Kapitel 7

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Entstehung stabiler Supraleitung im Hochtemperatursupraleiter $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (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 verzwillingter 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, $T_c(B_\alpha)/T_c(0) = 1 - (B_\alpha/B_{\alpha 0})^{1/\beta}$, $\alpha = \|, \perp$ 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 Temperaturen erzeugt werden und die langreichweitige Supraleitung dort zusammenbrechen lassen.

Bei der niedrigen kolumnaren Defektdichte $B_\phi = 1$ T, wie auch in dem stark verzwillingten 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 $\rho_+(\omega = 0) \sim (1 - T/T_c)^{\nu\cdot(z-1)}$ 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 verzwillingten 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 verzwillingten Kristalls in dieser Magnetfeldorientierung, $\nu_\perp = 1.7$ 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 $\zeta = \nu_\perp/\nu_{||}$, 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 verzwillingten 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 Zwillingsebenen 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.