ETH zürich

ETH Library

High- and low-temperature superconductors

$Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$#δ and 2H-$NbSe_2$ as model materials

Doctoral Thesis

Author(s):
Saalfrank, Marco

Publication date:
2001

Permanent link:
https://doi.org/https://doi.org/10.3929/ethz-a-004157571

Rights / license:
In Copyright - Non-Commercial Use Permitted

This page was generated automatically upon download from the ETH Zurich Research Collection.
For more information, please consult the Terms of use.

Diss. ETH No. 14080

High- and Low-Temperature Superconductors: $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ and $2H$-$NbSe_2$ as Model Materials

A dissertation submitted to the
SWISS FEDERAL INSTITUTE OF TECHNOLOGY
ZURICH

for the degree of
Doctor of Natural Sciences

presented by

MARCO SAALFRANK
Dipl. Phys. ETH
born on the 18th April 1972
citizen of Minusio (TI)

accepted on the recommendation of

Prof. Dr. A. C. Mota, examiner
Prof. Dr. G. Blatter, co-examiner

Zurich 2001

Abstract

In this thesis, the low field vortex matter phase diagram of the high temperature superconductor $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ has been investigated. For this purpose, susceptibility and magnetization measurements have been performed using a custom made *rf* superconducting quantum interference device (*rf*-SQUID) magnetometer. Field sweep as well as temperature sweep measurements have been carried out in a wide range of temperatures $10\ \mathrm{K} \lesssim T \lesssim 100\ \mathrm{K}$ and magnetic fields $0 \leq H \lesssim 800$ Oe, with the *ac*- and the *dc*-field applied perpendicular to the superconducting CuO_2 layers.

The sensitivity and versatility of our experimental arrangement and the high quality of the $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ single crystal ($T_c \simeq 93$ K) allowed us to detect on the same sample all the phase transitions and crossovers which have been observed until now on this high temperature superconductor: the upper critical field [1], the field of first flux penetration [2], the irreversibility transition [3, 4], the melting transition [5, 6], the second peak transition [6, 7], the depinning transition [8, 9] and the zero dimensional crossover [10, 11].

In addition to these transitions, we found a first experimental indication of a crossover related to a change in behaviour of the current density in the low field regime between the first order melting transition and the field of first flux penetration. This crossover field is almost temperature independent in the regime $20\ \mathrm{K} \lesssim T < 37\ \mathrm{K}$ while for $T \gtrsim 37$ K it decreases upon increasing temperature. This observation is in very good agreement with the dimensional transition from a single vortex pinning to a vortex bundle pinning regime recently predicted theoretically by Blatter and coworkers [12–14].

Further, the low field properties ($H < 900$ Oe) of the anisotropic low temperature superconductor $2H$-$NbSe_2$ ($T_c \simeq 7.3$ K) has been investigated for reduced temperatures $T/T_c \gtrsim 0.5$. Susceptibility and magnetization measurements have been performed on high quality $2H$-$NbSe_2$ samples as a function of temperature and magnetic field with an *rf*-SQUID magnetometer. The *ac*- and the *dc*-field have been applied perpendicular to the *ab*-planes of the single crystals. Further, in order to gain a better understanding of the low field phase diagram deduced from these measurements, the time relaxation of the remanent magnetization M_{rem} has been investigated with a second custom made magnetometer using a *dc*-SQUID. These relaxation measurements cover a time window of five decades 10^{-1} s $< t < 10^4$ s, so that the current density j could be studied from values very close to j_c down to values considerably smaller than j_c.

For fields 250 Oe $\lesssim H \lesssim$ 880 Oe the temperature sweep susceptibility $\chi(T)$ and magnetization $M(T)$ measurements show a feature slightly below the upper critical field $H_{c2}(T)$. This feature is related to an abrupt increase of the critical current density j_c known in the literature as peak effect [15–18]. For $H < 250$ Oe, this peak effect is no more detectable with our low amplitude susceptibility data, while it is still clearly observed in the magnetization measurements. In the field regime 85 Oe $\lesssim H \lesssim$ 250 Oe the $M(T)$ data confirm the low field reentrant behaviour of the peak effect proposed recently [16–18]. However, according to our results for $H \lesssim 85$ Oe, the peak effect temperature changes again its behaviour and increases with decreasing field. Moreover, our measurements show that the reentrance of the peak effect is not associated with the reentrant vortex liquid phase as suggested by different authors [16,17]. A correct interpretation relates the peak effect phenomenon to an order-disorder transition, as proposed very recently by Paltiel *et al.* [18].

The time relaxation measurements of the remanent magnetization M_{rem} in the peak effect temperature regime agrees well with the low field vortex matter phase diagram deduced from our magnetization measurements $M(T)$ in the neighbourhood of T_c. In the temperature regime $0.52 \lesssim T/T_c \lesssim 0.82$, where the vortex behaviour is no more affected by the peak effect phenomenon, the flux creep activation barrier U as a function of j was found to follow a power law behaviour. Moreover, for the critical current density we obtained $j_c(T=0) \simeq 9.10^3$ A/cm^2 in good agreement with results of other groups [15,19,20].

Kurzfassung

In dieser Dissertation wurde das H-T-Phasen-Diagramm des Hochtemperatur-Supraleiters $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ bei schwachen Magnetfeldern untersucht. Zu diesem Zweck wurden Suszeptibilitäts- und Magnetisierungs-Messungen mit einem in unserer Gruppe konstruierten '*rf* Superconducting Quantum Interference Device' (*rf*-SQUID) Magnetometer durchgeführt. Messungen in Abhängigkeit des magnetischen Feldes wie auch der Temperatur wurden in einem breiten Temperatur-Bereich $10\ \mathrm{K} \lesssim T \lesssim 100\ \mathrm{K}$ und Magnetfeld-Bereich $0 \leq H \leq 800$ Oe durchgeführt, wobei das *ac*- und das *dc*-Feld senkrecht zu den supraleitenden CuO_2-Ebenen angelegt wurden.

Die Empfindlichkeit und Vielseitigkeit unseres Messsystems wie auch die hohe Qualität des $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ Einkristalles ($T_c = 93$ K) ermöglichte uns an der gleichen Probe alle Übergänge, welche bis jetzt in diesem stark geschichteten Hochtemperatur-Supraleiter beobachtet wurden, nachzuweisen: das obere kritische Feld [1], das Feld des ersten Flusseindringens [2], den Irreversibilitäts-Übergang [3,4], den Schmelz-Übergang [5,6], den zweiten Peak-Übergang [6,7], den Entkoppelungs-Übergang [8,9] und den null-dimensionalen Übergang [10,11].

Zusätzlich zu diesen Übergängen fanden wir einen ersten experimentellen Hinweis auf einen Übergang, welcher mit einer Änderung des Verhaltens der Stromdichte zwischen dem Feld des ersten Ordnungs-Schmelz-Überganges und dem Feld des ersten Flusseindringens zusammenhängt. Das Feld dieses Überganges ist nahezu temperaturunabhängig im Bereich $20\ \mathrm{K} \lesssim T \lesssim 37\ \mathrm{K}$ während es für $T \gtrsim 37$ K mit zunehmender Temperatur abnimmt. Diese Beobachtung ist in sehr guter Übereinstimmung mit einem dimensionalen Übergang von einem Einzel-Wirbellinie- zu

einem Wirbellinie-Bündel-Haftregime, welches vor kurzem in der Gruppe von Blatter theoretisch vorausgesagt wurde [12–14].

Ferner wurden die schwachen Feld-Eigenschaften (H < 900 Oe) im Temperatur-Bereich $T/T_c \gtrsim 0.5$ des anisotropen Tieftemperatur-Supraleiters $2H$-$NbSe_2$ ($T_c \simeq 7.3$ K) untersucht. Suszeptibilitäts- und Magnetisierungs-Messungen wurden an $2H$-$NbSe_2$-Proben in Abhängigkeit des magnetischen Feldes und der Temperatur durchgeführt. Das *ac*- und *dc*-Feld wurde senkrecht zu den *ab*-Ebenen der Einkristalle angelegt. Um ein besseres Verständnis des von diesen Messungen hergeleiteten Phasen-Diagramms bei schwachen Feldern zu erhalten, wurde zusätzlich die zeitliche Relaxation der remanenten Magnetisierung M_{rem} mit einem zweiten von unserer Gruppe konstruierten *dc*-SQUID-Magnetometer untersucht. Diese Relaxationsmessungen decken ein Zeitfenster von fünf Dekaden 10^{-1} s $< t < 10^4$ s ab, so dass die Stromdichte j für Werte sehr nahe bei der kritischen Stromdichte j_c bis hinunter zu Werten erheblich kleiner als j_c untersucht werden konnten.
Die Suszeptibilität- $\chi(T)$ und Magnetisierungs-Messungen $M(T)$ welche im Feld-Bereich 250 Oe $\lesssim H \lesssim$ 880 Oe durchgeführt wurden, zeigen ein besonderes Verhalten leicht unterhalb des oberen kritischen Feldes $H_{c2}(T)$. Dieses Verhalten hängt mit einer abrupten Zunahme der kritischen Stromdichte j_c zusammen, welche in der Literatur als Peak-Effekt bekannt ist [15–18]. Für Felder $H <$ 250 Oe ist dieser Peak-Effekt in unseren Suszeptibilitäts-Messungen nicht mehr detektierbar, während er noch klar in unseren Magnetisierungs-Messungen beobachtbar ist. In dem Feld-Bereich 85 Oe $\lesssim H \lesssim$ 250 Oe bestätigen unsere $M(T)$ Messungen das Wiedereintreten des Peak-Effekts wie es kürzlich bei schwachen Feldern beobachtet wurde [16–18]. Nach unseren Messungen wechselt jedoch die Peak-Effekt-Temperatur in dem Feld-Bereich $H \lesssim$ 85 Oe ihr Verhalten wieder und nimmt mit abnehmendem Feld zu. Unsere Messungen zeigen zusätzlich, dass das Wiedereintreten des Peak-Effekts nicht mit dem Wiedereintreten der Wirbellinie-Flüssigkeitsphase zusammenhängt, wie dies kürzlich von verschiedenen Autoren vorgeschlagen wurde [16, 17]. Eine korrektere Interpretation verbindet das Peak-Effekt-Phänomen mit einem Ordnung-Unordnung-Übergang wie von Paltiel *et al.* [18] kürzlich empfohlen.

Die zeitlichen Relaxations-Messungen der remanenten Magnetisierung M_{rem} im Peak-Effekt-Temperatur-Bereich sind in guter Übereinstimmung mit dem H-T-Phasen-Diagramm für schwache Felder, welches in der Nähe von T_c aus unseren Magnetisierungs-Messungen $M(T)$ hergeleitet wurde. In dem Temperatur-Regime $0.52 \lesssim T/T_c \lesssim 0.82$, wo das Verhalten der Wirbellinien nicht mehr vom Peak-Effekt-Phänomen beeinflusst wird, weist die Aktivierungsbarriere U bezüglich j eine algebraische Abhängigkeit auf. Zudem erhielten wir für die kritische Stromdichte $j_c(T = 0) \simeq 9.10^3$ A/cm^2 in guter Übereinstimmung mit Werten anderer Gruppen [15, 19, 20].