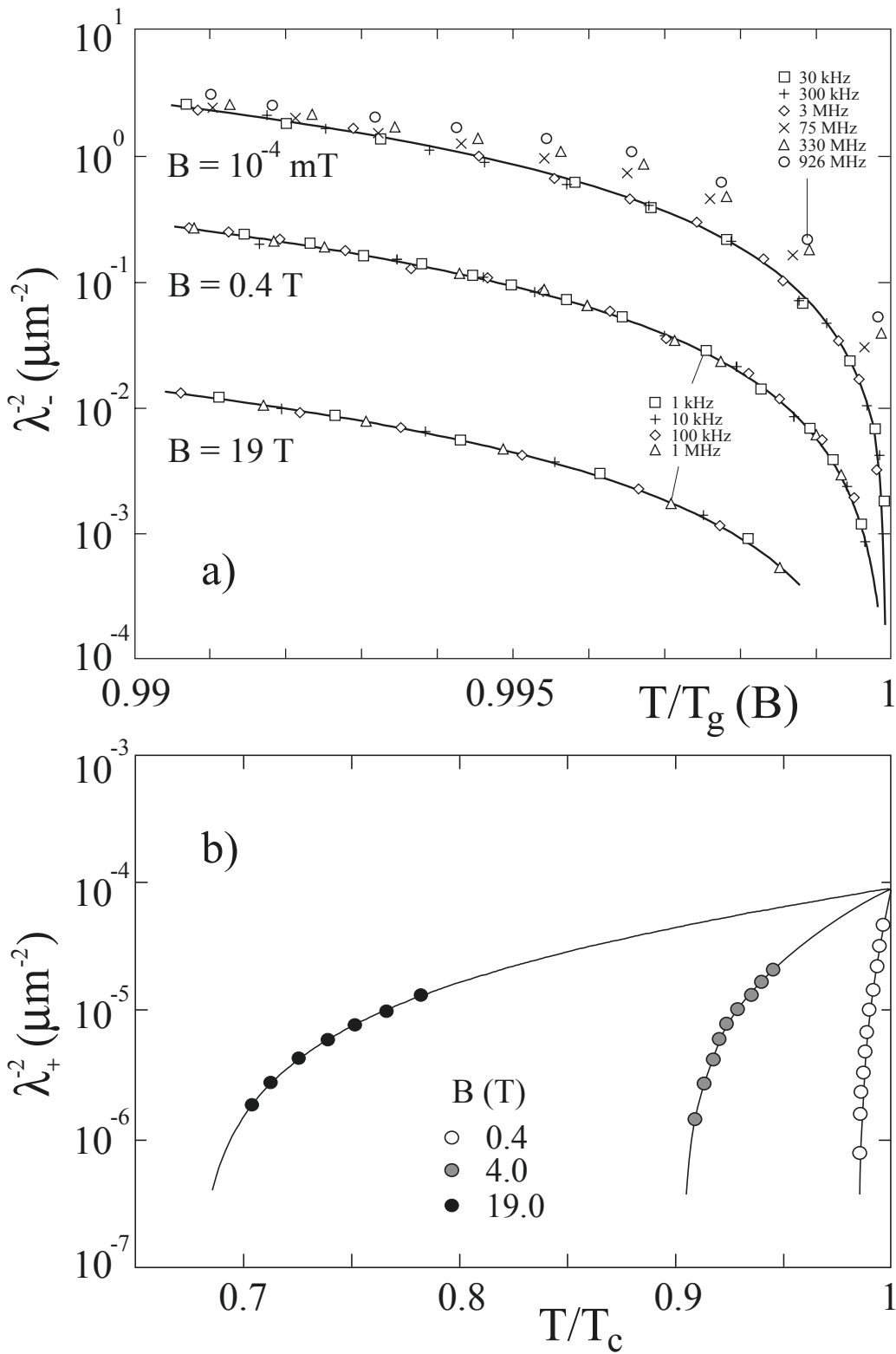


Abb. 5.7: (a) Abschirmlänge λ_-^2 und (b) Diffusionslänge λ_+^2 des as-grown Films A. Durchgezogene Linien sind berechnet nach Gl. (5.8.)

Abschirmlänge λ_-^{-2} ist in der Abb. 5.7(a) dargestellt. Wie im Nullfeld, kann diese durch das Potenzgesetz

$$\lambda_{\pm}(T, B) = \sqrt{\tau_{\pm}(T, B)\rho_0^{\pm}(T, B)/\mu_0} = \hat{\lambda}_{\pm}(0, B) \cdot |1 - T/T_g(B)|^{-\nu/2} \quad (5.8)$$

mit $\nu = 1.7$ sehr gut beschrieben werden. Auch die Diffusionslänge λ_+^{-2} folgt der Gl. (5.8), wie in Abb. 5.7(b) zu sehen ist. Berücksichtigt man die Renormierung, Gl. (5.4), so können die Amplituden $\hat{\lambda}_{\pm}(0, B)$ in Gl. (5.8) durch den Wert im Nullfeld, $\lambda_+(0) = 280$ nm und $\lambda_-(0) = 240$ nm, beschrieben werden.

Um den Widerstand oberhalb des Vortexglas-Phasenübergangs zu untersuchen, wurde der Ansatz, der den Widerstand oberhalb T_c im Nullfeld beschreibt, Gl. (4.11), auf den Widerstand oberhalb der Vortexglas-Temperaturen übertragen:

$$\frac{\rho_+(\omega\tau_+)}{\rho_0} = \frac{1}{S_{NF}(\omega\tau_+)} + a \cdot (i\omega\tau_+)^{1-1/z}. \quad (5.9)$$

Auch hier beschreibt der Gauß'sche Beitrag $S_{NF} = S_G$, Gln. (2.22) und (2.23), mit $a = 0.15$ die Daten des Films A in Abb. 5.4 ebensogut wie im Nullfeld. Die nichtskalierte Form ist

$$\rho_+(\omega) = \frac{1}{\sigma_G(\omega\tau_+)} + \rho(\omega, T_g).$$

Abbildung 5.8 zeigt den nichtkritischen Anteil des Widerstandes, $\Delta\rho = \rho(\omega, T) - \rho(\omega, T_g)$, oberhalb des Vortexglas-Phasenübergangs. Wie man erkennt, wird die Skalenfunktion in allen Feldern sehr gut durch 3D-Gauß'sche Fluktuationen $S_G(\omega\tau)$ beschrieben. Mit dem Ergebnis für $T < T_g(B)$ folgt, daß der Film zwischen 0.1 μ T und 19 T eine *universelle Skalenfunktion* sowohl unterhalb wie oberhalb des Phasenübergangs hat. Diese Universalität erweitert die Beobachtung von sehr ähnlichen Werten der kritischen Exponenten, $\nu = 1.7$ und $z = 5.5$, für YBCO Filme in der Literatur.

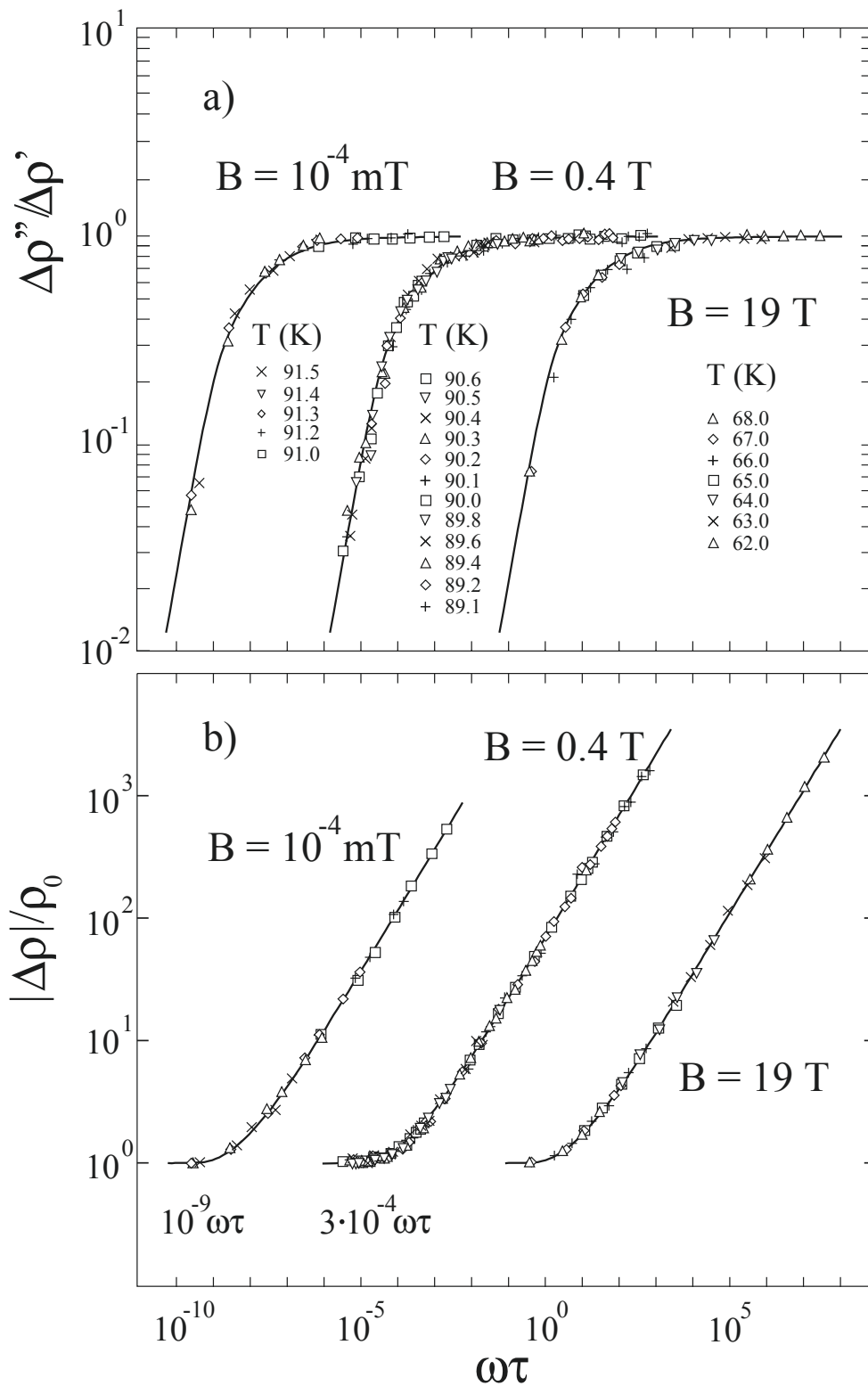


Abb. 5.8: Nichtkritischer Beitrag des linearen Widerstandes oberhalb von T_g des as-grown Films A. Durchgezogene Linien sind berechnet für 3D-Gauß'sche Fluktuationen.

Kapitel 6

Einfluß korrelierten Vortexhaftens

In diesem Kapitel soll der Effekt des korrelierten Vortexhaftens auf die Supraleitung von YBCO untersucht werden. Zunächst am Beispiel der intrinsischen Schichtstruktur, die wie planare Haftzentren wirkt, sobald Vortizes entlang der CuO_2 -Ebenen gerichtet werden, d.h. für $\vec{B} \perp \vec{c}$. Anschließend soll der Effekt durch Schwerionenbestrahlung induzierter kolumnarer Defekte betrachtet werden. Letztere sind lineare Defekte, für die die Existenz einer supraleitenden Boseglas-Phase vorausgesagt worden ist.

6.1 Haften an CuO_2 -Ebenen: $\vec{B} \perp \vec{c}$

In diesem Abschnitt wird die Wirkung eines senkrecht zur c-Achse des Films A und des Kristalls angelegten Magnetfeldes untersucht. Zunächst wird die Phasenlinie des Films für $\vec{B} \perp \vec{c}$ vorgestellt und mit der Linie in $\vec{B} \parallel \vec{c}$ verglichen. Anhand des Phasendiagramms 6.1 erkennt man, daß die Glaslinie für $\vec{B} \perp \vec{c}$ deutlich höher liegt, verglichen mit der Linie für Magnetfelder parallel zur c-Achse des Films. Dies bedeutet, daß der Bereich, in dem das Vortexglas in dieser Orientierung des Magnetfeldes vorliegt, deutlich größer ist als der Bereich für $\vec{B} \parallel \vec{c}$. Die Erhöhung der Glaslinie für $\vec{B} \perp \vec{c}$ ist verständlich, da das intrinsische Haften der CuO_2 -Ebenen transversale Fluktuationen der Vortizes unterdrückt. Der Schermodul c_{66} der Vortizes wird durch die Reduktion der Bewegungsfreiheit der Vortizes erhöht.

Auch für $\vec{B} \perp \vec{c}$ folgt die Glaslinie einem Potenzgesetz [93]

$$B_g^\perp(T) = 150 \text{ T} \cdot (1 - T/T_c(0))^{1.33}. \quad (6.1)$$

Vergleicht man diese mit der Glaslinie für $\vec{B} \parallel \vec{c}$, $B_g^\parallel(T) = 50 \text{ T}(1 - T/T_c(0))^{1.33}$, so stellt man fest, daß nur deren Amplitude verschieden ist. Das anisotrope 3D-XY-Modell kann also auch hier den Verlauf der Phasenlinie beschreiben. Dabei muß beachtet werden, daß

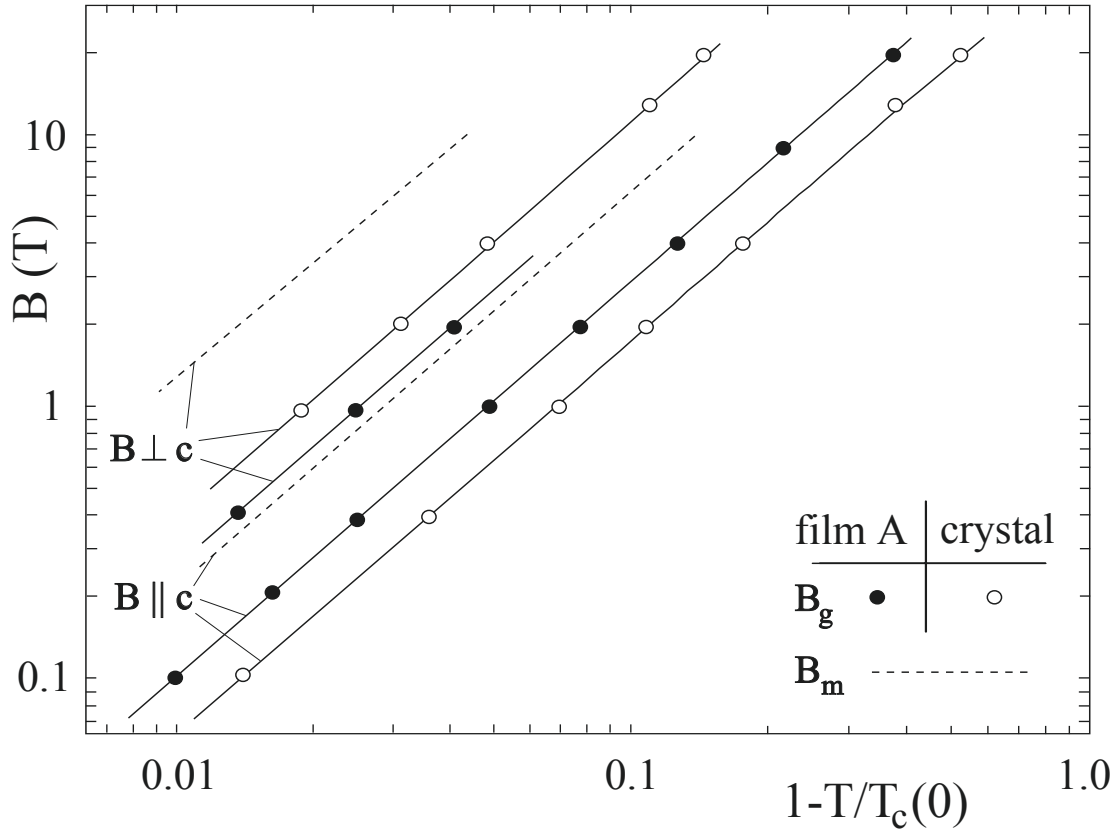


Abb. 6.1: Erhöhung der Vortexglas-Linie des Films A und des Kristalls durch das intrinsische Haften.

die Glaslinie für $\vec{B} \perp \vec{c}$ um die Anisotropie γ gegenüber $\vec{B} \parallel \vec{c}$ erhöht ist. Es ist daher möglich, mit Hilfe der Glaslinien eine effektive Anisotropie des Films zu definieren,

$$B_g^\perp(T) = \hat{\gamma} \cdot B_g^\parallel(T). \quad (6.2)$$

Aus dem Verhältnis der Amplituden folgt: $\hat{\gamma} = 150 \text{ T}/50 \text{ T} = 3.0(1)$. Diese effektive Anisotropie ist deutlich reduziert gegenüber dem Wert der intrinsischen Anisotropie von YBCO, $\gamma \simeq 6.0$ [5]. Betrachtet man die Glaslinie des Kristalls in Abb. 6.1 für $\vec{B} \parallel \vec{c}$ und $\vec{B} \perp \vec{c}$, so erkennt man die deutlich größere Anisotropie der beiden Glaslinien. Die Amplituden der Potenzgesetze für den Kristall ergeben $\hat{\gamma} = 180 \text{ T}/30 \text{ T} = 6.0(3)$. Dieser Wert stimmt sehr gut mit der Anisotropie von YBCO überein und wird ebenfalls berichtet für die Anisotropie der Schmelzlinie $B_m(T)$ [6] und des oberen kritischen Feldes $B_{c2}(T)$ [14] von YBCO Kristallen.

Einen ebenfalls deutlich reduzierten Wert der Anisotropie eines 100 nm dicken YBCO Films, $\hat{\gamma} = 3.2(3)$, fanden Nojima et al. [94]. Dieser Wert der Anisotropie liegt sehr nahe an dem hier gefundenen Wert des Films. Möglicherweise deuten diese reduzierten effektiven Anisotropien auf den amorphen Aufbau dieser stark inhomogen gewachsenen Filme, siehe auch die Aufnahmen der Mikrostruktur der Filme in Abb. 3.1. Diese

Tab. 6.1: Kritische Exponenten ν und z in $\vec{B} \perp \vec{c}$ für Filme und Kristalle.

	Film A	Ref. [87]	Kristall	Ref. [95]
ν	1.7(2)	1.7(1)	1.6(3)	0.70(5)
z	5.5(5)	5.8(1)	6.0(3)	3.0(2)

Defekte der kristallinen Schichtstruktur der Filme reduzieren den intrinsischen Wert der Anisotropie von 6.0 auf den hier beobachteten Wert.

Entsprechend der Skalenanalyse des dynamischen Widerstandes in $\vec{B} \parallel \vec{c}$ wurde eine Analyse in Magnetfeldern zwischen 0.4 T und 2 T (Kristall: 1 T bis 19 T) $\vec{B} \perp \vec{c}$ durchgeführt. Das wesentliche Ergebnis dieser Analyse sind die kritischen Exponenten des Phasenübergangs, wiedergegeben in Tab. 6.1. Für den Film A haben die kritischen Exponenten in dieser Magnetfeldorientierung die Werte $\nu = 1.7(2)$ und $z = 5.5(5)$. Dies sind die gleichen Werte, wie sie für den Film in $\vec{B} \parallel \vec{c}$ zwischen 1 mT und 19 T gefunden worden sind. Das intrinsische Haften der CuO_2 -Ebenen scheint die Symmetrie der Vortexfluktuationen nicht zu beeinflussen. Hiermit übereinstimmende Werte der kritischen Exponenten haben Skalenanalysen des nichtlinearen Widerstandes $\rho(j)$, nach Gl. (2.27), dünner YBCO Filme in der Literatur für $\vec{B} \perp \vec{c}$ erbracht [87]. Diese Ergebnisse erhärten die Vermutung isotropen und unkorrelierten Haftens als Ursache für den Vortexglas-Phasenübergang in den Filmen.

6.2 Schwerionenbestrahlung: Haften an kolumnaren Defekten

Eine alternative Realisation korrelierter Defekte sind kolumnare Defekte. Im weiteren soll der Effekt dieser eindimensionalen Defektkanäle, die durch Schwerionenbestrahlung in die Filme eingebracht worden sind, auf die Supraleitung untersucht werden. Zunächst steht der Supraleitungsübergang im Nullfeld im Mittelpunkt. Im Anschluß wird der Effekt der kolumnaren Defekte in endlichen Magnetfeldern betrachtet. Dazu werde ich die Phasengrenze der bestrahlten Filme im Magnetfeld im Abschnitt 6.2.2 diskutieren und im Abschnitt 6.2.3 die Leitfähigkeit nahe des Boseglas-Phasenübergangs untersuchen. Im Abschnitt 6.2.4 wird das Ergebnis für die kritischen Exponenten zusammengefaßt.

6.2.1 Kritische Temperatur T_c im Nullfeld

In diesem Abschnitt werde ich auf den Effekt schwerioneninduzierter kolumnarer Defekte auf den Phasenübergang der Filme A und B im Nullfeld eingehen. Abbildung 6.2 zeigt die Phase des Widerstandes nahe der kritischen Temperatur des mit $B_\phi = 4$ T, siehe Gl. (3.1), bestrahlten Films B. Auch nach der Einführung kolumnarer Defekte tritt eine sehr genau definierte Temperatur auf, bei der sich alle isofrequenten Kurven schneiden. Der Kreuzungspunkt bestimmt $T_c = 87.85$ K. Gegenüber dem unbestrahlten Film B ($T_c = 90.05$ K) bedeutet dies eine Reduktion der kritischen Temperatur auf Grund der Schwerionenbestrahlung um 2.2 K. Dieser Wert ist vergleichbar mit einer Reduktion um 3 K, realisiert an einem mit $B_\phi = 4.7$ T bestrahlten YBCO Kristall [59]. Durch die Bestrahlung mit der Dosis $B_\phi = 1$ T ist die kritische Temperatur des Films A um 0.7 K reduziert worden.

Dies zeigt, daß im Nullfeld eine Schädigung der supraleitenden Eigenschaften der Filme zu beobachten ist. Ursache hierfür können Spannungsfelder in der Nähe der kolumnaren Defekte sein, die bei der Bestrahlung mit einer solch hohen Fluenz, $n_\phi \approx 10^{11}$ Ionen/cm², entstanden sind. Die Spannungsfelder können durch Umordnung der Sauerstoffatome teilweise wieder abgebaut werden, wodurch in der Folge die kritische Temperatur beeinflußt wird.

Betrachtet man den Wert der Phase bei T_c , $\rho''/\rho' = 3.2$, so stellt man fest, daß dies derselbe Wert ist, wie er vor der Bestrahlung an dem Film im Nullfeld gefunden wurde. Dieses Ergebnis entspricht der Beobachtung, daß die starke Korrelation des Flußbrauens im Nullfeld nach Schwerionenbestrahlung mit $B_\phi \approx 1$ T nicht verändert worden ist [96]. Dies ist verständlich, da an kolumnaren Defekten über die gesamte Filmstärke haftende Vortizes steif sind und daher eine maximal korrelierte Bewegung oberhalb und unterhalb des Films haben. Die Autoren interpretieren ihr Ergebnis dahingehend, daß

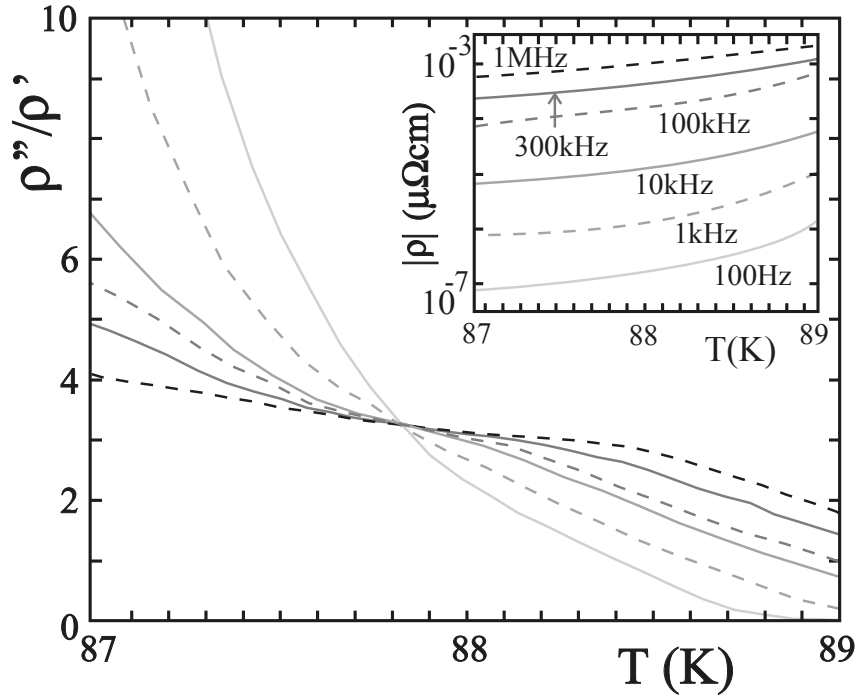


Abb. 6.2: Temperaturvariation der Phase des dynamischen Widerstandes des Films B im Nullfeld nach Schwerionenbestrahlung mit $B_\phi = 4$ T.

bei geringen Vortexdichten jeder Effekt der kolumnaren Defekte verschwindet und das Rauschen von jenen Vortizes dominiert wird, die an intrinsischen Defekten haften [96].

6.2.2 Phasengrenze im Magnetfeld

Ich komme nun zu dem Einfluß durch Schwerionenbestrahlung induzierter kolumnarer Defekte auf die Übergangslinie $B_g(T)$. Ich betrachte zunächst Magnetfelder $\vec{B} \parallel \vec{c}$, d.h. Flußlinien parallel zu den Defekten. In dieser Orientierung wird ein maximaler Effekt der kolumnaren Defekte erwartet [10, 33]. Die Glaslinien nach der Schwerionenbestrahlung sind in der Tab. 6.2 zusammengefaßt. Ich beginne die Diskussion mit dem schwächer bestrahlten Film A mit Dosisäquivalentfeld $B_\phi = 1$ T.

Tab. 6.2: Glaslinien $B_g(T) = B_0 \cdot (1 - T/T_c(0))^\alpha$ der bestrahlten Filme.

	Filme			Kristall, Ref. [59]
B_ϕ (T)	1	4	10	4.7
B_0 (T)	62	$1.5 \cdot 10^5$	$3.5 \cdot 10^5$	$8 \cdot 10^3$
α	1.33	4.0	4.0	2.1

a) Schwache Bestrahlung

Die Glastemperaturen des Films A vor und nach der Schwerionenbestrahlung mit $B_\phi = 1$ T sind in der Abb. 6.3 zusammengefaßt. Durch die induzierten kolumnaren Defekte ist die Glaslinie über den gesamten Feldbereich erheblich erhöht worden, d.h. der Bereich, in dem wahre Supraleitung vorliegt, ist vergrößert worden. Sollten die kolumnaren Defekte in der Lage sein, einen *Boseglas-Phasenübergang* zu ermöglichen, so ist dies überprüfbar anhand der Vorhersage für den Verlauf der Boseglaslinie nach Gl. (2.15). Die Linien B_{bg}^\pm in Abb. 6.3 sind Fits an die Glastemperaturen, gemäß

$$T_{bg}^\pm(B) = \gamma_\pm T_g(B) + (1 - \gamma_\pm) T_c(0). \quad (6.3)$$

Durchbrochene Abschnitte der Glaslinie deuten deren weiteren Verlauf zu größeren und kleineren Magnetfeldern und damit den Gültigkeitsbereich von Gl. (6.3) an. Mit $\gamma_- = 0.85(2)$ ergibt Gl. (6.3) eine hervorragende Beschreibung der Glastemperaturen

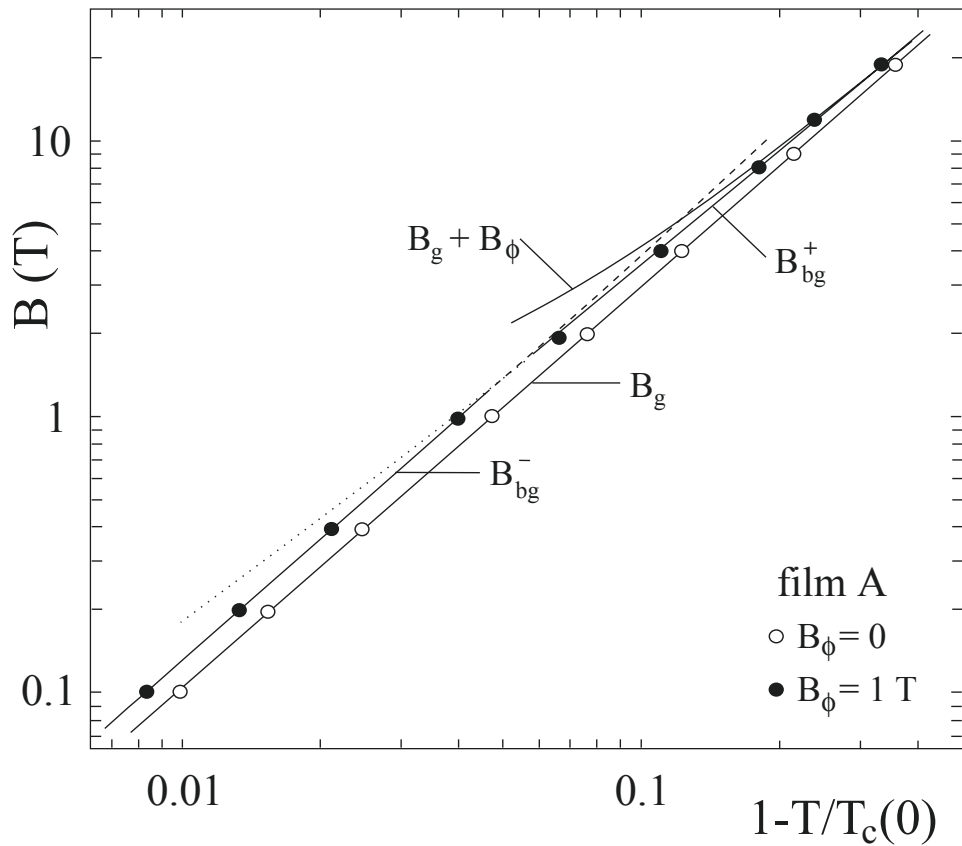


Abb. 6.3: Vortexglas-Linie $B_g(T)$ und Boseglas-Linien $B_{bg}^\pm(T)$ des Films A vor (\circ) und nach (\bullet) Schwerionenbestrahlung mit $B_\phi = 1$ T. Gestrichelte bzw. gepunktete Abschnitte der Boseglas-Linien deuten die Gültigkeit der Boseglas-Beschreibung zu großen bzw. kleinen Feldstärken an.

bis $B = 1$ T. Oberhalb von 1 T wird die Erhöhung der Glaslinie durch die Gl. überschätzt. Gegenüber der Vorhersage (2.15) wurde die Schmelztemperatur $T_m(B)$ durch die Vortexglas-Linie $T_g(B)$ des unbestrahlten Films A ersetzt. Berücksichtigt man die Glaslinie des as-grown Films A (5.1), so kann die erhöhte Glaslinie (6.3) für $B \leq 1$ T durch

$$B_{bg}^-(T) = \gamma_-^{-1.35} \cdot B_g(T) \approx 1.25 \cdot B_g(T)$$

beschrieben werden. Die Linie des Boseglas-Phasenübergangs B_{bg}^- liegt demnach um 25 % über der des Vortexglas-Übergangs des Films A vor der Bestrahlung. Dieses Ergebnis kann wie folgt verstanden werden: Der Unordnungsparameter γ_- ist nach dem Boseglas-Modell, Gl. (2.16), verbunden mit dem mittleren Abstand $d = 45$ nm und dem Radius $\delta = 4.0$ nm der kolumnaren Defekte:

$$\gamma_- = \left(1 + \frac{\delta^2}{16\hat{c}_L d \xi_0 \sqrt{Gi}} \right)^{-1}.$$

Mit den Parametern für YBCO, $\xi_0 = 1.3$ nm und $Gi = 10^{-2}$, ergibt dies für die effektive Lindemannkonstante, $\hat{c}_L = 1.0(1)$ [97]. Dieser Wert ist konsistent mit der Beschränkung der Gültigkeit des Fits auf Magnetfelder $B < \hat{c}_L^2 B_\phi = 1$ T, während man für thermisches Schmelzen des Boseglases, wegen $c_L \approx 0.15$, nur für $B < 0.02$ T Übereinstimmung erwartet.

Oberhalb $B = 1$ T steht jedem Vortex weniger als ein kolumnarer Defekt zur Verfügung und die Boseglas-Linie B_{bg}^+ schmiegt sich der Vortexglas-Linie an. Mit den Parametern, gültig zwischen 0.1 T und 1 T, können die Glastemperaturen oberhalb 1 T ohne zusätzlichen Fit beschrieben werden. Dazu wird in Gl. (6.3) der magnetfeldabhängige Parameter, Gl. (2.17), des Boseglas-Modells

$$\gamma_+(B) = \left(1 + \frac{\delta^2}{16d\xi_0} \sqrt{\frac{B_\phi}{BGi}} \right)^{-1}$$

eingesetzt [97]. Die resultierende Boseglas-Linie B_{bg}^+ ist in Abb. 6.3 eingetragen. Wie man erkennt, ist die Übereinstimmung mit den Glastemperaturen überzeugend und unterstützt die Analyse im Rahmen des Boseglas-Modells für $B < 1$ T.

b) Starke Bestrahlung

Der mit $B_\phi = 4$ T bestrahlte Film B, dargestellt in Abb. 6.4, zeigt in Magnetfeldern $B \geq 2$ T ein analoges Verhalten zu dem schwächer bestrahlten Film A: Die Glaslinie B_{bg}^+ ist erhöht und die Lage ist in Übereinstimmung mit Gl. (6.3), wenn dort der mittlere Defektabstand $d = 22$ nm berücksichtigt wird. Dies bedeutet insbesondere, daß auch in diesem Fall eine effektive Lindemannzahl, $\hat{c}_L \approx 1$, vorliegt.

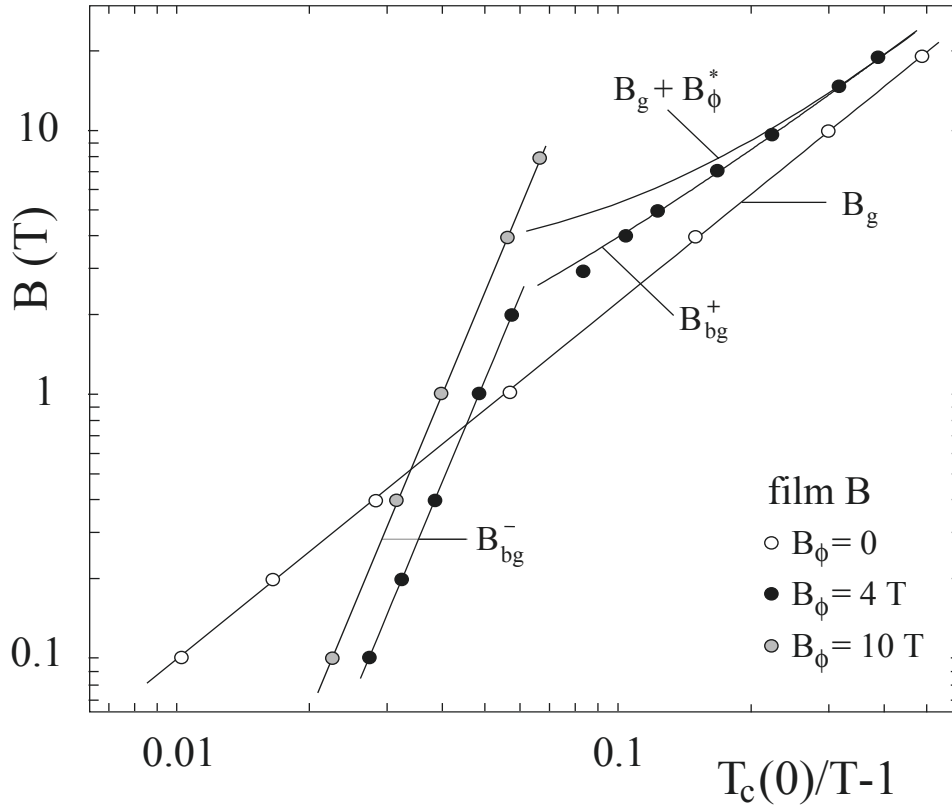


Abb. 6.4: Vortexglas-Linie $B_g(T)$ und Boseglas-Linien $B_{bg}^{\pm}(T)$ des Films B vor (\circ) und nach (\bullet) Schwerionenbestrahlung mit $B_{\phi} = 4$ T. Zusätzlich ist die Erhöhung der Boseglas-Linie B_{bg}^{-} des Films nach Bestrahlung mit $B_{\phi} = 10$ T eingetragen.

Ein andersartiges Verhalten zeigt dieser Film in Magnetfeldern unterhalb von 2 T. Hier steigt die Glaslinie steil an. Eine Anpassung an die Vorhersage der Boseglas-Linie gemäß Gl. (2.14)

$$B_{bg}^{-}(T) = B_0 \cdot (T_c(0)/T - 1)^4 \quad (6.4)$$

ergibt $B_0 = 1.5(1) \cdot 10^5$ T. Mit der Vorhersage, $B_0 = B_{\phi}(\hat{\delta}/4\xi_0)^4(\ln \kappa/\text{Gi})^2$, und $\xi_0 = 1.3$ nm, $\text{Gi} = 10^{-2}$ und $\kappa = 10^2$ kann der effektive Radius der kolumnaren Defekte $\hat{\delta}$ bestimmt werden, die für diesen Boseglas-Phasenübergang verantwortlich sind. Dieser beträgt $\hat{\delta} = 3.5(1)$ nm [98] und ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem in HRTEM-Untersuchungen bestimmten Radius schwerioneninduzierter kolumnarer Defekte in YBCO Filmen, $\delta = 3.5(5)$ nm [55, 56], siehe auch Abb. 3.3.

Bemerkenswerterweise ist der Bereich, in dem die Vorhersage (2.14) gültig ist, weiter als man von der Theorie erwarten würde. Nach der Vorhersage des Boseglas-Modells sollte der Gültigkeitsbereich dieser starken Temperaturabhängigkeit beschränkt sein auf den Bereich vernachlässigbarer Vortex-Vortex-Wechselwirkung, d.h. $a_0 > \lambda_L$. Dies würde eine Gültigkeit für Magnetfelder $B < 0.1$ T implizieren, während hier eine Übereinstimmung bis 2 T gefunden worden ist. Um dieses Ergebnis zu verifizieren, wurde

das Dosisäquivalentfeld des Films B durch eine zusätzliche Schwerionenbestrahlung auf $B_\phi = 10$ T erhöht. Auch nach der weiteren Bestrahlung folgte die Boseglas-Linie der Vorhersage (2.14) mit der nunmehr erhöhten Amplitude $B_{bg}^-(T) = 3.5 \cdot 10^5$ T $(T_c(0)/T - 1)^4$. Diese Beschreibung ist gültig bis $B = 8$ T. Auf diesen unerwartet weiten Bereich, in dem die Vortex-Wechselwirkung keinen Einfluß zu haben scheint, werde ich im Zusammenhang mit der Diskussion der Werte der kritischen Exponenten am Boseglas-Übergang im Abschnitt 6.2.4 zurückkommen.

Interessant ist eine alternative Beschreibung der Phasenlinie der bestrahlten Filme, die für sehr hohe Magnetfelder $B \gg B_\phi$ gefunden wurde. In diesem Bereich gilt für die Glastemperaturen der bestrahlten Filme A und B

$$B_g(T) = B_g(T) + B_\phi^* . \quad (6.5)$$

Für den Film A mit $B_\phi = 1$ T ist $B_\phi^* = B_\phi$, während dieser Wert für den stärker bestrahlten Film B mit $B_\phi = 4$ T leicht reduziert ist, $B_\phi^* = 0.75 \cdot B_\phi$. Für beide Filme sind die resultierenden Linien in die Phasendiagramme 6.3 und 6.4 eingetragen. Diese Beschreibung der Glaslinie einzig durch Addition einer effektiven Feldstärke B_ϕ^* zu der Vortexglas-Linie vor der Bestrahlung läßt sich folgendermaßen interpretieren: Ein Anteil B_ϕ^*/B der Vortizes haftet selbst bei hohen Temperaturen ($T > T_g$) an einzelnen kolumnaren Defekten, während der Phasenübergang durch das „reduzierte“ effektive Magnetfeld $B - B_\phi^*$ bestimmt wird. Die Reduktion von B_ϕ^* gegenüber dem nominellen Bestrahlungsfeld $B_\phi = 4$ T des Films B ist leicht verständlich, da die Defekte mit höherer Dosis zunehmend überlappen und damit deren effektive Dichte herabgesetzt wird. In dem Film B ist etwa 8 % der Fläche des Supraleiters von kolumnaren Defekten bedeckt.

Ich möchte die Ergebnisse an beiden bestrahlten Filmen an dieser Stelle mit Analysen an schwerionenbestrahlten YBCO Kristallen vergleichen, die in der Literatur zu finden sind. Krusin-Elbaum et al. [59] untersuchten die Phasenlinie, abgeleitet aus dem Maximum des Imaginärteils der Suszeptibilität $\chi''(T)$ bei $f = 1$ MHz zwischen 3 mT und 6 T. Vor der Bestrahlung fanden die Autoren eine Phasenlinie, welche die experimentelle Schmelzlinie (2.6) reproduziert. Nach Bestrahlung mit 1.08 GeV Au Ionen mit Dosen zwischen 0.6 T and 2.4 T fanden die Autoren sehr gute Übereinstimmung der Glaslinie mit der Vorhersage (2.15), $T_{bg}^-(B) = \gamma_- T_m(B) + (1 - \gamma_-) T_c(0)$, für Magnetfelder bis $B_\phi/2$. Jedoch beobachteten die Autoren auch Abweichungen von dieser Vorhersage für die höchsten von ihnen untersuchten Dosen, $B_\phi = 4.7$ T und 9.5 T. Für diese Dosen lag die Glaslinie nach der Bestrahlung unter der Schmelzlinie des as-grown Kristalls. Damit ist eine Anpassung an die Gl. (2.15) nicht möglich. Dies wurde auf die zunehmende Zerstörung der Kristalle durch die hohen Dosen zurückgeführt. Diese Absenkung der Glaslinie der sehr hoch bestrahlten Kristalle ist in Übereinstimmung mit der Beobachtung an dem mit $B_\phi = 4$ T bestrahlten Film A. Allerdings wird für den Kristall nicht das Boseglas-Gesetz $\alpha = 4$ gemäß Gl. (2.14), sondern ein schwächerer Anstieg mit $\alpha = 2.1$ gefunden.

Diese Abweichungen von der Boseglas-Vorhersage (2.15) sind konsistent mit der Beschreibung von Larkin und Vinokur [34], daß mit zunehmender Bestrahlungsintensität die Haftenergie der kolumnaren Defekte über die elastische Vortexenergie dominiert. Die obere Grenze für die Gültigkeit der Gl. (2.15) ist gegeben durch den Wert der Schmelzlinie bei der Delokalisierungs-Temperatur T_{dl} . Mit der Schmelzlinie des unbestrahlten Kristalls [59] und $T_{dl}/T_c = 0.945$ ist $B_m(T_{dl}) = 2.3$ T. Dieser Wert ist sehr nahe dem oberen Feld $B = 2.4$ T, bis zu dem Krusin-Elbaum et al. Gl. (2.15) anwenden konnten. Um dieses Ergebnis auf die bestrahlten Filme zu übertragen, liegt es nahe, in der Bedingung für die obere Grenze die Schmelzlinie durch die Vortexglas-Linie T_g der as-grown Filme zu ersetzen. Für die Filme bedeutet dies: $B_g(T_{dl}) = 1.0$ T. Der Wechsel der Beschreibung der Boseglas-Linien der beiden Filme von Gln. (2.14) zu (2.15) kann folglich mit dem Einfluß der höheren Dichte kolumnarer Defekte im Film B verbunden werden.

c) Wechselwirken von kolumnarem und intrinsischem Haften: $\vec{B} \perp \vec{c}$

Abschließend möchte ich hier den Vortex-Phasenübergang der bestrahlten Filme diskutieren, wenn ein externes Magnetfeld ($0.1 \text{ T} \leq B \leq 2.0 \text{ T}$) in die CuO_2 -Ebenen, d.h. senkrecht zur c-Achse, angelegt wird. Da die induzierten kolumnaren Defekte eine räumliche Orientierung und damit eine Magnetfeldrichtung, $\vec{B} \parallel \vec{c}$, auszeichnen, stellt sich die Frage, ob diese Defekte auch einen Einfluß auf die Glaslinie für $\vec{B} \perp \vec{c}$ haben.

Die Glaslinien der Filme A und B in beiden Orientierungen vor und nach der Bestrahlung sind in der Abb. 6.5 dargestellt. Alle Glaslinien nach der Bestrahlung können für $\vec{B} \perp \vec{c}$ durch das Potenzgesetz

$$B_g^\perp(B_\phi, T) = B_0 \cdot (1 - T/T_c(0))^{1.33} \quad (6.6)$$

beschrieben werden, siehe Tab. 6.3. Nach der Bestrahlung des Films A mit $B_\phi = 1$ T ist die Glaslinie deutlich erhöht, was durch die Erhöhung der Amplitude von 150 T auf 250 T zum Ausdruck kommt. Dies könnte folgende Ursache haben: Die durch die Bestrahlung induzierten kolumnaren Defekte sind parallel zur c-Achse orientiert. Damit wirken sie für Vortizes $\perp \vec{c}$ wie zusätzliche Punktdefekte zwischen den CuO_2 -Ebenen.

Tab. 6.3: Amplituden B_0 der Glaslinie, Gl. (6.6), für $\vec{B} \perp \vec{c}$ und effektive Anisotropie $\hat{\gamma}$, Gl. (6.7), der Filme und des Kristalls.

	Film A		Kristall
B_ϕ (T)	—	1	—
B_0 (T)	150	250	180
$\hat{\gamma}$	3.0(1)	1.7(1)	6.0(3)

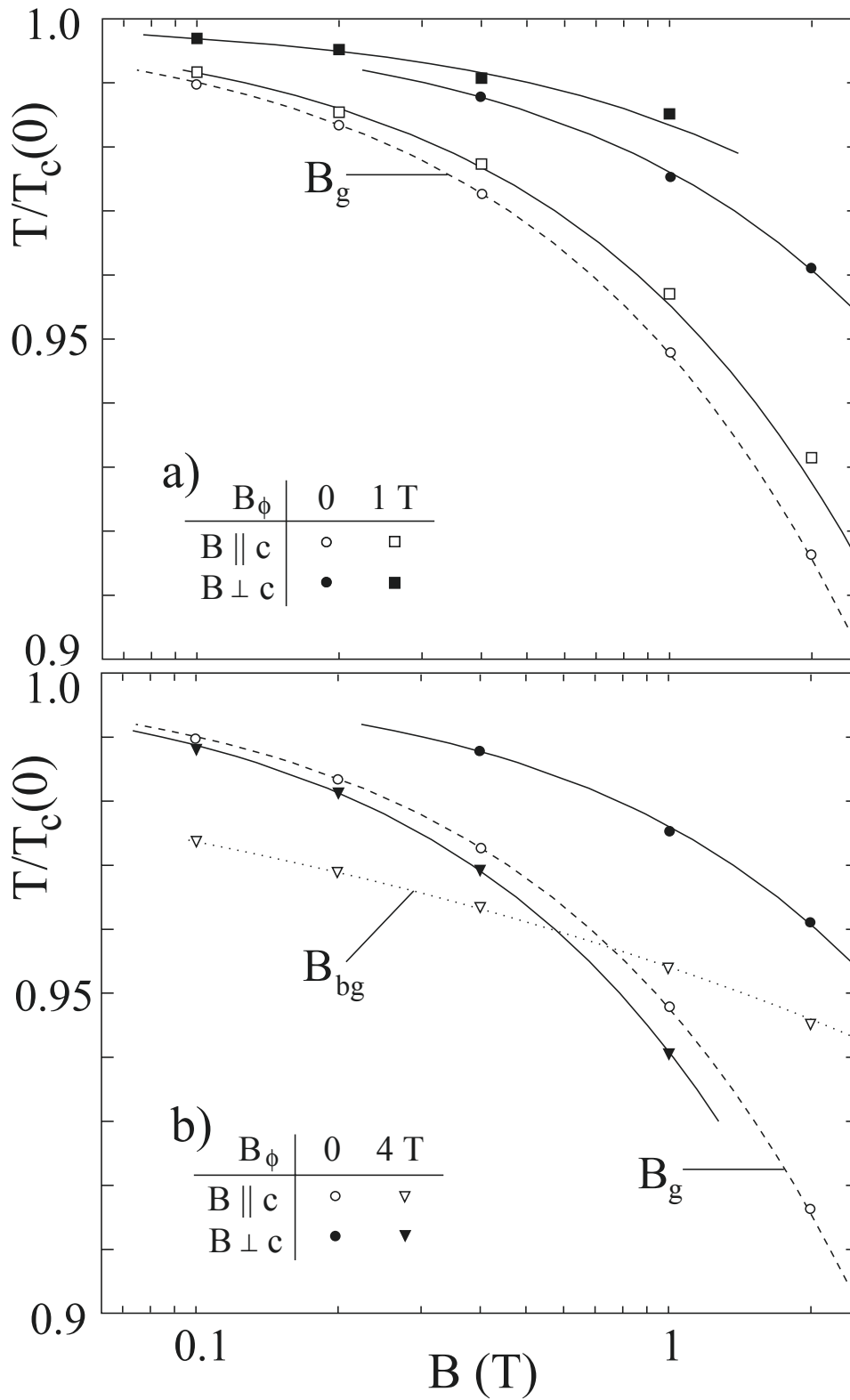


Abb. 6.5: Magnetfeldabhängigkeit der Glastemperatur für $\vec{B} \perp \vec{c}$ und $\vec{B} \parallel \vec{c}$ (a) des Films A und (b) des Films B. Durchgezogene Linien sind Fits an Gl. (6.6).

Kolumnarer Defekt

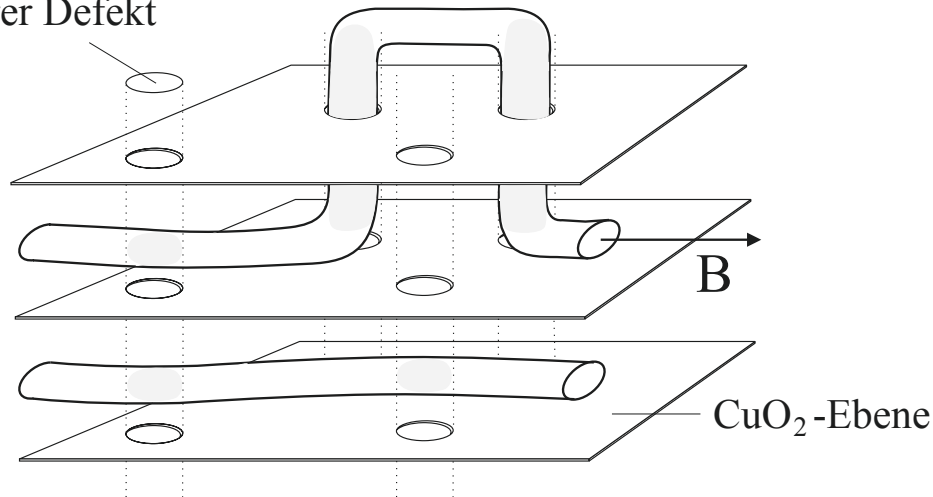


Abb. 6.6: Zusammenspiel von intrinsischem und kolumnarem Haften von Josephson-Vortizes zwischen CuO_2 -Ebenen.

Diese Defekte verbessern das Haften der Vortizes und tendieren dazu, die Vortexglas-Temperatur zu erhöhen [99]. In Abb. 6.6 ist dies schematisch für den unteren der beiden Josephson-Vortizes gezeigt. Um die Glaslinien der Filme weiter zu vergleichen, definiere ich die effektive Anisotropie

$$\hat{\gamma} = \frac{B_g^\perp(B_\phi, T)}{B_g^\parallel(B_\phi, T)}. \quad (6.7)$$

Diese beschreibt die Lage der Glaslinie für $\vec{B} \perp \vec{c}$ relativ zu der Glaslinie in $\vec{B} \parallel \vec{c}$. Die Anisotropie des unbestrahlten Films A betrug $\hat{\gamma} = 3.0(1)$. Durch die Bestrahlung hat die Anisotropie des Films deutlich abgenommen, $\hat{\gamma} = 1.7(1)$. Diese Reduktion ist durchaus verständlich, da die kolumnaren Defekte $\parallel \vec{c}$ der intrinsischen Anisotropie von YBCO, $\gamma \simeq 6.0$, entgegenwirken. Die kolumnaren Defekte haben den gleichen Effekt wie normalleitende Bereiche in den supraleitenden CuO_2 -Ebenen. Dadurch reduzieren die Defekte die Anisotropie der Filme von $\hat{\gamma} = 3.0$ nochmals gegenüber der intrinsischen Anisotropie $\gamma \approx 6.0$.

Die Glaslinie des mit $B_\phi = 4$ T bestrahlten Films B ist in der Abb. 6.5(b) dargestellt. Bei einer Extrapolation der Ergebnisse, ausgehend von dem mit $B_\phi = 1$ T bestrahlten Film, würde man eine weitere Erhöhung der Glaslinie erwarten. Die Glaslinie des mit $B_\phi = 4$ T bestrahlten Films zeigt jedoch ein unerwartetes Verhalten; dessen Glaslinie liegt deutlich niedriger als die Linie des unbestrahlten Films für $\vec{B} \perp \vec{c}$. Erstaunlicherweise liegt die Glaslinie für $\vec{B} \perp \vec{c}$ sogar niedriger als die des as-grown Films für $\vec{B} \parallel \vec{c}$. In gewisser Weise reflektiert dies den besonderen Verlauf der Boseglas-Linie für Magnetfelder parallel zu den kolumnaren Defekten. Eine mögliche Erklärung dieses interessanten Ergebnisses könnte folgende sein: Mit der zunehmenden Bestrahlungsintensität steigt die Zahl der durch die kolumnaren Defekte induzierten normalleitenden Bereiche in den CuO_2 -Ebenen. Diese ermöglichen es den Josephson-Vortizes, zwischen

den CuO₂-Ebenen mittels *kink-antikink* Anregungen die Schichtstruktur der Filme zu überwinden. Damit sind längere transversale Fluktuationen der Vortizes möglich, welche dazu führen, daß die Glastemperatur reduziert wird. Schematisch ist diese Konfiguration für den oberen Vortex in der Abb. 6.6 gezeigt.

6.2.3 Dynamische Leitfähigkeit nahe des Boseglas-Phasenübergangs

Analog zu der Skalenanalyse der as-grown Filme wurde der dynamische Widerstand der bestrahlten Filme A und B in Feldern zwischen 1 mT und 19 T untersucht. Ich beginne die Analyse mit dem bestrahlten Film A ($B_\phi = 1$ T). Betrachten werde ich beispielhaft ein Magnetfeld unterhalb des Matchingfeldes B_ϕ , $B = 0.1$ T, und ein Feld oberhalb $B = 12$ T. Die Abb. 6.7 und 6.8 zeigen die dynamischen Skalenfunktionen und Abb. 6.9 die für die Skalierung verwendeten Parameter τ_\pm und ρ_0^\pm . Beide folgen den Vorhersagen für die Relaxationszeit (2.25) im XY-Modell bzw. (2.33) im Boseglas

$$\tau_\pm^{-1}(T) = \hat{\tau}_\pm^{-1}(0)|1 - T/T_g|^{\nu z} \quad (6.8)$$

und für den Widerstand (2.26) bzw. (2.35)

$$\rho_0^\pm(T) = \hat{\rho}_0^\pm(0)|1 - T/T_g|^{\nu(z-1)}. \quad (6.9)$$

Für $B = 12$ T sind die Potenzen gegeben durch $\nu z = 9.7(4)$ und $\nu(z-1) = 7.9(4)$. Diese Werte bedeuten $\nu = 1.8(1)$ und $z = 5.4(2)$, das sind die gleichen kritischen Exponenten wie vor der Bestrahlung. Für das kleinere Feld $B = 0.1$ T ist der Exponent der Relaxationszeit (6.8) fast identisch mit dem Wert in $B = 12$ T, $\nu z = 9.8(4)$. Allerdings ist der Exponent des Widerstandes (6.9) deutlich kleiner, $\nu(z-1) = 6.9(4)$. Die Werte für 0.1 T korrespondieren mit den kritischen Exponenten, $\nu = 2.9(3)$ und $z = 3.3(3)$. Die gemäß Gl. (4.3) renormierten Amplituden der Relaxationszeit $\tau_\pm(0)$ und des Widerstandes $\rho_0^\pm(0)$ sowie der Länge $\lambda_\pm(0) = \sqrt{\tau_\pm(0)\rho_0^\pm(0)}/\mu_0$ sind in der Tab. 6.4 zusammengetragen.

In die Abbildungen des skalierten Widerstandes 6.7 und 6.8 ist der phänomenologische Ansatz für die Skalenfunktion, Gl. (4.7), unterhalb T_g

$$\frac{\sigma_-(\omega\tau_-)}{\sigma_0} = \frac{1}{i\omega\tau_-} \cdot \left(1 + (i\omega\tau_-)^{1/z}\right) \quad (6.10)$$

eingetragen worden. In beiden Feldern ist die Übereinstimmung mit den Daten des Films überzeugend. Die unskalierte Formulierung der Skalenfunktion ist

$$\sigma_-(\omega) = \frac{1}{i\omega\mu_0\lambda_-^2} + \frac{1}{\rho(\omega, T_g)}.$$

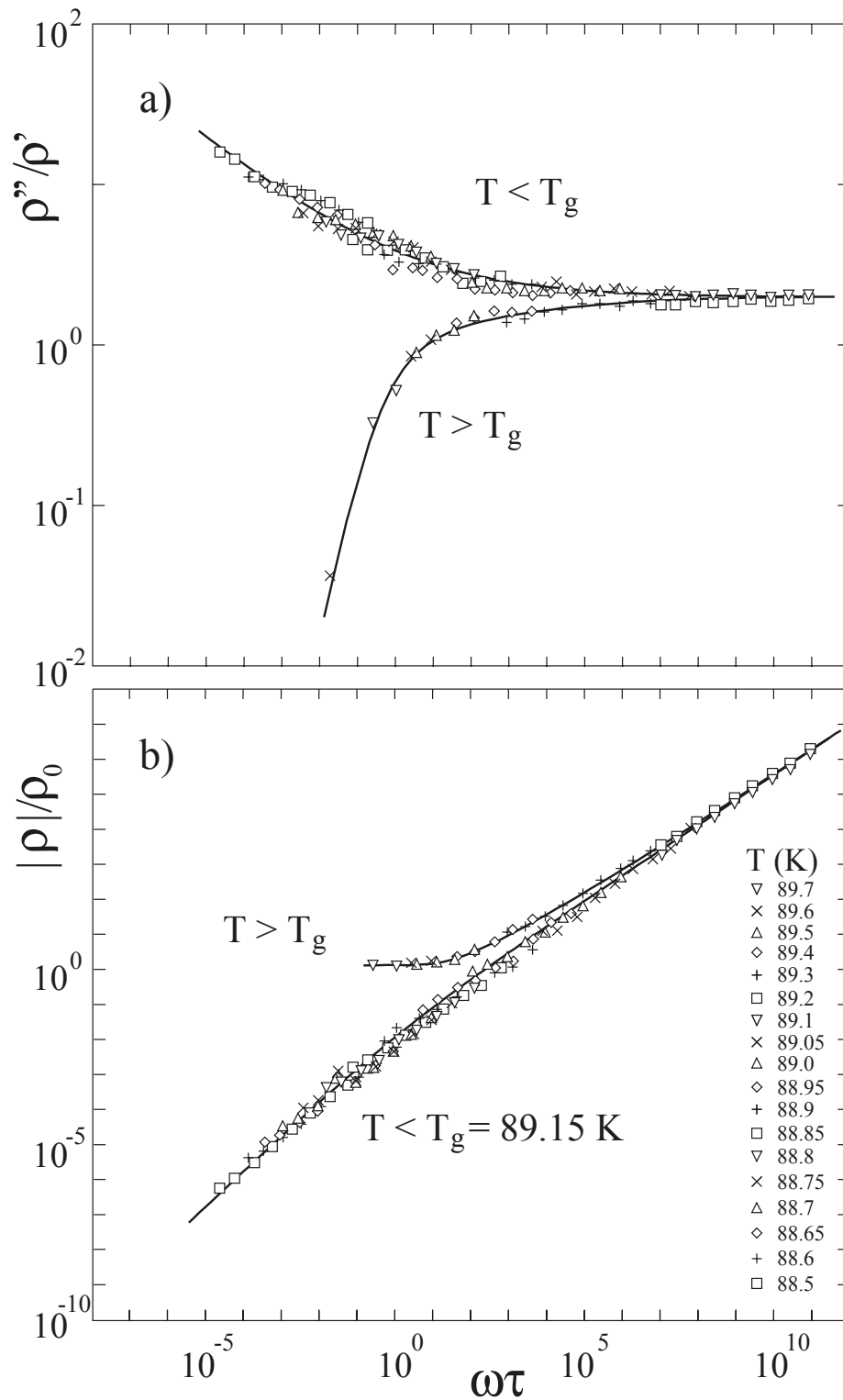


Abb. 6.7: (a) Phase und (b) Betrag des skalierten dynamischen Widerstandes des bestrahlten Films A in $B = 0.1 \text{ T} < B_\phi = 1 \text{ T}$. Durchgezogene Linien sind berechnet nach Gln. (6.10) für $T < T_g$ und (6.11) für $T > T_g$.

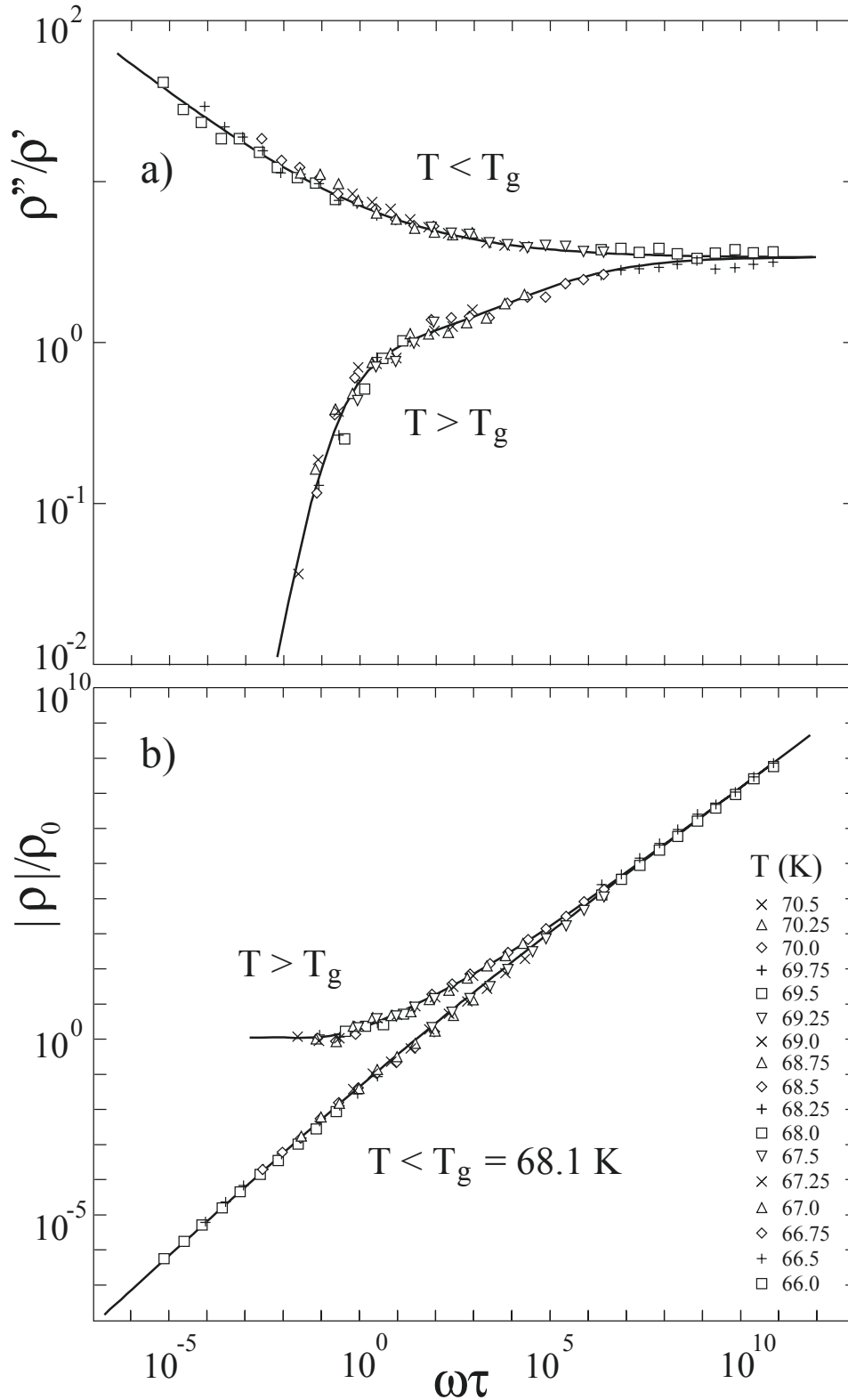


Abb. 6.8: (a) Phase und (b) Betrag des skalierten dynamischen Widerstandes des bestrahlten Films A in $B = 12 T > B_\phi = 1 T$. Durchgezogene Linien sind berechnet nach Gln. (6.10) für $T < T_g$ und (6.11) für $T > T_g$.

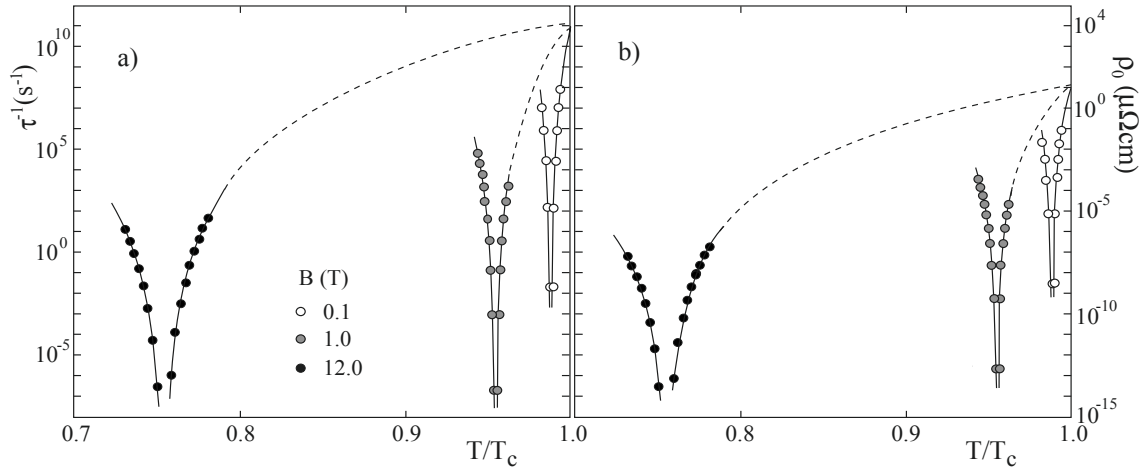


Abb. 6.9: Kritisches Verhalten (a) der Relaxationszeit und (b) des Widerstandes des mit $B_\phi = 1$ T bestrahlten Films A. Linien folgen den Gln. (6.8) und (6.9).

Für $T > T_g$ wurde Gl. (4.11) mit dem Beitrag 3D-Gauß'scher Fluktuationen S_G , Gln. (2.22) und (2.23), zur Beschreibung der Skalenfunktion herangezogen

$$\frac{\rho_+(\omega\tau_+)}{\rho_0} = \frac{1}{S_G(\omega\tau_+)} + a \cdot (i\omega\tau_+)^{1-1/z}. \quad (6.11)$$

Mit $a = 0.25$ beschreibt diese die Daten des bestrahlten Films A in Abb. 6.7 und Abb. 6.8 sehr gut. Die nichtskalierte Form ist

$$\rho_+(\omega) = \frac{1}{\sigma_G(\omega\tau_+)} + \rho(\omega, T_g)$$

mit $\sigma_G(\omega\tau_+)$ nach Gl. (2.20) und (2.21).

Tab. 6.4: Renormierte Werte der Länge $\lambda_\pm(0)$ sowie des Widerstandes $\rho_0^\pm(0)$ und der Relaxationszeit $\tau_\pm(0)$ der Filme und des Kristalls.

	Film A		Film B		Kristall
	$B_\phi = 0$	$B_\phi = 1$ T	$B_\phi = 0$	$B_\phi = 4$ T	
$\lambda_+(0)$ (nm)	280	370	270	460	160
$\lambda_-(0)$ (nm)	230	350	250	440	140
$\rho_0^+(0)$ ($\mu\Omega\text{cm}$)	9.4	3.6	5.0	4.1	1.2
$\rho_0^-(0)$ ($\mu\Omega\text{cm}$)	4.6	3.6	5.0	4.1	1.1
$\tau_+(0)$ (10^{-12} s)	1.1	4.3	1.8	6.1	2.1
$\tau_-(0)$ (10^{-12} s)	1.4	4.5	1.6	6.6	2.2
T_{c0} (K)	91.4	90.7	90.6	88.5	87.7
T_c (K)	90.95	90.25	90.05	87.85	86.95

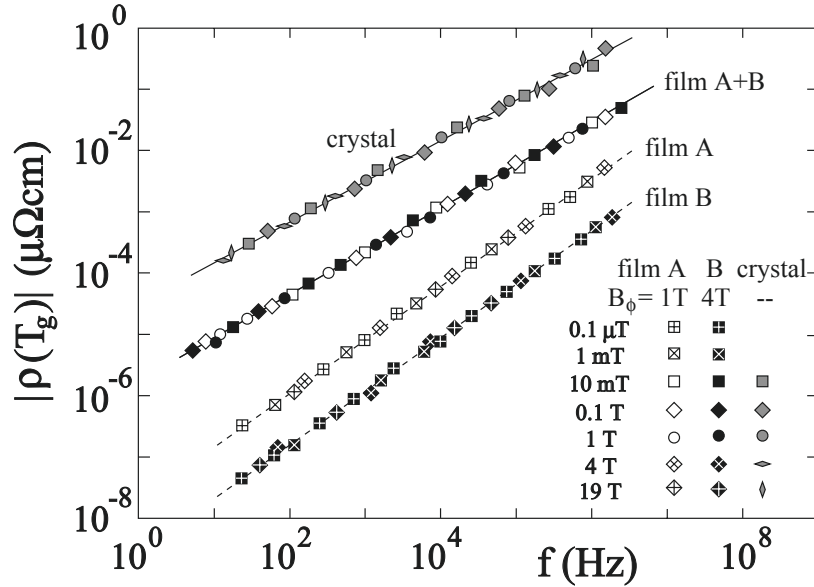


Abb. 6.10: Frequenzvariation des Betrags des Widerstandes an der Phasengrenze der bestrahlten Filme A ($B_\phi = 1$ T) und B ($B_\phi = 4$ T) sowie des Kristalls. Durchgezogene Linien folgen Gl. (6.12). Durchbrochene Linien geben die Daten der Filme vor der Bestrahlung wieder.

Sowohl unterhalb als auch oberhalb der Glastemperaturen wurde der Beitrag des Widerstandes am Phasenübergang

$$\rho(\omega, T_g) = A_\rho \cdot \frac{i\omega\mu_0\hat{\lambda}_-^2(0)}{(i\omega\mu_0\hat{\lambda}_-^2(0)/\hat{\rho}_0^+(0))^{1/z}}, \quad (6.12)$$

dargestellt in der Abb. 6.10, berücksichtigt. Vor der Bestrahlung ergaben sich für die Filme magnetfeldunabhängige Werte des Widerstandes bei T_g . Nach der Bestrahlung scheinen zwei verschiedene Werte des Widerstandes am Phasenübergang zu existieren. Diese sind korreliert mit den isotropen und anisotropen Werten der kritischen Exponenten. Zwischen 10 mT und 1 T folgt der Widerstand $\rho(\omega) \sim (i\omega)^{0.66}$. Dies entspricht dem kritischen Exponenten $z = 3.0$, der aus der Phase des Widerstandes und der Skalenanalyse bestimmt wurde. Der Wert des Widerstandes des schwächer bestrahlten Films ist identisch mit dem Wert des stärker bestrahlten Films. Für niedrigere und höhere Felder stimmt der Widerstand mit dem Wert vor der Bestrahlung überein. Der nach der Bestrahlung erhöhte Wert des Widerstandes zwischen 10 mT und 1 T entspricht dem Vortex-Phasenübergang bei einer höheren Temperatur und deutet damit auf einen stabilisierten supraleitenden Zustand durch die kolumnaren Defekte hin. Auch der Widerstand des Kristalls weist in Magnetfeldern oberhalb 1 mT, wo $z = 3.0$ ist, einen um eine Größenordnung höheren Wert, verglichen mit den niedrigeren Feldern in Abb. 5.6, auf.

6.2.4 Anisotropie der Boseglas-Fluktuationen: Kritische Exponenten

In der bisherigen Analyse wurden implizit isotrope Vortexfluktuationen, charakterisiert durch den line-wandering-Exponenten, Gl. (2.13), $\zeta = 1$, vorausgesetzt. Für das Vortexglas wird dieser Wert erwartet [5, 17], hingegen ist für das Boseglas ein reduzierter Wert, $\zeta = 1/2$, vorausgesagt worden [10, 33]. Um eine Variation des line-wandering-Exponenten zuzulassen, werde ich im weiteren die Vorhersage des Boseglas-Modells für die kritischen Exponenten der Korrelationslänge und Relaxationszeit nahe des Boseglas-Übergangs, Gl. (2.33) und (2.34), d.h. ν_{\perp}/ζ und $z \cdot \zeta$, verwenden. Das zentrale Ergebnis für diese Exponenten ist in der Abb. 6.11 zusammengefaßt. Die Exponenten für die as-grown Filme — der Übersichtlichkeit wegen nur für den Film A wiedergegeben — nehmen über den sehr großen Magnetfeldbereich zwischen 0.1 μT und 19 T die quasi-universellen Werte $\nu_{\perp}/\zeta = 1.7(2)$ und $z \cdot \zeta = 5.5(4)$ an. Die gleichen Werte werden für die bestrahlten Filme in sehr kleinen Magnetfeldern und in hohen Feldern gefunden.

Zwischen 5 mT und 1.5 T hat der mit $B_{\phi} = 1$ T bestrahlte Film A deutlich verschiedene Werte sowohl von ν_{\perp}/ζ wie auch von $z\zeta$. Ich werde diese Werte, $\nu_{\perp}/\zeta \approx z\zeta \approx 3.0$, im weiteren zur Abgrenzung gegen die isotropen Vortexglas-Exponenten als anisotrope Werte bezeichnen. Ein analoges Verhalten zeigt der stärker bestrahlte Film B zwischen 5 mT und 3.5 T. Bei beiden Filmen findet der Wechsel zu hohen Feldstärken nahe den Matchingfeldern $B_{\phi} = 1$ T bzw. 4 T statt.

Die kritischen Exponenten des Kristalls wechseln wie die der bestrahlten Filme nahe 5 mT zu den anisotropen Werten und behalten diese Werte bis 19 T bei. Der quasi-universelle Wechsel der kritischen Exponenten bei kleinen Feldstärken könnte auf einen intrinsischen Mechanismus hinweisen. Die Magnetfeldstärke, bei der dieser Wechsel einsetzt, legt die Vermutung nahe, daß hierfür die Nähe des unteren kritischen Feldes B_{c1} des Supraleiters verantwortlich ist. Daher ist in der Abb. 6.12 die Glaslinie des bestrahlten Films B zusammen mit dem Verlauf von $B_{c1}(T)$ dargestellt. Wie man erkennt, durchkreuzen die Glastemperaturen des Films das untere kritische Feld nahe 5 mT. Aus dieser Darstellung geht hervor, daß entlang der Phasenlinie des Films unterhalb von 5 mT der mittlere Vortexabstand a_0 kleiner als die Eindringtiefe $\lambda(T)$ ist. Deshalb kann man davon sprechen, daß nahe 5 mT die Vortex-Vortex-Wechselwirkung einsetzt. Der Effekt der Wechselwirkung ist folgender: Bei sehr kleinen Vortexdichten haften einzelne Vortizes sowohl an induzierten kolumnaren Defekten als auch an intrinsischen Defekten. Von den Vortizes sind in einem Experiment jene 'sichtbar', die nicht an kolumnaren Defekten haften, da deren Bewegung die Verluste des Supraleiters bestimmt. Erst in der Nähe von B_{c1} setzt das kollektive Verhalten der kolumnar haftenden Vortizes ein. Jetzt leitet die Vortex-Vortex-Wechselwirkung die Vortizes zu den kolumnaren Defekten: Eine makroskopische Boseglas-Ordnung wird sichtbar.

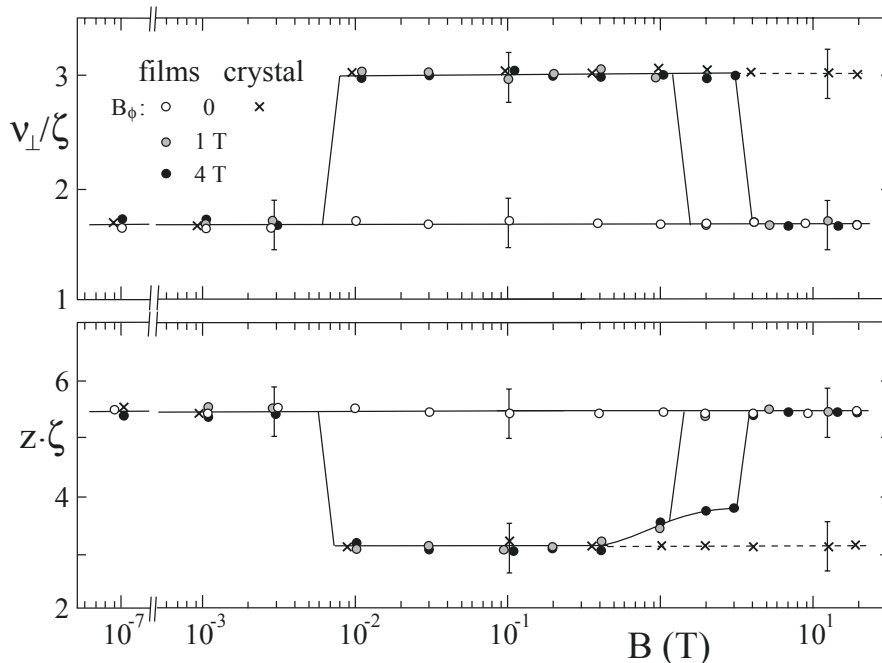


Abb. 6.11: Magnetfeldabhängigkeit der kritischen Exponenten ν_{\perp}/ζ und $z \cdot \zeta$ aus der dynamischen Skalenanalyse.

Es liegt nahe, den Übergang der kritischen Exponenten zu den anisotropen Werten nach der Bestrahlung mit einem Wechsel des line-wandering-Exponenten ζ zu verbinden. Gilt vor der Bestrahlung $\zeta = 1$, so bleibt dieser Wert nach der Bestrahlung nur für sehr kleine Felder und für $B \gtrsim B_{\phi}$ erhalten. Zwischen diesen Feldern ist der Wert von ζ reduziert. Aus den Werten des kritischen Exponenten ν vor und nach der Bestrahlung folgt: $\zeta = 1.7/3.0 = 0.57(5)$. Aus dem dynamischen Exponenten z folgt $\zeta = 3.3/5.5 = 0.60(5)$. Beide Werte sind übereinstimmend nahe an der Vorhersage, $\zeta = 1/2$, für den line-wandering-Exponenten am Phasenübergang in das Boseglas. Setzt man die Vorhersage, $\zeta = 1/2$, in die Werte für ν_{\perp}/ζ und $z \cdot \zeta$ ein, so erhält man die Exponenten des Boseglas-Übergangs $\nu_{\perp} = 1.5$ und $z = 6.0$.

Die Exponenten des Boseglas-Phasenübergangs wurden in Simulationsrechnungen von Wallin und Girvin [100] untersucht. Die Autoren untersuchten zufällig verteilte kolumnare Defekte mit Strömen senkrecht zu den Defekten und Magnetfeldern $B = 1/4 \cdot B_{\phi}$ und $B = 1/2 \cdot B_{\phi}$. Für die Exponenten des Boseglas-Phasenübergangs fanden Wallin und Girvin [100] $\nu_{\perp} = 1.0(1)$ und $z = 6.0(5)$. Dies Ergebnis stimmt sehr gut mit dem hier gefundenen Wert für z überein, während der Wert für ν_{\perp} größere Abweichungen zeigt.

Diese Überlegungen werden stark unterstützt durch die Werte der kritischen Exponenten, die für Magnetfelder zwischen 0.1 T und 1 T, angelegt senkrecht zu den kolumnaren Defekten gewonnen wurden. In dieser Magnetfeldorientierung, $\vec{B} \perp \vec{c}$, nehmen die Exponenten auch nach der Bestrahlung die isotropen Werte des Vortex-

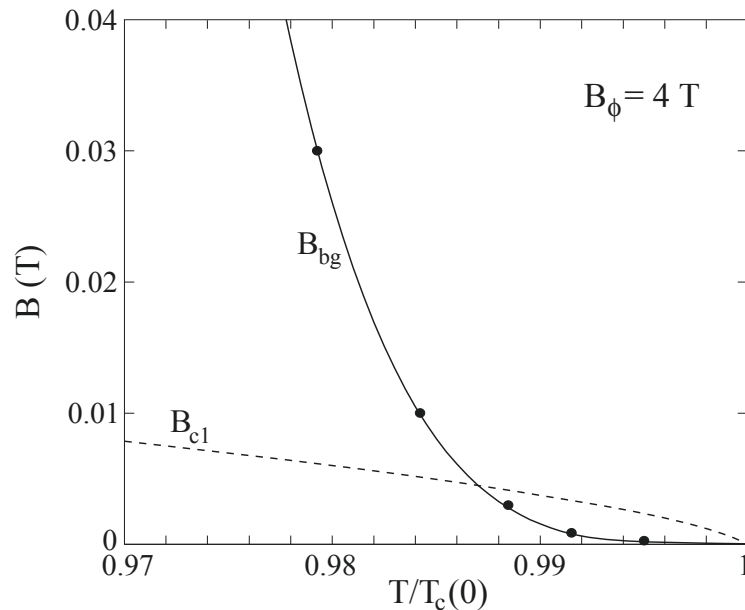


Abb. 6.12: Glastemperaturen und Glaslinie (6.4) des bestrahlten Films B und das untere kritische Feld $B_{c1}(T)$ von YBCO nach Ref. [5].

glases an, $\nu_{\perp} = 1.7(2)$ und $z = 5.5(5)$, siehe Tab. 6.5. Die Symmetrie der Vortexfluktuationen wird also durch die kolumnaren Defekte nicht verändert. Dies bedeutet insbesondere, daß der line-wandering-Exponent ζ in dieser Orientierung vor und nach der Bestrahlung den Wert 1 hat. In Übereinstimmung hiermit beobachteten Jiang et al. [58], daß für Winkel $\theta > 45^{\circ}$ die kritischen Exponenten von YBCO Kristallen nach Schwerionenbestrahlung unverändert bleiben.

Den Effekt kolumnarer Defekte nach Beschuß von YBCO Kristallen mit 0.9 GeV Pb-Ionen auf die kritischen Exponenten des Vortex-Phasenübergangs haben Jiang et al. [58] untersucht. Die Autoren führten Skalenanalysen des dynamischen Widerstandes zwischen 100 Hz und 2.5 MHz in Magnetfeldern unterhalb (0.3 T und 0.6 T) und oberhalb ($B = 1.5$ T) des Matchingfeldes $B_{\phi} = 1$ T für Winkel $0 \leq \theta \leq 90^{\circ}$ zur c -Achse durch. Für Winkel $\theta > 45^{\circ}$ fanden sie die gleichen kritischen Exponenten wie vor der Schwerionenbestrahlung [95], $\nu_{\perp} = 0.65(5)$ und $z = 3.0(2)$, siehe Tab. 6.5. Für Winkel $\theta < 45^{\circ}$ fanden sie aber abweichende Werte, $\nu_{\perp} = 1.0(1)$ und $z = 2.2(2)$ [58]. Unterschiedlich war auch die Variation der Boseglas-Linie mit dem Winkel θ . Für $\theta < 45^{\circ}$ sinkt die Glaslinie mit zunehmendem Winkel. Dies ist in Übereinstimmung mit dem Boseglas-Modell, da das Haften der kolumnaren Defekte maximal für $\theta \approx 0$ ist und mit zunehmendem Winkel schwächer wird. Übersteigt der Winkel zur c -Achse jedoch die 45° , so nimmt die Glastemperatur wieder zu. Dies ist die Winkelabhängigkeit, wie sie für das Vortexglas erwartet wird und hier an den as-grown Filmen und dem Kristall beobachtet wurde.

Tab. 6.5: Kritische Exponenten aus $\rho(j)$ und $\rho(\omega)$ Skalierung.

	\vec{B}	B_ϕ (T)	Exp.	ν_\perp/ζ	$z \cdot \zeta$	Ref.
Filme	$\parallel \vec{c}$	—	$\rho(\omega)$	1.7(2)	5.5(4)	o
	$\parallel \vec{c}$	1, 4, 10	$\rho(\omega)$	3.0(3)	3.4(3)	o
	$\perp \vec{c}$	1, 4	$\rho(\omega)$	1.8(2)	5.5(4)	o
Kristalle	$\parallel \vec{c}$	—	$\rho(\omega)$	3.1(3)	3.1(3)	o
	$\parallel \vec{c}$	—	$\rho(j)$	2.0(1.0)	3.4(1.5)	[101]
	$\parallel \vec{c}$	—	$\rho(j), \rho(\omega)$	0.70(5)	3.0(2)	[95]
	$\parallel \vec{c}$	—	$\rho(\omega)$	3.1	3.1	[102]
	$\parallel \vec{c}$	1	$\rho(\omega)$	1.0(1)	2.2(2)	[58]
	$\perp \vec{c}$	1	$\rho(\omega)$	0.65(5)	3.0(2)	[58]
Boseglas	Simulation			1.0(1)	6.0(5)	[100]

o Diese Arbeit

Ein interessantes Ergebnis an schwerionenbestrahlten Kristallen ist der Wert des line-wandering-Exponenten ζ . Für diesen bestimmten Jiang et al. [58] den Wert $\zeta = 1$; denselben Wert wie er für das Vortexglas erwartet wird [5, 17]. Jedoch ist dieser Wert nicht in Übereinstimmung mit der Vorhersage für das Boseglas $\zeta = 1/2$ [10, 33]. Der Wert $\zeta = 1$ bedeutet insbesondere, daß die Kompressibilität des Boseglases, $\kappa_{bg} \sim |1 - T/T_{bg}|^{\nu_\perp(2-1/\zeta)}$, bei T_{bg} divergiert. Die Autoren bezeichnen das Boseglas in dem bestrahlten Kristall als *inkompressibles* Boseglas und führen dies auf die langreichweitige Wechselwirkung zwischen den Vortizes zurück. Der Wert des line-wandering-Exponenten $\zeta \approx 0.5$, der hier für den Boseglas-Phasenübergang in dünnen Filmen gefunden wurde, deutet auf die qualitativ verschiedenen Eigenschaften des Boseglases in Filmen hin. Für $\zeta = 0.5$ wird die kritische Temperaturabhängigkeit der Kompressibilität $\kappa_{bg}(T)$ aufgehoben und κ_{bg} bleibt am Phasenübergang endlich. Eine mögliche Erklärung hierfür könnte in der intrinsischen Unordnung, in Form von Punktdefekten und Mikroverzwillung (siehe Abb. 3.1), in den dünnen Filmen liegen. Diese Defekte wirken der ordnenden Vortex-Vortex-Wechselwirkung entgegen und sind für die Vortexglas-Linie vor der Bestrahlung verantwortlich. Ein Effekt dieser intrinsischen Unordnung ist, die Wechselwirkung zwischen den Vortizes zu unterdrücken. Man könnte die Boseglas-Phase in dünnen YBCO Filmen in Anlehnung an das inkompressible Boseglas in Kristallen als *kompressibles* Boseglas bezeichnen. Unterstützt wird diese Vermutung durch die Simulation einzelner Vortizes in drei Dimensionen, die an einem kolumnaren Defekt haften und einen Hintergrund von Punktdefekten sehen. In diesem Modell ist der line-wandering-Exponent gegenüber der Vorhersage des Boseglases und in Übereinstimmung mit der Beobachtung hier erhöht [103], $\zeta = 0.61(1)$.

6.2.5 Wechselwirken von intrinsischen und kolumnaren Defekten

Weitere Unterstützung findet diese Vermutung einer sehr geringen Vortexwechselwirkung in dünnen Filmen in der Analyse der Glaslinien der bestrahlten Filme. Deren zentrales Ergebnis für den schwächer bestrahlten Film A ist das Auftreten einer effektiven Lindemannzahl $\hat{c}_L = 1$. Dieser Wert der Lindemannzahl besagt, daß in dünnen Filmen die feste Vortexphase erst dann schmilzt, wenn $\sqrt{\langle u^2 \rangle} = a_0$ ist, d.h. benachbarte Vortizes sich bis auf ihren mittleren Abstand nähern. Dies ist im Kontrast zu dem thermischen Schmelzen in reinen Kristallen, wo das Vortexgitter bereits bei einem Bruchteil $c_L a_0 \approx 0.1 a_0$ schmilzt. Das Boseglas in den Filmen schmilzt demnach erst, wenn die thermische Energie der Vortizes die Potentialbarriere ε_0 , erzeugt durch die Nachbarvortizes, überschreitet. Diese Schlußfolgerungen sind in Übereinstimmung mit der Boseglas-Linie des stärker bestrahlten Films B, welche bis nahe B_ϕ mit der Vorhersage des Boseglas Modells unter Vernachlässigung der Vortex-Wechselwirkung beschrieben werden konnte. Es liegt nahe, auch diesen Effekt der intrinsischen Unordnung der dünnen Filme zuzuschreiben. Da die intrinsischen Defekte der Filme den Schmelzübergang, existent in zwillingsfreien Kristallen, verhindern und zu der Ausbildung der Vortexglas-Phase führen, liegt die Vermutung auf der Hand, daß die intrinsische Unordnung Vortexgitter-Effekte unterdrückt. Dies ist in gewisser Weise analog zur Mott-Isolator-Phase. Der Mott-Isolator wird durch die Vortex-Wechselwirkung so weit zerstört, daß dieser nur für Abstände der kolumnaren Defekte $d \gg \lambda$ als thermodynamische Phase existent bleibt. Diese Bedingung ist analog derjenigen ($a_0 > \lambda_L$), die für die Boseglas-Linie (2.14) unter Vernachlässigung der Vortex-Wechselwirkung abgeleitet wurde. Insbesondere ist im Mott-Isolator $d \equiv a_0$. Aus diesen Überlegungen folgt die interessante Fragestellung, ob die intrinsische Unordnung der Filme auch in der Lage ist, die Mott-Isolator-Phase zu stabilisieren.

Den Effekt von zusätzlicher Punktunordnung auf den Boseglas-Phasenübergang in der Gegenwart kolumnarer Defekte untersuchten Hwa et al. [104] und Devereaux et al. [105] für Flußlinien in $1 + 1$ Dimensionen. Diese Simulationen sind zu vergleichen mit dem hier vorliegenden Fall von $2 + 1$ Dimensionen, so daß deren Ergebnisse nur mit Vorsicht zu sehen und nicht ohne weiteres auf Experimente realer $3D$ -dimensionaler Supraleiter übertragbar sind. Mit zunehmender Dichte an Punktdefekten fanden Hwa et al. [104] bei einer kritischen Punktdefekt-Dichte einen Wechsel vom Boseglas- zu dem Vortexglas-Phasenübergang. Für eine genügend hohe Dichte von Punktdefekten sollte das Vortexglas dominieren. Dies ist im Gegensatz zu Analysen für eine einzelne Flußlinie, die, unabhängig von der Stärke der Punktdefekte, immer an einem kolumnaren Defekt lokalisiert ist. Das Vortexglas sollte deshalb instabil gegen eine beliebig geringe Menge kolumnarer Defekte sein [105]. Diese Ergebnisse zeigen auf, daß die Konkurrenz von Punktunordnung und kolumnaren Defekten bisher nur ansatzweise verstanden ist. Für das analoge Problem in $D = 3$ Dimensionen liegen bis heute keine

Ergebnisse vor. Die Ergebnisse dieser Arbeit deuten darauf hin, daß die konkurrierenden Defekte in schwerionenbestrahlten YBCO Filmen ein Modell-System für dieses Problem in $D = 3$ Dimensionen sein könnten.

Sowohl Hwa et al. [104] wie Devereaux et al. [105] beobachteten eine Absenkung der Boseglas-Temperatur T_{bg} durch die hinzugefügten Punktdefekte. Dies ist analog zur Absenkung der Vortexglas-Temperatur unter die Schmelztemperatur des Supraleiters ohne Punktdefekte zu verstehen. Diese Reduktion der Glasktemperatur könnte erklären, warum die hier gefundene Boseglas-Linie quantitativ mit dem Boseglas-Modell beschrieben werden kann. Um dies zu erreichen, wurde die Glaslinie des Films $T_g(B)$ anstelle der Schmelzlinie $T_m(B) > T_g(B)$ benutzt. Dies impliziert, daß auch die Boseglas-Linie des bestrahlten Films nicht notwendigerweise oberhalb der Schmelzlinie liegen muß. $T_{bg} > T_m$ war aber eine Vorhersage des Boseglas-Modells für Supraleiter ohne Punktdefekte.

Interessanterweise zeigte auch der verzwillingte Kristall oberhalb von 5 mT die anisotropen Werte der kritischen Exponenten, während, genau wie bei den bestrahlten Filmen, für $\vec{B} \perp \vec{c}$ isotrope Werte der kritischen Exponenten gefunden wurden: $\nu_{\perp} = 1.6(3)$ und $z = 6.0(3)$. In diesem Zusammenhang ist eine alternative Realisation des Boseglas-Zustandes in Supraleitern vorgeschlagen worden [10, 33]. Die natürlich vorkommenden Zwillingsgrenzen der orthorombischen Phase von YBCO sollten in den Kanten benachbarter Domänen wie kolumnare Defekte wirken. So wurde in Neutronenstreuexperimenten an verzwillingten Kristallen eine quadratische Symmetrie des Vortexzustandes in der Magnetfeldorientierung $\vec{B} \parallel \vec{c}$ beobachtet [106]. In TEM-Aufnahmen des verzwillingten Kristalls wurde der mittlere Abstand zweier Zwillingsgrenzen zu $0.15 \mu\text{m}$ und die durchschnittliche Größe der Domänen zu $25 \mu\text{m}$ bestimmt. Die Dichte der Kanten je zweier Zwillingsgrenzen entspricht einer Dichte kolumnarer Defekte mit dem Dosisäquivalentfeld $B_{\phi} = 0.6 \text{ mT}$. Folgt man der Beschreibung von Larkin und Vinokur [34], so sollte bei dieser geringen Defektdichte Gl. (2.15) die Glaslinie des Kristalls beschreiben. Der Wert des Unordnungsparameters γ sollte durch Gl. (2.17) gegeben sein, da experimentell immer $B > B_{\phi}$ vorliegt. Insbesondere würde man bei dieser geringen Defektdichte nicht den steilen Anstieg, $B_{bg} \sim (T_c(0)/T - 1)^4$, erwarten. Setzt man einen effektiven Durchmesser dieser natürlichen kolumnaren Defekte von 20 nm an und berücksichtigt den der Dichte entsprechenden mittleren Abstand von $2 \mu\text{m}$, so erhält man für den Unordnungsparameter $\gamma = 0.998$. Dies bedeutet, daß die Boseglas-Linie des Kristalls durch die Zwillingsgrenze kaum gegenüber der fiktiven Glaslinie des Kristalls 'ohne' Zwillingsgrenzen erhöht ist, $B_{bg}(T) \approx B_g(T)$.

Jagla und Balseiro [26] fanden in Simulationen des Vortexschmelzens eine deutliche Abnahme der Übergangstemperatur durch Zwillingsgrenzen, während kolumnare Defekte die Schmelztemperatur anheben. Diese Beobachtung ist in Übereinstimmung mit der Glaslinie des Kristalls, die deutlich unterhalb der Schmelzlinie reiner Kristalle

lokalisiert ist, $T_g < T_m$. Wenn für den Kristall trotzdem anisotrope Werte der kritischen Exponenten für $B > B_\phi$ gefunden worden sind, so kann eine mögliche Schlußfolgerung folgendermaßen sein: Im Gegensatz zu den durch die Schwerionenbestrahlung künstlich induzierten kolumnaren Defekten sind Zwillingsgrenzen planare Defekte. Diese sind möglicherweise in der Lage, anisotrope Fluktuationen, charakterisiert durch $\zeta = 1/2$, kolumnar an den Kanten der Zwillingsgrenzen haftender Vortizes an benachbarte Vortizes zu vermitteln. Dies ist ein Unterschied zu den isolierten kolumnaren Defekten in schwerionenbestrahlten Filmen, wo die intrinsische Unordnung und vortexglasartige Fluktuationen für $B > B_\phi$ dominieren.

Die bisherigen Analysen haben klar aufgezeigt, daß nach der Implementation kolumnarer Defekte in YBCO Filmen in Magnetfeldern $B < B_\phi$ der thermodynamische Phasenübergang im Rahmen des Boseglas-Modells beschrieben werden kann. Es liegt also bei tiefen Temperaturen und zwischen B_{c1} und B_ϕ ein Boseglas-Zustand vor. Es bleibt jedoch die Frage, inwieweit das Boseglas auch für $B > B_\phi$ existiert. Die Werte der kritischen Exponenten deuten auf vortexglasartige Fluktuationen am Phasenübergang hin. Allerdings war es möglich, die Phasenlinie auch oberhalb von B_ϕ mit der Vorhersage des Boseglas-Modells zu beschreiben. L. Radzihovsky [35] beschrieb den Phasenübergang oberhalb von B_ϕ als den Übergang von einem *Interstitial-Liquid*, der effektiven Vortexdichte $B - B_\phi$, in das schwache Boseglas. Interessanterweise entspricht dies genau der Beobachtung hier, daß für Magnetfelder $B > 10$ T die Glaslinie durch Gl. (6.5), d.i. $B_g(T) \approx B_g(T) + B_\phi$, beschrieben werden kann. Dies deutet zusammen mit den Werten der kritischen Exponenten in diesen Magnetfeldern auf einen Phasenübergang in das Vortexglas hin, wobei einzig die effektiv wirkende Magnetfeldstärke um B_ϕ reduziert ist. Daß die Beschreibung der Glaslinie (6.5) insbesondere bei sehr hohen Magnetfeldern gültig ist, ist auch aus einem anderen Grund verständlich. Mit den hohen Feldern sind auch tiefere Übergangstemperaturen $T_g/T_c \lesssim 0.8$ verbunden. Diese liegen deutlich unterhalb der Delokalisierungs-Temperatur $T_{dl}/T_c \approx 0.95$, unterhalb derer die Vortizes an einem kolumnaren Defekt lokalisiert sind. Die Dynamik am Boseglas-Phasenübergang für $B < B_\phi$ wurde bestimmt durch Temperaturen $T > T_{dl}$ und an Dichtefluktuationen von kolumnaren Defekten haftenden Vortizes. In den hohen Feldern sind die transversalen Fluktuationen der Vortizes auf Grund der tieferen Übergangstemperaturen, $T_g < T_{dl}$, so weit reduziert, daß ein Anteil B_ϕ/B von Vortizes fest an einzelnen Defekten lokalisiert ist. Dies bedeutet, daß die flüssige Vortexphase in hohen Magnetfeldern dem *Interstitial-Liquid* entspricht, charakterisiert durch die dynamischen Eigenschaften des Vortexliquid-Glas-Phasenübergangs vor der Bestrahlung.

Kapitel 7

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Entstehung stabiler Supraleitung im Hochtemperatursupraleiter $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) mit Hilfe von Messungen des dynamischen Widerstandes als Funktion der Temperatur und des Magnetfeldes untersucht. Mit der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Methode konnte der komplexe Widerstand $\rho' - i\rho''$ über einen weiten Frequenzbereich von 3 mHz bis 2 GHz unter Vermeidung von Kontakten aus der induktiv gemessenen dynamischen Suszeptibilität bestimmt werden. Um den Ursprung der supraleitenden Ordnung zu klären, wurden dünne epitaktische Filme und ein verzwilligter Kristall mit wachstumsbedingt unterschiedlicher Mikrostruktur untersucht. Durch Bestrahlung mit hochenergetischen schweren Ionen wurden in Filme kolumnare Defekte der Dichte $n_\phi = B_\phi/\Phi_0$ induziert, die Vortexdichten von $B_\phi = 1$ T, 4 T und 10 T entsprechen.

Die kritische Temperatur $T_c(\vec{B})$ kann anhand der Temperatur des Kreuzungspunktes isofrequenter Phasen ρ''/ρ' sehr genau bestimmt werden. Die Reduktion von T_c durch externe Magnetfelder läßt sich in dem hier untersuchten sehr breiten Bereich zwischen 1 mT und 19 T durch ein einheitliches Potenzgesetz, $T_c(B_\alpha)/T_c(0) = 1 - (B_\alpha/B_{\alpha 0})^{1/\beta}$, $\alpha = \parallel, \perp$ beschreiben. Sowohl der Exponent $\beta = 1.33$ als auch die Amplituden $B_{\alpha 0}$ können für beide Orientierungen des Magnetfeldes, $\vec{B} \parallel \vec{c}$ und $\vec{B} \perp \vec{c}$, gut mit dem anisotropen $3D$ -XY-Modell [17] beschrieben werden. Dabei zeigt sich, daß die Glaslinien des Kristalls durch die intrinsische Anisotropie von YBCO, $\gamma = 6.0$, bestimmt sind. Die aus $T_c(B_\alpha)$ folgende deutlich kleinere Anisotropie des Films, $\gamma_f = 3.0$, wird auf eine Störung des kristallinen Wachstums zurückgeführt. Die Anwendbarkeit des XY-Modells weist auf die Dominanz von topologischen Fluktuationen in der Nähe des Phasenübergangs hin. Dies sind thermisch induzierte Vortex-Ringe, deren Ausdehnung unterhalb von $T_c(B)$ kleiner als der mittlere Abstand der durch das Magnetfeld B induzierten Vortizes $a_0 \simeq \sqrt{\Phi_0/B}$ ist und a_0 bei T_c erreicht. Vermutlich verursachen diese Ringe Versetzungen der haftenden Vortexlinien. Mit zunehmendem Magnetfeld werden danach immer kleinere Ringe benötigt, die bei tieferen Tempera-

turen erzeugt werden und die langreichweitige Supraleitung dort zusammenbrechen lassen.

Bei der niedrigen kolumnaren Defektdichte $B_\phi = 1$ T, wie auch in dem stark verzwilligten Kristall, folgt die Glaslinie weiterhin dem XY -Modell. Bei höheren Defektdichten, $B_\phi = 4$ T und 10 T, wird für $B \lesssim B_\phi$ die von der Boseglas-Theorie [10] vorhergesagte Linie, $B(T)/B_0 = (T_c/T - 1)^\beta$, mit $\beta = 4$ gefunden, die für Feldstärken nahe B_ϕ klar über der des unbestrahlten Materials liegt. Der Phasenübergang wird nun bestimmt durch schwächere Fluktuationen von Vortizes, die stark an kolumnare Defekte gebunden sind, und deren transversale Vortexfluktuationen demzufolge unterdrückt sind. In höchsten Magnetfeldern ($B > B_\phi$) liegt die Glaslinie um den Wert des Dosisäquivalentfeldes B_ϕ über der des unbestrahlten Films. Dies deutet auf die Unterdrückung der Supraleitung durch Fluktuationen der zwischen den kolumnaren Defekten liegenden Vortizes hin [35].

Der Wert der Phase bei T_c im Nullfeld ist identisch für die unbestrahlten Filme und den Kristall, $\rho''/\rho'|_{T_c} = 3.4$, und wesentlich größer als durch die zeitabhängige Ginsburg-Landau-(GL)-Theorie unter Berücksichtigung 3D-Gauß'scher Fluktuationen des supraleitenden Ordnungsparameters [38] vorhergesagt wird, $\rho''/\rho' = 1$. Der endliche Wert der Phase bei T_c zeigt eine 3D-Ordnung an und ergibt für den kritischen Exponenten der Lebensdauer der Fluktuationen [27] $z = 5.5$. Auch das kontinuierliche Verschwinden des statischen Widerstandes $\rho_+(\omega = 0) \sim (1 - T/T_c)^{\nu(z-1)}$ und der superfluiden Dichte $\lambda_-^{-2}(T) \sim (1 - T/T_c)^\nu$ weisen auf 3D-kritisches Verhalten hin. Ebenso wie z weicht auch der kritische Exponent $\nu = 1.7$ deutlich von den GL-Werten, $\nu = 1/2$ und $z = 2$, ab. Der Widerstand bei $T_c(B)$, $\rho_c = \rho_0(i\omega\tau)^{1-1/z}$, konnte quantitativ mit Hilfe einer Skalenannahme [79] aus der Abschirmlänge λ_- und dem statischen Widerstand $\rho_+(0)$ oberhalb des Phasenübergangs bestimmt werden. Die von der zeitabhängigen GL-Theorie [36] vorhergesagte dynamische Skalenfunktion des Widerstandes $\rho_+(\omega\tau)/\rho_0$ wird für $\omega\tau \leq 10^3$ beobachtet. Für $\omega\tau > 10^3$ werden starke Abweichungen von der Gauß'schen GL-Dynamik gefunden, die auf den Einfluß weiterer starker Fluktuationen deuten. Überraschenderweise werden identische Skalenfunktionen und kritische Exponenten zwischen 10^{-7} T und dem hier maximal angelegten Feld von 19 T gefunden. Da für $\vec{B} \perp \vec{c}$ die gleichen Abhängigkeiten gefunden werden, kann man folgern, daß die CuO_2 -Ebenen die Symmetrie der Vortexfluktuationen nicht beeinflussen. Auf Grund des Verlaufs von $T_c(B_\alpha)$ lassen diese Ergebnisse auf die Dominanz von XY -artigen Fluktuationen schließen.

Andererseits werden in Gegenwart kolumnarer Defekte für $\vec{B} \parallel \vec{c}$ andere Werte für die kritischen Exponenten, $\nu_\parallel = 3.0$ und $z = 3.0$, gefunden. Sie entsprechen den Werten, die in dieser Orientierung auch an dem stark verzwilligten Kristall gefunden und dort auf das korrelierte Haften entlang der Kanten benachbarter Domänen von Zwillingsgrenzen $\parallel \vec{c}$ zurückgeführt wurden [9]. Dagegen bleiben die Exponenten für $\vec{B} \perp \vec{c}$ noch nach der Bestrahlung die des verzwilligten Kristalls in dieser Magnetfeldorien-

tionierung, $\nu_{\perp} = 1.7$ und $z = 5.5$. Es kann daher vermutet werden, daß die Fluktuationen entlang der kolumnaren Defekte anisotrop sind. Diese parallelen Fluktuationen können charakterisiert werden durch den line-wandering-Exponenten $\zeta = \nu_{\perp}/\nu_{\parallel}$, dessen Wert gegenüber dem unbestrahlten Material von $\zeta = 1$ auf etwa 0.6 reduziert ist. Diese Reduktion ist schwächer als von der Boseglas-Theorie [33] vorhergesagt wird, $\zeta = 1/2$, stimmt allerdings überein mit dem Ergebnis für das Haften eines einzelnen Vortex an einem kolumnaren Defekt [103]. Dies deutet darauf hin, daß das Boseglas in dünnen Filmen durch das Haften schwach wechselwirkender Vortizes dominiert wird. Bestätigt wird diese Vermutung durch den sehr großen Wert der Lindemannzahl für die bestrahlten Filme, $\hat{c}_L = 1.0$, die viel größer ist als man für thermisches Schmelzen erwartet, $c_L \approx 0.15$. Dieses Ergebnis impliziert, daß das Boseglas erst schmilzt, wenn die mittlere Ausdehnung der Vortexfluktuationen die Nachbarvortizes erreicht: $\sqrt{\langle u^2 \rangle} = a_0$.

Allerdings wird dieser Boseglas-Bereich zu kleinen Feldstärken hin durch das untere kritische Feld $B_{c1}(T)$ beschränkt. Vermutlich ist dies auf die sehr geringe Vortex-Vortex-Wechselwirkung unterhalb von B_{c1} zurückzuführen, wo $a_0 > \lambda$ ist, während oberhalb von B_{c1} die Wechselwirkung Vortizes zu den kolumnaren Defekten leitet. Zu hohen Magnetfeldern wird die Boseglas-Phase der Filme durch den Wert des Dosisäquivalentfeldes B_{ϕ} beschränkt. Trotz der sehr geringen Dichte der natürlichen kolumnaren Defekte in dem verzwilligten Kristall [33], $B_{\phi} \approx 0.6$ mT, bleiben die kritischen Exponenten, d.h. die Fluktuationen bis zu den höchsten hier angelegten Feldern ($B \leq 19$ T) anisotrop. Möglicherweise werden die anisotropen Fluktuationen über Zwillings Ebenen auf benachbarte Vortizes übertragen. Auf Grund des großen Abstandes der kolumnaren Defekte wird jedoch die von der Boseglas-Theorie vorhergesagte Glaslinie mit $\beta = 4$ nicht gefunden.

Literaturverzeichnis

- [1] J.G. Bednorz und K.A. Müller, Z. Phys. **B 64**, 189 (1986).
- [2] O. Klein, K. Holczer, G. Grüner und G.A. Emelchenko, J. Phys. I France **2**, 517 (1992).
- [3] S.M. Anlage, J. Mao, J.C. Booth, D.H. Wu und J.L. Peng, Phys. Rev. **B 53**, 2792 (1996).
- [4] W.K. Kwok, S. Fleshler, U. Welp, V.M. Vinokur, J. Downey, G.W. Crabtree und M.M. Miller, Phys. Rev. Lett. **69**, 3370 (1992).
- [5] G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B Geshkenbein, A.I. Larkin und V.M. Vinokur, Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).
- [6] M. Charalambous, J. Chaussy und P. Lejay, Phys. Rev. **B 45**, 5091 (1992).
- [7] R.H. Koch, V. Foglietti, W.J. Gallagher, G. Koren, A. Gupta und M.P.A. Fisher, Phys. Rev. Lett. **63**, 1511 (1989).
- [8] J. Kötzler, G. Nakielski, M. Baumann, R. Behr, F. Goerke und E.H. Brandt, Phys. Rev. **B 50**, 3384 (1994).
- [9] J. Kötzler, M. Kaufmann, G. Nakielski, R. Behr und W. Assmus, Phys. Rev. Lett. **72**, 2081 (1994).
- [10] D.R. Nelson und V.M. Vinokur, Phys. Rev. Lett. **68**, 2398 (1992).
- [11] E.H. Brandt, Phys. Rev. **B 50**, 4034 (1994); ibd. 13833 (1994).
- [12] M. Cyrot, Rep. Prog. Phys. **36**, 103 (1973).
- [13] G. Calestani und C. Rizzoli, Nature **328**, 606 (1987).
- [14] U. Welp, W.K. Kwok, G.W. Crabtree, K.G. Vandervoort und J.Z. Liu, Phys. Rev. Lett. **62**, 1908 (1989).
- [15] A.A. Abrikosov, Sov. Phys. - JETP **5**, 1174 (1957).
- [16] E.H. Brandt, Phys. Rev. Lett. **67**, 2219 (1991); Physica (Amsterdam) **195C**, 1 (1992); Rep. Prog. Phys. **58**, 1465 (1995).
- [17] D.S. Fisher, M.P.A. Fisher und D.A. Huse, Phys. Rev. **B 43**, 130 (1991).
- [18] S. Ryu, A. Kapitulnik und S. Doniach, Phys. Rev. Lett. **71**, 4245 (1993).
- [19] R. Šášik und D. Stroud, Phys. Rev. Lett. **72**, 2462 (1994); **75**, 2582 (1995).
- [20] H. Safar, P.L. Gammel, D.A. Huse, D.J. Bishop, W.C. Lee, J. Giapintzakis und D.M. Ginsberg, Phys. Rev. Lett. **70**, 3800 (1993).
- [21] U. Welp, J.A. Fendrich, W.K. Kwok, G.W. Crabtree und B.W. Veal, Phys. Rev. Lett. **76**, 4809 (1996).

- [22] A. Schilling, R.A. Fisher, N.E. Phillips, U. Welp, D. Dasgupta, W.K. Kwok und G.W. Crabtree, *Nature* **382**, 791 (1996).
- [23] A.I. Larkin, *Sov. Phys. JETP* **31**, 784 (1970); A.I. Larkin und Y.N. Ovchinnikov, *J. Low Temp. Phys.* **34**, 409 (1979).
- [24] W.K. Kwok, J. Fendrich, S. Fleshler, U. Welp, J. Downey, G.W. Crabtree und J. Giapintazakis, *Physica (Amsterdam)* **197B**, 579 (1994).
- [25] M.P.A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1415 (1989).
- [26] E.A. Jagla und C.A. Balseiro, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1588 (1996).
- [27] A.T. Dorsey, M. Huang und M.P.A. Fisher, *Phys. Rev.* **B 45**, 523 (1992).
- [28] A.T. Ogielski, *Phys. Rev.* **B 32**, 7384 (1985).
- [29] J.D. Reger, T.A. Tokuyasu, A.P. Young und M.P.A. Fisher, *Phys. Rev.* **B 44**, 7147 (1991).
- [30] H.S. Bokil und A.P. Young, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3021 (1995).
- [31] M.P.A. Fisher, P.B. Weichmann, G. Grinstein und D.S. Fisher, *Phys. Rev.* **B 40**, 546 (1989).
- [32] C. Wengel und U.C. Täuber, Vorabdruck.
- [33] D.R. Nelson und V.M. Vinokur, *Phys. Rev.* **B 48**, 13060 (1993).
- [34] A.I. Larkin und V.M. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4666 (1995).
- [35] L. Radzihovsky, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4923 (1995).
- [36] H. Schmidt, *Z. Phys.* **216**, 336 (1968).
- [37] B.I. Halperin und D.R. Nelson, *J. Low. Temp. Phys.* **36**, 599 (1979).
- [38] A.T. Dorsey, *Phys. Rev.* **B 43**, 7575 (1991).
- [39] H. Schmidt, *Z. Phys.* **232**, 443 (1970).
- [40] M.E. Fisher, M.N. Barber und D. Jasnow, *Phys. Rev.* **A 8**, 1111 (1973).
- [41] F. Goerke, Promotion, Institut für Angewandte Physik, Hamburg (1995).
- [42] T. Steinborn, Promotion, Technische Hochschule, Darmstadt (1994).
- [43] A. Krämer, Diplomarbeit, Technische Universität, Hamburg-Harburg (1996).
- [44] D. Chambonnet, F. Mehri, S. Degoy, P. Lederer, C. Belouet, C. Fages, D. Keller, J.C. Carru und L. Corraera, *Physica (Amsterdam)* **271C**, 67 (1996).
- [45] Chr. Stodte, Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Hamburg (1996).
- [46] G. Nakielski, Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Hamburg (1994).
- [47] M. Löhndorf, Promotion, Institut für Angewandte Physik, Hamburg (1997).
- [48] H. Watanabe, B. Kabius, K. Urban, B. Roas, S. Klaumünzer und G. Saemann-Ischenko, *Physica (Amsterdam)* **179C**, 75 (1991).
- [49] N. Dieckmann, R. Kürsten, M. Löhndorf und A. Bock, *Physica (Amsterdam)* **245C**, 212 (1995).
- [50] J. Kowalewski und W. Aßmus, *Eur. J. Solid State Inorg. Chem.*, **27**, 135-140 (1990).
- [51] M. Kaufmann, Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Hamburg (1993).
- [52] H. Eggers, Promotion, Institut für Angewandte Physik, Hamburg (1997).
- [53] T. Roy und T.E. Mitchell, *Philosophical Magazin A* **63**, 225 (1991).

- [54] M. Krauss, M. Leghissa und G. Saemann-Ischenko, Phys. Bl. **50**, 333 (1994).
- [55] Y. Zhu, Z.X. Cai, R.C. Budhani, M. Suenaga und D.O. Welch, Phys. Rev. **B 48**, 6436 (1993).
- [56] J. Wiesner, C. Traeholt, J.-G. Wen, H.-W. Zandbergen, G. Wirth und H. Fuess, Physica (Amsterdam) **268C**, 161 (1996).
- [57] J. Wiesner, Promotion, Technische Hochschule, Darmstadt (1994).
- [58] W. Jiang, N.-C. Yeh, D.S. Reed, U. Kriplani, D.A. Beam, M. Konczykowski, T.A. Tombrello und F. Holtzberg, Phys. Rev. Lett. **72**, 550 (1994).
- [59] L. Krusin-Elbaum, L. Civale, G. Blatter, A.D. Marwick, F. Holtzberg und C. Feild, Phys. Rev. Lett. **72**, 1914 (1994).
- [60] M. Baumann, Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Hamburg (1994).
- [61] L. Civale, A.D. Marwick, T.K. Worthington, M.A. Kirk, J.R. Thompson, L. Krusin-Elbaum, Y. Sun, J.R. Clem und F. Holtzberg, Phys. Rev. Lett. **67**, 648 (1991).
- [62] R.A. Hein, T.L. Francavilla und D.H. Liebenberg, *Magnetic Susceptibility of Superconductors and Other Spin Systems* (Plenum Press, New York, 1992).
- [63] M. Welters, Promotion, Institut für Angewandte Physik, Hamburg.
- [64] R. Behr, Promotion, Institut für Angewandte Physik, Hamburg (1996).
- [65] E.H. Brandt, Phys. Rev. Lett. **74**, 3025 (1995).
- [66] E.H. Brandt, Phys. Rev. **B 54**, 4246 (1996).
- [67] L.D. Landau und E.M. Lifschitz, *Lehrbuch der theoretischen Physik – Elektrodynamik der Kontinua* (Akademie-Verlag, Berlin, 1990).
- [68] M. Abramowitz und I.A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions* (Dover Publications, New York, 1965).
- [69] G. Nakielski, D. Görlitz, C. Stodte, M. Welters, A. Krämer und J. Kötzler, Phys. Rev. **B 55**, 6077 (1997).
- [70] P. Lunkenheimer, A. Loidl, C. Tomè-Rosa, P. Wagner und H. Adrian, Physica (Amsterdam) **186B**, 986 (1993).
- [71] J.R. Schrieffer, *Theory of Superconductivity* (Benjamin, New York, 1964).
- [72] W.W. Warren, Jr., R.E. Walstedt, G.F. Brennert, G.P. Espinosa und J.P. Remeika, Phys. Rev. Lett. **59**, 1860 (1987).
- [73] H.K. Olsson und R.H. Koch, Physica (Amsterdam) **185C**, 1847 (1991).
- [74] M.L. Horbach, W. van Saarloos und D.A. Huse, Phys. Rev. Lett. **67**, 3464 (1991); M.L. Horbach und W. van Saarloos, Phys. Rev. **B 46**, 432 (1992).
- [75] A. Jonsson und P. Minnhagen, Phys. Rev. Lett. **73**, 3576 (1994).
- [76] Y. Matsuda, S. Komiyama, T. Ohogi, T. Terashima, K. Shimura und Y. Bando, Phys. Rev. **B 48**, 10498 (1993).
- [77] P. Minnhagen, Phys. Rev. **B 24**, 6758 (1981).
- [78] J. Mannhart, H. Hilgenkamp, B. Mayer, Ch. Gerber, J.R. Kirtley, K.A. Moler und M. Sgrist, Phys. Rev. Lett. **77**, 2782 (1996).
- [79] D. Stroud und D.J. Bergman, Phys. Rev. **B 25**, 2061 (1982).
- [80] M. Kaufmann, Promotion, Institut für Angewandte Physik, Hamburg (1997).

- [81] S. Kamal, D.A. Bonn, N. Goldenfeld, P.J. Hirschfeld, R. Liang und W.N. Hardy, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1845 (1994).
- [82] E.A. Jagla und C.A. Balseiro, *Phys. Rev.* **B 53**, 538 (1996); *ibid.* 15305 (1997).
- [83] J. Deak, M. McElfresh, R. Muenchausen, S. Foltyn und R. Dye, *Phys. Rev.* **B 48**, 1337 (1993).
- [84] H.K. Olsson, R.H. Koch, W. Eidelloth und R.P. Robertazzi, *Phys. Rev. Lett.* **B 66**, 2661 (1991).
- [85] Y. Ando, H. Kubota und S. Tanaka, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2851 (1992).
- [86] M. Friesen, J. Deak, L. Hou und M. McElfresh, *Phys. Rev.* **B 54**, 3525 (1996).
- [87] P.J.M. Wöltgens, C. Dekker, J. Swüste und H.W. de Wijn, *Phys. Rev.* **B 48**, 16826 (1993).
- [88] J.M. Roberts, B. Brown, B.A. Hermann und J. Tate, *Phys. Rev.* **B 49**, 6890 (1994).
- [89] A. Sawa, Y. Mawatari, H. Obara, H. Yamasaki, M. Umeda, S. Kosaka und S. Hayashi, *Oxide Superconductor Physics and Nano-Engineering II* (SPIE, Bellingham, 1996).
- [90] T. Nojima, T. Ishida und Y. Kuwasawa, *Czech. J. Phys.* **46**, 1713 (1996).
- [91] J.C. Booth, D.H. Wu, S.B. Quadri, E.F. Skelton, M.S. Osofsky, A. Piqué und S. M. Anlage, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4438 (1996).
- [92] W.M. Tiernan, R. Joshi und R.B. Hallock, *Phys. Rev.* **B 48**, 3423 (1993); R.J. Joshi, R.B. Hallock und J.A. Taylor, *Czech. J. Phys.* **46**, 1271 (1996).
- [93] A. Rickertsen, Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Hamburg (1996).
- [94] T. Nojima, H. Iimura, T. Yamaguchi und Y. Kuwasawa, *Physica (Amsterdam)* **233C**, 107 (1994).
- [95] N.C. Yeh, W. Jiang, D.S. Reed, U. Kriplani und F. Holtzberg, *Phys. Rev.* **B 47**, 6146 (1993).
- [96] T.S. Lee, N. Missert, L.T. Sagdahl, J. Clarke, J.R. Clem, K. Char, J.N. Eckstein, D.K. Fork, L. Lombardo, A. Kapitulnik, L.F. Schneemeyer, J.V. Waszczak und R.B. van Dover, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2796 (1995).
- [97] J. Kötzler, G. Nakielski und G. Wirth, *Czech. J. Phys.* **46**, 1575 (1996).
- [98] G. Nakielski, A. Rickertsen, T. Steinborn, J. Wiesner, G. Wirth, A.G.M. Jansen und J. Kötzler, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2567 (1996).
- [99] G. Nakielski, M. Kaufmann, A. Rickertsen, M. Baumann, M. Schilling, G. Wirth, T. Amreim und J. Kötzler, *Jnl. of Alloys & Compounds*, in Druck.
- [100] M. Wallin und S.M. Girvin, *Phys. Rev.* **B 47**, 14642 (1993).
- [101] P.L. Gammel, L.F. Schneemeyer und D.J. Bishop, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 953 (1991).
- [102] Y. Ando, H. Kubota, Y. Sato und I. Terasaki, *Phys. Rev.* **B 50**, 9680 (1994).
- [103] L. Balents und M. Kardar, *Phys. Rev.* **B 49**, 13030 (1994).
- [104] T. Hwa, D.R. Nelson und V.M. Vinokur, *Phys. Rev.* **B 48**, 1167 (1993).
- [105] T.P. Devereaux, R.T. Scalettar und G.T. Zimanyi, *Phys. Rev.* **B 50**, 13625 (1994).
- [106] M. Yethiraj, H.A. Mook, G.D. Wignall, R. Cubitt, E.M. Forgan, D.M. Paul und T. Armstrong, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 857 (1993).

Publikationsliste

1. J. Kötzler, M. Kaufmann, G. Nakielski, R. Behr, and W. Assmus
Anisotropic Dynamical Scaling near the Vortex-Glass Transition of Twinned $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$
Phys. Rev. Lett. **72**, 2081 (1994).
2. J. Kötzler, G. Nakielski, M. Baumann, R. Behr, F. Goerke, and E.H. Brandt
Universality of Frequency and Field Scaling of the Conductivity measured by AC-Susceptibility of a $YBa_2Cu_3O_7$ -Film
Phys. Rev. **B 50**, 3384 (1994).
3. G. Nakielski, M. Kaufmann, S. Gauss, and J. Kötzler
Effects of Microstructure on the Vortexglass-Transition of YBCO
Physica (Amsterdam) **235-240C**, 2667 (1994).
4. R. Behr, J. Kötzler, G. Nakielski, M. Baumann, M. Kaufmann, and J. Kowalewski
Evidence for a Vortex-Glass Transition for $B \perp c$ in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$
Physica (Amsterdam) **235-240C**, 2669 (1994).
5. G. Nakielski, A. Rickertsen, T. Steinborn, J. Wiesner, G. Wirth, A.G.M. Jansen, and J. Kötzler
Enhancement of Bose-Glass Superconductivity in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ Thin Films
Phys. Rev. Lett. **76**, 2567 (1996).
6. J. Kötzler, G. Nakielski, and G. Wirth
Bose-Glass Transition in Thin $YBa_2Cu_3O_7$ Films
Czech. J. Phys. **46**, 1575 (1996).
7. G. Nakielski, D. Görlitz, C. Stodte, M. Welters, A. Krämer, and J. Kötzler
Dynamical Conductivity Near T_c of $YBa_2Cu_3O_7$ Films: Vortex Glass-like Criticality in the Absence of Externally Induced Vortices
Phys. Rev. **B 55**, 6077 (1997).
8. G. Nakielski, M. Kaufmann, A. Rickertsen, M. Baumann, M. Schilling, G. Wirth, T. Amreim, and J. Kötzler
Effects of Columnar Defects and Intrinsic Pinning on the Bose-Glass Transition of $YBa_2Cu_3O_7$ and $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ Thin Films
Jnl. of Alloys & Compounds, in Druck.
9. J. Kötzler, M. Baumann, G. Nakielski, and A. Spirgatis
Marginally Stable Diamagnetic Screening below the Vortex-Glass Transition of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$
Jnl. of Magn. Mag. Mat., in Druck.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich bei der Anfertigung dieser Arbeit unterstützt haben.

Mein besonderer Dank gilt:

Prof. Dr. J. Kötzler für die Möglichkeit, diese interessante Arbeit durchführen zu können sowie für die hervorragende Betreuung,

Dr. F. Goerke, Dr. T. Steinborn (Darmstadt) und A. Krämer für die Bereitstellung der YBCO Filme,

Dr. G. Wirth (Darmstadt) für die Ermöglichung und Durchführung der Bestrahlungsexperimente bei der GSI,

Dr. M. Löhndorf für die AFM-Aufnahmen der YBCO Filme, Dr. H. Eggers für die TEM-Aufnahmen des YBCO Kristalls und Dr. J. Wiesner (Darmstadt, Delft) für die HRTEM-Aufnahmen der bestrahlten Filme,

Dr. A.G.M. Jansen (Grenoble) für die sehr gute Zusammenarbeit im Hochfeldlabor in Grenoble,

Dr. E.H. Brandt (Stuttgart) für die vielfältige Unterstützung im Zusammenhang mit der Elektrodynamik supraleitender Filme im transversalen Magnetfeld,

Dr. I. Wilke, Dr. R. Behr, M. Kaufmann, M. Baumann und A. Rickertsen für viele wertvolle Ideen und hilfreiche Diskussionen,

sowie allen anderen Mitgliedern der Forschungsgruppe *Supraleitung und Magnetismus* für die freundliche und angenehme Zusammenarbeit.

Hamburg, den 29. Mai 1997