

Institut für Festkörperforschung

**Untersuchung der Flußfadenbewegung
in dünnen, supraleitenden $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -
Filmen durch mechanische Schwingungs-
experimente im Magnetfeld**

Christoph Hünnekes

1871
1872
1873
1874
1875
1876
1877
1878
1879
1880
1881
1882
1883
1884
1885
1886
1887
1888
1889
1890
1891
1892
1893
1894
1895
1896
1897
1898
1899
1900

1901
1902
1903
1904
1905
1906
1907
1908
1909
1910
1911
1912
1913
1914
1915
1916
1917
1918
1919
1920
1921
1922
1923
1924
1925
1926
1927
1928
1929
1930

1931
1932
1933
1934
1935
1936
1937
1938
1939
1940
1941
1942
1943
1944
1945
1946
1947
1948
1949
1950
1951
1952
1953
1954
1955
1956
1957
1958
1959
1960

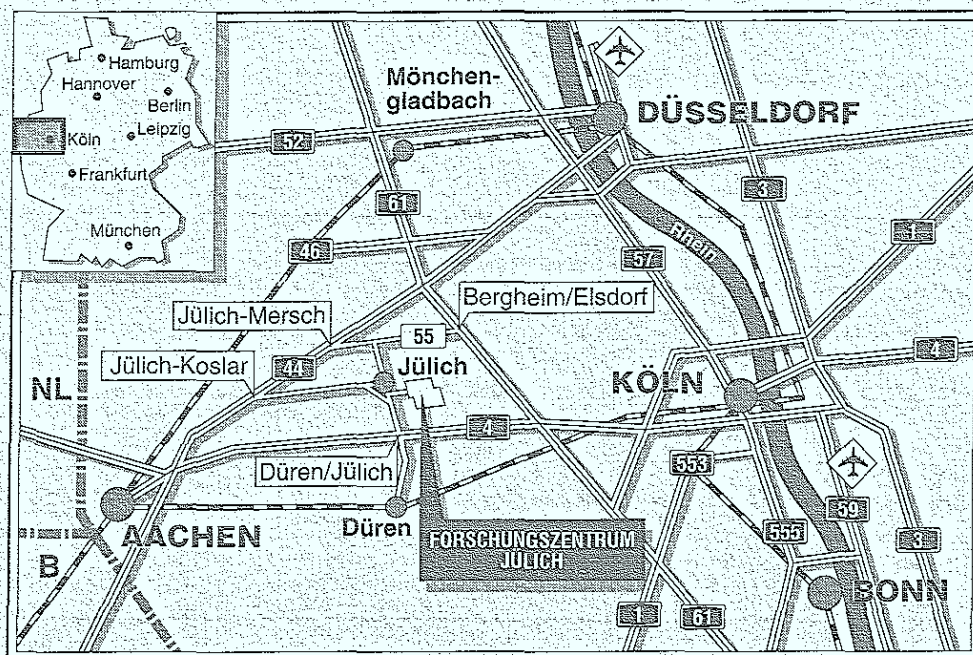
1961
1962
1963
1964
1965
1966
1967
1968
1969
1970
1971
1972
1973
1974
1975
1976
1977
1978
1979
1980
1981
1982
1983
1984
1985
1986
1987
1988
1989
1990

1991
1992
1993
1994
1995
1996
1997
1998
1999
2000
2001
2002
2003
2004
2005
2006
2007
2008
2009
2010
2011
2012
2013
2014
2015
2016
2017
2018
2019
2020

2021
2022
2023
2024
2025
2026
2027
2028
2029
2030
2031
2032
2033
2034
2035
2036
2037
2038
2039
2040
2041
2042
2043
2044
2045
2046
2047
2048
2049
2050

2051
2052
2053
2054
2055
2056
2057
2058
2059
2060
2061
2062
2063
2064
2065
2066
2067
2068
2069
2070
2071
2072
2073
2074
2075
2076
2077
2078
2079
2080

2081
2082
2083
2084
2085
2086
2087
2088
2089
2090
2091
2092
2093
2094
2095
2096
2097
2098
2099
2100
2101
2102
2103
2104
2105
2106
2107
2108
2109
2110



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2863

ISSN 0944-2952

Institut für Festkörperforschung Jüli-2863

D 82 (Diss. RWTH Aachen)

Zu beziehen durch : Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon : 024 61 / 61 - 61 02 · Telefax : 024 61 / 61 - 61 03 · Telex : 833 556-70 kfa d

Untersuchung der Flußfadenbewegung in dünnen, supraleitenden $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ - Filmen durch mechanische Schwingungs- experimente im Magnetfeld

Christoph Hünnekes

Inhaltsverzeichnis

I. Einleitung	1
II. Theoretische Grundlagen	2
II.1 Besonderheiten der Hochtemperatur-Supraleiter	2
II.1.1 Allgemeines	2
II.1.2 Anisotropie der Hochtemperatur-Supraleiter	3
II.1.3 Magnetisches Phasendiagramm der Hochtemperatur-Supraleiter	5
II.2 Einfluß eines äußeren Magnetfeldes auf die Innere Reibung	9
II.2.1 Wirbelstromdämpfung	9
II.2.2 Schwingende Supraleiter	11
II.2.3 Innere Reibung von Hochtemperatur-Supraleitern	14
III. Experiment	17
III.1 Meßprinzip	17
III.2 Apparativer Aufbau	18
III.2.1 Meßelektronik	18
III.2.2 Kryotechnik	19
III.2.3 Probenhalterung	21
IV. Experimentelle Ergebnisse	24
IV.1 Probenherstellung und Charakterisierung	24
IV.2 Messungen bei konstantem Magnetfeld	28
IV.2.1 Allgemeines	28
IV.2.2 Messungen an Vollfilmen	33
IV.2.2a Frequenzmessungen	33
IV.2.2b Dämpfungsmessungen	35
IV.2.2c Verkipfung der Proben relativ zum Magnetfeld	38
IV.2.3 Messungen am NbTi	41
IV.2.4 Messungen an einer strukturierten Probe	42
IV.3 Messungen bei konstanter Temperatur	46
IV.4 Zusammenfassung der Meßergebnisse	50
V. Diskussion	51
V.1 Frequenzstufe und Dämpfung bei niedrigen Temperaturen	51
V.2 Dissipation durch thermisch aktivierte Flußfadenbewegung	53
V.3 Intrinsisches Flußfadenhaften	63
V.4 Vergleich zwischen NbTi und $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$	65
V.5 Verhalten der strukturierten Probe	67

V.6 Kritische Stromdichte und unteres kritisches Feld	68
V.7 Matching-Effekte	72
VI. Zusammenfassung.....	77
Anhang	79
I. Wirbelstromdämpfung	79
II. Berechnung der gespeicherten mechanischen Energie.....	80
III. Herleitung der Flußfaden-Diffusionsgleichung.....	81
IV. Verzeichnis der verwendeten Symbole	83
V. Tabelle der verwendeten Proben	86
Literaturliste	87

I. Einleitung

Mit der Entdeckung der Hochtemperatur-Supraleitung von Bednorz und Müller 1986 /1/ hat die Idee, mit Supraleitern eine schnelle Elektronik zu realisieren, neuen Auftrieb erhalten. Insbesondere sind Materialien wie das $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, entdeckt 1987 von Chu et al. /2/, mit einer Sprungtemperatur von über 90 K von Interesse, da zu ihrer Kühlung flüssiger Stickstoff ausreicht. Bei der Entwicklung von Bauelementen aus supraleitenden Filmen ergeben sich Fragestellungen bezüglich der Stromtragfähigkeit und der Verluste aufgrund von Flußfadenbewegung.

Die Methode der Inneren Reibung wird schon seit längerem erfolgreich zur Charakterisierung von Supraleitern, die einem äußeren Magnetfeld ausgesetzt sind, angewandt /3/. In dieser Arbeit sollen Messungen an dünnen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Filmen durchgeführt werden, um die Eigenschaften des Flußfadengitters zu studieren.

Die mechanische Dämpfung des im Magnetfeld schwingenden Supraleiters soll im Hinblick auf die Stärke und Anisotropie sowie auf die Feld- und Temperaturabhängigkeit der Haftenergie von Flußfäden analysiert werden. Dabei sind sonst nur schwer zu realisierende Messungen in einem Feld senkrecht zur kristallographischen c-Achse des $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ hier besonders einfach durchführbar. Eine andere Fragestellung betrifft die Anordnung der Flußfäden im Supraleiter zu einem Gitter, auf die aus den Dämpfungsmessungen geschlossen werden kann. Weiterhin soll untersucht werden, inwieweit Messungen der Inneren Reibung eine schnelle und einfache Charakterisierung der Filme bezüglich Probenqualität, Sprungtemperatur, unterem kritischem Magnetfeld sowie kritischer Stromdichte erlauben.

Im Kapitel II werden die theoretischen Grundlagen, die für diese Arbeit von Bedeutung sind, zusammengefaßt. Der experimentelle Aufbau wird in Kapitel III beschrieben. Die Meßergebnisse werden in Kapitel IV vorgestellt und in Kapitel V diskutiert. In Kapitel VI erfolgt die Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit.

II. Theoretische Grundlagen

II.1 Besonderheiten der Hochtemperatur-Supraleiter

II.1.1 Allgemeines

In diesem Kapitel sollen die für diese Arbeit wichtigen Eigenschaften der Hochtemperatur-Supraleiter gegenüber denen konventioneller Supraleiter herausgestellt werden. Unter dem Begriff "konventioneller Supraleiter" werden dabei die Supraleitermaterialien zusammengefaßt, die keine Cu-O-Ebenen besitzen. Auch wenn die meisten der folgenden Eigenschaften auf alle Hochtemperatur-Supraleiter zutreffen, beziehen sie sich vornehmlich auf das in dieser Arbeit untersuchte $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$.

Das hervorstechendste Merkmal der Hochtemperatur-Supraleiter ist, wie ihr Name schon besagt, die relativ hohe Sprungtemperatur T_c . Im System $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ liegt das maximale T_c für $x < 0,1$ mit etwa 93 K deutlich höher als die Siedetemperatur des flüssigen Stickstoffs, die unter Normaldruck 77 K beträgt. Bei den konventionellen Supraleitern wurde bislang das höchste T_c für das Material Nb_3Ge bei 23 K gefunden.

Wegen ihrer hohen Übergangstemperatur werden bei den Hochtemperatur-Supraleitern thermische Effekte wichtig. Die thermische Energie kT ist nahe T_c um etwa einen Faktor 10 größer als bei den meisten konventionellen Supraleitern und konkurriert mit anderen Energien wie z.B. der Haftenergie von Flußlinien (die Hochtemperatur-Supraleiter sind Typ II Supraleiter). Dies führt bei den Hochtemperatur-Supraleitern unter anderem zu einem komplizierten und bislang noch nicht vollständig verstandenem magnetischen Phasendiagramm, auf das im Kapitel II.1.3 eingegangen werden soll.

Betrachtet man die Gitterstruktur der Supraleitermaterialien, so besteht der Hauptunterschied zwischen den Hochtemperatur-Supraleitern und den konventionellen Supraleitern in den schon oben erwähnten Cu-O-Ebenen. In Abb. 1 ist ein Strukturbild des $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ dargestellt. In einer Elementarzelle befindet sich mittig das Y-Atom, das in Richtung der c-Achse oben und unten von je einer Cu-O-Ebene benachbart ist. Jenseits der Cu-O-Ebenen befindet sich zunächst je ein Ba-Atom sowie zwei in b-Richtung verlaufende Cu-O-Ketten. Die Elementarzelle ist orthorhombisch mit den Gitterkonstanten $a=3,82 \text{ \AA}$, $b=3,88 \text{ \AA}$ und $c=11,66 \text{ \AA}$ [4]. Die Cu-O-Ebenen sind die Elemente der Hochtemperatur-Supraleiter, die die Supraleitung tragen; die Cu-O-Ketten dienen im $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

als Ladungsträgerreservoir für die Cu-O-Ebenen. Der schichtförmige Aufbau dieser Supraleiter führt zu einem stark anisotropen Verhalten. Einige der Anisotropieeffekte werden im nächsten Kapitel erläutert.

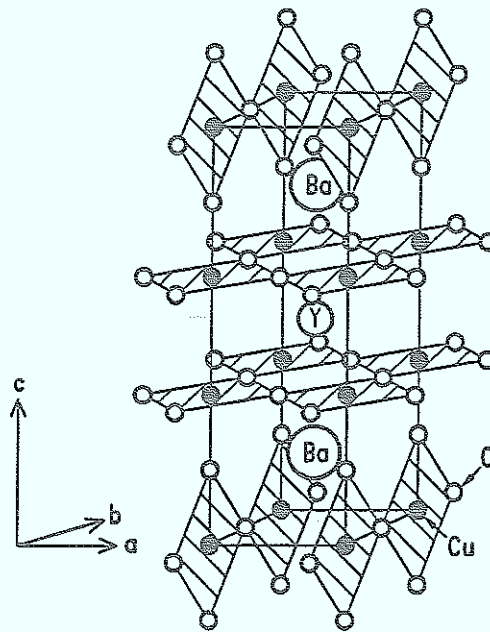


Abb. 1: Strukturdiagramm des $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ nach /5/

II.1.2 Anisotropie der Hochtemperatur-Supraleiter

Die Anisotropie des $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ soll durch eine vereinfachte Darstellung der Gitterstruktur noch einmal verdeutlicht werden. In Abb. 2 sind zunächst die die Supraleitung tragenden Cu-O-Ebenen eingezeichnet. Sie bilden benachbarte Paare mit einem Abstand von etwa 3,3 Å. Zwischen diesen Ebenen liegen die Y-Atome. Jedes dieser Cu-O-Ebenenpaare ist vom nächsten durch Ba-Atome sowie Cu-O-Ketten getrennt. Hier beträgt der Abstand etwa 8,3 Å. Die zwischen den Cu-O-Ebenen liegenden die Y-Atome, Ba-Atome und Cu-O-Ketten sind als gestrichelte Ebenen in Abb. 2 dargestellt.

Die Kohärenzlänge ξ , die die räumliche Variation der supraleitenden Ladungsträger beschreibt, ist eine weitere wichtige geometrische Größe. Im $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ wurde sie zu $\xi_c = 3 \text{ Å}$ bzw. $\xi_{ab} = 16 \text{ Å}$ bei $T = 0 \text{ K}$ abgeschätzt /6/ (Index c : entlang der c-Achse, ab : entlang der a- oder b-Achse). Die Kohärenzlänge in Richtung der c-Achse ist bei tiefen Temperaturen deutlich

geringer als der Abstand zwischen den Cu-O-Ebenenpaaren, so daß die supraleitenden Ladungsträger in ihrer räumlichen Ausdehnung fast ausschließlich auf die Cu-O-Doppelebenen beschränkt sind. Da die Kohärenzlänge für Temperaturen knapp unterhalb von T_c jedoch divergiert, ist dieser zweidimensionale Charakter der Supraleitung nur bei niedrigen Temperaturen zu erwarten.

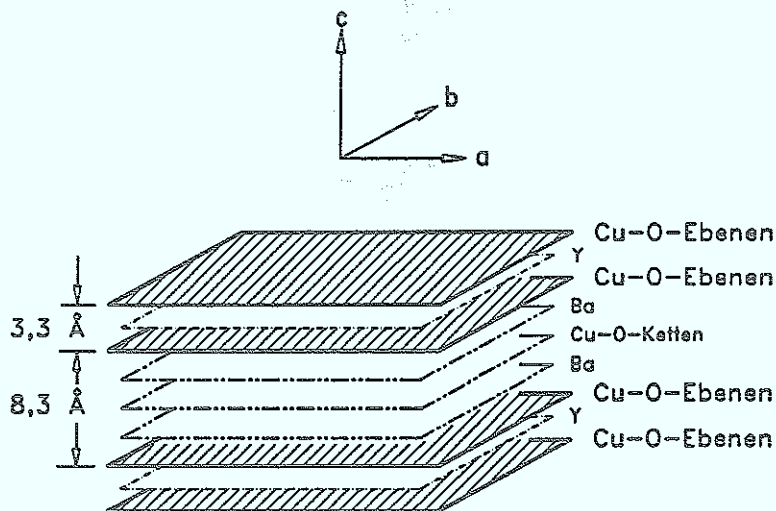


Abb. 2: Schematische Darstellung der Schichtstruktur des $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ nach [7].

Bei tiefen Temperaturen hat der zweidimensionale Charakter der Supraleitung Konsequenzen für die Anordnung und das Haften von Flußfäden, die sich beim Anlegen eines äußeren Magnetfeldes H in der Shubnikov-Phase bilden (zum Verhalten von Supraleitern im Magnetfeld siehe Kapitel II.1.3). Bei einer Feldgeometrie $H \perp c$ liegen die Flußfäden bevorzugt zwischen den Cu-O-Doppelebenen. Im Bereich zwischen den Cu-O-Doppelebenen ist die Anzahl der supraleitenden Ladungsträger gering, so daß hier sogenannte Josephson-Flußfäden entstehen, bei deren Bildung keine Energie zum Aufbrechen der supraleitenden Ladungsträger eingesetzt wird. Die Anordnung der Flußfäden in diesen Bereichen ist somit energetisch günstig. Da zudem eine relativ hohe Energie benötigt wird, um diese Flußfäden entlang der c-Achse zu verschieben, spricht man auch von intrinsischem Haften.

Ist das Magnetfeld H parallel zur c-Achse ausgerichtet, müssen die Flußfäden die Cu-O-Doppelebenen durchstoßen. Hier bilden sich sogenannte "pancake-vortices"; dies sind zweidimensionale Flußfadenscheiben, die innerhalb der Ebenen vergleichsweise leicht beweglich sind. Bemerkbar macht sich diese höhere

Beweglichkeit zum Beispiel in der winkelabhängigen Messung der kritischen Stromdichte in einem äußeren Magnetfeld. Die höchste Stromdichte, und damit die beste Haftung der Flußfäden, wird für $H \perp c$ (und $j \perp c$, $j \perp H$) durch das intrinsische Haften erzielt /8/.

Für Magnetfelder, die weder senkrecht noch parallel zur c -Achse angelegt werden, geht man von einem Mäandern der Flußfäden im $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ aus. Beim Durchstoßen der Cu-O-Doppelebenen werden Flußfadenscheiben gebildet. Es ist jedoch günstig einen möglichst großen Längenteil der Flußfäden zwischen die Cu-O-Ebenen zu legen. Daher besitzen die Flußfäden in dieser Geometrie eine große Anzahl von Kinken.

Auch die Anordnung der Flußfäden zu einem Gitter wird von den anisotropen Eigenschaften des $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ beeinflusst. Das Flußfadengitter ist direkt beobachtbar durch Dekorationsexperimente. Diese werden zumeist bei tiefen Temperaturen (4,2 K) und kleinen Feldern (wenige Gauß) durchgeführt. Für $H//c$ findet man das auch bei den konventionellen Supraleitern beobachtete hexagonale Flußliniengitter /9/, während man für $H \perp c$ eine rechteckige Anordnung der Flußfäden beobachten konnte /10/. Bei letzterem ergibt sich ein Verhältnis des Abstandes der Flußfäden in ab - zu dem in c -Richtung von $5,5 \pm 1$ /10/ in Übereinstimmung mit dem Verhältnis der Kohärenzlängen.

Eine weitere stark anisotrope Größe ist die Eindringtiefe λ_L , die angibt, wie tief magnetische Felder in den Supraleiter eindringen können. Sie beträgt für $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ senkrecht zur a - oder b -Richtung etwa 1400 Å ($T=0$ K) /11/, während sie in den Cu-O-Ebenen zu $\lambda_L > 7000$ Å abgeschätzt wurde /12/.

II.1.3 Magnetisches Phasendiagramm der Hochtemperatur-Supraleiter

Für das Verhalten von Supraleitern im Magnetfeld ist der Ginzburg-Landau Parameter κ von Bedeutung, der als Quotient aus Eindringtiefe zu Kohärenzlänge (siehe Kapitel II.1.2) definiert ist und im $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ etwa den Wert 100 hat /6/. Dies bedeutet, daß das $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ein extremer Typ II Supraleiter ist. Demzufolge dringen Magnetfelder, die größer als das untere kritische Feld H_{c1} sind, in Form von Flußfäden in das Material ein.

Abb. 3 zeigt das magnetische Phasendiagramm von Typ II Supraleitern. In der H - T -Ebene unterscheidet man drei Bereiche. Unterhalb der Kurve $H_{c1}(T)$ findet man die Meißnerphase. In dieser Phase verhält sich der Supraleiter wie ein idealer Diamagnet; kein magnetischer Fluß kann in die Probe eindringen. Zwischen den Kurven $H_{c1}(T)$ und $H_{c2}(T)$ kann magnetischer Fluß in Form von Flußfäden in den Supraleiter eindringen. Jeder dieser Flußfäden trägt genau ein Flußquant

$\Phi_0 \approx 2 \times 10^{-15} \text{ Tm}^2$. Durch die abstoßenden Kräfte, die die Flußfäden aufeinander ausüben, bildet sich ein Gitter von Flußfäden aus, das im Normalfall hexagonale Symmetrie aufweist und zum Beispiel mit Dekorationsexperimenten oder Neutronenstreuung beobachtet werden kann. Dieser Bereich des Phasendiagramms wird als Shubnikovphase bezeichnet. Oberhalb der Kurve $H_{c2}(T)$ und für Temperaturen größer als die Sprungtemperatur im Nullfeld findet man keine Supraleitung; in diesem Bereich sind die Proben normalleitend.

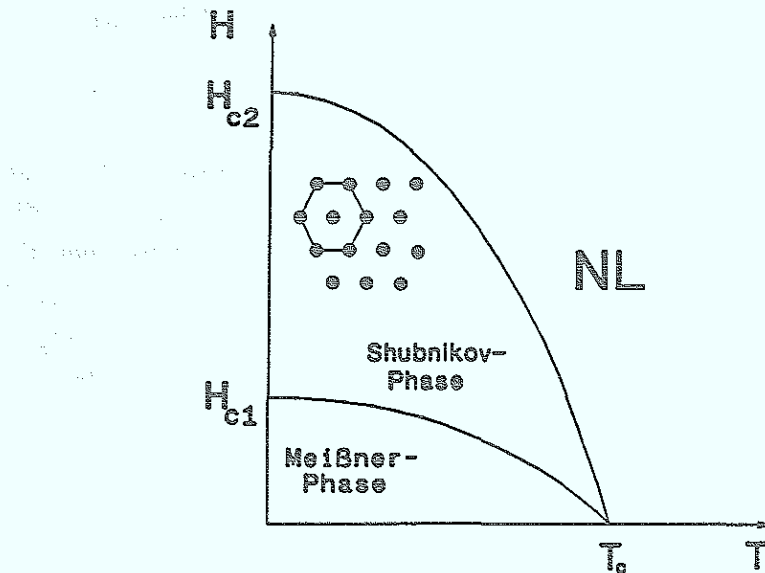


Abb. 3 : Magnetisches Phasendiagramm eines Typ II Supraleiters.

Für $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ werden in der Literatur die Grenzen von Meißner- und Shubnikovphase mit $\mu_0 H_{c1}(0 \text{ K}) = 18 \text{ mT}$ /13/ sowie mit $\mu_0 H_{c2}(0 \text{ K}) \approx 670 \text{ T}$ /6/ für $H \perp c$ angegeben. Das Verhalten bei großen Feldern $H \gg H_{c1}$ und Temperaturen wenig unterhalb von T_c ist deutlich verschieden von dem der konventionellen Supraleiter, da hier thermische Effekte eine Rolle spielen. Diese Besonderheiten sollen im folgenden anhand eines von E.H. Brandt /14/ vorgeschlagen Phasendiagramms erläutert werden (Abb. 4).

Oberhalb der H_{c1} -Kurve findet man mit steigendem Magnetfeld oder steigender Temperatur nacheinander die Bereiche des Flußkriechens ("Flux creep", FC), des thermisch aktivierten Flußfließens ("Thermally assisted flux flow", TAFF) und des Flußfließens ("Flux flow", FF). Beschrieben wird dieses Verhalten in einem Modell von Anderson und Kim /15/. Allen drei Bereichen gemeinsam ist eine durch thermisches Entankern verursachte Bewegung der Flußfäden.

Die Bewegung der Flußfäden ist gleichbedeutend mit Energiedissipation. In der Fläche, die von einem Flußfaden während seiner Bewegung überstrichen wird, ändert sich das lokale Magnetfeld mit der Zeit. Dies führt zur Entstehung eines

elektrischen Feldes in dem die bei $T > 0$ K immer vorhandenen normalleitenden Ladungsträger beschleunigt werden. Somit wird diesen Ladungsträgern Energie zugeführt, die durch Stöße mit dem Kristallgitter dissipiert werden kann.

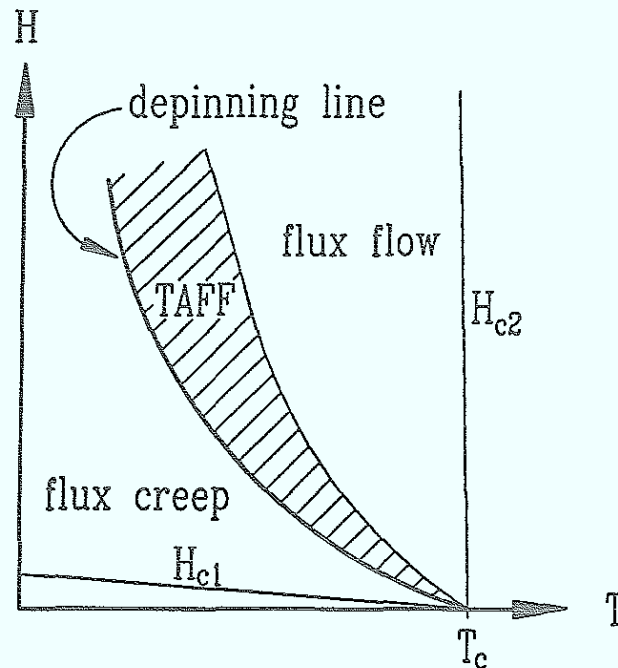


Abb. 4: Magnetisches Phasendiagramm der Hochtemperatur-Supraleiter.

In konventionellen Supraleitern wurden bislang nur die FC und FF Bereiche beobachtet. Flußkriechen findet man bei kleinen Stromdichten und niedrigen Temperaturen. In diesem Fall sind die meisten Haftkräfte größer als die Lorentzkraft, und auch die thermische Energie ist gering. Da im Normalfall eine Verteilung von Haftenergien, die durch verschiedenartige Haftzentren begründet ist, vorliegt, findet aber auch bei diesen Bedingungen eine Flußfadenbewegung statt. Diese ist jedoch sehr gering und verursacht somit nur kleine Verluste, die zum Beispiel direkt nach einer Änderung eines äußeren Magnetfeldes beobachtet werden, wenn der Feldgradient im Inneren des Supraleiters ausgeglichen wird.

Im Bereich des Flußkriechens bildet sich ein geordnetes Flußfadengitter, das an Haftzentren verankert ist. In der Literatur wird jedoch auch eine glasartige Phase diskutiert /16/, die in diesem Bereich des Phasendiagramms existieren soll. Bei kleinen Feldern, d.h. großen Flußfadenabständen, kann die Flußfaden-Flußfaden Wechselwirkung geringer sein als die Wechselwirkung zwischen Flußfäden und Haftzentren. Daher ist es möglich, daß die Flußfadenposition von der Position der

Haftzentren bestimmt wird. Somit würde sich eine ungeordnete, glasartige Flußfadenanordnung ergeben.

Wenn bei gegebener Stromdichte die Haftenergie aufgrund ihrer Temperaturabhängigkeit in der Nähe von T_c sinkt, wird sie vergleichbar mit der thermischen Energie. Dies resultiert in einer ständigen Bewegung der Flußfäden, wenn ein Strom im Supraleiter fließt. Charakteristisch für diesen FF Bereich ist somit eine hohe Energiedissipation, die den Einsatz der Supraleiter unter diesen Bedingungen verbietet.

Bei den Hochtemperatur-Supraleitern wurde zusätzlich zum Flußkriechen bzw. -fließen der TAFF-Bereich gefunden. Charakteristisch für diesen Bereich ist zum Beispiel ein thermisch aktivierter spezifischer Widerstand

$$\rho = \rho_{\text{TAFF}} \propto \exp(-U/kT) \quad (\text{Gl. 1})$$

mit der Aktivierungsenergie U . Der TAFF-Bereich liegt genau auf der Grenzlinie zwischen Flußkriechen und Flußfließen, dort wo der Übergang vom Haften der Flußfäden zur vollständigen Entankerung stattfindet. Beobachten läßt sich der TAFF-Bereich in verschiedenen Experimenten :

- ein von der Stromdichte in der Probe unabhängiger spezifischer Widerstand bei Messungen des resistiven Übergangs im Magnetfeld /17/
- Wechsel von irreversiblen zu reversiblen Verhalten bei Magnetisierungsmessungen (die sogenannte Irreversibilitätslinie) /18/
- Maximum im Imaginärteil der ac-Suszeptibilität /19/
- Maximum in der Inneren Reibung /20/.

Die Lage der Maxima in den beiden letztgenannten Experimenten definieren die sogenannte Depinninglinie, die das vollständige Entankern der Flußfäden in der Probe anzeigt. Die genaue Lage der Depinninglinie im Phasendiagramm ist abhängig von der Geometrie und den Zeitskalen des zugrundeliegenden Experimentes.

Eine genaue Beschreibung des Maximums in der Inneren Reibung wird in Kapitel II.2.3 gegeben.

II.2 Einfluß eines äußeren Magnetfeldes auf die Innere Reibung

II.2.1 Wirbelstromdämpfung

Wird ein Leiter in einem Magnetfeld bewegt, so werden in ihm Wirbelströme induziert. Die durch diese Wirbelströme verursachten Verluste lassen sich mit der Methode der Inneren Reibung bestimmen. Für eine nähere Betrachtung soll die in Abb. 5 skizzierte Geometrie herangezogen werden.

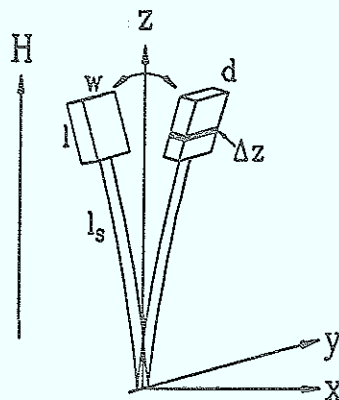


Abb. 5: Skizze der Geometrie bei Messungen der Inneren Reibung im Magnetfeld H .

In einem Dämpfungsexperiment ist der Leiter am Ende einer schwingenden Zunge befestigt. Der Leiter habe die Länge l in Richtung des Magnetfeldes H , die Breite w und Dicke d . Der Schwinger hat die Länge l_s .

Wie im Anhang I hergeleitet, läßt sich die pro Schwingungszyklus dissipierte joulesche Energie schreiben als

$$\Delta W_j = 1,5 \pi \rho^{-1} V u_0^2 \omega B^2$$

mit ρ : spezifischer elektrischer Widerstand

V : Probenvolumen, $V = d w l$

u_0 : Schwingungsamplitude am Probenende

ω : Kreisfrequenz der Probenschwingung

B : magnetische Induktion, hier $B = \mu_0 H$

μ_0 : magnetische Permeabilität.

Die Dämpfung Q^{-1} ist definiert zu

$$Q^{-1} = \Delta W / (2\pi W_m) \quad (\text{Gl. 2})$$

mit ΔW : pro Schwingungszyklus dissipierte Energie, hier ΔW_j

W_m : gespeicherte mechanische Energie

Die gespeicherte mechanische Energie des hier verwendeten Schwingers wird in Anhang II berechnet und beträgt $W_m = u_0^2 \times 3,4 \times 10^2 \text{ J/m}^2$.

Somit ist die Wirbelstromdämpfung proportional zum Probenvolumen, zum Kehrwert des spezifischen Widerstandes der Probe, zur Meßfrequenz und zum Quadrat des angelegten Magnetfeldes H :

$$Q^{-1} \propto V \rho^{-1} \omega H^2$$

Im folgenden soll an einem Beispiel gezeigt werden, daß aus der Magnetfeldabhängigkeit der Inneren Reibung der spezifische Widerstand der Probe berechnet werden kann.

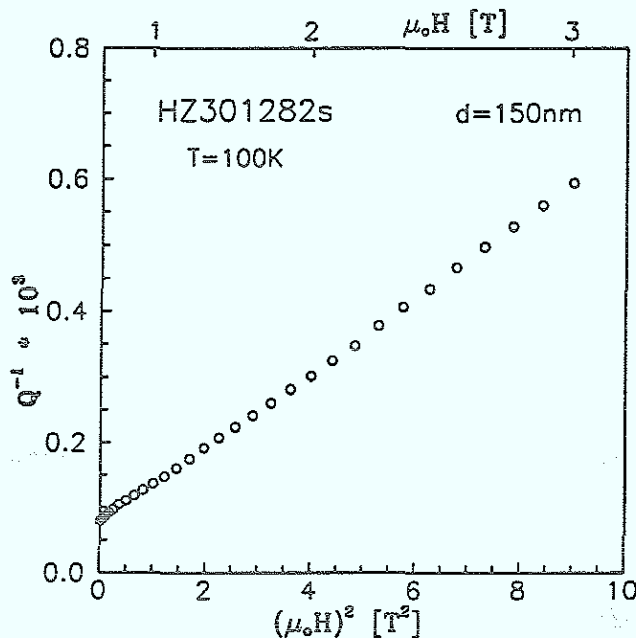


Abb. 6: Magnetfeldabhängigkeit der Inneren Reibung der Probe HZ301282s bei $T = 100 \text{ K}$.

Die Abb. 6 zeigt eine Messung der Inneren Reibung der Probe HZ301282s in Abhängigkeit vom Quadrat des angelegten Magnetfeldes bei 100 K. Man sieht deutlich die Proportionalität zwischen Q^{-1} und H^2 . Aus der Steigung der Meßkurve erhält man bei bekanntem Probenvolumen und Meßfrequenz $\rho(100 \text{ K}) = (63 \pm 6) \mu\Omega \text{ cm}$.

Aus einer resistiven Messung bei 300 K ergibt sich ein extrapolierter Wert von $\rho(100\text{K}) \approx 1/3 \rho(300\text{K}) = 70 \mu\Omega\text{cm}$ in guter Übereinstimmung mit dem Wert aus der Dämpfungsmessung.

II.2.2 Schwingende Supraleiter

Das Verhalten schwingender Supraleiter in einem Magnetfeld wird von einer Theorie von E.H. Brandt /21/ beschrieben. Die folgenden Betrachtungen gelten sowohl für Supraleiter I. Art als auch für Supraleiter II. Art mit fest verankerten Flußfäden.

Das Feld im Inneren des Supraleiters ist für Felder deutlich oberhalb von H_{c1} und Materialien mit großem Ginzburg-Landau-Parameter κ annähernd gleich dem Außenfeld. Bei den in dieser Arbeit vorgestellten Messungen am $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ sind diese Bedingungen erfüllt, da für dieses Material $\kappa \approx 100$ ist /6/ und bei allen Messungen $\mu_0 H \geq 70 \text{ mT} \approx 4 \mu_0 H_{c1}$ ist.

Durch die Schwingung des Supraleiters im Feld entsteht vom Ruhesystem des Supraleiters aus betrachtet eine Feldkomponente $H_{\perp}^{\text{ges}}$ senkrecht zur Probe, die sich in der hier verwendeten Meßgeometrie aus zwei Anteilen zusammensetzt (Abb. 7). Zunächst entsteht eine Komponente des Außenfeldes $H_{\perp} \approx H u/l$ (u ist die momentane Auslenkung der Probe) senkrecht zur Probe, die hier mit weniger als 0,1 mT deutlich kleiner als H_{c1} ist. Um dieses Feld vom Probeninneren abzuschirmen, werden im Supraleiter Oberflächenströme angeworfen, die ihrerseits ein Streufeld H_s erzeugen. Durch die Überlagerung der beiden Felder $H_{\perp}$ und H_s wird das Feld $H_{\perp}^{\text{ges}}$ erzeugt, das in Probennähe parallel zur Oberfläche des Supraleiters ausgerichtet ist.

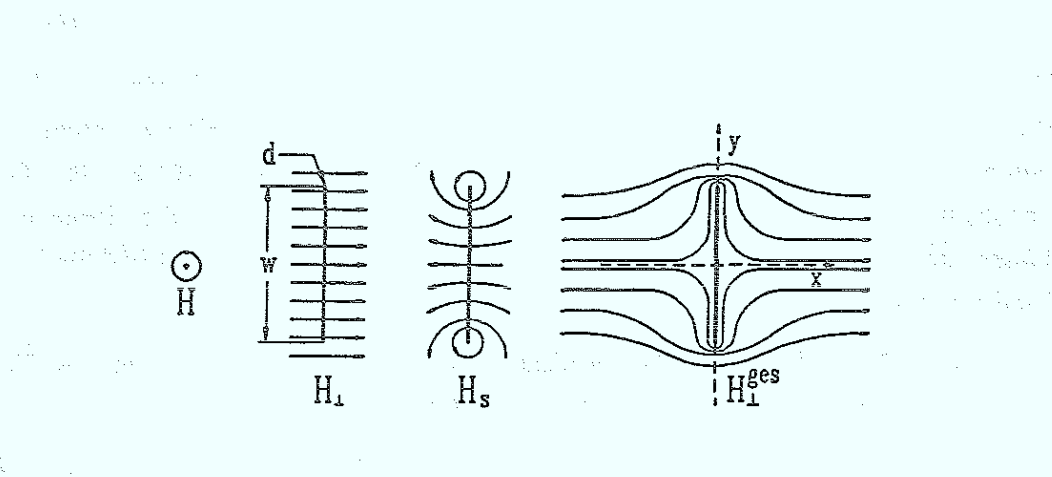


Abb. 7: Feldkomponenten senkrecht zur z-Achse nach /21/.

Das durch Superposition von H und $H_{\perp}^{\text{ges}}$ entstehende Außenfeld und die in der Probenoberfläche fließenden Abschirmströme I_s zeigt Abb. 8.

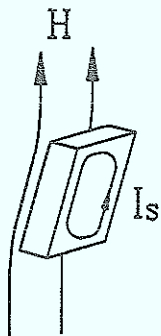


Abb. 8: Schematische Darstellung des Außenfeldes in der Nähe der supraleitenden Probe und der Oberflächenströme I_s .

Nach den Überlegungen von Brandt wirken zwei Kräfte auf die Probe /21/:

- a) Kraft durch die Linienspannung T_{FL} der gekrümmten Flußfäden in Typ II Supraleitern (siehe Abb. 8), gegeben durch das Produkt aus Probenquerschnitt $w d$ und Schermodul des Flußfadengitters $c_{44} = B^2/\mu_0$

$$T_{FL} = d w B^2/\mu_0 \quad (\text{Gl. 3})$$

- b) Kraft aufgrund der Linienspannung T_{SF} des von den Oberflächenströmen erzeugten Streufeldes; hier ist nach den Rechnungen von Brandt aufgrund von Entmagnetisierungseffekten jetzt der Probenquerschnitt $w d$ durch eine Kreisfläche mit dem Radius $w/2$ zu ersetzen /21/

$$T_{SF} = 1/4 \pi w^2 B^2/\mu_0 \quad (\text{Gl. 4})$$

Den oben angegebenen Gleichungen ist zu entnehmen, daß für die hier verwendeten Supraleiterfilme $T_{SF} \gg T_{FL}$ ist, da $\pi w \gg 4d$ ist. Somit verursacht das durch T_{SF} beschriebene Streufeld die beobachteten Effekte. Weiter ist T_{SF} unabhängig von der Probendicke, da die Oberflächenströme über die Breite und Länge der Probe fließen und nur bis in eine Tiefe, die der Londonschen Eindringtiefe λ_L entspricht, eindringen.

Zusätzlich zu den elastischen Rückstellkräften wirkt die Linienspannung T_{SF} auf den Schwinger und erhöht die Resonanzfrequenz im Nullfeld f_0 auf /21/

$$f_i \approx f_0 (Y(X)/Y(0))^{1/2} \quad (\text{Gl. 5})$$

mit $Y(X)$: tabellierte, nichtanalytische Funktion /21/

$X = gB^2/\mu_0$, g : Faktor, abhängig von Form und Material der Probe.

Für $X < 1$ kann die Gl. 5 angenähert werden durch

$$f_i \approx f_0 (1 + 0,752 X)^{1/2} \approx f_0 (1 + 0,376 X) \quad (\text{Gl. 6})$$

Da für die hier verwendeten quadratischen, plättchenförmigen Proben $g \approx 3 \times 10^{-6} \text{ Pa}^{-1}$ gilt, ist für $B < 0,7 \text{ T}$ die Bedingung $X < 1$ erfüllt. Für die in dieser Arbeit gemessenen Resonanzfrequenzen von $f \approx 250 \text{ Hz}$ würde man bei ideal starrer Flußlinienverankerung eine Erhöhung der Resonanzfrequenz um $\Delta f \approx 9 \text{ Hz}$ in einem Feld von $0,2 \text{ T}$ erhalten.

In der Realität ist jedoch in Supraleitern II. Art immer eine Bewegung der Flußfäden möglich. Bei kleinen Auslenkungen des Supraleiters im Magnetfeld findet eine elastische Verformung des Flußfadengitters statt. Die Flußfäden werden versuchen, sich parallel zum Außenfeld auszurichten. Daher wird $H_{\perp}^{\text{ges}}$ nicht mehr vollständig abgeschirmt. Dies hat eine Absenkung der Resonanzfrequenz verglichen mit der bei einer starren Verankerung der Flußfäden zur Folge. Der Anstieg der Resonanzfrequenz im Magnetfeld ist daher ein Maß für die Stärke der Flußfadenverankerung im Supraleiter. So bedeutet zum Beispiel eine vollständige Entankerung der Flußfäden :

- a) es liegt keine Krümmung der Flußlinien vor ($T_{\text{FL}} = 0$)
 - b) $H_{\perp}^{\text{ges}}$ dringt vollständig in die Probe ein ($T_{\text{SF}} = 0$, wenn die Flußfäden sich ohne zeitliche Verzögerung dem Außenfeld anpassen)
- d.h. die Resonanzfrequenz wird durch das Magnetfeld nicht erhöht.

Ferner ist die Bewegung von Flußfäden im Supraleiter immer mit Energiedissipation verbunden (siehe Kap. II.1.3). Da genau diese Dissipation die Dämpfung Q^{-1}_{SL} bestimmt, bietet die in dieser Arbeit vorgestellte Meßmethode der Inneren Reibung, zusätzlich zur Messung der Resonanzfrequenz, eine weitere Möglichkeit das Verhalten der Flußfäden zu untersuchen.

Für eine viskose Flußfadenbewegung, die bei kleinen Schwingungsamplituden vorliegt, finden Brandt et al. /22/ eine amplitudenunabhängige Dämpfung. Bei großen Schwingungsamplituden des Supraleiters findet eine hysteretische Bewegung der Flußfäden statt, die in einer von der Amplitude abhängigen Dämpfung resultiert /22/. Der Unterschied zwischen viskoser und hysteretischer Flußfadenbewegung wird in einer Auftragung der Haftkraft F gegen die Auslenkung s eines Flußfadens deutlich (Abb. 9). Solange die Auslenkungen kleiner als ein bestimmter Grenzwert s_{gr} sind kann ein lineares Kraftgesetz für F angenommen werden /22/. Oberhalb von s_{gr} müssen Abweichungen von dieser Abhängigkeit berücksichtigt werden. Zusätzlich ist die auf den Flußfaden wirkende Kraft von der Bewegungsrichtung des Flußfadens abhängig, wie aus der Hysterese der Abb. 9 zu erkennen ist /22/.

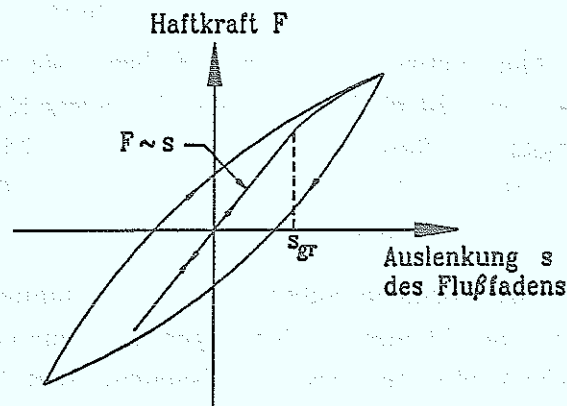


Abb. 9: Modell für ein Kraft-Weg-Gesetz der Haftkraft eines Flußfadens nach /22/.

Die kombinierte Messung von Resonanzfrequenz und Innerer Reibung ermöglicht auch eine elegante Bestimmung des unteren kritischen Feldes H_{c1} bei Supraleitern II. Art. Für $H < H_{c1}$ ist das Innere der Probe feldfrei. Die Resonanzfrequenz ergibt sich nach Gl. 6; die Dämpfung, die durch das äußere Feld verursacht wird, ist Null. Wird das Magnetfeld auf $H > H_{c1}$ erhöht, so gibt es eine Abweichung der Resonanzfrequenz von Gl. 6 aufgrund der Flußfadenbewegung. Zugleich treten dissipative Effekte auf, die die Dämpfung ansteigen lassen. Diese Methode zur Bestimmung von H_{c1} wurde für die Hochtemperatur-Supraleiter erstmals von Gupta et al. /23/ vorgestellt.

II.2.3 Innere Reibung von Hochtemperatur-Supraleitern

In Kapitel II.1.3 wurde erläutert, daß aufgrund der thermischen Energie bei Hochtemperatur-Supraleitern unterhalb von T_c Bewegung von Flußfäden und somit Dissipation auftritt. Bei Messungen der Inneren Reibung wird die dissipierte Energie als Dämpfung Q^{-1} gemessen (Gl. 2), die im Rahmen des TAFF-Modells berechnet werden kann.

In diesem Modell wird von einer Diffusionsgleichung für die magnetische Induktion B bzw. die Flußfäden im Inneren des Supraleiters ausgegangen :

$$\partial B / \partial t = D \nabla^2 B \quad (\text{Gl. 7})$$

(/24/ und Anhang III). Dabei ist die Diffusionskonstante

$$D = \rho / \mu_0 \quad (\text{Gl. 8})$$

proportional zum spezifischen Widerstand, der im TAFF-Bereich thermisch aktiviert ist: $\rho_{\text{TAFF}} = \rho_n \exp(-U(B,T)/kT)$ nach Gl. 1 (ρ_n ist der spezifische Widerstand im normalleitenden Zustand). Daher ist auch die durch Gl. 7 beschriebene Flußfadendiffusion thermisch aktiviert und es gilt

$$D = D_0 \exp(-U(B,T)/kT) \quad (\text{Gl. 9})$$

Der präexponentielle Faktor D_0 ist wegen der in dieser Arbeit verwendeten Geometrie um einen Faktor $(\pi w)/(4d)$ auf

$$D_0 = (\pi w)/(4d) \rho_n / \mu_0 \quad (\text{Gl. 10})$$

erhöht /25/. Dies ist eine Folge des schon in Kapitel II.2.2 erwähnten Streufeldes.

Aus der Diffusionskonstanten errechnet sich die Relaxationszeit τ zu

$$\tau = (l/\pi)^2 D^{-1} \quad (\text{Gl. 11})$$

Dabei wird berücksichtigt, daß die Diffusion entlang der Probenlänge l abläuft /25/.

Neben der Diffusionskonstanten kann im TAFF-Modell auch die dissipierte Energie berechnet werden. Grundlage der Berechnungen ist die dissipierte Leistungsdichte bei Wechselstromexperimenten /25,26/

$$P = \omega |\mu''| \langle B^2 \rangle / (2\mu_0) \quad (\text{Gl. 12})$$

mit ω : Kreisfrequenz des Wechselstromes
 μ'' : Imaginärteil der ac-Suszeptibilität
 $\langle B^2 \rangle$: räumlich und zeitlich gemittelttes Magnetfeld

Bei Messungen der Inneren Reibung entspricht ω der Kreisfrequenz der Schwingung und $\langle B^2 \rangle$ der gemittelten Feldkomponente senkrecht zum Schwinger. Wie im Kap. II.2.2 ausgeführt, setzt sich $H_{\perp}^{\text{ges}}$ aus zwei Anteilen zusammen. Für die in dieser Arbeit verwendeten Probengeometrie (Abb. 14) ist die Komponente des Außenfeldes senkrecht zur Probe gleich $u_0^2 B^2 \times 6,16 \times 10^4 \text{m}^{-2}$. Durch das Streufeld wird dieses Feld um den Faktor $(\pi w)/(4d)$ auf

$$\langle B^2 \rangle \approx (\pi w)/(4d) u_0^2 B^2 \times 6,16 \times 10^4 \text{m}^{-2} \quad (\text{Gl. 13}).$$

erhöht /25/. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen ist es interessant, die maximal dissipierte Energie zu berechnen. Nach Kes et al. /27/ ist dann $|\mu''|_{\text{max}} = 0,417$ und somit erhält man die maximale, pro Schwingungszyklus dissipierte Energie

$$\begin{aligned}\Delta W_{\max} &= P_{\max} \times 1/f \times V \\ &= u_0^2 w^2 l B^2 / (2\mu_0) 1,26 \times 10^4 \text{m}^{-2} \quad (\text{Gl. 14}).\end{aligned}$$

Mit den Gln. 2, 14 und der in Anhang II berechneten gespeicherten mechanischen Energie des Schwingers ergibt sich die Dämpfung im supraleitenden Zustand Q^{-1}_{SL} maximal zu

$$Q^{-1}_{\max} = w^2 l B^2 / \mu_0 \times 2,42 \text{J}^{-1} \quad (\text{Gl. 15})$$

unabhängig von der Probendicke d und der Schwingungsamplitude u_0 .

III. Experiment

III.1 Meßprinzip

Die Bestimmung der Dämpfung und der Resonanzfrequenz erfolgt durch eine zeitaufgelöste Messung der Amplitude der schwingenden Probe. Die Probe ist, wie in Abb. 10 dargestellt, auf einem rückseitig mit 500 Å Platin metallisierten Si-Blättchen aufgeklebt. Das Si-Blättchen ist einseitig auf einem Quarzhalter eingespannt; seinem freien Ende gegenüber ist eine Elektrode angeordnet (Abb. 10). Durch Anlegen einer geeigneten Wechselspannung zwischen Si-Blättchen und Elektrode wird das Si-Blättchen mitsamt der Probe zu einer resonanten Schwingung angeregt. Die Amplitude der Schwingung wird konstant gehalten. Schaltet man die anregende Wechselspannung ab, fällt die Schwingungsamplitude u exponentiell mit der Zeit t wie

$$u(t) = u(t=0) \cos(2\pi ft) \exp(-2fQ^{-1}t)$$

ab. Aus einer zeitaufgelösten Messung der Schwingungsamplitude lassen sich dann aus dem freien Abfall der Schwingung die Dämpfung Q^{-1} und die Resonanzfrequenz f bestimmen.

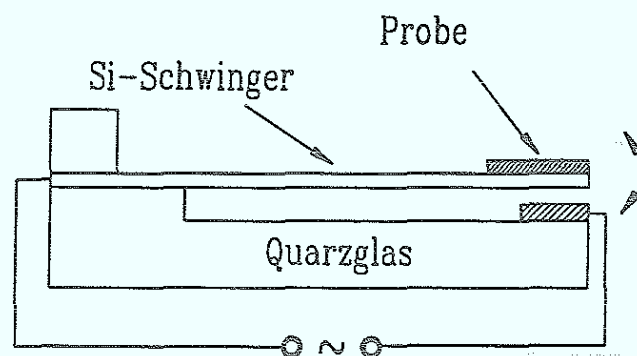


Abb. 10 : Schematische Darstellung der Probenhalterung zur Messung der Inneren Reibung und der Resonanzfrequenz.

III.2 Apparativer Aufbau

III.2.1 Meßelektronik

Die Bauteile der Meßelektronik sind im Blockdiagramm der Abb. 11 zusammengefaßt. In der oberen linken Ecke ist schematisch der Schwinger mit Probe dargestellt. Er ist Bestandteil eines Hochfrequenzoszillators, der bei einer Frequenz von etwa 90 MHz arbeitet. Die Probenschwingung von 100 Hz bis zu 1 kHz ist als Frequenzmodulation der Hochfrequenz überlagert. Eine Demodulatoreinheit extrahiert aus der Hochfrequenz das Signal der Probenschwingung. Über einen Filter wird dieses Signal einem Analog/Digitalkonverter zugeführt. Ein Oszilloskop dient der Beobachtung des Meßsignals. Die Anregungsspannung wird von einem ac-dc-Netzteil bereitgestellt. Ein Regelkreis gewährleistet eine konstante Schwingungsamplitude.

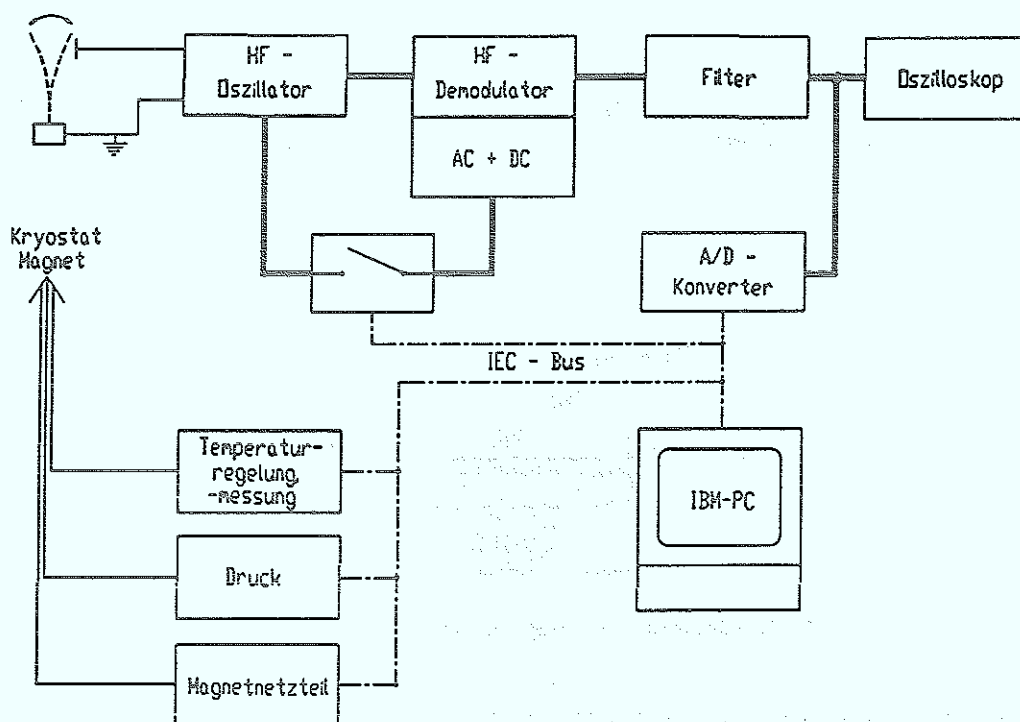


Abb. 11 : Blockdiagramm der Meßelektronik

Die Messung der Inneren Reibung erfolgt computergesteuert. Die Anregungsspannung für die Probenschwingung wird vom Rechner abgeschaltet; gleichzeitig wird mit der zeitaufgelösten Messung der Schwingungsamplitude im Analog/Digitalkonverter begonnen. Die gemessenen Amplituden werden dem Rechner mitgeteilt. Aus einem Exponentialfit an die Amplitude wird die Dämpfung

Q^{-1} berechnet. Vor und nach jeder Messung werden vom Rechner weitere Meßgrößen wie Proben­temperatur, Druck im Probenraum und Magnetfeld abgefragt. Auch können Temperatur- und Magnetfeldänderungen vom Rechner vorgenommen werden. Der Datenaustausch zwischen dem Rechner und allen angeschlossenen Geräten erfolgt über den IEC-Datenbus.

III.2.2 Kryotechnik

Die Probe befindet sich in einem Verdampferkryostaten, so daß Proben­temperaturen zwischen 7 K und 320 K möglich sind. Des weiteren ist um den Probenraum herum ein supraleitender Magnet angeordnet, der Magnetfelder bis zu 3 T bereitstellt. Dabei ist die Homogenität des Magnetfeldes laut Herstellerangaben besser als 0,3%.

Die Abb. 12 zeigt zunächst die Baugruppen, die zur Kühlung der Probe eingesetzt werden. In der Abbildung unten links ist schematisch der Kryostat dargestellt. Das schraffierte "U" stellt den Magneten mit LHe-Vorrat dar; der Zylinder mit dem kreisförmigen Kopf steht für den Verdampferkryostat. Durch den Einsatz einer Temperaturregelung kann die Proben­temperatur unterhalb von 100 K auf besser als 0,5% stabil gehalten werden.

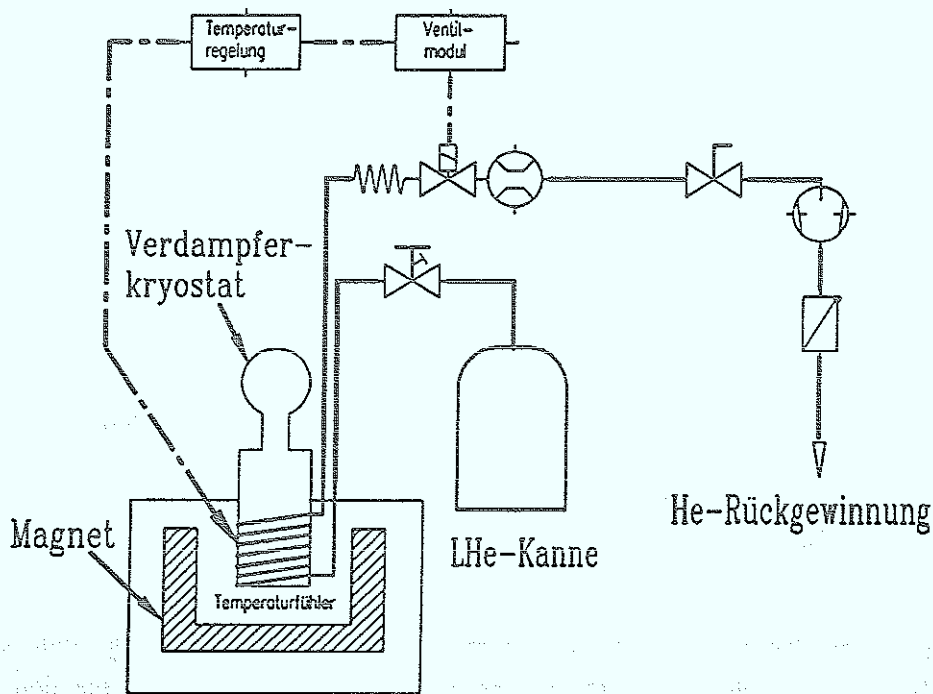


Abb. 12 : Schematische Darstellung des zur Probenkühlung eingesetzten Verdampferkryostaten und seiner Versorgungsaggregate.

Die Baugruppen, die zur Evakuierung des Probenraumes und zur Kühlung des Magneten eingesetzt werden, sind im Blockdiagramm der Abb. 13 dargestellt. In der Mitte des Diagramms ist die schematische Darstellung des Kryostaten zu erkennen. Die Zuleitung "A", links im Diagramm, erlaubt das Einlassen von He-Kontaktgas in den Probenraum. Um eine bessere Temperaturstabilität zu erreichen, wurden alle Messungen bei einem Kontaktgasdruck von etwa 3×10^{-2} mbar Heliumgas durchgeführt. Die Konstanz des Gasdruckes wurde durch eine Druckregelung bei gleichzeitigem Einlaß des Gases durch Zuleitung "A" und Abpumpen durch den linken Teil der Pumpleitung "B" erreicht. Im linken Teil der Leitung "B" sind zum Erreichen eines Feinvakuums eine Kühlfalle und eine Drehschieberpumpe hintereinandergeschaltet. Der rechte Teil der Pumpleitung "B", versehen mit einer Turbomolekularpumpe, dient zur Herstellung von Drücken unterhalb von 10^{-5} mbar im Probenraum.

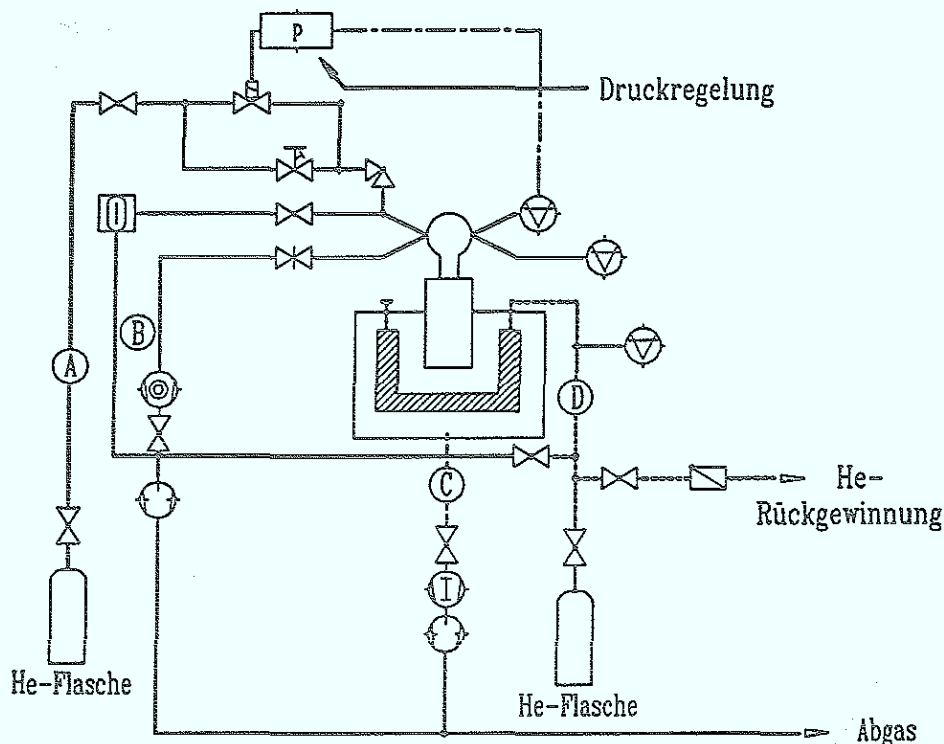


Abb. 13 : Schematische Darstellung der Versuchsaufbauten zum Betrieb eines supraleitenden Magneten und zur Druckregelung im Probenraum.

Durch das Kontaktgas im Probenraum wird eine Dämpfung von etwa $Q^{-1} \approx 10^{-4}$ verursacht. Diese Dämpfung kann toleriert werden, da bei den hier durchgeführten Messungen die Effekte oberhalb von $Q^{-1} = 10^{-4}$ zu finden sind (siehe Kapitel IV.2b). Frühere Arbeiten haben gezeigt, daß zur Messung der

Dämpfung unterhalb von $Q^{-1}=10^{-4}$ Drücke kleiner als 10^{-5} mbar im Probenraum herrschen müssen /28/.

Über die Pumpleitung "C" wird das Stützvakuum des Kryostaten aufrecht gehalten. Die Zuleitung "D" erfüllt verschiedene Aufgaben. Während des Betriebs des Magneten wird das anfallende He-Abgas über die Leitung "D" der Rückgewinnung zugeführt. Beim Vorkühlen des Magneten kann über die Leitung "D" der Magnet und sein LHe-Vorratsbehälter mit He-Gas gespült werden oder mit der Drehschieberpumpe der Leitung "B" evakuiert werden.

Zusätzlich zum Magneten und dem Verdampferkryostaten sind im Aufbau noch zwei LN_2 -Behälter integriert, die in keinem der beiden oben beschriebenen Diagramme zu finden sind. Diese LN_2 -Behälter und die an ihnen angebrachten Strahlungsschilde schirmen den Magneten gegen den äußeren Mantel des Kryostaten bzw. gegen den Verdampferkryostaten ab.

III.2.3 Probenhalterung

Die Probe besteht aus einem supraleitenden Film von 50 bis 600 nm Dicke auf einem etwa 0,5 mm dicken Substrat (siehe Kapitel IV.1). Die Probe wird auf einen Silizium-Schwinger aufgeklebt (Abb. 14). Als Kleber wird ein spezieller Tieftemperaturkleber (Nonaq Stopcock Grease, Fisher Scientific Company) verwendet. An den Schwinger sind im wesentlichen zwei Anforderungen zu stellen. Zum einen darf er selbst nur einen sehr geringen Beitrag an der Dämpfung haben, zum anderen müssen auch parasitäre Dämpfungen, wie sie zum Beispiel von der Einspannung des Schwingers verursacht werden können, vermieden werden. Aus früheren Arbeiten /28/ ist bekannt, daß diese beiden Eigenschaften von Silizium-Rahmenproben besonders gut erfüllt werden.

Eine direkte Verwendung des Substratmaterials der supraleitenden Filme als Schwinger schließt sich aus mehreren Gründen aus. Wegen der hohen Eigendämpfung einiger Substratmaterialien ergeben sich starke Einschränkungen bei der Auswahl derselben. Es wurde gefunden, daß unter diesen Aspekt nur MgO und $NdGaO_3$ geeignet sind. Zudem beeinträchtigt die notwendige Vorbehandlung der Schwinger (Schneiden, Brechen, Abdünnen) die Qualität der Substratoberfläche, so daß die Filmqualität auf solchen Substraten deutlich verringert ist. Für das Aufkleben der Proben auf einen Silizium-Schwinger spricht weiterhin, daß bei dieser Vorgehensweise die Proben aus einem optimierten Herstellungsprozeß stammen /29/ und auch in anderen Experimentiereinrichtungen untersucht werden können.

Der Schwinger mit Probe sowie die für die Anregung und Detektion der Schwingung notwendige Gegenelektrode sind auf einem Quarzglasträger montiert, der direkt in den Probenhalter eingesetzt werden kann.

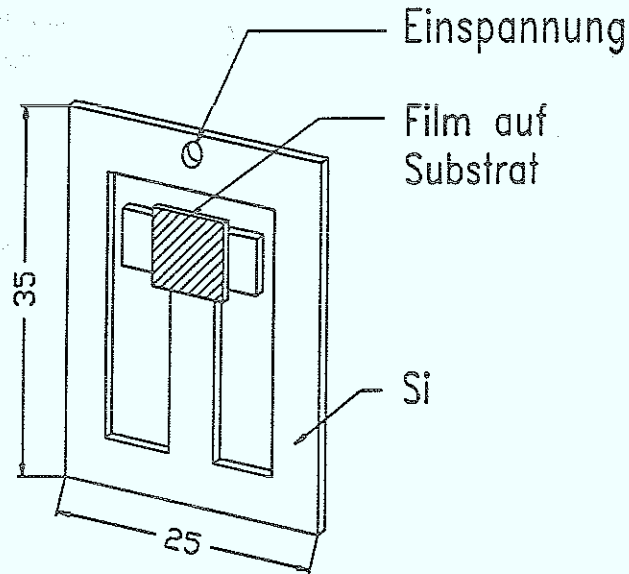


Abb. 14 : Schematische Darstellung des Siliziumschwingers mit aufgeklebter Probe. Die im Bild eingezeichneten Maße sind in mm angegeben.

Der untere Teil des Probenhalters mit montierter Probe ist in Abb. 15 dargestellt. In der Mitte des Bildes ist der Siliziumschwinger mit aufgeklebter Probe zu erkennen. Die Gegenelektrode befindet sich genau hinter der Probe. Die elektrische Kontaktierung des Schwingers erfolgt über den Einspannungsblock am unteren Ende des Schwingers. In den Einspannungsblock ist auch der hauptsächlich verwendete Temperaturfühler, ein Kohlewiderstand, eingelassen. Ein weiterer Temperaturfühler, eine Siliziumdiode, befindet sich an der Unterseite der Montageplatte oberhalb der Probe. Der Probenhalter ist derart konzipiert, daß sich die Probe in einem Volumen maximaler Homogenität des Magnetfeldes befindet. Das Magnetfeld zeigt dabei parallel zum Schwinger, in der Abb. 15 nach oben.

Im rückwertigen Teil des Probenhalters ist ein Trieb untergebracht, der Verkippungen der Halterung für den Quarzglasträger und somit auch Verkippungen der Probe um $\pm 11^\circ$ relativ zum Magnetfeld zuläßt. Eine Hallsonde auf der Rückseite der Trägerplatte ermöglicht die Bestimmung des Kippwinkels Θ zwischen Magnetfeld und Probe über eine Messung der Hallspannung U_H . Diese ist mit dem Kippwinkel über die Beziehung $U_H \propto H \sin(\Theta)$ verknüpft. Dabei muß allerdings eine mögliche Verkippung der Probe relativ zum Quarzglasträger als Fehler berücksichtigt werden. Dieser Fehler beträgt etwa $0,5^\circ$.

Um in situ Verkipungen der Probe zu ermöglichen, wurde ein starrer Probenhalter verwendet. Obwohl der gesamte Kryostat auf einem Schwingisoliertisch ruht, können störende Einflüsse, wie etwa Gebäudeschwingungen, nicht vollständig von der Probe ferngehalten werden. Für diesen Probenhalter liegt daher die untere Meßgrenze für die Innere Reibung bei $Q^{-1} \approx 10^{-5}$.

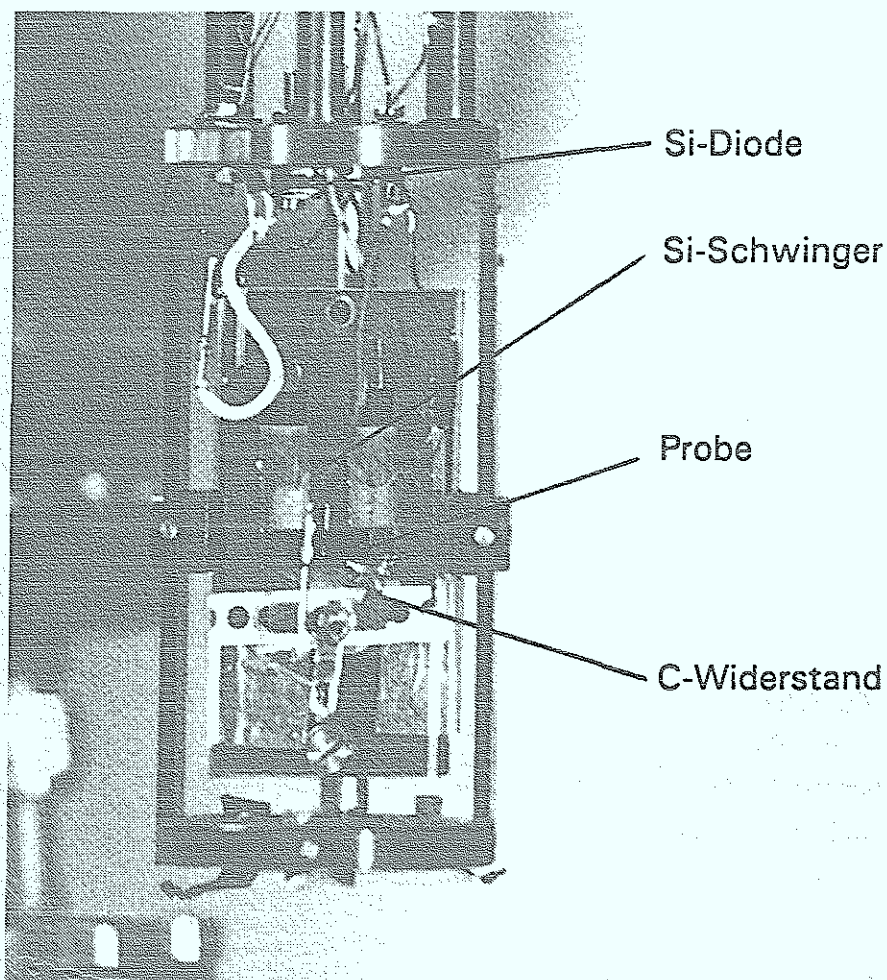


Abb. 15 : Foto des unteren Teils des Probenhalters mit eingebauter Probe.

IV. Experimentelle Ergebnisse

IV.1 Probenherstellung und Charakterisierung

Die in dieser Arbeit untersuchten Supraleiter sind hauptsächlich dünne $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Filme. Diese Filme wurden im Institut für Mikrostrukturforschung, IFF, Forschungszentrum Jülich, mittels eines dc-Sputterverfahrens auf LaAlO_3 oder NdGaO_3 -Substraten abgeschieden /29/. Die Filme wachsen auf den Substraten epitaktisch auf. Ihre kristallographische c-Achse (siehe auch Kapitel II.1.1) ist parallel zur Flächennormalen des Substrates ausgerichtet. Standardmäßig wurden nach der Herstellung der Filme der spezifische Widerstand bei Raumtemperatur $\rho(300\text{K})$ nach der van-der-Pauw-Methode sowie die Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes bis unterhalb des Normalleiter/Supraleiter-Phasenüberganges gemessen. Bei einigen Proben wurden zusätzliche charakterisierende Messungen wie Rutherford-Rückstreu-Experimente, Untersuchungen mit dem Licht- und Rasterelektronenmikroskop sowie röntgenographische Untersuchungen durchgeführt. Die verwendeten Proben sind zusammen mit den Filmdicken, Substratmaterialien sowie den Ergebnissen der jeweiligen zusätzlichen Messungen in Tabelle 1 zusammengefaßt.

Die Filmdicke d der Proben variiert zwischen 50 und 600 nm. Sie wurde aus der Sputterzeit bestimmt. Die Probe HZ212031b wurde so präpariert, daß zwischen zwei 150 nm dicken Supraleiterschichten eine 160 nm dicke isolierende SrTiO_3 -Schicht liegt. Eine typische Ansicht der Oberfläche der Filme zeigt Abb. 16. Hier ist eine REM-Aufnahme der Probe HZ303041 zu sehen. Die Probenoberfläche weist eine größere Anzahl von Verunreinigungen auf, die vermutlich aus CuO bestehen und bei der Herstellung der Filme erzeugt werden. Ihre Größe beträgt etwa $1\text{ }\mu\text{m}$ im Durchmesser.

Die Filmfläche beträgt bei fast allen Proben $10 \times 10\text{ mm}^2$. Lediglich die Proben HZ212031a und HZ212031b wurden auf kleineren Substraten von $4,4 \times 10\text{ mm}^2$ bzw. $5,6 \times 10\text{ mm}^2$ aufgestäubt. Eine weitere Besonderheit stellt die Probe HZ301282s dar. Sie wurde durch Strukturierung der Probe HZ301282 mittels Photolithographie und reaktivem Ionenätzen mit Argonionen gewonnen. Wie in Abb. 17 gezeigt wurden über die gesamte Probenlänge verlaufende $7,8\text{ }\mu\text{m}$ breite Supraleiterbahnen mit einem Abstand von $11,2\text{ }\mu\text{m}$ erzeugt.

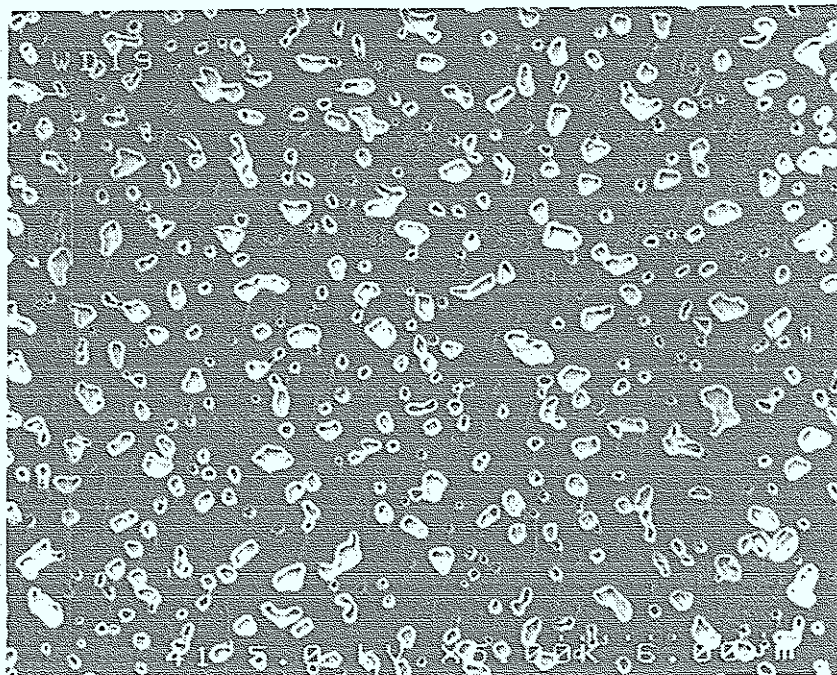
Die resistiv bestimmte kritische Temperatur T_c aller gemessenen Filme liegt oberhalb von 90 K (in Tabelle 1 ist T_c^{mid} , die Temperatur bei $\rho=0,5\rho_n$, angegeben). Da die Sprungtemperatur bei dem hier untersuchten System $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ stark vom Sauerstoffgehalt der Proben abhängt /30/, kann

umgekehrt aus der Sprungtemperatur auf den Sauerstoffgehalt geschlossen werden. Für $T_c > 90$ K ist $x < 0,1$. Die Übergangsbreite ΔT der Proben ist kleiner als 1,4 K.

Probe	S	d [nm]	$\rho(300K)$ [$\mu\Omega\text{cm}$]	$T_{c,\text{mid}}$ [K]	ΔT [K]	
HZ100821	L	100	224	90,6	0,7	
HZ280821	L	50	270	92,7	1,3	
HZ121021	L	100	201	92,3	0,6	
HZ211021	N	275	203	92,7	0,3	
HZ212031a	L	300				$x \approx 2,9\%$
HZ212031b	L	2x150				$x \approx 15\%$ mit SrTiO_3 Zwischenschicht
HZ301111	L	50	236	92,8	0,9	
HZ301282	L	150	210			
HZ301282s	L	150				Probe HZ301282 strukturiert
HZ303041	L	600	359			Rockingkurven- breite $\approx 0.4^\circ$
NbTi50/50				9,5(1)		Draht, $\phi = 100 \mu\text{m}$

Tabelle 1 : Zusammenstellung der Proben in Verbindung mit den Ergebnissen der charakterisierenden Messungen. S : Substratmaterial (L : LaAlO_3 , N : NdGaO_3). (1) : aus der Messung der Inneren Reibung bestimmt.

Channeling-Experimente ergeben für die hier verwendeten Proben eine minimale Rückstreurrate χ von etwa 3%. Dies zeigt, daß die Proben gute Epitaxie aufweisen; an der Probe HZ212031a wurde zum Beispiel $\chi \approx 2,9\%$ gemessen. Die Dreifachschicht HZ212031b macht hier eine Ausnahme. Da nunmehr drei Grenzschichten (Substrat/Supraleiter/Isolator/Supraleiter) statt einer in der Probe existieren, ist die minimale Rückstreurrate stark erhöht und beträgt für diese Probe etwa 15%.



6 µm

Abb. 16: REM-Aufnahme der Probenoberfläche der Probe HZ303041, Vergrößerung = 1500.

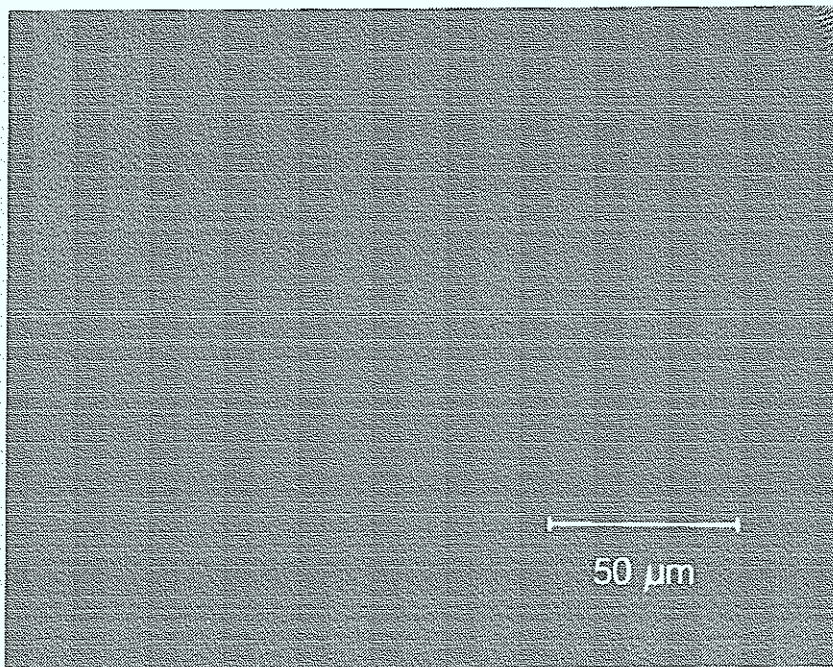


Abb. 17: Lichtmikroskopische Aufnahme der Probenoberfläche der Probe HZ301282s, Vergrößerung = 500. Die durch die Strukturierung erzeugten Leiterbahnen sind als dunkle Streifen zu erkennen.

Ein weiteres Merkmal für die Güte der Epitaxie der Filme stellt die Breite der Rockingkurve dar. Für die in dieser Arbeit untersuchten Filme mit Dicken kleiner 300 nm findet man typische Werte von $0,15^\circ$ und kleiner [31]. An der Probe HZ303041 mit einer Filmdicke von 600 nm wurde die Breite der Rockingkurve zu $0,4^\circ$ bestimmt. Dieser größere Wert ist auf die relativ große Filmdicke zurückzuführen.

Zum Vergleich mit den oxydischen Hochtemperatur-Supraleitern wurde auch ein sogenannter konventioneller Supraleiter untersucht. Dabei handelt es sich um eine NbTi-Legierung mit einem Titan Anteil von 50 Atomprozent. Diese supraleitende Legierung ist kommerziell erhältlich und hat ein T_c von etwa 9,5 K. Das Material lag als Draht mit einem Durchmesser von 100 μm vor. Es ist unter dem Probenamen NbTi50/50 ebenfalls in Tabelle 1 aufgenommen. Für die Messungen wurden 12 Drahtstücke mit einer Länge von je 15 mm auf den Silizium-Schwinger aufgeklebt.

IV.2 Messungen bei konstantem Magnetfeld

IV.2.1 Allgemeines

Die Messungen der Temperaturabhängigkeit von Resonanzfrequenz und Dämpfung wurden unterhalb von 100 K in Magnetfeldern zwischen 70 mT und 1 T durchgeführt. Die Messungen können prinzipiell auf zwei verschiedene Arten erfolgen. Zum einen gibt es den sogenannten feldgekühlten Modus (field cooled, FC), bei dem die Proben bei angelegtem Feld abgekühlt werden. Dabei wird gleichzeitig die Messung durchgeführt. Zum anderen kann man die Proben zunächst im Nullfeld kühlen, bei tiefen Temperaturen ein Feld anlegen und dann während des Aufwärmens messen (zero field cooled, ZFC). Abb. 18 zeigt die Differenz zwischen einer Messung im FC und im ZFC-Modus an der Probe HZ280821 in einem Feld von 100 mT. Die Differenz liegt unterhalb von 80 K im Bereich der Fehlerbalken des Experimentes ($\Delta f/f \approx 5\% \times Q^{-1}$, $\Delta Q^{-1}/Q^{-1} \approx 1\%$). Die Abweichungen zwischen 80 K und 95 K betragen weniger als 10% der Meßeffekte (siehe Kapitel IV.2.2). Daher wurden nur ZFC-Messungen durchgeführt, die experimentell einfacher durchführbar sind.

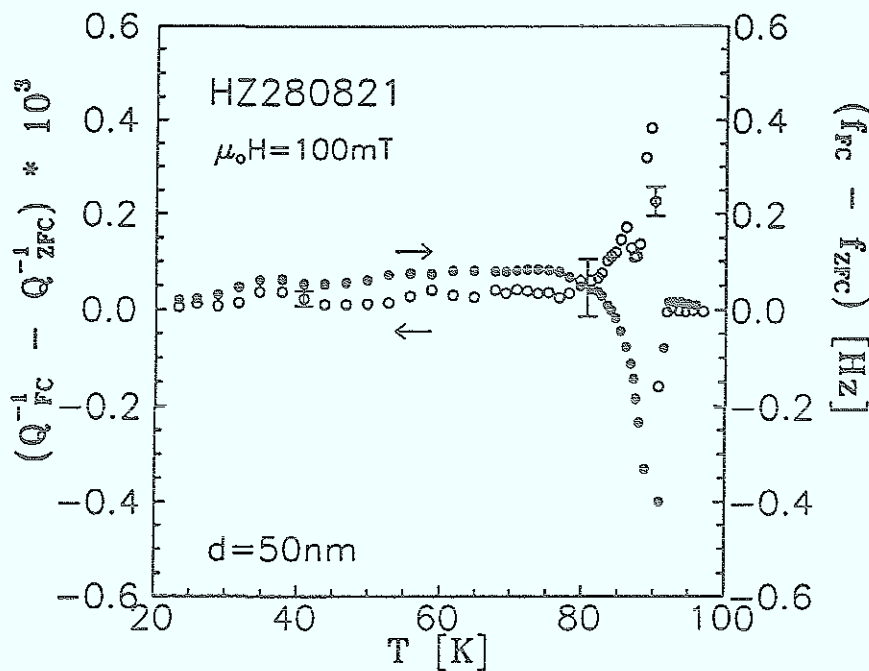


Abb. 18: Differenz zwischen einer Messung im FC und ZFC-Modus an der Probe HZ280821 ($\mu_0 H = 100 \text{ mT}$). Die Fehlerbalken entsprechen der experimentellen Auflösung von $\Delta f/f \approx 5\% \times Q^{-1}$, $\Delta Q^{-1}/Q^{-1} \approx 1\%$.

Der typische Temperaturverlauf der Experimente ist charakterisiert durch eine Aufwärmrate von etwa 2 K/min für Temperaturen unterhalb von 80 K; oberhalb von 80 K wurde die Aufwärmrate bis auf 0,2 K/min gesenkt. Dies ist begründet mit einer wenig temperaturabhängigen Dämpfung und Meßfrequenz unterhalb von 80 K, die eine schnelle Temperaturänderung erlauben. Die wichtigen Meßeffekte sind knapp unterhalb von T_c zu finden (Kapitel IV.2.2), so daß dort die Messungen bei einer geringeren Aufwärmrate durchgeführt wurden.

Die Reproduzierbarkeit der Messungen und eine eventuelle Alterung der Proben wurde an der Probe HZ100821 überprüft. Abb. 19 zeigt die Frequenzdifferenz Δf bei $\mu_0 H = 300$ mT, die jeweils 2 Tage bzw. 56 Tage nach der Probenherstellung gemessen wurde. Die parallel dazu aufgenommene Dämpfungskurve Q^{-1}_{SL} ist in Abb. 20 dargestellt. Es lassen sich nur geringe Unterschiede zwischen den beiden Messungen feststellen. Die Abweichung zwischen den Dämpfungsmessungen oberhalb von T_c sind ein experimentelles Artefakt.

Weiterhin wurde die Amplitudenabhängigkeit von Frequenz und Dämpfung überprüft. Abb. 21 zeigt die Frequenzmessungen an der Probe HZ121021 bei $\mu_0 H = 200$ mT und Schwingungsamplituden von 150 nm bis 400 nm. Die zugehörigen Dämpfungen Q^{-1}_{SL} sind in Abb. 22 dargestellt. Innerhalb des hier gewählten Amplitudenbereiches lassen sich keine Differenzen zwischen den Meßkurven feststellen. Um zu genaueren Aussagen zu kommen wurde an der Probe HZ303041 bei einer festen Temperatur von 20 K und festem Magnetfeld von 0,5 T bzw. 1 T die Amplitudenabhängigkeit genauer untersucht. Dabei wurde u_0 zwischen 170 nm und 1200 nm variiert. Die Resultate der Frequenzmessung sind in Abb. 23 und die der Dämpfungsmessung in Abb. 24 dargestellt. Während man für die Frequenzen bei beiden Feldern keine Amplitudenabhängigkeit findet, ist bei den Dämpfungsmessungen mit $Q^{-1} \propto u_0^{0,12}$ für $\mu_0 H = 0,5$ T und $Q^{-1} \propto u_0^{0,15}$ für $\mu_0 H = 1$ T eine geringe Amplitudenabhängigkeit zu beobachten. Alle anderen Messungen dieser Arbeit wurden mit einer festen Schwingungsamplitude von 400 nm durchgeführt.

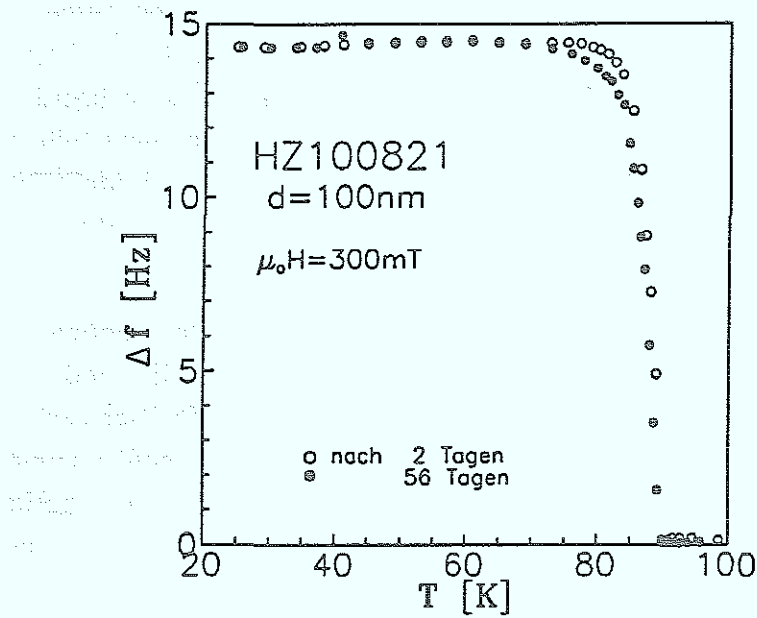


Abb. 19: Temperaturabhängigkeit der Resonanzfrequenzstufe Δf bei 300 mT der Probe HZ100821; ○ : Messung 2 Tage nach Probenherstellung, ● : Messung nach 56 Tagen.

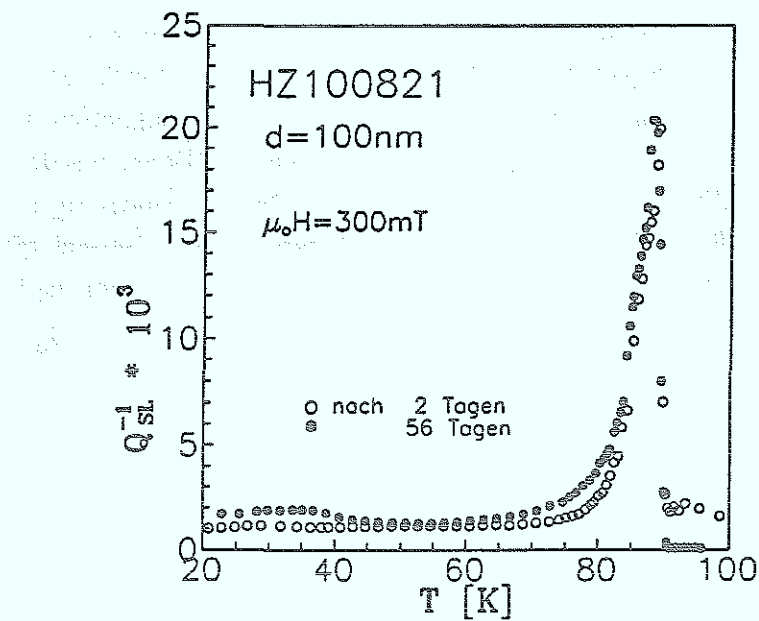


Abb. 20: Temperaturabhängigkeit der Dämpfung Q^{-1}_{SL} bei 300 mT der Probe HZ100821; ○ : Messung 2 Tage nach Probenherstellung, ● : Messung nach 56 Tagen.

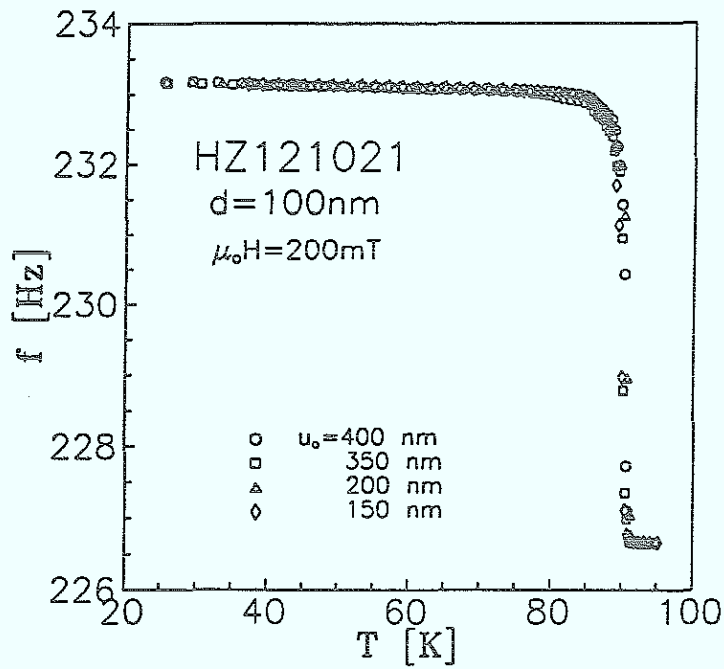


Abb. 21: Temperaturabhängigkeit der Meßfrequenz bei 200 mT der Probe HZ121021. Es sind Messungen mit Schwingungsamplituden von 150 nm bis 400 nm dargestellt.

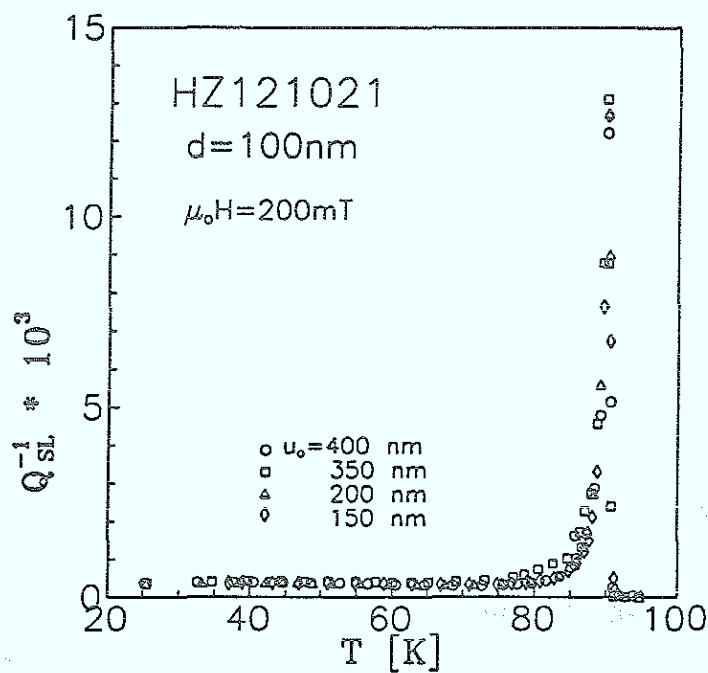


Abb. 22: Temperaturabhängigkeit der Dämpfung bei 200 mT der Probe HZ121021. Es sind Messungen mit Schwingungsamplituden von 150 nm bis 400 nm dargestellt.

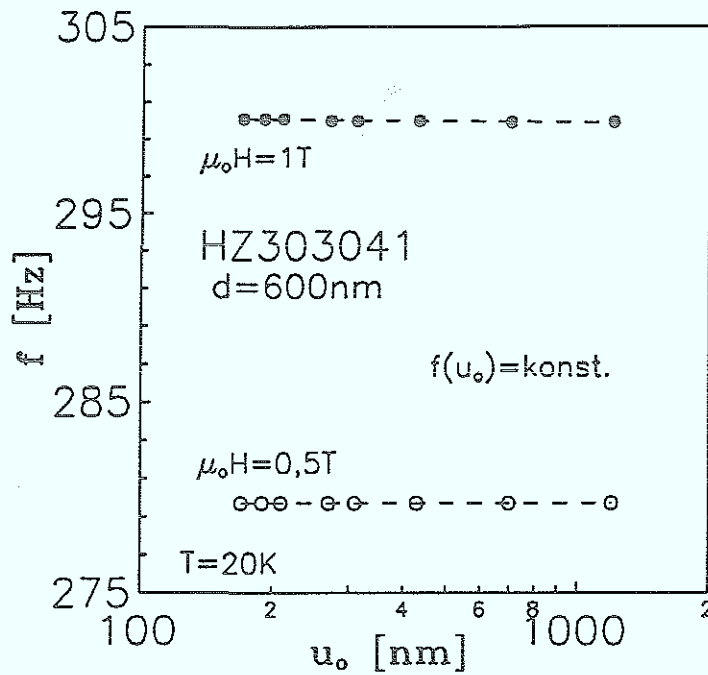


Abb. 23: Amplitudenabhängigkeit der Meßfrequenz bei $T=20\text{ K}$ und $0,5\text{ T}$ sowie 1 T (Probe HZ303041).

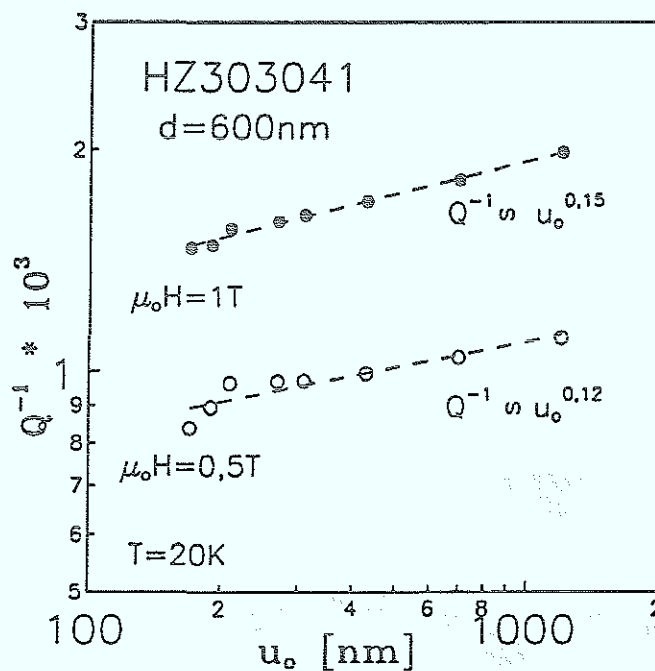


Abb. 24: Amplitudenabhängigkeit der Dämpfung bei $T=20\text{ K}$ und $0,5\text{ T}$ sowie 1 T (Probe HZ303041).

IV.2.2 Messungen an Vollfilmen

IV.2.2a Frequenzmessungen

Die Temperaturabhängigkeit der Resonanzfrequenz ist exemplarisch für alle Proben am Beispiel der Probe HZ121021 in Abb. 25 dargestellt. Im Nullfeld ist eine nur schwache Änderung der Resonanzfrequenz mit der Temperatur zu erkennen, die auf die Temperaturabhängigkeit des Elastizitätsmoduls des Siliziumschwingers zurückzuführen ist. Bei einem äußeren Magnetfeld findet man direkt unterhalb von T_c eine stufenartige Frequenzerhöhung und anschließend einen flachen Frequenzverlauf bei tieferen Temperaturen. Diese beiden Effekte sind auf den schwingenden Supraleiter zurückzuführen.

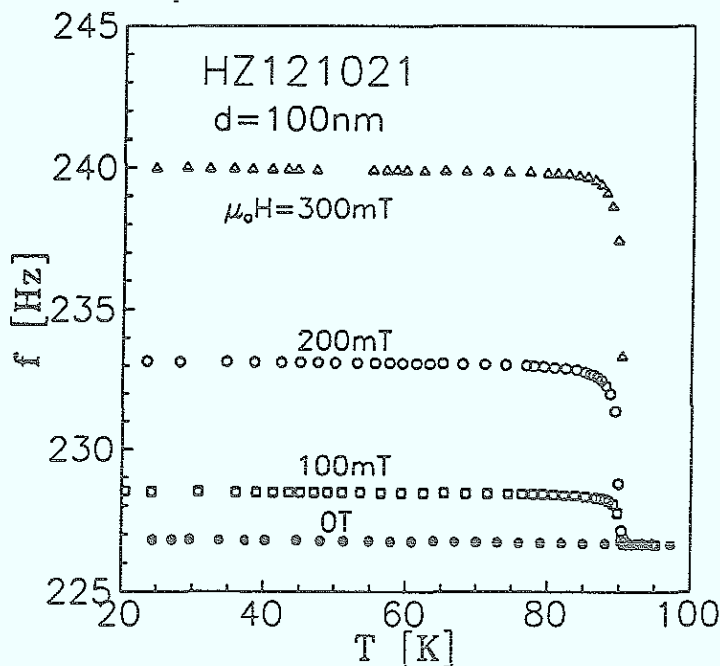


Abb. 25: Temperaturabhängigkeit der Resonanzfrequenz bei Feldern von 0T, 100mT, 200mT, 300mT; Probe HZ121021.

Um die Höhe der Frequenzstufe zu quantifizieren ist in Abb. 26 die Resonanzfrequenz als Differenz zur Nullfeldmessung Δf über dem Feld für die Probe HZ121021 aufgetragen ($T = 40$ K). Ein Fit an die Datenpunkte ergibt eine Abhängigkeit der Frequenzdifferenz vom Quadrat des Magnetfeldes. Somit ist die Höhe der Frequenzstufe in Abb. 25 proportional zu H^2 . Dies gilt auch für alle anderen Proben.

Die Messungen der Temperaturabhängigkeit der Resonanzfrequenz lassen sich in einer Auftragung $\Delta f/(\mu_0 H)^2$ über der Filmdicke d zusammenfassen (Abb. 27).

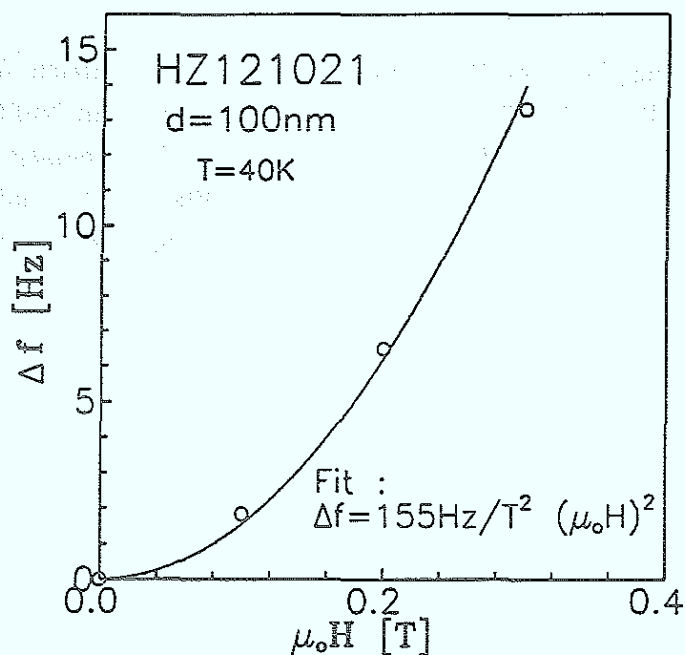


Abb. 26: Resonanzfrequenzstufe Δf als Funktion des Feldes (Probe HZ121021, $T=40\text{ K}$).

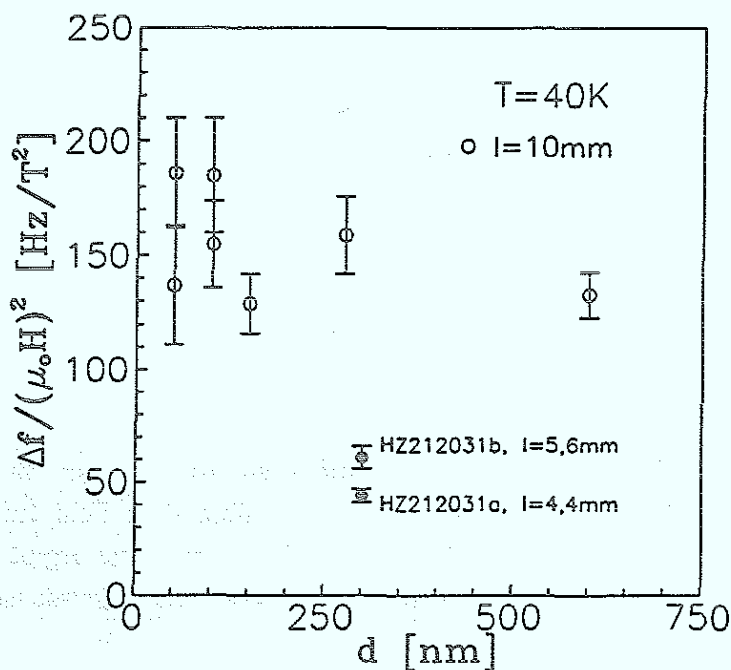


Abb. 27: $\Delta f/(\mu_0 H)^2$ als Funktion der Filmdicke d . Die Fehlerbalken resultieren aus der Standardabweichung des jeweiligen Fits an die Meßdaten $\Delta f(H)$.

Innerhalb der Fehlerbalken, die aus der Standardabweichung des jeweiligen Fits resultieren, ist $\Delta f/(\mu_0 H)^2$ für die Proben mit einer Länge von 10 mm unabhängig von der Filmdicke. Die beiden Proben HZ212031a ($l=4,4$ mm) und HZ212031b ($l=5,6$ mm) besitzen eine deutlich niedrigere Frequenzstufe.

IV.2.2b Dämpfungsmessungen

Auch die Dämpfungsmessungen als Funktion der Temperatur sollen exemplarisch für alle Proben an der Probe HZ121021 gezeigt werden. Die Abb. 28 zeigt einen typischen Kurvenverlauf im Nullfeld und bei $\mu_0 H=200$ mT. Der innere Teil der Abbildung gibt den Temperaturbereich zwischen 80 K und 100 K wieder.

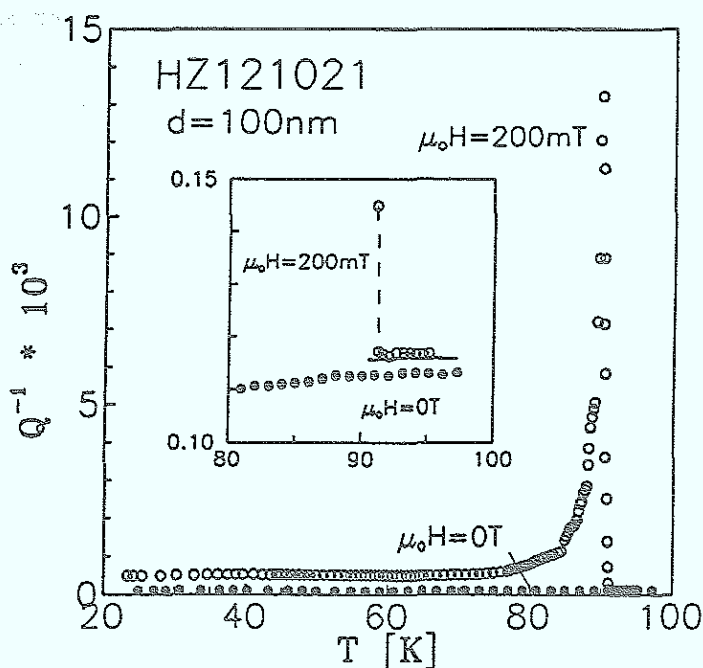


Abb. 28: Temperaturabhängigkeit der Dämpfung im Nullfeld und für 200 mT der Probe HZ121021. Der Innenteil der Abbildung zeigt einen Ausschnitt im Temperaturbereich von 80 K bis 100 K; die durchgezogene Linie entspricht der Schwingerdämpfung plus der Wirbelstromdämpfung durch die Probe im normalleitenden Zustand Q^{-1}_j .

Man erkennt, daß sich die Dämpfung im Magnetfeld aus drei Anteilen zusammensetzt. Im Nullfeld mißt man die Dämpfung des Siliziumschwingers, die bei 100 K etwa $Q^{-1} \approx 10^{-4}$ beträgt und mit fallender Temperatur sinkt. Beim Anlegen eines Feldes kommen zwei weitere Dämpfungseffekte hinzu. Für $T > T_c$ ist die Probe normalleitend und Wirbelstromdämpfung Q^{-1}_j (siehe Kapitel II.2.1) tritt auf. Für einen spezifischen Widerstand von etwa $60 \mu\Omega\text{cm}$ bei 100 K ergibt

sich eine Dämpfung von $Q^{-1}_j \approx 3 \times 10^{-6}$, die zur Schwingerdämpfung addiert im Innenteil der Abb. 28 als durchgezogene Linie eingezeichnet ist.

Für $T < T_c$ tritt diese Wirbelstromdämpfung nicht mehr auf. Statt dessen mißt man Verluste im supraleitenden Zustand der Probe, die durch ein hohes, asymmetrisches Dämpfungsmaximum direkt unterhalb von T_c und eine annähernd temperaturunabhängige Dämpfung bei tieferen Temperaturen charakterisiert sind. Im folgenden soll nur noch dieser Anteil der Dämpfung, bezeichnet mit Q^{-1}_{SL} , betrachtet werden.

Abb. 29 zeigt am Beispiel der Probe HZ121021 den Einfluß des Magnetfeldes auf die zwei Bereiche der Dämpfung. Der linke Teil der Abb. 29 zeigt den Temperaturbereich von 10 K bis 85 K. Hier ist der wenig temperaturabhängige Anteil der Dämpfung zu erkennen. Um die Abhängigkeit dieses Dämpfungsanteils vom Magnetfeld zu bestimmen, wurde in Abb. 30 die Dämpfung bei $T=40$ K gegen das Magnetfeld aufgetragen. Ein Fit an die Meßpunkte ergibt auch hier eine Proportionalität der Dämpfung Q^{-1}_{SL} zum Quadrat des Magnetfeldes. Die Messungen bezüglich der Dämpfung bei niedrigen Temperaturen lassen sich somit in einer Auftragung $Q^{-1}_{SL}/(\mu_0 H)^2$ über der Probendicke d zusammenfassen, die Abb. 31 zeigt.

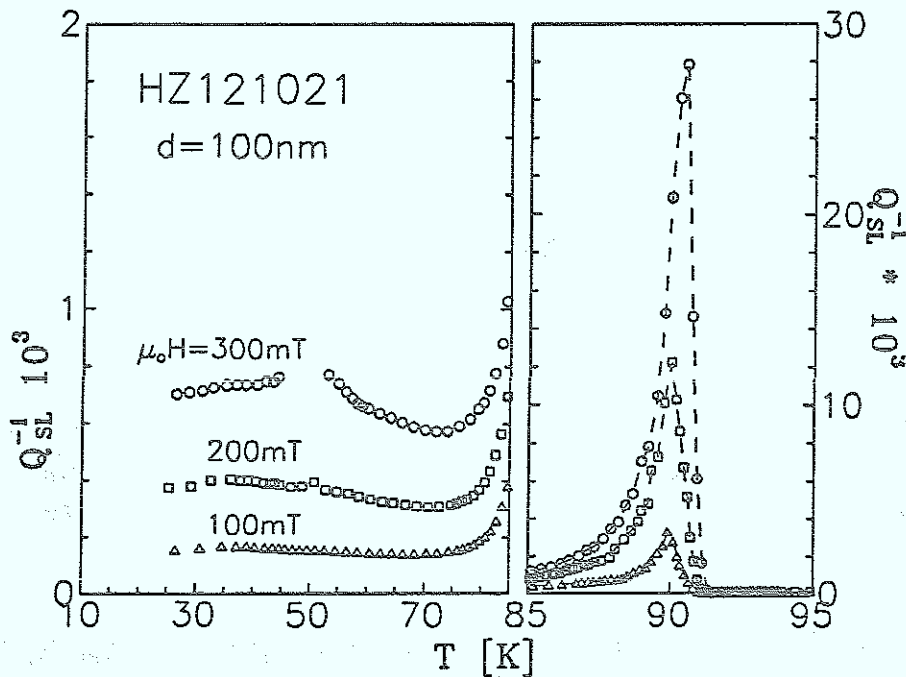


Abb. 29: Temperaturabhängigkeit der Dämpfung Q^{-1}_{SL} bei 0T, 100mT, 200mT, 300mT der Probe HZ121021. Zu beachten ist der Maßstabwechsel auf beiden Achsen in der Mitte der Abbildung. Die gestrichelten Linien sind eine Orientierungshilfe.

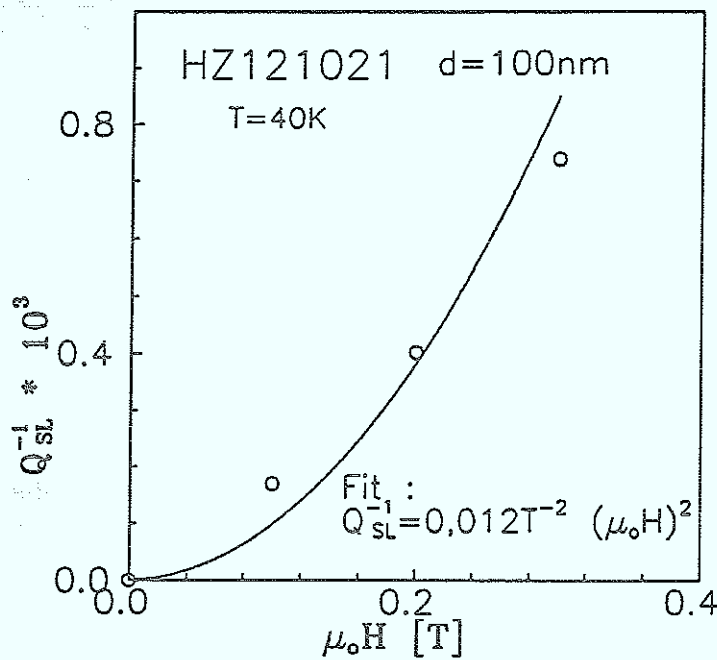


Abb. 30: Dämpfung Q_{SL}^{-1} der Probe HZ121021 bei $T=40K$ als Funktion des Magnetfeldes.

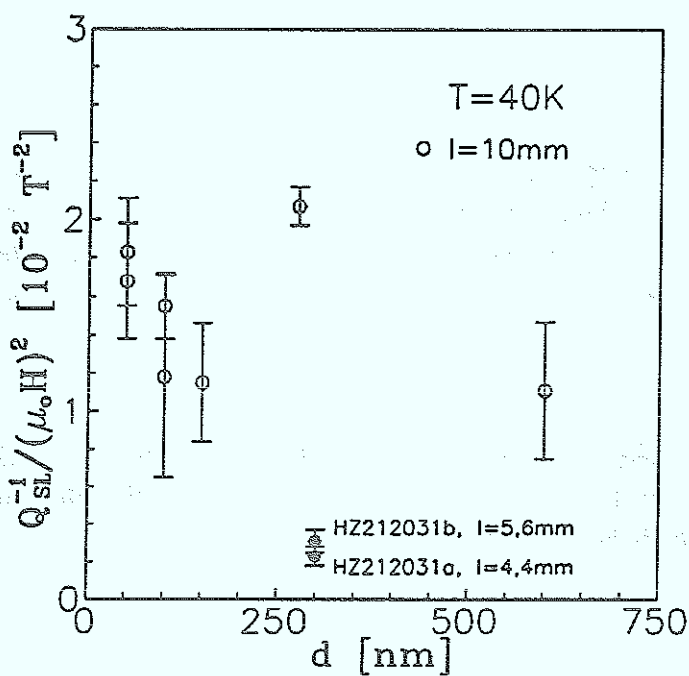


Abb. 31: $Q_{SL}^{-1} / (\mu_0 H)^2$ bei $T=40K$ als Funktion der Filmdicke d . Die Fehlerbalken resultieren aus der Standardabweichung des jeweiligen Fits an die Meßdaten $Q_{SL}^{-1}(H)$.

Innerhalb der Fehlerbalken besteht keine Abhängigkeit der Dämpfungshöhe von der Probendicke für alle Proben mit einer Länge $l=10$ mm. Die beiden Proben HZ212031a und HZ212031b mit jeweils einer geringeren Länge zeigen auch eine kleinere Dämpfung.

Im rechten Teil der Abb. 29 ist das Dämpfungsmaximum im Temperaturbereich von etwa 85 K bis T_c zu erkennen. Es ist stark asymmetrisch. Mit steigendem Magnetfeld erhöht sich die Dämpfung und die Position T_m des Maximums verschiebt sich geringfügig zu tieferen Temperaturen.

IV.2.2c Verkipfung der Proben relativ zum Magnetfeld

Die überwiegende Anzahl der Messungen wurde in einem parallel zu Schwinger und Probe ausgerichteten Magnetfeld durchgeführt. In einigen Experimenten wurden Schwinger und Probe jedoch um einen Winkel Θ relativ zum Feld verkippt. Abb. 32 zeigt eine Frequenzmessung an der Probe HZ301282 bei einer konstanten Temperatur von 80 K und einem Feld von 0,75 T als Funktion von Θ . Die Frequenz ist maximal für Winkel nahe 0° ; sie fällt linear mit zunehmenden Θ um etwa 0,5% für $\Theta \approx 11^\circ$. Die zugehörige Dämpfungsmessung zeigt Abb. 33. Hier hat die Dämpfung ein Minimum bei $\Theta=0^\circ$. Bei zunehmenden Verkipfung steigt sie um etwa 100% bei $\Theta \approx 11^\circ$ an. Die Fehlerbalken in Abb. 33 resultieren aus einer Mittelung von jeweils fünf Datenpunkten, aufgenommen bei dem selben Kippwinkel.

Da die Frequenzänderungen als Funktion von Θ relativ klein und zudem experimentell nur sehr schwer aufzulösen sind, wurde weiterhin nur die Temperaturabhängigkeit der Dämpfung bei verschiedenen Kippwinkeln untersucht. Den Einfluß des Kippwinkels auf das Maximum in der Dämpfung unterhalb von T_c zeigen die Abbn. 34 und 35 anhand von Messungen an den Proben HZ121021 bzw. HZ211021 bei $\mu_0 H = 200$ mT.

Schon für kleine Winkel von etwa 1° ändert sich das Maximum : seine Lage verschiebt sich zu tieferen Temperaturen, die Breite nimmt zu. Bei einer weiteren Vergrößerung des Winkels ändert sich die Form des Maximums nur noch gering. Die Höhe des Maximums ist weitgehend unabhängig von Θ .

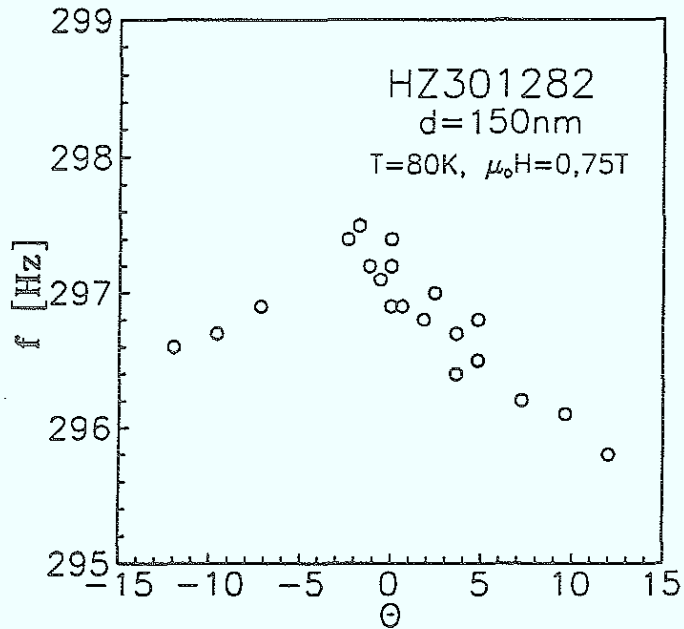


Abb. 32: Abhängigkeit der Meßfrequenz vom Kippwinkel Θ bei $T=80\text{ K}$, $\mu_0 H=0,75\text{ T}$ (Probe HZ301282).

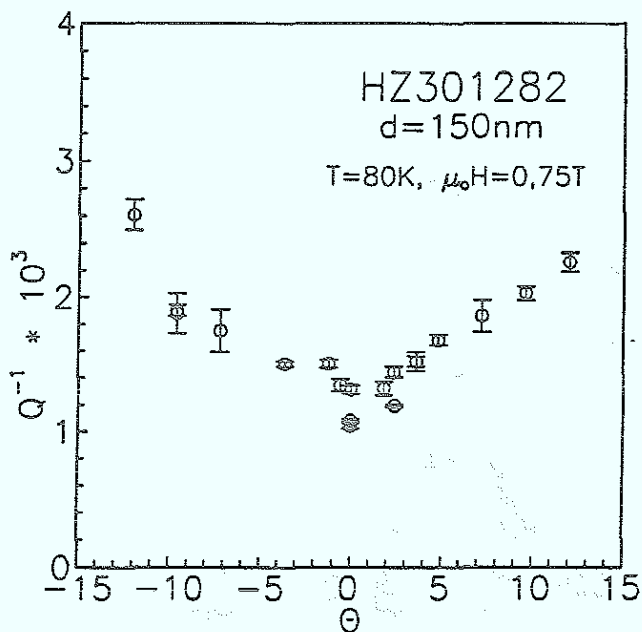


Abb. 33: Abhängigkeit der Dämpfung vom Kippwinkel Θ bei $T=80\text{ K}$, $\mu_0 H=0,75\text{ T}$ (Probe HZ301282). Die Fehlerbalken resultieren aus einer Mittelung von jeweils fünf Datenpunkten, aufgenommen bei dem selben Kippwinkel.

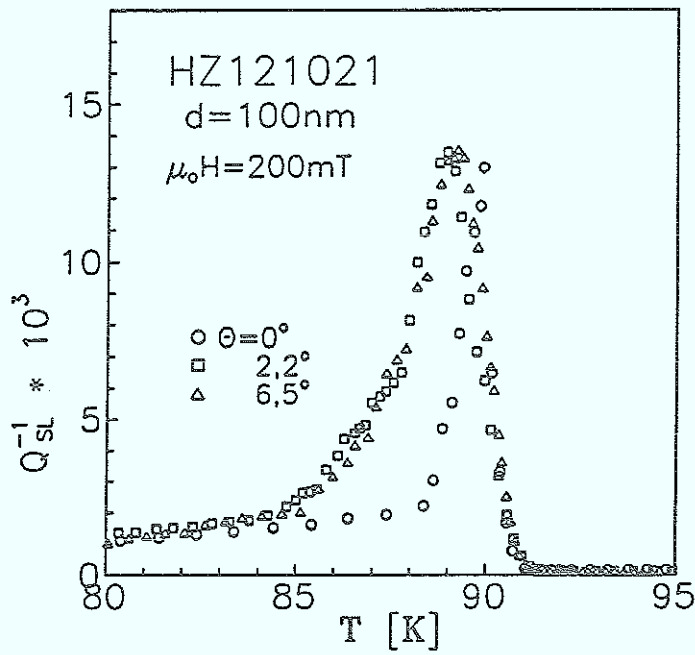


Abb. 34: Temperaturabhängigkeit der Dämpfung der Probe HZ121021 bei 200 mT und verschiedenen Kippwinkeln $\Theta=0^\circ$, $2,2^\circ$ und $6,5^\circ$.

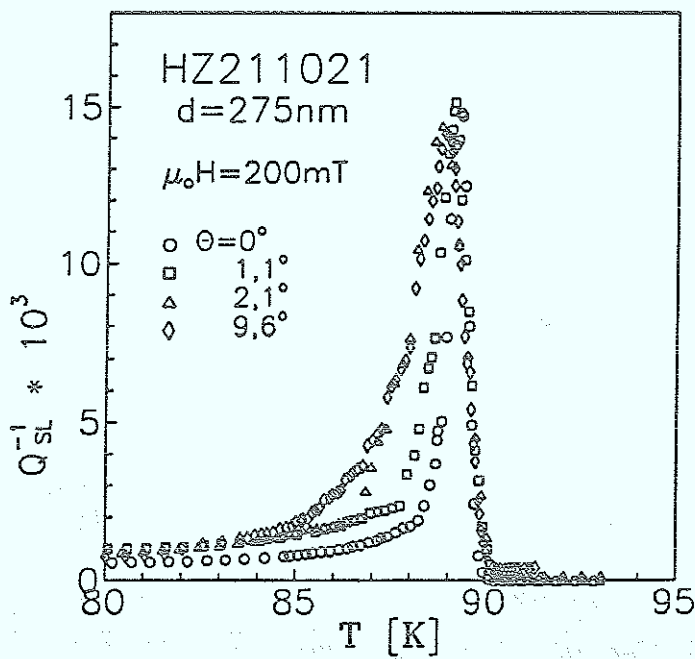


Abb. 35: Temperaturabhängigkeit der Dämpfung der Probe HZ211021 bei 200 mT und verschiedenen Kippwinkeln $\Theta=0^\circ$, $1,1^\circ$, $2,1^\circ$ und $9,6^\circ$.

IV.2.3 Messungen am NbTi

Zu Vergleichszwecken wurde die Innere Reibung an einer Nb-Ti-Legierung gemessen. Die Probe lag in Form eines Drahtes vor (siehe Kapitel IV.1). Aus den hier vorgestellten Messungen der Inneren Reibung kann das T_c bei 0 T auf etwa 9,5 K abgeschätzt werden. Abb. 36 zeigt die Frequenzmessung in Feldern zwischen 0 T und 500 mT bei Temperaturen von 8 K bis 10 K. Hier ist eine Frequenzstufe im Temperaturbereich um 9,4 K zu erkennen. Mit steigendem Magnetfeld verschiebt sich die Stufe geringfügig zu niedrigeren Temperaturen, ihre Höhe wächst an. Die zugehörigen Dämpfungsmessungen zeigt Abb. 37. Man beobachtet ein Dämpfungsmaximum unterhalb von 9,5 K. Seine Lage sowie seine rechte Flanke werden mit steigendem Feld zu niedrigeren Temperaturen verschoben. Gleichzeitig wächst seine Höhe an. Bei tiefen Temperaturen, unterhalb des Maximums, findet man einen temperaturunabhängigen Dämpfungsanteil, der ebenfalls mit H ansteigt.

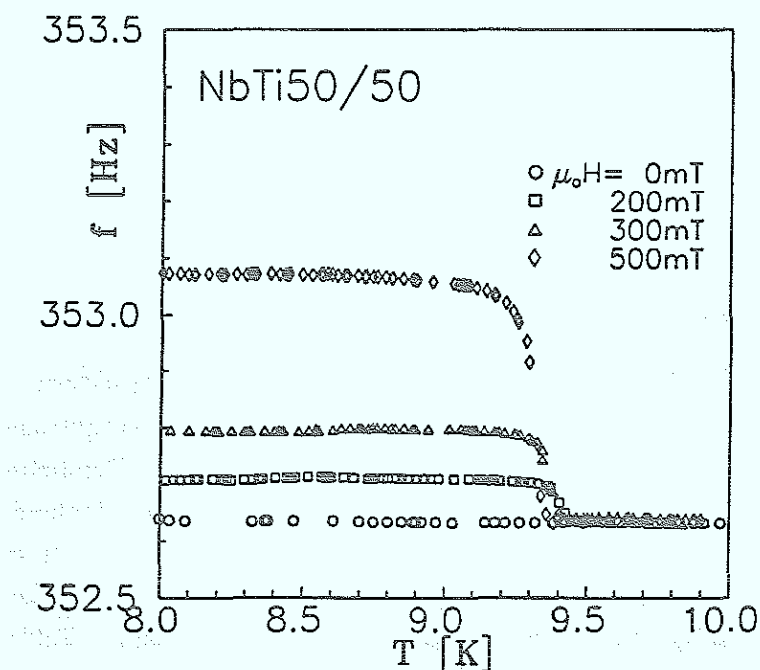


Abb. 36: Temperaturabhängigkeit der Meßfrequenz der Probe NbTi50/50 in Feldern zwischen 0 T und 500 mT.

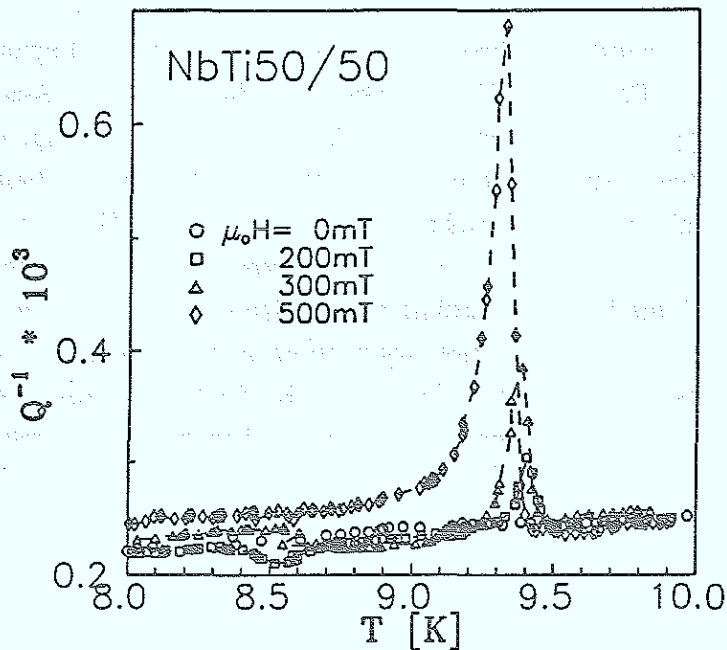


Abb. 37: Temperaturabhängigkeit der Dämpfung an der Probe NbTi50/50 in Feldern zwischen 0 T und 500 mT. Die gestrichelten Linien sind eine Orientierungshilfe.

IV.2.4 Messungen an einer strukturierten Probe

Die Temperaturabhängigkeit von Frequenz und Dämpfung der strukturierten Probe HZ301282s zeigt einige Unterschiede zu den bislang vorgestellten Ergebnissen. Bei dieser Probe waren Messungen in zwei verschiedenen Geometrien möglich; die Leiterbahnen konnten senkrecht oder parallel zum Außenfeld orientiert werden. Die Abb. 38 zeigt zunächst für die beiden Geometrien den Frequenzverlauf zwischen 20 K und 100 K bei verschiedenen Feldern. Zusätzlich zum Frequenzanstieg im Magnetfeld, der unterhalb von T_c beginnt, ist bei Feldern von 300 mT (nur für H parallel zu den Leiterbahnen), 400 mT und 500 mT eine kleine Frequenzstufe zwischen 40 K und 75 K -je nach Feld- zu erkennen. Mit steigendem Feld verschiebt sich diese Stufe zu höheren Temperaturen.

Die parallel zur Frequenzmessung aufgenommene Dämpfung zeigt Abb. 39. Das Maximum direkt unterhalb von T_c ist, verglichen mit den unstrukturierten Proben, niedriger und breiter. Zudem ist seine Lage T_m zu tieferen Temperaturen verschoben. Neben diesem Dämpfungsmaximum findet man je nach Meßgeometrie und Magnetfeld ein weiteres ausgeprägtes Maximum bei tieferen Temperaturen. Dieses zusätzliche Maximum tritt bei den Feldern und Temperaturen T_x auf, bei

denen in der Frequenz ein geringer Anstieg gemessen wurde. Die Temperaturlage des zusätzlichen Maximums T_x ist für H senkrecht und H parallel zu den Leiterbahnen in Abb. 40 gegen das angelegte Magnetfeld aufgetragen.

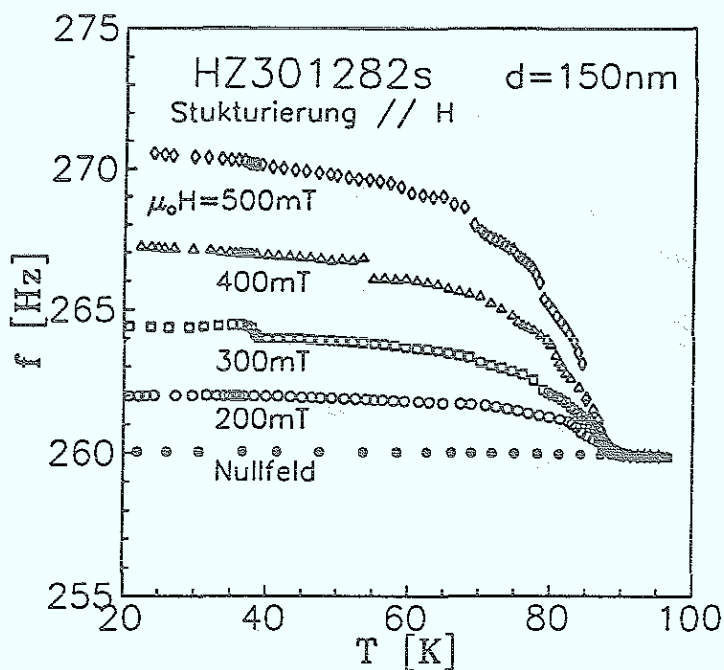
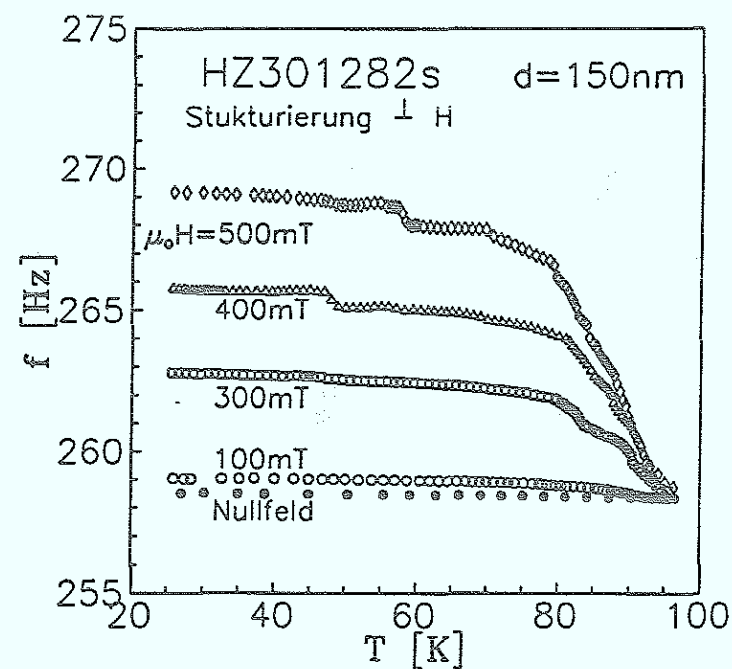


Abb. 38: Temperaturabhängigkeit der Meßfrequenz der strukturierten Probe HZ301282s in verschiedenen Magnetfeldern und zwei Meßgeometrien.

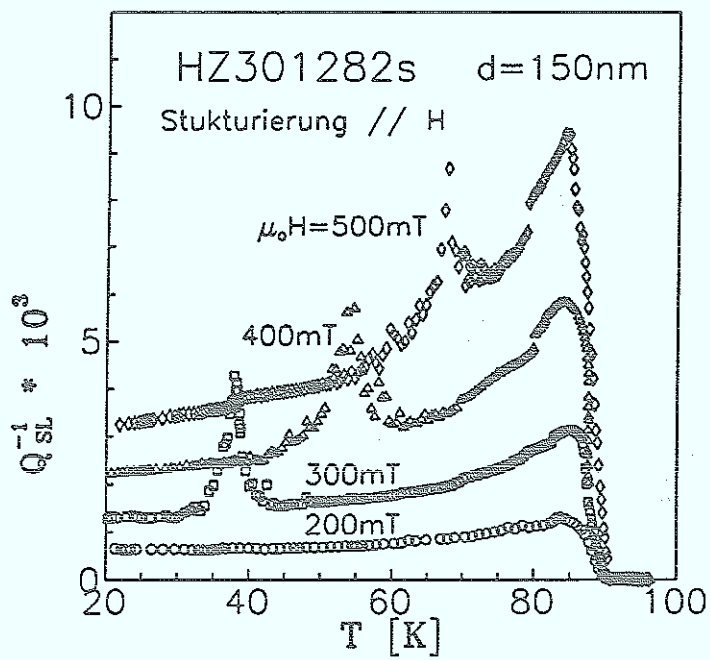
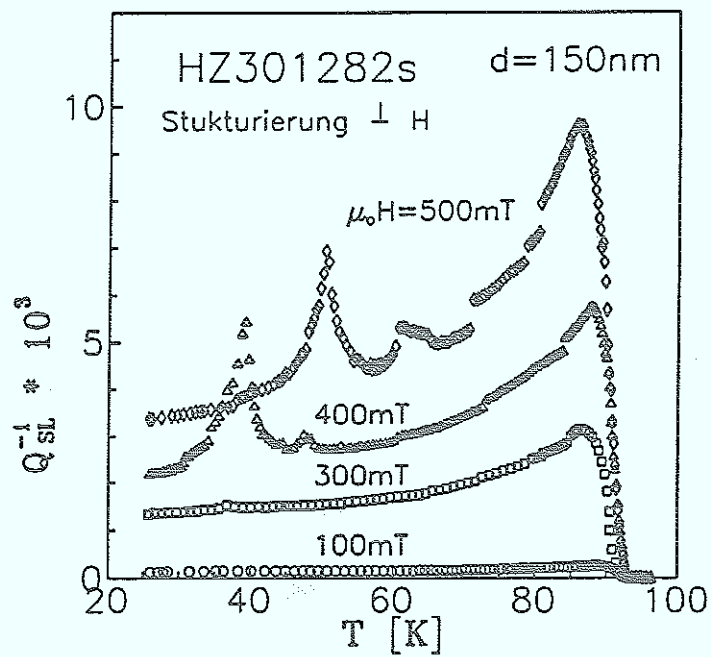


Abb. 39: Temperaturabhängigkeit der Dämpfung der strukturierten Probe HZ301282s in verschiedenen Magnetfeldern und zwei Meßgeometrien.

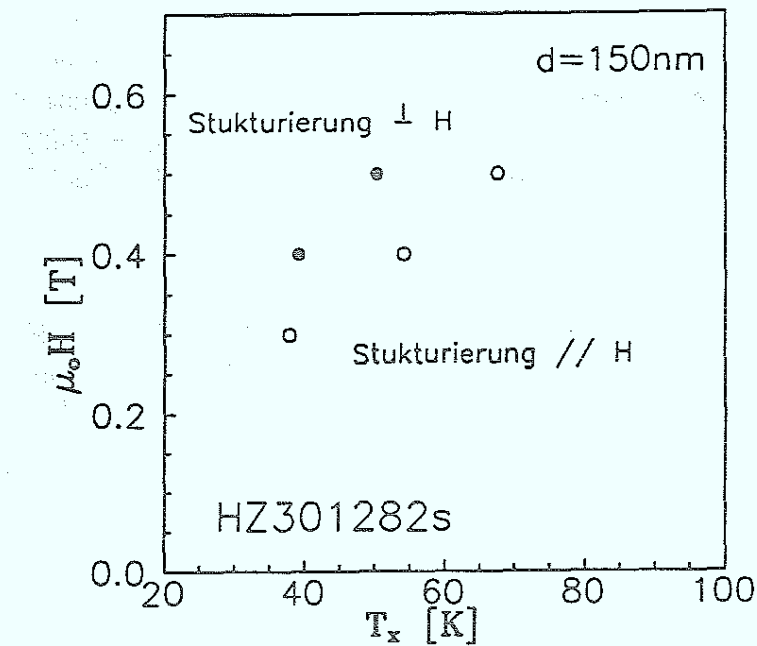


Abb. 40: Lage der Maxima T_x in der H - T -Ebene.

IV.3 Messungen bei konstanter Temperatur

Bei einer konstanten Temperatur von 20 K, 50 K und 80 K wurde die Magnetfeldabhängigkeit der Inneren Reibung gemessen. Die Änderungsrate des Feldes betrug dabei immer 200 mT/min. Die Proben wurden zunächst im Nullfeld auf die Meßtemperatur abgekühlt. Danach wurde die Messung, bestehend aus einem Ast, der bei ansteigendem Feld aufgenommen wurde, und einem, der bei fallendem Feld aufgezeichnet wurde, gestartet.

Bei der Probe HZ303041, die mit 600 nm die höchste Dicke der hier gemessenen Proben besitzt, wurde bei 20 K und Feldern unterhalb von 200 mT eine geringe Hysterese in der Dämpfung zwischen dem Herauf- und Herabfahren des Feldes beobachtet (Abb. 41). Für alle anderen Proben konnte diese Hysterese nicht gefunden werden. Daher wird bei diesen Proben und Feldern oberhalb von 200 mT nur ein Ast der vorgenommenen Messungen vorgestellt.

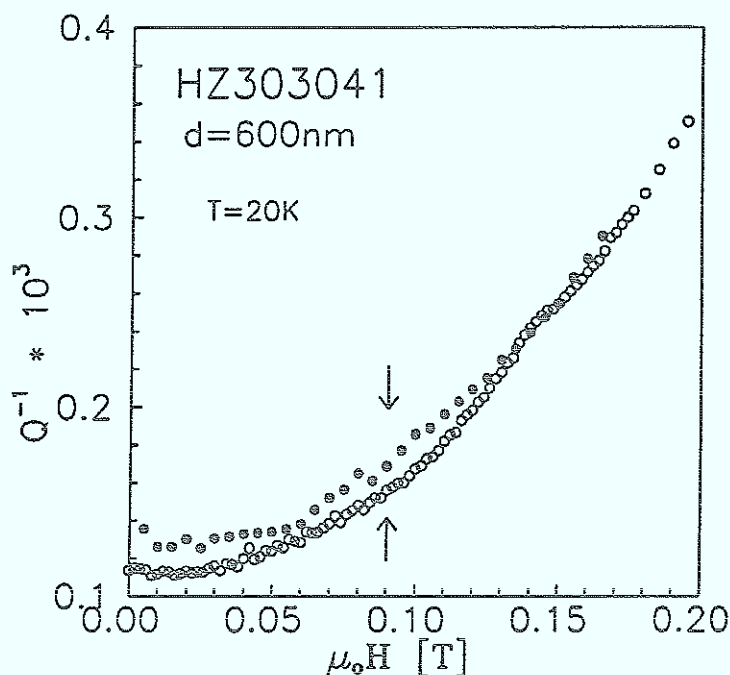


Abb. 41: Dämpfungsmessung bei $T=20$ K als Funktion des Magnetfeldes an der Probe HZ303041; o : mit ansteigendem Feld, ● : mit abfallendem Feld gemessen.

Abb. 42 zeigt exemplarisch eine Messung von Frequenz und Dämpfung bei Feldern unterhalb von etwa 300 mT und $T=50$ K an der Probe HZ280821 in einer Auftragung über dem Quadrat des Magnetfeldes. In diesem Feldbereich ist weitgehend eine quadratische Abhängigkeit der Frequenz und Dämpfung vom

Magnetfeld zu beobachten, die weitgehend der Feldabhängigkeit von Frequenzstufe Δf und Dämpfung $Q^{-1}_{SL}(40\text{ K})$ (siehe Kapitel IV.2.2) gleicht.

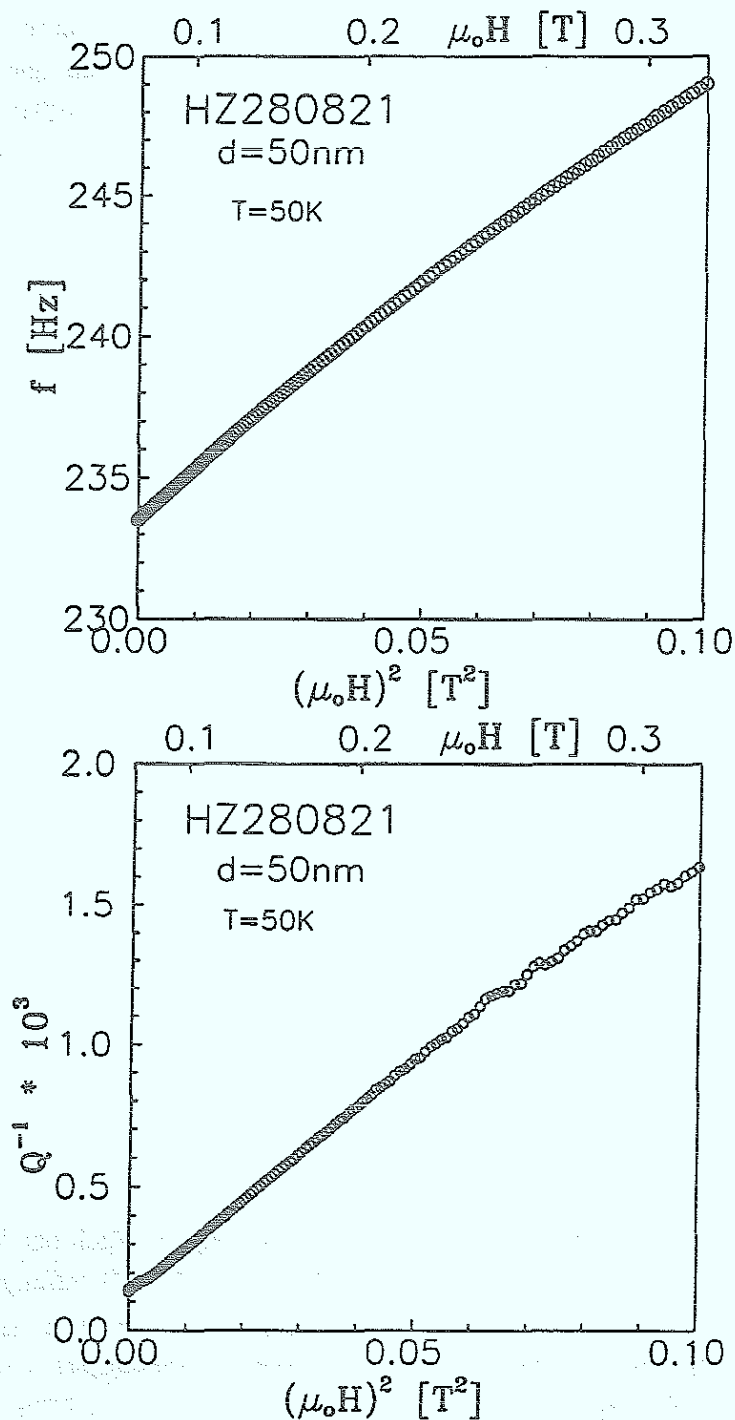


Abb. 42: Frequenz- und Dämpfungsmessung bei 50 K als Funktion des Magnetfeldes (Probe HZ280821).

Bei einigen Proben wurde die Messung der feldabhängigen Inneren Reibung zu Feldern bis zu 2,5 T ausgedehnt. Abb. 43 zeigt die Feldabhängigkeit der Frequenz der Probe HZ212031a bei $T=20$ K. Gleichzeitig ist in dieser Abbildung der Wert $\Delta f(H)$ eingetragen, der die Magnetfeldabhängigkeit der Frequenzstufe bei temperaturabhängigen Messungen beschreibt (siehe Kapitel IV.2.2a) und der auf Felder oberhalb von 0,4 T extrapoliert wurde. Die Meßkurve folgt $\Delta f(H)$ bei kleinen Feldern. Oberhalb von 0,5 T steigt die Frequenz jedoch deutlich weniger stark an um dann ab 1,5 T in einen sehr flachen Bereich zu münden. Dieser Kurvenverlauf ist typisch für alle gemessenen Proben.

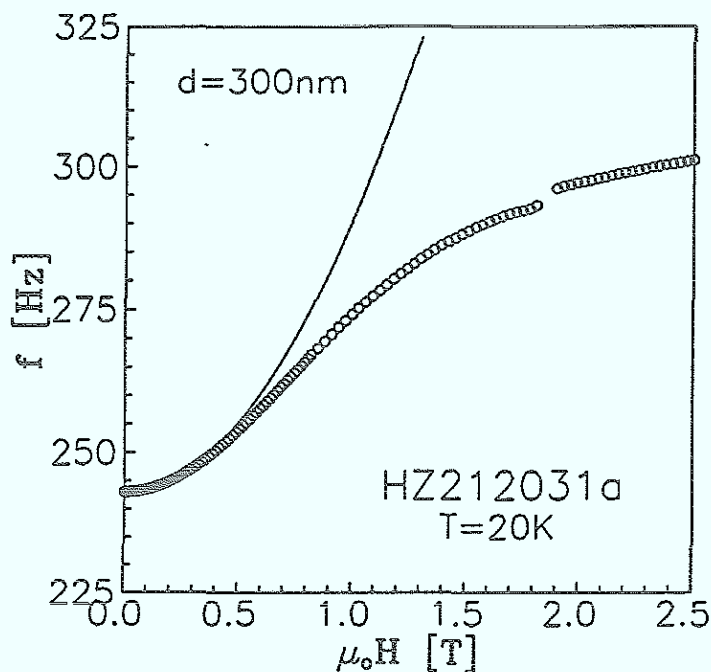


Abb. 43: Feldabhängigkeit der Frequenz der Probe HZ212031a bei 20K. Die durchgezogene Linie entspricht dem aus Messungen der Temperaturabhängigkeit der Frequenz bei verschiedenen Feldern gewonnen Wert $\Delta f(H)$.

Die zugehörige Dämpfungsmessung zeigt Abb. 44. Hier ist zusätzlich der Wert $Q^{-1}_{SL}(40\text{ K}, H)$ eingetragen, der die Magnetfeldabhängigkeit der Dämpfung bei 40 K bei Messungen der temperaturabhängigen Dämpfung beschreibt (siehe Kapitel IV.2.2b) und der auf Felder oberhalb von 0,4 T extrapoliert wurde. Zunächst fallen in der Dämpfung einige scharfe Maxima auf, deren Höhe mit steigendem Feld zunimmt. Abgesehen von diesen Maxima folgt die Messung bei Feldern unterhalb von etwa 0,6 T der $Q^{-1}_{SL}(40\text{ K}, H)$ -Kurve relativ gut, oberhalb von 1,2 T sind jedoch deutliche Abweichungen zu erkennen.

Die Position und Höhe der Maxima ist für jede Probe verschieden. Die einzelnen Meßkurven werden bei der Diskussion dieser Maxima in Kapitel V.7 vorgestellt.

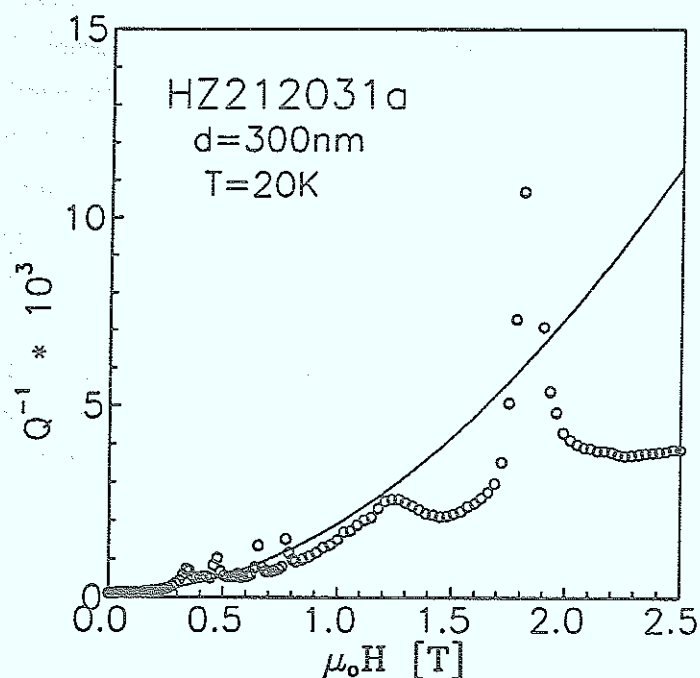


Abb. 44: Feldabhängigkeit der Dämpfung der Probe HZ212031a bei 20K. Die durchgezogene Linie entspricht dem aus Messungen der Temperaturabhängigkeit der Dämpfung bei verschiedenen Feldern gewonnenen Wert $Q^{-1}_{SL}(40\text{ K}, H)$.

IV.4 Zusammenfassung der Meßergebnisse

Die Messungen der Inneren Reibung als Funktion der Temperatur an $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Filmen haben gezeigt, daß bei den hier zugänglichen Feldern von 70 mT bis 500 mT nur ein geringer Unterschied zwischen feldgeköhlten (FC)- und nullfeldgeköhlten (ZFC)-Messungen festgestellt werden kann. Ferner ist die Amplitudenabhängigkeit der Dämpfung sehr gering. Die Messungen wurden im ZFC-Modus bei einer festen Schwingungsamplitude von 400 nm durchgeführt.

Die Resonanzfrequenz weist eine Stufe Δf direkt unterhalb von T_c auf, deren Höhe für Felder unterhalb von 0,5 T proportional zu H^2 ist. Δf ist abhängig von der Probenlänge; ein Einfluß der Probendicke auf Δf konnte nicht festgestellt werden.

Die Dämpfung im supraleitenden Zustand Q^{-1}_{SL} zeigt nahe T_c ein asymmetrisches Maximum, dessen Lage T_m und dessen Höhe vom angelegten Magnetfeld bestimmt wird. Unterhalb dieses Maximums wurde eine wenig temperaturabhängige Dämpfung gemessen, deren Größe für $\mu_0 H < 0,5$ T proportional zu H^2 ist. Auch hier ist die Dämpfung nur wenig von der Probendicke beeinflusst; sie sinkt jedoch bei einer Verringerung der Probenlänge.

Wird die Probe relativ zum Feld um einen Winkel Θ verkippt, verschiebt sich das Maximum in der Dämpfung zu tieferen Temperaturen. Gleichzeitig tritt eine Verbreiterung des Maximums auf; seine Höhe bleibt konstant. Auf die Resonanzfrequenz hat Θ nur einen kleinen Einfluß.

Der zu Vergleichszwecken gemessene konventionelle Supraleiter, eine Nb-Ti-Legierung, zeigt qualitativ das gleiche Verhalten wie die $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Filme.

Die strukturierte Probe HZ301282s zeigt ebenfalls eine Frequenzstufe und ein Dämpfungsmaximum unterhalb von T_c . Das Dämpfungsmaximum ist breiter und niedriger als die Maxima der unstrukturierten Proben und ist zu niedrigeren Temperaturen verschoben. Außerdem ist weit unterhalb von T_c eine zweite Frequenzstufe und ein zweites Dämpfungsmaximum zu finden, die mit steigendem Feld zu höheren Temperaturen schieben.

In der Magnetfeldabhängigkeit der Dämpfung und Frequenz ist für Felder kleiner als 0,5 T eine Proportionalität zum Quadrat des Magnetfeldes gefunden worden. Bei höheren Feldern liegt eine Abweichung von diesem Verhalten zu kleineren Frequenzen und Dämpfungen hin vor. Dabei treten in der Dämpfung bei bestimmten Feldern scharfe Maxima auf.

An der Probe HZ303041 mit einer Dicke von 600 nm wurde bei 20 K für Felder unterhalb von 200 mT eine Hysterese zwischen den Dämpfungsmessungen bei ansteigendem bzw. abfallendem Feld gemessen, die bei den anderen Proben nicht auftritt.

V. Diskussion

V.1 Frequenzstufe und Dämpfung bei niedrigen Temperaturen

In Abb. 27 ist die reduzierte Frequenzstufe $\Delta f/(\mu_0 H)^2$ bei $T=40$ K für alle Proben zusammengefaßt. Innerhalb der Fehlerbalken ist $\Delta f/(\mu_0 H)^2$ von der Probendicke unabhängig. Lediglich für Proben mit einer Länge, die geringer ist als die hier verwendete Standardlänge von 10 mm, ist die Frequenzstufe kleiner. Die Frequenzstufe resultiert aus der in Kapitel II.2.2 diskutierten Linienspannung T_{SF} , die von Abschirmströmen in der Probe erzeugt wird und zusätzlich zur elastischen Rückstellkraft des Schwingers wirkt. Diese Linienspannung ist dickenunabhängig und daher ist auch kein Einfluß von d auf die Frequenzstufe festzustellen.

Die Höhe der Frequenzstufe läßt sich nach Gl. 6 und bei Feldern oberhalb von H_{c1} schreiben als

$$\Delta f/(\mu_0 H)^2 = \Delta f/B^2 = (f_i - f_0)/B^2 \approx 0,376 f_0 g/\mu_0 \quad (\text{Gl. 16})$$

Für die 10 mm langen Proben bestimmt sich der Wert für g zu etwa $3 \times 10^{-6} \text{Pa}^{-1}$. Mit $f_0 \approx 250$ Hz (siehe Kapitel II.2.2) folgt dann ein die Höhe der Frequenzstufe $\Delta f/(\mu_0 H)^2 \approx 224 \text{ Hz/T}^2$. Für dieselben Proben liegt der Mittelwert der reduzierten Frequenzstufe bei 145 Hz/T^2 . Wegen der Unsicherheiten bei der Bestimmung von g ist die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment gut.

Oberhalb von $0,5 T$ ist nur noch ein verringerter Anstieg der Resonanzfrequenz zu beobachten (Abb. 43). Dieser Effekt ist vermutlich eine Folge des Eindringens von $H_{\perp}^{\text{ges}}$ in die Proben, da bei den meisten Proben die Probendicke von der Größe der Eindringtiefe λ_L ist.

Die Proben HZ212031a und HZ212031b mit einer in etwa halbierten Länge, d.h. einer halbierten Oberfläche, weisen eine geringere Frequenzstufe von etwa 50 Hz/T^2 auf. Bei dieser Geometrie ist auch der Parameter g halbiert. Diese Erniedrigung der Frequenzstufe ist eine Folge der verkleinerten Probenoberfläche A : wird sie halbiert, so werden die Abschirmströme $I_s = |\mathbf{j}_s| A$ ebenfalls halbiert und damit auch die von diesen verursachte Linienspannung T_{SF} . Die Reduzierung der Frequenzstufe der Proben HZ212031a und HZ212031b um mehr als die Hälfte der der anderen Proben kann mit den relativ großen Fehlern der Daten der Abb. 27 begründet werden.

Die Dämpfung bei Temperaturen weit unterhalb von T_c hat sich als geringfügig amplitudenabhängig erwiesen (Kapitel IV.2.1). Sie rührt von einer Bewegung der

Flußfäden um deren Ruhelage, die wegen der Amplitudenabhängigkeit als hysteretisch anzunehmen ist. Die Flußfäden sind dabei stellenweise an Haftzentren verankert, und nur Flußfadensegmente, die zwischen zwei Haftzentren liegen, werden bewegt. Bei den hier betrachteten Temperaturen befindet sich der Supraleiter im Flux-Creep Bereich, in dem der spezifische Widerstand ρ_{FC} nur eine geringe T-Abhängigkeit aufweist /32/. Da die Bewegung der Flußfäden durch den spezifischen Widerstand beschrieben werden kann (siehe Anhang III), ist auch die Dämpfung nur wenig temperaturabhängig. Wie bei der Frequenzstufe hängt auch die Dämpfung im wesentlichen von der Probenlänge und nicht von der Dicke der Proben ab (Abb. 31). Während für alle 10 mm Proben eine reduzierte Dämpfung $Q^{-1}_{SL}/(\mu_0 H)^2$ von etwa $1,8 \times 10^{-2} T^{-2}$ gemessen wurde, findet man bei halbiertem Probenlänge einen Wert von $0,3 \times 10^{-2} T^{-2}$. Dies hat folgende Gründe. Zum einen werden bei halbiertem Oberfläche die Abschirmströme ebenfalls halbiert (siehe oben) und damit die Wechselwirkung zwischen diesen und den Flußfäden verringert. Dies führt zu kleineren Auslenkungen der Flußfäden und somit zu geringerer Dissipation. Zum anderen wird die Länge der Flußfäden halbiert und damit auch die dissipierte Energie. Insgesamt wird die Dämpfung also bei halber Probenlänge um einen Faktor 4 reduziert. Ein Vergleich der reduzierten Dämpfungen von $1,8 \times 10^{-2} T^{-2}$ ($l=10$ mm) und $0,3 \times 10^{-2} T^{-2}$ ($l \approx 5$ mm) bestätigt diesen Zusammenhang.

V.2 Dissipation durch thermisch aktivierte Flußfadenbewegung

Die im Kapitel IV.2.2b vorgestellten Maxima in der temperaturabhängigen Dämpfung wurden schon zuvor in Messungen der Inneren Reibung an $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Sinterproben, -Einkristallen /20/ und Dünnschichten /33,34/ beobachtet. Auch Ultraschallmessungen im Magnetfeld zeigen diese Effekte /35/. Hier soll nun erstmals eine quantitative Auswertung dieser Maxima an Dünnschichten vorgestellt werden. Abb. 45 zeigt die Dämpfung der Probe HZ121021 in einem Temperaturbereich von 80 K bis 100 K und in einem Magnetfeld von 200 mT. Anhand dieser Meßkurve soll die Auswertung der Dämpfungsmaxima in diesem Temperaturbereich beschrieben werden.

Wie in Kapitel II.2.3 ausgeführt, kann die Dämpfung im Maximum durch thermisch aktivierte Prozesse beschrieben werden. Die in Gl. 15 berechnete maximale Dämpfung tritt dann auf, wenn die von außen aufgeprägte Schwingungsdauer gleich der Relaxationszeit ist, das heißt, wenn $\omega\tau_{\text{max}} \approx 1$ gilt. Ein einfaches Gesetz zur Berechnung der Dämpfung, das diesem Umstand Rechnung trägt, ist die Debye-Relaxation

$$Q^{-1} = \Delta \omega\tau / [1 + (\omega\tau)^2]$$

$$\text{mit } \Delta : \text{Relaxationsstärke, } \Delta = 2 Q^{-1}(\tau_{\text{max}}) \quad (\text{Gl. 17})$$

Mit Hilfe dieses Gesetzes und den Gleichungen für die Relaxationszeit τ (Gln. 9, 10, 11) läßt sich nun die Dämpfung berechnen.

Mit einer konstanten Aktivierungsenergie von $U=101$ meV erhält man die in Abb. 45 gestrichelt eingezeichnete Kurve; die Wahl von U bestimmt die Position des Maximums, da τ_0 durch die Probengeometrie zu $\tau_0=1,6 \times 10^{-9}$ s (Gln. 10, 11) festgelegt ist. Die Höhe des Maximums wurde an die Meßdaten angepaßt. Es läßt sich jedoch keinerlei Übereinstimmung zwischen Experiment und Rechnung finden.

Da die Aktivierungsenergie das Haftvermögen der Flußfäden beschreibt, muß sie bei T_c gegen Null gehen. In dieser Arbeit wird eine nach Malozemoff et al. feld- und temperaturabhängige Aktivierungsenergie /36/

$$U = U_0(H) (1-T/T_c)^{3/2}$$

$$\text{mit } U_0(H) = A_0/H \quad (\text{Gl. 18})$$

verwendet. Nach Malozemoff et al. ist U proportional zur Kondensationsenergiedichte $\mu_0 H_c^2/2$ (H_c ist das thermodynamische kritische Feld) und zu einem charakteristischen Volumen. Dieses Volumen ist senkrecht zu H

durch den Flußfadenabstand a_0 und in Richtung des Feldes durch die Kohärenzlänge ξ begrenzt /36/. Somit gilt

$$U \propto H_c^2 a_0^2 \xi$$

Weiterhin skaliert a_0^2 wie $1/H$ und, nach der Ginzburg-Landau Theorie, H_c wie $1 - T/T_c$ sowie ξ wie $(1 - T/T_c)^{-1/2}$. Damit erhält man die H- und T-Abhängigkeit der Gleichung 18.

Mit dieser Form der Aktivierungsenergie und dem schon oben verwendeten τ_0 erhält man die in Abb. 45 weit gestrichelt gezeichnete Kurve, die wiederum bezüglich Lage und Höhe an die Messung angepaßt wurde. Die so erhaltene Kurve ist verglichen mit der Meßkurve zu schmal.

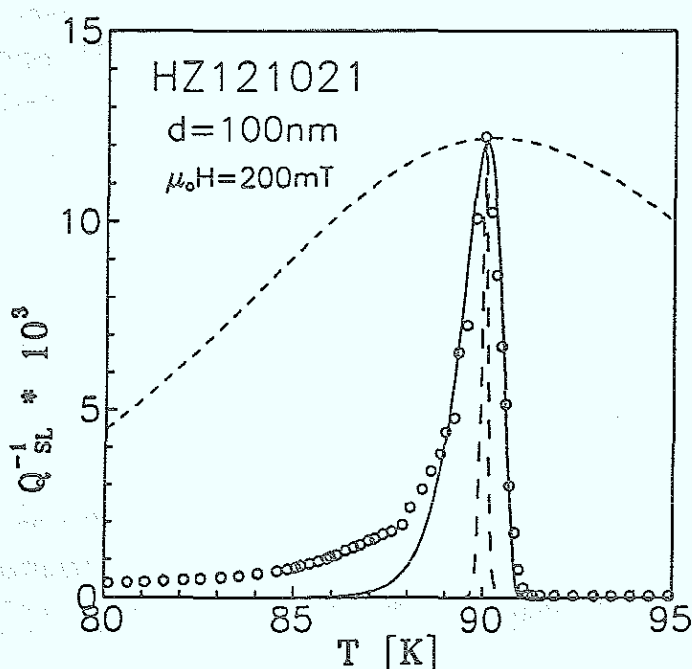


Abb. 45: Temperaturabhängigkeit der Dämpfung bei $B=200\text{mT}$ der Probe HZ121021; ooo : Meßdaten, - - - : Debyemaximum mit einer festen Aktivierungsenergie, - - - : Debyemaximum mit einer temperaturabhängigen Aktivierungsenergie nach Gl. 18, — : Debyemaximum mit log-normal verteilten, temperaturabhängigen Aktivierungsenergien nach Gln. 18, 19.

Um der Breite der Meßkurve Rechnung zu tragen, wurde eine log-normal-Verteilung des feldabhängigen Faktors der Aktivierungsenergie

$$p(U_0) = 0,32/(\sigma U_0) \times \exp[-1/(2\sigma^2) \ln^2(U_0/U_{om})] \quad (\text{Gl. 19})$$

mit σ : Breite der Verteilung, Standardabweichung

U_{om} : Mittelwert der Energien

in die Rechnungen eingeführt. Eine derartige Verteilung von Aktivierungsenergien ist aus Messungen der Relaxation der Magnetisierung an $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Sintermaterialien und $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Einkristallen bekannt /37/. Sie berücksichtigt die verschiedenartigen Haftzentren, wie Punktdefekte, Zwillingsgrenzen oder Ausscheidungen, die in den Proben vorliegen. In einer Rechnung mit diskreten Energiewerten U_{oi} wird dann die Dämpfung nach

$$Q^{-1} = \Delta \sum_i p(U_{oi}) \omega \tau_i / [1 + (\omega \tau_i)^2] \quad (\text{Gl. 20})$$

mit $\tau_i = \tau(U_{oi})$ errechnet. Bei einem Fit dieser Gleichung an die Meßdaten erhält man drei Parameter:

- I) den Mittelwert der Energien U_{om} , der die Lage des Maximums T_m bestimmt
- II) die Breite der Verteilung σ , die die Breite des Maximums festlegt sowie deren Höhe beeinflusst
- III) die Relaxationsstärke Δ , die zusammen mit σ die Höhe des Maximums bestimmt; für kleine σ ist $\Delta \approx 2Q^{-1}(\tau_{\max})$ (siehe Gl. 17), für große σ gilt wegen der Verbreiterung $\Delta > 2Q^{-1}(\tau_{\max})$.

In Abb. 45 ist die durchgezogene Linie der Fit an die Meßpunkte. Als Fitparameter erhält man $U_{om}(200 \text{ mT}) = 63 \text{ eV}$, $\sigma = 0,6$ und $\Delta = 0,176$. Die gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment zeigt, daß eine Beschreibung des Dämpfungsmaximums im TAF-Modell möglich ist. Auch die Asymmetrie des Maximums wird dabei weitgehend richtig wiedergegeben.

Neben der log-normal Verteilung wurden auch Rechnungen mit normal- oder gleichverteilten Energien durchgeführt. Abb. 46 zeigt eine Messung an der Probe HZ303041 bei $\mu_0 H = 300 \text{ mT}$ sowie die Fits, denen jeweils eine andere Energieverteilung zugrunde liegt.

Die Tieftemperaturseite des Maximums wird sowohl von der log-normal als auch von der Normalverteilung gut beschrieben, während die Gleichverteilung hier eine zusätzliche Struktur aufweist. Auf der Seite des Maximums zu höheren Temperaturen hin beschreibt jedoch einzig die log-normal Verteilung die Messung ausreichend gut. Dies liegt, wie in Abb. 47 zu erkennen an dem langsamen Auslaufen dieser Verteilung bei hohen Energien.

Für alle nichtstrukturierten Proben wurde daher die Auswertung wie oben beschrieben und mit log-normal verteilten Aktivierungsenergien durchgeführt. Die so erhaltenen Aktivierungsenergien U_{om} sind in Abb. 48 in einer doppeltlogarithmischen Skala gegen das Magnetfeld aufgetragen. Man findet in guter Übereinstimmung mit der Vorhersage von Malozemoff et al. (siehe Gl. 18)

einen $1/H$ -Verlauf der Aktivierungsenergie mit einem Proportionalitätsfaktor von $A_0 \approx 10 \text{ eVT}$.

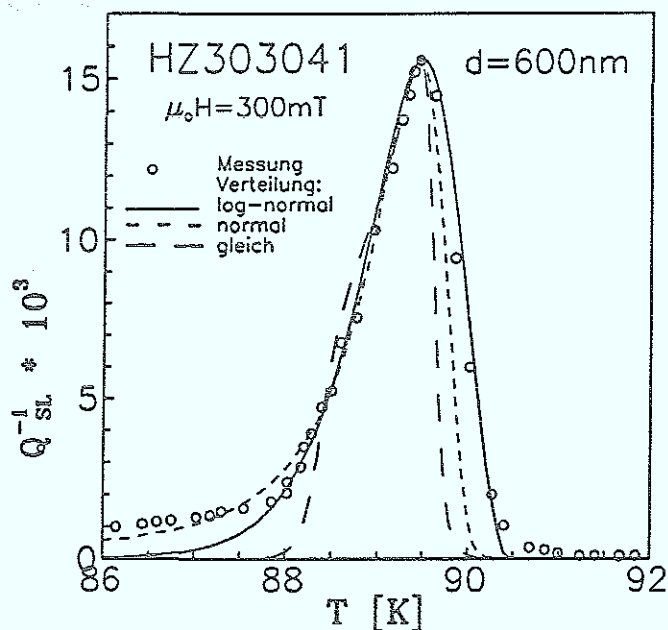


Abb. 46: Fit an einer Meßkurve (Probe HZ303041, $\mu_0 H=300 \text{ mT}$) mit verschiedenen Energieverteilungen: — : log-normal Verteilung, - - - : Normalverteilung, — — — : Gleichverteilung.

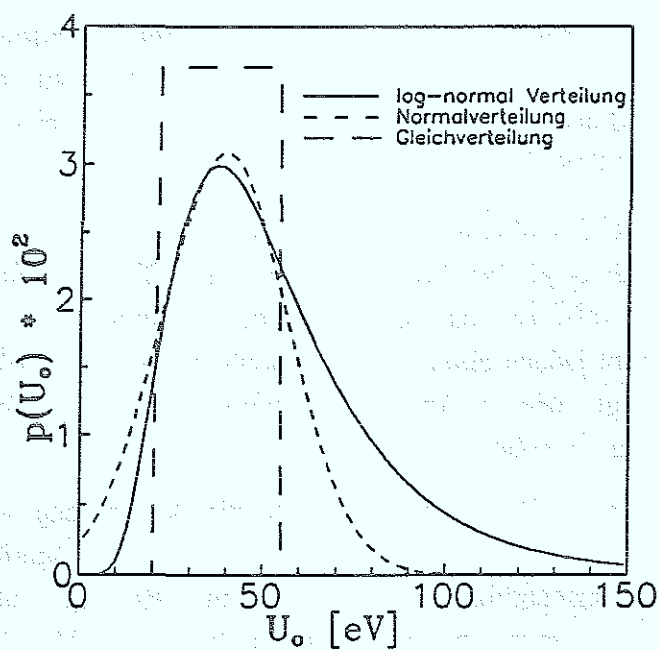


Abb. 47: Energieverteilung der in Abb. 46 zugrundeliegenden Fits.

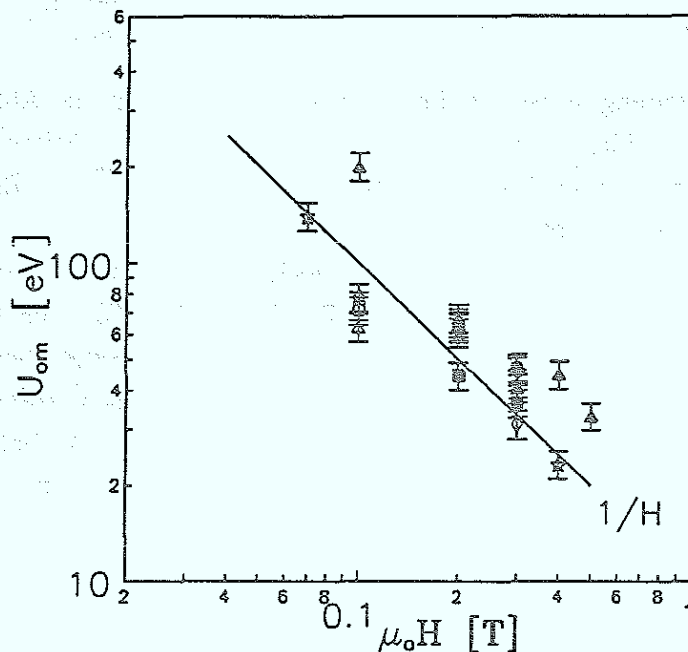


Abb. 48: Mittelwert der Energieverteilung als Funktion des angelegten Magnetfeldes; verschiedene Symbole bezeichnen verschiedene Proben. Die Gerade entspricht einem $1/H$ Gesetz.

Da sich T_m bei den hier verwendeten Feldern nur um wenige Zehntelgrade ändert, ist bei T_m wegen $\omega\tau_{\max} \approx 1$ und Gl. 18 die Aktivierungsenergie $U(T_m, H)$ für alle Felder H im wesentlichen gleich. Aus dem $1/H$ -Verhalten der Aktivierungsenergie erhält man dann die Feldabhängigkeit von T_m zu $1 - T_m/T_c \propto H^{2/3}$, die der schon häufig in Magnetisierungs- und Widerstandsmessungen gefundenen Irreversibilitäts- oder Depinninglinie /38/ gleicht. Der steile Abfall auf der rechten Seite des Maximums deutet den Übergang vom TAFF in den Flux-Flow Bereich an.

Aus A_0 läßt sich die Stärke des Haftmechanismus der Flußfäden ablesen. Der hier gefundene Wert von 10 eVT gilt für $H \perp c$ und ist um etwa einen Faktor 2 bis 4 größer als die in der Literatur aufgeführten Werte von 2,9 eVT bis 6,2 eVT für $H // c$ /39/. Diese Erhöhung der Aktivierungsenergie ist zu verstehen, wenn man die Lage und Bewegungsrichtung der Flußfäden relativ zum Kristallgitter berücksichtigt. Für $H \perp c$ werden sich die Flußfäden zwischen den supraleitenden ab-Ebenen anordnen. In dieser Lage sind sie entlang der c -Achse nur mit einem erhöhten Energieaufwand verschiebbar. Dieser Effekt wird häufig auch mit intrinsischem Haften bezeichnet. Im Gegensatz dazu sind die Flußfadenscheiben, die sich bei einem Feld $H // c$ bilden, leichter in der ab-Ebene verschiebbar, was

sich in einer reduzierten Aktivierungsenergie ausdrückt. Vergleichbare Werte für die Aktivierungsenergie bei $H \perp c$ sind in der Literatur bislang nicht bekannt.

Die Breite der Verteilung σ ist als Funktion der Probendicke in Abb. 49 dargestellt. Innerhalb der Fehlergrenzen variiert σ nicht und nimmt im Mittel über alle Proben den Wert $\sigma \approx 0,75$ an. Somit scheint die Breite der Verteilung für die in dieser Arbeit gemessenen Proben eine Konstante zu sein, die weder vom verwendeten Substratmaterial (siehe HZ211021) noch von der Probenqualität abhängig ist. So haben zum Beispiel die Proben HZ212031a und HZ212031b bei den Channeling-Experimenten sehr unterschiedliche minimale Rückstreuraten von 2,9% bzw 15% gezeigt, was auf einen deutlichen Unterschied in der Qualität der Epitaxie hinweist. Dieser Unterschied wird durch den dreilagigen Aufbau der Probe HZ212031b (siehe Kapitel IV.1) verursacht; er führt jedoch nicht zu einem Unterschied in der Verteilungsbreite, die zu $\sigma = 0,6 \pm 0,06$ (HZ212031a) bzw. $\sigma = 0,5 \pm 0,05$ bestimmt wurde.

Da die Breite des Maximums bei allen Proben im wesentlichen gleich ist und da der linke Fußpunkt des Maximums die Depinninglinie festlegt, ist das Feldverhalten von T_m dem der Depinningline ähnlich (siehe oben).

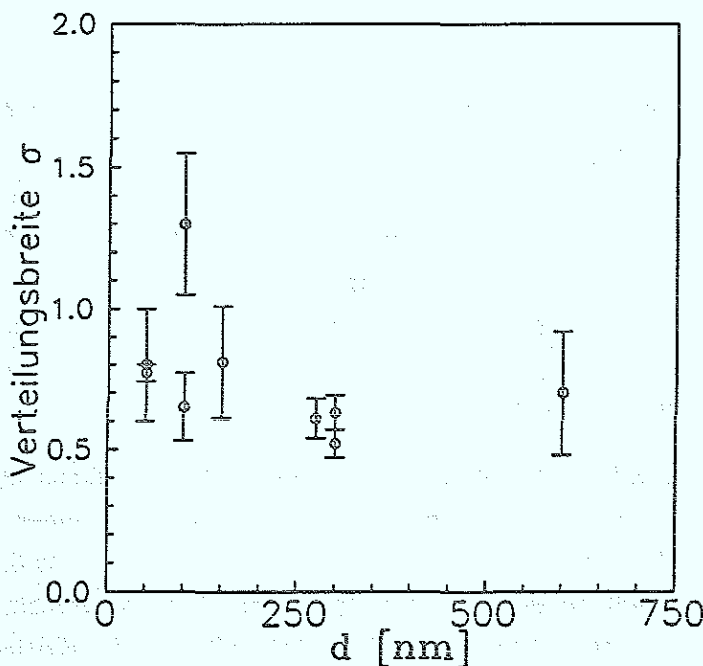


Abb. 49: Breite der log-normal Verteilung in Abhängigkeit von der Probendicke.

Aus der Anpassung der berechneten Dämpfung an die Meßdaten erhält man die Relaxationsstärke Δ . Abb. 50 zeigt die Relaxationsstärke als Funktion des Magnetfeldes für die Probe HZ121021. Hier, wie auch bei allen anderen Proben,

ergibt sich eine Proportionalität von Δ zu H^2 . Daher wurde für alle Proben gleicher Oberfläche ($w=1=10\text{ mm}$) die Relaxationsstärken in einer Auftragung $\Delta/(\mu_0 H)^2$ über der Probendicke zusammengefaßt (Abb. 51). Die Fehlerbalken in dieser Abbildung ergeben sich aus der Standardabweichung des jeweiligen Fits. Unter Berücksichtigung der Fehlerbalken ist keine Abhängigkeit der reduzierten Relaxationsstärke $\Delta/(\mu_0 H)^2$ von der Probendicke festzustellen.

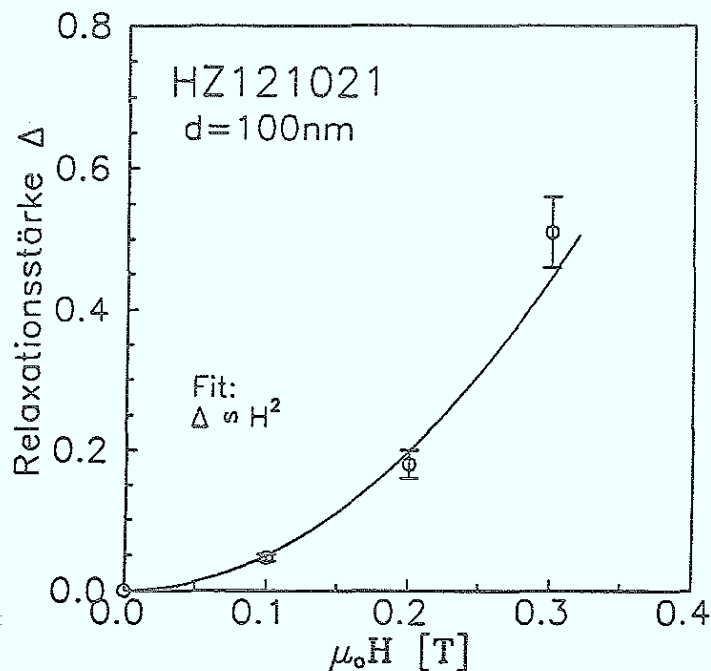


Abb. 50: Relaxationsstärke Δ als Funktion des angelegten Magnetfeldes für die Probe HZ121021. Die durchgezogene Linie ist ein Fit an die Meßdaten.

Dies ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem Modell der thermisch aktivierten Flußfadenbewegung. In Kapitel II.2.3 wurde für dieses Modell die im Maximum dissipierte Energie berechnet. Daraus folgt die Dämpfung im Maximum (Gl. 15) und mit der Debye Gleichung (Gl. 17) die Relaxationsstärke

$$\Delta = 2 Q^{-1}_{\max} = w^2 l B^2 / \mu_0 \times 4,84 \text{ J}^{-1} \quad (\text{Gl. 21})$$

die ebenfalls unabhängig von der Probendicke ist. Zudem ist hier die Proportionalität zwischen Δ und dem Quadrat des Magnetfeldes zu erkennen. Für die in Abb. 51 zusammengefaßten Proben ergibt sich mit $w=1=10\text{ mm}$ aus Gl. 21 ein rechnerischer Wert von $\Delta/B^2 = 3,84 \text{ T}^{-2}$, der in der Abbildung als gestrichelte Linie eingezeichnet ist und die gute quantitative Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment beweist.

Das TAFF-Modell kann weiter an den Abhängigkeiten der Gl. 21 von Probenbreite, Probenlänge und Amplitude überprüft werden. Zunächst ist nach

dieser Gleichung die im TAFF-Modell berechnete dissipierte Energie unabhängig von der Schwingungsamplitude u_0 . Wie Messungen der Dämpfung bei Amplituden zwischen 150 nm und 400 nm gezeigt haben, liegt auch im Experiment keine Amplitudenabhängigkeit der Höhe des Dämpfungsmaximums vor (siehe Abb. 22).

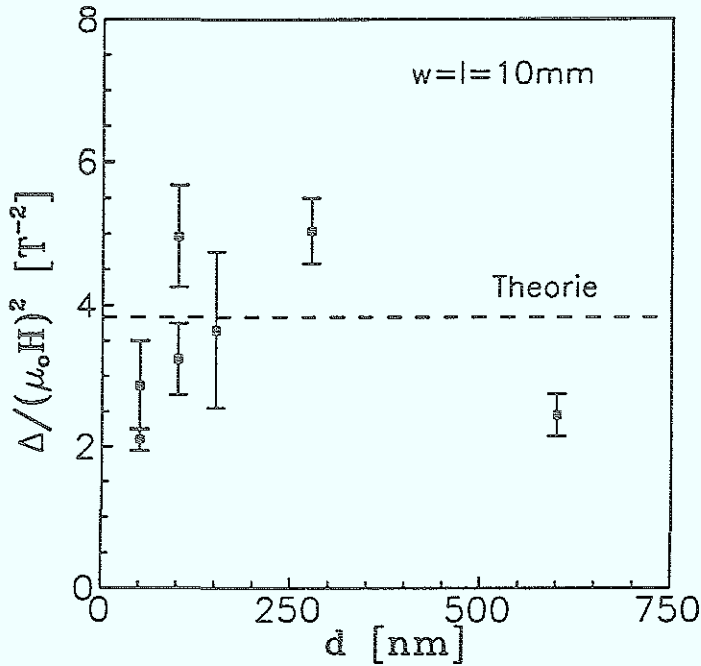


Abb. 51: Reduzierte Relaxationsstärke $\Delta/(\mu_0 H)^2$ als Funktion der Probendicke für Proben mit einer Geometrie $w=l=10$ mm. Die Fehlerbalken resultieren aus der Standardabweichung des Fits an die jeweilige $\Delta(H)$ -Kurve. Die gestrichelte Linie ergibt sich aus einer Rechnung im TAFF-Modell.

Die Abhängigkeit des Dämpfungsmaximums von der Probenbreite konnte nicht überprüft werden, da die dafür vorgesehene strukturierte Probe HZ301282s ein von den anderen Proben abweichendes Dämpfungsspektrum aufweist (siehe Abb. 39). Mit den Proben HZ212031a und HZ212031b konnte jedoch die Längenabhängigkeit der Relaxationsstärke untersucht werden. In Abb. 52 werden die reduzierten Relaxationsstärken $\Delta/(\mu_0 H)^2$ als Funktion der Probenlänge in doppeltlogarithmischer Auftragung dargestellt. Die Probe HZ212031a besitzt eine Länge $l=4,4$ mm, die Probe HZ212031b eine Länge $l=5,6$ mm; beide Proben haben eine Breite $w=10$ mm. Für die Proben mit einer Oberfläche von 10×10 mm² wurde das gewichtete Mittel der aus Abb. 51 entnommenen Daten verwendet. Ein Fit an die Datenpunkte der Abb. 52 ergibt eine lineare Abhängigkeit der reduzierten Relaxationsstärke von der Probenlänge, wie dies auch im TAFF-Modell vorhergesagt wird. Die mit Gl. 21 und $w=10$ mm berechnete

Längenabhängigkeit gibt die gestrichelte Gerade in Abb. 52 wieder, die gut mit den experimentellen Daten übereinstimmt.

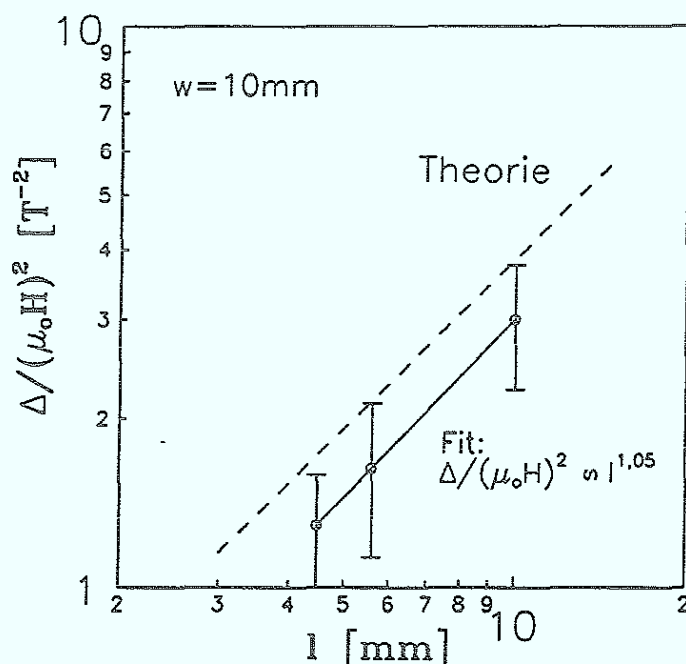


Abb. 52: Längenabhängigkeit der reduzierten Relaxationsstärke $\Delta/(\mu_0 H)^2$ für eine Probenbreite von $w=10 \text{ mm}$. Für die Länge $l=10 \text{ mm}$ wurde das gewichtete Mittel der Daten aus Abb. 51 verwendet. Die durchgezogene Linie ist ein Fit an die Daten, der eine nahezu lineare Längenabhängigkeit ergibt. Die gestrichelte Linie ergibt sich aus dem TAFF-Modell mit $w=10 \text{ mm}$.

Insgesamt ist eine gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen Daten und den Rechnungen im TAFF-Modell festzustellen, die sowohl die Abhängigkeit von der Probengeometrie und der Schwingungsamplitude als auch die absolute Höhe der Dämpfungsmaxima betrifft. Daher können die in dieser Arbeit gemessenen Dämpfungsmaxima der im TAFF-Modell zugrundeliegenden thermisch aktivierten Flußfadenentankerung zugeschrieben werden.

Messungen mit auf Schwingern festgeklebten $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Einkristallen, die den hier vorgestellten Daten ähneln, wurden von Gammel et al. /40/ und de Brion et al. /41/ (Abb. 53) durchgeführt. In beiden Fällen findet man bei $H \perp c$ ein mit den hier vorgestellten Messungen qualitativ übereinstimmendes Verhalten. Während Gammel et al. das Dämpfungsmaximum einem Schmelzen des Flußfadengitters zuordnet, diskutieren de Brion et al. ihre Daten ähnlich wie in der hier vorgestellten Auswertung. Für $H//c$ wurde dabei die Feldabhängigkeit von T_m ebenfalls zu $H^{2/3} \propto 1 - T_m/T_c$ gefunden sowie der Vorfaktor der

Aktivierungsenergie zu $A_0 \approx 0,4$ eVT bestimmt. Dies ist ein vergleichsweise niedriger Wert (siehe oben), der aus der Lage des Maximums ($T_m = 84$ K für $H//c$) resultiert. Für $H \perp c$ konnte aufgrund einer sehr steilen Depinninglinie keine Auswertung erfolgen.

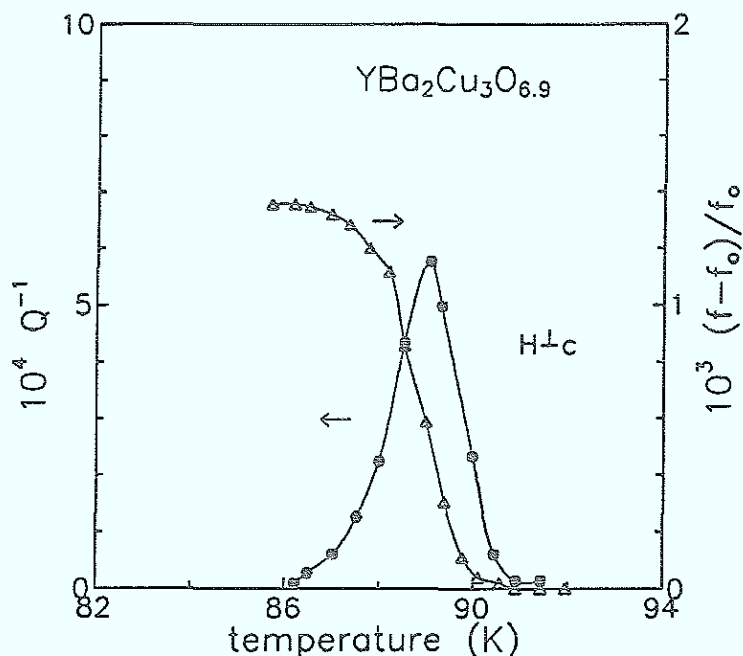


Abb. 53: Messungen der Inneren Reibung an einem $YBa_2Cu_3O_{6.9}$ -Einkristall bei $2T$ nach de Brion et al. /41/.

V.3 Intrinsisches Flußfadenhaften

Die Messungen an Proben, die relativ zum Magnetfeld um einen Winkel Θ verkippt wurden, haben gezeigt, daß ein Einfluß von Θ sowohl auf die Höhe der Frequenzstufe als auch auf die Lage und Breite des direkt unterhalb von T_c gelegenen Dämpfungsmaximums besteht (Kapitel IV.2.2c). Die Verringerung der Frequenzstufe mit zunehmendem Kippwinkel (Abb. 32) kann mit einer geringeren Haftung der Flußfäden im Supraleiter erklärt werden. Relativ zu der in Kapitel V.1 diskutierten maximalen Resonanzfrequenz f_i sinkt bei der Verkipfung die Meßfrequenz weiter ab. Dies ist gleichbedeutend mit einer Verkleinerung der Rückstellkraft T_{SF} und ist mit einer verringerten Haftung der Flußfäden zu erklären.

Die zunehmende Dämpfung bei steigender Verkipfung, die bei konstanter Temperatur und konstantem Magnetfeld beobachtbar ist (Abb. 33), ist gleichbedeutend mit einer Zunahme der Verluste im Supraleiter.

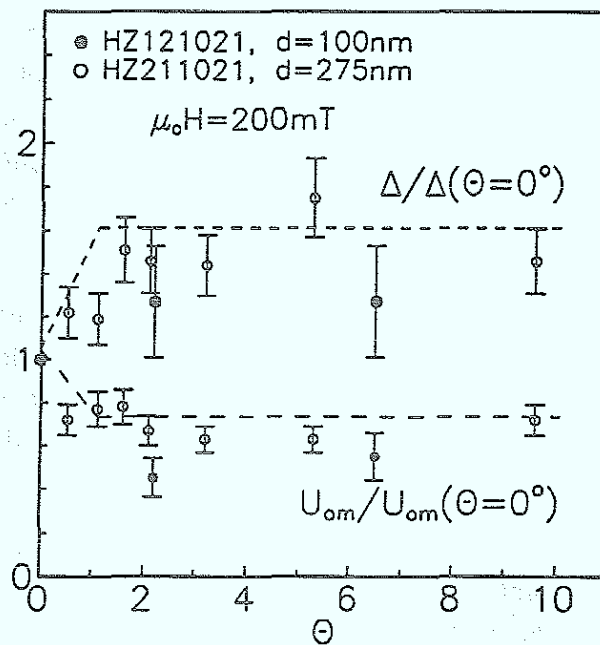


Abb. 54: Aktivierungsenergie U_{om} und Relaxationsstärke Δ , jeweils normiert auf den Wert bei $\Theta = 0^\circ$, als Funktion des Kippwinkel Θ bei 200 mT. ○ : Probe HZ211021, ● : Probe HZ121021. Die Linien dienen der Orientierung.

An die Dämpfungsmaxima der Abbildungen 34 und 35 wurden, wie schon im Kapitel V.2 beschrieben, die aus dem TAFF-Modell erhaltenen Kurven angefitet. Die Fitparameter, Mittelwert der log-normal Verteilung U_{om} und Relaxationsstärke Δ , sind als Funktion des Kippwinkels in Abb. 54 dargestellt. U_{om} und Δ sind

jeweils als auf $\Theta=0^\circ$ normierte Größen angegeben. Schon für den kleinsten Kippwinkel von $0,5^\circ$ wird die Aktivierungsenergie um etwa 30% reduziert. Für alle weiteren Verkippungen ändert sich U_{om} nicht weiter. Die Relaxationsstärke wird für Winkel größer 2° um etwa 50% vergrößert. Auch sie ändert sich für Winkel zwischen 2° und 10° nicht weiter. Da die Relaxationsstärke ein Maß für die dissipierte Energie ist, werden durch eine Verkippung der Probe um $\Theta > 2^\circ$ die Verluste im Supraleiter erhöht.

Für $H \perp c$ liegen die Flußfäden parallel zur den Cu-O-Ebenen. Diese Position der Flußfäden ist, wie im Kapitel II.1.2 erläutert, energetisch bevorzugt; eine Verschiebung der Flußfäden entlang der c-Achse durch die Cu-O-Ebenen hindurch ist daher erschwert. Beim Verkappen der Probe relativ zum Magnetfeld werden Flußfadensegmente gebildet, die parallel zu c-Achse ausgerichtet sind. Eine Bewegung dieser Flußfadensegmente, die innerhalb der Cu-O-Ebenen abläuft, ist leichter durchführbar, da die Flußfäden nun keine Hindernisse außer Gitterdefekten, die als Haftzentren wirken, zu überwinden haben. Diese leichtere Beweglichkeit von Flußliniensegmenten parallel zur c-Achse macht sich einmal in einer reduzierten Resonanzfrequenz bemerkbar. Weiterhin ist auch die Aktivierungsenergie einer thermisch aktivierten Flußfadenbewegung für $H \perp c$ um einen Faktor 2 bis 4 gegenüber einer Bewegung in den Cu-O-Ebenen erhöht (siehe Kapitel V.2). Somit weist auch die Abnahme der Aktivierungsenergie mit steigendem Θ um etwa 30% in Abb. 54 auf eine bezüglich der Flußfadenhaftung günstige Geometrie $H \perp c$ hin.

Der Anstieg der Relaxationsstärke (Abb. 54) sowie die Zunahme der Dämpfung (Abb. 33) mit Θ zeigt, daß die Bewegung von Flußfäden in den Cu-O-Ebenen zudem mit einer erhöhten Energiedissipation verbunden ist. Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem Umstand, daß die Cu-O-Ebenen den Großteil der Ladungsträger im $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ beinhalten.

Das intrinsische Haften der Flußfäden im $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, das gleichbedeutend mit einer behinderten Flußfadenbewegung und einer geringeren Energiedissipation ist, ist für die hier durchgeführten Experimente nach Abb. 54 in einem Winkelintervall $0^\circ \leq \Theta \leq 1^\circ$ beobachtbar.

V.4 Vergleich zwischen NbTi und $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

Abb. 55 zeigt einen direkten Vergleich der Dämpfungsmessungen am NbTi (Probe NbTi50/50) und $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (Probe HZ303041) in einer Auftragung $Q^{-1}_{\text{SL}}/Q^{-1}_{\text{SL}}(T_m)$ über T/T_m für $\mu_0 H = 300 \text{ mT}$. An der Probe NbTi50/50 wurde in diesem Feld $T_m = 9,4 \text{ K}$ und $Q^{-1}_{\text{SL}}(T_m) = 1,5 \times 10^{-3}$ gemessen, an der Probe HZ303041 dagegen $T_m = 89,5 \text{ K}$ und $Q^{-1}_{\text{SL}}(T_m) = 1,56 \times 10^{-2}$.

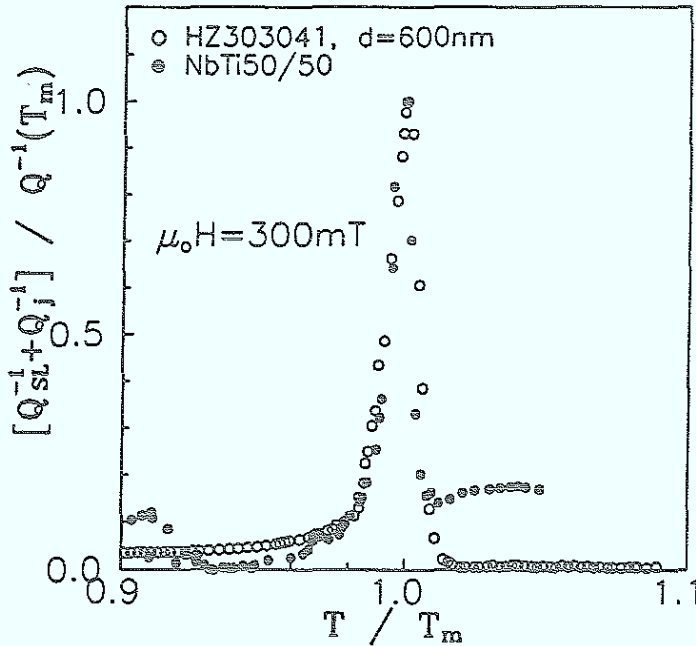


Abb. 55: Dämpfungen bei 300 mT der Proben NbTi50/50 und HZ303041 aufgetragen in reduzierten Größen $(Q^{-1}_{\text{SL}} + Q_J^{-1})/Q^{-1}_{\text{SL}}(T_m)$ über T/T_m .

Ein deutlicher Unterschied der beiden Meßkurven in Abb. 55 tritt bei Temperaturen oberhalb des Maximums auf. Wegen der normierten Darstellung der Dämpfung ist für $T > T_c$ die Wirbelstromdämpfung von etwa $Q_J^{-1} = 3 \times 10^{-4}$ bei der Probe NbTi50/50 deutlich zu erkennen. Für die Probe HZ303041 ist Q_J^{-1} wegen des hier verwendeten Maßstabes nicht zu erkennen.

Das Dämpfungsmaximum sowie die Dämpfung unterhalb von T_m sind für beide Proben in der normierten Auftragung der Abb. 55 sehr ähnlich. Ein Unterschied ist jedoch in der Ursache der Dämpfungsmaxima zu finden. Wie im Kapitel V.2 erklärt, wird das Dämpfungsmaximum der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Proben durch eine thermisch aktivierte Flußfadenbewegung verursacht. T_m selbst liegt dabei auf einer sogenannten Depinninglinie für die $H^{2/3} \propto (1 - T_m/T_c)$ gilt. Dies ist bei der NbTi-Probe anders. Wegen der um einen Faktor 10 niedrigeren Sprungtemperatur ist unterhalb von T_c die thermische Energie verglichen mit den

Haftkräften der Flußlinien klein. Das Maximum liegt in diesem Fall direkt auf der die supraleitende Phase begrenzenden Linie $H_{c2}(T)$ und resultiert aus dem Übergang von einem geordneten Flußfadengitter im supraleitenden Zustand unterhalb von T_c in den normalleitenden Zustand oberhalb von T_c .

Definiert man den rechten Fußpunkt des Maximums als T_c der Probe, so erhält man aus der Verschiebung von T_c mit H sowie T_m mit H (Abb. 37) die lokale Krümmung der $H_{c2}(T)$ -Kurve (siehe Kapitel II.1.3) vom NbTi zu $dT/d(\mu_0 H_{c2}) \approx dT_c/d(\mu_0 H) \approx dT_m/d(\mu_0 H) \approx -0,27 \text{ K/T}$. Mit der Temperaturabhängigkeit

$$H_{c2}(T) = H_{c2}(0) [1 - (T/T_c)^2]$$

des oberen kritischen Feldes läßt sich ein Wert für $H_{c2}(0) \approx - (T_c/2) dH_{c2}/dT$ von etwa 17 T abschätzen, der sich in guter Übereinstimmung mit dem Literaturwert von 15 T befindet /42/.

V.5 Verhalten der strukturierten Probe

Das Dämpfungsmaximum der strukturierten Probe HZ301282s ist, wie Abb. 39 zeigt, verglichen mit den in Kapitel V.2 diskutierten Maxima verbreitert und zu tieferen Temperaturen verschoben. Durch die Strukturierung wurde das Probenvolumen halbiert. Wie die Berechnungen zur Dissipation im TAFF-Modell gezeigt haben (Kapitel II.2.3), hat eine Änderung der Probenlänge bzw. -breite einen Einfluß auf die Dämpfung im Maximum. Durch die Strukturierung der Probe ist die Fläche senkrecht zu $H_{\perp}^{\text{ges}}$ auf $7,8 \mu\text{m} \times 10 \text{ mm}$ stark verkleinert worden. Daher spielen hier die Oberflächenströme keine Rolle mehr. Wichtig sind hier vielmehr die durch die Krümmung der Flußfäden entstehenden Kräfte. Somit ist, anders als in Kapitel V.2, die Dämpfungshöhe proportional zum Probenvolumen V und daher unabhängig von der Ausrichtung der Leiterbahnen relativ zum Feld. Dies zeigen auch die Messungen, die für beide Orientierungen in etwa die gleiche Dämpfungshöhe ergeben haben (Abb. 39). Die etwas niedrigeren Werte für T_m deuten auf eine Verringerung der Haftenergie der Flußfäden hin.

Unterhalb des durch thermische Flußfadenbewegung verursachten Maximums konnte bei höheren Feldern ein zusätzliches Maximum bei T_x beobachtet werden (Abb. 40). Dieses Maximum fällt mit einer Frequenzstufe zusammen, die auf ein verbessertes Haften der Flußfäden unterhalb von T_x hinweist. Die ungewöhnliche Feldabhängigkeit von T_x (T_x nimmt mit dem Feld zu) schließt einen thermisch aktivierten Prozess aus.

Vergleichbar sind die Messungen an der Probe HZ301282s allenfalls mit Messungen an einem $\text{Y}(\text{Gd})\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Einkristall [43], die ebenfalls ein zusätzliches Dämpfungsmaximum unterhalb von T_m zeigen. Dort ist die Lage dieses Maximums bei etwa 30 K für $H \perp c$ zwischen 1 T und 6 T nur gering feldabhängig. Bei diesen Experimenten wurde der Supraleiter parallel zu den Cu-O-Ebenen ausgelenkt. Eine Begründung für das Auftreten dieses Maximums konnte nicht gegeben werden.

Die geringe Anzahl der Messungen und das Vorliegen nur einer Probe, die ein Maximum bei niedriger Temperatur aufweist, lassen in dieser Arbeit keinen Schluß auf die Ursache dieses Maximums zu.

V.6 Kritische Stromdichte und unteres kritisches Feld

Aus der Hysterese in der Dämpfungsmessung beim Herauf- bzw. Herunterfahren des Magnetfeldes kann mit dem Bean-Modell /44/ die kritische Stromdichte j_c bestimmt werden. Diese Möglichkeit zur Bestimmung von j_c wurde von Wen et al. /34/ vorgestellt. Wie in Abb. 56 dargestellt dringt das äußere Feld vom Probenrand her über die Dicke der Probe in den Supraleiter ein. Dabei wird ein mittleres Innenfeld B_m bei zwei unterschiedlichen Außenfeldern $B_u \approx \mu_0 H_u$ bzw. $B_d \approx \mu_0 H_d$ erreicht. Bei einer Änderung des Magnetfeldes liegt in der Probe ein Feldgradient vor: am Probenrand wird immer das Außenfeld gleich dem Feld im Supraleiter sein, während in der Probenmitte das Feld durch das Haften der Flußfäden beeinflusst ist. Beim Hochfahren des Außenfeldes ist das Eindringen der Flußfäden durch Hafteffekte behindert; beim Herunterfahren des Feldes führt das Haften der Flußfäden in der Probenmitte zu einem verzögerten Herauslaufen des Feldes. Daher wird das mittlere Innenfeld B_m beim Herauffahren des Feldes erst bei einem um $\Delta B = B_u - B_d$ höheren Feld als beim Herunterfahren gefunden.

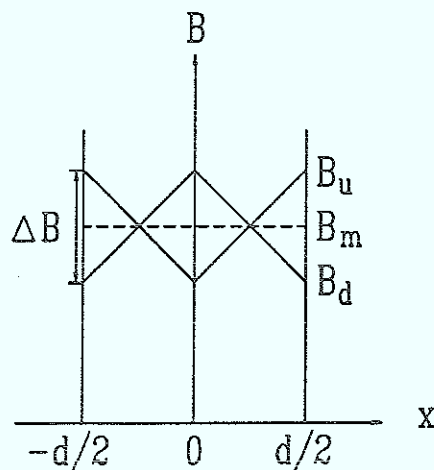


Abb. 56: Veränderung des Magnetfeldes im Probeninneren über die Probendicke.

Da die Dämpfung bei Messungen der Inneren Reibung abhängig vom mittleren Innenfeld des Supraleiters ist, kann der gleiche Dämpfungswert bei verschiedenen Feldern beim Herauf- bzw. Herunterfahren gefunden werden. Aus der Hysterese der Dämpfungsmessung an der Probe HZ303041 wurde bei konstanter Dämpfung die Felddifferenz ΔH berechnet. Diese ist in Abb. 57 über dem Feld aufgetragen. Mit abnehmendem Feld nimmt $\Delta H \approx \Delta B / \mu_0$ zu bis auf einen Wert von etwa

$6,26 \times 10^{-2}$ T. Nach dem Bean-Modell ist dieser Feldgradient $\Delta B/(d/2)$ mit der kritischen Stromdichte über die Gleichung

$$j_c = \mu_0^{-1} \Delta B/(d/2) \quad (\text{Gl. 22})$$

verknüpft. Mit $d=600$ nm ergibt sich eine kritische Stromdichte von etwa $1,6 \times 10^7$ A/cm² bei 20 K in guter Übereinstimmung mit resistiv bestimmten Werten von 5×10^6 A/cm² bei 77 K von vergleichbaren Proben [29].

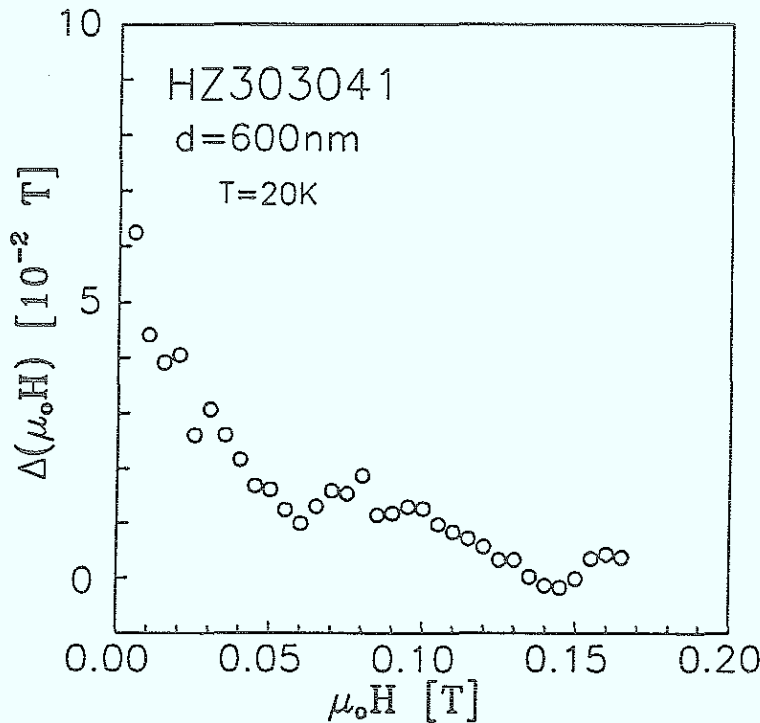


Abb. 57: Breite der Hysterese der Dämpfungsmessung an der Probe HZ303041 als Funktion des Feldes bei $T=20$ K.

Aus Gl. 22 kann rückwärts auf die notwendigen Probendicken bzw. Stromdichten geschlossen werden, die mit der hier verwendeten Apparatur eine Messung von j_c ermöglichen. Bei einer Auflösung von $\Delta(\mu_0 H) \approx 10$ mT können bei einer Filmdicke von 600 nm Stromdichten von über $2,6 \times 10^6$ A/cm² gemessen werden. Sollen Stromdichten von 10^7 A/cm² gemessen werden, so ist dies bei der gegebenen Auflösung von $\Delta(\mu_0 H)$ nur an Proben mit Dicken $d > 160$ nm möglich. Dies erklärt warum die Hysterese bei höheren Temperaturen und an den Proben mit kleinem d nicht zu finden ist.

Im Kapitel II.2.2 wurde erläutert, wie aus der kombinierten Messung von Resonanzfrequenz und Dämpfung als Funktion des Feldes das untere kritische Feld H_{c1} bestimmt werden kann. Dies soll nun an einem Beispiel gezeigt werden. Die

Abb. 58 zeigt eine Messung der Dämpfung und die Differenz von f_i zur Resonanzfrequenz der Probe HZ280821 als Funktion des Magnetfeldes bei 50 K.

Für $\mu_0 H < 12$ mT ist Q^{-1} konstant; es ist also noch kein Feld in die Probe eingedrungen. Eine Abweichung der Resonanzfrequenz von der nach Gl. 6 berechneten Frequenz ist für $\mu_0 H > 12$ mT festzustellen. Oberhalb von 12 mT dringt somit Feld in die Probe ein und verursacht Dämpfung sowie eine Abweichung der Resonanzfrequenz von f_i . Somit erhält man aus dieser Messung ein unteres kritisches Feld von $\mu_0 H_{c1}(50 \text{ K}) = 12$ mT.

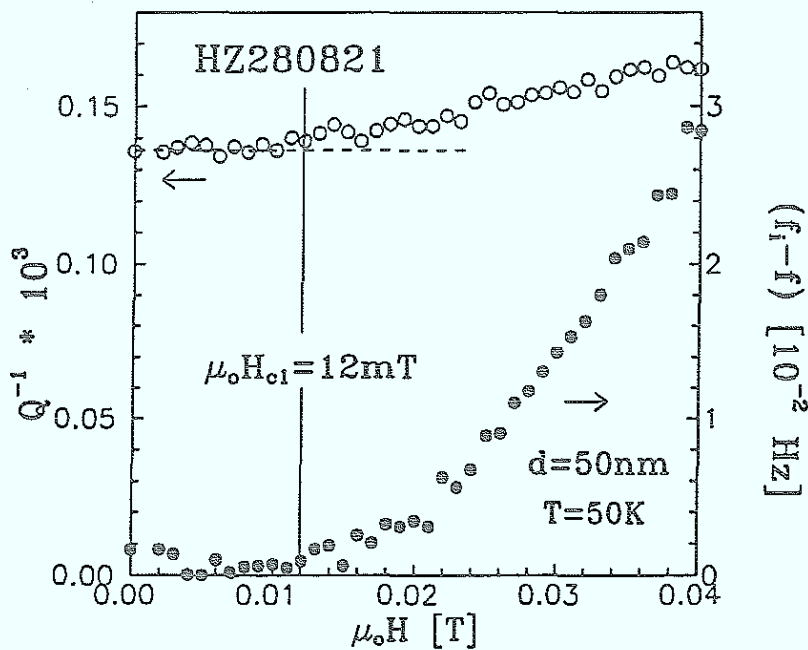


Abb. 58 : Dämpfung und Differenz zwischen gemessener und nach Gl. 6 berechneter Frequenz als Funktion des Magnetfeldes, Probe HZ280821, $T = 50$ K.

Diese Auswertung wurde für alle weiteren Proben durchgeführt. Die so erhaltenen Werte für H_{c1} sind in Abb. 59 über der Meßtemperatur aufgetragen und bestimmen die obere Grenze der Meißnerphase in der H-T-Ebene. Verglichen werden die Daten mit einer aus der Literatur entnommenen Kurve $H_{c1}(T) = H_{c1}(0 \text{ K}) [1 - (T/T_c)^4]$ und $\mu_0 H_{c1}(0 \text{ K}) = 18 \pm 2$ mT für die hier verwendete Feldgeometrie $H \perp c / 13/$.

Die bei 50 K bestimmten H_{c1} -Werte liegen genau auf den Literaturdaten während die Meßwerte bei 20 K und 80 K knapp oberhalb der Fehlerbalken der Literaturdaten zu finden sind. Da in der Literatur jedoch auch Werte von

$\mu_0 H_{c1} \approx 25 \text{ mT}$ bekannt sind [45,46], ist insgesamt eine befriedigende Übereinstimmung mit den Literaturdaten festzustellen.

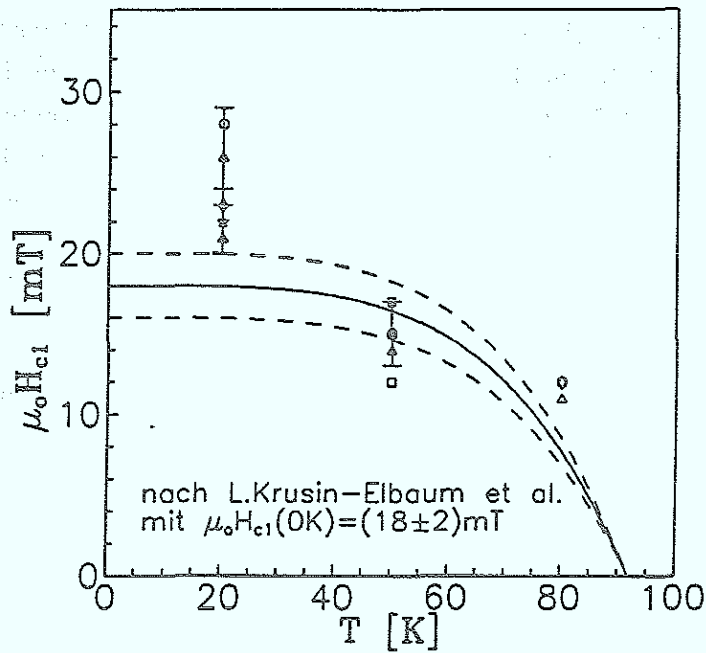


Abb. 59: Unteres kritisches Feld H_{c1} als Funktion der Meßtemperatur T . Die Fehlerbalken geben die Streuung aus unterschiedlichen Messungen an einer Probe wieder; die Linien entsprechen einer der Literatur entnommenen Messung [13].

V.7 Matching-Effekte

Die in Abb. 44 dargestellten Maxima, die bei Messungen der Feldabhängigkeit der Dämpfung zu beobachten sind, sind in der Literatur bislang nicht bekannt. Sie treten bei allen hier untersuchten Proben und bei allen hier verwendeten Meßtemperaturen (20 K, 50 K und 80 K) auf. Die Lage der Maxima ist jedoch stark probenabhängig. Die Abbn. 60-64 stellen die gemessenen Daten zusammen. Gleichzeitig geben die in diesen Abbildungen eingezeichneten senkrechten Linien Felder an, bei denen sogenannte "Matching"-Effekte zu erwarten sind. Die Idee, die hinter diesen "Matching"-Effekten steht, ist die, daß bei bestimmten Feldern der Abstand zwischen Flußfäden, die sich zu einem Gitter anordnen, in den Abmaßen der Probe als Vielfaches wiederzufinden ist.

Die geringen Dicken der hier untersuchten Proben von wenigen hundert Nanometern liegen in der Größenordnung der Flußfadenabstände a . So ist es möglich, daß bei günstigen Flußfadenabständen spezielle Konfigurationen von Flußfäden im Supraleiter gebildet werden, die mit der Probendicke in einem Zusammenhang stehen.

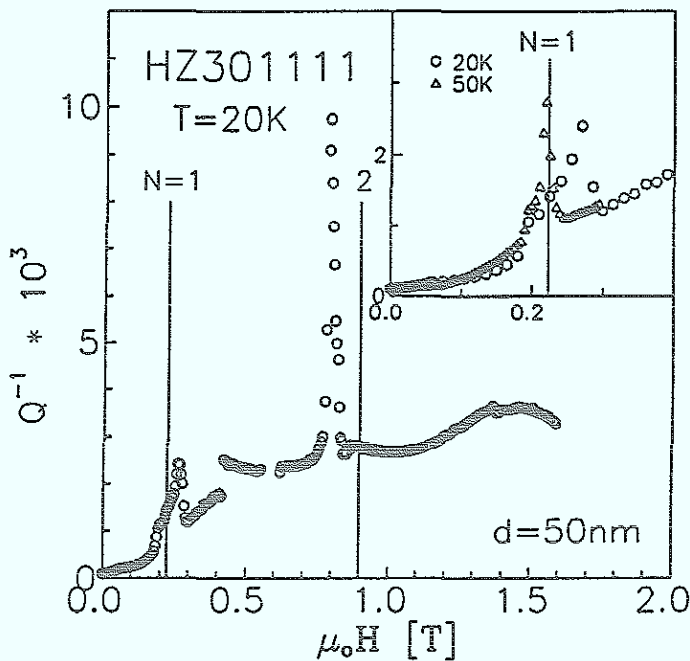


Abb. 60: Magnetfeldabhängigkeit der Dämpfung bei 20 K der Probe HZ301111. Das Bild oben rechts vergleicht Messungen bei 20 K und 50 K. Die senkrechten Linien sind im Text erklärt.

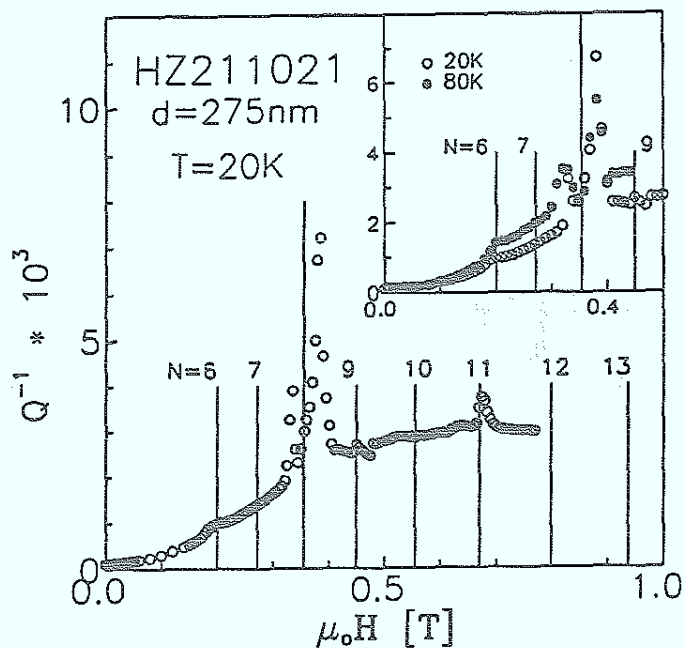


Abb. 61: Magnetfeldabhängigkeit der Dämpfung bei 20 K der Probe HZ211021. Das Bild oben rechts vergleicht Messungen bei 20 K und 80 K. Die senkrechten Linien sind im Text erklärt.

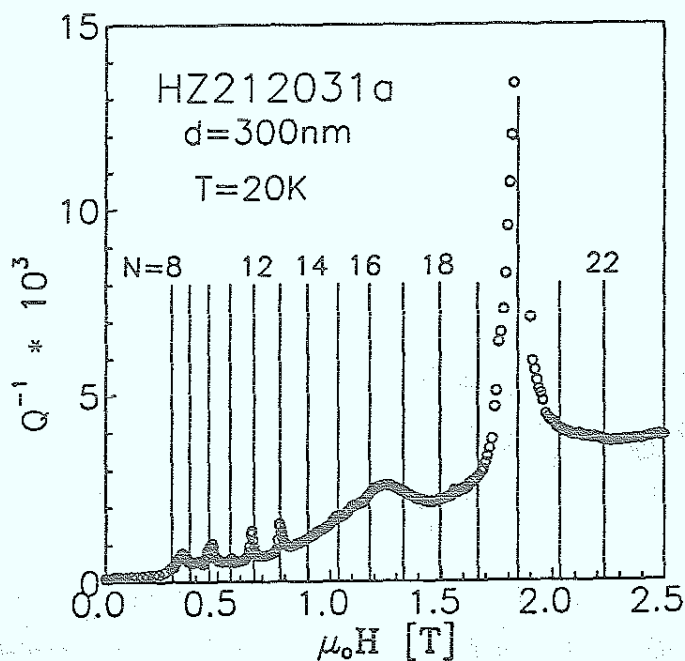


Abb. 62: Magnetfeldabhängigkeit der Dämpfung bei 20 K der Probe HZ212031a. Die senkrechten Linien sind im Text erklärt.

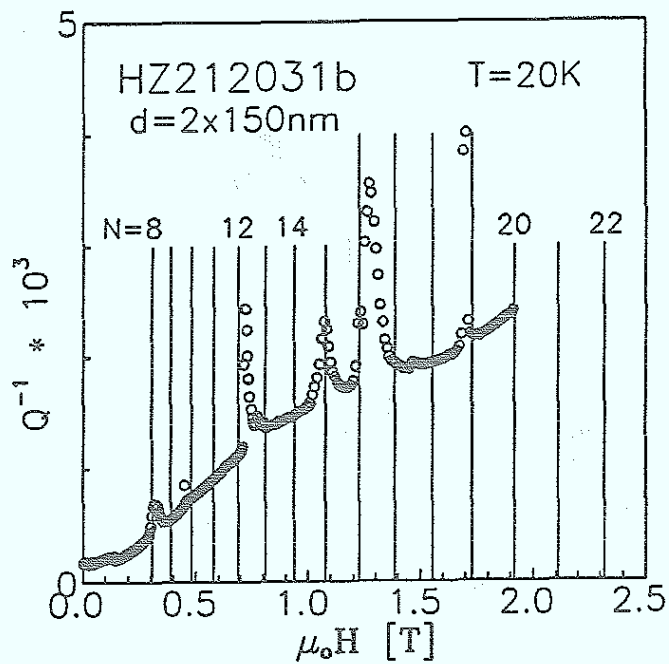


Abb. 63: Magnetfeldabhängigkeit der Dämpfung bei 20 K der Probe HZ212031b. Die senkrechten Linien sind im Text erklärt.

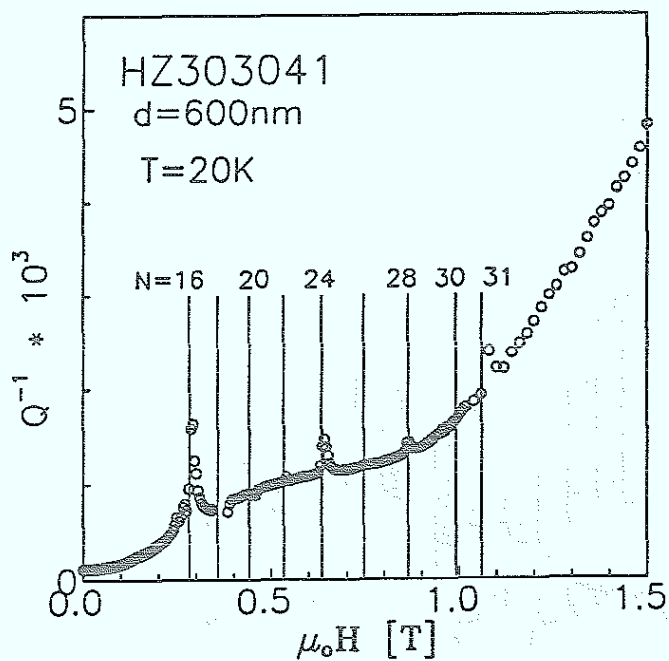


Abb. 64: Magnetfeldabhängigkeit der Dämpfung bei 20 K der Probe HZ303041. Die senkrechten Linien sind im Text erklärt.

Abb. 65 zeigt schematisch das bei der hier betrachteten Magnetfeldausrichtung $H \perp c$ vorliegende rechteckige Flußfadengitter im $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ /10/. Die Abstände im diesem Gitter in c - (a_c) bzw. ab -Richtung (a_{ab}) unterscheiden sich um einen Faktor 5 /10/, der genau dem Anisotropieverhältnis im $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ entspricht. Die ovale Form der Flußfäden resultiert aus der Anisotropie der Eindringtiefe λ_L .

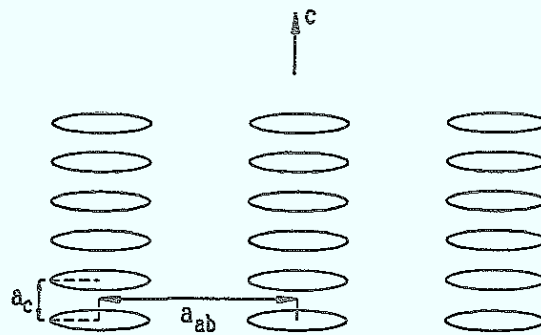


Abb. 65: Schematische Darstellung des Flußfadengitters im $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ für $H \perp c$ nach /10/.

Die Abstände a_c und a_{ab} lassen sich aus dem im Rechteck $a_c \times a_{ab}$ eingeschlossenen Fluß, der genau dem Flußquant Φ_0 entspricht, berechnen:

$$a_c a_{ab} B = \Phi_0, \quad 5a_c \approx a_{ab} \quad (\text{Gl. 23})$$

Damit erhält man für den Flußlinienabstand in c -Richtung

$$a_c = [\Phi_0 / (5 B)]^{1/2} \quad (\text{Gl. 24})$$

"Matching"-Effekte werden erwartet, wenn die Probendicke d ein Vielfaches von a_c ist. Genau dann liegen die äußeren Flußfadenreihen an der Probenoberfläche. Mit Gl. 24 und der Bedingung $N a_c = d$ lassen sich nun die Felder $B(N)$ berechnen, bei denen diese Konfiguration eintritt :

$$B(N) = \Phi_0 / 5 (N/d)^2 \quad (\text{Gl. 25})$$

Diese Felder sind für einige N -Werte in den Abbn. 60-64 eingezeichnet.

Die beobachteten Maxima in der Feldabhängigkeit der Dämpfung liegen meist genau bei den Feldern, bei denen die oben vorgestellten "Matching"-Effekte auftreten. Dies gilt für alle hier gemessenen Proben und bei Temperaturen von 20 K, 50 K und 80 K. Jedoch treten die Dämpfungsmaxima nur bei einigen wenigen N -Werten auf. Ihre Höhe variiert unsystematisch.

Eine mögliche Erklärung für das Auftreten dieser Dämpfungsmaxima ist somit eine starke Flußfadenbewegung, die als Folge einer Umstrukturierung des Flußfadengitters in eine geometrisch günstige Konfiguration auftritt. Die Anordnung der Flußfäden wird dabei zum Großteil von der Probengeometrie vorgegeben. Unterstützt wird diese Theorie von den parallel durchgeführten Frequenzmessungen, die eine geringe Frequenzstufe bei den Feldern zeigen, bei denen die Dämpfungsmaxima auftreten (siehe Abb. 43). Dies spricht für eine besser verankerte Flußfadenanordnung oberhalb der Maxima, die im Einklang mit den vermuteten "Matching"-Effekten steht. Zudem dringen bei Erhöhung des äußeren Feldes die Flußlinien vom Probenrand her in den Supraleiter ein /47/. Dies führt vermutlich dazu, daß die äußeren Flußfäden sich entlang der Probenoberfläche anordnen und so das Auftreten der "Matching"-Effekte unterstützen.

Bei dieser Interpretation der Dämpfungsmaxima muß von einer geordneten Flußfadenkonfiguration im Supraleiter auch bei relativ hohen Temperaturen von 80 K und bei Feldern bis zu 2,5 T ausgegangen werden. Daher unterstützt dieser Erklärungsansatz Vorstellungen, die beim $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ von der Existenz eines Flußfadengitters bei $H \perp c$ ausgehen /14/. Eine ungeordnete, glasartige Flußfadenanordnung, wie sie in der Literatur für $H // c$ diskutiert wird /16/, kann nicht unterstützt werden. Weiter ist zur Erklärung der Lage der Maxima ein rechteckiges Flußfadengitter mit einem Verhältnis der Flußlinienabstände von $a_{ab}/a_c=5$ Voraussetzung. Diese Annahme ist durch Ergebnisse von Dekorationsexperimenten gerechtfertigt (siehe Kapitel II.2.2) und gibt zudem das beim $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ gemessene Anisotropieverhältnis wieder.

Das Auftreten von "Matching"-Effekten ist für die Hochtemperatur-Supraleiter vorhergesagt worden /48/. Sie konnten jedoch bislang nur an künstlich hergestellten, geschichteten Nb/Cu Filmen mit Magnetisierungsmessungen experimentell nachgewiesen werden /49/. Da diese "Matching"-Effekte zum Beispiel bei Messungen der Inneren Reibung in der Literatur noch nicht bekannt sind, mag mit den bislang zur Messung verwendeten Einkristallen und Sinterproben, die vergleichsweise hohe Dicken von einigen hundert Mikrometern bzw. einigen Millimetern besitzen, begründet sein.

Bei der hier vorgestellten Erklärung zum Auftreten der Dämpfungsmaxima bleiben die Fragen bezüglich der Höhe der Maxima und der Auswahl bestimmter N-Werte für deren Auftreten offen.

VI. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden Messungen der Inneren Reibung an dünnen, epitaktischen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Filmen ($x \leq 0,1$) mit Dicken zwischen 50 nm und 600 nm in Magnetfeldern bis zu 2,5 T und bei Temperaturen unterhalb von 100 K durchgeführt. Die Filme wurden mittels eines dc-Sputterverfahrens auf LaAlO_3 - bzw. NdGaO_3 -Substraten abgeschieden. Film und Substrat wurden auf einen niedrig dämpfenden Si-Schwinger aufgeklebt, so daß die kristallographische c-Achse des Filmes senkrecht zum Feld ausgerichtet war. Schwinger und Probe wurden in eine Eigenschwingung versetzt; aus dem freien Abfall der Schwingung wurde die Resonanzfrequenz und die Dämpfung als Funktion von Magnetfeld, Temperatur und Amplitude bestimmt.

In der Temperaturabhängigkeit der Dämpfung wurde bei Feldern zwischen 70 mT und 400 mT direkt unterhalb der Sprungtemperatur ein Maximum gefunden, das erstmals im Rahmen des TAFF-Modells quantitativ erklärt werden konnte. Das TAFF-Modell (TAFF=Thermally Assisted Flux Flow) beschreibt die thermische Entankerung von Flußfäden, die auftritt, wenn die thermische Energie vergleichbar mit der Haftenergie der Flußfäden wird, ein Effekt, der für Hochtemperatur-Supraleiter spezifisch ist. Bei der Beschreibung der Meßkurven wurde von einer log-normal Verteilung der Haftenergien der Flußfäden ausgegangen, die durch die unterschiedlichen in den Proben vorliegenden Haftzentren motiviert wird. Die Größe des Mittelwertes der Haftenergien beträgt etwa 10 eVT und steht in gutem Einklang mit Literaturdaten, die jedoch nur für H/c bekannt sind. Die Dämpfungsmaxima liegen auf der in der Literatur bekannten Depinninglinie $H^{2/3} \propto (1 - T_m/T_c)$.

Eine Verkipfung der Proben relativ zum Magnetfeld zeigt für Winkel größer 1° eine Zunahme der Dämpfung und eine Abnahme der Haftenergien. Dies deutet auf ein intrinsisches Haften der Flußfäden hin, das in den hier durchgeführten Experimenten für Kippwinkel unterhalb von 1° beobachtbar ist.

Bei einer strukturierten Probe mit $7,8 \mu\text{m}$ breiten Leiterbahnen tritt bei Feldern oberhalb von 300 mT in der Temperaturabhängigkeit der Dämpfung ein zusätzliches Maximum zwischen 30 K und 70 K auf. Mit steigendem Feld verschiebt sich dieses Maximum zu höheren Temperaturen, so daß es nicht auf thermisch aktivierte Prozesse zurückzuführen ist. Eine Klärung der Ursache dieses Maximums war aufgrund der geringen Anzahl der Messungen in dieser Arbeit nicht möglich.

Mit der Methode der Inneren Reibung lassen sich neben der Sprungtemperatur auch die kritischen Magnetfelder H_{c1} und H_{c2} sowie, für genügend dicke Filme, die kritische Stromdichte bestimmen. Für die $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Filme wurde das

untere kritische Feld bei 20 K, 50 K und 80 K bestimmt. Bei 20 K beträgt H_{c1} etwa 28 mT in guter Übereinstimmung mit Literaturdaten. An einem Film mit einer Dicke von 600 nm konnte die kritische Stromdichte bei 20 K aus der Hysterese der feldabhängigen Dämpfung nach dem Bean-Modell für Felder unterhalb von 200 mT abgeschätzt werden. Für H gegen 0 T ergibt sich ein Wert von etwa $1,6 \times 10^7$ A/cm². Ein Wert für das obere kritische Feld wurde aus der feldabhängigen Verschiebung des Dämpfungsmaximums einer zu Vergleichszwecken gemessenen NbTi-Legierung abgeschätzt. Er beträgt $\mu_0 H_{c2}(0 \text{ K}) \approx 15$ T. Wegen der nur geringen Verschiebung der Dämpfungsmaxima der YBa₂Cu₃O_{7-x}-Filme war eine derartige Bestimmung von H_{c2} hier nicht möglich.

In der Feldabhängigkeit der Dämpfung treten bei bestimmten Magnetfeldern scharfe Maxima auf. Diese können mit sogenannten "Matching"-Effekten in Einklang gebracht werden, bei denen der Flußlinienabstand im Supraleiter ein ganzzahliger Bruchteil einer Probendimension (hier der Dicke) ist. Bei diesem Erklärungsansatz wird von einer rechteckigen Flußfadenanordnung mit einem Seitenverhältnis von $a_{ab}/a_c = 5$ in Übereinstimmung mit aus der Literatur bekannten Dekorationsexperimenten ausgegangen. Die Höhe der Maxima sowie die Auswahl nur einiger der möglichen Maximapositionen können innerhalb dieser Modellvorstellung nicht erklärt werden.

Anhang I.

Wirbelstromdämpfung

Zur Berechnung der Wirbelstromdämpfung in einem schwingenden Leiter soll die in Abb. 5 skizzierte Geometrie verwendet werden. Der Leiter hat die Länge l , Breite w und Dicke d . Die Länge l erstreckt sich in z -Richtung, die Schwingung wird in der x -Richtung ausgeführt. Das Magnetfeld ist parallel zur Leiterlänge in z -Richtung angelegt.

Während der Schwingung überstreicht ein Leiterstück der Höhe Δz eine Fläche A_{xy} senkrecht zum Magnetfeld H . Die periodische Änderung der Fläche A_{xy} verursacht eine Flußänderung

$$d\Phi = B dA_{xy}$$

im betrachteten Leiterstück. Diese Flußänderung induziert Ströme

$$I \propto -\rho^{-1} d\Phi/dt$$

im Leiter, die ihrerseits joulsche Verluste W_j verursachen :

$$W_j = R I^2 = (d \Delta z)/(\rho w) (w \partial u(z)/\partial t B)^2$$

mit ρ : spezifischer elektrischer Widerstand
 $u(z)$: Schwingungsamplitude

Mit der einfachen Annahme $u(z) = z/l u_0 \cos(\omega t)$ sowie einer zeitlichen Mittelung über eine Schwingungsperiode folgt

$$\begin{aligned} \Delta W_j &= \sum W_j = 1,5 \pi \rho^{-1} d w l u_0^2 \omega B^2 \\ &= \pi/3 \rho^{-1} u_0^2 \omega V B^2 \end{aligned}$$

mit u_0 : Schwingungsamplitude bei $z=l$
 V : Probenvolumen.

Dabei ist zu berücksichtigen, daß die Aufsummation der Leiterscheiben mit der Höhe Δz bei $l_s \approx 15$ mm, der Länge des Schwingers, beginnt und über die Länge der Probe l durchzuführen ist.

Anhang II.

Berechnung der gespeicherten mechanischen Energie

Im folgenden soll die Berechnung der in einem Schwinger gespeicherten mechanischen Energie W_m skizziert werden.

Den Berechnungen liegt die in den Experimenten benutzte T-Schwingerform mit Rahmen (siehe Abb. 14, Kapitel III.2) zugrunde. Die Zusatzbelastung des Schwingers durch das Aufkleben der Probe wurde berücksichtigt. Mit dieser Geometrie wurden Finite-Elemente-Rechnungen durchgeführt, die die verschiedenen Spannungskomponenten des in kleine Segmente aufgeteilten Schwingers berechnen. Nach Trinkaus /50/ kann dann die gespeicherte Energiedichte aus den Spannungskomponenten σ_{ij} gemäß

$$\begin{aligned} w_m &= W_m/V \\ &= (2\mu)^{-1} \sigma_{xy}^2 + 1/8 (\sigma_{xx}^2 + \sigma_{yy}^2) (1/\mu + 1/K) + 1/4 \sigma_{xx} \sigma_{yy} (1/K - 1/\mu) \end{aligned}$$

berechnet werden (hier ist V das gesamte Volumen des Schwingers). Dabei sind μ der Schermodul und K der Kompressionsmodul. Mit den Daten $\mu = 67,7$ GPa und $K = 97,7$ GPa für Silizium /51/ erhält man

$$W_m = u_0^2 \times 3,4 \times 10^2 \text{ J/m}^2.$$

Anhang III.

Herleitung der Flußfaden-Diffusionsgleichung

In einem Supraleiter II. Art können Flußfäden deren Haftung nicht ausreichend ist unter der Einwirkung eines Stromes $\mathbf{j}$ bewegt werden. Auf die Flußfäden wirkt die Lorentzkraft $\mathbf{f} = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$, die im stationären Fall zu einer Bewegung der Flußfäden mit einer konstanten Geschwindigkeit $\mathbf{v} \propto \mathbf{f}$ senkrecht zu $\mathbf{B}$ und $\mathbf{j}$ führt (Abb. IIIa). Die um den Flußfadenkern fließenden Ströme $\mathbf{I}$ werden durch die Bewegung des Flußfadens auf einer Seite erhöht ($\mathbf{I}_+$) und auf der anderen Seite erniedrigt ($\mathbf{I}_-$). Somit entsteht ein elektrisches Feld (Abb. IIIb)

$$\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v} \propto \mathbf{B} \times \mathbf{f} = \mathbf{B} \times (\mathbf{j} \times \mathbf{B})$$

senkrecht zu $\mathbf{B}$ und $\mathbf{f}$, also in Richtung des Stromes $\mathbf{j}_\perp$, der senkrecht zu $\mathbf{B}$ fließt.

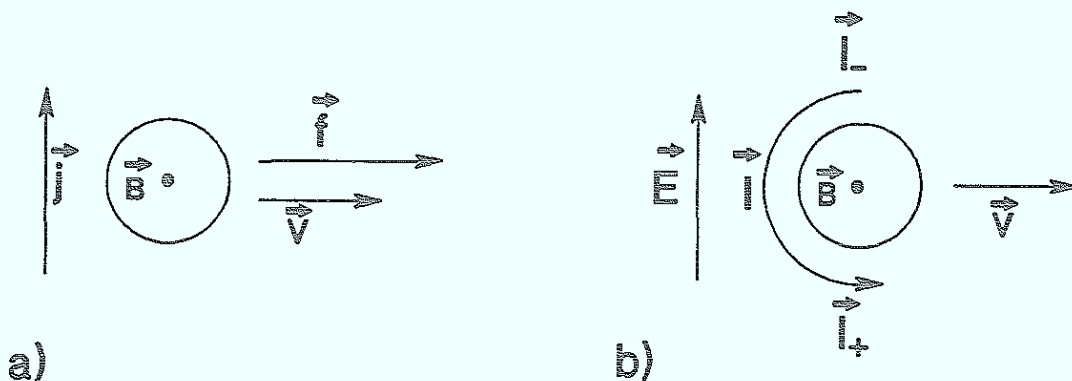


Abb. III: Skizze zur Veranschaulichung der Ströme und Felder um einen Flußfaden; a) der Transportstrom $\mathbf{j}$ verursacht eine Bewegung des Flußfadens mit der Geschwindigkeit $\mathbf{v}$ aufgrund der Lorentzkraft $\mathbf{f}$; b) durch die Bewegung des Flußfadens wird ein elektrisches Feld $\mathbf{E}$ erzeugt.

Damit ist $\mathbf{E}$ proportional zu $\mathbf{j}_\perp$

$$\mathbf{E} \propto \mathbf{j}_\perp \quad \text{oder} \quad \mathbf{E} = \rho \mathbf{j}_\perp$$

mit einem spezifischen Widerstand ρ als Proportionalitätskonstanten. Nach dem Induktionsgesetz erzeugt $\mathbf{E}$ eine zeitliche Änderung des Magnetfeldes $\mathbf{B}$

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = - \text{rot } \mathbf{E} = - \text{rot } (\rho \mathbf{j}_\perp)$$

Mit $\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}_\perp$ und der Vektoridentität $\text{rot}(\text{rot } \mathbf{A}) = -\nabla^2 \mathbf{A} + \text{grad}(\text{div } \mathbf{A})$ folgt weiter

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = - \rho / \mu_0 \text{rot}(\text{rot } \mathbf{B}) = \rho / \mu_0 [\nabla^2 \mathbf{B} + \text{grad}(\text{div } \mathbf{B})]$$

und wegen $\text{div } \mathbf{B} = 0$

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = \rho / \mu_0 \nabla^2 \mathbf{B}$$

Diese Gleichung hat die Form einer Diffusionsgleichung analog dem 2. Fickschen Gesetz mit einer Diffusionskonstanten $D = \rho / \mu_0$.

Anhang IV.

Verzeichnis der verwendeten Symbole

A	: Fläche
a, b, c	: Gitterkonstanten
a_o, a_c, a_{ab}	: Abstände der Flußfäden
B	: magnetische Induktion
$\langle B^2 \rangle$	: zeitlich und räumlich gemitteltes Quadrat der magnetischen Induktion
c_{44}	: Flußfadenschermodul
D	: Diffusionskonstante
E	: elektrisches Feld
F	: Haftkraft
f	: Kraftdichte
f	: Resonanzfrequenz
g	: form- und materialabhängiger Parameter
H	: Magnetfeld
H_c	: thermodynamisches kritisches Feld
H_{c1}, H_{c2}	: unteres und oberes kritisches Magnetfeld
$H_{\perp}^{ges}$	: Feldkomponente senkrecht zur Probe
I_s, j_s	: Abschirmstrom, -stromdichte
κ	: Ginzburg-Landau-Parameter
kT	: thermische Energie
P	: dissipierte Leistungsdichte
$p(U)$	: Wahrscheinlichkeit des Vorliegens einer Energie U
Q^{-1}	: Dämpfung
Q^{-1}_j	: Wirbelstromdämpfung
Q^{-1}_{max}	: maximale Dämpfung im TAFF-Modell

Q^{-1}_{SL}	: Dämpfungsanteil des Supraleiters	10.1.1.1
s	: Auslenkung der Flußfäden	10.1.1.1
T	: Temperatur	10.1.1.1
t	: Zeit	10.1.1.1
T_c	: Sprungtemperatur	10.1.1.1
T_m, T_x	: Lage der Maxima in der Dämpfung	10.1.1.1
T_{SF}, T_{FL}	: Linienspannungen	10.1.1.1
U	: Aktivierungsenergie	10.1.1.1
u	: momentane Auslenkung der Probe	10.1.1.1
u_o	: Schwingungsamplitude am Probenende	10.1.1.1
U_{om}	: Mittelwert der log-normal verteilten Aktivierungsenergien	10.1.1.1
v	: Geschwindigkeit	10.1.1.1
V	: Probenvolumen	10.1.1.1
w, l, d	: Probenbreite, -länge, dicke	10.1.1.1
W_m	: gespeicherte mechanische Energie	10.1.1.1
x, y, z	: kartesischen Koordinaten	10.1.1.1
Δ	: Relaxationsstärke	10.1.1.1
ΔT	: Übergangsbreite	10.1.1.1
ΔW	: pro Schwingungszyklus dissipierte Energie	10.1.1.1
Θ	: Kippwinkel, Winkel zwischen H und der a- oder b-Achse	10.1.1.1
λ_L	: Eindringtiefe	10.1.1.1
μ''	: Imaginärteil der ac-Suszeptibilität	10.1.1.1
μ, K	: Scher-, Kompressionsmodul	10.1.1.1
μ_o	: magnetische Permeabilität	10.1.1.1
ξ, ξ_{ab}, ξ_c	: Kohärenzlängen	10.1.1.1
ρ	: elektrischer spezifischer Widerstand	10.1.1.1
ρ_n	: spezifischer Widerstand im normalleitenden Zustand	10.1.1.1
σ	: Breite der log-normal Verteilung	10.1.1.1

- σ_{ij} : Spannungskomponenten
 τ : Relaxationszeit
 Φ : magnetischer Fluß
 Φ_0 : Flußquant
 χ : minimale Rückstreurrate
 ω : Kreisfrequenz der Probenschwingung

Anhang V.

Tabelle der verwendeten Proben

Probe	S	d [nm]	$\rho(300\text{K})$ [$\mu\Omega\text{cm}$]	T_c^{mid} [K]	ΔT [K]	
HZ100821	L	100	224	90,6	0,7	
HZ280821	L	50	270	92,7	1,3	
HZ121021	L	100	201	92,3	0,6	
HZ211021	N	275	203	92,7	0,3	
HZ212031a	L	300				$\chi \approx 2,9\%$
HZ212031b	L	2x150				$\chi \approx 15\%$ mit SrTiO_3 Zwischenschicht
HZ301111	L	50	236	92,8	0,9	
HZ301282	L	150	210			
HZ301282s	L	150				Probe HZ301282 strukturiert
HZ303041	L	600	359			Rockingkurven- breite $\approx 0.4^\circ$
NbTi50/50				9,5 ⁽¹⁾		Draht, $\phi = 100 \mu\text{m}$

Zusammenstellung der Proben in Verbindung mit den Ergebnissen der charakterisierenden Messungen. S : Substratmaterial (L : LaAlO_3 , N : NdGaO_3).

(1) : aus der Messung der Inneren Reibung bestimmt.

Literaturliste

- /1/ J.G. Bednorz, K.A. Müller, Z. Phys. B 64, 189 (1986)
- /2/ M.K. Wu, J.R. Ashburn, C.J. Torng, P.H. Hor, R.L. Meng, L. Gao, Z.J. Huang, T.Q. Wang, C.W. Chu, Phys. Rev. Lett. 58, 908 (1987)
- /3/ E.H. Brandt, P. Esquinazi, H. Neckel, G. Weiss, Phys. Rev. Lett. 56, 89 (1986)
- /4/ F. Beech, S. Miraglia, A. Santoro, R.S. Roth, Phys. Rev. B35, 8778 (1987)
- /5/ J.C. Phillips, "Physics of High-T_c Superconductors", Academic Press, New York (1989)
- /6/ U. Welp, K.W. Kwok, G.W. Crabtree, K.G. Vandervoort, J.Z. Liu, Phys. Rev. Lett. 62, 1908 (1989)
- /7/ G. Burns, "High Temperature Superconductivity", Academic Press, New York, 1992
- /8/ B. Roas, L. Schultz, G. Saemann-Ischenko, Phys. Rev. Lett. 64, 479 (1990)
- /9/ P.L. Gammel, D.J. Bishop, G.J. Dolan, J.R. Kwok, C.A. Murray, L.F. Schneemeyer, J.V. Waszczak, Phys. Rev. Lett. 59, 2592 (1987)
- /10/ G.J. Dolan, F. Holtzberg, C. Feild, T.R. Dinger, Phys. Rev. Lett. 62, 2184 (1989)
- /11/ L. Krusin-Elbaum, R.L. Greene, F. Holtzberg, A.P. Malozemoff, Y. Yeshurun, Phys. Rev. Lett. 62, 217 (1989)
- /12/ D.R. Harshman, L.F. Schneemeyer, J.V. Waszczak, G. Aeppli, R.J. Cava, B. Batlogg, L.W. Rupp, E.J. Ansaldo, D.Ll. Williams, Phys. Rev. B39, 851 (1989)
- /13/ L. Krusin Elbaum, A.P. Malozemoff, Y. Yeshurun, D.C. Cronemeyer, F. Holtber, Phys. Rev. B39, 2936 (1989)
- /14/ E.H. Brandt, Physica C185-189, 270 (1991)
- /15/ P.W. Anderson, Y.B. Kim, Rev. Mod. Phys. 36, 39 (1964)
- /16/ D.J. Bishop, P.L. Gammel, D.A. Huse, C.A. Murray, Science 255, 165 (1992)

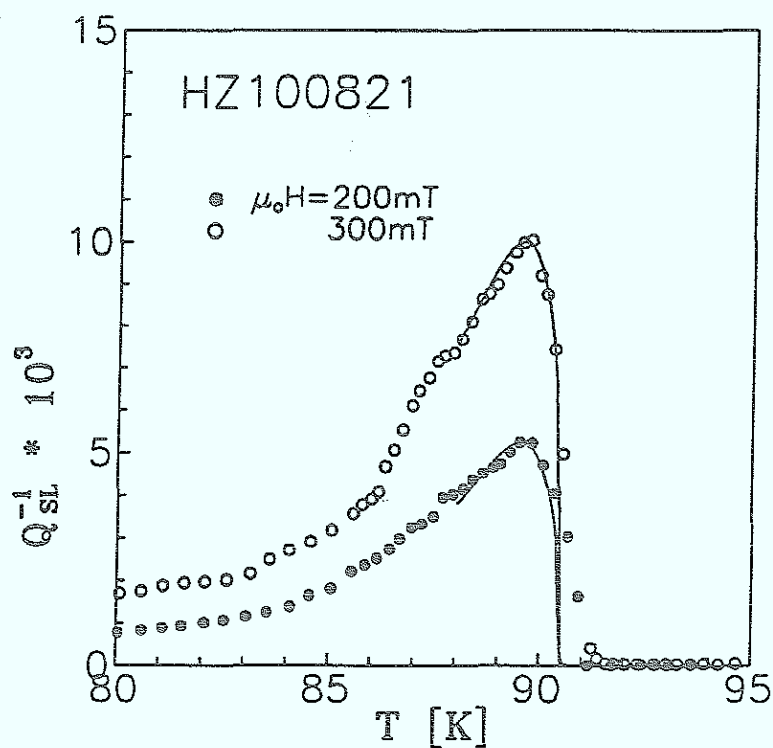
- /17/ C. Tomé-Rosa, G. Jakob, A. Walkenhorst, M. Maul, M. Schmitt, M. Paulson, H. Adrian, Z. Phys. B - Condensed Matter 83, 221 (1991)
- /18/ C. Schlenker, C.J. Liu, R. Buder, J. Schubert, B. Stritzker, Physika C 180, 148 (1991)
- /19/ L. Civale, T.K. Worthington, A. Gupta, Phys. Rev. B43, 5425 (1991)
- /20/ P. Esquinazi, J. Low Temp. Phys. 85, 139 (1991)
- /21/ E.H. Brandt, Physics Lett. 113A, 51 (1985)
- /22/ E.H. Brandt, P. Esquinazi, H. Neckel, Journal of Low Temperature Physics 63, 187 (1986)
- /23/ A. Gupta, P. Esquinazi, H.F. Braun, Physica B 165&166, 1443 (1990)
- /24/ E.H. Brandt, Z. Phys. B - Condensed Matter 80, 167 (1990)
- /25/ E.H. Brandt, Phys. Rev. Lett. 68, 3769 (1992)
- /26/ K.H. Fischer, T. Nattermann, Phys. Rev. B 43, 10372 (1991)
- /27/ P.H. Kes, J. Aarts, J. van der Beek, J.A. Mydosh, Supercond. Sci. Technol 1, 242 (1989)
- /28/ F. Vollkommer, Dissertation RWTH Aachen, Berichte der Kernforschungsanlage Jülich, Jül-2321 (1989)
M. Prieler, Dissertation RWTH Aachen, Berichte des Forschungszentrums Jülich, Jül-2780 (1993)
- /29/ U. Poppe, J. Schubert, R.R. Arons, W. Evers, C.H. Freiburg, W. Reichert, K. Schmidt, W. Sybertz, K. Urban, Solid State Comm. 66, 661 (1988)
U. Poppe, N. Klein, U. Dähne, H. Soltner, C.L. Jia, B. Kabius, K. Urban, A. Lubig, K. Schmidt, S. Hensen, S. Orbach, G. Müller, H. Piel, J. Appl. Phys. 71, 5572 (1992)
- /30/ H. Theuss, H. Kronmüller, Physika C 177, 253 (1991)
- /31/ H. Schulz, Diplomarbeit RWTH Aachen, 1993
- /32/ E.H. Brandt Physika C 195, 1 (1992)
- /33/ S. Gregory, C.T. Rogers, T. Venkatesan, X.D. Wu, A. Inam, B. Dutta, Phys. Rev. Lett. 62, 1548 (1989)
- /34/ Y.T. Wen, T.S. Kê, H.G. Bohn, H. Soltner, W. Schilling, Physika C 193, 99 (1992)

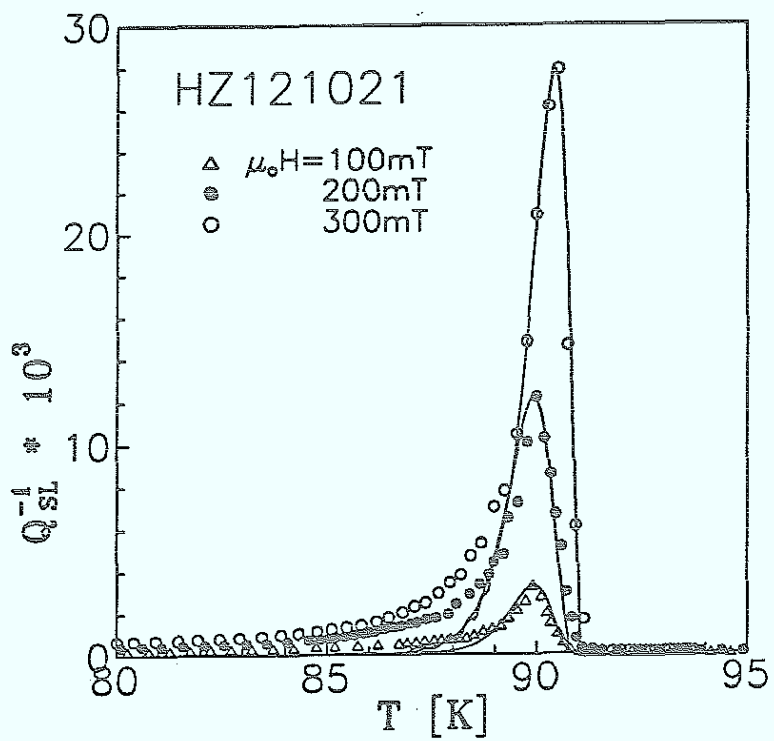
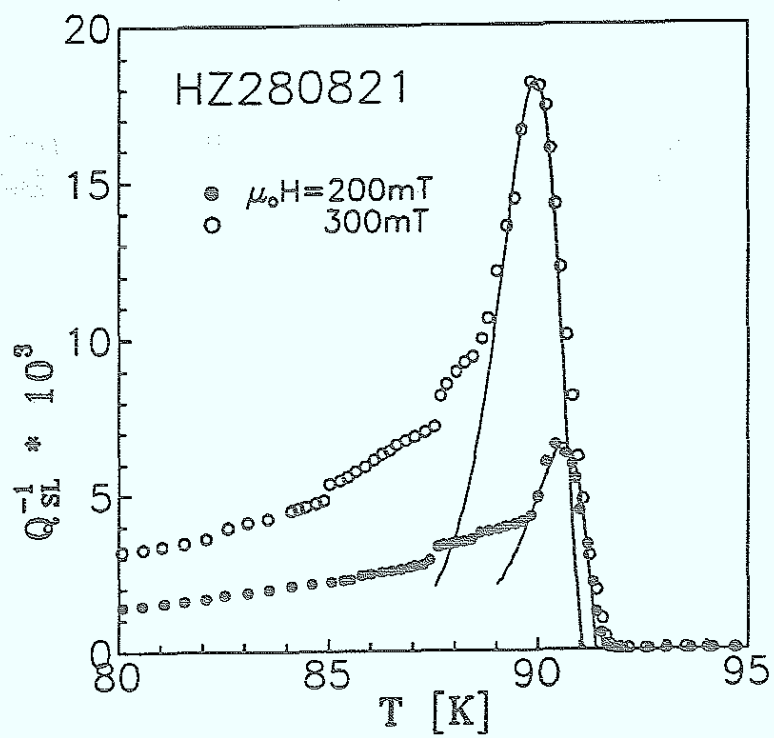
- Y.T. Wen, T.S. Kê, H.G. Bohn, H. Soltner, W. Schilling, J. Phys.: Condens. Matter 4, 4519 (1992)
- /35/ P. Lemmens, C. Hünnekes, P. Fröning, S. Ewert, H. Passing, G. Marbach, A. Comberg, J. Less. Comm. Met. 164&165, 1129 (1990)
P. Lemmens, P. Fröning, S. Ewert, J. Pankert, G. Marbach, A. Comberg, Physica C 174, 289 (1991)
J. Pankert, A. Comberg, P. Lemmens, P. Fröning, S. Ewert, Physica C 182, 291 (1991)
- /36/ A.P. Malozemoff, T.K. Worthington, Y. Yeshurun, F. Holtzberg, Phys. Rev. B 38, 7203 (1988)
- /37/ C.W. Hagen, R. Griessen in "Studies of High Temperature Superconductors", Herausgeber A.V. Narlikar, Nova Science Publishers, New York, 1989
- /38/ K.A. Müller, M. Takashoge, J.G. Bednorz, Phys. Rev. Lett. 58, 1143 (1987)
Y. Yeshurun, A.P. Malozemoff, Phys. Rev. Lett. 60, 2202 (1988)
- /39/ A.P. Malozemoff, T.K. Worthington, E. Zeldow, N.C. Yeh, M.W. McElfresh, F. Holtzberg in "Strong Correlation and Superconductivity", Herausgeber H. Fukuyama, S. Maekawa, A.P. Malozemoff, Springer Verlag, New York, 1990, Seite 349 ff
- /40/ P.L Gammel, L.F. Schneemeyer, J.V. WQaszczak, D.J. Bishop, Phys. Rev. Lett. 61, 1666 (1988)
- /41/ S. de Brion, R. Calemczuk, J.Y. Henry, Physica C 178, 225 (1991)
- /42/ W. Buckel, "Supraleitung", Verlag Chemie, 4. Auflage 1990
- /43/ Y. Kopelevich, A. Gupta, P. Esquinazi, Phys. Rev. Lett. 70, 666 (1993)
- /44/ C.P. Bean, Phys. Lett. 8, 250 (1962)
- /45/ S. Sridar, Dong-Ho Wu, W. Kennedy, Phys. Rev. Lett 63, 1873 (1989)
- /46/ Y. Yeshurun, A.P. Malozemoff, F. Holtzberg, T.R. Dinger, Phys. Rev. B 38, 11828 (1988)
- /47/ A. Forkl, T. Dragon, H. Kronmüller, H.-U. Habermeier, G. Mertens, Appl. Phys. Lett. 57, 1067 (1990)
- /48/ D. Feinberg, C. Villard, Phys. Rev. Lett. 65, 919 (1990)

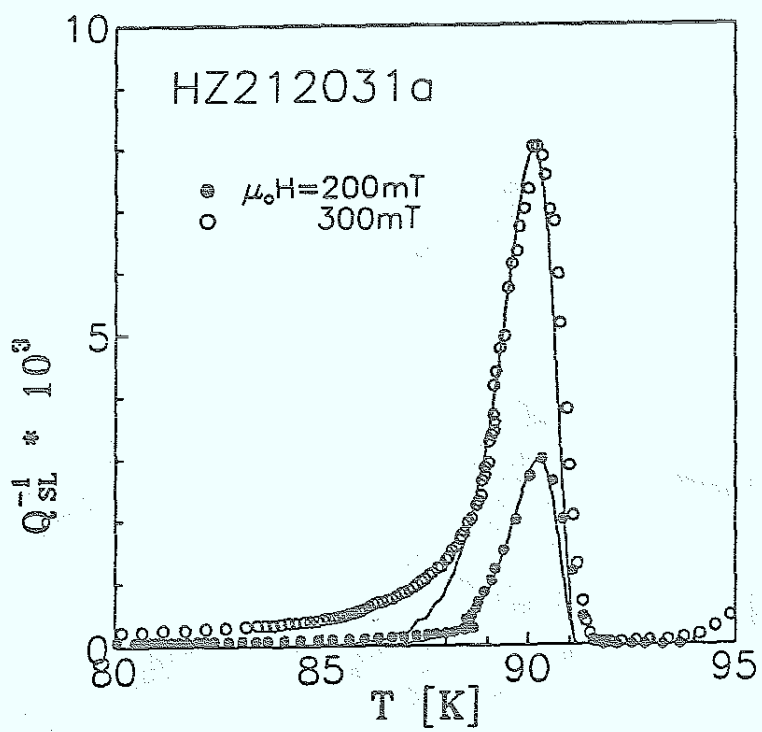
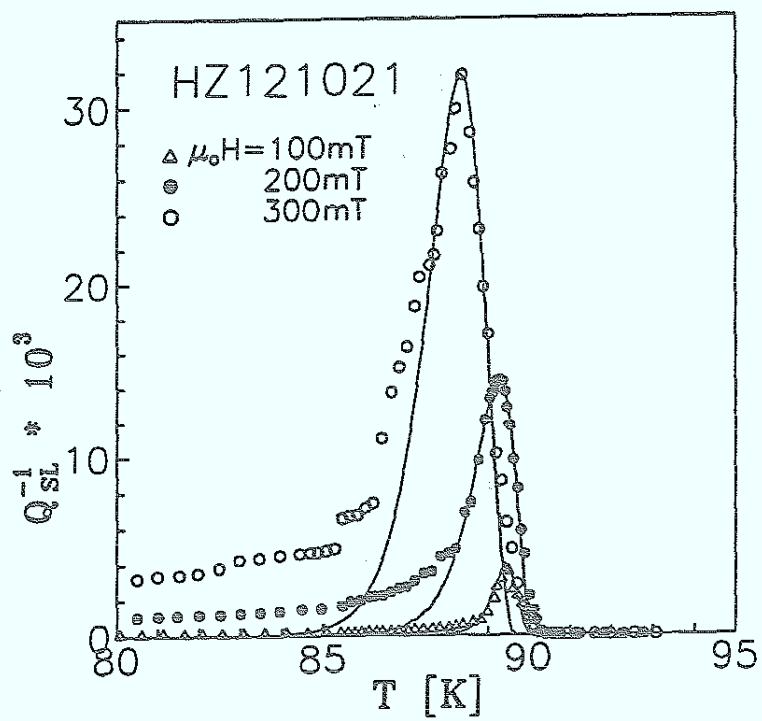
- /49/ S.H. Brongersma, J.J.M Pothuizen, E. Verweij, N.J. Koeman,
D.G. de Groot, R. Griessen, J. All. Comp. 195, 443 (1993)
- /50/ H. Trinkaus, private Mitteilung
- /51/ "Landolt-Börnstein, Neue Serie", Gruppe III, Band 18, Herausgeber K.-
H. Hellwege, A.M. Hellwege, Springer Verlag 1984

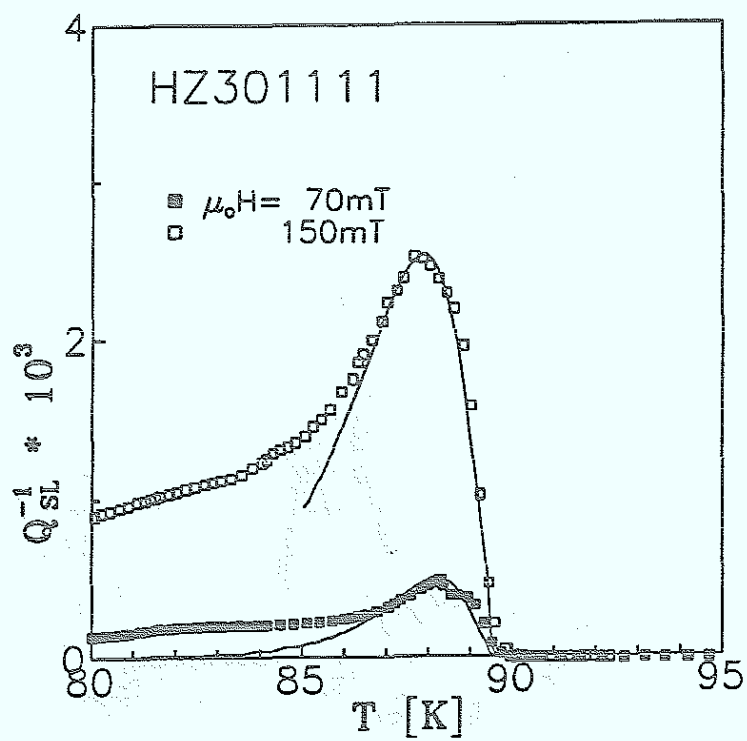
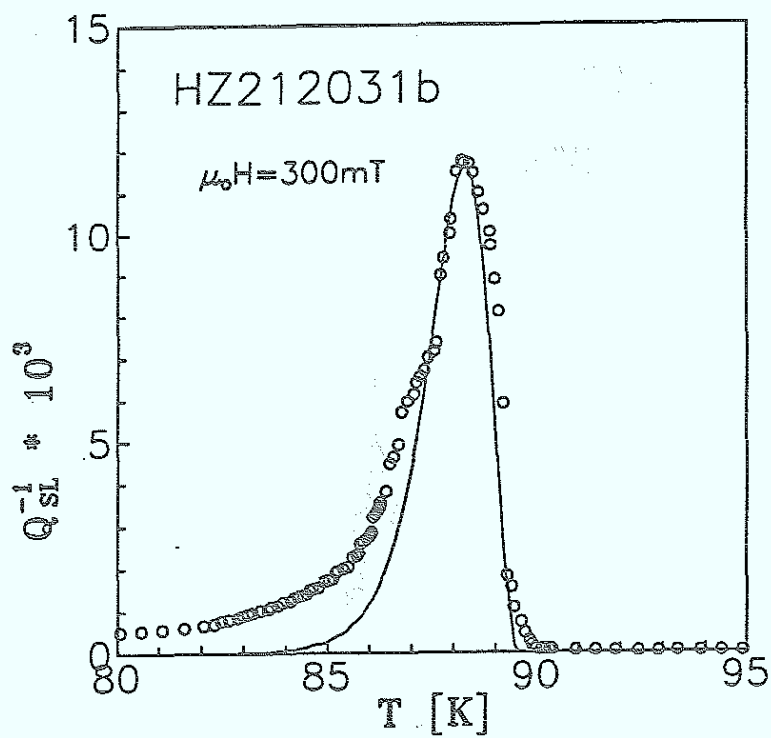
Messungen der temperaturabhängigen Dämpfung

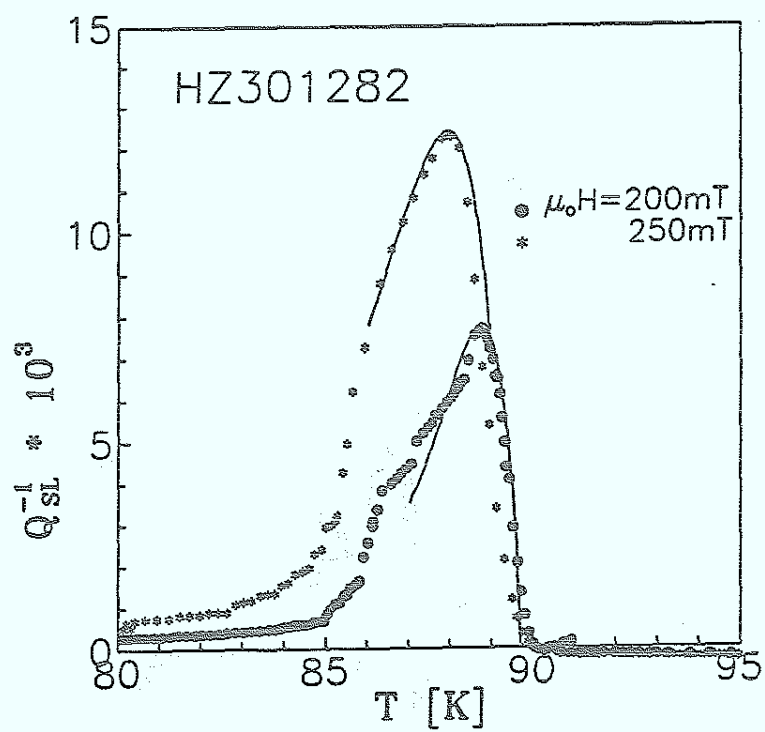
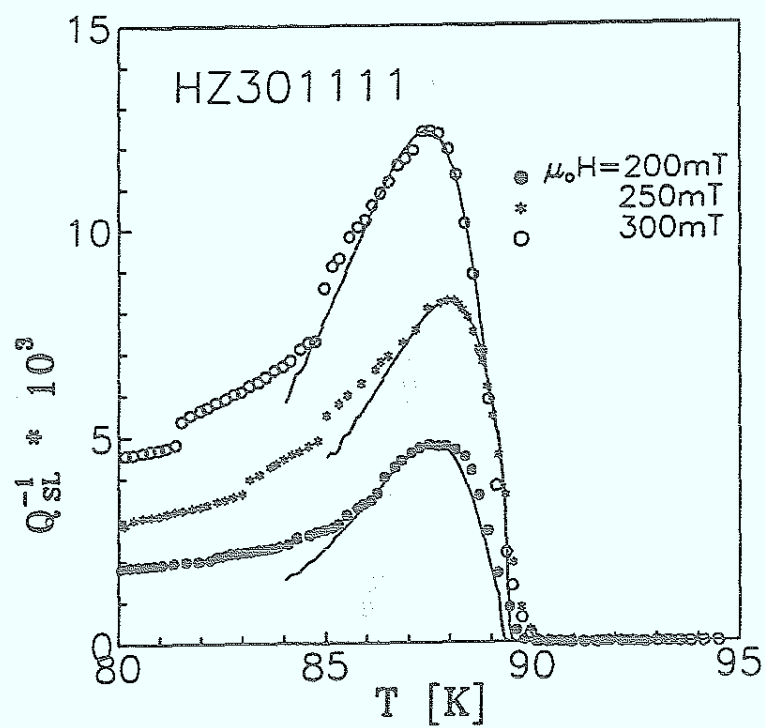
Dargestellt ist die Temperaturabhängigkeit der Dämpfung Q^{-1}_{SL} im Temperaturbereich von 80 K bis 95 K. Die Symbole kennzeichnen die Meßdaten; die durchgezogenen Linien entsprechen den in Kapitel V.2 diskutierten Rechnungen auf der Grundlage des TAFF-Modells.

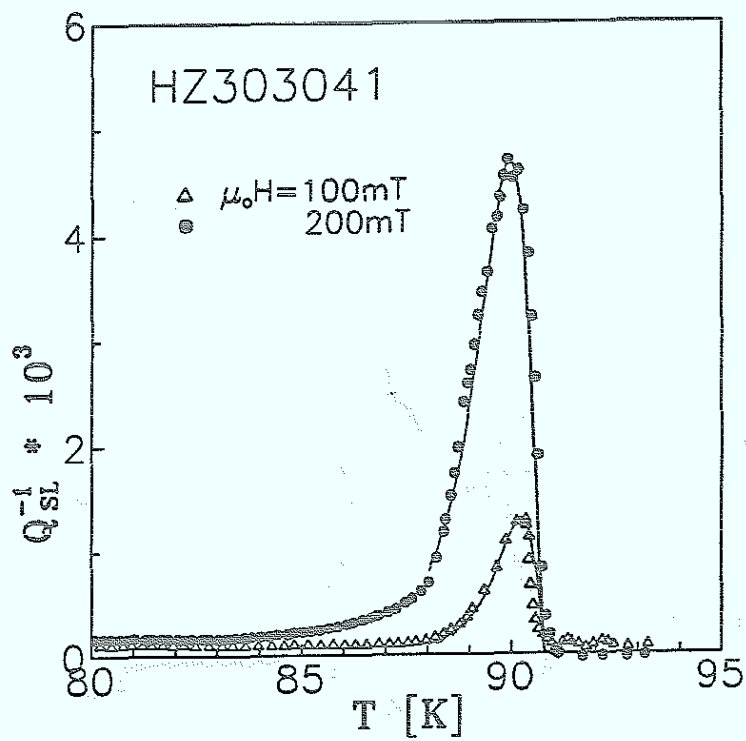
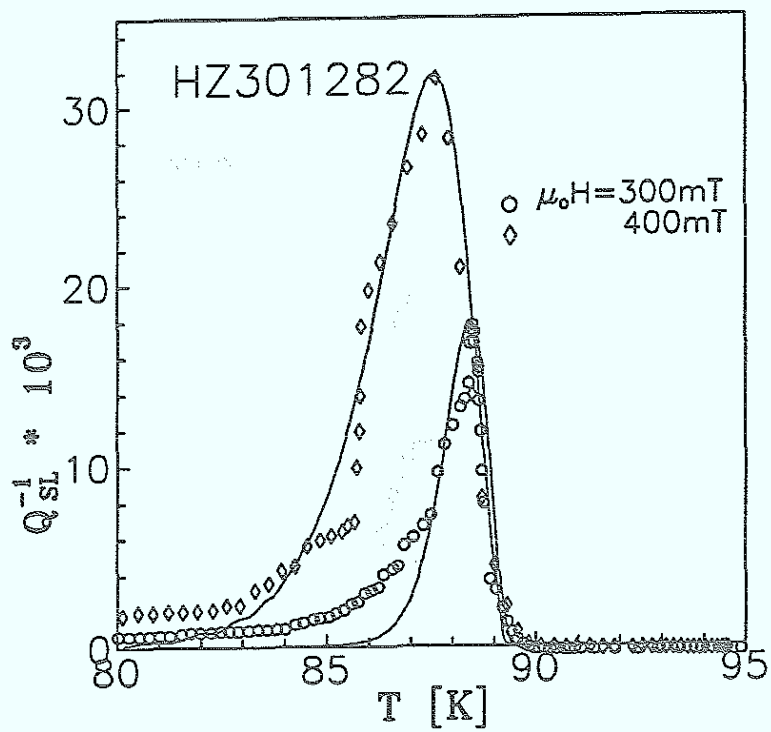


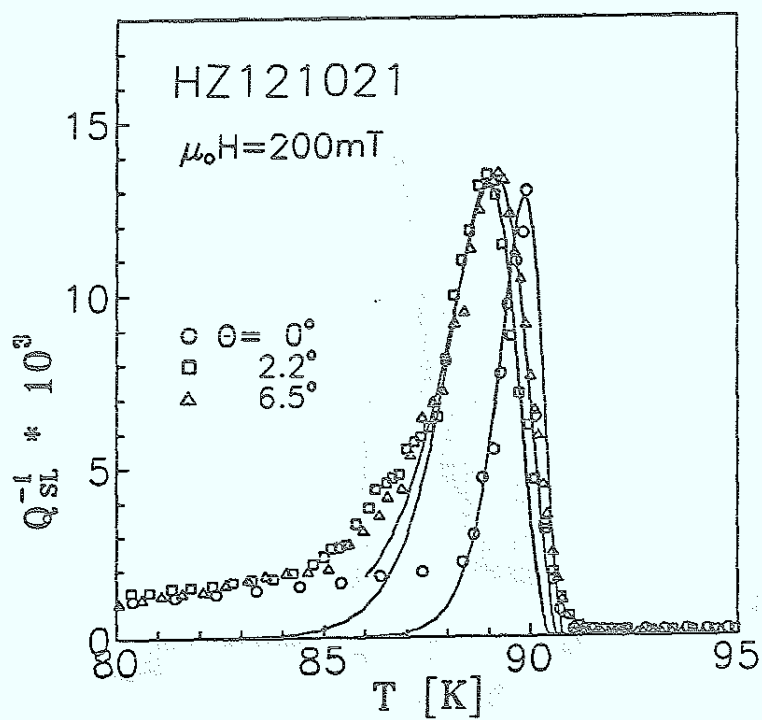
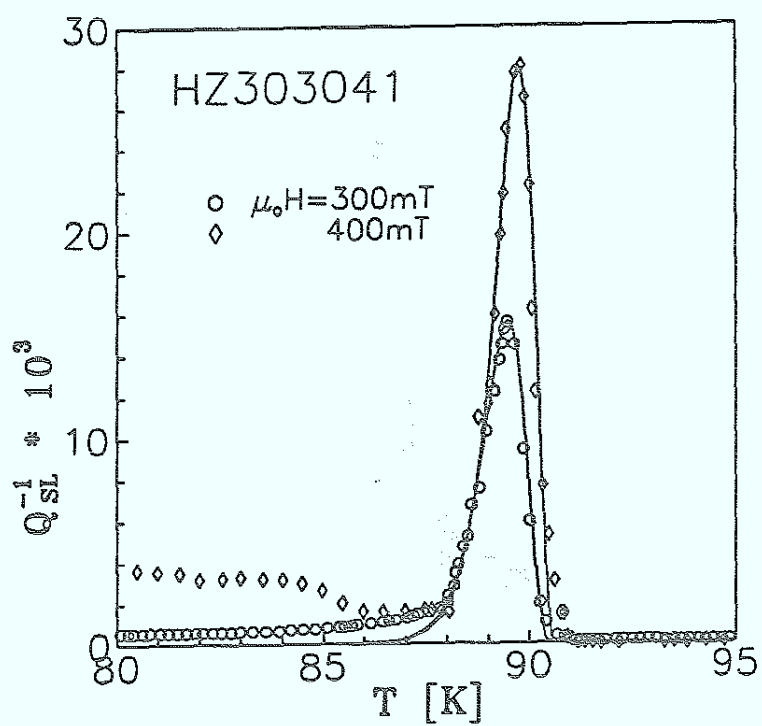


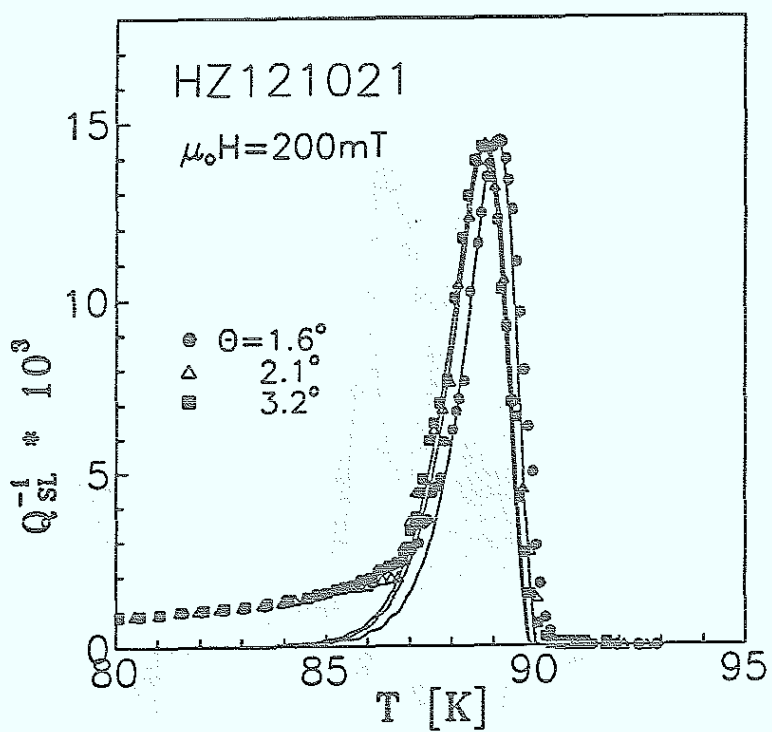
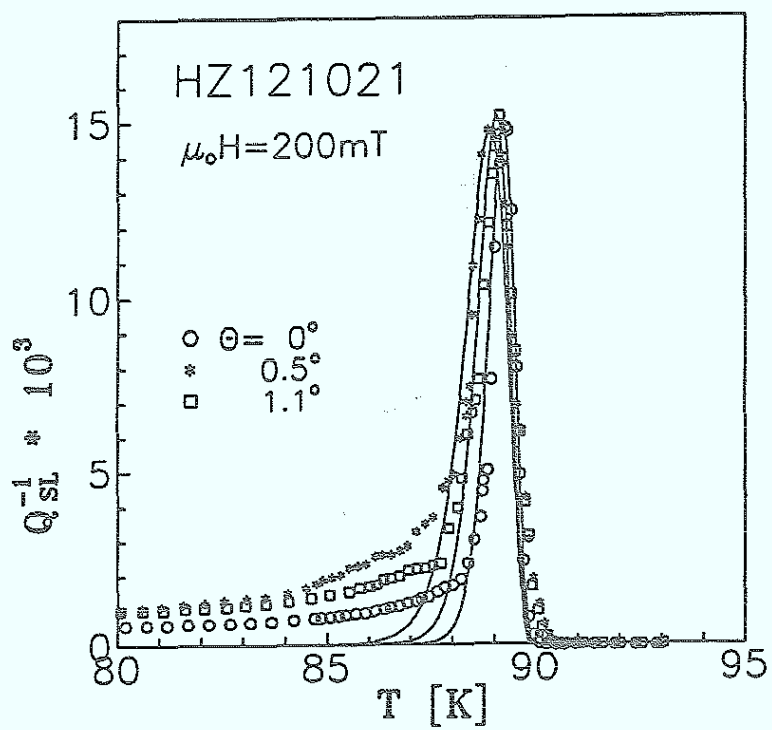


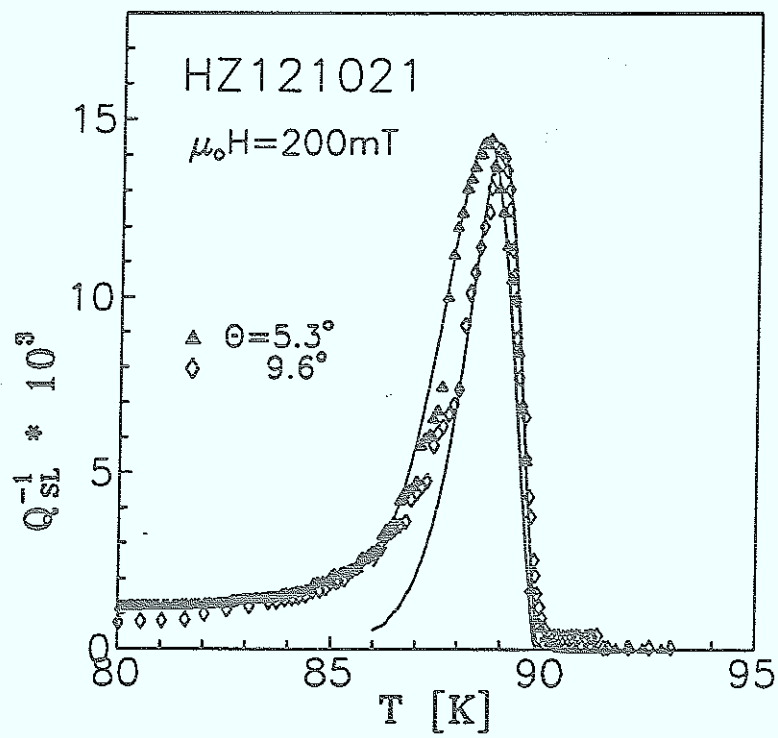






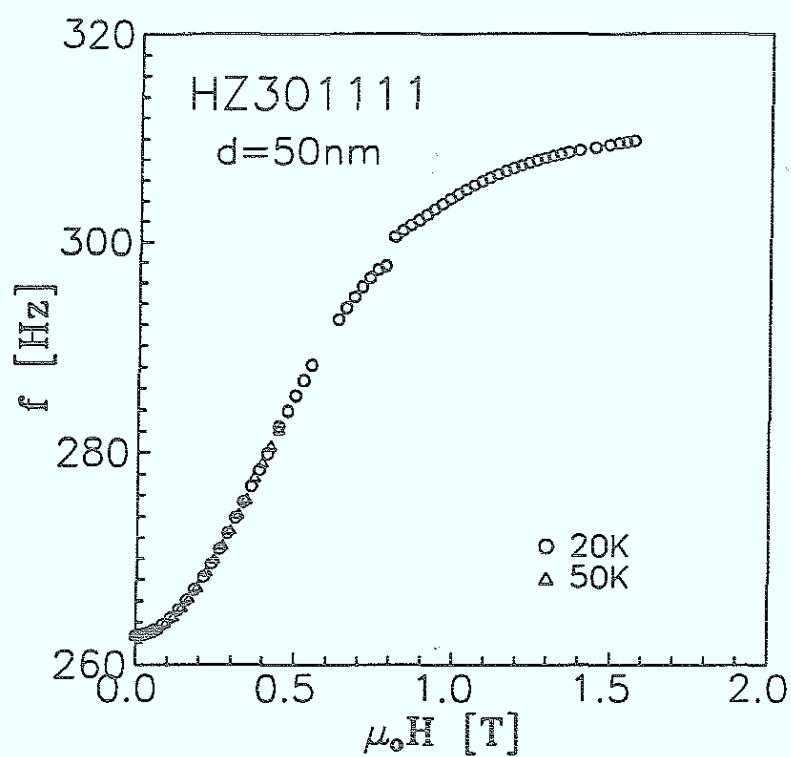


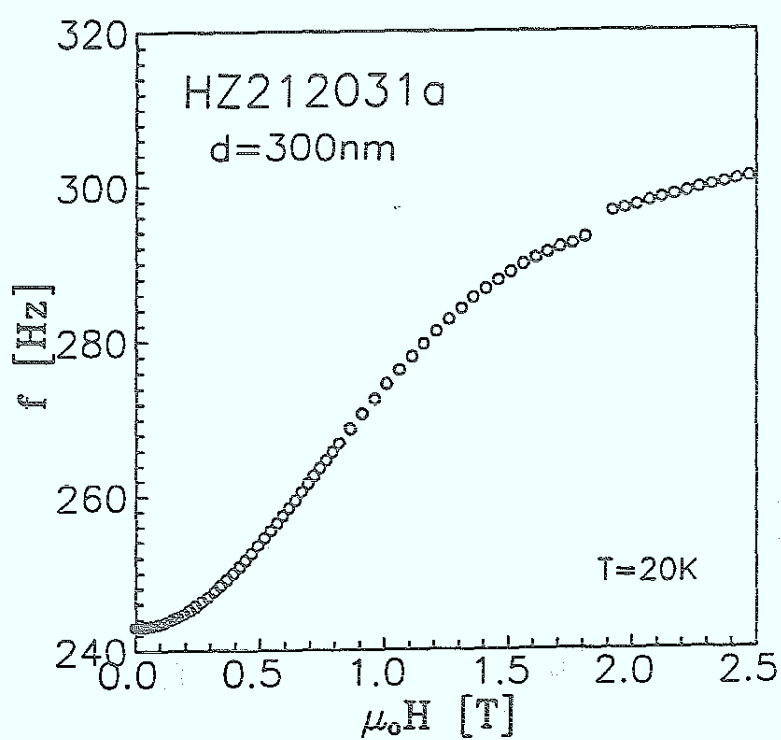
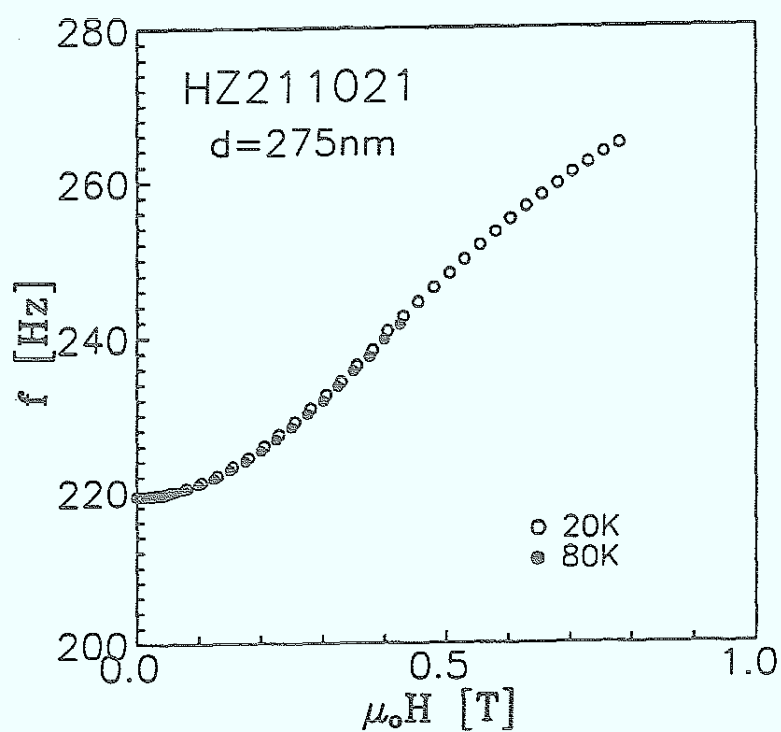


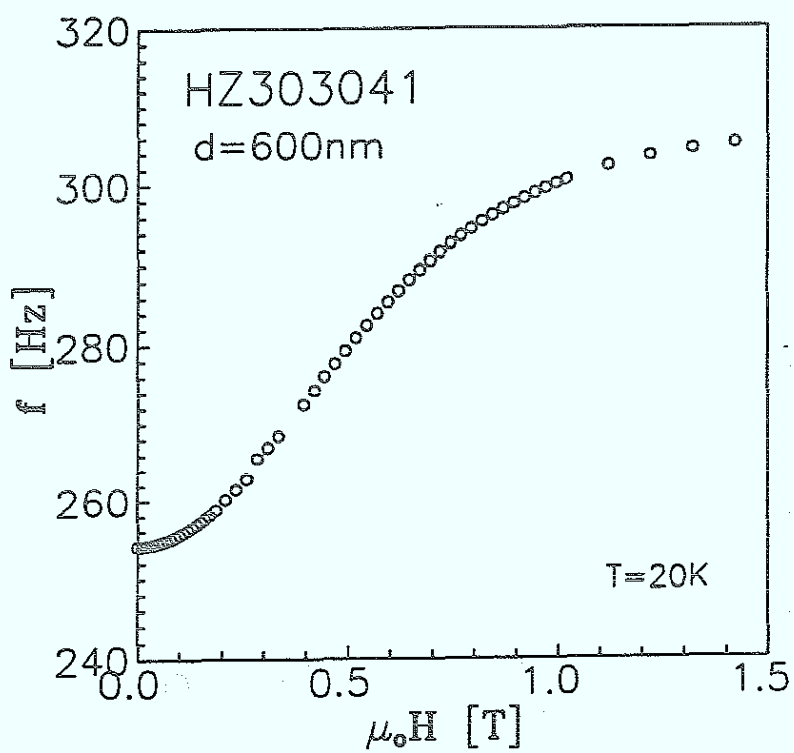
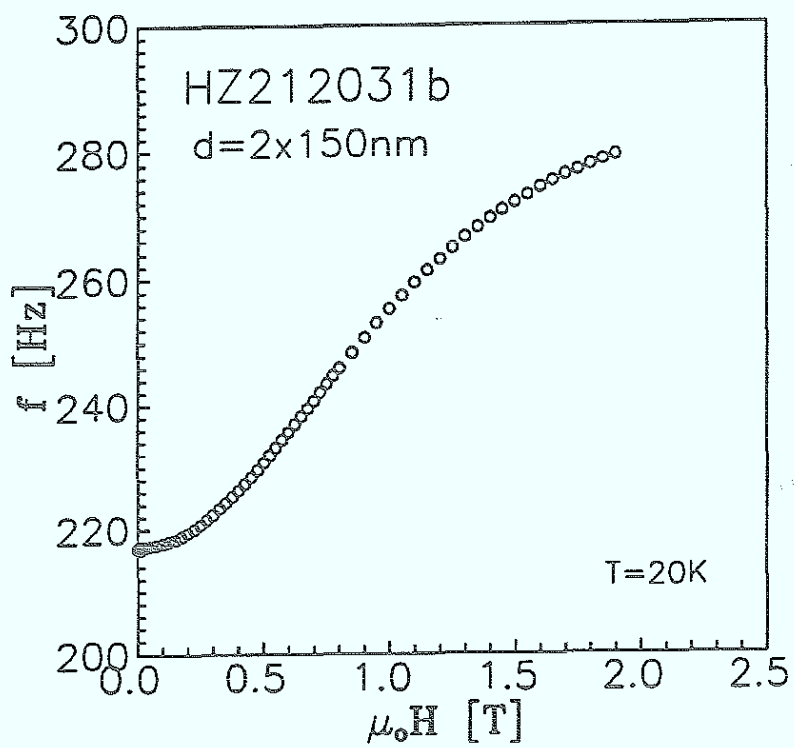


Messungen der feldabhängigen Resonanzfrequenz

Dargestellt ist die Feldabhängigkeit der Resonanzfrequenz. Die zugehörigen Dämpfungsmessungen sind im Kapitel V.7 zu finden.







Diese Arbeit wurde im Institut IX, Gitterfehlordnung, des Instituts für Festkörperforschung des Forschungszentrums Jülich angefertigt.

Herrn Prof. Dr. W. Schilling danke ich für die freundliche Aufnahme in seinem Institut sowie für die interessante Themenstellung und die vielen, hilfreichen Diskussionen.

Für die Übernahme des Korreferates danke ich Herrn Prof. Dr. W. Sander.

Herrn Dr. H.G. Bohn gilt mein Dank für die intensive Betreuung der Arbeit, die ergiebigen Diskussionen und seine zahlreichen Ratschläge.

Für die Präparation und Charakterisierung der Proben danke ich Herrn Dr. H. Soltner und Herrn H. Schulz.

Mein Dank gilt weiter Herrn R. Speen, der durch seine tatkräftige Hilfe großen Anteil am zügigen Aufbau der Meßapparatur hatte.

Auch gilt mein Dank allen nicht namentlich genannten Mitgliedern des Instituts Gitterfehlordnung für Ihre stete Hilfsbereitschaft und das angenehme Arbeitsklima.

Bedanken möchte ich mich bei den Mitarbeitern der IFF-Werkstatt für die sorgfältige Ausführung der angefallenen Arbeiten.

1. The first part of the document is a letter from the President of the United States to the Congress, dated January 1, 1801. It is a very important document, as it is the first official communication of the new President to the new Congress.

2. The second part of the document is a letter from the President to the Congress, dated January 1, 1801. It is a very important document, as it is the first official communication of the new President to the new Congress.

3. The third part of the document is a letter from the President to the Congress, dated January 1, 1801. It is a very important document, as it is the first official communication of the new President to the new Congress.

4. The fourth part of the document is a letter from the President to the Congress, dated January 1, 1801. It is a very important document, as it is the first official communication of the new President to the new Congress.

5. The fifth part of the document is a letter from the President to the Congress, dated January 1, 1801. It is a very important document, as it is the first official communication of the new President to the new Congress.

1801

2000 1000

1000 2000

1000 2000

Jül-2863

Januar 1994

ISSN 0944-2952