Kapitel 7

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Entstehung stabiler Supraleitung im stark anisotropen Hochtemperatursupraleiter $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ mit Hilfe der parallel zu den CuO_2-Ebenen in einem kontaktlosen Verfahren gemessenen dynamischen Leitfähigkeit $\sigma(\omega)$ untersucht. Diese wurde aus dem durch ein magnetisches Wechselfeld bei Frequenzen zwischen 30 mHz und 30 MHz induzierten magnetischen Moment bestimmt, welches von den im Inneren der Probe parallel zu den CuO_2-Ebenen fließenden Abschirmströmen hervorgerufen wird. Um zu klären, welche Fluktuationen zur supraleitenden Ordnung führen oder diese verhindern, wurden diese Messungen an Kristallen unterschiedlicher Dicke ($L_z = 13\,\mu$m ... 130 μm) und epitaktischen Filmen ($L_z = 0.2\,\mu$m) mit wachstumsbedingt unterschiedlicher Mikrostruktur und Anisotropie im kompensierten Erdfeld und in Magnetfeldern bis zu $B = 12\,$T durchgeführt.

Aus der Temperaturabhängigkeit der Phase σ''/σ' kann die supraleitende Übergangstemperatur T_c genau bestimmt werden. Im Nullfeld wird bei T_c ein Sprung der aus $\sigma(\omega)$ ermittelten inversen Eindringtiefe λ_-^{-2} beobachtet, der gut mit dem von der Kosterlitz-Thouless-Theorie für zweidimensionale Supraleitung vorhergesagten Wert[37] übereinstimmt. Danach kann vermutet werden, daß die Supraleitung durch die Bindung thermisch induzierter langer Vortex-Antivortex-Linienpaare, die über alle bis zu 10^5 CuO_2-Ebenen hinweg korreliert sind, entsteht. Skalierungsanalysen von $\sigma(\omega)$ in der Nähe von T_c ergeben statische Leitfähigkeiten und Relaxationszeiten, die oberhalb von T_c die gleiche starke Arrhenius-artige Temperaturabhängigkeit aufweisen, $\sigma_0 \sim \tau \sim \exp(U(T)/k_BT)$ mit der sehr großen Barriere $U(0) = 8(1)\,$eV. Die daraus folgende Temperaturunabhängigkeit der Eindringtiefe $\lambda_+^2 = \tau/\mu_0\sigma$ sowie deren lineares Anwachsen mit der Anzahl der CuO_2-Ebenen zwischen $N = 10^2$ und 10^5 weisen auf zweidimensionale Fluktuationen in einem breiten Temperaturbereich oberhalb von T_c hin. Der experimentelle Wert von λ_+^2 wird durch Theorien, die 2D-Gaußsche[30] und topologische[37] Fluktuationen berücksichtigen, um etwa eine Größenordnung unterschätzt. Dieses deutet auf zusätzliche Fluktuationsbeiträge bisher unbekannten

Ursprungs hin, die aber die zweidimensionale Natur der Fluktuationen nicht beeinflussen. Die Frequenzabhängigkeit der dynamischen Skalenfunktion zeigt bei niedrigen Frequenzen eine langsame Dynamik, die möglicherweise auf die Diffusion der langen Vortex-Antivortex-Liniepaare zurückzuführen ist, während bei hohen Frequenzen zweidimensionale Gaußsche Fluktuationen in Erscheinung treten. Unmittelbar bei T_c wird ein vom idealen zweidimensionalen Verhalten abweichender endlicher Wert der Phase, $\sigma''/\sigma' = 13.5(2)$ beobachtet. Dieser stimmt mit Messungen des magnetischen Flußrauschens an $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$-Kristallen[99] überein und wird schwachen dreidimensionalen Fluktuationen in der geschichteten Struktur des $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ zugeschrieben, die bei hohen Frequenzen lokal abgetastet werden.

Der zweidimensionale Ordnungsvorgang wird auch in Gegenwart kolumnarer Defekte, die in den Filmen mittels Schwerionenbestrahlung erzeugt wurden, nicht verändert. Jedoch werden durch die kolumnaren Defekte die Gaußschen Fluktuationen unterdrückt und der Wert der Phase bei T_c auf $\sigma''/\sigma' = 3.9(2)$ reduziert. Dieses deutet auf eine Verstärkung der dreidimensionalen Fluktuationen auf kleinen Längenskalen hin, da dieser Wert auch für das dreidimensional ordnene $YBa_2Cu_3O_7$[88] beobachtet wurde.

Bereits durch geringe Vortex-Dichten ($B \gtrsim 1\,\mathrm{mT}$), die durch parallel zur c-Achse angelegte Felder erzeugt werden, wird eine supraleitende Ordnung verhindert. Es wird eine thermisch aktivierte Vortex-Dynamik beobachtet, deren Barrieren unterhalb eines von der Anisotropie abhängigen Übergangsfeldes, $B_{2D} \approx 0.2\,\mathrm{T}$ für den Kristall und $B_{2D} \approx 2\,\mathrm{T}$ für den Film, durch plastische Versetzungen in einer hochviskosen Vortex-Flüssigkeit[108] erklärt werden können. Hingegen zerfallen oberhalb von B_{2D} die Vortex-Linien in Punktvortizes, deren Wechselwirkung mit in den CuO_2-Ebenen thermisch induzierten Vortex-Antivortex-Paaren[116, 118] hier die Barriere bestimmt. Interessanterweise kann auch das intrinsische Haften der CuO_2-Ebenen für parallel zu den Ebenen orientierte Vortizes die Supraleitung im Feld nicht stabilisieren. Es wird eine Erhöhung der Barriere für die thermisch aktivierte Dynamik beobachtet, die sogar geringer ausfällt, als theoretisch erwartet, $U_\perp < \sqrt{\gamma} U_{||}$. Ursache hierfür sind vermutlich die gleichen lokalen Fluktuationen, die im Nullfeld zu dem endlichen Phasenwinkel führen.

Erst durch kolumnare Defekte der Dichte n_ϕ parallel zur c-Achse werden die Fluktuationen der Vortizes für $\vec{B} \parallel \vec{c}$ unterdrückt und ein Übergang zur supraleitenden Ordnung bei $T_g(B)$ ermöglicht, solange das Magnetfeld das dosisäquivalente Feld $B_\phi = n_\phi \phi_0$ nicht überschreitet. Im Gegensatz zum Nullfeldübergang verschwindet die superfluide Dichte hier aber kontinuierlich bei T_g. Die kritischen Temperaturabhängigkeiten der statischen Leitfähigkeit oberhalb von T_g, $\sigma_0(T) \sim (T/T_g - 1)^{-\nu_\perp(z-1/\zeta)}$, und der superfluiden Dichte unterhalb von T_g, $n_s \sim (1 - T/T_g)^{\nu_\perp/\zeta}$, weisen auf einen dreidimensionalen Ordnungsvorgang hin. Durch eine geringe Anzahl kolumnarer Defekte, $B_\phi = 10\,\mathrm{mT} \leq B_{c1}$, wird das Vortex-System an nur wenigen Stellen festgehalten, und der

Supraleitungsübergang findet nahe der Schmelzlinie statt. Die Lage der Phasengrenze, $B_g(T) \sim (1 - T/T_c)^{4/3}$, ist durch die Anisotropie bestimmt und kann mit Hilfe des 3D-XY-Modells[54] beschrieben werden. Überraschenderweise folgt für eine hohe Defektdichte, $B_\phi = 1\,\mathrm{T} \gg B_{c1}$, die Phasengrenze zwischen B_{c1} und B_ϕ einer Vorhersage des Bose-Glas-Modells[52] für den Fall wechselwirkungsfreier Vortizes, $B_g(T) \sim (T_c/T - 1)^4$. Dieses wird auf die starke Lokalisierung der Vortizes an den kolumnaren Defekten zurückgeführt. Damit können die für beide Filme unterschiedlichen Werte der experimentell bestimmten Exponenten $\nu_\perp/\zeta$ und $z\zeta$ durch die Reduktion des *line-wandering*-Exponenten ζ von $\zeta = 1$ für den schwach bestrahlten Film auf $\zeta = 1/2$ für den stark bestrahlten Film erklärt werden. Mit dieser Annahme erhält man in beiden Fällen die gleichen kritischen Exponenten $\nu_\perp = 1.7$ und $z = 6$, die zwar größer sind als in zeitabhängiger Ginsburg-Landau-Theorie in Gaußscher Näherung[30, 57] und für das Vortex-Glas[59] berechnet, aber mit am $YBa_2Cu_3O_7$ bestimmten Werten[131] gut übereinstimmen und nahe den Vorhersagen für korreliertes Vortex-Haften an kolumnaren Defekten[61] liegen.

Überraschenderweise werden auch für $\vec{B} \perp \vec{c}$ Supraleitungsübergänge gefunden, die allerdings gegenüber der parallelen Magnetfeldorientierung zu kleineren Feldstärken verschoben sind. Dieses weist auf eine Reduktion der lokalen Fluktuationen in den CuO_2-Ebenen durch die kolumnaren Defekte hin, deren Ursprung noch unbekannt ist.