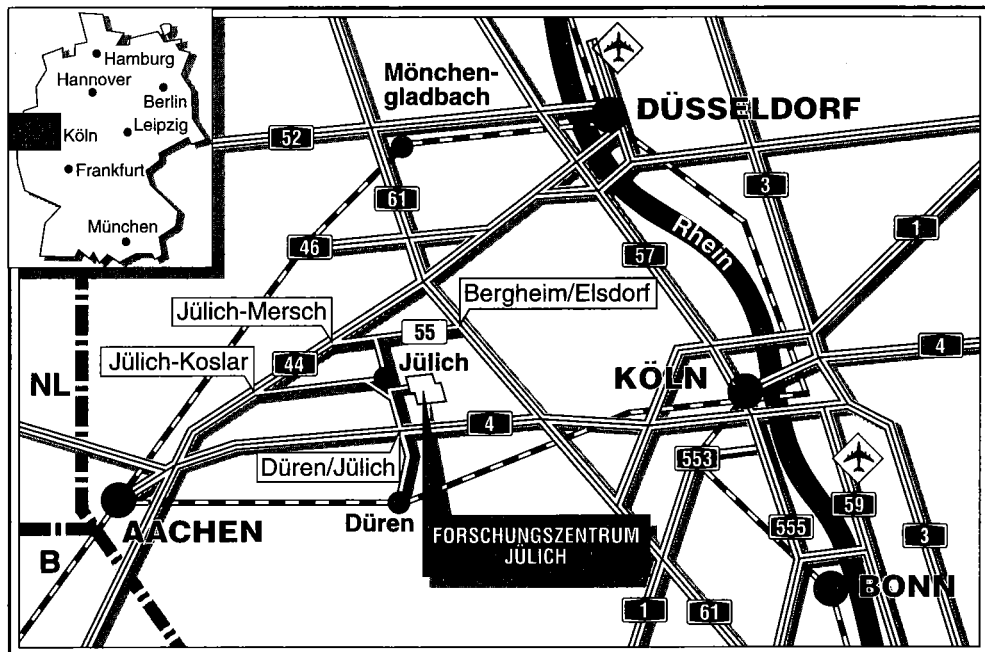


Institut für Festkörperforschung

**Sub-Millimeterwellen-Spektroskopie
an Hochtemperatur-Supraleitern**

Ulrich Dähne



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3174

ISSN 0944-2952

Institut für Festkörperforschung Jül-3174

D82 (Diss. RWTH Aachen)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833556-70 kfa d

Sub-Millimeterwellen-Spektroskopie an Hochtemperatur-Supraleitern

Ulrich Dähne

Inhaltsverzeichnis

1	Zusammenfassung	3
2	Einleitung	5
3	Probenpräparation und -charakterisierung	8
3.1	Schichtdeposition	8
3.1.1	YBa ₂ Cu ₃ O ₇ -Schichten	8
3.1.2	Bi ₂ Sr ₂ Ca ₁ Cu ₂ O ₈ -Schichten	10
3.1.3	Nd _{1.85} Ce _{0.15} CuO ₄ -Schichten	12
3.2	Messungen bei 19 GHz	13
3.2.1	Mikrowellenoberflächenwiderstand	13
3.2.2	Abgeschirmter dielektrischer Resonator	15
3.3	Zusätzliche Schichtcharakterisierungen	17
3.3.1	Rutherforddrückstreuung	17
3.3.2	Elektronenmikroskopie	18
4	Sub-Millimeterwellen-Spektroskopie	19
4.1	Gaußsche Quasioptik	19
4.2	Experimenteller Aufbau	22
4.2.1	Verwendete Komponenten	22
4.2.2	Aufbau des Spektrometers	27
4.2.3	Kryostat, Probenhalter	29
4.3	Justierung des Spektrometers	32
4.3.1	Spektroskopie bei konstanter Temperatur	34
4.3.2	Spektroskopie bei konstanter Frequenz	36
4.4	Auswertung der Spektren	36
4.4.1	Impedanztransformationen	36
4.4.2	Optische Anisotropie	40
4.4.3	Fehleranalyse	41
5	Ergebnisse	52
5.1	Substratmessungen	52
5.2	Dynamische Leitfähigkeit von supraleitenden Schichten	59
5.2.1	YBa ₂ Cu ₃ O ₇ -Schichten	59
5.2.2	Bi ₂ Sr ₂ Ca ₁ Cu ₂ O ₈ -Schichten	68
5.2.3	Nd _{1.85} Ce _{0.15} CuO _{4-y} -Schichten	75
5.3	Resonante Meßmethoden	77

6	Diskussion	82
6.1	Messungen anderer Gruppen	82
6.2	Phänomenologische Modelle	84
6.2.1	Erweitertes Zweiflüssigkeitenmodell	84
6.2.2	Erweitertes Dreiflüssigkeitenmodell	87
6.2.3	Quasiteilchen-Halleffekt	96
6.3	BCS-Modelle	99
6.3.1	Isotrope BCS-Theorie	99
6.3.2	NFL-Theorie	101
6.3.3	Zweiband-Modell	103
	Literaturverzeichnis	106

1 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein quasioptisches Submillimeter-Wellen-Spektrometer in der Mach-Zehnder-Konfiguration für Frequenzen $f = \omega/2\pi$ von 100 bis 700 GHz aufgebaut, das über einen weiten Frequenzbereich kontinuierlich durchstimmbare Carzinotrons als Quellen verwendet. Mit diesem Spektrometer kann die Transmission einer in einem optischen Kryostaten bis auf 4 K abkühlbaren supraleitenden Dünnschichtprobe in Amplitude und Phase gemessen werden. Aus den frequenz- oder temperaturabhängigen Spektren kann der Real- und Imaginärteil der komplexen Leitfähigkeit $\sigma = \sigma_1 + i\sigma_2$ direkt ohne Kramers-Kronig- oder Fourieranalyse bestimmt werden. Für den normalleitenden Zustand erhält man $\sigma_1(\omega, T)$, für den supraleitenden Zustand $\sigma_1(\omega, T)$ und absolute Werte für die Eindringtiefe $\lambda_E(\omega, T) = (\omega\mu_0\sigma_2)^{-1/2}$. Daneben kann mit diesem Spektrometer der Real- und Imaginärteil der relativen komplexen Dielektrizitätszahl $\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$ von dielektrischen Materialien im Submillimeter-Wellen-Bereich gemessen werden.

Von den Hochtemperatur-Supraleiter-Substratmaterialien LaAlO_3 , MgO , YSZ , NdGaO_3 und Al_2O_3 (Saphir) sowie von SiO_2 (Quarz) und TiO_2 (Rutil) wurde $\varepsilon_1(\omega, T)$ und der dielektrische Verlustwinkel $\tan\delta(\omega, T) = \varepsilon_2/\varepsilon_1$ entlang der einzelnen kristallographischen Achsen bestimmt. Der Schwerpunkt der Arbeit lag auf der Charakterisierung von dünnen Schichten aus Hochtemperatur-Supraleitern im Submillimeter-Wellen-Bereich. Durch Sauerstoff-Hochdruckputtern wurden epitaktische $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ -Schichten auf NdGaO_3 -Substraten präpariert. Während im gesamten Submillimeter-Wellen-Bereich im normalleitenden Zustand in Übereinstimmung mit Gleichstrommessungen ein linear mit der Temperatur abnehmender spezifischer Widerstand $\rho(T) = \sigma_1(T)^{-1}$ gemessen wird, beobachtet man im supraleitenden Zustand ein frequenzabhängiges Maximum in $\sigma_1(T)$, das für steigende Meßfrequenzen unter einer Verminderung des Absolutwertes dichter bei der Sprungtemperatur T_C liegt. Die Auswertung der Messung der Oberflächenimpedanz an denselben Proben in einem dielektrischen Mikrowellenresonator bei 19 GHz ergibt ein Maximum in $\sigma_1(T)$ bei ca. $T_C/2$ mit einem im Vergleich zu den Submillimeter-Wellen-Daten deutlich höheren Absolutwert. Für alle Frequenzen nähert sich $\lambda_E(T)$ nach dem starken Abfallen unmittelbar unterhalb von T_C dem im Submillimeter-Wellen-Bereich frequenzunabhängigen $\lambda_E(0)$ -Wert, mit steigender Meßfrequenz wird das Temperaturverhalten von $\lambda_E(T)$ im mittleren Temperaturbereich deutlich flacher. Die gemessenen $\sigma_1(\omega, T)$ - und $\lambda_E(\omega, T)$ -Abhängigkeiten lassen sich im Rahmen eines erweiterten Dreiflüssigkeitenmodells mit einem Drudeansatz für die normalleitenden Elektronen und einem Anteil von auch bei sehr niedrigen Temperaturen nicht paarenden Elektronen mit einem für den supraleitenden Zustand im Vergleich zum linearen Temperaturverhalten oberhalb von T_C deutlich stärkeren Abfallen der Quasiteilchenstreurate $\tau^{-1}(T)$ erklären. Durch Sauerstoff-Hochdruckputtern bzw. Laserablation hergestellte $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_8$ -Schichten auf NdGaO_3 zeigen für $\sigma_1(\omega, T)$ und $\lambda_E(\omega, T)$ ein im Vergleich zu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ähnliches Verhalten bei niedrigeren $\sigma_1(T)$ - und höheren $\lambda_E(T)$ -Absolutwerten. Eine $\tau^{-1}(T)$ -Auswertung im Rahmen des erweiterten Dreiflüssigkeitenmodells ist jedoch wegen der vermutlich präparationsbedingt ungewöhnlich großen $\lambda_E(T)$ -Werte im Submillimeter-Wellen-Bereich problematisch. Durch Laserablation

präparierte $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$ -Schichten zeigen im normalleitenden Zustand ein quadratisches $\rho(T)$ -Verhalten. Im supraleitenden Zustand beobachtet man im Submillimeter-Wellen-Bereich unmittelbar unterhalb von T_C ein Maximum in $\sigma_1(T)$, das für höhere Frequenzen in einen monoton fallenden Verlauf übergeht. Das Temperaturverhalten von $\lambda_E(T)$ wird für steigende Meßfrequenzen im mittleren Temperaturbereich flacher. Viele elektrische Messungen an $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$ -Schichten und -Einkristallen zeigen eine Übereinstimmung mit den Erwartungen der BCS-Theorie, wegen der relativ großen $\sigma_1(0)$ - und $\lambda_E(0)$ -Werte ist jedoch eine Interpretation der im Submillimeter-Wellen-Bereich gemessenen $\sigma_1(\omega, T)$ -Daten als ein BCS-Kohärenzmaximum fraglich.

Im Rahmen einer "Nested Fermi Liquid"-Theorie ist sowohl für $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ als auch für $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_8$ wegen eines großen Anteils an parallel liegender Fermiflächen eine verstärkte Elektron-Elektron-Streuung zu erwarten, die das lineare Temperaturverhalten von $\rho(T)$ für diese beiden Materialien oberhalb von T_C erklären kann. Unterhalb von T_C fallen mit dem Öffnen der Energielücke in der Zustandsdichte viele Zustände weg, in die Elektronen durch Elektronen gestreut werden können, so daß ein deutliches Abfallen von $\tau^{-1}(T)$ resultiert. Für $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$ erwartet man dagegen wegen der mehr kugelförmigen Fermiflächen ein quadratisches $\rho(T)$ -Verhalten oberhalb von T_C aufgrund von Elektron-Elektron-Streuung in einer zweidimensionalen Fermiflüssigkeit. Mikroskopische Berechnungen der dynamischen Leitfähigkeit unter Berücksichtigung von starker Elektron-Phonon-Kopplung im Rahmen eines Zweibandmodelles ergeben für den supraleitenden Zustand eine qualitative Übereinstimmung mit dem gemessenen $\sigma_1(\omega, T)$ -Verhalten.

2 Einleitung

Millimeter- und Submillimeterwellen (SMMW) liegen mit Frequenzen von 100 GHz bis mehrere Terahertz im Spektrum der elektromagnetischen Wellen oberhalb der Mikrowellen. Zu höheren Frequenzen hin schließt sich der ferninfrarote (FIR) bzw. infrarote Frequenzbereich (IR) an, der unterhalb der für das menschliche Auge sichtbaren Lichtwellen liegt. Der Mikrowellenbereich bis etwa 30 GHz wird heute mit zunehmendem Bedarf an Frequenzkanälen, beispielsweise für die Satelliten- und Mobilfunkkommunikation, bereits intensiv technologisch genutzt. Dagegen war ein experimenteller Zugang in den SMMW-Bereich lange schwierig. Zunächst wurde dieser Frequenzbereich von der Radioastronomie untersucht. Zwischen 100 GHz und 1 THz liegen die meisten Spektrallinien aufgrund von Rotations- und Schwingungsbanden organischer Moleküle, beispielsweise gibt es Frequenzlinien von O_2 bei 487 GHz, H_2O bei 547 GHz und CO bei 551 GHz. Seit den 1960er Jahren wird mit Hilfe von Radioteleskopen die SMMW-Strahlung untersucht, die von kosmischen Objekten im Weltall emittiert wird. Da die Erdatmosphäre verschiedenste organische Moleküle enthält, ist sie bis auf wenige Frequenzbereiche im SMMW-Bereich undurchsichtig. Von erdgebundenen Teleskopen können daher nur Linien von wenigen Molekülen detektiert werden, die nicht in der Atmosphäre vorkommen. Weitergehende Untersuchungen werden mit flugzeug- oder satellitengestützten Systemen durchgeführt. Seit den 1980er Jahren wird die Erdatmosphäre selbst intensiv spektroskopisch von Flugzeugen oder Satelliten untersucht, beispielsweise zur Messung der Ozon- oder NO_x -Konzentration in der Stratosphäre. Daneben werden SMMW zur Fusionsplasmadiagnose und -erwärmung benutzt [1].

Da eine direkte Erzeugung kohärenter SMMW lange Zeit problematisch war, wurde dieser Frequenzbereich zunächst mit Methoden aus den benachbarten Bereichen der Mikrowellen und des FIR untersucht. Wird eine monochromatische elektromagnetische Welle der Frequenz f_0 auf ein elektrisches Bauelement mit einer nichtlinearen Strom-Spannungskennlinie eingestrahlt, so werden der Grundwelle auch höhere Harmonische mit $f = nf_0$, $n=2,3,..$ mit deutlich verminderter Amplitude hinzugemischt. So kann z.B. die Mikrowellenstrahlung eines GUNN-Oszillators von bis zu 100 GHz mit einigen mW Leistung [2] bis über 600 GHz vervielfacht werden. Umgekehrt kann ein SMMW-Signal der Frequenz f , zusammen mit der sich möglichst nur wenig unterscheidenden Frequenz eines Lokaloszillators f_{LO} durch eine nichtlineare Kennlinie zu der Differenzfrequenz $f-f_{LO}$ heruntergemischt und so detektiert werden (Heterodynprinzip). Die von organischen Molekülen im interstellaren Raum oder von Spurengasen in der Atmosphäre kommenden Frequenzlinien werden beispielsweise in der Radioastronomie bzw. Atmosphärenspektroskopie mit einem nichtlinearen SIS-Kontakt aus konventionellen Supraleitern [3][4] zusammen mit einem Lokaloszillatorsignal mit geeigneter Frequenz (z.B. FIR-Laser, s.u.) heruntergemischt und detektiert [5][6]. Von höheren Frequenzen kommend kann der SMMW-Bereich auch mit FIR-Techniken untersucht werden [127]. Dort finden breitbandige Thermostrahler als Quellen Verwendung, beispielsweise ein elektrisch auf Gelbglut geheizter Globalstab. Als Detektoren werden meist Bolometer verwendet, die die auftreffende Strahlung über ihre Wärmewirkung nachweisen. Frequenzselektive Transmissions- oder Reflexionsmessungen

können mittels der Fourierspektroskopie durchgeführt werden [7]. Die Auflösung dieser Techniken ist allerdings unter 10 THz sehr gering. Wegen der nichtkohärenten Thermostrahlung sind solche Messungen zudem nicht phasensensitiv, so daß z.B. nicht gleichzeitig Real- und Imaginärteil der Leitfähigkeit gemessen werden kann. Ist der Verlauf der gemessenen realen Größe jedoch für große und kleine Frequenzen bekannt, kann durch eine Kramers-Kronig-Analyse auch der Imaginärteil berechnet werden.

Eine direkte Erzeugung kohärenter SMMW-Strahlung ist mittels IR-gepumpter FIR-Laser möglich, bei denen ein organisches Gas als aktives Medium arbeitet [8][9]. Durch die Verwendung verschiedener Emissionslinien bzw. Gaskanülen können zahlreiche diskrete Frequenzlinien im SMMW-Bereich mit großer Intensität erzeugt werden. Neben den "Free-Elektron-Lasern" (FEL) [10] sind Elektronenlaufzeitröhren [2], insbesondere Carzino-trons [11], die einzigen in der Frequenz über einen weiten Bereich durchstimmbaren Quellen von SMMW mit zufriedenstellender Ausgangsleistung. Diese zunächst für den Mikrowellenbereich entwickelten Röhren wurden für Frequenzen bis 600 GHz weiterentwickelt [12][13]. Wegen des nur sehr begrenzten Marktes haben mittlerweile alle westlichen Anbieter von Elektronenlaufzeitröhren über 200 GHz die Produktion eingestellt. Als einzige Quelle verbleiben russische Carzino-trons, die für Frequenzen bis über 1 THz erhältlich sind [14]. Basierend auf diesen Quellen wurde am Institut für Generelle Physik, Moskau ein SMMW-Spektrometer entwickelt, das mit Hilfe eines quasioptischen Aufbaus die Transmission einer Probe in Amplitude und Phase in Abhängigkeit von Temperatur und Frequenz messen kann. Aus den gemessenen Spektren kann der Real- und Imaginärteil der Leitfähigkeit direkt bestimmt werden [15]. Ein solches Spektrometer wurde im Rahmen dieser Arbeit in Jülich aufgebaut und die dynamische Leitfähigkeit von supraleitenden Filmen im Frequenzbereich bis 700 GHz untersucht.

Die Charakterisierung von oxidischen Hochtemperatur-Supraleitern (HTSL) mit SMMW ist insbesondere aus zwei Gründen interessant. Zum einen liegt die in Frequenzen umgerechnete Energielücke der HTSL in der Größenordnung einiger Terahertz, so daß für SMMW-Frequenzen starke Einflüsse der Größe und Anisotropie der Energielücke auf die elektromagnetischen Eigenschaften, etwa auf den Real- und Imaginärteil der dynamischen Leitfähigkeit $\sigma = \sigma_1 + i\sigma_2$ zu erwarten sind. Dies ist insbesondere im Hinblick auf die aktuelle Diskussion über den Mechanismus der Supraleitung in HTSL von Bedeutung [16][17]: Neben der klassischen BCS-Theorie mit je zwei sich durch Wechselwirkung mit Phononen zu Cooperpaaren mit Gesamtspin Null zusammenschließenden Elektronen als supraleitende Ladungsträger ("s-Welle") [18] werden vor allem exotische Kopplungsmechanismen diskutiert, die zu Cooperpaaren mit Gesamtspin Null und Impuls Zwei führen ("d-Welle") [19]. Beide Theorien liefern unterschiedliche Voraussagen über Anisotropie und Symmetrie der Energielücke im Anregungsspektrum des Supraleiters und damit über das Temperatur- und Frequenzverhalten von $\sigma_1(T)$ bzw. $\sigma_2(T)$. Zudem zeigen Untersuchungen an HTSL-Einkristallen im Mikrowellenbereich, daß die Quasiteilchenstreurate $\tau^{-1}(T)$ der normalleitenden Elektronen mit dem Eintritt in den supraleitenden Zustand ungewöhnlich stark unter 1 THz abfällt [20], so daß auch Einflüsse von $\tau^{-1}(T)$ auf die dynamische Leitfähigkeit zu erwarten sind.

Neben der direkten frequenz aufgelösten Spektroskopie mittels Carzinotrons als Quellen ist mit der zeitaufgelösten Pikosekunden-Spektroskopie in den letzten Jahren ein weiteres Verfahren entwickelt worden, mit dem Leitfähigkeitsmessungen an Dünnschicht-Proben im SMMW-Bereich möglich sind [21]. Dabei wird ein beispielsweise durch einen Titan-Saphirlaser erzeugter ultrakurzer Lichtimpuls mittels eines photoelektrischen Schalters in einen elektrischen Impuls von unter einer Pikosekunde Dauer umgewandelt. Dieser zeitliche Impuls, der starke Fourier-Frequenzkomponenten von 100 GHz bis mehrere THz enthält, wird auf eine aus dem zu untersuchenden Material herausstrukturierte Koplanarleitung gegeben. Da jede einzelne Fourierkomponente des Ausgangssignals während der Propagation über die Streifenleitung abhängig von den dielektrischen Konstanten des Materials gedämpft und verzögert wird, ist das Signal nach der Propagation in seiner Rechteckform mehr oder weniger deformiert. Mit einem zweiten Fotoschalter wird das propagierte Signal wieder in einen optischen Lichtpuls umgewandelt und dieser optisch in seiner Intensität zeitaufgelöst vermessen. Aus dem Vergleich der Fourieranalyse des Ausgangs- und des detektierten Signals können die dielektrischen Konstanten des zu untersuchenden Materials in Abhängigkeit von der Frequenz untersucht werden. Damit kann mit einer einzigen Messung der gesamte SMMW-Bereich mit allerdings gegenüber direkten Verfahren verminderter Auflösung gemessen werden. Konnten zunächst nur strukturierte Proben untersucht werden, so gelang es Nuss et al. mit Hilfe von zwei planaren Antennen das elektrische Signal vor und hinter der Probe in eine freie elektromagnetische Welle bzw. wieder in ein elektrisches Signal umzuwandeln und so auch unstrukturierte Proben in Transmission zu messen [22][23].

Untersuchungen zur dynamischen Leitfähigkeit von HTSL im SMMW-Bereich oberhalb 200 GHz wurden bisher neben den Messungen im FIR-Bereich [24][127] nur durch zeitaufgelöste Pikosekunden-Spektroskopie [25-27][186], mit FIR-Lasern [28] und kalorimetrischen Methoden [29] durchgeführt. Mit Hilfe des in Moskau entwickelten Spektrometers kann $\sigma_1(T)$ und $\sigma_2(T)$ für HTSL in SMMW-Bereich direkt ohne Fouriertransformation oder Kramers-Kronig-Analyse bestimmt werden [30-32]. Im Verlauf dieser Arbeit wurde $\sigma_1(\omega, T)$ und $\sigma_2(\omega, T)$ für $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_8$ und $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$ -Schichten bis 700 GHz gemessen. Diese Daten sowie vergleichende Messungen in einem dielektrischen Resonator bei 19 GHz werden im Rahmen verschiedener Modelle diskutiert.

3 Probenpräparation und -charakterisierung

3.1 Schichtdeposition

3.1.1 YBa₂Cu₃O₇-Schichten

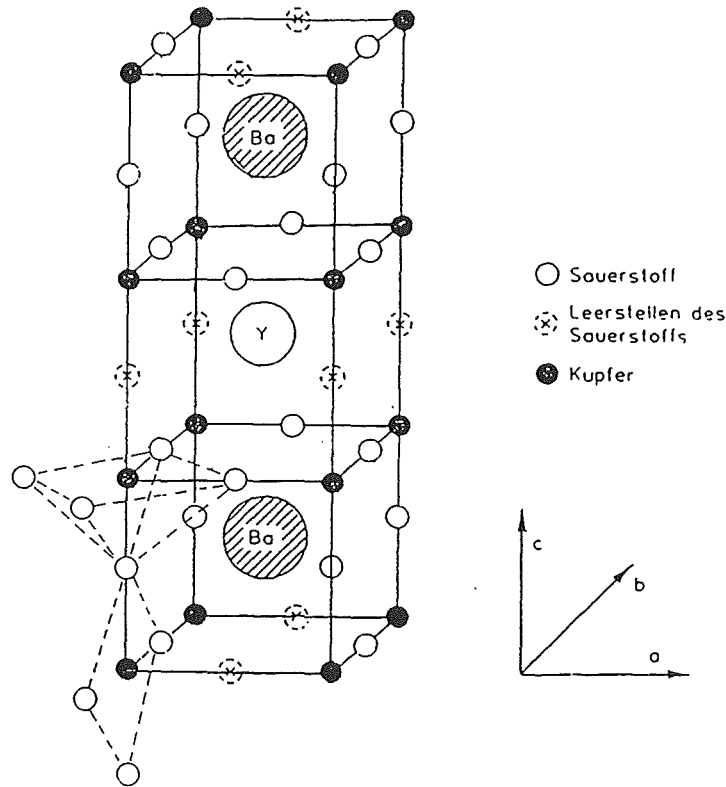


Abb. 1: YBa₂Cu₃O_{7-δ}-Schichtstruktur mit den durch Yttrium bzw. Barium getrennten Kupfer-Sauerstoff-Ebenen und -Ketten. Die Cu/O-Perowskitstruktur ist gestrichelt eingezeichnet.

Von den verschiedenen HTSL-Materialien läßt sich zur Zeit nur YBa₂Cu₃O_{7-δ} (YBCO) weitgehend ohne Anteil von Fremdphasen präparieren und wurde daher bisher am meisten untersucht. Die Sprungtemperatur T_C liegt mit 93 K deutlich oberhalb des Siedepunktes von flüssigem Stickstoff von 77 K, zudem hat YBCO die geringsten Mikrowellenverluste und ist somit das für Anwendungen in der Hochfrequenztechnik relevante HTSL-Material. YBCO hat im vollbeladenen Zustand ($\delta=0$) eine orthorhombische Einheitszelle mit den Gitterkonstanten $a=3.819 \text{ \AA}$, $b=3.886 \text{ \AA}$ und $c= 11.68 \text{ \AA}$ [33]. Die perowskitartige Kristallstruktur ist in c-Achsen-Richtung durch einen ausgeprägten Schichtaufbau mit zwei durch das Yttrium getrennten Kupfer-Sauerstoff-Ebenen und daran anschließend zwei Barium-Sauerstoff-Ebenen charakterisiert. Die Einheitszelle wird nach unten und oben jeweils durch Kupfer-Sauerstoff-Ketten abgeschlossen (Abb. 1) [34-36]. Die supraleitenden Eigenschaften werden hauptsächlich durch die CuO₂-Ebenen und die CuO-Ketten bestimmt und hängen entscheidend vom Sauerstoffgehalt des Materials ab

[37][38]. Bei vollständiger Sauerstoffsättigung ($\delta=0$) ist T_C maximal. Mit abnehmender Sauerstoffkonzentration werden immer mehr Sauerstoffplätze in den Ketten vakant, ohne das sich T_C zunächst verändert. Etwa ab $\delta=0.2$ tritt eine Reduktion von T_C ein, bis für $\delta=0.6$ keine Supraleitung mehr feststellbar ist und die Kristallstruktur tetragonal ($a=b$) wird [39]. Wegen der ausgeprägten Schichtstruktur findet der Ladungstransport hauptsächlich in der a-b-Ebene statt, es ergibt sich eine starke Anisotropie der elektrischen Eigenschaften bezüglich der wesentlich unterschiedlichen Werte entlang der c-Achse. Die Londonsche Eindringtiefe $\lambda_L(0)_c$ entlang der c-Achse ist beispielsweise etwa fünfmal größer als $\lambda_L(0)_{a,b}=130-150$ nm [40]. Da nach (8) $R_S \sim \lambda_L^3$ gilt, sind die Mikrowellenverluste für c-Achsen-orientierte YBCO-Schichten, in denen die durch die Hochfrequenzfelder induzierten Abschirmströme in der a-b-Ebene fließen, am geringsten. Die leicht orthorhombische Kristallstruktur von (110) NdGaO₃-Substraten mit $a=3.84$ nm und $b=3.89$ nm hat mit 0.5-0.6% eine sehr geringe Gitterfehlpassung zum YBCO, auf diesem Substrat lassen sich Filme hoher Qualität herstellen [41][42]. Zudem sind die die Spektroskopie einschränkenden dielektrischen Verluste in NdGaO₃ bis 700 GHz genügend klein (vgl. Kap. 5.1). Auf allen Substraten wachsen YBCO-Schichten verzwillingt auf, d.h. in regelmäßigen Abständen von einigen hundert Nanometern wird die a- und b-Achse vertauscht [43].

Zur Deposition der YBCO-Schichten auf (110) NdGaO₃-Substraten wurde das von Poppe et al. entwickelte Sauerstoff-Hochdrucksputterverfahren [44-46] mit einer planaren Geometrie verwendet, bei der die wassergekühlte Kathode mit dem polykristallinen, zylindrischen YBCO-Target als Ausgangsmaterial oberhalb eines Ofen angeordnet ist [47]. Das Substrat liegt auf dem Ofen in einem Rahmen aus einer polykristallinen YBCO-Tablette [43]. Die YBCO-Schichten wurden in einer reinen Sauerstoffatmosphäre von 3.5 mbar im Durchflußbetrieb bei einer Ofentemperatur von 900-930°C hergestellt, die Temperatur an der Substratoberfläche liegt ca. 150°C darunter. Vor der eigentlichen Schichtdeposition wird bei einer geschlossenen Blende zwischen Target und Substrat (Shutter) solange vorgespüttet, bis alle Prozeßparameter stabil sind. Bei einer Depositionsrate von ca. 100 nm pro Stunde benötigt man zum Aufwachsen einer 50 nm dicken Schicht 30 Minuten, in den ersten 15 Minuten wurde gemäß einem Templateverfahren die Ofentemperatur um 10°C zur besseren Ankeimung der Schichten auf dem Substrat heraufgesetzt [47]. Die Spannung zwischen Target und Anode betrug ca. 150 V bei 200 mA Sputterstrom. Nach der Herstellung der Schicht wurde in die Sputterkammer bei 550°C Ofentemperatur zur Beladung der Schichten Sauerstoff bis zu 1 bar eingelassen.

3.1.2 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$ -Schichten

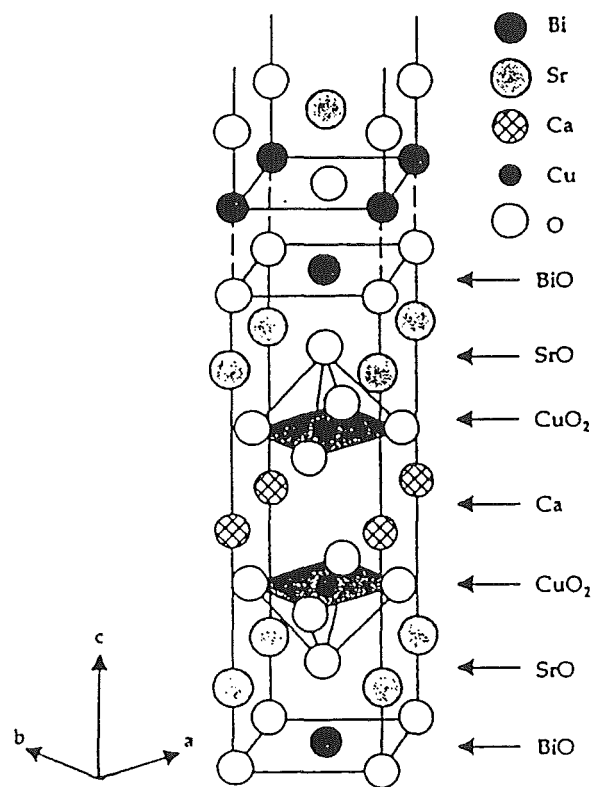


Abb. 2: Kristallstruktur von $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_{8+\delta}$ mit den beiden um $b/2$ versetzten Einheitszellen von CuO_2 , SrO - und BiO -Ebenen nach [56].

Im Gegensatz zu YBCO ist aufgrund der fehlenden CuO -Ketten die Kristallstruktur der homologen Reihe der $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+4+\delta}$ -Supraleiter (BSCCO) tetragonal. Der Index n zählt die Anzahl der CuO_2 -Ebenen in der primitiven Elementarzelle, mit steigenden n steigt T_C bis auf 105-120 K für die (2223)-Phase ($n=3$) an [48], um dann wieder abzufallen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die zweischichtige (2212)-Phase mit T_C 80-95 K untersucht [49]. In der Kristallstruktur schließen sich an die zwei durch die zentralen Ca-Atome getrennten CuO_2 -Ebenen jeweils SrO -Ebenen und BiO -Ebenen an, die die primitive Einheitszelle abschließen. Die nächste Einheitszelle in c -Achsen-Richtung ist um eine halbe Achsenlänge in b -Richtung verschoben, die Gesamtlänge zweier Zellen ist $c=30.7 \text{ \AA}$ [50]. Ebenso wie im YBCO bewirkt die Beladung mit Sauerstoff im BSCCO-Supraleiter eine Dotierung mit positiven Ladungsträgern (Löcher, p-Dotierung), wie es z.B. durch Messung des Halleffektes nachgewiesen werden kann [51]. Die Sauerstoffatome werden auf Zwischengitterplätzen in den BiO -Ebenen eingebaut und ergeben eine inkommensurable Modulation längs der b -Achse mit der Wellenlänge $4.75 \cdot b$, $a=5.41 \text{ \AA}$, $b=5.42 \text{ \AA}$ [52][53]. In der (2212)-Phase wird das maximale T_C für eine Sauerstoffkonzentration von $\delta=0.15$ erreicht, bei einer Überdotierung sinkt die Sprungtemperatur wieder [54].

Im Rahmen dieser Arbeit wurden BSCCO-Schichten untersucht, die von C. Osthöver durch Sauerstoff-Hochdruckputtern [55] und durch T. Amrein durch Laserablation [56] jeweils auf (110) NdGaO₃-Substraten hergestellt worden sind. Ausgangsmaterial für die mit einer in Kap. 3.1.1 beschriebenen baugleichen Sputteranlage hergestellten epitaktischen Schichten war ein polykristallines BSCCO-Target, mit dem bei 3.5 mbar Sauerstoffdruck, U=270-280 V, I=140 mA und einer Ofentemperatur von 930 °C gesputtert wurde. Während für eine optimale Herstellung von YBCO-Schichten die Ofentemperatur auf $\pm 5^{\circ}\text{C}$ genau geregelt werden muß, führen bei der BSCCO-Präparation schon Abweichungen von $\pm 1^{\circ}\text{C}$ zu deutlich verschlechterten Probenqualitäten. Zudem sind die Prozeßparameter zeitlich nicht stabil, sondern müssen nach mehreren Schichtdepositionen nachgeregelt werden. Nach ca. 50 Betriebsstunden nimmt die Bi-Konzentration im Target durch den hohen Bi-Dampfdruck so stark ab, daß erst nach Abschleifen der Targetoberfläche wieder gute Schichten hergestellt werden können. Ohne den das auf dem Ofen aufliegende Substrat umgebenden polykristallinen BSCCO-Rahmen ist eine Deposition von epitaktischen BSCCO-Schichten nicht möglich. Nach der Deposition wird der Ofen zur besseren Ausbildung der Kristallstruktur 30 Minuten auf 930°C gehalten, ehe er auf 700°C abgekühlt wird. Nach der Herstellung sind die Schichten überdotiert, die Sauerstoffkonzentration in der Schicht wird bei dieser Temperatur durch Evakuieren der Sputterkammer auf $\delta=0.15$ gesenkt. Die supraleitenden Eigenschaften der Schicht hängen empfindlich von Temperatur, Druck und Dauer dieser Nachbehandlung ab.

Bei der Herstellung von HTSL-Schichten durch Laserablation trifft ein gepulster Laserstrahl durch ein Fenster einer Vakuumkammer auf ein polykristallines Target aus dem Ausgangsmaterial. Das Material verdampft und scheidet sich auf einem gegenüber angeordneten, geheizten Substrat epitaktisch ab. Es wurde ein gepulster Excimerlaser verwendet, der auf ein polykristallines, zylindrisches (2212)-Target trifft. Target sowie das auf dem Heizer in einem Rahmen aus polykristallinem (2212)-Material liegende Substrat werden für ein homogeneres Wachstum während der Deposition exzentrisch bewegt. Nach der Deposition der Schicht bei einer Blockheizertemperatur von ca. 940°C in einer Sauerstoffatmosphäre von 3 mbar wird die Schicht noch 40 Minuten auf Depositionstemperatur gehalten. Danach wird die Kammer bei 500°C evakuiert und die Sauerstoffkonzentration in dem Film 15 Minuten lang reduziert. Ebenso wie beim Sputtern hängt die Filmqualität entscheidend von der auf $\pm 1^{\circ}\text{C}$ einzustellenden Substrattemperatur, dem Sauerstoffdruck und dem Nachbeladungsprozeß ab.

3.1.3 $\text{Nd}_{1.85}\text{Ce}_{0.15}\text{CuO}_4$ -Schichten

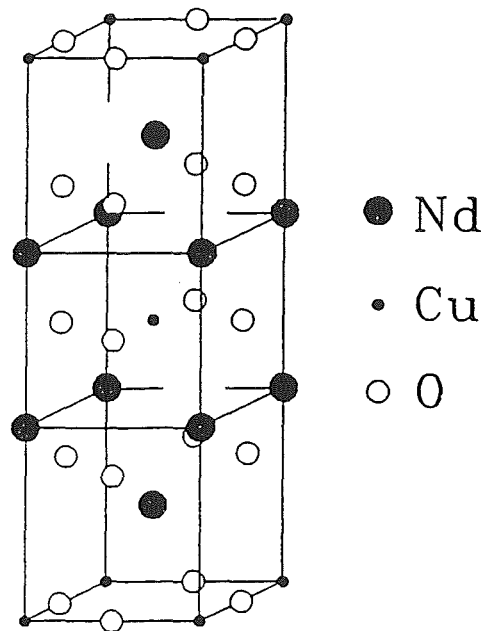


Abb. 3: Einheitszelle von Nd_2CuO_4 mit durch Nd-Ebenen getrennten abwechselnden CuO_2 - und O_2 -Ebenen nach [61].

Im Gegensatz zu YBCO und BSCCO ist $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ (NCCO) n-dotiert, im leicht sauerstoffreduzierten Zustand tritt für $x=0.15$ Supraleitung bei einer Sprungtemperatur von 20 K auf [57-60]. Die tetragonale Einheitszelle weist ähnlich wie bei BSCCO keine CuO-Ketten auf, sondern besteht aus sich abwechselnden CuO_2 - und O_2 -Ebenen, die jeweils durch Nd-Ebenen getrennt werden (Abb. 3) [61][62]. Die Ce-Dotieratome werden auf Nd-Plätzen in das Gitter eingebaut, die Gitterparameter sind $a=b=3.937 \text{ \AA}$ und $c=12.15 \text{ \AA}$ [63].

Im Rahmen dieser Arbeit wurden NCCO-Schichten untersucht, die von Mao et al. durch Laserablation auf (110) NdGaO_3 - und YSZ-Substraten hergestellt wurden [64]. Als Ausgangsmaterial wird ein polykristallines stöchiometrisches Target verwendet. Die Ablation erfolgt in einer N_2O -Atmosphäre von 0.3 mbar Druck mit einem mit 10 Hz gepulsten Eximerlaser, das Substrat wird auf etwa 800°C geheizt. Nach der Deposition ist die Sauerstoffkonzentration in der Schicht zu hoch, daher wird die Schicht erst nach Evakuierung der Depositionskammer abgekühlt. Für ein möglichst hohes T_C ist diese Sauerstoffreduktion der kritische Parameter. Unterhalb einer kritischen Schichtdicke von ca. 100 nm zeigt sich je nach verwendetem Substratmaterial eine mehr oder weniger starke Abnahme von T_C mit weiter sinkender Schichtdicke [65], daher wurden nur Schichten einer Dicke von über 100 nm spektroskopisch untersucht.

3.2 Messungen bei 19 GHz

3.2.1 Mikrowellenoberflächenwiderstand

Trifft eine ebene elektromagnetische Welle der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$ auf eine Metalloberfläche, so kann die zur Oberfläche parallele Komponente des elektrischen Feldes $\underline{E}_{\parallel}$ wegen der endlichen Leitfähigkeit im Metall und der Trägheit der Ladungsträger nicht unmittelbar zu Null kurzgeschlossen werden, sondern dringt ein Stück in das Metall ein, indem sie von einem endlichen Wert an der Grenzfläche exponentiell abfällt. Für das parallele Magnetfeld $\underline{H}_{\parallel}$ gilt das gleiche Eindringverhalten. Als Oberflächenimpedanz Z_S ist das Verhältnis von $\underline{E}_{\parallel}$ zu $\underline{H}_{\parallel}$ definiert. Z_S ist im allgemeinen eine komplexe Größe und setzt sich aus einem Oberflächenwiderstand R_S genannten Realteil und einem Imaginärteil X_S (Oberflächenreaktanz) zusammen. Da der Poyntingvektor $\underline{s} = \underline{E}_{\parallel} \times \underline{H}_{\parallel}$ den Energiefluß durch die Grenzfläche angibt, ist R_S ein Maß für den Energieverlust der Welle beim Auftreffen auf eine Grenzfläche [66][67].

Für ein Metall, in dem über die Leitfähigkeit σ der lokale Zusammenhang $\underline{j} = \underline{\sigma} \underline{E}$ zwischen elektrischem Feld und der Stromdichte \underline{j} besteht (Ohmsches Gesetz), ergibt sich die Oberflächenimpedanz aus den Maxwell'schen Gleichungen:

$$Z_S = R_S + iX_S = \sqrt{i\omega\mu_0 / \sigma} \quad (1)$$

Real- und Imaginärteil von R_S sind gleich. Der Oberflächenwiderstand eines Metalls ist proportional $\omega^{1/2}$, das elektrische Feld fällt mit der charakteristischen Länge δ (Skintiefe) exponentiell im Metall ab.

$$\delta = \sqrt{2/\omega\mu_0\sigma} \quad (2)$$

Gleichung (1) und (2) gelten für $\delta \gg l$, l = mittlere freie Weglänge (normaler Skineffekt). Gut leitende Metalle wie Kupfer werden bei niedrigen Temperaturen durch den anomalen Skineffekt beschrieben [68][69]. Für ein Metall gilt nach der Drude-Theorie (vgl. Kap 6.2.1):

$$\sigma = \sigma_0 = \frac{e^2 n_N \tau}{m_e} \quad (3)$$

Wobei e die Elementarladung ist, τ die mittlere freie Flugzeit der Ladungsträger, m_e ist die effektive Masse und n_N die Dichte der normalleitenden Ladungsträger. Im Rahmen des Zweiflüssigkeitenmodells [70] besteht die Stromdichte \underline{j} in einem Supraleiter aus einem normalleitenden Anteil \underline{j}_N , gebildet durch die ungepaarten Ladungsträger, und einem supraleitenden Anteil \underline{j}_S , gebildet durch die zu supraleitenden Cooperpaaren kondensierten Ladungsträger. Für den normalleitenden Teil kann das Ohmsche Gesetz verwendet werden, während sich für den supraleitenden Teil aus der ersten Londonschen Gleichung ein Ausdruck ergibt, der formal als eine additive imaginäre Leitfähigkeit σ_2 aufgefaßt werden kann [71-73]:

$$\vec{j} = \vec{j}_N + \vec{j}_S = (\sigma_1 + i\sigma_2) \vec{E} \quad (4)$$

$$\sigma_2 = \frac{1}{\omega \mu_0 \lambda_L^2} = \frac{e^2 n_S}{m \omega} \quad (5)$$

n_S ist die Dichte der ungepaarten Ladungsträger, λ_L die Londonsche Eindringtiefe. Für nicht zu hohe Frequenzen $\omega \ll \tau^{-1}$ werden die auf die supraleitende Grenzfläche einfallenden hochfrequenten Magnetfelder nur durch die supraleitenden Ladungsträger abgeschirmt, λ_L charakterisiert die Stärke des exponentiellen Abfallens dieser Magnetfelder bzw. den Bereich, in dem die supraleitenden Abschirmströme fließen. Im lokalen Grenzfall ($\lambda \gg 1$, gilt für oxidische Supraleiter) kann (5) in (1) eingesetzt werden [74]:

$$R_S^2 = \frac{\omega \mu_0 \sigma_2}{2(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2}\right)^2} - 1 \right) \quad (6)$$

$$X_S^2 = \frac{\omega \mu_0 \sigma_2}{2(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2}\right)^2} + 1 \right) \quad (7)$$

Unmittelbar unterhalb von T_C sind bereits viele Elektronen zu Cooperpaaren kondensiert, so daß sich für Temperaturen bis nahe an T_C (6) bzw. (7) mit $\sigma_1 \ll \sigma_2$ ($\lambda_L \ll \delta$) nähern läßt:

$$R_S = \frac{1}{2} \omega^2 \mu_0^2 \lambda_L^3 \sigma_1 \quad X_S = \omega \mu_0 \lambda_L \quad (8)$$

Im Gegensatz zu Metallen ist der Oberflächenwiderstand von Supraleitern proportional ω^2 . R_S wird von den ungepaarten Elektronen ($\rightarrow \sigma_1$) durch Ohmsche Verluste verursacht. Die Temperaturabhängigkeit von R_S und X_S ergibt sich aus dem Temperaturverhalten von $\sigma_1(T)$ und $\sigma_2(T)$ bzw. $\lambda_L(T)$. Dafür gibt es aus der BCS-Theorie und dem Zweiflüssigkeitenmodell abgeleitete Beziehungen [75][76]. Eine exakte numerische Berechnung von R_S und X_S ist im Rahmen der BCS-Theorie möglich und zeigt eine sehr gute Übereinstimmung zu experimentellen Ergebnissen an einigen klassischen Supraleitern, z.B. Niob [77][78].

Die meisten Verfahren zur Messung von R_S beruhen auf einer Bestimmung der Güte Q eines elektromagnetischen Resonators. Die Güte eines Resonators ist definiert als das Verhältnis von ω -mal der gespeicherten Energie E zur Verlustleistung P oder der Resonanzfrequenz f zu der Halbwertsbreite δf der Resonanz:

$$Q = \frac{\omega E}{P} = \frac{f}{\delta f} \quad (9)$$

Aus den bekannten Ausdrücken für die gespeicherte Feldenergie und die Verlustleistung (10) ergibt sich der unmittelbare Zusammenhang (11) zwischen Q und R_S .

$$E = \frac{\mu_0}{2} \int H^2 dV \quad P = \frac{1}{2} R_S \int H^2 dA \quad (10)$$

$$Q = \frac{G}{R_S} \quad G = \frac{\omega \mu_0 \int H^2 dV}{\frac{1}{2} \int H^2 dA} \quad (11)$$

Der Geometriefaktor G kann bei Kenntnis der Feldverteilung berechnet werden [79][80]. Aus den Messungen von f und δf eines Mikrowellenresonators läßt sich der Oberflächenwiderstand R_S des Resonatormaterials bestimmen. Im supraleitenden Zustand ist die Änderung der Resonanzfrequenz $\Delta f(T)$ proportional zur temperaturabhängigen Änderung $\Delta\lambda_L(T)$. Absolute Werte für $\lambda_L(T)$ lassen sich aus einzelnen Resonatormessungen nicht bestimmen.

3.2.2 Abgeschirmter dielektrischer Resonator

Der Oberflächenwiderstand der unstrukturierten $1 \times 1 \text{ cm}^2$ großen supraleitenden Filme wurde in einem abgeschirmten dielektrischen Resonator bei einer Frequenz von 19 GHz gemessen (Abb. 3, Abb. 4) [81][82]. Dabei wird ein Teil der Stirnfläche eines zylinderförmigen Abschirmresonators durch die zu untersuchende Probe ersetzt. Der dielektrische Resonator wird durch einen Saphirzylinder gebildet, der zentralsymmetrisch auf der Probe angebracht ist. Bei Anregung einer azimutalsymmetrischen $TE_{01\delta}$ -Schwingungs-mode im Resonator werden kreisförmige Abschirmströme in den Stirnflächen des Resonators bzw. in der zu untersuchenden Probe induziert. Damit können bei Verwendung einer kreisförmigen Blende um die Probe nicht definierbare Ströme von der Probe in die Kupferwände des Resonators weitgehend vermieden werden. Durch Reflexionen an den Grenzflächen des Saphirs werden die elektromagnetischen Felder stark im Saphir und damit auf der Probe konzentriert, während sie im Außenraum exponentiell abnehmen. Gemessen wird die Güte $Q(T)$ bzw. die Resonanzfrequenz $f(T)$ des transmittierten Signals in Abhängigkeit von der Temperatur.

Die die gemessenen Güten $Q(T)$ limitierenden Mikrowellenverluste in einem dielektrischen Resonator setzen sich aus den Verlusten in dem zu untersuchenden Film $R_{S,Probe}$ und den durch eine parasitäre Güte Q_P beschriebenen Verlusten in den übrigen Resonatorwänden und dem Saphir zusammen.

$$R_{S,Probe}(T) = G_{Probe} \left(\frac{1}{Q(T)} - \frac{1}{Q_P(T)} \right) \quad \text{mit} \quad \frac{1}{Q_P} = \frac{1}{Q_{Reson.}} + \kappa \tan\delta \quad (12)$$

G_{Probe} ist der Geometriefaktor der Probe, $Q_{Reson.}$ wird durch die Ohmschen Verluste in den übrigen Resonatorwänden begrenzt, κ ist der in dem Dielektrikum mit dem dielektrischen Verlustwinkel $\tan\delta$ gespeicherte Anteil der Feldenergie. Da für $T < 80 \text{ K}$ die Verluste im Saphir mit $\tan\delta < 10^{-7}$ vernachlässigt werden können [83], wird die Empfindlichkeit des Systems durch $Q_{Reson.}$ begrenzt.

In dem im Institut vorhandenen dielektrischen Resonator wird eine Endplatte eines zylinderförmigen Hohlraumresonators aus OFHC-Kupfer ($\varnothing = 20 \text{ mm}$, 17 mm hoch) durch die zu untersuchende, unstrukturierte Schicht ersetzt, indem die Probe mit einer Feder gegen eine kreisförmige Blende ($\varnothing = 9.8 \text{ mm}$) gedrückt wird [81]. Auf dem Film wird zentriert

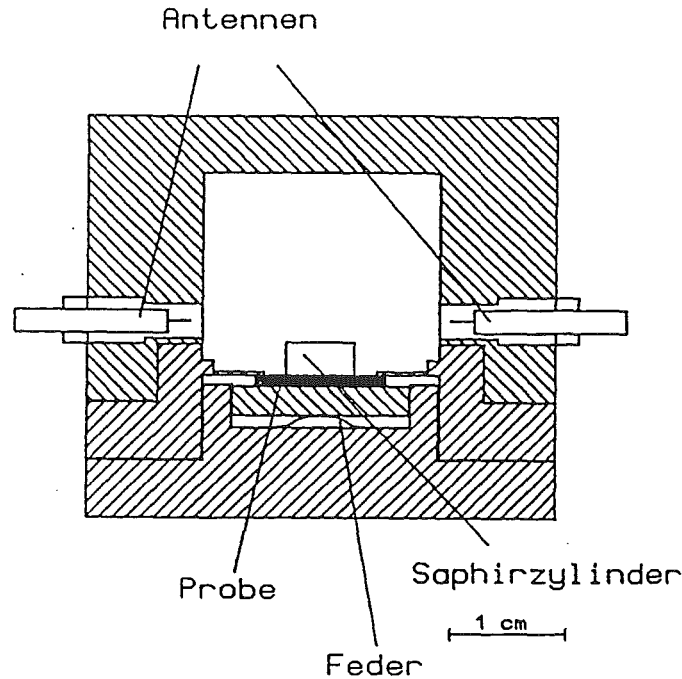


Abb. 4: Kreiszyklindrischer dielektrischer Resonator zur $R_S(T)$ -Messung bei 19 GHz nach [81].

ein Saphirzylinder ($\varnothing 5.8$ mm, 2.9 mm hoch) mit einem Polymerkleber [84] befestigt. Mit Antennen aus zwei magnetischen Koppelschleifen aus halbstarren Koaxialkabeln, die in den Zylinderwänden gegenüberliegend angeordnet sind und die auf extrem schwache Kopplung eingestellt werden (Koppelfaktor < 0.05 [77]), werden die Mikrowellen ein- und ausgekoppelt bzw. der Resonator in einer TE_{018} -Mode bei 19 GHz angeregt. Zusammen mit einem Germanium- und einem Platinwiderstand zur Temperaturmessung ist der Resonator in einem evakuierbaren Vakuumgefäß an dem Kaltfinger eines Kryostateinsatzes befestigt und kann in einem Heliumbadkryostat bis auf 2 K abgekühlt werden. Für ein besseres Temperaturgleichgewicht wird vor der Messung Heliumaustauschgas bis ca. 1 mbar in das Vakuumgefäß eingelassen. Die Messung wird rechnergesteuert mit Hilfe eines HP 8720B Netzwerkanalysators sowie eines Personal Computers durchgeführt [47].

Aus Gütemessungen an Proben verschiedener Materialien mit bekanntem R_S wurde $G_{\text{Probe}} \approx 834 \Omega$ berechnet. Die Temperaturabhängigkeit von Q_P wurde durch Messung mit einer Kupferprobe bestimmt, der zur absoluten Kalibrierung mit einem Niobfilm bei 2 K gemessene Maximalwert von Q_P betrug 100000 ± 1500 . Daraus ergibt sich eine Empfindlichkeit des Meßsystems von $\pm 100 \mu\Omega$. Ist die Dicke d der supraleitenden Schicht nicht viel größer als die Eindringtiefe $\lambda_L(T)$, muß R_S aus dem gemessenen effektiven R_{eff} durch eine numerische Schichtdickenkorrektur errechnet werden, für Temperaturen nicht zu dicht an T_C ergibt sich die Näherung [85]:

$$R_{\text{eff}} = R_S \left(\coth(d/\lambda_L) + \frac{d/\lambda_L}{\sinh^2(d/\lambda_L)} \right), \quad X_{\text{eff}} = X_S \coth(d/\lambda_L) \quad (13)$$

Da über den gesamten Meßbereich des SMMW-Spektrometers keine Frequenzabhängigkeit von $\lambda_L(0)$ für niedrige Temperaturen gemessen werden konnte, wurde dieser absolute Wert zur Kalibrierung der 19 GHz-Daten verwendet. Absolute $\lambda_L(T)$ -Werte lassen sich auch durch Anpassung theoretischer T-Abhängigkeiten an die gemessenen $\Delta\lambda_L(T)$ -Werte ermitteln [86]. Die in dieser Arbeit angegebenen Oberflächenwiderstände R_S wurden mit der aus einer RBS-Messung bestimmten Schichtdicke (vgl. Kap. 3.3.1) und mit den durch $\lambda_L(0)$ aus der SMMW-Spektroskopie kalibrierten $\lambda_L(T)$ -Werten schichtdickenkorrigiert. Mit den gemessenen $R_S(T)$ und $\lambda_L(T)$ kann aus (6) $\sigma_1(T)$ bei 19 GHz berechnet werden, wegen der starken Abhängigkeit von $\lambda_L(T)$ (vgl. (8)) ergeben sich allerdings bei niedrigeren Temperaturen größere Fehler [87].

3.3 Zusätzliche Schichtcharakterisierungen

3.3.1 Rutherforddrückstreuung

Informationen über Stöchiometrie, Dicke und Epitaxie von Schichten oder Schichtpaketen können durch Rutherforddrückstreuung (RBS) gewonnen werden. Dabei wird ein dünner Strahl ($\varnothing 1-2$ mm) hochenergetischer leichter Ionen, hier Heliumionen von 2 MeV, mit so niedriger Dosis auf die Probe gerichtet, daß sie möglichst nicht geschädigt wird. Die He-Ionen werden hauptsächlich infolge der Coulombwechselwirkung von den Probenatomen zurückgestreut und mit einem energieauflösenden Detektor registriert. Die Energie der zurückgestreuten Ionen hängt zum einen von der Masse der streuenden Atome ab. Zudem nimmt sie bei tiefer in der Schicht gelegenen streuenden Atomen ab, da die Ionen auf ihrem Hin- und Rückweg zu diesem Atom einen von der Länge dieser Strecke abhängigen Energieverlust erleiden. Das Energiespektrum der zurückgestreuten Ionen liefert also Informationen über Art und Dicke der einzelnen Schichten.

Zur Auswertung werden die Rückstreuspektren durch das Programm RUMP [88] simuliert und angepaßt. Grundlage der Rechnung ist dabei, daß eine Einstrahlbedingung der He-Ionen gewählt wird, bei der der Ionenstrahl nicht parallel zu einer niedrig indizierten Kristallrichtung des Schichtpaketes einfällt (Random-Messung). In dem Programm sind die Anzahl, Abfolge, Dicke und Stöchiometrie der einzelnen Schichten Anpassungsparameter. Zudem muß die Dichte der einzelnen Schichten D in Atomanzahl pro Volumeneinheit angegeben werden, die sich aus den Gitterparametern der jeweiligen Einheitszellen errechnen läßt ($D(\text{YBCO})=7.5 \cdot 10^{22} \text{ 1/cm}^3$, $D(\text{BSCCO})=6.61 \cdot 10^{22} \text{ 1/cm}^3$, $D(\text{NCCO})=1.87 \cdot 10^{22} \text{ 1/cm}^3$). Die ermittelten Schichtdicken sind zu etwa 10% genau, die stöchiometrischen Koeffizienten haben einen Fehler von ± 0.1 [89].

Aussagen über die Kristallqualität erhält man aus Channeling-Messungen. Dabei wird der He-Strahleinfall parallel zu einer niedrig indizierten Kristallrichtung eingestellt, so daß die Ionen entlang der Gitterkanäle in den Kristall einstrahlen können [90]. Sie haben auf diese Weise eine niedrige Streuwahrscheinlichkeit an den Probenatomen und können bis in

große Tiefen eindringen. Idealerweise finden nur an Abweichungen vom perfekten Gitter Rückstreuungsprozesse statt. In der Realität beobachtet man nach einer geometrischen Abschätzung der Atome entsprechenden Oberflächenmaximum bei der höchsten Rückstreuenergie eine im Verhältnis zur Random-Messung mehr oder weniger stark verminderte Rückstreausbeute. Zur Auswertung wird der Quotient aus der Rückstreurate der Channeling-Messung und der entsprechenden Random-Messung unmittelbar hinter diesem Rückstreumaximum gebildet. Dieses Minimum Yield χ_{\min} erreicht für gute Einkristalle Werte bis zu 1%. Eine detaillierte Beschreibung der Methode gibt [91].

3.3.2 Elektronenmikroskopie

Mit Hilfe eines Rasterelektronenmikroskopes (SEM, JSM 840 der Firma JEOL) können leitende Materialien in Aufsicht bis zu einer 30000-fachen Vergrößerung untersucht werden. Anstelle einer Lichtoptik tritt dabei ein Elektronenstrahl, der durch elektromagnetische Spulen, die als Linsen wirken, auf die Probenoberfläche fokussiert wird. Der Elektronenstrahl wird über die Probe gerastert und das Detektorsignal für die von der Probe kommenden Elektronen in Abhängigkeit von der Position des Strahles auf der Probe aufgenommen und dargestellt. Während allgemein alle rückgestreuten Elektronen gezählt werden, werden im Kompositions-Modus nur Elektronen einer festen, der Rückstreuung an einer bestimmten Atomsorte entsprechenden Energie gezählt.

Bei der hochauflösenden Transmissionselektronenmikroskopie (HRTEM) wird die zu untersuchende Probe mit Elektronen einer Energie von mehreren 100 KeV durchstrahlt und durch ein elektromagnetisches Linsensystem auf einem Leuchtschirm abgebildet. Bei der Bildentstehung aufgrund der Transmission von Elektronen durch die Probe handelt es sich um ein kompliziertes quantenmechanisches Problem, zudem sind die heute erhältlichen Linsensysteme noch mit vielen Fehlern behaftet. Um quantitative Aussagen über das Bild zu erhalten, muß daher im allgemeinen eine Simulation der Streuintensitäten unter Einbeziehung der Mikroskopparameter durchgeführt werden [92][93]. Bei bestimmten Abbildungsbedingungen ist jedoch ein direkter Vergleich zwischen den abzubildenden Atomreihen und der atomaren Struktur möglich [94].

Für Untersuchungen mit Hilfe eines hochauflösenden Elektronenmikroskopes vom Typ JEOL 4000EX mit einer maximalen Beschleunigungsspannung von 400 KV und einer Auflösung im Scherzerdefokus von 1.8 \AA wurden die Proben in Querschnitt präpariert. Dabei werden zwei schmale Streifen der Probe (ca. $1 \times 2.5 \text{ mm}^2$) mit der Schichtseite aufeinandergeklebt und von der Seite her mechanisch bis auf wenige Mikrometer heruntergeschliffen. Am Rande eines mit einem Ionenstrahls geätzten Loches findet man Bereiche, die sich mit dem Elektronenstrahl abbilden lassen. Man erhält Aussagen über das c-Achsen-Wachstum, insbesondere Art und Dichte der Defekte. Zudem kann die Struktur der Grenzfläche zwischen Substrat und Film abgebildet werden [95][96].

4 Sub-Millimeterwellen-Spektroskopie

4.1 Gaußsche Quasioptik

Die zur Übertragung von Mikrowellen gebräuchlichen Hohlleiter werden mit höheren Frequenzen f und damit kleineren Wellenlängen λ für $f > 100$ GHz in ihrem Querschnitt für die Grundmode so klein, daß die Ohmschen Verluste in den Wänden dominieren und die Auswirkungen von Fertigungstoleranzen zu groß werden. SMMW werden daher meist mit Linsen oder Spiegeln frei durch den Raum geführt, d.h. ohne Begrenzung durch eine metallische oder dielektrische Grenzfläche. Die Dimensionen optischer Komponenten in diesem Frequenzbereich sind nur ein bis zwei Größenordnungen größer als die Wellenlänge, so daß die relativ einfachen Gesetze der geometrischen Optik (Grenzfall $\lambda \rightarrow 0$) nicht anwendbar sind. Vielmehr sind in diesem "Quasioptik" genannten Bereich der Elektrodynamik Beugungseffekte mit zu berücksichtigen, die zu einer komplizierten Strahlcharakteristik mit einer lateralen Amplitudenvariation senkrecht zur Ausbreitungsrichtung führen. Eine relativ einfache quasioptische Theorie mit rein transversal-elektromagnetischen Wellen ist die Gaußsche Quasioptik [97][98], mit der sich frei durch den Raum geführte SMMW gut beschreiben lassen.

Als eine Lösung für die skalare Wellengleichung $\nabla^2 E + k^2 E = 0$ wird eine ebene sich in z -Richtung ausbreitende Welle $E = E_0(x, y, z)e^{-ikz}$ mit bereits abseparierter Zeitabhängigkeit proportional $e^{i\omega t}$ und der Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$ angesetzt. Sofern sich die Feldamplitude $E_0(x, y, z)$ nur wenig in Ausbreitungsrichtung ändert ($\partial^2 E_0 / \partial z^2 \approx 0$), ergibt sich:

$$\frac{\partial^2 E_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_0}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial E_0}{\partial z} = 0 \quad (14)$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung ist ein System orthogonaler Ausbreitungsmoden, von denen nur die Fundamentalmode berücksichtigt wird:

$$E^{(0)} = A \frac{w_0}{w(z)} e^{-\left(\frac{r}{w(z)}\right)^2} e^{-i\left(kz + \frac{\pi r^2}{\lambda R(z)}\right)} e^{i \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right)} \quad (15)$$

A ist eine Konstante, $z_R = \pi w_0^2 / \lambda$ ist die Rayleigh-Länge und $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$ der radiale Abstand von der Ausbreitungsrichtung z . Aus (15) ergibt sich eine ausschließlich Gaußförmige Amplitudenverteilung entlang der radialen Richtung, deren $1/e$ -Kontur durch $w(z)$, dem Strahlradius, mit der z - Abhängigkeit

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (16)$$

beschrieben wird. Die Strahltaile w_0 ist der minimale Strahlradius bei $z=0$ und wird experimentell durch eine den Strahl emittierende Antenne, eine Linse oder einen Spiegel vorgegeben. Für größere bzw. kleinere z läuft der Strahl hyperbolisch auseinander, für große z ergibt sich ein asymptotischer Öffnungswinkel Θ , der umso größer wird, je kleiner w_0 ist.

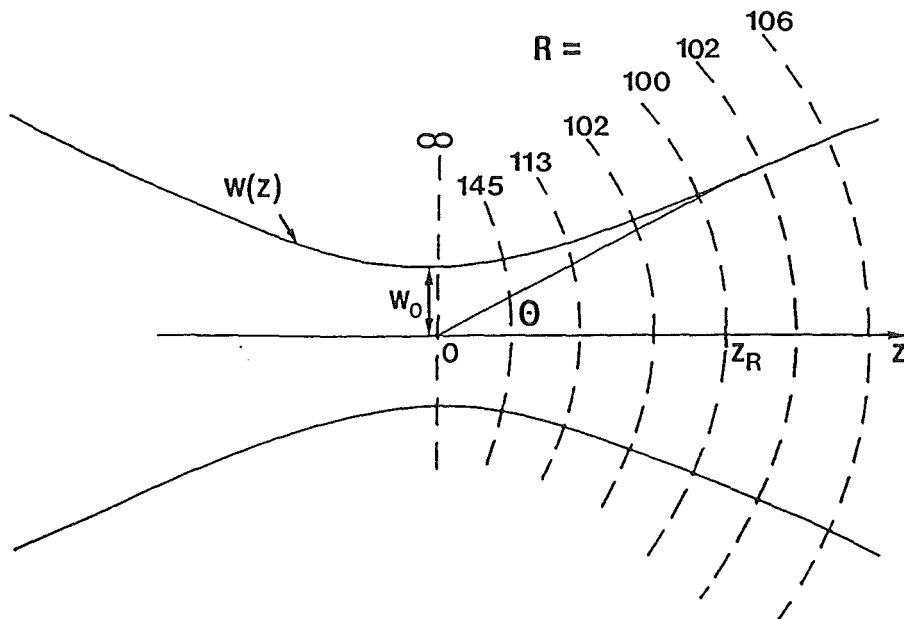


Abb. 5:

Ausbreitung eines Gaußschen Strahles in der Nähe der Strahltaile $w_0=2.5 \text{ mm}$, $\lambda=0.5 \text{ mm}$. Die durchgezogenen Konturlinien entsprechen $w(z)$, die gestrichelten Linien sind die Fronten gleicher Phase mit entsprechendem Radius in verschiedenen Entfernungen von w_0 bei $z=0$.

$$\Theta = \arctan\left(\frac{w_0}{z_R}\right) \quad (17)$$

Die für große z nahezu sphärischen Wellenfronten mit gleicher Phase haben einen von z abhängigen Krümmungsradius $R(z)$ mit einem Minimum für $z=z_R$:

$$R(z) = z + \frac{z_R^2}{z} \quad (18)$$

Die Ausbreitung einer Gaußschen Grundwelle kann durch zwei Bereiche charakterisiert werden (Abb. 5): Für $|z| \gg z_R$ ergibt sich ein konischer Strahl mit dem Öffnungswinkel Θ und nahezu sphärischen Phasenfronten, für $|z| \ll z_R$ ein fast paralleler Strahl mit einer ebenen Phasenfront. Letzteres entspricht im Grenzwert für die geometrische Optik mit $\lambda \rightarrow 0$, $z_R \rightarrow \infty$, $R(z) \rightarrow \infty$, $w(z) = w_0$ und $\Theta = 0$ einem nicht divergenten parallelen Strahl der Breite w_0 mit ebenen Phasenfronten [99][100].

Für die Abbildung eines Gaußschen Strahles durch eine dünne Linse der Brennweite f ergeben sich Transformationsgleichungen für die Strahltaile w_{02} am Ort d_2 hinter der Linse aus dem Strahl vor der Linse mit w_{01} im Abstand d_1 [101]:

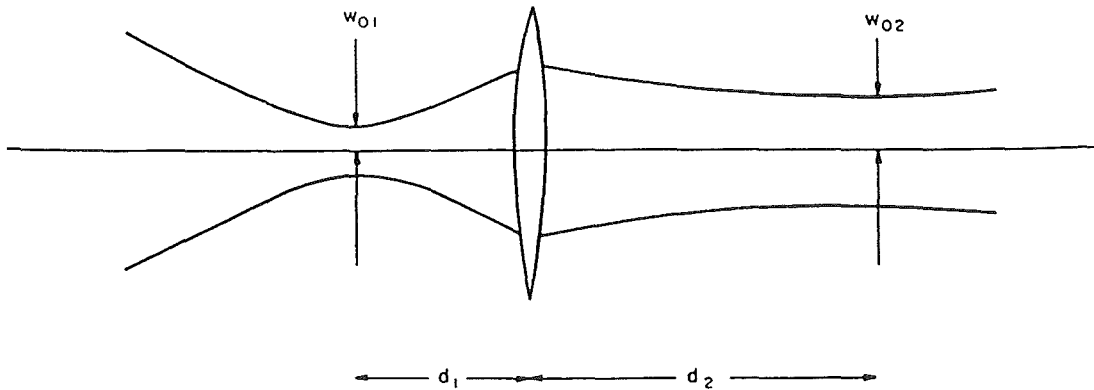


Abb. 6: Transformation eines Gaußschen Strahles durch eine dünne Linse nach (19) und (20).

$$\frac{d_2}{f} = 1 + \frac{\frac{d_1}{f} - 1}{\left(\frac{d_1}{f} - 1\right)^2 + \left(\frac{\pi w_{01}^2}{\lambda f}\right)^2} \quad (19)$$

$$w_{02} = w_{01} \left[\left(\frac{d_1}{f} - 1\right)^2 + \left(\frac{\pi w_{01}^2}{\lambda f}\right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (20)$$

Mit diesen Formeln läßt sich der Durchgang eines Gaußschen Strahls durch einen quasioptischen Aufbau berechnen. Eine besonders einfache Situation ergibt sich für $d_1 = f$, dann wird auch $d_2 = f$ und $w_{02} = \lambda f / \pi w_{01}$. Das ist die beste Fokussierung, die mit einer Linse möglich ist, die zudem frequenzunabhängig ist. Um mehr als 99% der Leistung eines Gaußstrahles durch eine Blende oder Linse zu übertragen, müssen diese einen Durchmesser von mindestens $3w(z)$ haben [102].

4.2 Experimenteller Aufbau

4.2.1 Verwendete Komponenten

- Carzinotrons

Zur Erzeugung der SMMW im Frequenzbereich von 80 bis 700 GHz wurden Carzinotrons, engl. Backward Wave Oscillator (BWO), verwendet. Diese Oszillatoren gehören zur Gruppe der Lauffeldröhren, bei denen von einer Kathode emittierte und im elektrischen Gleichfeld beschleunigte Elektronen mit einer fortschreitenden Hochfrequenzwelle wechselwirken. Dadurch wird ein Teil der kinetischen Energie des Elektronenstrahls auf die elektromagnetische Welle übertragen. Damit diese Wechselwirkung eintreten kann, muß die Phasengeschwindigkeit der Welle v_p mit Hilfe einer Verzögerungsstruktur mit der wesentlich langsameren Elektronengeschwindigkeit synchronisiert werden. Eine Möglichkeit einer periodischen Verzögerungsleitung ist eine Interdigitalleitung:

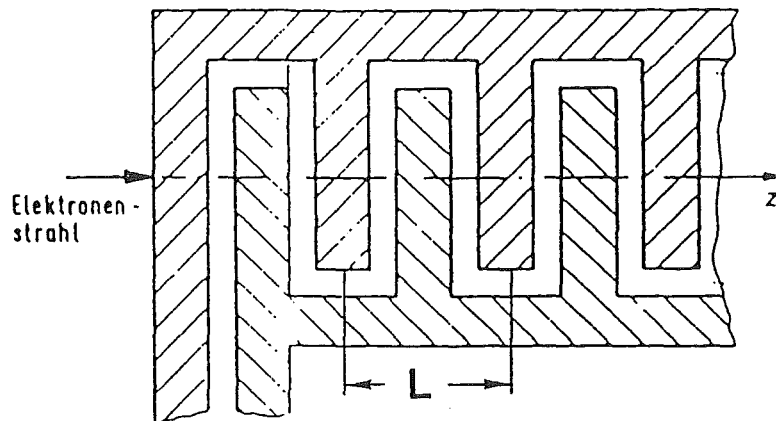


Abb. 7: Schema einer Interdigitalleitung als Beispiel einer periodischen Verzögerungsleitung.

Unter Vernachlässigung der Dämpfung in der Mäanderstruktur unterscheiden sich die Feldvektoren der Welle am Ort z und nach der räumlichen Periodenlänge L bei $z+L$ wegen der Periodizität nur in der Phase [103][104]:

$$\begin{aligned} \vec{E}(x,y,z+L) &= \vec{E}(x,y,z) e^{-ik_n L} \\ k_n &= \frac{\varphi_0(\omega) + 2\pi n}{L} \quad n = 0, \pm 1, \pm 2 \dots \end{aligned} \quad (21)$$

Die Wellenzahl k_n ist bis auf ganzzahlige Vielfache von 2π durch die Grundphase $\varphi_0(\omega)$ bestimmt, die durch $-\pi \leq \varphi_0(\omega) \leq \pi$ festgelegt sei. $\varphi_0(\omega)$ läßt sich aus der Geometrie der Leitung bestimmen. Für die Phasengeschwindigkeit $v_p = \omega/k$ bzw. die Gruppengeschwindigkeit $v_g = \delta\omega/\delta k$ ergibt sich:

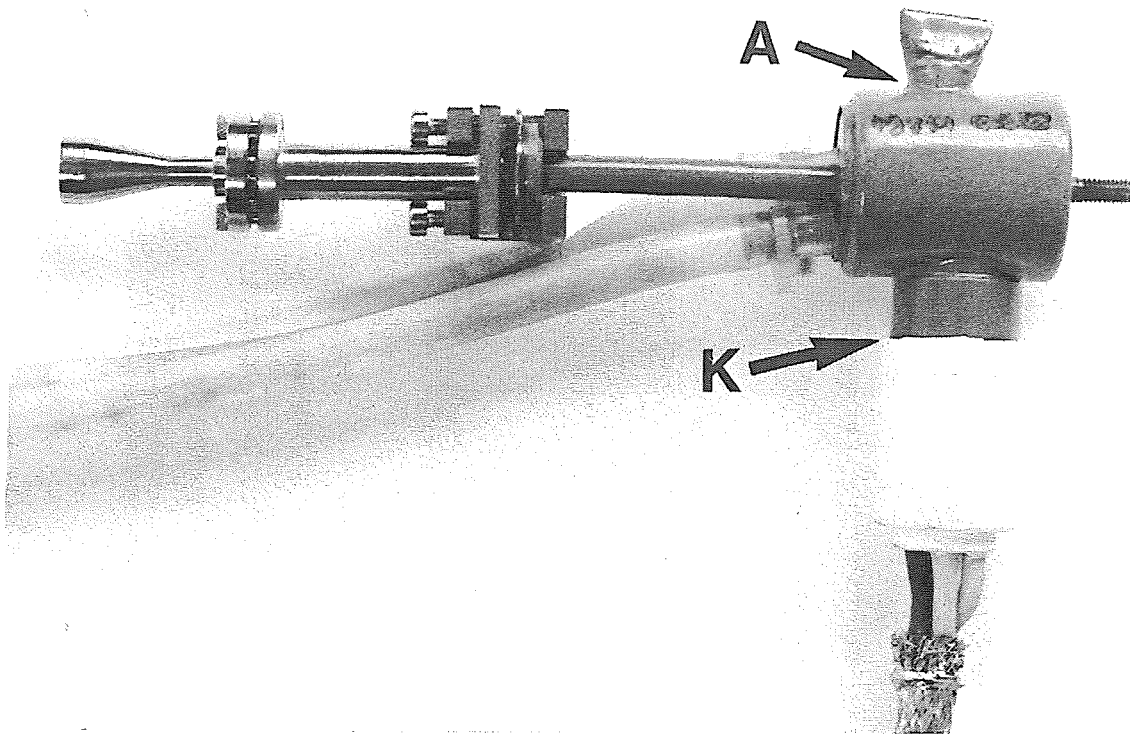


Abb. 8: Carzinotron für Frequenzen von 120-263 GHz mit einer Antenne zur Verbesserung der Strahlcharakteristik.

$$v_p = \frac{\omega L}{\varphi_0(\omega) + 2\pi n} \quad ; \quad v_g = L \frac{\partial \omega}{\partial \varphi_0(\omega)} \quad (22)$$

v_p einer Interdigitalleitung ist demnach dispersiv, d.h. sie hängt von der Wellenlänge ab. Indem die anliegende Beschleunigungsspannung und damit die Elektronengeschwindigkeit bzw. v_p variiert wird, sind Lauffeldröhren in der Frequenz durchstimmbar. Beim Carzinotron werden nur solche Wellen verwendet, bei denen v_p ein entgegengesetztes Vorzeichen zu v_g hat, für eine Grundwelle ($n=0$) mit $v_g > 0$ also z.B. der Bereich $-\pi \leq \varphi_0(\omega) \leq 0$. Die erzeugte Welle läuft demnach dem Elektronenstrahl entgegen und wird an der Kathode ausgekoppelt (Abb. 7). Für niedrigere Frequenzen wird die Grundwelle angeregt, da für sie k_n minimal und somit die Amplitude der Welle maximal wird, für SMMW werden auch höhere Harmonische ($n > 0$) verwendet. Periodische Leitungen besitzen die Eigenschaft einer Filterkette, so daß der durchstimmbare Bereich durch eine obere und untere Grenzfrequenz beschränkt wird.

Abb. 8 zeigt ein in dieser Arbeit verwendetes Carzinotron für Frequenzen von 120-263 GHz. Zusätzlich wurden BWOs für Frequenzen von 78-119 GHz, 259-375 GHz, 370-588 GHz und 526-714 GHz benutzt, die alle bis auf die Ausführung für die niedrigsten Frequenzen ähnlich aussehen. Bei K befindet sich die Kathode, die mit Hilfe der Stromzuführung auf negative Hochspannung gelegt und geheizt wird, der Elektronenstrahl wird in Richtung der mit dem Gehäuse verbundenen und auf Erdpotential liegenden Anode A

beschleunigt. Zusätzlich sind die Zuführungen für die Wasserkühlung zu erkennen. Bei diesen BWOs werden die SMMW aus einem offenen, für die jeweiligen Frequenzen überdimensionierten Hohlleiter emittiert. Um ein definiertes Strahlungsprofil mit einer höheren Leistung zu erhalten, wurde der BWO von Abb. 8 mit einem Hohlleiterübergang auf den kleineren, der Frequenz angepaßten Hohlleiter ("Taper") sowie einer Antenne versehen [105]. Dieser "Dual Mode"-Hornstrahler formt einen Gaußschen Strahl mit $w_0=2.7$ mm bei 200 GHz. Damit konnte die Ausgangsleistung der Röhre verdoppelt werden. Die stark von der Frequenz abhängige Leistung der erzeugten Strahlung erreicht für die Carzinotrons bis 380 GHz 30-40 mW, für die höheren Frequenzen 10-15 mW. Die austretende Strahlung ist überwiegend linear polarisiert. Zur Fokussierung des Elektronenstrahles wird der BWO in einem parallel zum Elektronenstrahl verlaufenden Magnetfeld angeordnet. Für die niedrigeren Frequenzen bis 380 GHz wird dazu ein Kobalt-Samarium Permanentmagnet mit 0.7 T magnetischer Feldstärke verwendet, für die höheren Frequenzen ein Elektromagnet mit bis zu 1.1 T Feldstärke. Die Hochspannungsversorgung der BWOs erfolgt über ein röhrengeregeltes Hochspannungsnetzgerät. Der Kathodenheizstrom von 1.3-1.5 A wird manuell eingestellt, die Anodenspannung kann manuell oder rechnergesteuert über ein Steuerungsprogramm und analog aufgebaute 18 bit DA- und AD-Wandler von 0-6 KV, 75 mA geregelt werden. Mit Hilfe des Steuerprogrammes kann ein beliebiger Hochspannungs- bzw. Frequenzbereich mit einer frei wählbaren Meßpunktanzahl durchgeföhren werden. Der für den entsprechenden BWO maximale Kathodenheizstrom bzw. die zulässigen Anodenströme bei verschiedenen Spannungen sind in Datenblättern der jeweiligen BWOs spezifiziert.

- **Abschwächer**

Für eine definierte Abschwächung der Wellen wurden Teflonfolien in den Strahlengang gebracht, die mit unterschiedlich dicken Metallschichten bedampft sind und deren jeweilige Abschwächung zuvor bei verschiedenen Frequenzen geeicht wurde.

- **Golayzelle**

Zur Detektion wurde die Strahlung auf eine Golayzelle fokussiert. Dort trifft sie auf eine absorbierende Schicht und führt zur thermischen Ausdehnung der Gasfüllung einer kleinen, dahinterliegenden pneumatischen Kammer, die nach hinten durch eine bewegliche Membrane abgeschlossen ist. Die Membrane wird je nach Intensität der auftreffenden Strahlung, aber unabhängig von der Wellenlänge in diesem Frequenzbereich mehr oder weniger stark gekrümmt. Diese nur einige Ångström betragende Bewegung wird optisch über die verspiegelte Rückseite der Membrane durch die Schlierenmethode mit einer Fozelle detektiert [106]. Die verwendete Golayzelle hatte einen dynamischen Bereich von 43 bis 45 dB. Zum Schutz der Golayzelle vor Zerstörung darf die Intensität der eintreffenden Strahlung nie den Meßbereich der Zelle übersteigen, so daß zur Klärung der Signalstärke zunächst mit einem stärkeren Abschwächer gemessen werden sollte.

- **Linsen, Spiegel, Parabolspiegel**

Die SMMW wurden durch Teflonlinsen geführt bzw. fokussiert. Teflon hat zwischen 100 GHz und 1000 GHz eine nahezu frequenzunabhängige Brechzahl $n=2.1$ bei zu vernachlässigenden dielektrischen Verlusten. Die Brennweite f der Linsen kann nach der Formel für dünne Linsen aus den Krümmungsradien R_1 und R_2 der Linsenflächen berechnet werden [107]:

$$\frac{1}{f} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \quad (23)$$

Es wurden Linsen der Brennweite 125 mm und 65 mm verwendet, die jeweils einen Durchmesser von 50 mm hatten. Als Spiegel wurden mit Silber bedampfte Metallflächen verwendet. Optische, hinter amorphem Glas aufgebrachte Spiegel sollten nicht verwendet werden, da amorphes Glas recht hohe Verluste im SMMW-Bereich aufweist (vgl. Kap. 5.1). Um die Verluste im Teflon zu vermeiden, kann als Alternative zu einer Linsenoptik eine Spiegeloptik mit Parabolspiegeln verwendet werden [108][109]. Zusätzlich lassen sich damit stehende Wellen durch Mehrfachreflexionen zwischen den Linsen vermeiden.

- **Polarisator, Strahlteiler**

Trifft ein SMMW-Strahl auf ein aus parallelen Drähten der Dicke d im Abstand g ($g, d \ll \lambda$) bestehendes Drahtgitter, so wird die Komponente des Strahls mit dem elektrischen Feld parallel zu den Drähten fast vollständig reflektiert, während die dazu senkrechte Feldkomponente fast verlustlos durch das Gitter hindurchgeht [97][110]. Drahtgitter eignen sich daher sowohl zur linearen Polarisierung als auch zur Aufspaltung eines SMMW-Strahls in zwei Teilstrahlen senkrechter Polarisierung bzw. deren Zusammenführung. Dafür wurden Drahtgitter mit $d=15 \mu\text{m}$ und $g=80 \mu\text{m}$ verwendet, die einen gemessenen Transmissionskoeffizienten von 99% und ein Reflexionskoeffizienten von 97% für die entsprechenden Polarisierungen hatten.

- **Modulatoren**

Um eine Lock-In-Technik bei der Messung der Transmission anwenden zu können, wurde die Amplitude der eingestrahlten Welle durch einen Zerschneider (Chopper) periodisch mit 20 Hz moduliert. Zur Phasenmodulation wurde ein Spiegel in den Strahlengang eingebracht, der auf einen mit einer Wechselspannung von 50 Hz getriebenen Lautsprecher geklebt ist. Durch die Hubbewegung von ca. 1 mm in Richtung der Spiegelnormale wird die Phase periodisch variiert. Dieser Spiegel kann zusätzlich über eine Mikrometerschraube mehrere Zentimeter entlang der Spiegelnormale verschoben werden.

● Phasenschieber

Zur Phasendetektion wurde ein Phasenschieber verwendet. Dieser besteht aus einem Spiegel, der mit einem Schrittmotor um insgesamt 2 mm senkrecht zur Spiegelnormalen verschoben werden kann. Die minimale Verschiebung des Schrittmotors beträgt $1 \mu\text{m}$, die jeweilige Position des Spiegels wird über die Spannung, die an einem Drehpotentiometer abfällt, gemessen und kann über einen Eichfaktor E_p in den entsprechenden optischen Gangunterschied umgerechnet werden. E_p bestimmt sich aus dem Verhältnis der verfahrenbaren Distanz des Spiegels zu dem dabei abfallenden Spannungsunterschied, multipliziert mit $\sqrt{2}$ wegen der Verschiebung im Winkel von 45° zur Einfall- bzw. Ausfallsrichtung (vgl. Kap. 4.2.2).

● Fabry-Perot-Interferometer

Zur genauen Messung der zu einer bestimmten Anodenspannung gehörenden Wellenlänge wurde ein Fabry-Perot-Interferometer verwendet, das aus zwei axial angeordneten Drahtgittern besteht, deren Abstand über einer Mikrometerschraube um einige Zentimeter verändert werden kann. Die Drahtgitter wirken bei entsprechender Orientierung zueinander als halbdurchlässige Grenzflächen, zwischen denen sich wie bei einer planparallelen Platte Stehwellen ausbilden. Die Transmission durch eine solche Anordnung bei fester Wellenlänge hängt vom Phasenunterschied zwischen transmittierter und doppelt bzw. $2n$ -fach, $n=1,2,\dots$, reflektierter Teilwelle und damit vom Abstand der beiden Gitter ab: Beträgt der Gangunterschied gerade ein Vielfaches der Wellenlänge, entsprechend einem Abstand der beiden Gitter von $n\lambda/2$, so interferieren die beiden Teilstrahlen konstruktiv, d.h. sie verstärken sich und man beobachtet ein Transmissionsmaximum. Für einen Gangunterschied von ungeradzahligem Vielfachen der halben Wellenlänge, entsprechend einem Gitterabstand von $(2n+1)\lambda/4$, beobachtet man ein Minimum.

Zur Messung der Wellenlänge wird das Interferometer in den Strahlengang gebracht und die beiden Gitter solange in ihrer Orientierung zueinander verdreht, bis sich beim Verändern des Abstandes deutliche Transmissionsminima und -maxima beobachten lassen. Der geometrische Abstand zweier Maxima oder Minima entspricht einer halben Wellenlänge, die über möglichst viele Wellenzüge gemittelt bestimmt wird.

4.2.2 Aufbau des Spektrometers

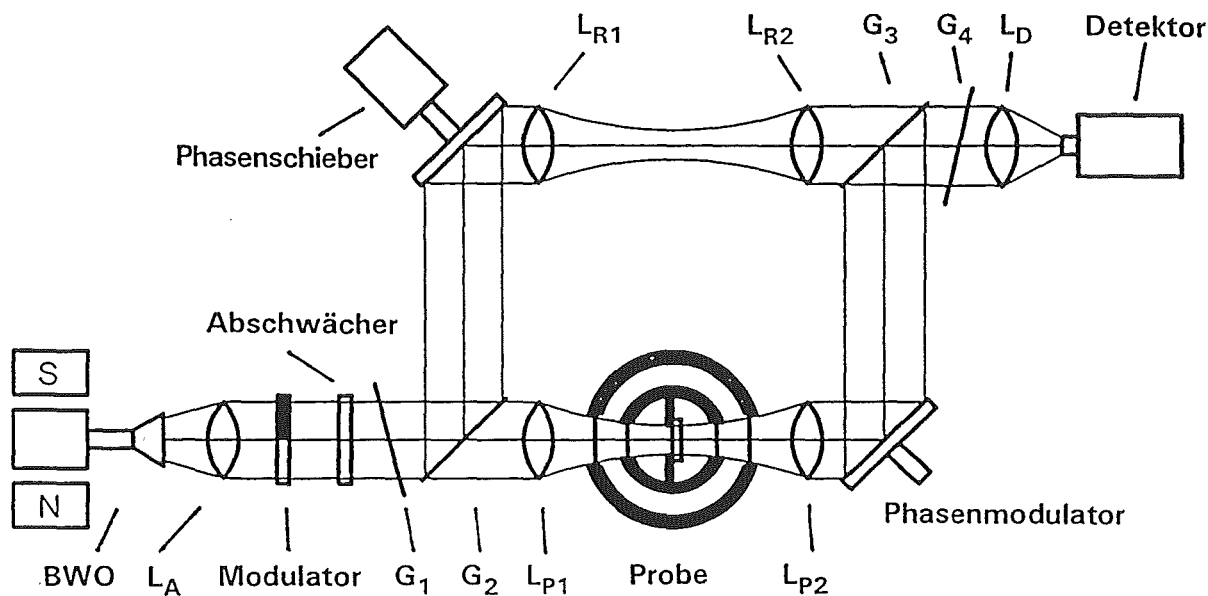


Abb. 9: Aufbau des SMMW-Spektrometers für Frequenzen von 100-700 GHz.

Abb. 9 zeigt den schematischen Aufbau des Spektrometers in der Mach-Zehnder Konfiguration, wie es auf einem optischen Tisch aufgebaut wurde (siehe auch Abb. 10). Der von dem Carzinotron erzeugte und wegen des kleinen w_0 der Antenne bzw. des BWOs stark divergente SMMW-Strahl wird durch die Antennenlinse L_A ($f=65$ mm) fokussiert und trifft nach dem Modulator, einem Abschwächer und einem Polarisator G_1 auf ein im Winkel von 45° zur Ausbreitungsrichtung verkipptes Drahtgitter G_2 . Dieses teilt den Strahl auf, der senkrecht zu den Drähten polarisierte Teilstrahl tritt nahezu ungedämpft durch das Gitter auf die Probe, während der parallel polarisierte Teilstrahl um 90° reflektiert wird und den Referenzstrahl für die Phasenmessung bildet. Für die Messung der Amplitudentransmission durch die Probe wird dieser Strahl ausgeblendet. Der Probenstrahl wird durch die Probenlinse L_{P1} stark auf die Probenblende fokussiert und danach durch L_{P2} erneut fokussiert. L_{P1} , L_{P2} , L_{R1} und L_{R2} haben die gleiche Brennweite von $f=125$ mm. Nach einer Reflexion um 90° an einem Spiegel, der bei der Phasenmessung auch als Modulator verwendet wird, trifft er auf ein zweites um 45° zur Ausbreitungsrichtung verkipptes Gitter G_3 , dessen Drähte gegenüber G_2 um 90° gedreht sind, so daß der Probenstrahl um 90° reflektiert wird. Hinter einem zweiten Polarisator/Analysator G_4 fällt der Probenstrahl auf die Detektorlinse L_D ($f=65$ mm) und wird auf die Golayzelle fokussiert. Der bei G_2 ausge-

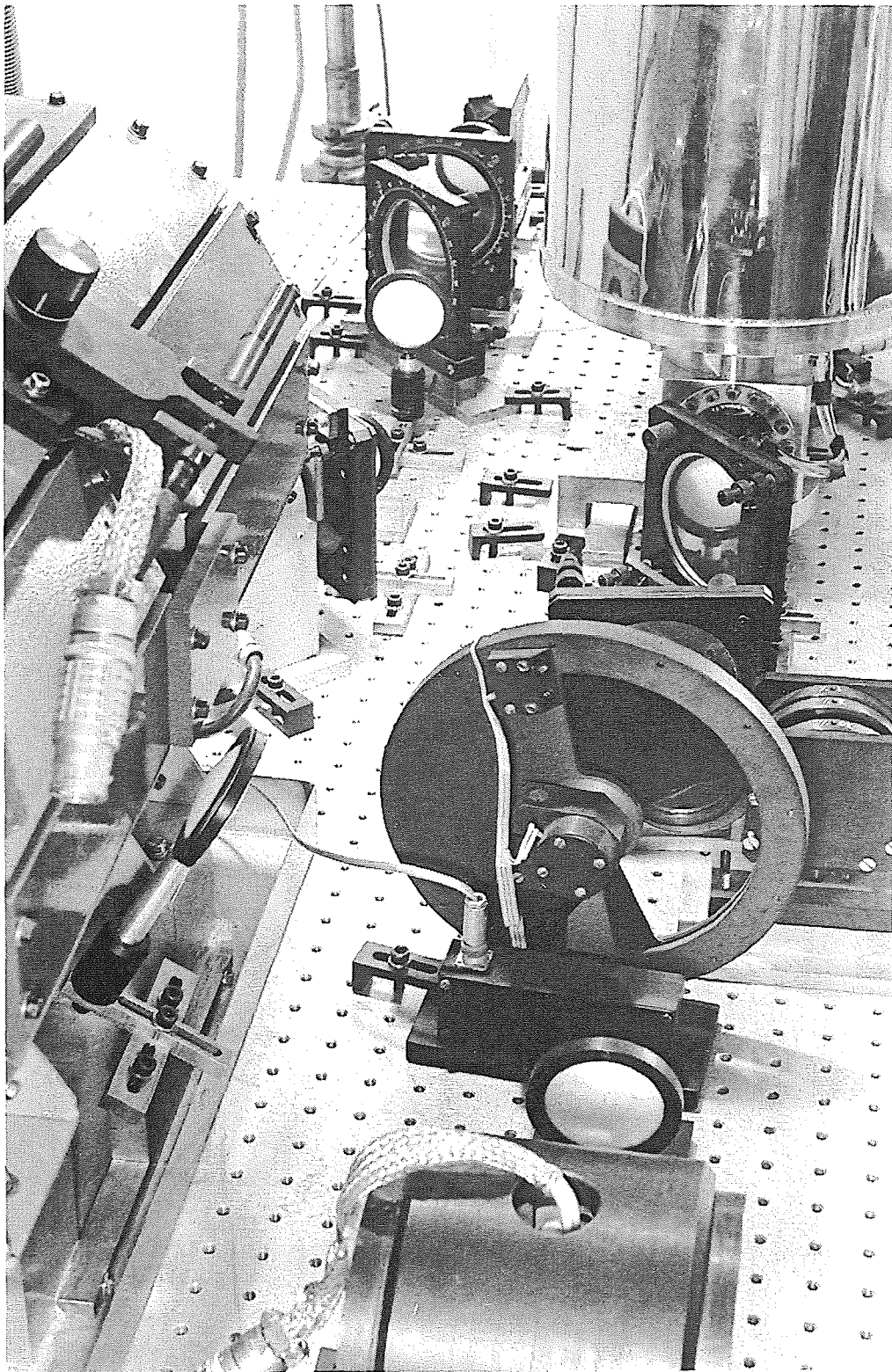


Abb. 10:

Foto der Spektroskopieapparatur. Im Vordergrund rechts in dem Permanentmagnet der BWO, dahinter der optische Kryostat. Der für die höheren Frequenzen benötigte Elektromagnet ist links zu erkennen. Der entsprechende Strahl wird durch einen weiteren Spiegel in den Strahlengang eingefädelt.

blendete Referenzstrahl für die Phasenmessung tritt nach einer Reflexion um 90° am Spiegel des Phasenschiebers und den beiden symmetrisch zu L_{P1} und L_{P2} angeordneten Linsen L_{R1} und L_{R2} durch das Gitter G_3 hindurch. Er kann durch eine absorbierende Platte zwischen L_{R1} und L_{R2} ausgeblendet werden. Die Phasenmessung beruht auf der destruktiven Interferenz von Proben- und Referenzstrahl, die optischen Weglängen der beiden Teilstrahlen unterscheiden sich nur um eine halbe Wellenlänge (Weißlichtposition). Um die beiden senkrecht zueinander polarisierten Teilstrahlen zur Interferenz zu bringen, muß G_4 einen Winkel von 45° zu G_3 bilden, so daß hinter G_4 beide Strahlen eine gemeinsame Polarisationsrichtung mit gleicher Amplitude haben. G_1 und G_4 lassen sich für die Messung der Amplitudentransmission für eine größere Intensität aus dem Strahlengang herausklappen.

Berechnungen des Strahlverlaufes nach (19) und (20) mit der Antennencharakteristik bei 200 GHz zeigen, daß die jeweiligen Teilstrahlen bei L_{P1} , L_{R1} und L_D recht weit aufgefächert sind, so daß die entsprechenden Linsen mit einem Durchmesser von 50 mm nicht die ganze Leistung einfangen können. Da die BWOs aber genügend Ausgangsleistung haben, wurde auf die Verwendung größerer Linsen verzichtet. Zur Vermeidung von Stehwelligkeit wurde vor diesen Linsen eine Blende aus absorbierendem Material mit dem Linsendurchmesser angebracht. Der Abstand zwischen L_{P1} und L_{P2} bzw. L_{R1} und L_{R2} ist gleich der Summe der jeweiligen Einzelbrennweiten, so daß die Position der Strahlentaille am Ort der Probe frequenzunabhängig ist. Dieser Strahlradius ist für 200 GHz mit 2 mm bereits ausreichend klein und verringert sich für 600 GHz weiter bis auf unter 1 mm.

4.2.3 Kryostat, Probenhalter

Besonderes Augenmerk bei der Spektroskopie muß auf die Konstruktion des optischen Kryostaten gelegt werden. Zum einen, um eine möglichst absorptionsfreie Führung der SMMW durch den Kryostaten zu erreichen. Zudem bilden sich in einem Kryostaten mit seinen verschiedenen metallischen Wärmeschildern, Fenstern etc. in geometrischen Dimensionen von der Größenordnung der Wellenlänge leicht stehende Wellen aus, die die Qualität der Spektroskopie stark beeinflussen. Der benutzte Kryostat wurde daher zweimal nach den entsprechenden Erfahrungen umgebaut und hat nun ein von der Frequenz abhängiges Transmissionsvermögen von 40-70% bei nahezu keinem parasitären Signal durch stehende Wellen.

Es handelt sich um einen optischen Verdampferkryostaten, bei dem Helium über die Probenkammer aus einem Vorratsbehälter durch ein Kaltventil gepumpt wird (Abb. 10). Da das flüssige Helium bereits auf den Weg in die Probenkammer ($\varnothing = 38$ mm) verdampft, erfolgt die Spektroskopie in Heliumdampf-atmosphäre. Flüssiges, siedendes Helium mit seinen starken Inhomogenitäten im Brechungsindex würde die Spektroskopie störend beeinflussen. Die Temperatur am Ort der Probe läßt sich mit dem Kaltventil sowie einem an der Probenkammer angebrachten Heizer zwischen Raumtemperatur und 4 K einstellen.

Quarz- oder Siliziumfenster von einigen Millimetern Dicke wirken im SMMW-Bereich wie planparallele Platten mit den entsprechenden Stehwelligkeitsmustern. Um Fenster einer Dicke weit unterhalb der Wellenlänge zu realisieren, wurden Mylar- bzw. Kaptonfolien verwendet. Diese Materialien bieten den Vorteil einer hohen mechanischen Stabilität bei geringer SMMW-Absorption, so daß für die äußeren Kryostatfenster ($\varnothing = 50$ mm) $100 \mu\text{m}$ dicke bzw. für die inneren Probenkammerfenster ($\varnothing = 34$ mm) $50 \mu\text{m}$ dicke Mylarfolien ausreichen. Die Durchmesser der Fenster sowie die Öffnungen im dazwischen angeordneten Kühlschild (77 K) wurden so gewählt, daß der Gaußstrahl ungehindert durch sie hindurchtreten kann. Wasser absorbiert stark SMMW, das Kondensieren von Luftfeuchte an den äußeren Fenstern wird daher durch einen geringen Stickstoffgasfluß verhindert, der aus einer Vorratsflasche über eine Kapillare in Fensternähe auf die äußeren Folien geleitet wird. Der gesamte untere Vakuumbereich des Kryostaten wurde mit SMMW-absorbierendem Kunstharz beschichtet [111]. Eine einfache Schicht dieses Harzes hat ein Reflexionsvermögen von 10-13%, so daß eine parasitäre Stehwelle bereits nach zwei Reflexionen im Inneren des Kryostaten um 20 dB gedämpft ist.

Für Messungen zum AC-Josephsonseffekt sowie für spätere Messungen zum Quasiteilchenhalleffekt ist eine gute Magnetfeldabschirmung notwendig. Der gesamte Kryostat wurde daher aus nichtmagnetischem Stahl gefertigt. Eine gute Magnetfeldabschirmung bei der Messung des AC-Josephsonseffektes bietet eine lange, schmale Röhre aus μ -Metall mit einer hohen magnetischen Permeabilität μ , in dessen Mitte der Kontakt angeordnet wird. Daher wurde ein drittes Fenster so angeordnet, daß über einen Spiegel eine Einstrahlung von unten parallel zur Längsachse der Probenkammer möglich ist.

Da die emittierte Leistung eines BWOs stark von der Frequenz abhängt, muß bei der spektroskopischen Bestimmung des Betrages des Transmissionsfaktors die Probe hinter einer festen Blende angeordnet werden, um Kalibriermessungen mit leerer Blende ohne Probe durchführen zu können. Ebenso ist für die Phasenmessung eine Kalibriermessung zur Bestimmung der absoluten Phasenverschiebung nötig. Für eine gute Reproduzierbarkeit der Messungen sollte die Probe für alle Temperaturen zwischen 4 K und Raumtemperatur nach der Kalibriermessung auf mindestens 0.1 mm hinter der Blende repositionierbar sein. Der Probenhalter für die Temperaturen bis 4 K, der in die Probenkammer des Kryostaten eingeführt wird, besteht aus einer Blende mit 8 mm Durchmesser, die im Strahlengang der Kryostatfenster fest justiert werden kann (Abb. 11). Die Probe P wird auf eine von zwei Öffnungen ($\varnothing = 9$ mm) in einem $100 \mu\text{m}$ dünnen Federblech F mit der Filmseite nach unten geklebt. Um zu vermeiden, daß die SMMW zwischen Blende und Film hindurchlecken können, werden die Substratkanten und das Blech darunter zusätzlich mit Silberleitkleber verbunden. Das Federblech wird mit Federn hinter die Blende gedrückt und kann mechanisch auf und ab gefahren werden. Zwei Anschläge A oberhalb der Probe sorgen dafür, daß das Blech jeweils genau mit der leeren bzw. mit der mit dem Substrat versehenen Öffnung über der Blende zum Halten kommt. Zusätzlich trägt das Blendenblech einen Platinwiderstand und einen Germaniumwiderstand als Thermosensoren. Die mechanische Hubbewegung wird oben außerhalb der Probenkammer von einem Elektromotor mit einem Spindelgetriebe erzeugt und

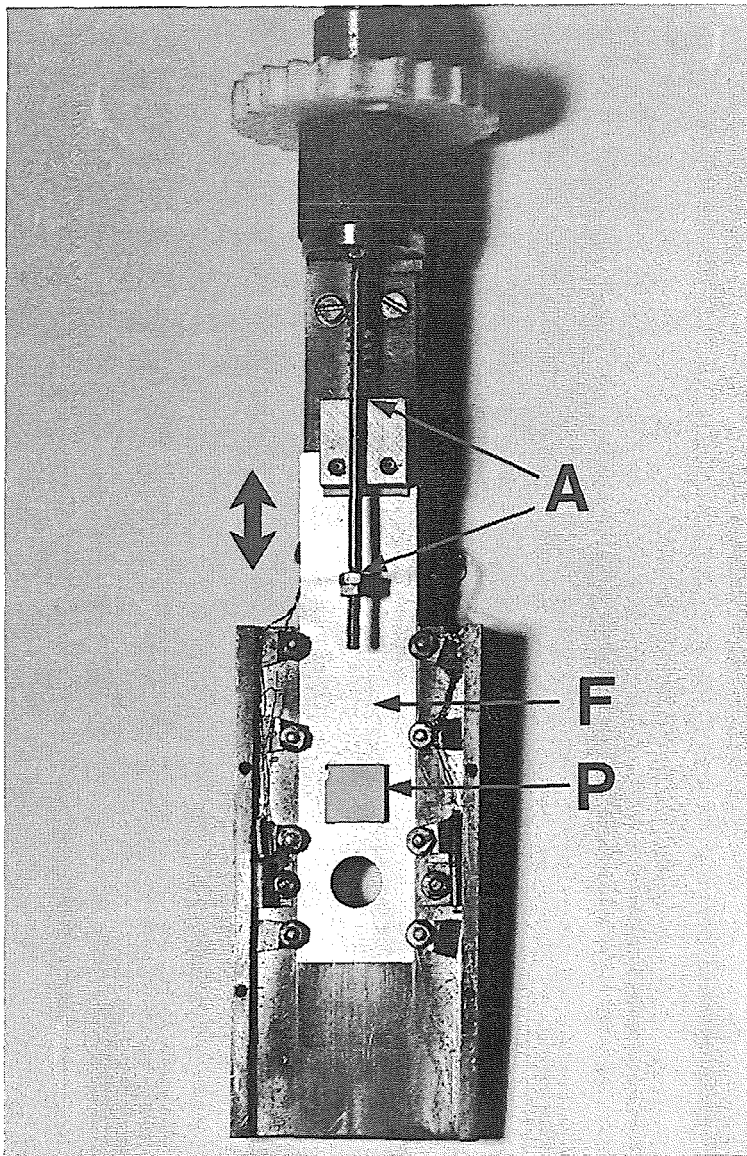


Abb. 11: Probenhalter zur SMMW-Spektroskopie.

über einen Membranbalg und eine Stange nach unten zur Probe übertragen. Zur Vermeidung von stehenden Wellen ist der gesamte untere Probenhalter mit absorbierendem Kunstharz beschichtet. Da sich die Probenkammer selbst von innen nur schlecht beschichten läßt, wird eine beschichtete zylindrische Röhre ($\varnothing=36$ mm) mit zwei auf einer Achse liegenden radialen Öffnungen so über den Probenhalter geschoben, daß beide Öffnungen und die Blende auf der optischen Achse liegen.

Zusätzlich wurde für Messungen bei Raumtemperatur eine rotierbare runde Blende ($\varnothing=8$ mm) konstruiert, die im Strahlengang in allen drei Raumrichtungen justiert werden kann. Die Probe wird auf ein in einem Ring angebrachtes dünnes Blech mit einer Blendenöffnung von 8.5 mm Durchmesser geklebt. Dieser Ring kann hinter der Blende konzentrisch in einen zweiten Ring geschoben werden. Mit diesem Halter sind auch Transmissionsmessungen in Abhängigkeit von der Drehung der Probe um die Normalenachse möglich.

4.3 Justierung des Spektrometers

Nach dem Einbau eines BWOs in den entsprechenden Magneten und vor dem Verbinden der Hochspannungszuleitungen muß eine gute Erdung des BWO sowie ein hinreichender Kühlwasserfluß sichergestellt werden. Durch langsames manuelles Hochregeln des Kathodenheizstromes innerhalb von 3 Minuten auf wenig unter den im entsprechenden Datenblatt spezifizierten Maximalwert wird die Kathode geheizt. Zunächst muß die Röhre im Magnetfeld so ausgerichtet werden, daß der Elektronenstrahl parallel zum Magnetfeld orientiert ist. Dazu wird nach Einschalten des Amplitudenmodulators über den Rechner eine konstante, nicht zu hohe negative Spannung an die Kathode angelegt und der BWO bei zumindest provisorisch justierter Detektorlinse im Magnetfeld über Justierschrauben so lange um zwei Achsen gedreht, bis am Detektor ein maximales Signal gemessen wird. Jeder Spannung, die an die Kathode angelegt wird, entspricht ein Anodenstrom, der einen im Datenblatt angegebenen Wert nicht übersteigen darf und der empfindlich von dem Kathodenheizstrom abhängt. Die spezifizierten Kathodenspannungen werden ansteigend nacheinander eingestellt und der Heizstrom jeweils so nachgeregelt, daß der angegebene Anodenstrom auch für die höchste Spannung nicht überschritten wird. Bei längerem Betrieb eines BWOs sollte diese Nachregelung hin und wieder überprüft werden. Während ein BWO über Stunden mit geheizter Kathode ohne schädliche Auswirkungen belassen werden kann, sollte die Röhre wegen der begrenzten Lebensdauer nicht länger als notwendig bei angelegter Hochspannung und damit bei Wellenerzeugung betrieben werden.

Wird eine Röhre zum ersten Mal in Betrieb genommen, muß eine Hochspannungsfrequenzeichung vorgenommen werden. Dazu werden bei diversen, über den Rechner konstant angelegten Anodenspannungen die jeweiligen Wellenlängen der emittierten SMMW mit dem Fabry-Perot-Interferometer gemessen. Durch die Meßpunkte wird ein Polynomfit gelegt, dessen Koeffizienten in das Steuerungsprogramm der BWOs eingegeben werden.

Die Qualität der Phasenmessung hängt entscheidend davon ab, wie genau beim Aufbau des Spektrometers die beiden Spiegel bzw. Drahtgitter, die die beiden Teilstrahlen ausblenden und zusammenführen, jeweils mit der Normalen im Winkel von 45° zum Strahlengang in der Strahlebene orientiert worden sind (vgl. Kap. 4.4.3). Dies wird mit einem optischen Laser überprüft, der in Strahlhöhe und -richtung vor den BWO in den Strahlengang gebracht wird. Bei der Reflexion an Modulator- und Phasenschieberspiegel bzw. an Spiegeln, die anstelle der Drahtgitter in die Halter gebracht werden, darf sich die Höhe des Strahles nicht ändern, eingehender und reflektierter Strahl müssen einen Winkel von genau 90° bilden. Dazu läßt sich die Verkipfung der vier Komponenten mit Verstellerschrauben verändern.

Um das Gaußsche Strahlprofil nicht zu stören, ist bei der Justierung der Linsen darauf zu achten, daß sie nicht verdreht werden, sondern daß die Linsennormale immer in Strahlrichtung zeigt. Zunächst werden Antennen- und Detektorlinse bei einer konstant angelegten Hochspannung und herausgeklappten Gittern G_1 und G_4 solange justiert, bis am Detektor ein maximales Signal zu messen ist. Bei Verwendung des Elektromagneten ist nach

L_A zusätzlich der Spiegel zu justieren, der den Strahl in das Spektrometer einblendet. Die Justierung der beiden Proben- und Referenzlinsen $L_{P1,2}$ und $L_{R1,2}$ erfolgt jeweils einzeln bei ausgeblendetem anderen Teilstrahl, ihr Abstand ist durch die Forderung $d=f_1+f_2$ (vgl. Kap. 4.1) festgelegt. Bei gut justierten $L_{P1,2}$ und $L_{R1,2}$ ist die Signalstärke der beiden Teilstrahlen je nach Frequenz mit Linsen 30-50% größer als ohne Linsen.

Für die Phasenmessung muß die Intensität der beiden Teilstrahlen gleich sein, zudem muß eine gute Interferenz gewährleistet sein. Zunächst wird G_2 auf die gewünschte Polarisationsrichtung gestellt. Bei ausgeblendetem Referenzstrahl wird G_3 durch Einstellen der maximalen Reflektivität in die 90° dazu verdrehte Orientierung gebracht. G_1 wird bei herausgeklappten G_4 so orientiert, daß beide Teilstrahlen gleiche Intensität haben. An G_4 interferieren beide Teilstrahlen, es wird so gedreht, daß im Detektor ein Minimum gemessen wird. Durch Verschieben des Modulatorspiegels mit der Mikrometerschraube sollte nun ein Stehwelligkeitsmuster ähnlich zum Fabry-Perot-Interferometer zu sehen sein, d.h. eine Abfolge von Intensitätsminima und -maxima im Detektor, deren Quotient Q den Qualitätswert des Spektrometers angibt. Durch Nachjustieren wird nun die destruktive Interferenz in einem solchen Minimum weiter verbessert: Zunächst durch Drehen von G_4 , dann vor allem durch L_{R1} und L_{R2} , um den Probenstrahl in seiner maximalen Intensität nicht zu verändern. Zuletzt muß die gleiche Intensität beider Teilstrahlen mit G_1 nachgeregelt werden. Ein gut justiertes Spektrometer hat für Frequenzen von 100-200 GHz einen Q -Wert von 100-200, bei 300 GHz etwa 30-60 und bei 600 GHz 10-20. Ein zur Messung in den Probenstrahl gebrachtes Substrat der Dicke d und der Brechzahl n mit oder ohne Film verlängert den optischen Weg dieses Strahles. Diese Verlängerung des optischen Weges im Probenstrahl beträgt $(n \cdot d)$ und muß durch den Phasenschieber durch eine Bewegung nach hinten von dem Referenzstrahl weg ausgeglichen werden, um wieder in der Weißlichtposition zu sein. Daher wird mit der Mikrometerschraube am Phasenmodulator die Weißlichtposition bei leerer Probenblende so eingestellt, daß der Phasenschieber möglichst weit vorne ist.

Mit dem Steuerungsprogramm kann ein frei wählbarer Hochspannungs-/Frequenzbereich durchgeföhren werden und so bei verschlossenem Referenzstrahl die Transmission, d.h. das Signal im Detektor in Abhängigkeit von der Frequenz gemessen werden. Nach Abstellen des Zerhackers, Einschalten des Phasenmodulators und Phasenschiebers sowie Öffnen des Referenzstrahles kann im Phasenmeßmodus auf die gleiche Weise die Phase in Abhängigkeit von der Frequenz gemessen werden. Dabei wird in jedem Frequenzpunkt der Phasenschieber so geregelt, daß im Detektor ein minimales Signal gemessen wird. Die entsprechende Position des Spiegels ergibt die Phasenverschiebung und wird in Abhängigkeit von der Frequenz aufgenommen. Nur in der Weißlichtposition, in der die optischen Weglängen beider Teilstrahlen bis auf eine halbe Wellenlänge gleich sind, ist die Phasenverschiebung des Spektrometers ohne Probe nahezu frequenzunabhängig. Sind in einem der beiden Teilstrahlen ein oder mehrere Wellenzüge mehr als in den anderen, so ergibt sich für die Phase in Abhängigkeit von der Frequenz eine monoton steigende bzw. fallende Funktion. Zum Auffinden der Weißlichtposition wird der Modulatorspiegel mit der Mikrometerschraube so lange verschoben, bis die bei leerer Probenblende in Abhängigkeit von der Frequenz gemessene Phase nahezu konstant ist.

Der Raumtemperaturprobenhalter wird so zwischen den beiden Probenlinsen justiert, daß sich ein Intensitätsmaximum ergibt. Für Messungen bis 4 K wird der zweite Probenhalter fest in dem Kryostaten montiert, der gesamte Kryostat justiert und anschließend mit einer Halteklammer auf dem optischen Tisch fixiert. Für den Kryostaten muß die Intensität der beiden Teilstrahlen mit G_1 neu abgeglichen werden, durch Nachjustieren von $L_{R1,2}$ kann der leicht abgefallene Q-Wert wieder verbessert werden.

4.3.1 Spektroskopie bei konstanter Temperatur

Die Transmission durch eine Probe kann grundsätzlich bei konstanter Temperatur in Abhängigkeit von der Frequenz oder bei konstanter Frequenz in Abhängigkeit von der Temperatur gemessen werden. Bei der Messung der Amplitudentransmission in Abhängigkeit von der Frequenz wird bei konstanter Temperatur und ausgeblendetem Referenzstrahl das Detektorsignal für die Transmission jeweils mit und ohne Probe vor der Probenblende in Abhängigkeit von der Frequenz gemessen. Der für jeden Frequenzpunkt gebildete Quotient aus dem Signal mit und ohne Probe ergibt unter Berücksichtigung eines eventuell für die Kalibrierung benutzten Abschwächers das Transmissionsspektrum der Amplitude $Tr(f)$.

Für die Messung der Transmission muß die Leistung des benutzten BWOs in jedem Frequenzpunkt zwischen Proben- und Referenzmessung möglichst konstant bleiben. Um eine zeitliche oder thermische Drift der Leistung zu verhindern, sollte die Kathode des BWOs mindestens eine halbe Stunde vor Messungsbeginn geheizt werden. Zudem sollte bei längeren Pausen, etwa aufgrund der Einstellung einer neuen Temperatur, das Frequenzspektrum vor der eigentlichen Messung ein- bis zweimal durchgeföhren werden. Der BWO für die höchsten Frequenzen bis 700 GHz neigt bei zu hohem Heizstrom dazu, während des Durchfahrens des Frequenzspektrums in eine höhere Mode der Interdigitalleitung mit niedrigerer Leistung zu springen, was zu Sprüngen in den Transmissionsspektren föhrt. Dies kann durch ein leichtes Absenken des Heizstromes vermieden werden. Stehende Wellen machen sich in diesen Spektren durch mehr oder weniger starke Oszillationen der Meßpunkte um die Hauptstruktur bemerkbar (vgl. Kap. 4.4.1). Bei gut justiertem Spektrometer und ggf. durch leichtes Drehen des Probenhalters im Kryostaten lassen sich diese Stehwellen jedoch weitgehend vermeiden. Da SMMW von Wasserdampf absorbiert werden, ist vor allem im Sommer bei feuchter Wetterlage eine empfindliche Abhängigkeit des Detektorsignals von Luftbewegungen im Meßlabor zu beobachten, die sich durch Geschlossenhalten von Türen und Fenstern vermeiden lassen. Eine weitere Verbesserung wäre möglich, wenn die Messungen unter einer Haube in Schutzgasatmosphäre durchgeföhrt würden. Zudem sind Erschütterungen während der Messung sowie eine direkte Sonneneinstrahlung auf den Detektor durch teilweises Verdunkeln des Raumes zu vermeiden.

Bei der Messung der Phase des Transmissionsfaktors in Abhängigkeit von der Frequenz wird ebenfalls eine Messung mit und eine Kalibrierung ohne Probe durchgeführt. Für ein 0.5 mm dickes NdGaO₃-Substrat mit $n=4.6$ beträgt die Verlängerung der optischen Weglänge im Probenstrahl $(n-1)d=1.8$ mm und kann durch eine Bewegung des Phasenschiebers um ca. $1.8 \text{ mm}/\sqrt{2} \approx 1.3$ mm nach hinten ausgeglichen werden. Für ein 1 mm dickes NdGaO₃-Substrat reicht der verschiebbare Bereich des Phasenschiebers von 2 mm nicht aus, um den optischen Gangunterschied zu kompensieren. Für dickere Substrate wird daher zusätzlich der Phasenmodulator zwischen Kalibrier- und Probenmessung um ein festes, im Steuerungsprogramm anzugebendes Stück ΔM nach vorne gefahren. Die Phasenverschiebung wird in Einheiten von cm als $(2\pi nd)$ angegeben, so daß sie mit der im SMMW-Bereich wie im infraroten Bereich als $k=\lambda^{-1}$ in Einheiten von cm^{-1} definierten Wellenzahl multipliziert die Phasenverschiebung in Radianten ergibt. Aus Darstellungsgründen wird in den Frequenzspektren der Phase auf die zu einem monoton steigenden Verhalten führende Multiplikation mit k verzichtet. Das Phasenspektrum $\varphi(f)$ ergibt sich aus der in jedem einzelnen Frequenzpunkt zwischen Proben- und Kalibrierung gebildeten Differenz der am Phasenschieber abgegriffenen Spannung $\Delta U(f)$ und einer für dickere Substrate möglichen Modulatorverschiebung ΔM zu (E_p =Eichfaktor des Phasenschiebers):

$$\varphi(f) = 2\pi \left(\Delta U(f) E_p - \sqrt{2} \Delta M + d \right) \quad (24)$$

Mißt man die Transmission eines 0.5 mm dicken Substrates ohne Film in Amplitude und Phase und wertet nach Kap. 4.4.1 $\text{Tr}(f)$ aus, so läßt sich $\varphi(f)$ mit den gewonnenen Werten für n und den Absorptionskoeffizienten k nicht anpassen. Vielmehr ergibt sich eine leichte Verschiebung des gemessenen Spektrums zu höheren Werten, die bei gut justiertem Spektrometer kleiner als 0.5% des Absolutwertes der Phase ist. Diese leicht temperaturabhängige Diskrepanz, die für ein 1 mm dickes Substrat auf 1% anwächst, wird durch das Substrat mit seinem relativ hohen Brechungsindex verursacht, das zu einer Verzerrung des Gaußstrahles im Verhältnis zum Probenstrahl ohne Substrat führt (vgl. Kap. 4.4.3). Da die genaue Kenntnis der Phasentransmission für die Messung einer Schicht im supraleitenden Zustand wichtig ist, wurde dieser systematische Fehler deutlich oberhalb der Sprungtemperatur, für YBCO bzw. BSCCO etwa bei 120 K, durch eine Korrektur des Eichfaktors des Phasenschiebers zu kleineren Werten in derselben Größenordnung kompensiert.

Verschiedene Substratmaterialien wie NdGaO₃ oder Saphir sind optisch anisotrop, d.h. die Brechzahl n ist entlang verschiedener kristallographischer Richtungen unterschiedlich. Durch die auftretende Doppelbrechung sind eingestrahelte linear polarisierte Wellen nach der Transmission im allgemeinen elliptisch polarisiert, nur wenn die Polarisationsrichtung parallel zu einer optischen Achse verläuft, sind auch die transmittierten Wellen linear polarisiert. Um Materialien auf eine mögliche Anisotropie zu untersuchen bzw. um die Lage der optischen Achsen aufzufinden, werden G_2 und G_3 parallel zueinander auf Kreuzpolarisation eingestellt. Beim Drehen des zu untersuchenden Substrates im Raumtemperaturprobenhalter hinter der Blende treten für ein anisotropes Medium Transmissionsminima und -maxima in Abhängigkeit vom Drehwinkel auf, während für ein isotropes Medium ein gleichbleibend minimales Signal gemessen wird. Ein Transmissionsminimum entspricht einer parallelen Polarisation der eingestrahelten Wellen zu der entsprechenden optischen Achse, ein Maximum einer um 45° verdrehten Orientierung.

4.3.2 Spektroskopie bei konstanter Frequenz

Für die Messung der Transmission durch eine supraleitende Schicht auf einem Substrat in Abhängigkeit von der Temperatur wird eine Frequenz ausgewählt, die einem Minimum in $\text{Tr}(f)$ entspricht (vgl. Abb. 12), weil in diesem Teil des Frequenzspektrums die Einflüsse von stehenden Wellen erfahrungsgemäß am geringsten sind. Nach der Abkühlung der Probe auf 4 K wird die Amplitudentransmission bei geschlossenem Referenzstrahl und eingeschalteten Zerhacker mit fest eingestellter Frequenz während der langsamen Erwärmung in Abhängigkeit von der Temperatur durch das Steuerungsprogramm gemessen. Die durch den Heizer unterstützte Erwärmung von 4 K auf 90 K dauert etwa 30 Minuten, während der alle 10 K kurze Kalibriermessungen ohne Probe im Strahl durchgeführt werden. Bei sich nur wenig ändernden Kalibriermeßpunkten werden diese gemittelt, sonst werden die Meßpunkte durch eine Polynomfunktion genähert. Das Transmissionsspektrum in Abhängigkeit von der Temperatur $\text{Tr}(T)$ wird als Quotient aus Probenmeßwert und Kalibrierwert bei jeweils gleicher Temperatur unter Berücksichtigung eines eventuell für die Kalibriermessung verwendeten Abschwächers bestimmt.

Bei der Phasenmessung wird bei offenem Referenzstrahl und eingeschaltetem Phasenmodulator und -schieber analog verfahren, wobei die Kalibriermessung stärker von der Temperatur abhängt und daher alle 5 K durchgeführt wird. Die Kalibriermeßpunkte werden durch eine Polynomfunktion genähert, das Phasenspektrum $\varphi(T)$ ergibt sich nach (24). Um bei der Auswertung der Spektren Phasen- und Transmissionswerte bei jeweils gleichen Temperaturen zu haben, werden beide Spektren zu äquidistanten Temperaturpunkten gemittelt.

4.4 Auswertung der Spektren

4.4.1 Impedanztransformationen

Zur Auswertung der Spektren muß der komplexe Transmissionskoeffizient t einer Gaußförmigen elektromagnetischen Welle durch ein senkrecht zur Ausbreitungsrichtung liegendes Paket von Schichten unterschiedlicher Dicke und dielektrischer Eigenschaften berechnet werden. Da die Probe in der Strahltaile von L_{p1} angeordnet ist, in der die Flächen gleicher Phase bzw. Amplitude eine Ebene senkrecht zur Ausbreitung bilden, kann der Gaußstrahl für diesen Fall durch eine ebene Welle approximiert werden. Aus den Maxwell'schen Gleichungen und den Stetigkeitsbedingungen für die elektrischen und magnetischen Felder an den einzelnen Grenzflächen läßt sich t bestimmen. Für den senkrechten Durchgang einer ebenen Welle durch eine einzelne Schicht der Dicke d mit dem komplexen Brechungsindex n_2^* , eingebettet in zwei halb-unendliche Medien mit n_1^* bzw. n_3^* , gilt nach G.B. Airy für t [112-114]:

$$t = \frac{t_{12}t_{23}e^{ik_2d}}{1+r_{12}r_{23}e^{2ik_2d}} \quad (25)$$

$k_i = k_0 n_i^*$, $k_0 = 2\pi/\lambda$, $n_i^* = n_i + i\kappa_i$, n_i ist die Brechzahl, κ_i der Absorptionskoeffizient des entsprechenden Mediums. r_{ij} bzw. t_{ij} sind die komplexen Fresnelschen Reflexions- bzw. Transmissionskoeffizienten für die Amplitude einer elektromagnetischen Welle an der Grenzfläche zweier Medien mit n_i^* und n_j^* . Für senkrechten Einfall gilt:

$$r_{ij} = \frac{n_i^* - n_j^*}{n_i^* + n_j^*} = \frac{k_i - k_j}{k_i + k_j} \quad (26)$$

$$t_{ij} = \frac{2n_i^*}{n_i^* + n_j^*} = \frac{2k_i}{k_i + k_j}$$

Mit (26) läßt sich (25) für $n_1^* = n_3^*$ umschreiben zu:

$$t = \frac{4k_1k_2}{(k_1+k_2)^2 e^{-ik_2d} - (k_1-k_2)^2 e^{ik_2d}} \quad (27)$$

Der Betrag der Transmission Tr ist $|t|^2$, die Phase φ ist $\arg(t)$. Für eine dielektrische Schicht mit einem kleinen Absorptionskoeffizienten ($\kappa_2 \ll n_2$) ist $n_2^* \approx n_2$, dann wird Tr und φ (c =Lichtgeschwindigkeit):

$$Tr = \frac{t_{12}^2 t_{23}^2}{1 + r_{12}^2 r_{23}^2 + 2r_{12}r_{23} \cos(4\pi n_2 df/c)} \quad (28)$$

$$\tan \varphi = \frac{1 - r_{12} r_{23}}{1 + r_{12} r_{23}} \tan(2\pi n_2 df/c) \quad (29)$$

Die Transmission und Phase ändert sich periodisch mit steigender Frequenz f und Schichtdicke d . Allgemein gilt $-1 < r_{12}r_{23} < 0$, daher wird $Tr(f)$ maximal für $f = ac/(2n_2d)$, $a=0,1,2,\dots$. An dieser Stelle hat $\varphi(f)$ einen Vorzeichenwechsel von minus nach plus. $Tr(f)$ wird minimal für $f = (2a+1)c/(4n_2d)$, dort ändert $\varphi(f)$ sein Vorzeichen von plus nach minus. Die Gesamtphasenverschiebung ist die Summe aus (29) und der Phasenverschiebung $\varphi_0 = 2\pi nd$ in der Schicht. Wenn die optische Weglänge in der Schicht von der Größenordnung der Wellenlänge ist, ergibt sich ein für eine planparallele Platte typisches Muster stehender Wellen, wie es auch bei einem Fabry-Perot-Interferometer zu beobachten ist (Abb. 12). Die Periodizität dieser Oszillationen wird durch d und n des Substrates festgelegt. Einem Maximum in $Tr(f)$ entspricht der steile Durchgang von $\varphi(f)$ durch $\varphi_0 = 1.45$ mit positiver Steigung, bei einem Minimum in $Tr(f)$ schneidet $\varphi(f)$ φ_0 entsprechend mit negativer Steigung.

Mit k_i aus den Maxwell'schen Wellengleichungen und dem Ohmschen Gesetz kann (25) für eine metallische Schicht erweitert werden:

$$k_i = -i\sqrt{i\omega\mu_0\sigma - \epsilon_0\mu_0\omega^2} \quad (30)$$

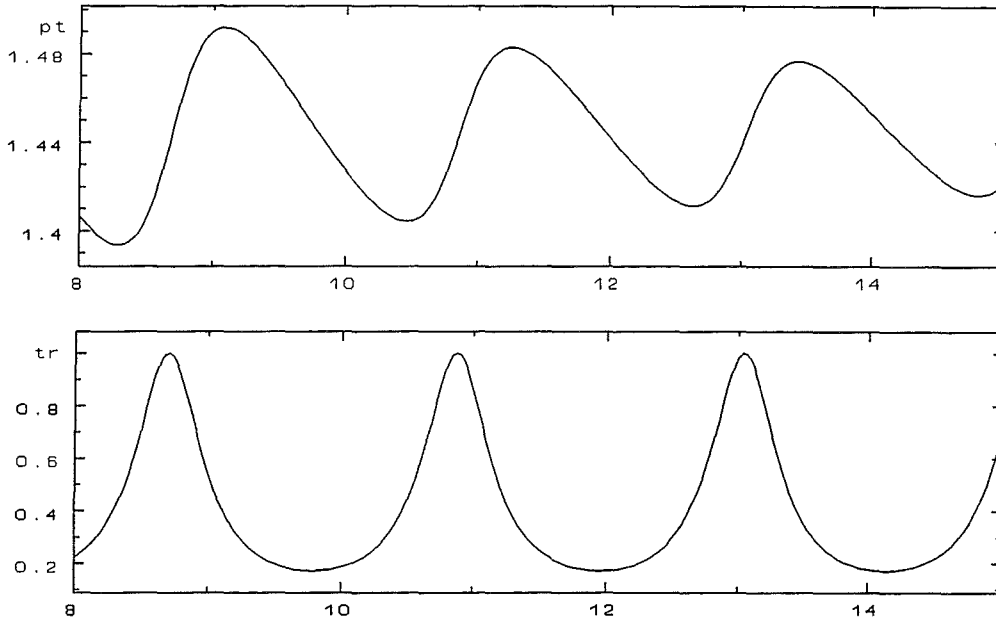


Abb. 12: $Tr(f)$ und $\varphi(f)$ eines Substrates ($d=0.5$ mm, $n=4.6$, $\kappa=0$) nach (28). f ist in Wellenzahlen $1/\lambda$ [1/cm] angegeben, multipliziert mit 30 ergibt sich f in [GHz].

Für eine supraleitende Schicht wird σ in (30) durch die komplexe Leitfähigkeit $\sigma = \sigma_1 + i\sigma_2$ ersetzt, für σ_2 gilt im Grenzfall kleiner Frequenzen nach der Londontheorie $\sigma_2 = (\omega\mu_0\lambda_L^2)^{-1}$ mit der Londonschen Eindringtiefe λ_L für das elektromagnetische Feld ((5)). Formal wird für größere Frequenzen $\lambda_E = (\omega\mu_0\sigma_2)^{-1/2}$ gesetzt. Für kleine Frequenzen gilt somit $\lambda_E = \lambda_L$, mit steigenden Frequenzen kommt es zu Abweichungen, die noch diskutiert werden.

Betrachtet man eine einfache supraleitende Schicht in Luft oder Vakuum, so wird $k_1 = k_3 = k_0$, k_2 aus (30) kann mit $\sigma_1 \ll \sigma_2$ genähert werden:

$$k_2 = -\frac{i}{\lambda_E} \sqrt{1 - \frac{\omega\epsilon_0}{\sigma_2} + i\frac{\sigma_1}{\sigma_2}} \approx -\frac{i}{\lambda_E} \left(1 + \frac{i}{2} \frac{\sigma_1}{\sigma_2}\right) \quad (31)$$

Damit ergibt sich aus (27) eine Näherungsformel für Tr und φ in Einheiten von [rad] durch eine supraleitende Schicht [115]:

$$Tr = \left(\frac{2\lambda_E \omega}{c \sinh d / \lambda_E} \right)^2 \quad (32)$$

$$\varphi = -\frac{\pi}{2} + \sigma_1 \omega \mu_0 \lambda_E^2 \quad (33)$$

Tr ist für $\sigma_1 \ll \sigma_2$, also bei niedrigen Temperaturen, nicht von σ_1 abhängig und steigt quadratisch mit der Meßfrequenz und der Eindringtiefe λ_E an (vgl. Abb. 21 und Abb. 22). Für nicht verschwindende Werte von σ_1 für kleine Temperaturen ergeben sich in φ Abweichungen von der Phasenverschiebung $-\pi/2$ eines idealen Supraleiters.

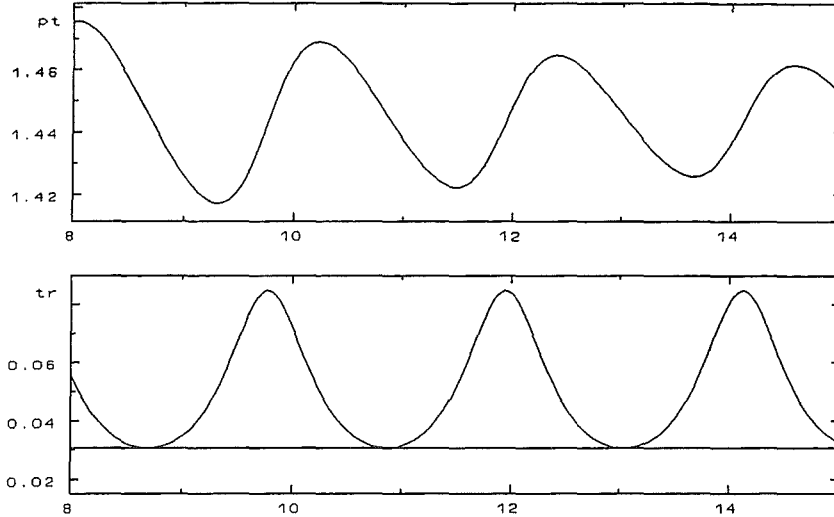


Abb. 13: $Tr(f)$ und $\varphi(f)$ für ein Substrat ($d=0.5$ mm, $n=4.6$, $\kappa=0$) mit normalleitender Schicht ($d=50$ nm, $\sigma=5000$ $\mu\Omega\text{cm}$) sowie für die einzelne Schicht.

Für ein System aus zwei Schichten erweitert sich (25) zu [116][117]:

$$t = \frac{t_{12}t_{23}t_{31}e^{i(k_1+k_2)}}{1+r_{12}r_{23}e^{2ik_2}+r_{12}r_{31}e^{2i(k_2+k_3)}+r_{23}r_{31}e^{2ik_2}} \quad (34)$$

Abb. 13 zeigt $Tr(f)$ und $\varphi(f)$ für ein Substrat mit einer normalleitenden Schicht im Vergleich zu $Tr(f)$ für die einzelne Schicht ohne Substrat, $\varphi(f)$ dieser Schicht ist Null. Während für eine normalleitende Schicht das Niveau von $Tr(f)$ von Schicht und Substrat in den Minima durch die Leitfähigkeit des Filmes bestimmt wird, wird für eine supraleitende Schicht $Tr(f)$ in den Minima nach (32) weitgehend durch λ_E festgelegt.

Zur Auswertung der gemessenen $Tr(f)$ - und $\varphi(f)$ -Spektren einer supraleitenden Schicht auf einem Substrat wurden die Parameter von (34) so lange variiert, bis sich eine größtmögliche Übereinstimmung zwischen Messung und Berechnung ergab. Die Dicke des Substrates wurde mit einer Mikrometerschraube gemessen, die Schichtdicke ergab sich aus RBS-Messungen. $n(T)$ und $\kappa(T)$ der verwendeten Substratmaterialien wurde aus separaten Messungen an Substraten ohne Film bestimmt. Für den normalleitenden Fall wurde für $\sigma(T)$ ein Drudeansatz verwendet (vgl. (43)), bei dem σ_1 und die Streurrate τ^{-1} der Elektronen in die Simulation eingehen. Für sehr klein werdende Streuraten in der Größenordnung der Meßfrequenz ergeben sich wegen der nicht mehr vernachlässigbaren komplexen Leitfähigkeit σ_2 Abweichungen in $\varphi(f)$. Für den supraleitenden Zustand gehen σ_1 und σ_2 der Schicht in die Simulation ein.

Bei der Auswertung der temperaturabhängigen Spektren $Tr(T)$ und $\varphi(T)$ für den supraleitenden Zustand werden aus den jeweils zu einer Temperatur gehörenden Transmissions- und Phasenmeßpunkten durch Umkehrung von (34) σ_1 und σ_2 für diese Temperatur direkt bestimmt. In diese Berechnung gehen die aus einer separaten Messung bestimmten temperaturabhängigen $n(T)$ und $\kappa(T)$ des Substrates ein.

4.4.2 Optische Anisotropie

Nur kubische Kristallsysteme sind optisch isotrop, d.h. die Brechzahl n ist in allen Raumrichtungen gleich. In allen anderen Systemen beobachtet man eine mehr oder weniger starke Abhängigkeit der Brechzahl n von der jeweiligen Richtung im Kristall, entlang der das elektrische Feld der eingestrahlten Welle schwingt (Polarisationsrichtung). Die Abhängigkeit von n von der Polarisationsrichtung wird für einen orthorhombischen Kristall (z.B. NdGaO_3) durch einen Ellipsoid beschrieben, dessen senkrecht zueinander stehende optische Achsen fest im Kristall orientiert sind und deren Länge n_x , n_y und n_z beträgt:

$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} = 1 \quad (35)$$

Für trigonale (Quarz), hexagonale (Saphir) oder tetragonale Systeme werden in (35) zwei n_i identisch. Diesen Fall nennt man Doppelbrechung, die optischen Eigenschaften eines doppelbrechenden Mediums werden durch eine optische Hauptachse mit $n_x = n_e$ für die Polarisation des elektrischen Feldes parallel zur Hauptachse sowie durch $n_o = n_y = n_z$ für eine Polarisation senkrecht dazu charakterisiert. Für optisch positive Medien gilt $n_e > n_o$, für optisch negative entsprechend $n_e < n_o$. Der Durchgang eines Strahles mit beliebig orientierter linearer Polarisation durch ein optisch anisotropes Medium kann durch vektorielle Zerlegung des auftreffenden Strahles in Teilstrahlen mit Polarisationsrichtungen entlang der jeweiligen optischen Achsen beschrieben werden. Aus den mit den entsprechenden n_i gebrochenen Teilstrahlen wird der transmittierte Strahl wieder zusammengesetzt. Dadurch wird aus einem linear polarisierten Strahl im allgemeinen ein elliptisch polarisierter, nur im Fall einer Polarisationsrichtung entlang einer optischen Achse bleibt der Strahl linear polarisiert.

Ist ein zu untersuchendes doppelbrechendes Substrat so geschnitten, daß die optische Hauptachse in der Substratebene und damit senkrecht zur Transmissionsrichtung liegt, lassen sich n_e und n_o bei entsprechender Polarisation der eingestrahlten Welle direkt messen. Bildet die optische Hauptachse einen Winkel α mit der Substratoberfläche, so kann nur ε_o und ε_{eff} gemessen werden, für das nach (35) gilt:

$$\varepsilon_{eff} = \frac{\varepsilon_o}{\cos^2 \alpha (\tan^2 \alpha + \varepsilon_o / \varepsilon_e)} \quad (36)$$

Durch numerische Lösung kann daraus ε_e bestimmt werden, analog können die Absorptionskoeffizienten κ_e und κ_o berechnet werden.

4.4.3 Fehleranalyse

Für die Messung der Amplitudentransmission durch eine Probe ist eine für die Referenz- und Probenmessung möglichst gleiche Leistung der auftreffenden SMMW in den einzelnen Frequenzpunkten entscheidend. Dem wirkt eine mögliche zeitliche Veränderung der Ausgangsleistung der BWOs, stehende Wellen, Luftbewegungen bzw. Luftfeuchte entgegen. Um diese Leistungsschwankungen zwischen zwei Messungen zu messen, wurde der Quotient zweier Amplitudenspektren $A_{Tr}(f)$ durch die leere Probenhalterblende im Kryostat zwischen 250 und 350 GHz gebildet (Abb. 14). Die Abweichungen von eins liegen im mittleren Frequenzbereich der Röhre unter 0.5 % und wachsen zu den Randfrequenzen auf 1 % an, die Standardabweichung ist ca. 0.4%. Nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz gilt für den relativen Fehler eines Quotienten zweier Näherungszahlen mit Gaußförmig verteilten Fehlern [118]:

$$Q \pm \Delta Q = \frac{A \pm \Delta A}{B \pm \Delta B} \leftrightarrow \left| \frac{\Delta Q}{Q} \right|^2 = \left| \frac{\Delta A}{A} \right|^2 + \left| \frac{\Delta B}{B} \right|^2 \quad (37)$$

Somit ergibt sich für diese Röhre eine Leistungsschwankung $\Delta A_{Tr}/A_{Tr} = \Delta_R$ von 0.3%, die für die Röhre bis 700 GHz auf ca. 0.5% ansteigt. Dieser relative Fehler kann durch eine Verlängerung der Integrationsmeßdauer für jeden einzelnen Frequenzpunkt um ca. 30% gesenkt werden.

Daneben ist die Transmissionsmessung durch die Leistung des jeweiligen BWOs sowie durch das Auflösungsvermögen des Detektors beschränkt. Das bei ausgeschaltetem BWO gemessene thermische Eigenrauschen des Detektors bedeutet eine absolute untere Meßgrenze $\Delta_D = 5 \cdot 10^{-4}$ für $A_{Tr}(f)$, die für längere Integrationszeiten auf $3.5 \cdot 10^{-4}$ gesenkt werden kann. Bei einem maximalen Detektorsignal von 10 ergibt sich daraus ein dynamischer Meßbereich von 43 dB bis 45 dB.

Für $Tr(f)$ mit dem entsprechenden relativen Fehler durch die Leistungsschwankungen Δ_R jeweils von der Messung mit Probe $M_{Tr}(f)$ und der Kalibriermessung ohne Probe $C_{Tr}(f)$ gilt:

$$Tr(f) \pm \Delta_{Tr,R} = \frac{A(M_{Tr}(f) \pm \Delta M_{Tr}(f))}{C_{Tr}(f) \pm \Delta C_{Tr}(f)} \quad (38)$$

A ist dabei ein eventuell für die Kalibriermessung verwendeter Abschwächer. Aus (37) ergibt sich $\Delta_{Tr,R}(f) = \sqrt{2} Tr(f) \Delta_R$. Für alle Frequenzen lag dieser relative Fehler unterhalb der Nachweisgrenze $\Delta_{Tr,D}$ des Detektors, die sich aus dem Eigenrauschen ergibt:

$$Tr(f) \pm \Delta_{Tr,D} = \frac{A(M_{Tr}(f) \pm \Delta_D)}{C_{Tr}(f) \pm \Delta_D} \quad (39)$$

$$\Delta_{Tr,D} \approx \frac{A \Delta_D}{C_{Tr}} \quad \text{für } M_{Tr} \ll C_{Tr} \quad (40)$$

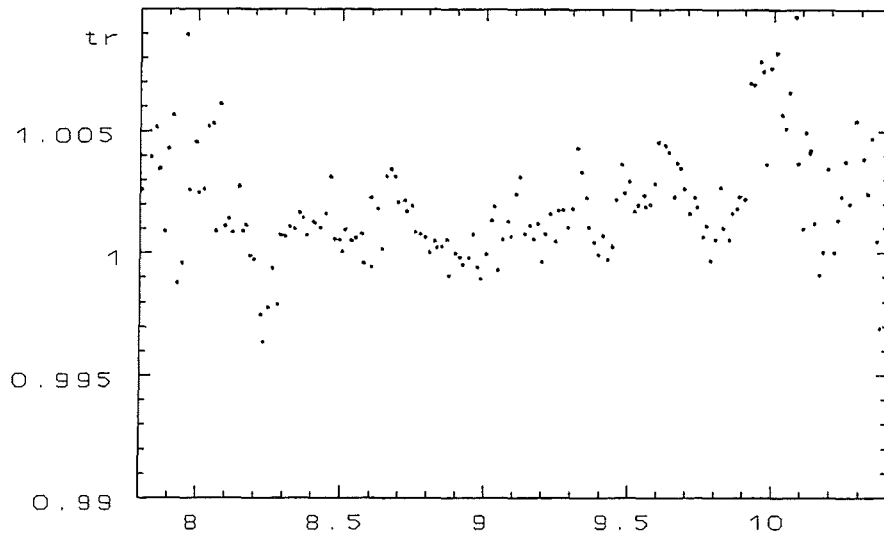


Abb. 14: Quotient zweier Amplituden-Transmissionsspektren durch die leere Probenhalterblende im Kryostat von 250-350 GHz.

Verschließt man die Probenhalterblende mit einem verspiegelten Blech, so läßt sich das parasitäre Signal messen, das durch die in der Probenkammer bzw. in der Vakuumkammer des Kryostaten an der Probe vorbeiwandernden Wellen verursacht wird. Dieses Signal ist bei verschiedenen Frequenzen und ungedämpfter Leistung des BWOs mit maximal 0.002 wenig über Δ_D . Somit gehen fast alle bei der Probenmessung und Referenzmessung detektierten Wellen durch die Probenhalterblende hindurch. Stehende Wellen können nur durch unterschiedliche Mehrfachreflexionen für Proben- und Referenzmessung verursacht werden, also durch Reflexionen an der im supraleitenden Zustand fast vollständig reflektierenden Probe, die neben den Reflexionen an Fenstern, Linsen und Gittern bei der Probenmessung zusätzlich auftreten. Diese Reflexionen lassen sich bei diesem Aufbau nur schwerlich weiter reduzieren. Eine Möglichkeit ist eine zur optischen Achse verkippte Anordnung der Fenster sowie die Verwendung einer Spiegeloptik mit parabolischen Spiegeln. Der Transmissionsfaktor der Abschwächerfolien ist in den Frequenzbereichen der jeweiligen Messungen nahezu frequenzunabhängig, so daß sich aus einer konstant angenommenen Abschwächung A keine weitere Fehlerquelle ergibt.

In Abb. 15 bis Abb. 20 sind die Transmissionsspektren $Tr(f)$ einer 75 nm dicken YBCO-Schicht auf einem 0.514 mm dicken (110) NdGaO₃-Substrat (Probe 2411) bei 100 K sowie im supraleitenden Zustand bei 5 K dargestellt. Für die Kalibriermessungen wurden die entsprechenden Abschwächer A so gewählt, daß C_{Tr} im Mittel 5 wurde. Das Intensitätsmaximum in $Tr(f)$ bei 165 GHz entspricht nach (28) der dritten Ordnung, das Maximum bei 290 GHz der fünften und das bei 600 GHz der zehnten Ordnung. Nach Abb. 13 sind die minimalen $Tr(f)$ -Werte fast ausschließlich durch die Filmeigenschaften bestimmt, während die Maxima auch von dem Absorptionskoeffizienten κ abhängen, dessen genaue Bestimmung wegen des kleinen Wertes für κ schwierig ist. Die Abweichungen ΔTr um Tr_{min} (vgl. Tab. 1) wurden daher in den entsprechenden Minima von $Tr(f)$ bestimmt, wobei wegen der stark

f [GHz]	T [K]	ΔTr	Tr_{\min}	A	$\Delta_{Tr,D}$	$\Delta\varphi$ [cm]	$\Delta\lambda_E$ [nm]	$\Delta\sigma_1/\sigma_1$
190	5	$3 \cdot 10^{-6}$	$1.7 \cdot 10^{-5}$	0.03	$3 \cdot 10^{-6}$	0.005	10	0.6
190	60	$3 \cdot 10^{-6}$	$3.1 \cdot 10^{-5}$	0.03	$3 \cdot 10^{-6}$	0.005	10	0.18
255	5	$3 \cdot 10^{-6}$	$2.8 \cdot 10^{-5}$	0.03	$3 \cdot 10^{-6}$	0.005	5	0.5
255	60	$7 \cdot 10^{-6}$	$4.9 \cdot 10^{-5}$	0.03	$3 \cdot 10^{-6}$	0.003	8	0.15
570	5	$7 \cdot 10^{-6}$	$1.5 \cdot 10^{-4}$	0.1	$7 \cdot 10^{-6}$	0.005	3	0.4
570	75	$4.1 \cdot 10^{-5}$	$4.2 \cdot 10^{-4}$	0.1	$7 \cdot 10^{-6}$	0.003	6	0.1

Tab. 1: Bei verschiedenen Frequenzen und Temperaturen gemessene Tr_{\min} - und Δ_{Tr} -Werte von Probe 2411. Die Auflösung des Detektors $\Delta_{D,Tr}$ ergibt sich aus (40), die Fehler $\Delta\lambda_E$ aus Tr_{\min} und Δ_{Tr} nach (33). Die relativen Fehler $\Delta\sigma_1/\sigma_1$ wurden nach (32) aus $\Delta\varphi$ und $\Delta\lambda_E$ errechnet.

abnehmenden Röhrenleistung für $f < 165$ GHz bzw. $f > 590$ GHz und der sich daraus ergebenden starken Streuung der $Tr(f)$ -Werte für diese Röhren die Minima bei 190 GHz bzw. 570 GHz ausgewertet wurden (Abb. 16, Abb. 20). Für alle Frequenzen ist die Meßgenauigkeit von $Tr(f)$ für kleine Temperaturen allein durch das nach (40) bestimmte Eigenrauschen des Detektors $\Delta_{Tr,D}$ begrenzt. Die Dicke der zu messenden Schicht wurde so gewählt, daß für alle Frequenzen die Transmission bei 5 K im Minimum deutlich über $\Delta_{Tr,D}$ liegt. Da die Auswertung der Spektren nur in den Intensitätsmaxima wegen des großen Einflusses von κ größere Fehler verursacht, ergibt sich aus $\Delta_{Tr,D}$ eine maximal noch meßbare Schichtdicke, die für YBCO etwa 80-100 nm und für BSCCO 200-250 nm beträgt. Eine Verbesserung der Auflösung in der Amplitudentransmission wäre beispielsweise mit einem stickstoffgekühlten Siliziumbolometer als Detektor möglich. Für den supraleitenden Zustand wächst ΔTr mit steigenden Temperaturen auf mehrere $\Delta_{Tr,D}$ an.

Die Auflösung der Phasenmessung ist durch die Mechanik des Phasenschiebers begrenzt. Die kleinste mögliche Verschiebung beträgt $\Delta x_{\min} = 1 \mu\text{m}$, entsprechend einer unteren Auflösungsgrenze $\Delta_{\varphi,D} = 9 \cdot 10^{-4}$ cm in $\varphi(f)$. Das sind bei 300 GHz $9 \cdot 10^{-3}$ rad oder 0.5° , bei 600 GHz $1.8 \cdot 10^{-2}$ rad oder 1° . Die Differenz zweier Phasenmessungen $A_\varphi(f)$ durch die leere Probenhalterblende im Kryostat ist ein Maß für das Eigenrauschen der Phasenmessung. Während die Einzelspektren $A_\varphi(f)$ um etwa 0.2 cm variieren, ist die Differenz bei gut justiertem Spektrometer konstant Null. Zusätzlich ergeben sich Abweichungen in $\varphi(f)$ durch einen nicht reproduzierbaren Abgriff der Potentiometerspannung am Phasenschieber nach einer Vor- und Zurückbewegung um gleiche Vielfache von Δx_{\min} für die einzelnen $A_\varphi(f)$, die jedoch deutlich unterhalb von $\Delta_{\varphi,D}$ liegen.

In allen Phasenspektren beobachtet man für den supraleitenden Zustand eine Abnahme der Phasenverschiebung, die gemäß (33) für einen idealen Supraleiter bis zu $\pi/2$ beträgt. Daneben tritt eine relativ große Streuung der gemessenen Werte $\varphi(f)$ um die Simulation auf,

die für den Frequenzbereich, der einem Maximum in $\text{Tr}(f)$ bzw. dem starken Ansteigen in $\varphi(f)$ entspricht, geringer werden. Die Abweichungen außerhalb dieses Frequenzbereiches betragen für 165 GHz bis zu 0.05 cm für 5 K, für 290 GHz und 600 GHz etwa 0.01 cm bei 5 K und liegen damit deutlich oberhalb der Nachweisgrenze $\Delta_{\varphi,D}$. Da $\varphi(f)$ eines Substrates ohne Film wesentlich genauer der Simulation entspricht, sind vermutlich die bei der Probenmessung auftretenden zusätzlichen Reflexionen an der Schicht Ursache der Abweichungen. Wird die Simulation von $\varphi(f)$ in dem einem Maximum in $\text{Tr}(f)$ entsprechenden Frequenzbereich vorgenommen, so kann der Fehler für alle Frequenzen mit $\Delta\varphi = \pm 0.005$ cm bei 5 K abgeschätzt werden, der sich für 290 GHz und 600 GHz bis 60 K bzw. 75 K halbiert (vgl. Tab. 1).

Bei der Phasenmessung an einem 0.5 mm dicken Substrat mit oder ohne Film liegt der Wert der gemessenen Phase ca. 0.5-1% über dem berechneten Wert (Vgl. Kap 4.3.1). Dieser systematische Fehler wurde durch eine entsprechende Korrektur des Eichfaktors des Phasenschiebers E_p in derselben Größenordnung zu kleineren Werten hin kompensiert. Dieser Fehler wird für dünnere Substrate, kleinere Brechzahlen n für verschiedene Substratmaterialien bzw. niedrigere Temperaturen und mit steigender Meßfrequenz kleiner. Die Ursache für diese Diskrepanz ist daher vermutlich eine mit anwachsendem n bzw. d stärker werdende Verzerrung des Gaußschen Strahlungsprofils für die Probenmessung durch das Substrat, die bei der Referenzmessung nicht auftritt. Eine weitere Ursache könnten stehende Wellen durch zusätzliche Reflexionen an der Probe sein, die ebenfalls nur bei der Probenmessung auftreten. Eine mögliche Verkippung des Spiegels am Phasenschieber aus der 45° -Position kommt als Ursache nicht in Frage, da dies zu niedrige Phasenwerte liefern würde. Zudem ist dieser Fehler bei einer angenommenen Genauigkeit der Spiegelorientierung durch den Laser von unter $\pm 0.5^\circ$ kleiner als $0.5 \cdot 10^{-4}$. Die Korrektur von E_p um ca. 0.5-1% in Abb. 15 bis Abb. 20, die zu einer Verschiebung der Phase um 0.007-0.015 cm auf die Simulation führte, wurde deutlich oberhalb von T_C vorgenommen, für YBCO und BSCCO beispielsweise bei 120 K.

Zusätzliche Fehler in $\text{Tr}(f)$ und $\varphi(f)$ könnten durch eine Verkippung der Probe bezüglich der optischen Achse auftreten, durch die die Bedingung des senkrechten Einfallens der Wellen auf die Probe in den Impedanztransformationen nicht mehr gegeben wäre. Bei einer angenommenen Verkippung um nicht mehr als $\pm 3^\circ$ ergibt sich aus der geometrischen Optik eine Abweichung im NdGaO_3 -Substrat von 0.6° von der senkrechten Inzidenz, in der YBCO-Schicht mit einer um mindestens zwei Größenordnungen größeren Brechzahl n praktisch keine Abweichung. Durch Beugung an den Gitter- und Linsenrändern sowie durch Abbildungsfehler der sphärischen Linsenflächen kann es zu Abweichungen vom Gaußschen Strahlungsprofil im Spektrometer kommen. Mit großen parabolischen Spiegeln könnten diese Beugungseffekte begrenzt werden und eine definiertere Transformation eines Gaußstrahles in einen anderen vorgenommen werden. Zudem könnten Mehrfachreflexionen weiter reduziert werden. Da sich für nur einseitig polierte Substrate eine wesentlich stärkere Streuung in $\text{Tr}(f)$ und $\varphi(f)$ um die Simulationen ergab, wurden nur beidseitig polierte Substrate mit oder ohne Schicht gemessen.

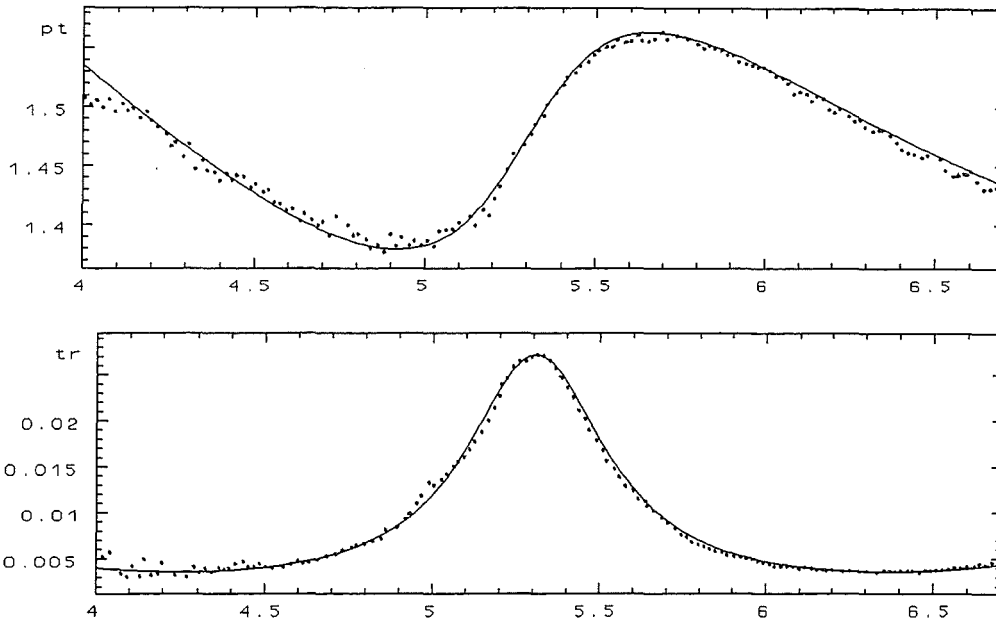


Abb. 15: $\varphi(f)$ und $Tr(f)$ für Probe 2411 bei 100 K um 165 GHz. Die Rechnung entspricht $n=4.585$, $\kappa=0.009$, $\sigma_l=11050 \mu\Omega\text{cm}$ und $\tau^{-1}=600 \text{ cm}^{-1}$.

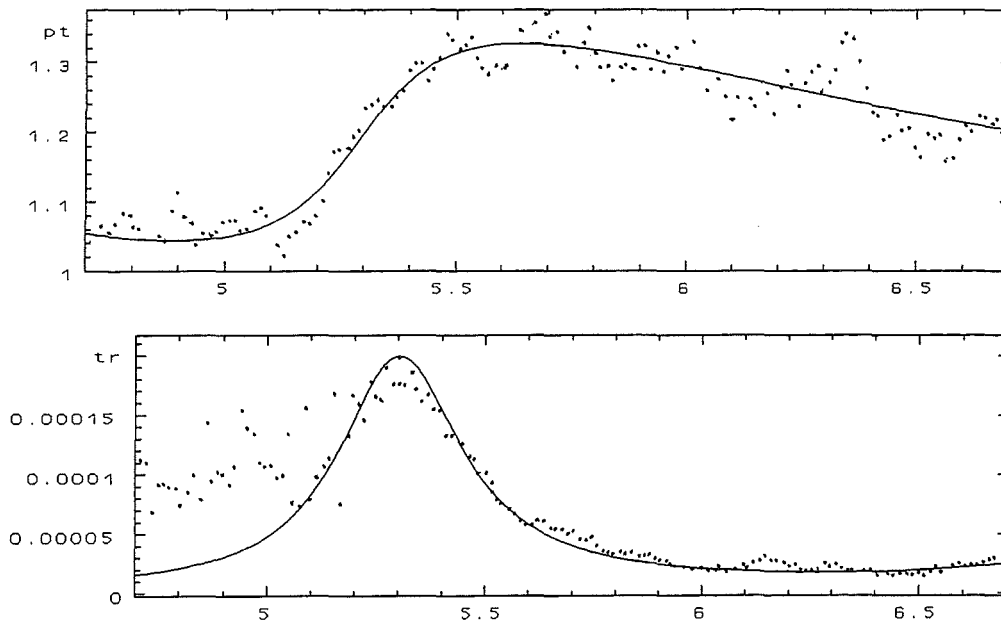


Abb. 16: $\varphi(f)$ und $Tr(f)$ von Probe 2411 bei 5 K um 165 GHz. Die Werte für die Rechnung sind $n=4.58$, $\kappa=0.01$, $\sigma_l=10000 \mu\Omega\text{cm}$, $\lambda_E=195 \text{ nm}$.

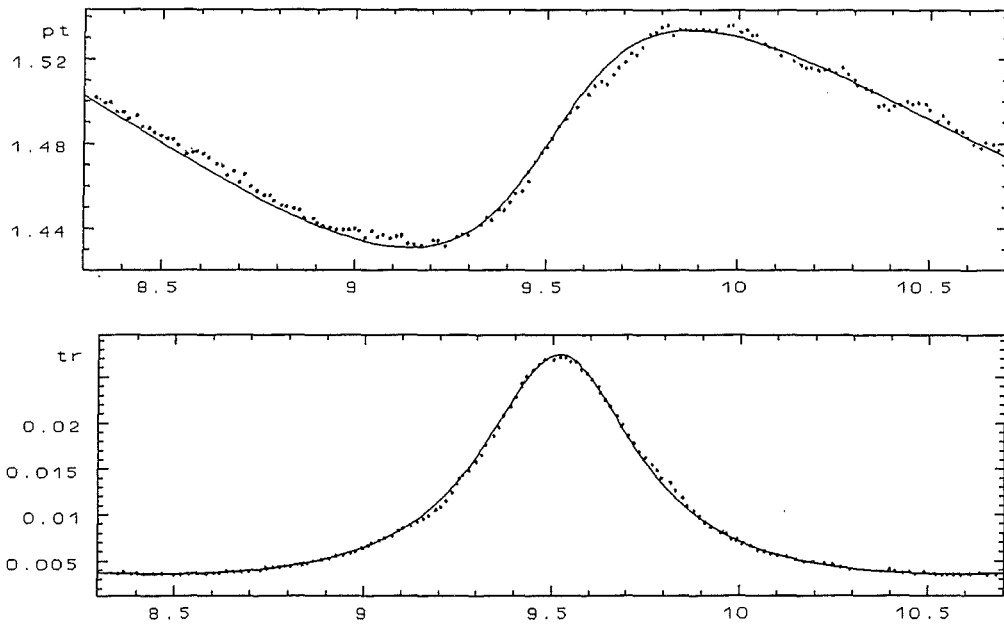


Abb. 17: $\varphi(f)$ und $Tr(f)$ für Probe 2411 bei 100 K um 290 GHz. Die Rechnung entspricht $n=4.598$, $\kappa=0.0045$, $\sigma_1=11050 \mu\Omega\text{cm}$ und $\tau^{-1}=600 \text{ cm}^{-1}$.

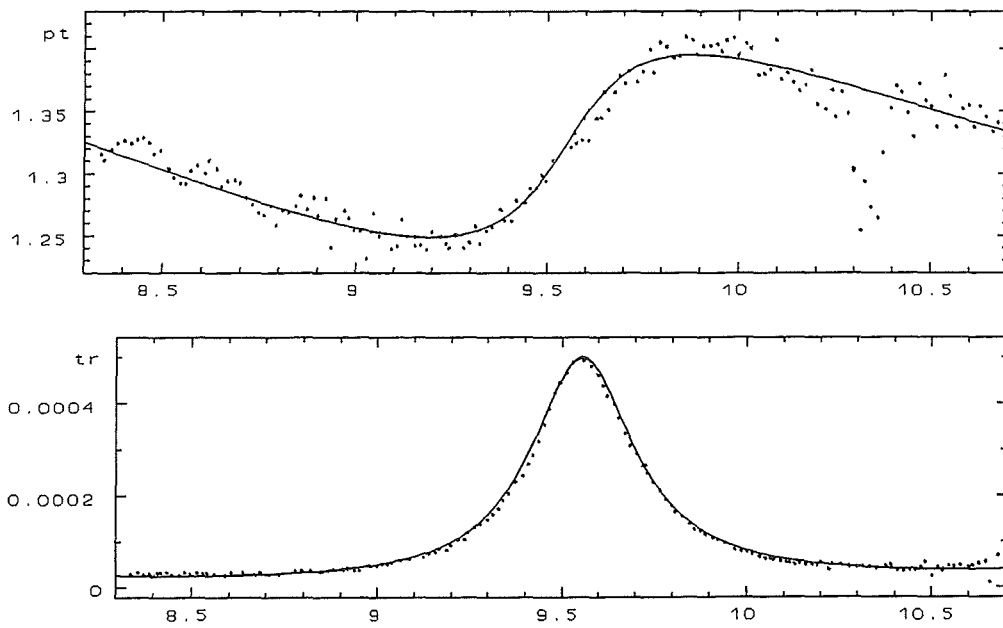


Abb. 18: $\varphi(f)$ und $Tr(f)$ von Probe 2411 bei 5 K um 290 GHz. Die Werte für die Rechnung sind $n=4.578$, $\kappa=0.01$, $\sigma_1=10000 \mu\Omega\text{cm}$, $\lambda_E=190 \text{ nm}$.

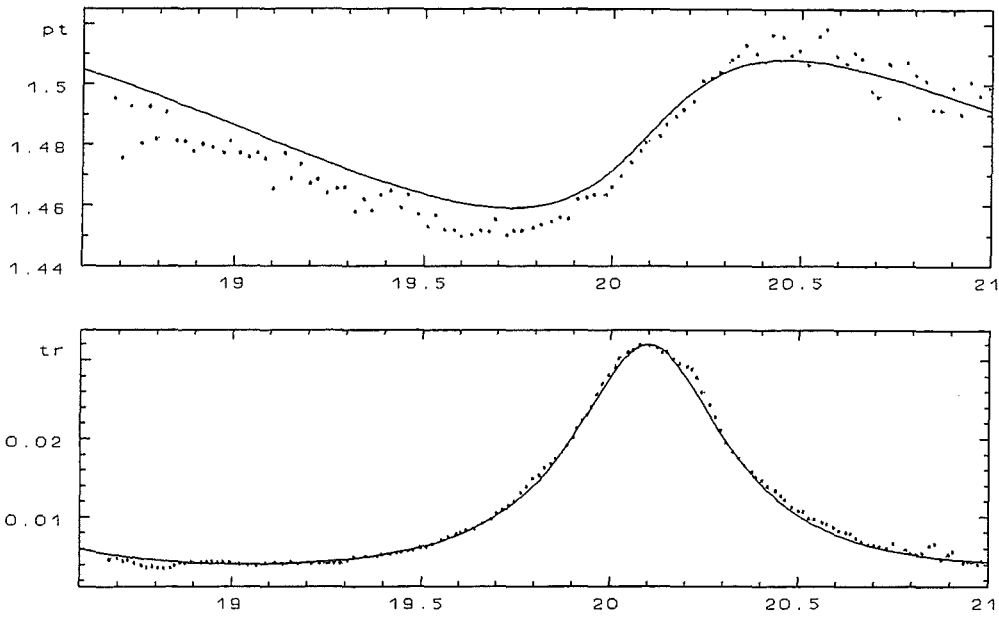


Abb. 19: $\varphi(f)$ und $Tr(f)$ für Probe 2411 bei 100 K um 600 GHz. Die Rechnung entspricht $n=4.598$, $\kappa=0$, $\sigma_I=10800 \mu\Omega\text{cm}$ und $\tau^{-1}=600 \text{ cm}^{-1}$.

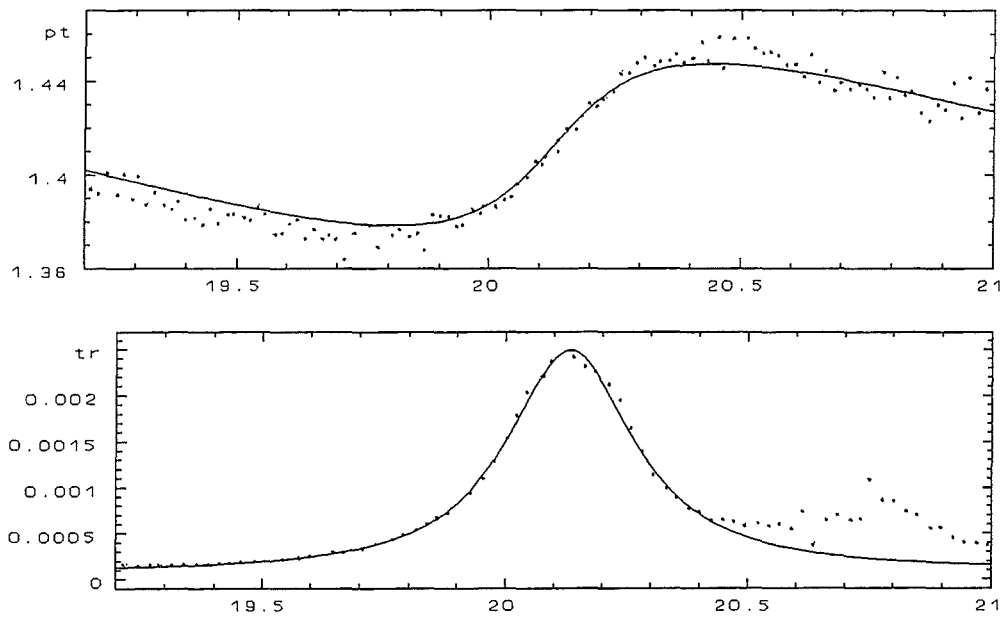


Abb. 20: $\varphi(f)$ und $Tr(f)$ von Probe 2411 bei 5 K um 600 GHz. Die Werte für die Rechnung sind $n=4.585$, $\kappa=0.0035$, $\sigma_I=10000 \mu\Omega\text{cm}$, $\lambda_E=190 \text{ nm}$.

Um den Einfluß der diskutierten Meßfehler in $\text{Tr}(f)$ und $\varphi(f)$ in den Simulationen auf σ_1 und λ_E zu untersuchen, wurden für die Parameter von Probe 2411 $\text{Tr}(\sigma_1, \lambda_E)$ und $\varphi(\sigma_1, \lambda_E)$ für diejenigen Frequenzen, die den Minima in den jeweiligen Auswertebereichen entsprechen, berechnet (Abb. 21, Abb. 22). Nach Abb. 13 ist $\text{Tr}(f)$ in den Minima fast nur durch die Filmeigenschaften bestimmt, so daß sich die für 255 GHz und die Parameter von Probe 2411 berechneten $\text{Tr}(\lambda_E)$ -Werte (Abb. 21) für kleine σ_1 sehr gut durch (32) nähern lassen. Die Abweichungen liegen bis 400 nm unter 1%, mit dieser Näherung kann daher aus Tr_{\min} und ΔTr der entsprechende Fehler $\Delta\lambda_E$ berechnet werden (vgl. Tab. 1). $\text{Tr}(f)$ hängt bis zu relativ hohen Temperaturen von 70-80 K nur schwach von σ_1 ab, zur Bestimmung von σ_1 müssen zusätzlich die Phasenspektren $\varphi(f)$ ausgewertet werden. Die entsprechenden Berechnungen für $\varphi(\sigma_1)$ und verschiedene λ_E (Abb. 22) zeigt für große σ_1 - und λ_E -Werte ausgehend von $(2\pi nd - \lambda\pi/2) = 1.3$ cm eine asymptotische Annäherung der Phasenverschiebung an den normalleitenden Wert $2\pi nd \approx 1.5$ cm. Die Steigung der $\varphi(\sigma_1)$ -Kurven ist nach (33) ungefähr $\omega\mu_0\lambda_E^2$ und wird für kleinere λ_E flacher. Der Fehler der Näherungsformel für φ ist bei 190 nm weniger als 1% und wächst bis 400 nm auf 15% an. Wegen der flachen Steigung von $\varphi(\sigma_1)$ für kleine λ_E ergibt sich aus $\Delta\varphi$ bei niedrigen Temperaturen ein relativ großer Fehler in σ_1 , der mit steigenden Temperaturen kleiner wird. Aus (33) läßt sich $\Delta\sigma_1/\sigma_1$ berechnen (vgl. Tab. 1). Die Abweichungen in den $\text{Tr}(f)$ -Spektren für den normalleitenden Zustand von Probe 2411 ergeben einen Fehler $\Delta\sigma_1/\sigma_1$ von 1.3%. Für alle Proben wurden nach diesem Verfahren die relativen Fehlerbalken für die σ_1 -Werte im normalleitenden bzw. die σ_1 - und λ_E -Werte im supraleitenden Zustand berechnet. Aus dem Fehler in der Schichtdickenbestimmung Δd ergibt sich ein absoluter Fehler in σ_1 und λ_E , der für die verschiedenen Messungen an derselben Probe gleich ist. Die Bestimmung der Schichtdicke durch RBS ist auf etwa $\Delta d/d = 10\%$ genau. Das ergibt für den supraleitenden Zustand nach (32) einen Fehler $\Delta\lambda_E/\lambda_E = 5\%$ und nach (33) $\Delta\sigma_1/\sigma_1 = 10\%$, für den normalleitenden Bereich gilt ebenfalls $\Delta\sigma_1/\sigma_1 = 10\%$.

Die Messung der Brechzahl n hat einen absoluten Meßfehler Δn_{abs} aufgrund der nur auf ein Mikrometer genauen Messung der Substratdicke mit der Mikrometerschraube. Die Lage der Minima und Maxima in $\text{Tr}(f)$ wird durch das Produkt $n \cdot d$ festgelegt, so daß $\Delta n_{\text{abs}}/n = \Delta d/d$ ungefähr $2 \cdot 10^{-3}$ für 0.5 mm bzw. die Hälfte für 1 mm dicke Substrate ist. Mit den Dielektrizitätszahlen $\varepsilon_1 = n^2 - \kappa^2$ und $\varepsilon_2 = 2n\kappa$ wird $\Delta\varepsilon_{1,\text{abs}}/\varepsilon_1 \approx \sqrt{2}\Delta d/d$. Daneben ergibt sich aus dem durch die Streuung der $\text{Tr}(f)$ -Werte verursachten relativen Fehler Δn_{rel} , der für 0.5 mm dicke Substrate etwa 0.0025 und für 1 mm dicke Proben 0.001 beträgt, ein relativer Fehler $\Delta\varepsilon_{1,\text{rel}} = \sqrt{2}\varepsilon_1 \Delta n_{\text{rel}}/n$. Für eine genaue Messung sehr kleiner Absorptionskoeffizienten κ muß eine möglichst dicke Probe verwendet werden, damit die Abschwächung von Tr durch die Probe gegenüber den Meßfehlern groß wird. Die Substrate waren allerdings nur bis zu einer Dicke von 1 mm verfügbar, für die sich eine abgeschätzte Genauigkeit $\Delta\kappa = 0.001$ ergibt. Mit dem dielektrischen Verlustwinkel $\tan\delta = \varepsilon_2/\varepsilon_1$ ist $\Delta\tan\delta \approx 2\sqrt{3}\Delta\kappa/n$.

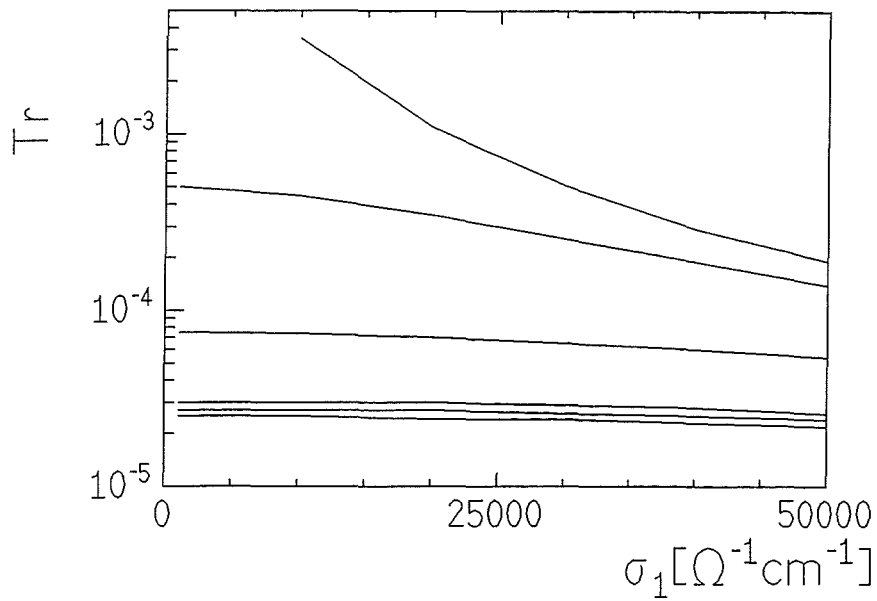


Abb. 21:

Berechneter Einfluß von σ_1 und λ_E auf Tr bei 255 GHz für die Parameter von Probe 2411. Die Kurven entsprechen $\lambda_E=190$ nm, 195 nm, 200 nm, 250 nm, 400 nm und 1000 nm von unten nach oben.

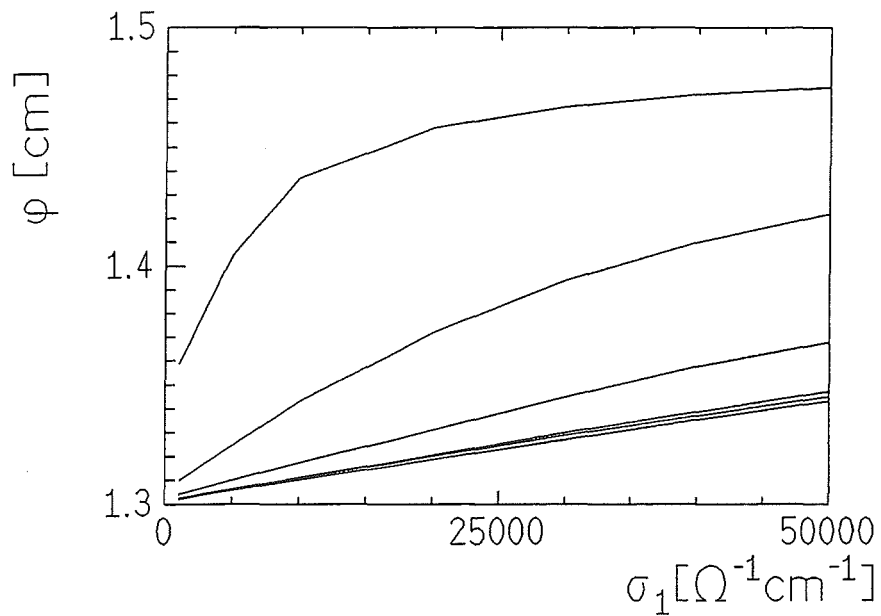


Abb. 22:

Berechneter Einfluß von σ_1 und λ_E auf φ bei 270 GHz für die Parameter von Probe 2411. Die Kurven entsprechen $\lambda_E=190$ nm, 195 nm, 200 nm, 250 nm und 400 nm von unten nach oben.

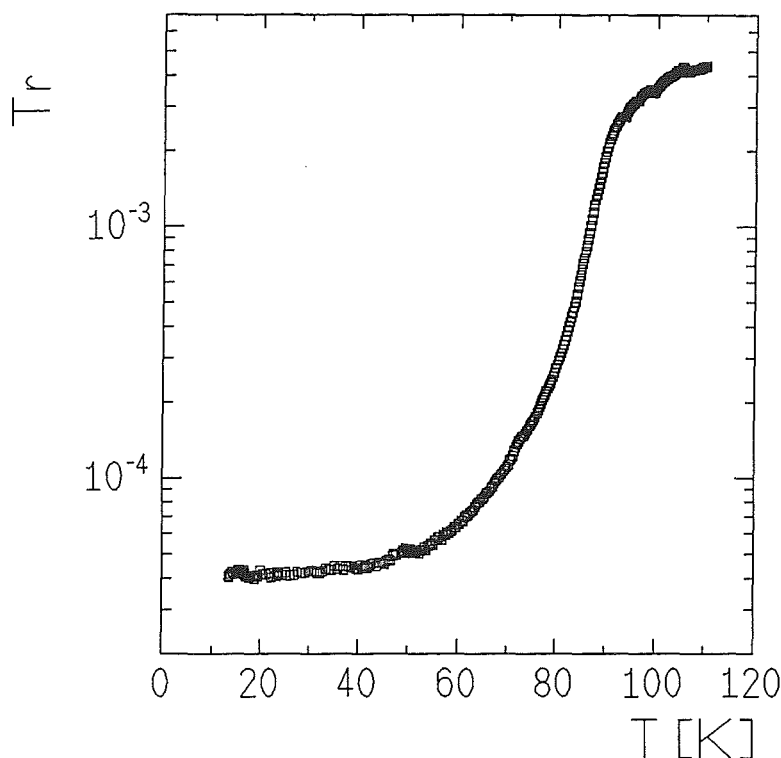


Abb. 23: $Tr(T)$ einer 60 nm dicken YBCO-Schicht (Probe 1308) auf einem 0.5 mm dicken (110) $NdGaO_3$ -Substrat bei 308 GHz.

Bei der Messung der temperaturabhängigen Spektren $Tr(T)$ und $\varphi(T)$ sind die relativen Fehler klein, je nach gewählter Frequenz ergeben sich jedoch absolute Fehler entsprechend den Abweichung des gewählten Meßpunktes von der Simulation in $Tr(f)$ und besonders in $\varphi(f)$ (Abb. 23 und Abb. 24). Um bei der Berechnung von $\sigma_1(T)$ und $\lambda_E(T)$ eine stabile Lösung mit positiven σ_1 -Werten und verschwindenden σ_2 -Werten für den normalleitenden Bereich zu erhalten, müssen die gemessenen $\varphi(T)$ -Daten mit einem temperaturunabhängigen Korrekturfaktor multipliziert werden. Dieser Faktor ist gleichbedeutend mit dem Faktor, mit dem die für den normalleitenden Bereich gemessenen $\varphi(f)$ -Spektren an die Simulation angepaßt wurden, bei der Messung von $\varphi(T)$ erfolgt die Angleichung allerdings nur in einem einzigen Frequenzpunkt. Durch eine mögliche Frequenzverschiebung des Stehwellenmusters ergeben sich Abweichungen in $Tr(T)$ und $\varphi(T)$ vom mittleren Verlauf. In $Tr(T)$ (Abb. 23) von Probe 1308 sind diese Streuungen mit $\Delta_{Tr} = 5 \cdot 10^{-6}$ wenig größer als das Detektorrauschen, in Abb. 24 ist $\Delta\varphi(T) = \pm 0.0025$ cm. Nach (32) ergeben sich damit die Fehler $\Delta\lambda_E$, nach (33) $\Delta\sigma_1$. Bei 10 K ist $\Delta\lambda_E = 5$ nm und $\Delta\sigma_1/\sigma_1 = 0.26$, bei 65 K wird $\Delta\lambda_E = 8$ nm und $\Delta\sigma_1/\sigma_1 = 0.085$.

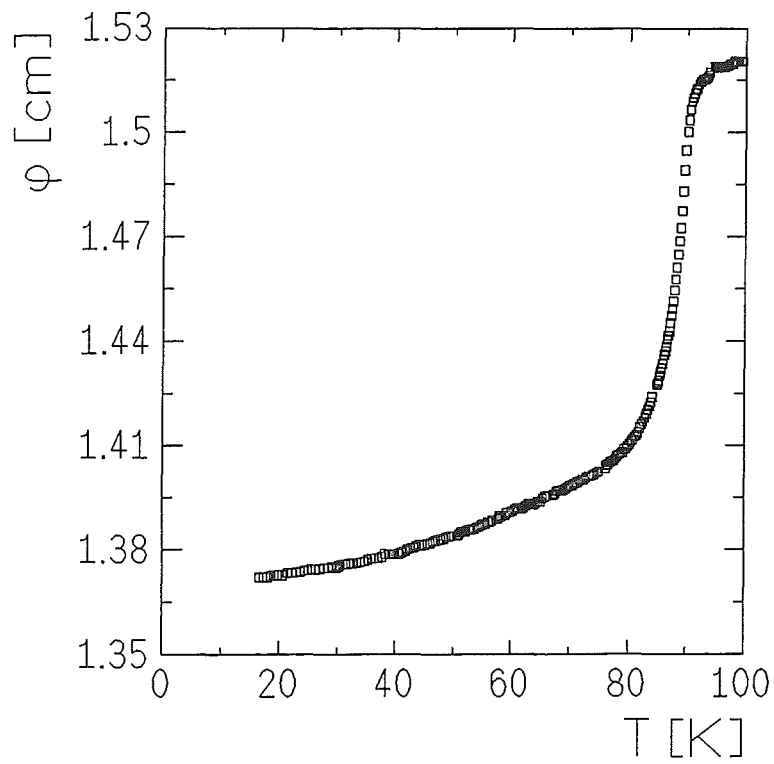


Abb. 24: $\varphi(T)$ derselben Schicht bei 308 GHz.

5 Ergebnisse

5.1 Substratmessungen

Für eine in Transmission durchgeführte Spektroskopie an epitaktischen HTSL-Schichten müssen die dielektrischen Verluste in den verwendeten Substraten klein gegenüber den Verlusten in der Schicht sein. Um die Eignung der verschiedenen Materialien zu untersuchen bzw. um für die Auswertung der Messungen an Substraten mit Film die Substratparameter genau zu kennen, wurden ϵ_1 und $\tan\delta$ an verschiedenen unbeschichteten Substraten im SMMW-Bereich in Abhängigkeit von der Temperatur gemessen.

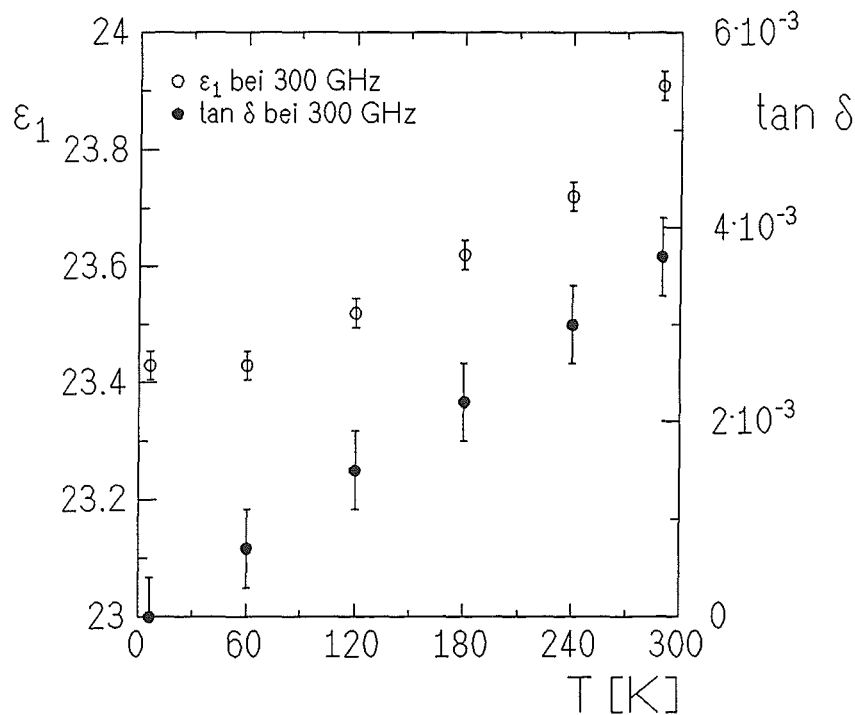


Abb. 25: $\epsilon_1(T)$ und $\tan\delta(T)$ eines 0.5 mm dicken LaAlO_3 -Substrates bei 300 GHz.

LaAlO_3 hat eine tetragonale Einheitszelle ($a=b=3.79$ nm), bildet aber in Abständen von μm bis mm leicht verkippte Zwillingsdomänen, in denen die durch die Verkipfung nicht mehr gleichlangen effektiven a- und b-Achsen jeweils vertauscht sind. Diese Verzwilligung führt bei Einstrahlung polarisierter Wellen in $\text{Tr}(f)$ zu unscharfen Substratresonanzen, die sich zudem nicht reversibel mit der Temperatur ändern. Daher eignet LaAlO_3 sich nur sehr schlecht zur spektroskopischen Untersuchung von HTSL-Schichten. An einem 0.5 mm dicken, nahezu eindomänigen Substrat mit parallel ausgerichteten Zwillingsdomänen konnten dennoch $\epsilon_1(T)$ und $\tan\delta(T)$ gemessen werden (Abb. 25). Eingetragen wurden nur die relativen Fehler der jeweiligen ϵ_1 -Meßpunkte zueinander, der absolute Fehler aufgrund der Ungenauigkeit in der Messung der Substratdicke ist $\Delta\epsilon_{1\text{abs}}=0.09$. Der Fehlerbalken an den $\tan\delta$ -Werten entspricht der Auflösungsgrenze. Für einen 7.6 mm dicken eindomänigen LaAlO_3 -Zylinder lagen die optischen Achsen um 45° zu den im Kristall sichtbaren Zwillingsstreifen verdreht, mit $\epsilon_1=24.21$ und 24.94 bei Raumtemperatur ist die Anisotropie 3%.

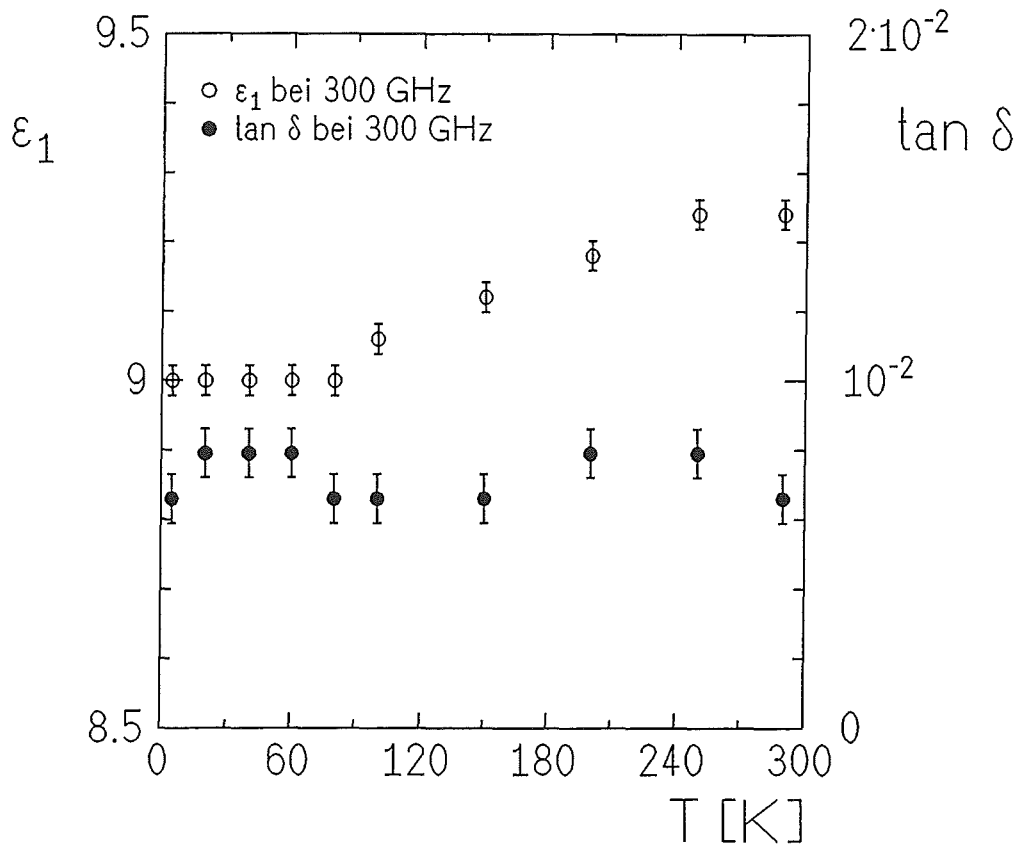


Abb. 26: $\epsilon_1(T)$ und $\tan\delta(T)$ für ein 0.5 mm dickes MgO-Substrat bei 300 GHz.

Das kubische und damit optisch isotrope MgO hat im Rahmen der Auflösung temperaturunabhängige Verluste, $\Delta\epsilon_{1\text{abs}}$ beträgt für die gemessene 0.5 mm dicke Schicht 0.037 (Abb. 26). Für eine 1 mm dicke Schicht aus kubischem Yttrium-stabilisiertem Zirkonoxid (YSZ) ist $\Delta\epsilon_{1\text{rel}}$ kleiner als die Größe der Symbole der einzelnen Meßpunkte (Abb. 27), $\Delta\epsilon_{1\text{abs}}=0.05$. YSZ zeigt eine normale Dispersion, d.h. ϵ_1 wird mit steigender Meßfrequenz größer. Die relativ hohen Verluste im YSZ nehmen mit sinkenden Temperaturen etwas ab, für höhere Frequenzen sind sie höher (Abb. 28). Die leichte Zunahme für sehr kleine Temperaturen kann ein Anzeichen von Verunreinigungen im YSZ sein [119].

Einkristallines, doppelbrechendes SiO_2 (Quarz) ist im SMMW-Bereich optisch positiv, d.h. für die Polarisation des elektrischen Feldes parallel zur e-Richtung ist ϵ_1 größer als in o-Richtung (Abb. 29). An einer 0.33 mm dicke Quarzplatte mit den optischen Achsen in der Substratebene lassen sich bei 300 GHz im Rahmen der Auflösung von $\Delta\tan\delta \approx 1 \cdot 10^{-3}$ weder für die o- noch für die e-Polarisation Verluste nachweisen, $\Delta\epsilon_{1\text{abs}}=0.03$. Amorphes SiO_2 (Glas) hat bei ähnlichen ϵ_1 -Werten mit $\tan\delta \approx 6 \cdot 10^{-2}$ wesentlich höhere, frequenzabhängige Verluste.

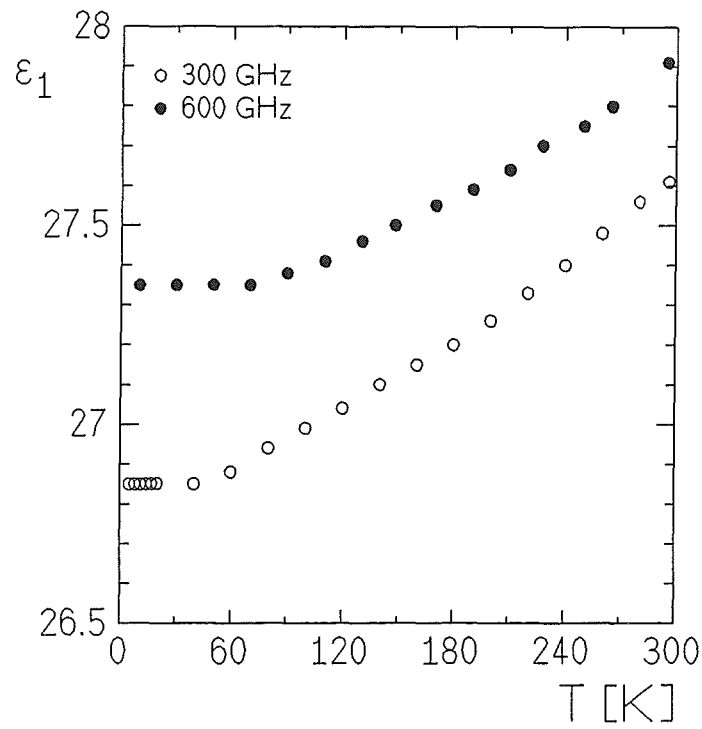


Abb. 27: $\epsilon_1(T)$ für eine 1 mm dicke Schicht aus YSZ bei 300 GHz und 600 GHz.

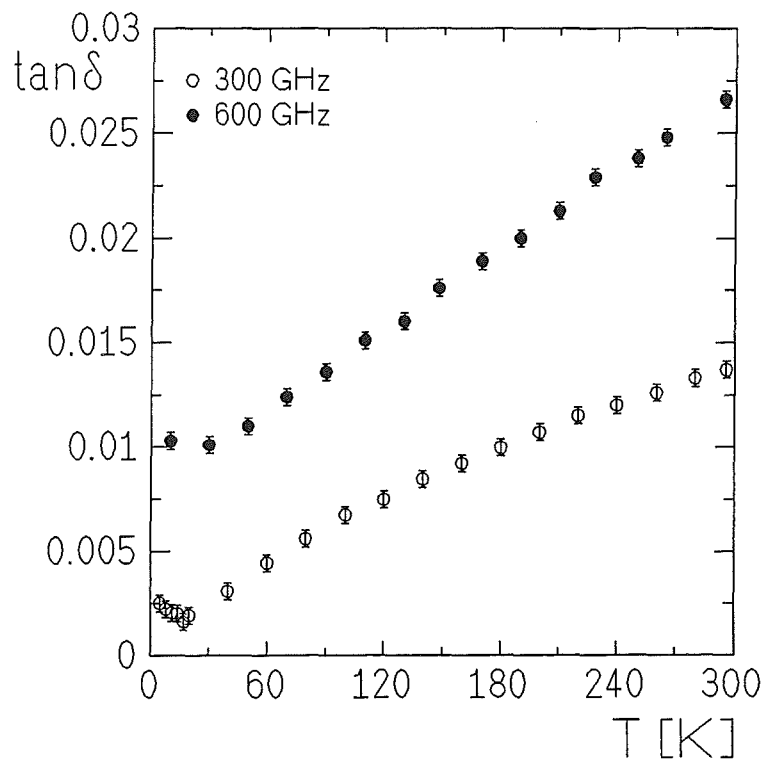


Abb. 28: $\tan\delta(T)$ für eine 1 mm dicke YSZ-Schicht bei 300 GHz und 600 GHz.

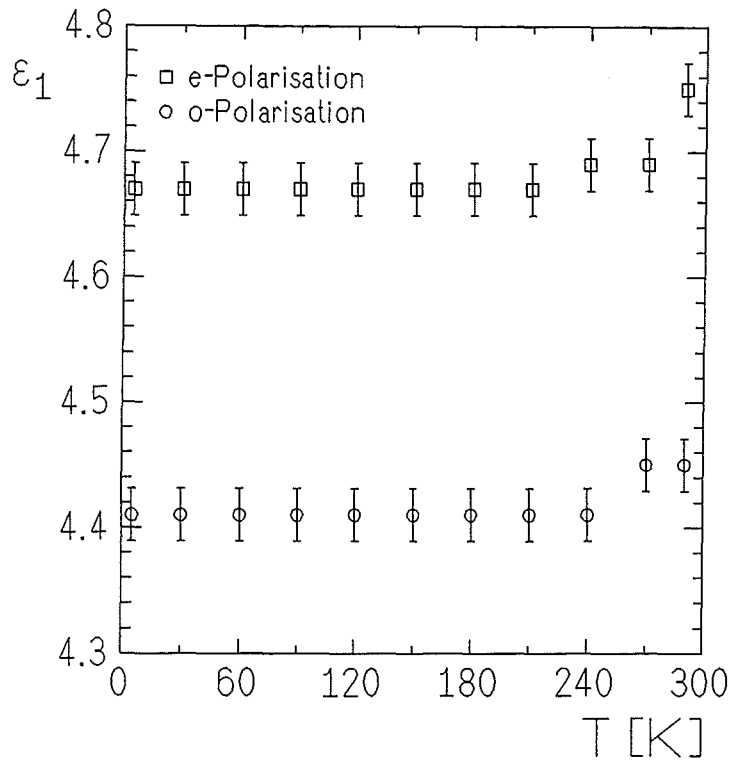


Abb. 29: $\epsilon_1(T)$ von einer 0.33 mm dicken einkristallinen SiO_2 -Platte für die Polarisation des elektrischen Feldes parallel zur e- und o-Richtung bei 300 GHz.

NdGaO_3 hat eine orthorhombische Kristallstruktur, d.h. ϵ_1 ist entlang der drei kristallographischen Achsen verschieden. Mit einem 1 mm dicken, mit der $[110]$ -Achse senkrecht zur Substratnormalen geschnittenen (110) - NdGaO_3 wurde ϵ_1 entlang der $[1\bar{1}0]$ - und der $[001]$ -Richtung gemessen (Abb. 30). Dabei ist ϵ_1 für die $[1\bar{1}0]$ -Polarisation größer als für die $[001]$ -Richtung, die Dispersion entlang beider Achsen ist positiv. Der absolute Fehler beträgt $\Delta\epsilon_{1\text{abs}}=0.046$. $\tan\delta$ nimmt für beide Richtungen stark mit der Temperatur ab, für die höheren Frequenzen wird es etwas größer (Abb. 31). An einem (001) -geschnittenen Substrat wurde bei Raumtemperatur entlang der $[110]$ -Richtung ein ϵ_1 von 23.0 gemessen.

Saphir (Al_2O_3) ist doppelbrechend und wird wegen der besseren Gitteranpassung für die Deposition von HTSL-Schichten im r-Schnitt als Substratmaterial verwendet, bei dem die mit der kristallographischen Hauptachse übereinstimmende optische Achse einen Winkel von 32.4° mit der Substratoberfläche bildet. Aus den gemessenen $\epsilon_{1o}(T)$ und $\epsilon_{1,\text{eff}}(T)$ wurde $\epsilon_{1,e}(T)$ nach (36) berechnet, $\Delta\epsilon_{1\text{abs}}=0.04$. Saphir ist im SMMW-Bereich optisch positiv und hat eine anomale Dispersion, d.h. ϵ_1 wird für höhere Frequenzen kleiner. Im Rahmen der Auflösung für $\tan\delta$ von $\Delta\tan\delta \approx 1 \cdot 10^{-3}$ sind nur für die o-Polarisation und 600 GHz Verluste von 0.0027 bei Raumtemperatur zu messen, die sich bei niedrigen Temperaturen halbieren.

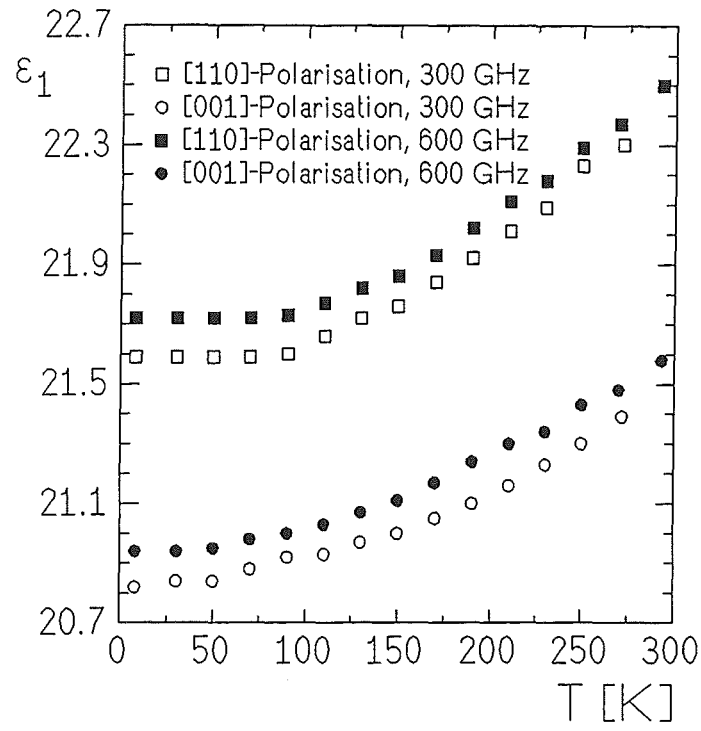


Abb. 30: $\epsilon_1(T)$ eines 1 mm dicken (110)-orientierten NdGaO_3 -Substrats für die Polarisation parallel zur [110]- bzw. [001]-Achse bei 300 GHz und 600 GHz.

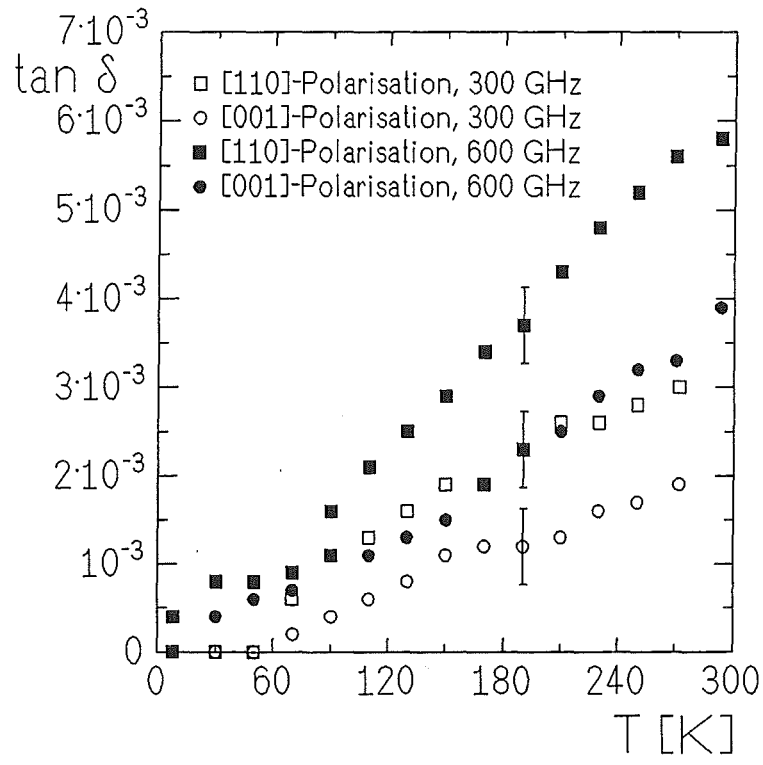


Abb. 31: $\tan\delta(T)$ eines 1 mm dicken (110) NdGaO_3 -Substrates für beide Polarisationsrichtungen bei 300 GHz und 600 GHz.

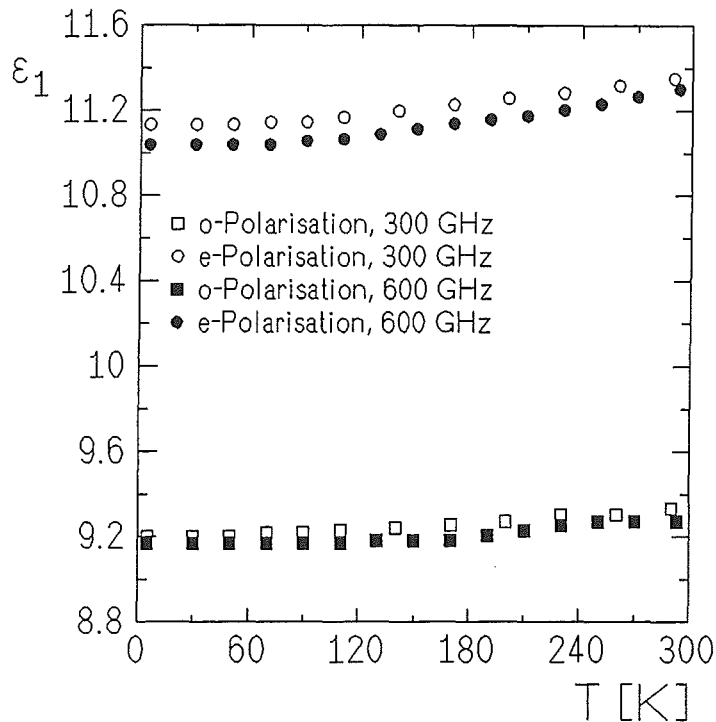


Abb. 32: $\epsilon_1(T)$ eines 0.5 mm dicken Saphir-Substrates (*r*-Schnitt) für den *o*-Strahl. Für den *e*-Strahl wurde $\epsilon_1(T)$ aus den gemessenen $\epsilon_{1eff}(T)$ berechnet.

Für die Realisierung kompakter dielektrischer Mikrowellenresonatoren mit hohen Güten werden dielektrische Materialien benötigt, die eine möglichst große Dielektrizitätszahl bei niedrigsten dielektrischen Verlusten aufweisen. Im Vergleich zu üblicherweise verwendetem Saphir oder NdGaO_3 hat einkristallines, doppelbrechendes Rutil (TiO_2) mit einer tetragonalen Einheitszelle besonders große Dielektrizitätszahlen bei im Mikrowellenbereich vernachlässigbaren Verlusten [120]. An einem 1 mm dicken (001)-geschnittenen Substrat, bei dem die *c*-Achse und damit die optische Achse in der Substratebene lag, wurden $\epsilon_1(T)$ und $\tan\delta(T)$ für *e*- und *o*-Polarisation bei 200 GHz gemessen. Rutil ist mit $\epsilon_{1e} < \epsilon_{1o}$ optisch positiv, die $\epsilon_{1e}(T)$ -Werte bei 200 GHz stimmen gut mit Werten überein, die bei 8 GHz in einem dielektrischen Resonator mit einem *c*-Achsen-orientierten TiO_2 -Zylinder bestimmt wurden (Abb. 33)[121]. Die bei 8 GHz nicht nachweisbaren dielektrischen Verluste nehmen bis 200 GHz deutlich zu (Abb. 34). Unterhalb von 30 K ist bei 200 GHz für die *e*-Polarisation ein leicht hysteretisches Verhalten in $\epsilon_1(T)$ und $\tan\delta(T)$ zu beobachten, das möglicherweise auf eine Phasenumwandlung hindeutet.

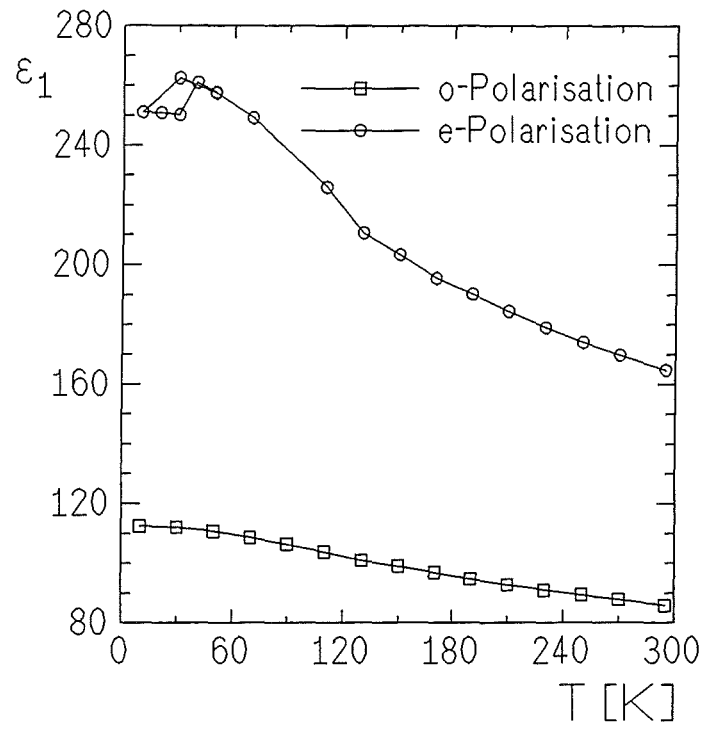


Abb. 33: $\epsilon_1(T)$ von Rutil bei 200 GHz für die o- und e-Polarisation.

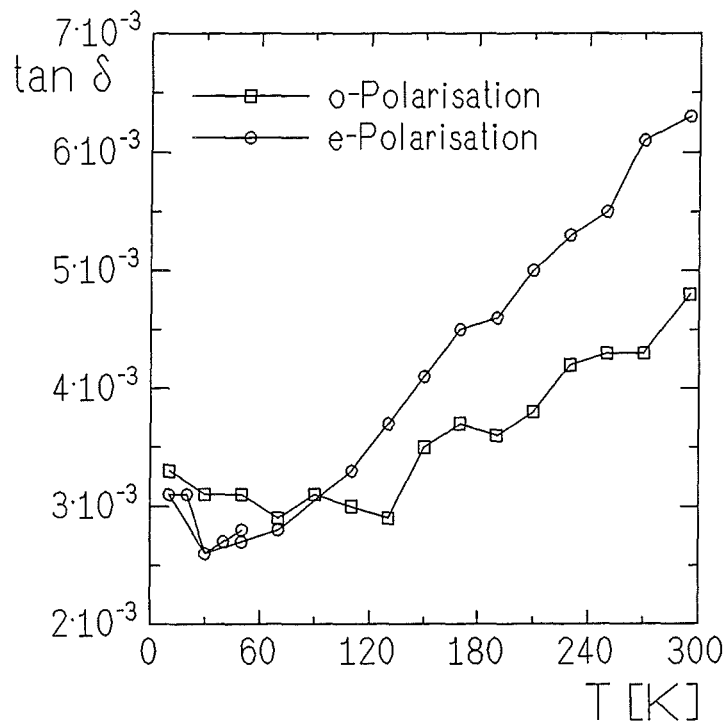


Abb. 34: $\tan \delta(T)$ von Rutil für o- und e-Polarisation bei 200 GHz.

5.2 Dynamische Leitfähigkeit von supraleitenden Schichten

5.2.1 YBa₂Cu₃O₇-Schichten

Die Untersuchungen an HTSL-Schichten wurden in zwei Phasen durchgeführt. Zunächst wurde der bereits vorhandene Kryostat mit leichten Veränderungen für Messungen bis 370 GHz benutzt. Insbesondere bei der Messung der Amplitudentransmission war der störende Einfluß stehender Wellen deutlich oberhalb der Auflösung des Detektors, was zu entsprechend großen Fehlern bei der Auswertung der Spektren führt. Zur Verbesserung der Auflösung wurde das temperaturabhängige Meßverfahren entwickelt. Durch den im Frühjahr 1994 vorgenommenen kompletten Umbau des Kryostaten nach den bis dahin gewonnenen Erfahrungen konnte der Einfluß stehender Wellen deutlich verringert werden, bei der Messung der Amplitudentransmission reicht die Genauigkeit der Messung nunmehr an das Eigenrauschen des Detektors heran. Mit der temperaturabhängigen Spektroskopie läßt sich daher mit den vorhandenen Detektoren für Tr und φ nur noch wenig Auflösung gewinnen. Da sich die Aufwärmzeit der Probenkammer von 4 K auf 100 K durch die Modifikationen mit 60 Minuten verdoppelt hatte, wurden im Interesse eines sparsamen Umganges mit der begrenzten Lebensdauer der Röhren nur noch frequenzabhängige Messungen durchgeführt. Zeitgleich mit dem Umbau wurde das Spektrometer für Frequenzen bis 700 GHz erweitert.

Probe 1308 ist ein 60 nm dicker YBCO-Film auf einem 0.531 mm dicken (110)-NdGaO₃-Substrat. Ein mit denselben Parametern wenige Tage zuvor hergestellter Film hatte ein RBS- χ_{min} von 2% und eine Rocking-Breite des (005)-Reflexes von 0.1°. Die gute Filmqualität zeigt sich bereits in dem linearen Temperaturverhalten des spezifischen Widerstandes $\rho(T)$ oberhalb von $T_C \approx 90$ K (Abb. 35), gemessen bei 300 GHz in dem ursprünglich vorhandenen Kryostaten, das sich gut mit $\rho(T) = -10.6 \mu\Omega\text{cm} + 0.77 \mu\Omega\text{cm}/\text{K} \cdot T$ beschreiben läßt ($\rho(300\text{K}) = 224 \mu\Omega\text{cm}$, $\rho(100\text{K}) = 63 \mu\Omega\text{cm}$). Das Restwiderstandsverhältnis ist $R = \rho(300\text{K})/\rho(100\text{K}) = 3.55$. Der relative Fehler $\Delta\sigma_1/\sigma_1$ ist ungefähr 2.5% und führt zu entsprechenden Fehlern in $\rho(T)$, der absolute Fehler durch die Ungenauigkeit der Schichtdickenbestimmung ist $\Delta\rho_{\text{abs}}/\rho = 10\%$.

Unterhalb von T_C wurden nach der Bestimmung der Oberflächenimpedanz bei 19 GHz zum Vergleich der frequenzabhängigen mit der temperaturabhängigen Messung $\sigma_1(T)$ und $\lambda_E(T)$ nach beiden Verfahren bestimmt (Abb. 36 und Abb. 37). Sowohl in λ_E als auch in σ_1 sind die Ergebnisse beider Methoden vergleichbar, wobei die Fehler der temperaturabhängigen Messung deutlich niedriger sind. So ist bei 10 K für die frequenzabhängige Messung $\Delta\lambda_E = \pm 10$ nm im Vergleich zu ± 5 nm für die temperaturabhängige Messung, bei 70 K sind die entsprechenden Werte ± 15 nm zu ± 10 nm. Der Fehler $\Delta\sigma_1/\sigma_1$ ist für die frequenzabhängigen Spektroskopie 0.49 bei 10 K und 0.16 bei 70 K, im Vergleich zu 0.2 und 0.063 für die temperaturabhängige Spektroskopie. Bei 19 GHz wird für 5 K nach (8) mit $\Delta R_S = \pm 100 \mu\Omega$ und $\Delta\lambda_E = \pm 5$ nm $\Delta\sigma_1/\sigma_1 = 0.51$ und für 40 K mit $\Delta\lambda_E = \pm 10$ nm 0.14 (vgl. Kap. 4.4.3).

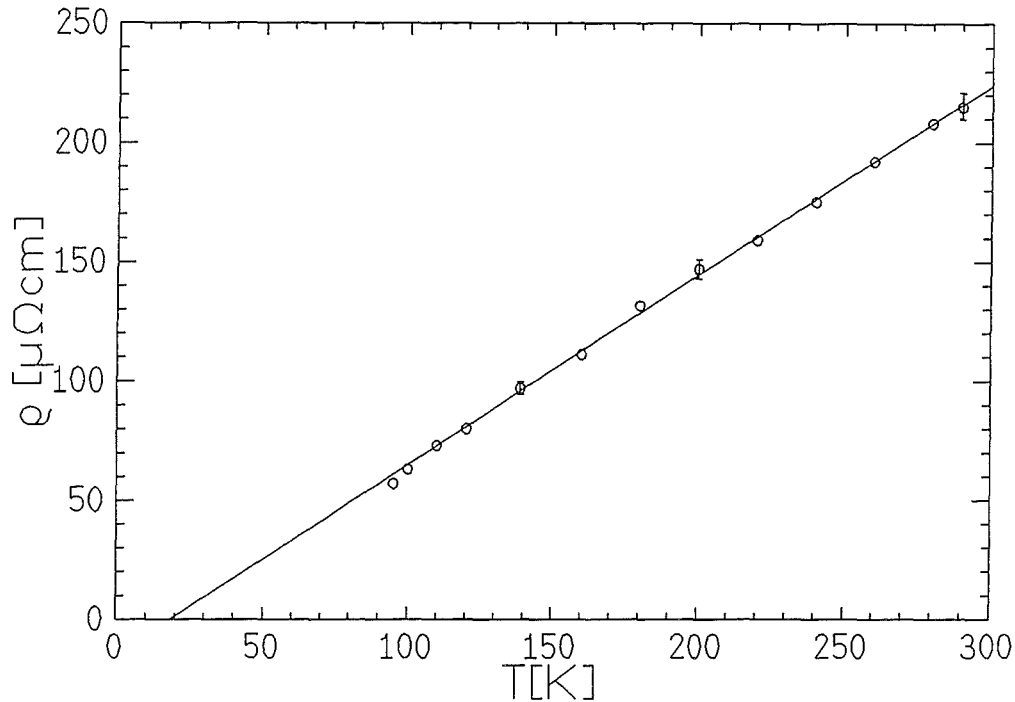


Abb. 35: Spezifischer Widerstand $\rho(T)$ im normalleitenden Zustand von Probe 1308 bei 300 GHz.

Für 19 GHz und 300 GHz beobachtet man ein ausgeprägtes Maximum in $\sigma_1(T)$ unterhalb T_C , daß bei 19 GHz etwa bei $T_C/2$ liegt und für die höhere Frequenz mit einem niedrigeren Absolutwert näher zu T_C verschoben ist. Bei T_C schneiden sich die $\sigma_1(T)$ -Kurven etwa bei $\sigma_1 = 20000 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$, in guter Übereinstimmung mit der Leitfähigkeit für den normalleitenden Bereich. Die $\lambda_E(T)$ -Messungen weisen für Temperaturen zwischen 20 K und T_C eine deutliche Abweichung der Messung für die höhere Frequenz zu niedrigeren Werten hin auf. Für keine Probe konnte im Frequenzbereich der Spektroskopie eine Frequenzabhängigkeit von $\lambda_E(0)$ beobachtet werden. Mit dem dielektrischen Resonator können nur Änderungen $\Delta\lambda_E$ gemessen werden, zur Bestimmung absoluter $\lambda_E(T)$ -Werte für niedrige Temperaturen wird der $\lambda_E(0)$ -Wert aus der Spektroskopie verwendet. Mit (6) läßt sich für 300 GHz der Oberflächenwiderstand $R_S(T)$ mit den entsprechenden Fehlern berechnen. $R_S(T)$ zeigt für 300 GHz ein ähnliches Temperaturverhalten wie für 19 GHz, das aufgrund der halblogarithmischen Auftragung zu höheren Werten verschoben ist. Nach dem starken Abfallen unmittelbar unterhalb T_C aufgrund der Feldverdrängung aus dem Supraleiter fällt R_S nur noch wenig mit der Temperatur. Nach (8) läßt sich der Exponent a bezüglich der Frequenzskalierung $R_S(f_1)/R_S(f_2) \sim (f_1/f_2)^a$ berechnen. a ist bei 5 K ca. 1.6, fällt bis 40 K auf 1.3 und steigt dann bis T_C auf 1.5 an. Ein vergleichbares Verhalten für $\sigma_1(T, f)$ und $\lambda_E(T, f)$ wurde an zwei weiteren Proben gemessen.

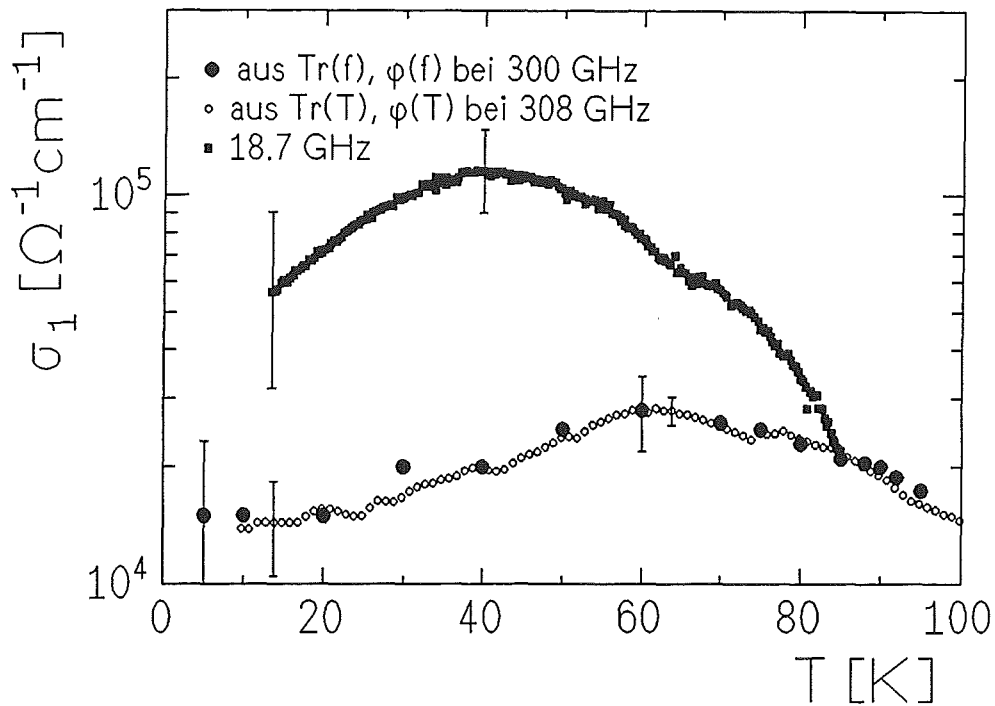


Abb. 36: $\sigma_1(T)$ von Probe 1308 für $T < T_C$ bei 18.7 GHz. Bei 300 GHz wurde zum Vergleich eine temperatur- und frequenzabhängige Messung durchgeführt.

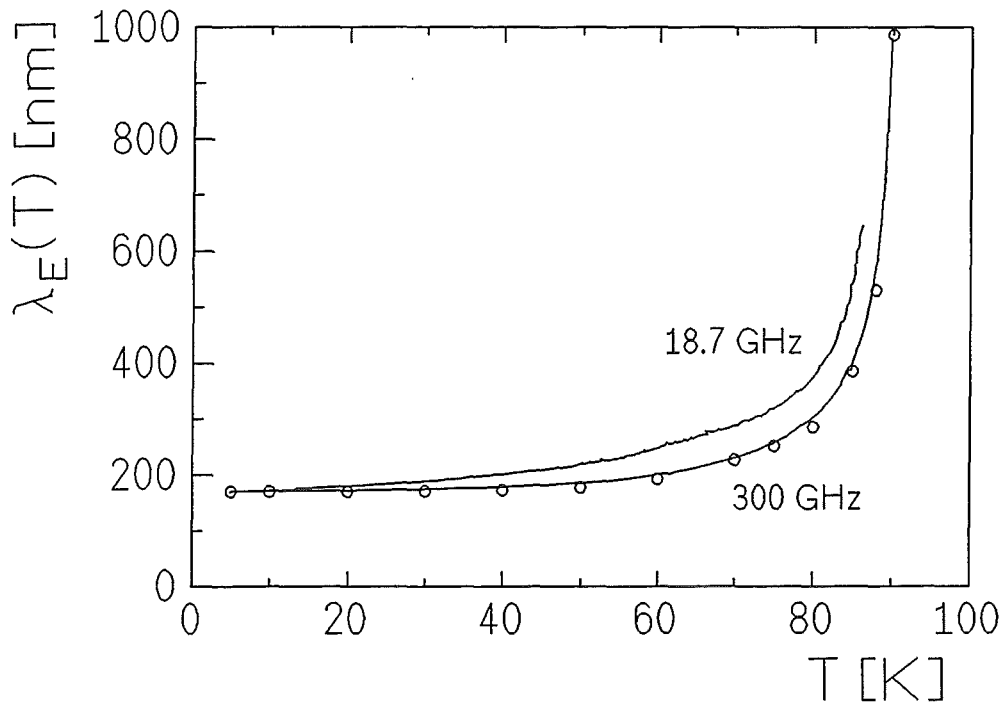


Abb. 37: $\lambda_E(T)$ für Probe 1308 bei 18.7 GHz und 300 GHz. Die durchgezogene Linie entspricht der temperaturabhängigen, die Kreise der frequenzabhängigen Messung bei 300 GHz.

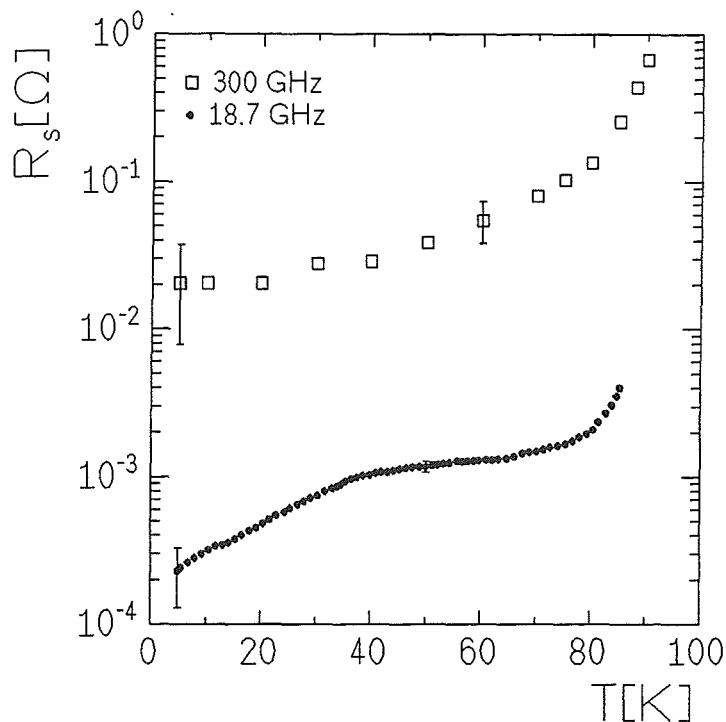


Abb. 38: $R_s(T)$ für Probe 1308 bei 18.7 GHz und 300 GHz.

Probe 2411 ist ein 75 nm dicker YBCO-Film auf einem 0.514 mm dicken (110) NdGaO₃-Substrat mit $T_C \approx 89$ K, $RBS-\chi_{\min} = 2-3\%$. Nach der Messung der Oberflächenimpedanz bei 19 GHz wurde die Probe in dem modifizierten Kryostat bei 165 GHz, 290 GHz und 600 GHz charakterisiert. Im Vergleich zu Probe 1308 sind die absoluten Werte von $\rho(T) = 5.8 \mu\Omega\text{cm} + 0.9 \mu\Omega\text{cm}/\text{K} \cdot T$ mit $\rho(300\text{K}) = 274 \mu\Omega\text{cm}$ und $\rho(100\text{K}) = 90 \mu\Omega\text{cm}$ etwas höher, $R = 3.05$ (Abb. 39). Die Messungen bei 165 GHz, 290 GHz und 600 GHz wurden an aufeinander folgenden Tagen durchgeführt, in der Zwischenzeit verblieb die Probe im Kryostaten. Wird die Probenkammer in diesen Standzeiten belüftet, so degenerieren die Probeneigenschaften von Messung zu Messung, was sich beispielsweise für den normalleitenden Bereich in einem Ansteigen der zu den jeweiligen Temperaturen gehörenden absoluten $\rho(T)$ -Werten zeigt. Wird die Probenkammer während der Standzeiten ständig gepumpt, können wie für Probe 2411 für alle Frequenzen die entsprechenden $\rho(T)$ -Werte reproduziert werden.

Alle aus der Spektroskopie bestimmten $\sigma_1(T)$ -Kurven zeigen ein ausgeprägtes Maximum bei ca. 60-70 K, das für steigende Meßfrequenzen flacher verläuft und für 600 GHz näher bei T_C liegt. Die Absolutwerte bei 290 GHz sind im Vergleich zu Probe 1308 etwas niedriger. Die Fehler von ΔTr konnten durch den Umbau des Kryostaten deutlich verkleinert werden, so daß die Auflösung von λ_E (Tab. 1, Kap. 4.4.3) im Vergleich zu Probe 1308 deutlich besser ist. Dagegen konnte der Fehler $\Delta\varphi$ durch den Umbau nicht reduziert werden, so daß sich ähnliche Fehler $\Delta\sigma_1/\sigma_1$ für beide Proben ergeben.

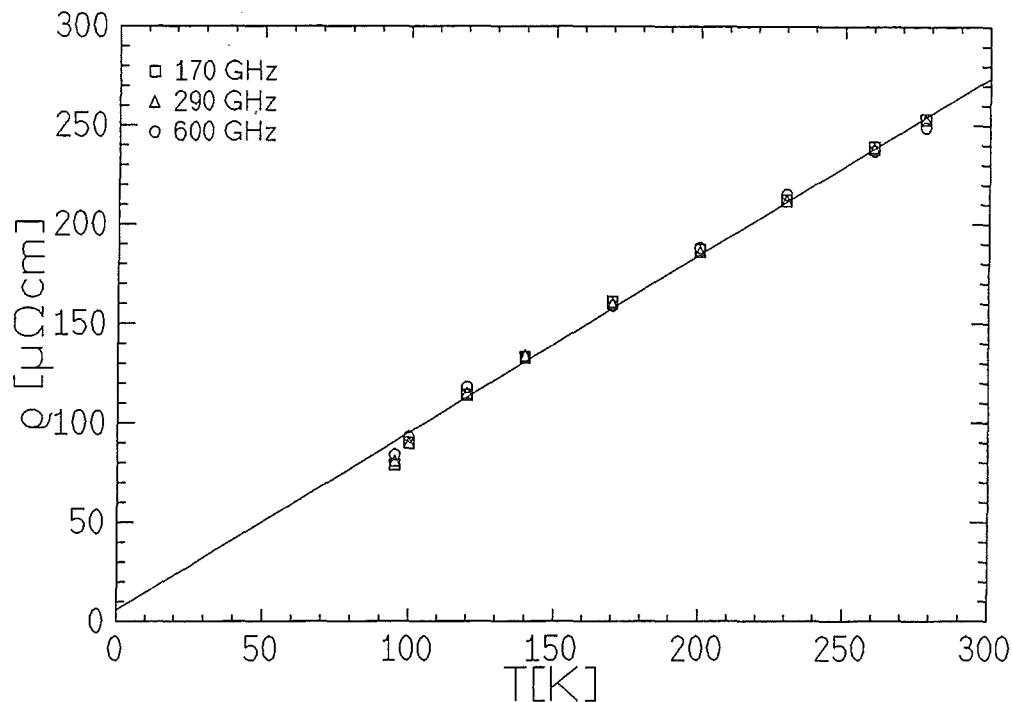


Abb. 39: $\rho(T)$ bei 165 GHz, 290 GHz und 600 GHz für Probe 2411.

Die zum Vergleich angegebenen $\sigma_1(T)$ -Werte bei 19 GHz weisen ebenfalls ein Maximum bei ca. 30 K mit noch etwas höheren absoluten $\sigma_1(T)$ -Werten auf. Bei 5 K ist $\Delta\sigma_1/\sigma_1=0.44$, bei 30 K 0.32 und bei 65 K 0.26. Die $\lambda_E(T)$ -Kurven zeigen für steigende Meßfrequenzen im mittleren Temperaturbereich zwischen 20 K und T_C ein flacheres Verhalten, bei 19 GHz wurde für niedrige Temperaturen $\lambda_E(0)$ aus der Spektroskopie verwendet. Die Abhängigkeit der $\lambda_E(T)$ -Werte von der Frequenz nimmt mit steigender Temperatur zu (Abb. 42). Der Exponent a des Frequenzskalierungsverhaltens von R_S ist zwischen 19 GHz und 165 GHz, 290 GHz bzw. 600 GHz bei 5 K ca. 1.6, steigt bis 60-70 K auf 1.95, 1.8 bzw. 1.65 an um dann wieder leicht abzufallen. Zwischen 165 GHz und 600 GHz fällt a von 1.6 bei 5 K auf 1.05 bei 50 K und steigt dann wieder leicht an (Abb. 43).

Während $R_S(0)=0.2-0.3$ mΩ für Probe 1308 und 2411 bei 19 GHz etwa gleich ist, ist $R_S(T)$ von Probe 2411 im mittleren Temperaturbereich niedriger. Bei 300 GHz ist $R_S(T)$ für beide Proben im Rahmen der Meßfehler identisch (Abb. 44). In einer doppelt-logarithmischen Auftragung der $R_S(T)$ -Werte für diverse Temperaturen und die verschiedenen Frequenzen ist zu erkennen, daß der Oberflächenwiderstand von YBCO im Vergleich zu berechneten Werten für Kupfer [69] je nach Temperatur nur etwa bis 200-300 GHz niedriger ist (Abb. 45).

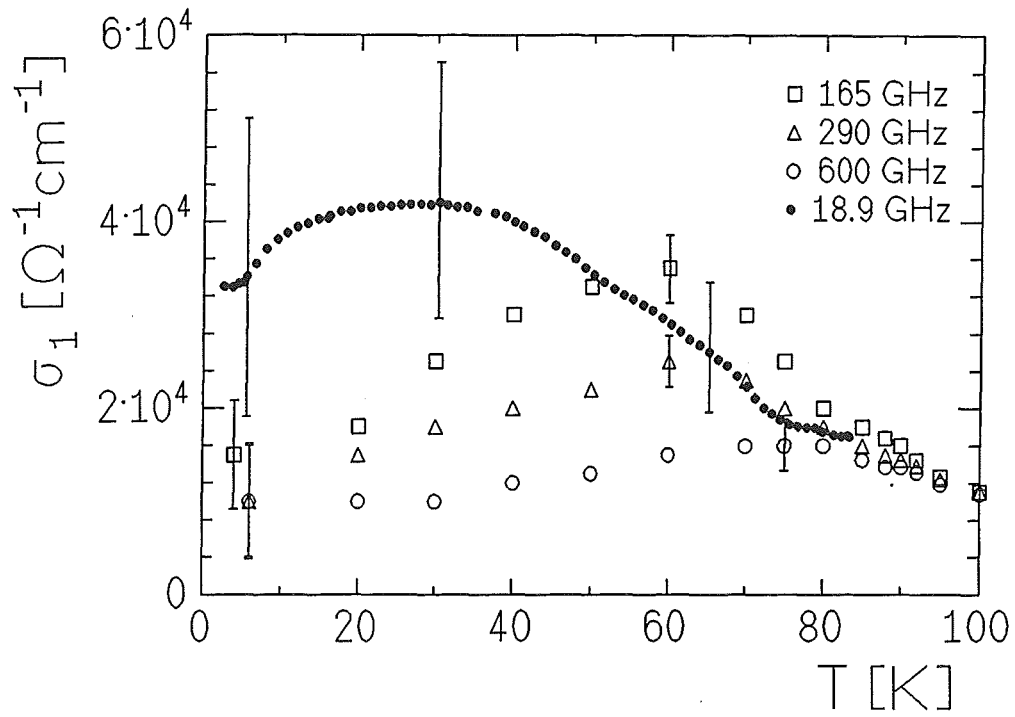


Abb. 40: $\sigma_1(T)$ für Probe 2411 bei 19 GHz, 165 GHz, 290 GHz und 600 GHz.

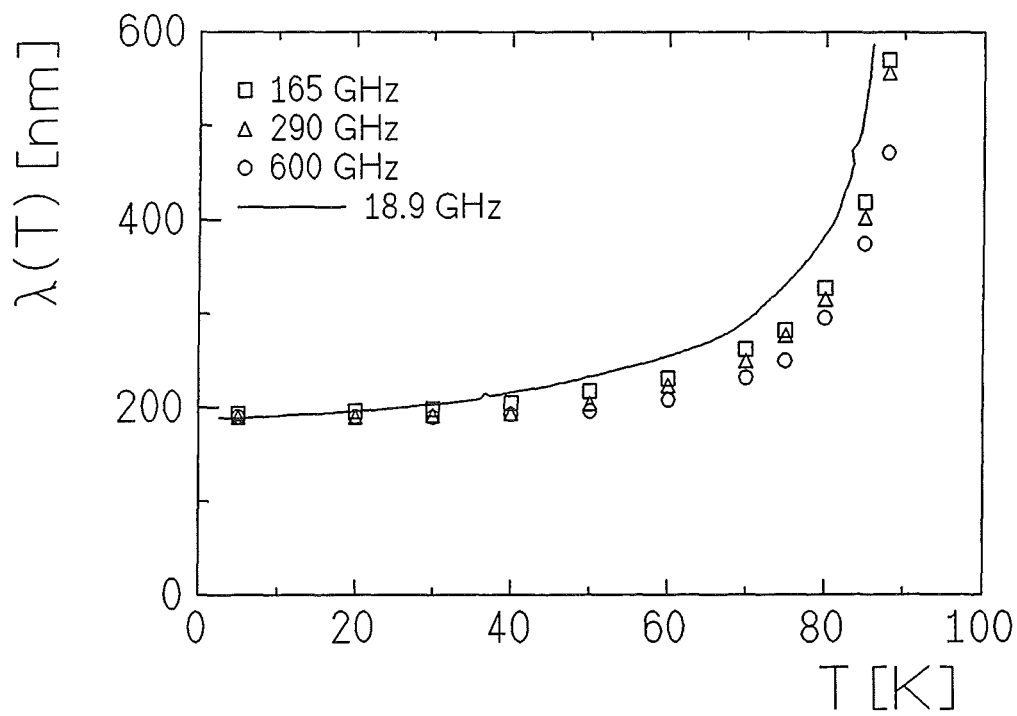


Abb. 41: $\lambda_E(T)$ für Probe 2411 bei 19 GHz, 165 GHz, 290 GHz und 600 GHz.

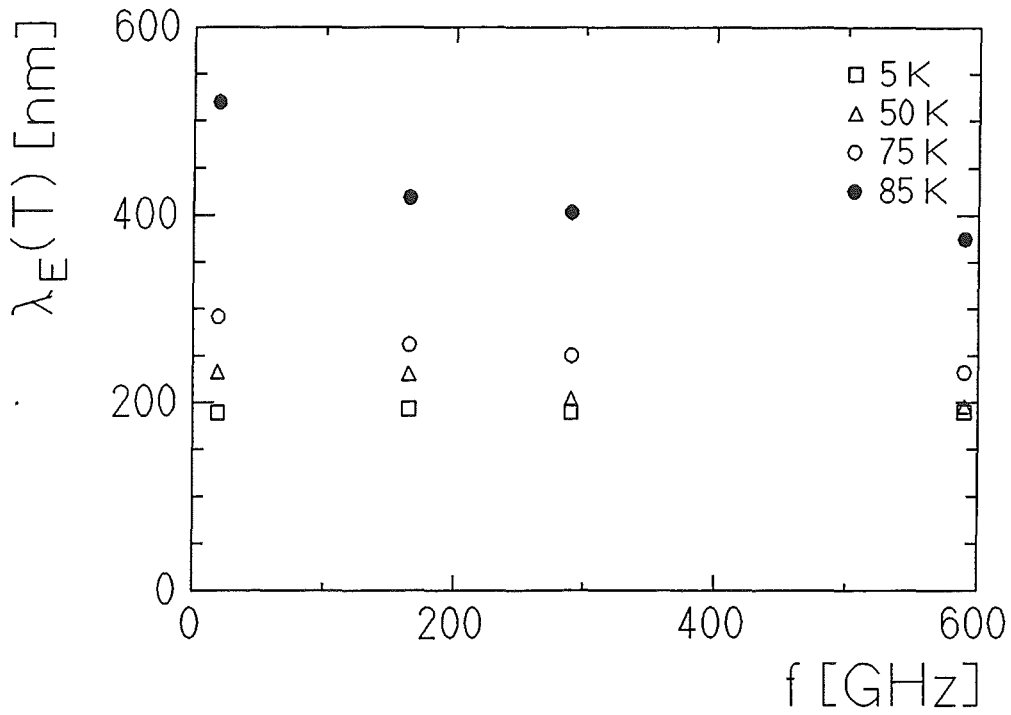


Abb. 42: $\lambda_E(f)$ für Probe 2411 bei 5 K, 50 K, 75 K und 85 K.

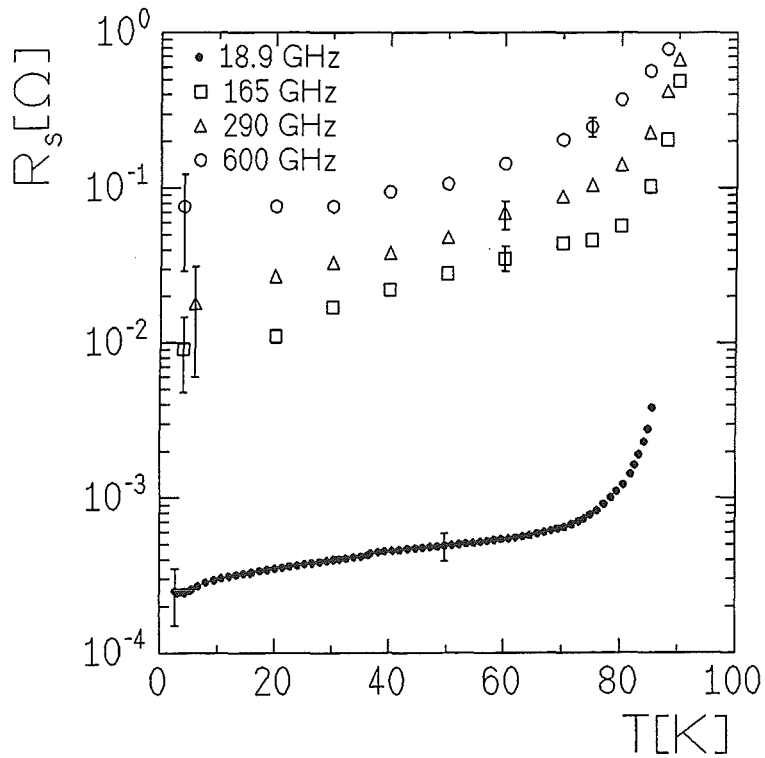


Abb. 43: $R_S(T)$ von Probe 2411 bei 19 GHz, 165 GHz, 290 GHz und 600 GHz.

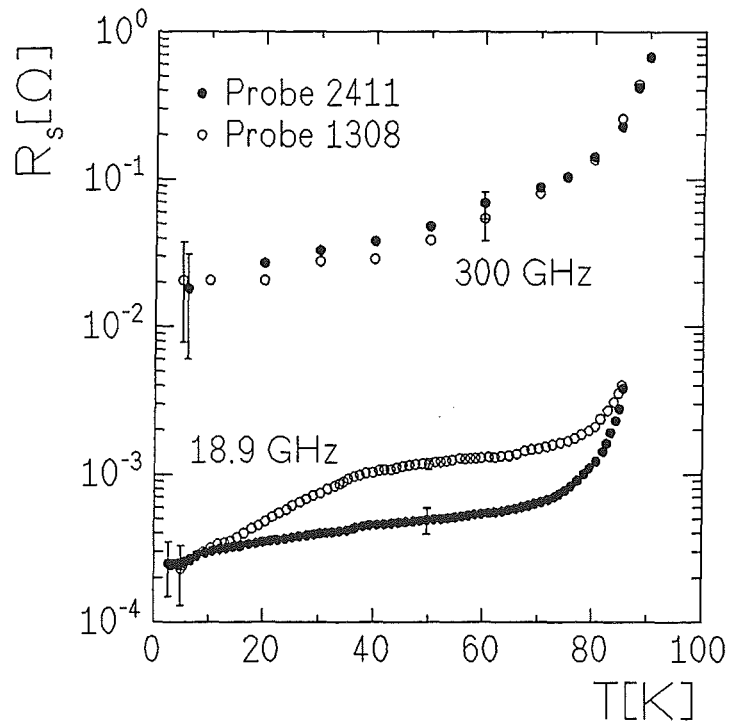


Abb. 44: $R_S(T)$ von Probe 2411 und 1308 bei 18.9 GHz und 300 GHz.

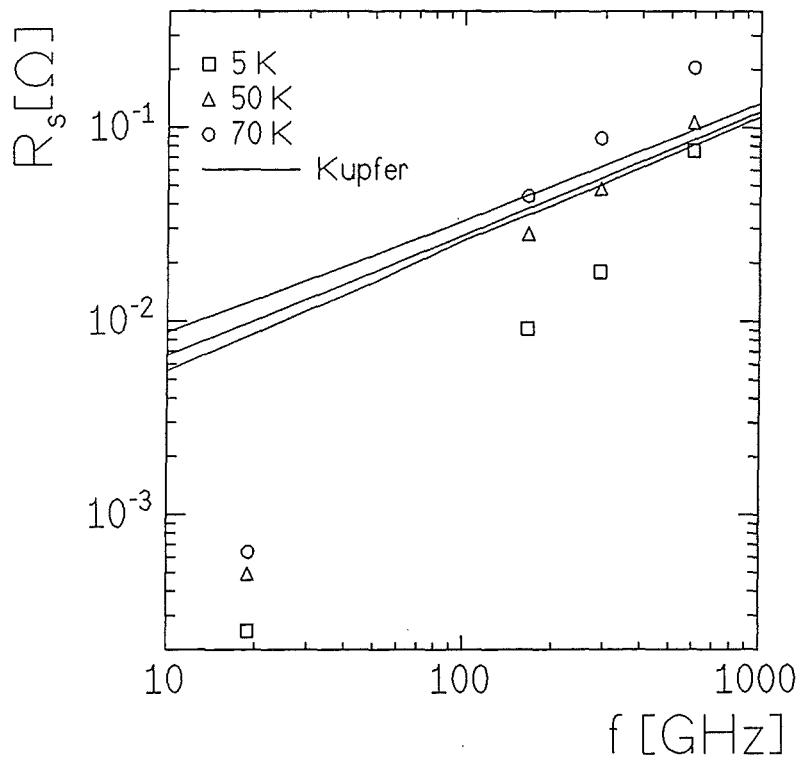


Abb. 45: $R_S(f)$ von Probe 2411 in doppelt-logarithmischer Auftragung bei 5 K, 30 K und 75 K im Vergleich zu berechneten Kupferwerten [69].

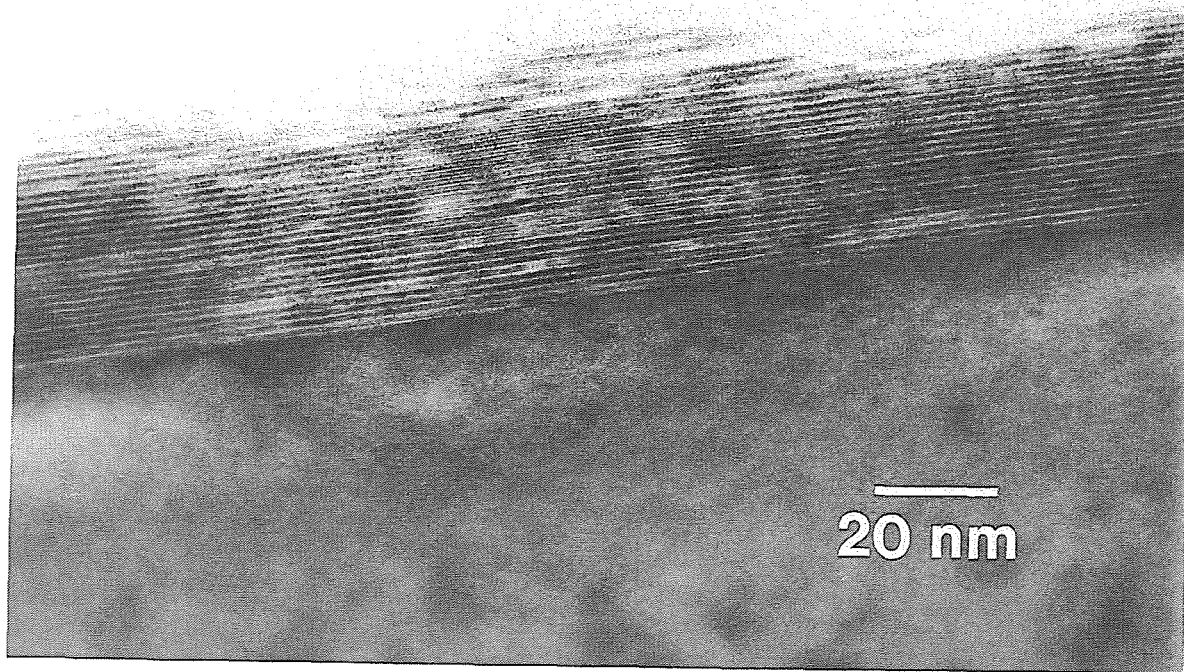


Abb. 46: HRTEM-Querschnittsaufnahme des Überganges Substrat-Schicht eines 60 nm dicken c-Achsen-orientierten YBCO-Filmes auf LaAlO_3 .

Eine 60 nm dicke YBCO-Schicht auf LaAlO_3 wurde in Querschnittpräparation mit hochauflösender Elektronenmikroskopie untersucht (Abb. 46). Man erkennt die Schichtstruktur des c-Achsen-orientierten YBCO-Filmes mit den hellen und dunklen Streifen parallel zur Substratoberfläche, die einer Einheitszelle in c-Richtung entsprechen. Der Übergang Substrat-Schicht ist auf ein bis zwei Einheitszellen scharf. Im Vergleich zu dickeren YBCO-Schichten auf LaAlO_3 [61] weist der 60 nm dicke Film relativ viele Stapelfehler sowie Verzerrungen auf, die sich in Kontrastunterschieden bemerkbar machen.

5.2.2 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_8$ -Schichten

Während seit einigen Jahren epitaktische Schichten aus YBCO mit zu Einkristallen vergleichbaren elektrischen Eigenschaften hergestellt werden, ist die Präparation guter epitaktischer $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_8$ -Schichten (BSCCO) mit einem T_C in der Nähe des Wertes für Einkristalle von bis zu 95 K schwierig. Im Rahmen dieser Arbeit wurden nach zwei unterschiedlichen Verfahren auf (110) NdGaO_3 -Substraten hergestellte BSCCO-Filme in dem umgebauten Kryostaten charakterisiert. Die von T. Amrein durch Laserablation auf NdGaO_3 abgeschiedenen BSCCO-Schichten [122] wiesen alle in der Mitte der Schicht Risse auf, die in gleichen Abständen von 2-3 μm senkrecht zur [001]-Richtung des Substrates verlaufen und die am Rand des Filmes bei kleineren Schichtdicken nicht mehr sichtbar sind (Abb. 47) [123]. Filme, die auf LaAlO_3 präpariert wurden, waren rißfrei.

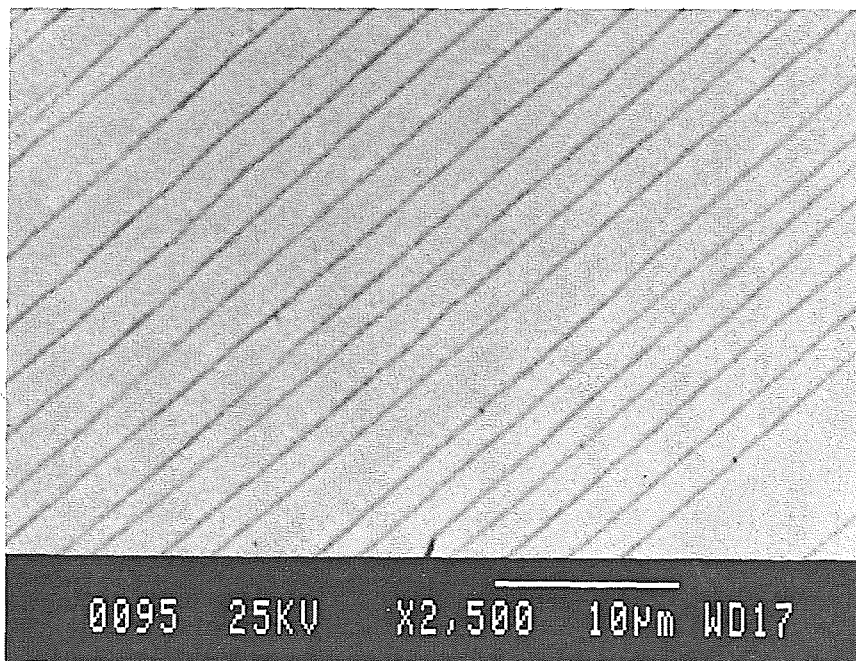


Abb. 47: 2500-fache Vergrößerung der Oberfläche eines laserablatierten BSCCO-Filmes auf NdGaO_3 , aufgenommen mit dem SEM im Kompositionsmodus.

Die für eine BSCCO-Schichtdeposition auf (110)-geschnittenem NdGaO_3 relevanten Gitterparameter sind bei Raumtemperatur $a_0=0.5428$ nm und $b_0=0.5493$ nm und haben im Verhältnis zu dem aufwachsenden BSCCO mit $a_0 \approx b_0 \approx 0.541$ nm entlang der b-Achse ([001]-Richtung) mit -1.5% eine etwa fünfmal größere Gitterfehlpassung als entlang der a-Achse ([1 $\bar{1}$ 0]-Richtung) mit -0.33%. Wegen des mit $\alpha_{a,b}=13.5 \cdot 10^{-6} 1/^\circ\text{C}$ größeren thermischen Ausdehnungskoeffizienten von BSCCO im Vergleich zu $\alpha_a=11.9 \cdot 10^{-6} 1/^\circ\text{C}$ und $\alpha_b=6.6 \cdot 10^{-6} 1/^\circ\text{C}$ für NdGaO_3 ist die Gitterfehlpassung bei der Depositionstemperatur von ca. 700°C mit -0.09% in [1 $\bar{1}$ 0]-Richtung und -0.64% in [001]-Richtung deutlich geringer [124][125]. Vermutlich entstehen daher die zur [001]-Richtung senkrechten Risse erst nach der Filmdeposition beim Abkühlen der Probe von 700 °C auf Raumtemperatur bzw.

bei der Sauerstoffbeladung. Da diese Risse bei den durch das Sputterverfahren auf (110)-NdGaO₃ hergestellten Filmen nicht auftraten, scheint die Abkühlgeschwindigkeit und die Temperatur, bei der die Sauerstoffreduktion nach der Schichtdeposition vorgenommen wird, entscheidend für die Ribbildung zu sein. Die Tatsache, daß die Risse am Rand der Probe bei kleineren Schichtdicken nicht mehr auftreten, deutet darauf hin, daß ähnlich wie bei YBCO-Schichten auf Saphir, bei denen wegen der unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten ab einer bestimmten Schichtdicke Risse auftreten [126], auch für BSCCO auf (110)-NdGaO₃ eine charakteristische Schichtdicke existiert, ab der eine Ribbildung auftritt.

Je nach Orientierung der eingestrahlten SMMW zu den Rissen kommt es zu einer Anisotropie der elektrodynamischen Eigenschaften. Eine Einstrahlung parallel zu den Rissen ergibt den höchsten Wert für σ_1 und den kleinsten Wert für λ_E . Probe 673 ist ein 175 nm dicker BSCCO-Film mit einem induktiv gemessenen T_C von ca. 85 K, der mit einer Polarisation der SMMW parallel zu den Rissen die besten elektrodynamischen Eigenschaften von allen gemessenen BSCCO-Schichten hatte, vergleichbar zu entsprechenden Messungen an einem BSCCO-Film auf LaAlO₃. Während die SMMW-Spektroskopie wegen der linearen Polarisation der eingestrahlten Wellen nur wenig durch die Risse gestört wird, wurde auf eine Messung der Oberflächenimpedanz bei 19 GHz wegen der durch die Feldverteilung im Resonator im Film induzierten Kreisströme verzichtet. Ein vergleichbarer, auf LaAlO₃ hergestellter BSCCO-Film zeigt ein Abfallen von R_S von $T_C \approx 85$ K auf 1.6 m Ω bei 5 K [56]. Zum Zeitpunkt der Messung von Probe 673 war die Spektroskopie nur um 300 GHz möglich. Eine RBS-Messung ergab eine 2212-Stöchiometrie und $\chi_{\min} = 20\%$, die Breite der Rocking-Kurve am (0010)-Reflex betrug 0.15°.

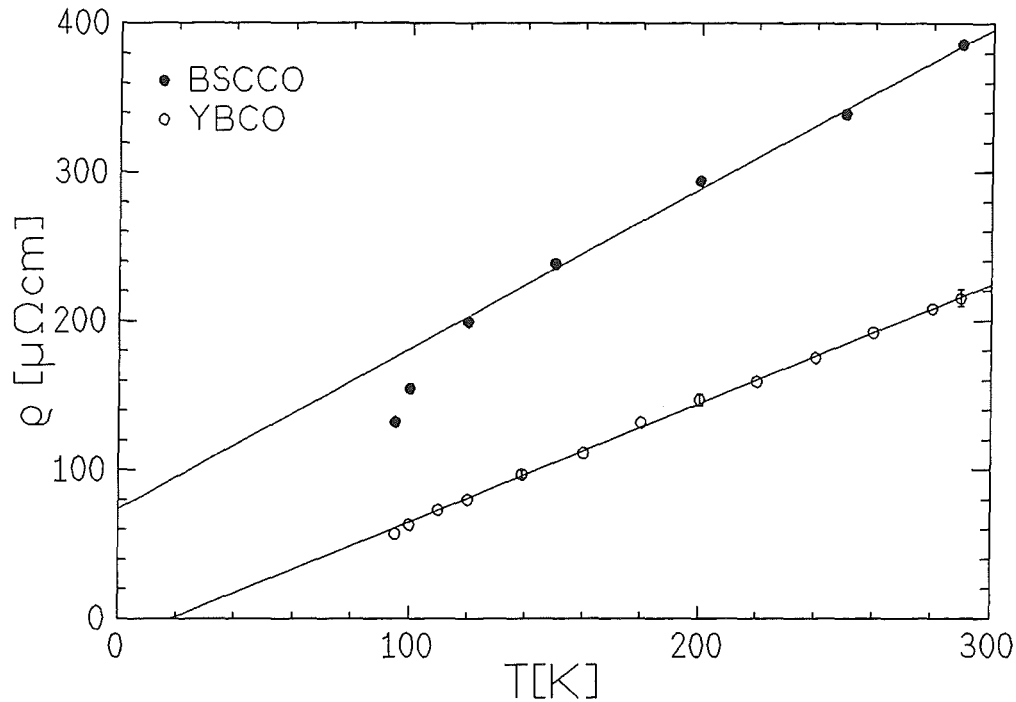


Abb. 48: $\rho(T)$ für eine YBCO-Schicht (1308) und eine BSCCO-Schicht (673) bei 300 GHz.

Im Vergleich zu der YBCO-Probe 1308 ist der spezifische Widerstand von Probe 673 im normalleitenden Zustand deutlich höher ($\rho(300\text{K})=400 \mu\Omega\text{cm}$, $\rho(100\text{K})=155 \mu\Omega\text{cm}$, $R=2.60$), $\rho(T)$ ist nahezu linear ($\rho(T)=74 \mu\Omega\text{cm}+1.07 \mu\Omega\text{cm}/\text{K}\cdot T$, Abb. 48). Im supraleitenden Zustand ist für beide Substanzen ein Maximum in $\sigma_1(T)$ bei ca. 60-70 K zu beobachten, wobei die absoluten Werte für BSCCO nur etwa 60% der entsprechenden Werte für YBCO betragen (Abb. 49). $\Delta\sigma_1/\sigma_1$ ist für Probe 673 bei 5 K 0.4, bei 60 K 0.15. Die Absolutwerte für $\lambda_E(T)$ sind für BSCCO mehr als zweimal so hoch wie für YBCO, bei 5 K ist $\lambda_E(\text{BSCCO})=373 \text{ nm}$ im Vergleich zu $\lambda_E(\text{YBCO})=170 \text{ nm}$ (Abb. 50). $\Delta\lambda_E$ ist für Probe 673 bei allen Temperaturen ca. $\pm 15 \text{ nm}$. Ein ähnliches Verhalten bei etwas höheren $\lambda_E(T)$ - bzw. kleineren $\sigma_1(T)$ -Werten wurde an einem zweiten laserablatierten BSCCO-Film auf NdGaO_3 gemessen.

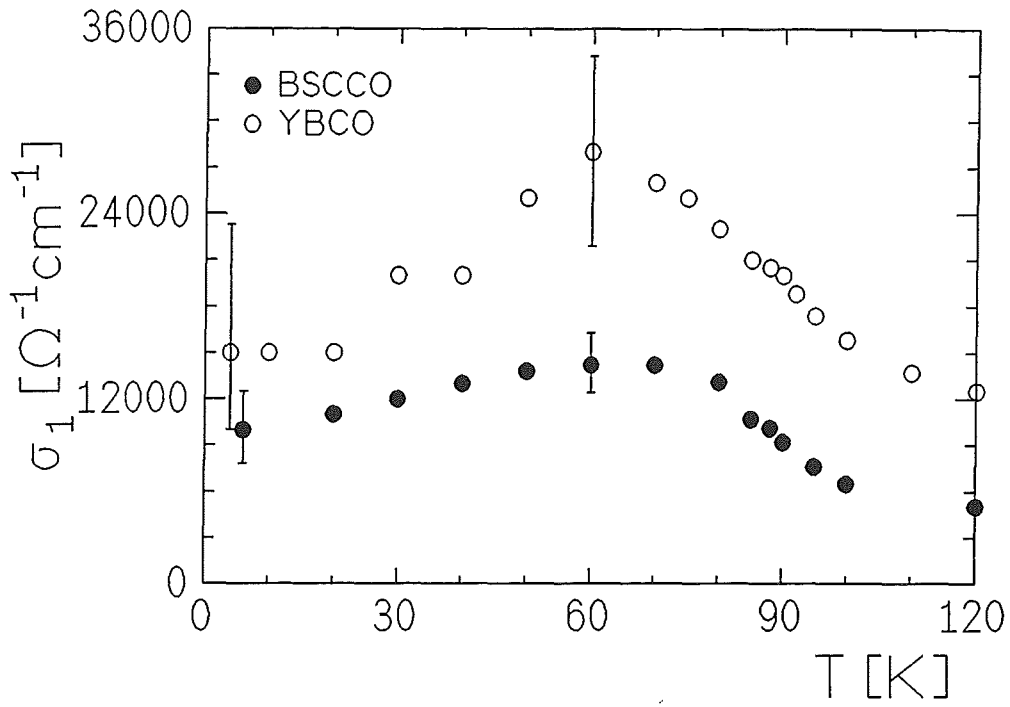


Abb. 49: $\sigma_1(T)$ für eine YBCO-Schicht (1308) und eine BSCCO-Schicht (673) bei 300 GHz.

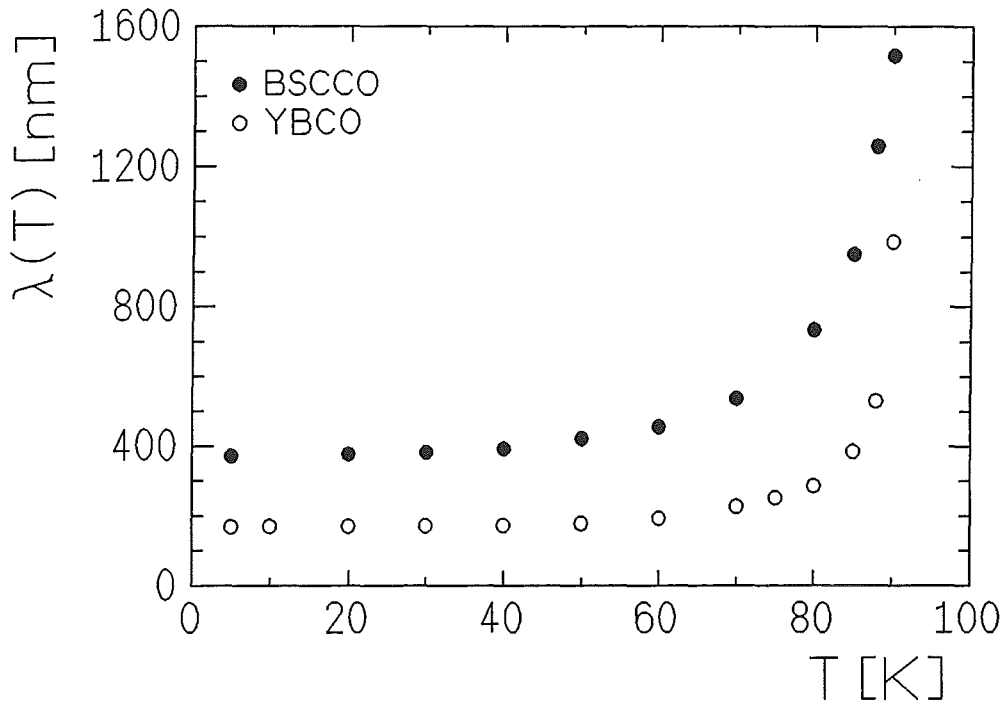


Abb. 50: $\lambda_E(T)$ für eine YBCO-Schicht (1308) und eine BSCCO-Schicht (673) bei 300 GHz.

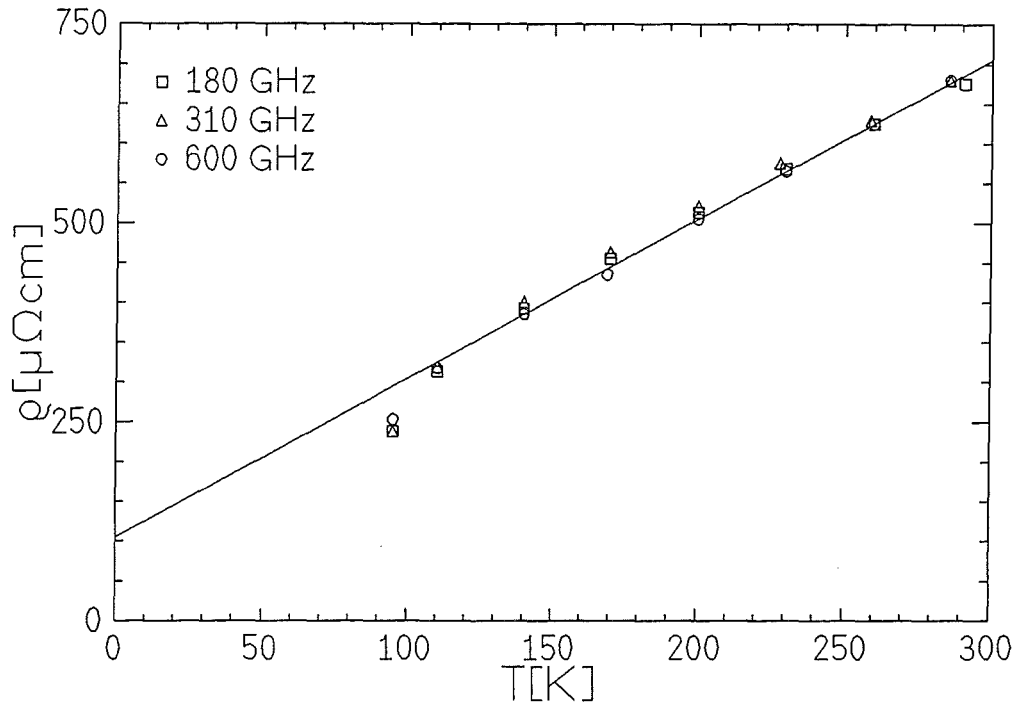


Abb. 51: $\rho(T)$ für eine 210 nm dicke BSCCO-Schicht auf (110)-NdGaO₃ (Probe 1512) bei 180 GHz, 310 GHz und 600 GHz.

Probe 1512 ist ein 210 nm dicker BSCCO-Film auf NdGaO₃, der von C. Osthöver durch Sauerstoff-Hochdruckspütern hergestellt worden ist [55] und der im Gegensatz zu den durch Laserablation präparierten Schichten keine Risse aufwies. Die Schichtdicke, die exakte (2212)-Stöchiometrie sowie $\chi_{\min}=20\%$ wurden durch RBS bestimmt. $\rho(T)$ ist nahezu linear ($\rho(T)=113 \mu\Omega\text{cm}+2 \mu\Omega\text{cm}/\text{K}\cdot T$, $\rho(300\text{K})=715 \mu\Omega\text{cm}$, $\rho(100\text{K})=265 \mu\Omega\text{cm}$, $R=2.70$, Abb. 51). Bezüglich $T_C=70 \text{ K}$ aus der Messung von $R_S(T)$ bei 19 GHz liegen die für die Spektroskopie mit zunehmender Meßfrequenz flacher werdenden Maxima in $\sigma_1(T)$ mehr oder weniger genau bei der Sprungtemperatur (Abb. 52). $\Delta\sigma_1/\sigma_1$ ist bei 5 K für alle Frequenzen ca. 0.5 und bei 60-70 K 0.1-0.15. Bereits oberhalb von 70 K sind Abweichungen in $\sigma_1(T)$ für die verschiedenen Meßfrequenzen sowie endliche Werte für $\lambda_E(T)$ zu beobachten, die vermutlich durch Anteile der (2223)-Phase im Film verursacht werden, die ein wesentlich höheres $T_C=115 \text{ K}$ hat. $\sigma_1(T)$ bei 19 GHz liegt deutlich oberhalb der entsprechenden Werte bei den SMMW-Frequenzen. $\lambda_E(T)$ verläuft insbesondere im Vergleich zu 19 GHz für steigende Meßfrequenzen unterhalb von T_C immer flacher, $\Delta\lambda_E$ bei 5 K ist $\pm 20 \text{ nm}$, $\pm 6 \text{ nm}$ und $\pm 3 \text{ nm}$ mit steigender Frequenz (Abb. 53). $R_S(T)$ skaliert zwischen den einzelnen Frequenzen etwa mit 1.4-1.6 (Abb. 54), im Vergleich zu Kupfer ist R_S von BSCCO bereits bei niedrigeren Frequenzen schlechter als für YBCO (Abb. 55). An zwei weiteren BSCCO-Schichten wurden ähnliche Werte für $\rho(T)$, $\sigma_1(T)$, $\lambda_E(T)$ und $R_S(T)$ gemessen.

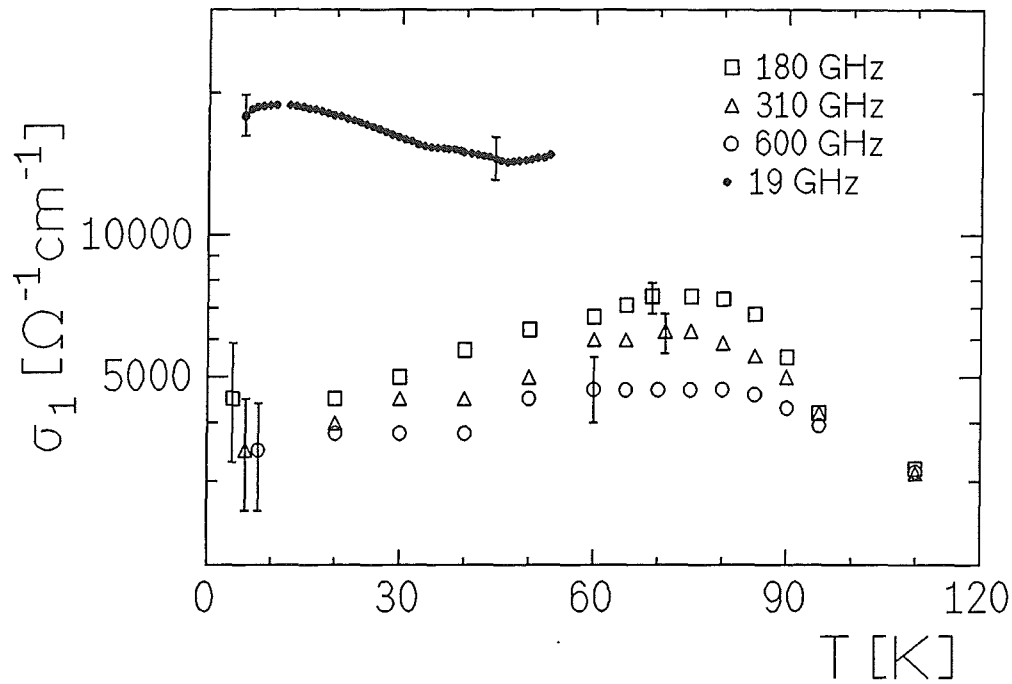


Abb. 52: $\sigma_1(T)$ der BSCCO-Probe 1512 bei 19 GHz, 180 GHz, 310 GHz und 600 GHz.

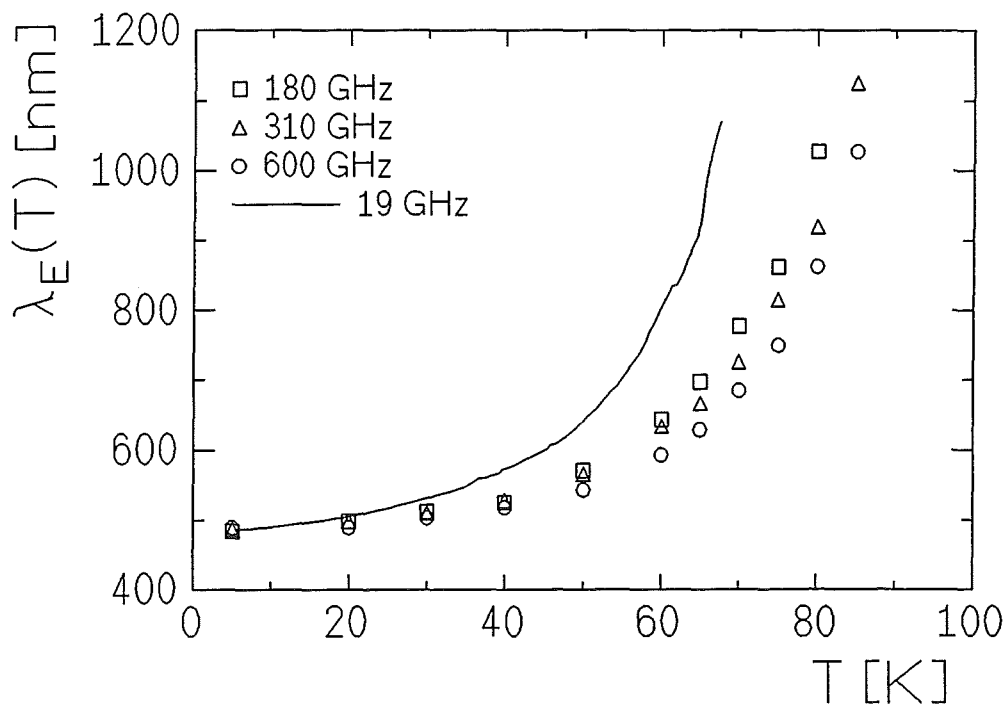


Abb. 53: $\lambda_E(T)$ der BSCCO-Probe 1512 für 19 GHz, 180 GHz, 310 GHz und 600 GHz.

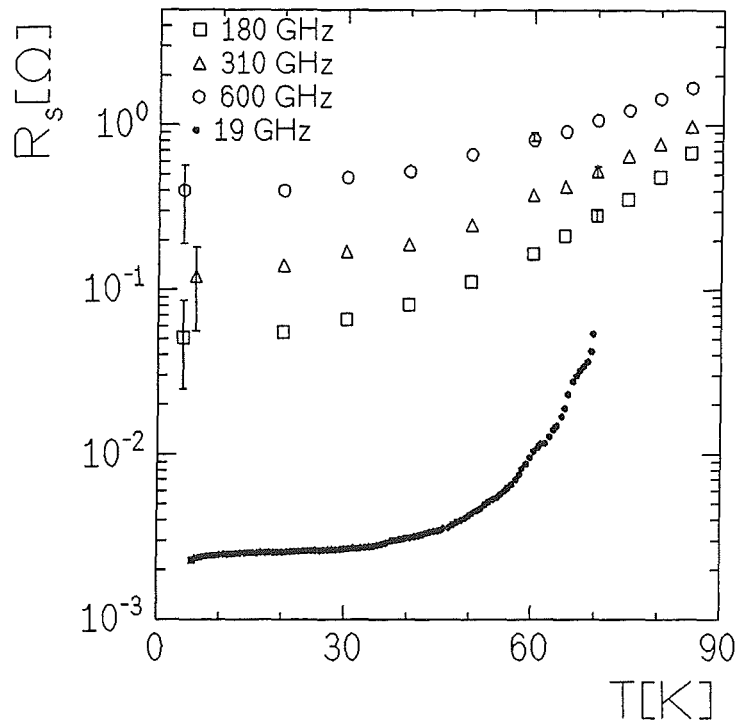


Abb. 54: $R_s(T)$ der BSCCO-Probe 1512 bei 19 GHz, 180 GHz, 310 GHz und 600 GHz.

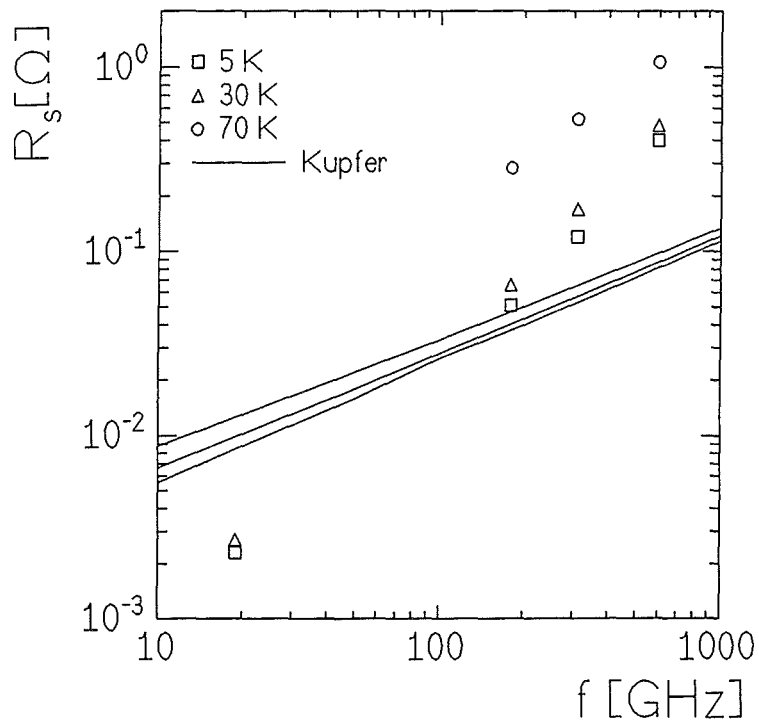


Abb. 55: $R_s(\omega, T)$ der BSCCO-Probe bei verschiedenen Frequenzen und Temperaturen im Vergleich zu berechneten Kupferwerten [69].

5.2.3 Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-y}-Schichten

Von S. Mao et al. werden qualitativ hochwertige epitaktische Schichten aus Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-y} (NCCO) mit T_C bis 21 K durch Laserablation hergestellt [64]. Im Rahmen dieser Arbeit wurden je ein 120 nm dicker Film auf einem 0.5 mm dicken (110) NdGaO₃-Substrat (Probe 523) und ein 120 nm dicker Film auf 0.5 mm dickem Saphir-Substrat (r-Schnitt, Probe 527) spektroskopisch untersucht. Probe 523 hat ein T_C von ungefähr 20 K und ein sehr gutes χ_{min} unter 5% [65] bei der angegebenen Stöchiometrie. Die Probengröße war mit ca. 9×10 mm² zu klein für eine Messung mit der 9.8 mm-Blende in dem 19 GHz-Resonator, mit einer kleineren Blende (Ø9 mm) konnte keine Resonanz gefunden werden, so daß auf eine Bestimmung der Oberflächenimpedanz bei 19 GHz verzichtet werden mußte. Die Probe wurde bei 165 GHz, 280 GHz und 600 GHz spektroskopisch untersucht.

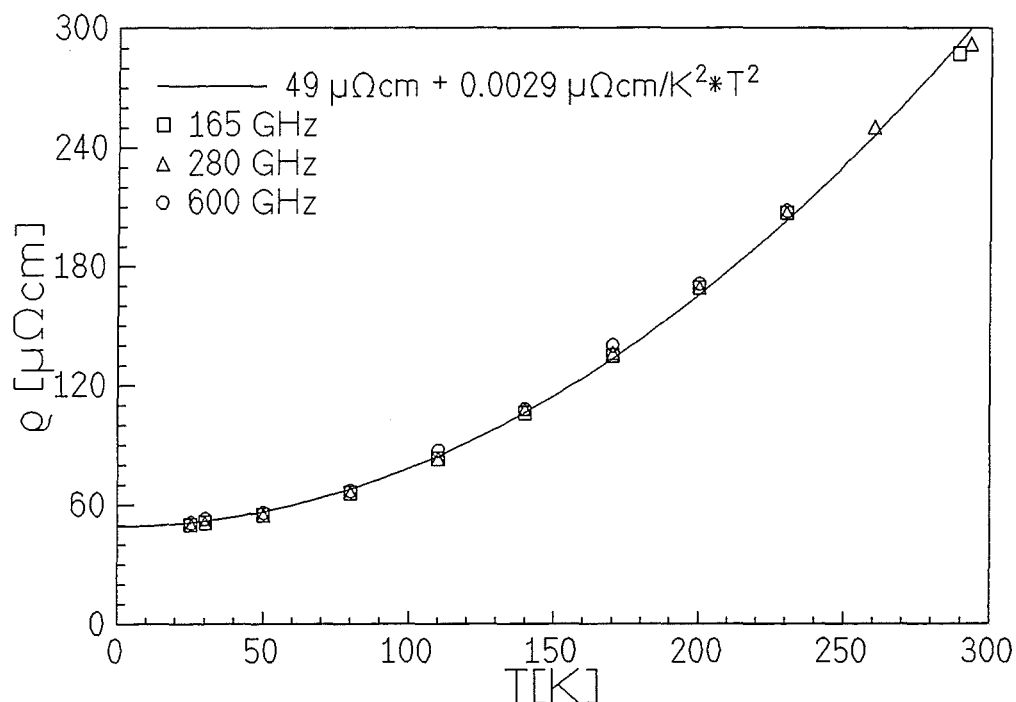


Abb. 56: $\rho(T)$ einer 120 nm dicken NCCO-Schicht auf einem 0.5 mm dicken (110) NdGaO₃-Substrat (Probe 523) bei 165 GHz, 280 GHz und 600 GHz zusammen mit einem quadratischen Fit.

Für alle Frequenzen zeigt der spezifische Widerstand $\rho(T)$ von Probe 523 im normalleitenden Bereich ein mit der Temperatur quadratisches Verhalten mit $R_{Res} = 49 \mu\Omega\text{cm}$ für T gegen niedrige Temperaturen ($R(300\text{K}) = 310 \mu\Omega\text{cm}$, $R(100\text{K}) = 78 \mu\Omega\text{cm}$, $R = 3.95$, Abb. 56). $\sigma_1(T)$ hat im supraleitenden Zustand nur für die beiden niedrigen Frequenzen unmittelbar unterhalb von T_C ein schmales Maximum und fällt dann wie für 600 GHz stark ab (Abb. 57). Im Rahmen der Meßgenauigkeit verläuft $\lambda_E(T)$ bei 165 GHz und 280 GHz gleich ($\lambda_E(0) = 355 \text{ nm}$), bei 600 GHz wird $\lambda_E(T)$ oberhalb von 10 K flacher (Abb. 58).

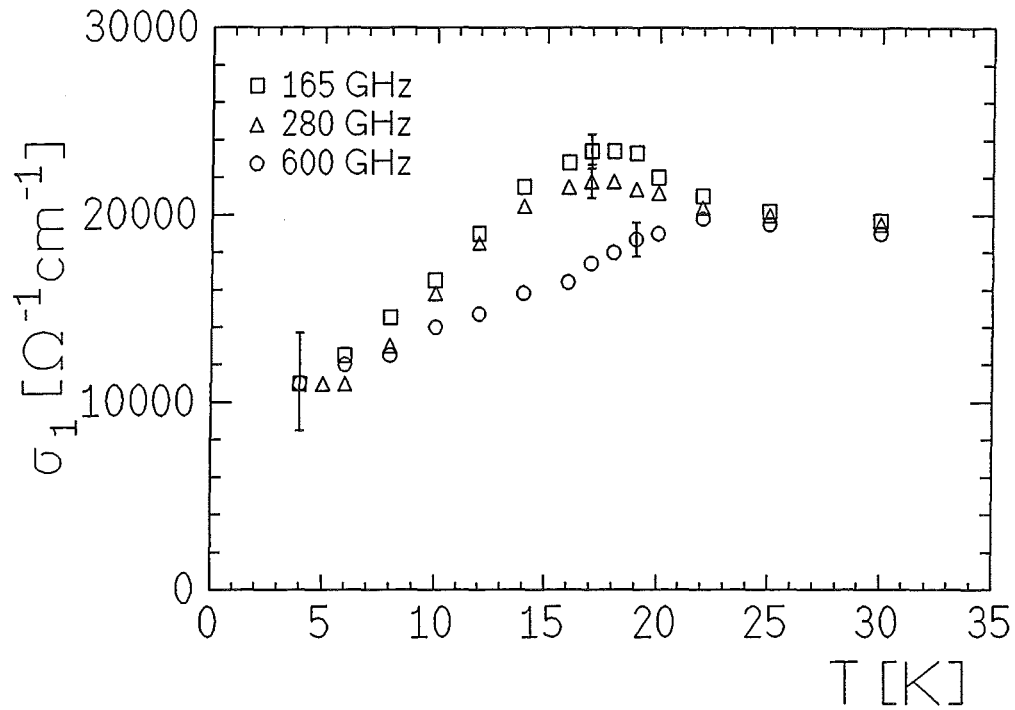


Abb. 57: $\sigma_1(T)$ der NCCO-Probe 523 im supraleitenden Zustand bei 165 GHz, 280 GHz und 600 GHz.

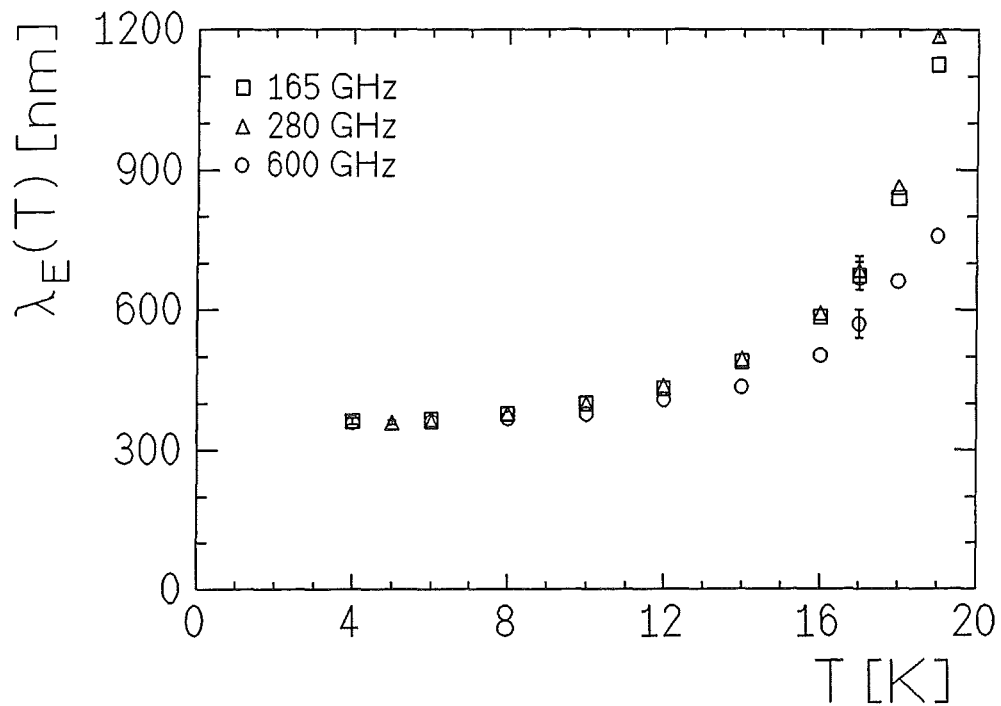


Abb. 58: $\lambda_E(T)$ der NCCO-Probe 523 bei 165 GHz, 280 GHz und 600 GHz.

Da sowohl $\sigma_1(T)$ als auch $\lambda_E(T)$ für steigende Temperaturen verhältnismäßig groß werden, werden die Näherungsformeln (32) und (33) bei 17 K zu ungenau, um daraus die Meßfehler berechnen zu können. Die Meßfehler wurden daher bei dieser Temperatur aus der Simulation zu $\Delta\lambda_E = \pm 25$ nm und $\Delta\sigma_1 = \pm 900$ $\mu\Omega\text{cm}$ abgeschätzt, bei 4 K ist $\Delta\sigma_1/\sigma_1 \approx 0.25$. Probe 527 zeigte bei den entsprechenden Frequenzen ein ähnliches Verhalten.

5.3 Resonante Meßmethoden

Die Fehleranalyse von Kap. 4.4.3 zeigt, daß die Messung von Restverlusten in Supraleitern bei niedrigen Temperaturen, die durch ein endliches $\sigma_1(0)$ verursacht werden, in einfacher Transmission mit recht großen Fehlern behaftet ist. Zur Verbesserung des Auflösungsvermögens wurden daher resonante Meßverfahren erprobt, die auch im Hinblick auf eine spätere Anwendung in der SMMW-Technik interessant sind. Eine Variante ist ein Fabry-Perot-Resonator, der aus zwei mit einem supraleitenden Film versehenen Substraten besteht, die mit der Filmseite zueinander möglichst planparallel angeordnet werden [127][128]. Im Zwischenraum bilden sich aufgrund von Mehrfachreflexionen an den Filmen je nach Reflexionsvermögen der Filme mehr oder weniger stark stehende Wellen aus. Das frequenzabhängige Transmissionsverhalten eines solchen Resonators ist durch scharfe Hauptresonanzmaxima charakterisiert, die für solche Frequenzen auftreten, für die die optische Weglänge $n \cdot d$ im Zwischenraum zwischen den Filmen genau einem Vielfachen der halben Wellenlänge entspricht. Daneben treten breitere Nebenmaxima aufgrund von Mehrfachreflexionen in den Substraten auf. Die Güte der Hauptmaxima ist ein Maß dafür, wie oft die einfallenden Wellen in dem Resonator reflektiert werden und hängt empfindlich von dem Reflexionsvermögen und damit den Filmeigenschaften ab. Zur Bestimmung der Güte muß die Transmission nur bis zum halben Wert des Transmissionsmaximums (-3 dB) auflösbar sein, so daß sich unter Umständen mit dieser Anordnung auch dickere Filme als in einfacher Transmission messen lassen.

Eine leichtere planparallele Ausrichtung der Filme bzw. eine kompaktere Bauweise des Resonators ist möglich, wenn für den Zwischenraum zwischen den beiden Filmen ein Dielektrikum mit einem möglichst niedrigen dielektrischen Verlustwinkel $\tan\delta$ verwendet wird. Ein solcher dielektrischer Fabry-Perot-Resonator wurde im Rahmen dieser Arbeit untersucht. Als Dielektrikum wurden 1×1 cm^2 große Plättchen der Dicke d_D aus ein-kristallinem Quarz verwendet, die so geschnitten waren, daß die optische Achse jeweils kantenorientiert in der Schnittebene lag. Quarz hat bei nahezu vernachlässigbaren dielektrischen Verlusten den Vorteil einer relativ kleinen Brechzahl $n_D \approx 2.1$ (vgl. 5.1), so daß sich auch für die Grundresonanz in diesem Frequenzbereich noch handhabbare Plättchendicken ergeben. Auf beide Seiten dieser Quarzplatte wurde jeweils ein 30-60 nm dicker YBCO-Film auf einem 1×1 cm^2 großen (110) kantenorientiert geschnittenen NdGaO_3 -Substraten ($d_S = 0.53$ mm, $n_S = 4.6$) mit wenig Apiezonfett möglichst ohne Spalt befestigt (Abb. 59).

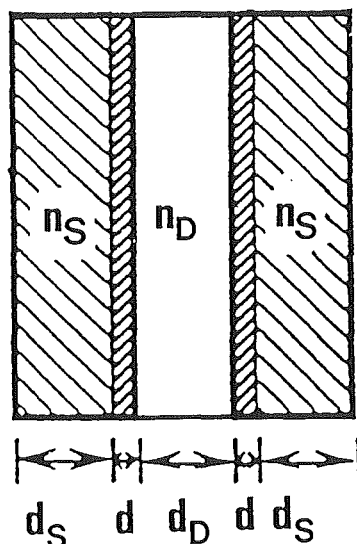


Abb. 59: Schema des charakterisierten Resonators, bestehend aus zwei YBCO-Filmen auf NdGaO_3 , die durch eine Quarzscheibe getrennt sind.

Während die Frequenzlage der Nebenmaxima der Transmission durch ein solches aus insgesamt fünf Schichten bestehendes Paket durch d_S bzw. n_S festgelegt ist, kann die Lage der Hauptmaxima durch Variation von d_D verändert werden. Treffen Haupt- und Nebenmaxima aufeinander, so kommt es zu einer zusätzlichen Transmissionserhöhung, die für eine bessere Auflösung bzw. zur Messung dickerer Schichten verwendet werden kann. Für d_D ergibt sich dann [129]:

$$d_D = \frac{2d_S n_S a_D}{(2a_S + 1)n_D} \quad (41)$$

a_D bzw. a_S sind die Ordnungen der Haupt- bzw. Substratresonanzen, ($a_D, a_S = 1, 2, \dots$). Es wurden zwei Resonatoren für die erste Hauptresonanz $a_D = 1$ mit $d_D = 0.33$ mm und 0.21 mm für eine Resonanzfrequenz von 210 GHz ($a_S = 3$) und 335 GHz ($a_S = 5$) verwendet.

Abb. 60 zeigt den durch Erweiterung von (34) auf fünf Schichten berechneten Einfluß von σ_1 und λ_E auf die Güte des verwendeten Resonators mit den entsprechenden Parametern und 50 nm dicken supraleitenden Schichten. Nach dieser Berechnung sind relativ hohe Güten zu erwarten, die zudem empfindlich von den σ_1 -Werten der supraleitenden Schicht abhängen sollten. Eine eindeutige Bestimmung von σ_1 und λ_E erfordert jedoch zusätzlich die Messung von λ_E durch Spektroskopie an den einzelnen Filmen. Die Resonatorgüte steigt mit zunehmender Dicke der supraleitenden Schichten nahezu linear an, gleichzeitig nimmt die Transmission stark ab (Abb. 61).

Die absolute Transmission durch den Resonator wurde gemessen, indem das Resonatorpaket aus den zwei Substraten und dem Quarzplättchen anstelle eines einzelnen beschichteten Substrates auf der Probenhalterblende befestigt wurde und der Quotient der Transmission mit und ohne Resonator im Strahlengang in Abhängigkeit von der Frequenz

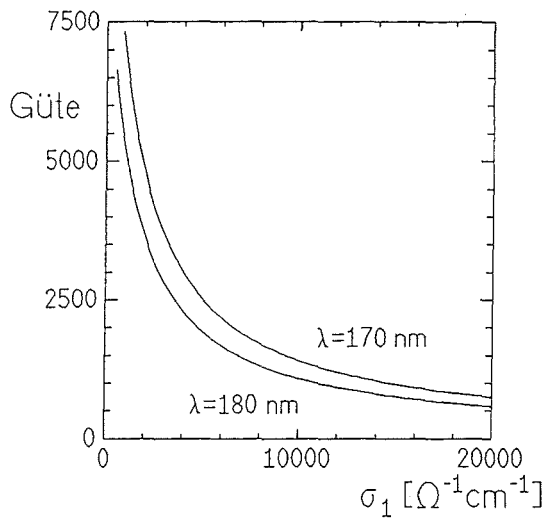


Abb. 60: Berechneter Einfluß von σ_1 und λ_E der beiden supraleitenden Schichten ($d=50$ nm) auf die Güte des Resonators.

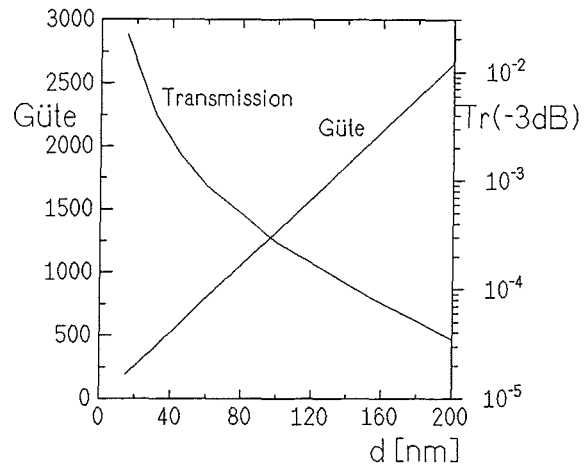


Abb. 61: Berechneter Einfluß der Dicke d der beiden Schichten ($\sigma_1=10000 \mu\Omega\text{cm}$, $\lambda_E=170$ nm) auf die Güte bzw. die Transmission 3 dB unterhalb des Maximums.

gemessen wurde. Aus den Resonanzkurven wurden die Halbwertsbreiten sowie die Resonanzfrequenzen und damit die Güten in Abhängigkeit von der Temperatur bestimmt. An einem Resonator mit 60 nm dicken YBCO-Filmen konnte im supraleitenden Zustand keine Transmission mehr beobachtet werden, mit 40 nm dicken Schichten wurde bei 337 GHz eine maximale Güte von 50 gemessen (Abb. 62).

Andere Gruppen berichten Messungen mit Fabry-Perot-Resonatoren aus $1 \times 1 \text{ cm}^2$ großen HTSL-Schichten ohne Dielektrikum im Resonanzraum, mit YBCO-Filmen auf Saphir ergab sich eine Güte von 30 bei 3 THz [128] bzw. für Filme auf MgO von 20 bei 2 THz [130], die mittlerweile auf 200 verbessert werden konnte [131][132]. Die einzigen bekannten Messungen an einem planparallelen Resonator mit einem Dielektrikum zwischen den Filmen wurden von Pechen et al. an einem beidseitig mit ca. 30 nm dicken YBCO-Filmen beschichteten Siliziumsubstrat durchgeführt, bei 2 THz messen sie eine Güte von 180 [133]. Für niedrigere SMMW-Frequenzen, bei denen die Beugungsverluste zunehmen, sind keine Daten bekannt. Die gemessenen Güten, die im Rahmen der auch von anderen Gruppen erreichten experimentellen Werte liegen, sind wesentlich kleiner als die in Abb. 60 bzw. Abb. 61 berechneten Werte. Diese Berechnungen gemäß der geometrischen Optik gehen von einem senkrecht zur Transmissionsrichtung unendlich ausgedehnten planparallelen Resonator aus. Außerdem werden keine Beugungseffekte aufgrund des Gaußschen Strahlprofils sowie Verluste im Dielektrikum berücksichtigt. Tatsächlich ist die laterale Ausdehnung des Resonators jedoch nur einige Wellenlängen groß, der SMMW-Strahl läuft aufgrund von Beugungseffekten im Resonator schon nach wenigen Reflexionen zu den Rändern hin auseinander, so daß die Resonatorgüten deutlich verschlechtert werden.

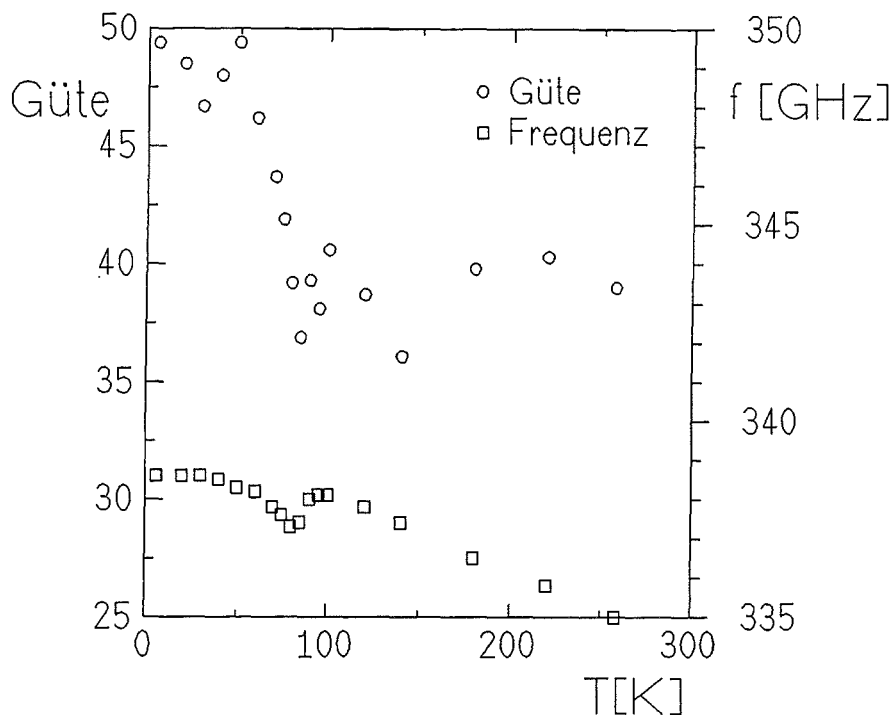


Abb. 62: Gemessene Güte und Resonanzfrequenz des verwendeten Resonators in Abhängigkeit von der Temperatur.

Höhere Güten lassen sich nur mit aus der Mikrowellentechnik bekannten selbstfokussierenden offenen Resonatoren erreichen [134-136]. Dabei ist eine bzw. sind beide metallischen Reflexionsflächen nicht plan, sondern als sphärischer Hohlspiegel ausgelegt, die den Gaußstrahl nach jeder Reflexion erneut zum Zentrum des Resonators hin fokussieren, die Resonanzfrequenz wird durch den Abstand der beiden Spiegel festgelegt. Die quasioptische Näherung ermöglicht eine analytische Berechnung der Feldverteilung und des Spektrums eines solchen Resonators [137][138]. Mit Hohlspiegeln aus Niob konnten Güten bis zu 10^7 erreicht werden [139]. Epitaktische, c-Achsen-orientierte Schichten aus HTSL lassen sich nur auf planparallelen Substraten herstellen, die Bestimmung von Restverlusten in solchen Schichten ist mit einer Anordnung möglich, bei der der planparallele Film einem sphärischen Hohlspiegel gegenüber angeordnet wird, der entweder aus gut leitendem Metall (Kupfer) oder aus einem konventionellen Supraleiter (Niob) gefertigt ist [140]. die Ein- bzw. Auskopplung der SMMW kann über fotolithographisch in den Film präparierte Löcher oder über Öffnungen im Hohlspiegel erfolgen. Eine alternative Einkopplung ist über ein halbdurchlässiges Metallgitter, Mylarfolie o.ä. möglich, das 45° zur Resonatorachse verkippt zwischen Film und Hohlspiegel angeordnet wird. Von besonderem Interesse im Hinblick auf eine mögliche Anwendung als Resonator oder Filter in der SMMW-Technik ist eine Fertigung der sphärischen Resonatorspiegel aus HTSL-Schichten. Divin et al. konnten zeigen, daß auf schräg angeschnittenen Substraten bis zu einem Fehlorientierungswinkel von ca. 12° ein epitaktisches Wachstum von YBCO-Schichten in Terrassenform zu beobachten ist [141]. Auf sphärisch geschliffenen Substraten, deren Brennweite so berechnet ist, daß zum Rand hin diese kritische Fehlorientierung nicht

überschritten wird, lassen sich unter Umständen epitaktische YBCO Schichten herstellen. Das Reflexionsvermögen solcher Schichten sollte trotz zum Rand hin zunehmender Stromanteile, die aufgrund des Terrassenwachstums in Richtung der c-Achse fließen müssen, dem von metallischen Hohlspiegeln überlegen sein. Zwei solche gegenüber angeordnete Spiegel bilden einen über den Abstand durchstimmbaren SMMW-Resonator hoher Güte, durch Kopplung verschiedener Resonatoren lassen sich Filter realisieren [142].

6 Diskussion

Das Auftreten eines frequenzabhängigen Maximums in den $\sigma_1(T)$ -Messungen dieser Arbeit sowohl für YBCO als auch für BSCCO und Temperaturen deutlich unterhalb von T_C scheint zunächst den Vorstellungen der klassischen BCS-Theorie zu widersprechen [18]. Danach wird der widerstandslose Stromtransport in einem Festkörper im supraleitenden Zustand von Elektronen getragen, die sich durch Wechselwirkung mit quantisierten Gitterschwingungen, den Phononen, jeweils zu Cooperpaaren mit antiparallelem Spin und Impuls zusammengeschlossen haben. Für Temperaturen nahe dem absoluten Nullpunkt sind alle normalleitenden Elektronen im Supraleiter (Quasiteilchen) mit Energien nahe der Fermienergie E_F zu Cooperpaaren kondensiert. Mit steigenden Temperaturen werden durch thermische Anregung mehr und mehr Cooperpaare aufgebrochen, bis bei $T=T_C$ nur noch normalleitende Ladungsträger vorhanden sind. Gemäß einem Zweiflüssigkeitenmodell für den supraleitenden Zustand mit einer normalleitenden und einer supraleitenden Flüssigkeit der Dichten $n_N(T)$ und $n_S(T)$, $n_N(T) + n_S(T) = \text{konst.}$, nimmt $n_N(T)$ mit sinkenden Temperaturen unterhalb von T_C kontinuierlich ab (vgl. Kap. 3.2.1). Da nach (3) $\sigma_1(T)$ proportional $n_N(T)$ gilt, sollte auch $\sigma_1(T)$ monoton abnehmen. Ein Maximum läßt sich in diesem Modell nur mit einer temperaturabhängigen Streurrate $\Gamma(T) = \tau^{-1}(T)$ erklären [25]. Wenn $\tau^{-1}(T)$ unmittelbar unterhalb von T_C sehr stark abnimmt, wird zunächst die Abnahme von $n_N(T)$ überkompensiert und $\sigma_1(T)$ steigt an. Bei tiefen Temperaturen dominiert dagegen $n_N(T)$ den Verlauf von $\sigma_1(T)$.

Daneben ergibt sich in der BCS-Theorie unter der Annahme schwacher Kopplung für $\sigma_1(T)$ ein in seiner T-Position nahezu frequenzunabhängiges Maximum unmittelbar unterhalb von T_C (Kohärenzmaximum, vgl. 6.3.1). Beim Vergleich der $\sigma_1(T)$ -Messungen verschiedener Gruppen an oxidischen HTSL muß somit zwischen einem eventuell auftretenden Kohärenzmaximum unmittelbar unterhalb von T_C und einem breiteren, frequenzabhängigen Maximum unterschieden werden, das für niedrige Meßfrequenzen unterhalb von $T_C/2$ liegen kann.

6.1 Messungen anderer Gruppen

Durch Auflösung von (6) bzw. (7) kann aus der Messung von $R_S(T)$ und $\lambda_E(T)$ im Mikrowellenbereich bei Kenntnis bzw. Annahme von $\lambda_E(0)$ $\sigma_1(T)$ berechnet werden, wegen der starken Abhängigkeit von $\lambda_E(T)$ ergeben sich allerdings relativ große Fehler. Zunächst wurde von verschiedenen Gruppen ein Maximum in $\sigma_1(T)$ unmittelbar unterhalb von T_C für YBCO- [143-145] und BSCCO-Filme [146] im Mikrowellenbereich gemessen. Aus der Messung von $R_S(T)$ und $\lambda_E(T)$ von BSCCO-Einkristallen in einem 60 GHz-Resonator berechneten Holczer et al. ein ausgeprägtes Maximum in $\sigma_1(T)$ unmittelbar unterhalb von T_C [147]. Zhang et al. konnten mit einem zu dem Jülicher Spektrometer ähnlichen Aufbau für Frequenzen von 80-110 GHz ein Maximum in $\sigma_1(T)$ etwa bei 80 K für dünne YBCO-Schichten messen [148]. Wegen der begrenzten Leistung des

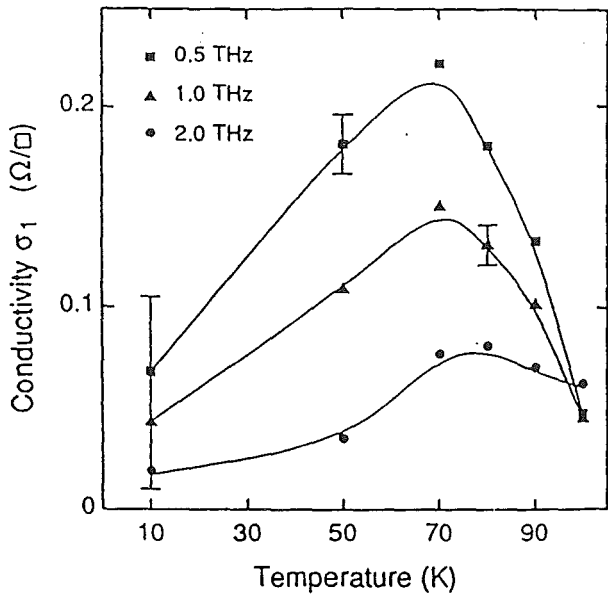


Abb. 63: $\sigma_1(T)$ für 500 GHz, 1 THz und 2 THz eines 50 nm dicken YBCO-Filmes nach [25]. Die durchgezogenen Linien verdeutlichen den Trend.

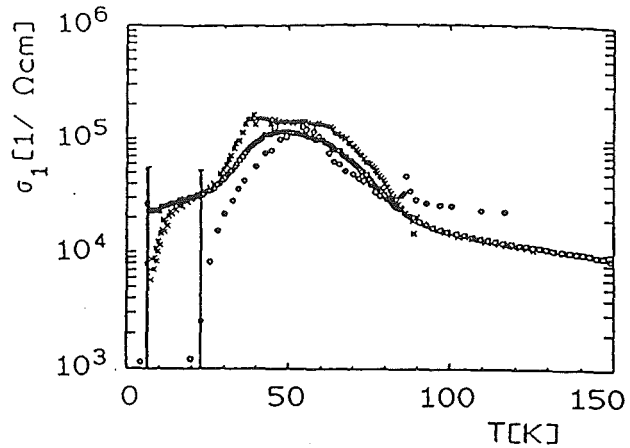


Abb. 64: $\sigma_1(T)$ von einem 250 nm dicken YBCO-Film, berechnet aus $R_S(T)$ und $\lambda_E(T)$ bei 18.7 GHz nach [87].

verwendeten BWOs waren Messungen unterhalb 70 K nicht möglich. Eine Interpretation als ein BCS-Kohärenzmaximum ist jedoch fragwürdig, da ein solches Maximum auch in Messungen der NMR-Relaxationsrate zu beobachten sein müßte, im Gegensatz zu den experimentellen Ergebnissen sowohl für YBCO [149][150] als auch für BSCCO [151]. Zudem ist das Kohärenzmaximum für stark koppelnde Supraleiter unterdrückt (vgl. 6.3.1). Das Auftreten eines Maximums in einigen $\sigma_1(T)$ -Messungen läßt sich durch Fluktuationen um T_C zwischen normal- und supraleitenden Ladungsträgern [152] sowie durch eine inhomogene T_C -Verteilung [153] erklären. Danach ist zu erwarten, daß dieses Maximum mit zunehmenden Fortschritten in der Präparation guter einkristalliner Proben nicht mehr zu beobachten ist.

Mit Hilfe der zeitaufgelösten Terahertz-Spektroskopie konnten Nuss et al. erstmals ein frequenzabhängiges Maximum in $\sigma_1(T)$ deutlich unterhalb von T_C für einen 50 nm dicken unstrukturierten YBCO-Film auf LaAlO_3 messen [25]. Bei 500 GHz tritt ein Maximum in $\sigma_1(T)$ bei etwa 70 K auf, daß bis 2 THz bei einer Verkleinerung des Absolutwertes um zwei Drittel zu etwas höheren Temperaturen verschoben ist (Abb. 63). Hollrichter [26] und White et al. [27] fanden an strukturierten YBCO-Schichten, Parks et al. [186] an unstrukturierten YBCO-Schichten ein ähnliches Verhalten von $\sigma_1(\omega, T)$ zwischen 100 GHz und 1 THz. Erste Messungen von Hangyo et al. bei 80-120 GHz mit einem dem Jülicher Spektrometer vergleichbaren Aufbau bestätigen diesen Trend [154][155].

Das Maximum in $\sigma_1(T)$ eines 250 nm dicken YBCO-Filmes auf LaAlO_3 , bestimmt aus der Messung der Oberflächenimpedanz bei 19 GHz in einem dielektrischen Resonator, liegt bei ca. 50 K und damit im Vergleich zu den Messungen bei 100-1000 GHz bei deutlich niedrigeren Temperaturen (Abb. 64)[87]. Ein Maximum in $\sigma_1(T)$ bei Temperaturen um $T_C/2$ wird auch von Ma et al. [156] und Gao et al. [157] für YBCO-Filme bei 10 GHz beobachtet, gemessen jeweils in einem Parallelplattenresonator. Besondere Beachtung haben Messungen von $R_S(T)$ von Bonn et al. an YBCO-Einkristallen gefunden, die sie in einem Split-Ring-Resonator bei 2 GHz durchgeführt haben [158][20]. Dabei wird in den Spalt eines Ringresonators aus Niob der zu untersuchende YBCO-Einkristall auf einem Saphirstab so eingebracht, daß die durch die elektromagnetischen Felder in dem Resonator in der Probe induzierten Ströme in der kristallographischen a-b-Ebene fließen. Aus der Änderung der Güte im Verhältnis zu dem ungestörten Resonator kann $R_S(T)$ des Einkristalls bestimmt werden [159]. In Ermangelung absoluter $\lambda_E(T)$ -Daten verwenden Bonn et al. eine empirische Formel für $\lambda_L(T)$ von YBCO (vgl. (52))[20]. Mit einem angenommenen $\lambda_E(0)=145$ nm ergibt sich in $\sigma_1(T)$ ein Maximum bei ca. 40 K. In der weiteren Auswertung ihrer Daten wenden sie ein erweitertes Zweiflüssigkeitenmodell für $\sigma(T)$ an, bei dem für die normalleitenden Elektronen ein Drudeansatz verwendet wird. Dieses Modell wird im folgenden Kapitel erläutert.

6.2 Phänomenologische Modelle

6.2.1 Erweitertes Zweiflüssigkeitenmodell

Im Rahmen eines klassischen Verständnisses lassen sich Elektronen in einem Metall als frei bewegliche geladene Teilchen auffassen. Die Wechselwirkung dieser Elektronen der Masse m_e und Geschwindigkeit v mit einer einwirkenden elektromagnetischen Welle läßt sich im Rahmen eines Drudeansatzes durch die Bewegungsgleichung eines einzelnen Elektrons mit einem linearen Dämpfungsterm beschreiben [160]:

$$m_e \frac{dv}{dt} + \frac{m_e v}{\tau} = -e E_0 e^{-i\omega t} \quad (42)$$

τ ist dabei die temperaturabhängige mittlere freie Flugzeit des Elektrons zwischen zwei Stößen, $\Gamma = \tau^{-1}$ die Streurrate. Mit dem Ohmschen Gesetz $j = n_N e v = \sigma E$ ergibt sich für die $\sigma(\omega) = \sigma_1(\omega) + i\sigma_2(\omega)$ (vgl. (3)):

$$\sigma(\omega) = \frac{n_N e^2 \tau}{m_e (1 - i\omega\tau)} = \frac{\sigma_0}{1 + (\omega\tau)^2} + i \frac{\sigma_0 \omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \quad (43)$$

Während für niedrige Frequenzen, d.h. $\omega\tau \ll 1$, die Elektronen der treibenden Kraft des elektromagnetischen Feldes unmittelbar folgen und $\sigma(\omega) = \sigma_1 = \sigma_0$ rein reell ist, kommt es für $\omega\tau = 1$ zur Resonanz zwischen einwirkendem Feld und den Ladungsträgern mit einem maximalen induktiven Stromanteil σ_2 . Mit weiter ansteigenden Frequenzen können die Elektronen der einwirkenden Kraft wegen ihrer Trägheit nicht mehr folgen, $\sigma_1(\omega)$ und $\sigma_2(\omega)$

fallen auf Null ab [161][162]. Eine quantenmechanische Berechnung liefert das gleiche Ergebnis (43), sofern formal die Elektronenmasse m_e durch die effektive Masse m_{eff} , $m_{\text{eff}} \approx 4m_e$ für YBCO, und v durch die Geschwindigkeit der Elektronen an der Fermikante v_F ersetzt wird, $\Gamma = v_F/l$.

Die im ferninfraroten Frequenzbereich unterhalb von 20 THz gemessene Frequenzabhängigkeit von $\sigma_1(\omega)$ von YBCO [163-167] bzw. BSCCO [168] im normalleitenden Zustand lassen sich durch (43) nähern, sofern zusätzliche Absorptionen im mittleren Infrarotbereich angenommen werden. Für beide Materialien ergibt sich eine linear mit der Temperatur sinkende Streurrate $\tau^{-1}(T)$. Für den supraleitenden Zustand kann in einem erweiterten Zweiflüssigkeitenmodell für die supraleitenden Ladungsträger zusätzlich der Ausdruck aus der Londontheorie für σ_2 (5) verwendet werden [127][24]. Mit den nach (5) mit $\lambda_L(0)$ auf die Dichte der supraleitenden Ladungsträger bei $T=0$ K und $f=0$ Hz normierten Dichten $x_S(T)$ und $x_N(T)$ ergibt sich dann aus (43):

$$\sigma(\omega, T) = \frac{1}{\omega \mu_0 \lambda_L(0)^2} \left(x_N(T) \frac{\omega \tau(T)}{1 - i \omega \tau(T)} + i x_S(T) \right) \quad (44)$$

$$\sigma_1(\omega, T) = \frac{x_N(T)}{\omega \mu_0 \lambda_L(0)^2} \frac{\omega \tau(T)}{1 + (\omega \tau(T))^2} \quad (45)$$

$$\sigma_2(\omega, T) = \frac{1}{\omega \mu_0 \lambda_E(\omega, T)} = \frac{1}{\omega \mu_0 \lambda_L(0)^2} \left(x_S(T) + x_N(T) \frac{(\omega \tau(T))^2}{1 + (\omega \tau(T))^2} \right) \quad (46)$$

Dabei ist $x_S(T) = (\lambda_L(0)/\lambda_L(T))^2$ und damit $0 < x_S(T) < 1$. Mit der Normierungsbedingung $x_N(T) + x_S(T) = 1$ ist auch $0 < x_N(T) < 1$. Da aus der SMMW-Spektroskopie bzw. den Mikrowellenmessungen bei 19 GHz Datensätze für $\sigma_1(T)$ und $\lambda_E(T)$ bei verschiedenen Frequenzen vorhanden sind, kann durch einen Vergleich der entsprechenden Daten bei zwei Frequenzen ω_1 und ω_2 die Temperaturabhängigkeit von $\tau^{-1}(T)$ ohne einschränkende Annahmen bezüglich $x_N(T)$ bzw. $x_S(T)$ berechnet werden. Aus (45) ergibt sich:

$$\frac{\sigma_1(\omega_1, T)}{\sigma_1(\omega_2, T)} = \frac{1 + (\omega_2 \tau(T))^2}{1 + (\omega_1 \tau(T))^2} \quad (47)$$

Wenn zusätzlich die Normierungsbedingung $x_N(T) + x_S(T) = 1$ gilt, kann $\tau^{-1}(T)$ auch aus $\lambda_E(\omega, T)$ berechnet werden:

$$\frac{\lambda_E(\omega_1, T)^{-2} - \lambda_L(0)^{-2}}{\lambda_E(\omega_2, T)^{-2} - \lambda_L(0)^{-2}} = \frac{1 + (\omega_2 \tau(T))^2}{1 + (\omega_1 \tau(T))^2} \quad (48)$$

Alternativ kann $\tau^{-1}(T)$ aus (45), (46) und der Normierungsbedingung aus den $\sigma_1(T)$ - und $\lambda_E(T)$ -Daten bei einer Frequenz berechnet werden. Für den normalleitenden Bereich kann aus (45) mit $x_N(T) = 1$ $\tau^{-1}(T)$ bestimmt werden. Dabei ist die Normierung auf $\lambda_L(0)$ im supraleitenden Zustand gleichbedeutend mit der Annahme, daß alle normalleitenden Ladungsträger bei $T=0$ K kondensieren.

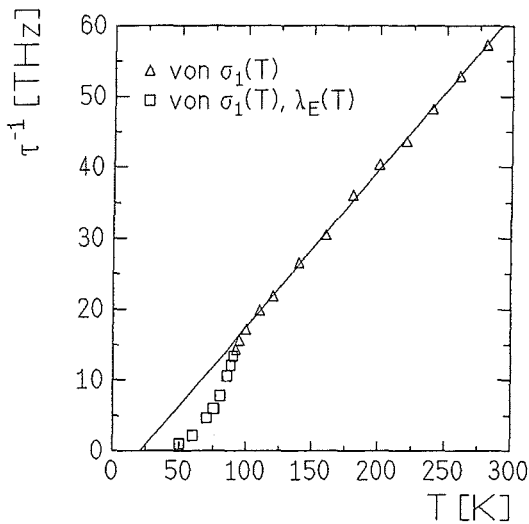


Abb. 65: $\tau^{-1}(T)$ im normalleitenden und supraleitenden Zustand von Probe 1308 bei 300 GHz.

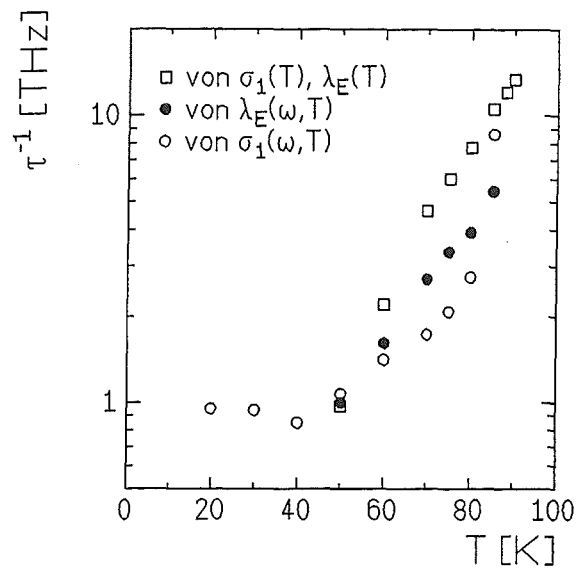


Abb. 66: $\tau^{-1}(T)$ von Probe 1308 im supraleitenden Zustand bei 300 GHz sowie aus dem Vergleich der $\sigma_1(T)$ - und $\lambda_E(T)$ -Daten bei 19 GHz und 300 GHz.

Wegen des linearen Temperaturverlaufes von $\rho(T)$ von Probe 1308 bei 300 GHz im normalleitenden Zustand fällt auch $\tau^{-1}(T)$ linear von ca. 60 THz bei 300 K auf 17 THz bei 100 K ab (Abb. 65). Im supraleitenden Zustand nimmt $\tau^{-1}(T)$ deutlich stärker als linear mit sinkenden Temperaturen ab. Streuraten unterhalb 0.8 THz wurden nicht mehr in das Diagramm eingetragen, da sie mit dieser Meßtechnik nicht mehr aufgelöst werden können. Das lineare Temperaturverhalten im normalleitenden Zustand ist in Übereinstimmung mit Gleichstrommessungen und Messungen anderer Gruppen im FIR. Die absoluten Werte schwanken dort jedoch beispielsweise für $\tau^{-1}(100\text{K})$ zwischen 5 THz [165] und 20 THz [164, 168]. Die Auswertung der Frequenzabhängigkeit von $\sigma_1(\omega, T)$ bzw. $\lambda_E(\omega, T)$ nach (47) bzw. (48) für den supraleitenden Zustand führt auf noch etwas niedrigere Streuraten (Abb. 66).

Das starke Abfallen von $\tau^{-1}(T)$ unterhalb von T_C wurde zunächst bei NMR-Messungen der Spin-Gitter Relaxationszeiten an polykristallinen YBCO-Proben beobachtet [169][170]. Diese Daten ergeben einen exponentiellen Abfall von $\tau^{-1}(T)$ unterhalb von T_C von ca. 20 THz bei 100 K auf unter 10 GHz für niedrige T . Daneben ermitteln andere Gruppen im Rahmen des erweiterten Zweiflüssigkeitenmodells einen starken Abfall von $\tau^{-1}(T)$ unterhalb von T_C auf allerdings deutlich höhere Werte $\tau^{-1}(0)$ im Bereich von einigen THz [154][157]. Viel Beachtung fanden die Auswertung von $R_S(T)$ -Messungen an YBCO-Einkristallen bei 2 GHz von Bonn et al., die ein exponentielles Abfallen von $\tau^{-1}(T)$ von 20 THz bei 100 K auf $\tau^{-1}(0) < 100$ GHz ergaben [20].

6.2.2 Erweitertes Dreiflüssigkeitenmodell

Die für Probe 1308 im supraleitenden Zustand aus dem $\lambda_E(\omega, T)$ - und $\sigma_1(\omega, T)$ -Vergleich zwischen 19 GHz und 300 GHz bzw. aus $\sigma_1(T)$ und $\lambda_E(T)$ bei 300 GHz ausgewerteten Streuraten nehmen alle gegenüber dem normalleitenden Zustand deutlich stärker als linear ab, weichen aber untereinander ab. Im Rahmen des erweiterten Zweiflüssigkeitenmodells ist zudem zu erwarten, daß $\sigma_1(T)$ für alle Frequenzen für niedrige Temperaturen gegen Null geht, im Gegensatz zu den gemessenen relativ großen Restwiderständen. Ein Restwiderstand kann auf verschiedene Arten in diesem Modell berücksichtigt werden:

- Von den gemessenen $\sigma_1(T)$ -Werten kann eine temperaturunabhängige Leitfähigkeit $\sigma_1(0)$ abgezogen werden. Da die gemessenen $\sigma_1(0)$ -Werte für niedrige Temperaturen in der Größenordnung der $\sigma_1(100K)$ -Werte liegen, führt dies bereits im normalleitenden Bereich zu sehr kleinen Streuraten, im Gegensatz z.B. zu den NMR-Messungen [169].
- Alternativ kann ein temperaturunabhängiger Restwiderstand $R_S(0)$ von $R_S(T)$ abgezogen werden. Wegen der starken $\lambda_E(T)$ -Abhängigkeit von $R_S(T)$ wird der Einfluß von $R_S(0)$ auf $\sigma_1(T)$ und $\lambda_E(T)$ mit steigenden Temperaturen schnell kleiner. Mikroskopisch wird $R_S(0)$ durch normalleitende oder dielektrische Bereiche im Film verursacht, deren Ausdehnung mindestens von der Größenordnung $\lambda_L(0) \approx 150-190$ nm, also einem Vielfachen der Filmdicke sein müssen. Die elektronenmikroskopischen Untersuchungen an unseren Filmen schließen solche großflächige Fremdphasen oder Störungen der Epitaxie aus.
- Es kann eine zusätzliche Dichte $x_{N,Res}$ an normalleitenden Elektronen angenommen werden, die auch bei $T=0$ K nicht zu Cooperpaaren kondensieren und deren Leitfähigkeit ebenfalls ein Drudeverhalten zeigt. Im einfachsten Fall werden diese Elektronen mit derselben Streurrate gestreut wie die übrigen Quasiteichen. Ein solcher, einem Dreiflüssigkeitenmodell entsprechender Ansatz wurde von Bonn et al. gewählt.

(44) bis (46) erweitern sich dann zu:

$$\sigma(\omega, T) = \frac{1}{\omega \mu_0 \lambda_L(0)^2} \left((x_{N,Res} + x_N(0)) \frac{\omega \tau(T)}{1 - i\omega \tau(T)} + i x_S(T) \right) \quad (49)$$

$$\sigma_1(\omega, T) = \frac{x_N(T) + x_{N,Res}}{\omega \mu_0 \lambda_L(0)^2} \frac{\omega \tau(T)}{1 + (\omega \tau(T))^2} \quad (50)$$

$$\sigma_2(\omega, T) = \frac{1}{\omega \mu_0 \lambda_E(\omega, T)} = \frac{1}{\omega \mu_0 \lambda_L(0)^2} \left(x_S(T) + (x_N(T) + x_{N,Res}) \frac{(\omega \tau(T))^2}{1 + (\omega \tau(T))^2} \right) \quad (51)$$

Durch die Einführung von $x_{N,Res}$ ist $\lambda_E(0)$ nicht mehr länger frequenzunabhängig, sondern nimmt mit steigender Frequenz wegen des größer werdenden Drude-Imaginärteiles von $x_{N,Res}$ ab. Für nicht zu große Werte von $x_{N,Res}$ ist diese Frequenzabhängigkeit von $\lambda_E(0)$ im SMMW-Bereich mit der Spektroskopie nicht mehr auflösbar, die absoluten $\lambda_E(T)$ -Werte im Mikrowellenbereich müssen jedoch auf eine aus der SMMW-Messung auf $f=19$ GHz

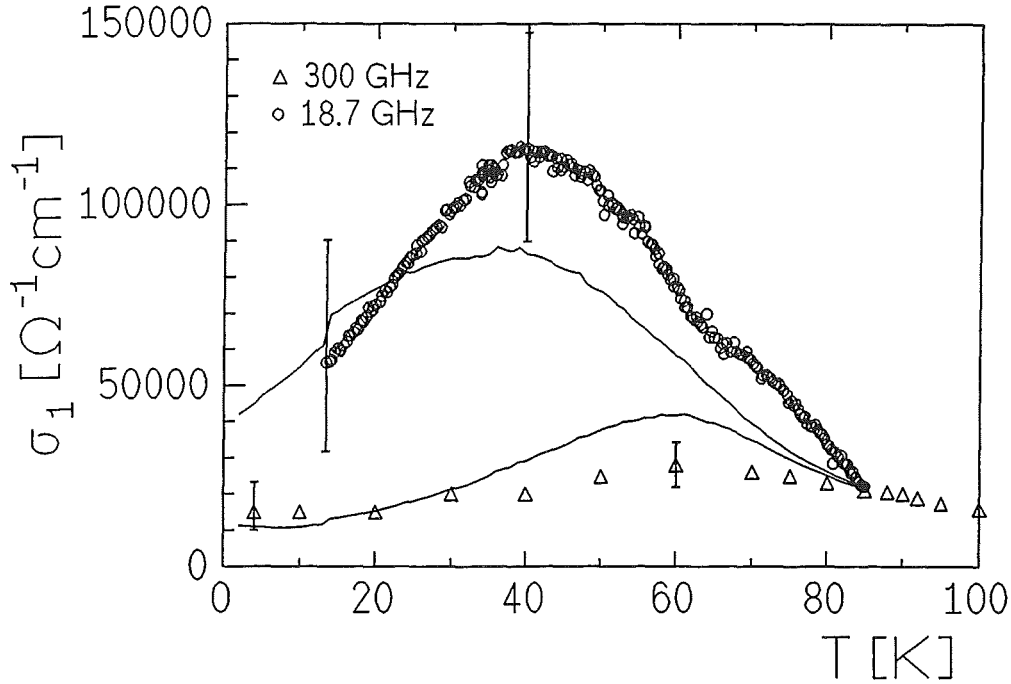


Abb. 67: $\sigma_1(\omega, T)$ von Probe 1308 bei 19 GHz und 300 GHz mit einer Simulation nach dem erweiterten Dreiflüssigkeitenmodell.

zurückgerechnete, etwas größere Eindringtiefe $\lambda_E(0) \approx \lambda_L(0)$ bezogen werden. Die Auswertung des normalleitenden Bereiches ergibt gegenüber dem erweitertem Zweiflüssigkeitenmodell etwas erhöhte Streuraten, in besserer Übereinstimmung mit den NMR-Messungen. Während die vergleichende $\sigma_1(\omega, T)$ -Auswertung nach (47) weiterhin gültig bleibt, muß in der $\lambda_E(\omega, T)$ -Auswertung ebenso wie in der Auswertung von $\sigma_1(T)$ und $\lambda_E(T)$ bei einer Frequenz $x_{N, \text{Res}}$ mit berücksichtigt werden.

$\sigma_1(\omega, T)$ und $\lambda_E(\omega, T)$ im supraleitenden Zustand wurde durch (50) bzw. (51) simuliert [171]. Dabei wurde $x_S(T) = \lambda_E(0)^2 / \lambda_E(T)^2$ mit $\lambda_E(T)$ bei 19 GHz sowie die Normierungsbedingung verwendet. Mit $x_{N, \text{Res}} = 0.2$ und einer gegenüber dem normalleitenden Bereich von 20 THz bei 100 K bis auf $\tau^{-1}(0) = 1$ THz stark abnehmenden Streurrate ergibt sich für Probe 1308 eine gute Übereinstimmung der Positionen der $\sigma_1(T)$ -Maxima bei 19 und 300 GHz, für 300 GHz ergibt sich jedoch ein zu hoher Maximalwert (Abb. 67). $\tau^{-1}(T)$ aus dem $\sigma_1(\omega, T)$ -Vergleich fällt noch stärker ab (Abb. 68). Mit denselben Werten für $x_{N, \text{Res}}$ und $\tau^{-1}(T)$ ergibt sich für $\lambda_E(\omega, T)$ eine qualitativ richtige Beschreibung des flacheren $\lambda_E(T)$ -Verlaufes für höhere Meßfrequenzen, für $T > T_C/2$ kommt es jedoch zu Abweichungen (Abb. 69).

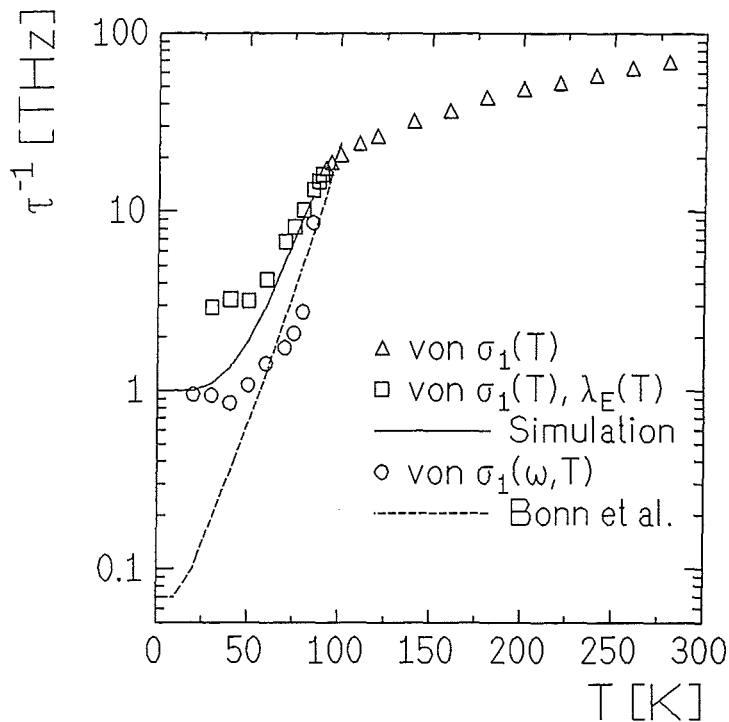


Abb. 68: $\tau^{-1}(T)$ für Probe 1308 nach dem erweiterten Dreiflüssigkeitenmodell. Die durchgezogene Linie entspricht den aus der $\sigma_1(\omega, T)$ -Simulation gewonnenen Werten.

Mit $x_{N,Res}=0.2$ lassen sich die $\sigma_1(\omega, T)$ -Daten von Probe 2411 gut mit (49) beschreiben (Abb. 70). Der Einfluß höherer Meßfrequenzen auf $\lambda_E(\omega, T)$ stimmt qualitativ mit den Messungen überein, die Simulation ergibt jedoch zu hohe λ_E -Werte (Abb. 71). Die absoluten Werte von $\tau^{-1}(T)$ im normalleitenden Zustand von Probe 2411 sind beispielsweise mit 24 THz bei 100 K im Vergleich zu Probe 1308 etwas höher, ebenso ist $\lambda_E(0)=200$ nm größer im Vergleich zu $\lambda_E(0)=175$ nm für Probe 1308. Die für die Simulation verwendeten bzw. aus dem Vergleich von $\sigma_1(\omega, T)$ bei 165 GHz und 600 GHz berechneten Streuraten nehmen ähnlich wie Probe 1308 unterhalb von T_C stark ab, $\tau^{-1}(0)=2$ THz von Probe 2411 ist etwa doppelt so groß. Die jeweils bei 165 GHz, 290 GHz und 600 GHz berechneten Streuraten von Probe 2411 sind im Rahmen der Meßfehler des Verfahrens gleich, so daß in diesem Frequenzbereich keine Frequenzabhängigkeit von $\tau^{-1}(T)$ zu beobachten ist, im Gegensatz zu Folgerungen von Hangyo et al. [154].

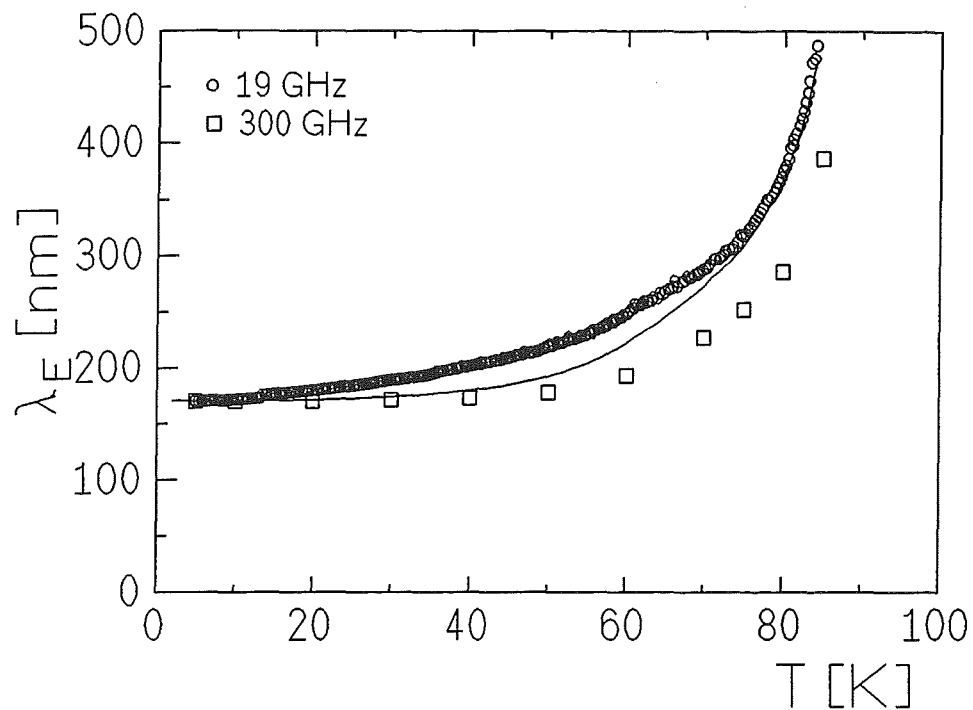


Abb. 69: $\lambda_E(\omega, T)$ von Probe 1308 bei 18.9 GHz und 300 GHz mit einer Simulation nach dem erweiterten Dreiflüssigkeitenmodell.

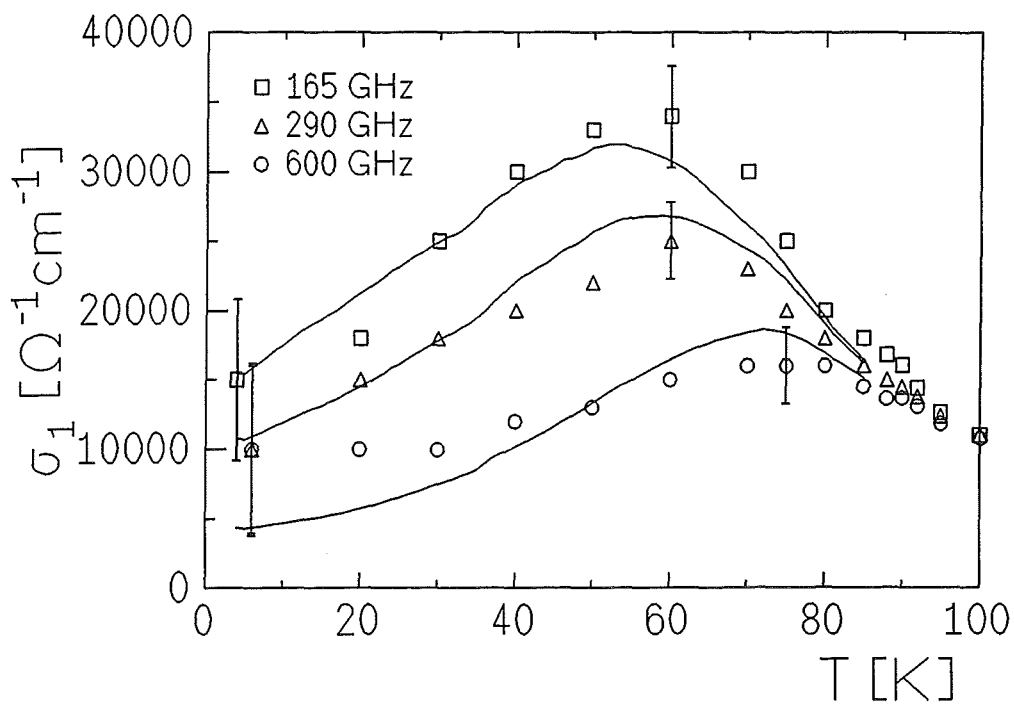


Abb. 70: $\sigma_1(\omega, T)$ von Probe 2411 bei 165 GHz, 290 GHz und 600 GHz mit einer Simulation nach dem erweiterten Dreiflüssigkeitenmodell.

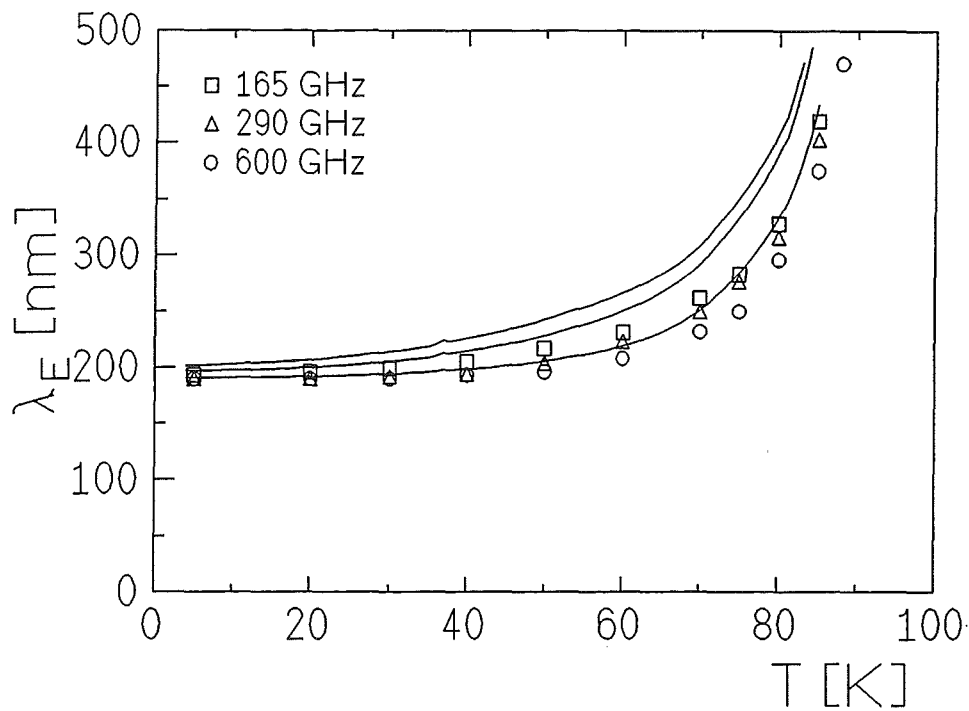


Abb. 71: $\lambda_E(\omega, T)$ von Probe 2411 bei 165 GHz, 290 GHz und 600 GHz mit einer Simulation nach dem erweiterten Dreiflüssigkeitenmodell.

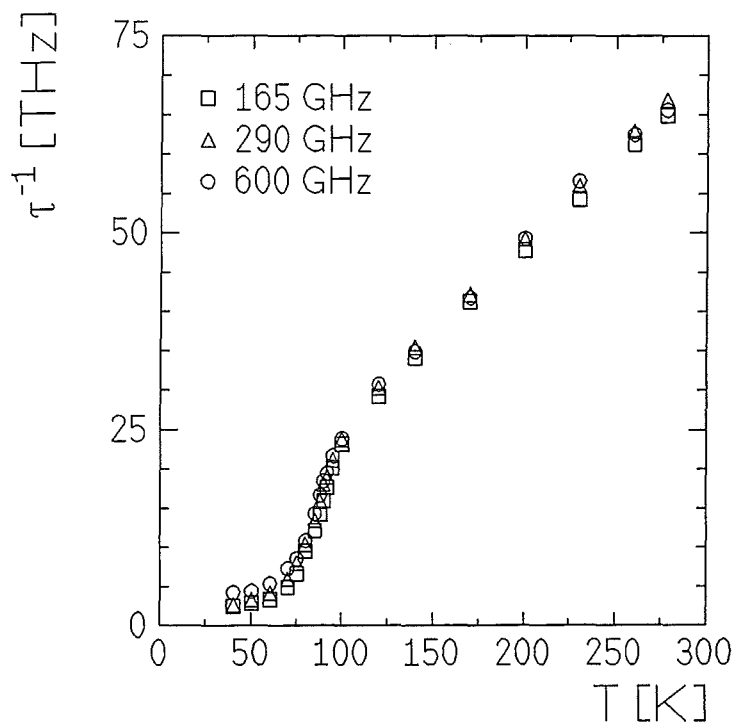


Abb. 72: $\tau^{-1}(T)$ für Probe 2411 bei 165 GHz, 290 GHz und 600 GHz nach dem erweiterten Dreiflüssigkeitenmodell.

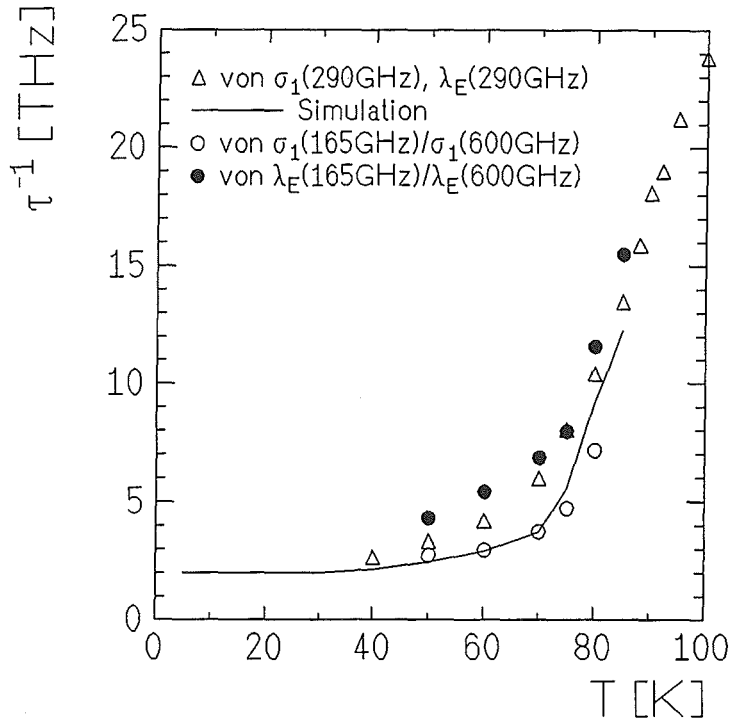


Abb. 73: $\tau^{-1}(T)$ von Probe 2411 bei 290 GHz und aus dem Vergleich von $\sigma_1(T)$ bzw. $\lambda_E(T)$ bei 165 GHz und 600 GHz. Die durchgezogene Linie entspricht der Simulation.

Im Vergleich zu den spektroskopischen $\tau^{-1}(T)$ -Messungen ist der Abfall der von Bonn et al. an Einkristallen gemessenen $\tau^{-1}(T)$ -Werte mit $\tau^{-1}(0) < 100$ GHz etwa eine Größenordnung stärker [20]. Grundsätzlich ist im Rahmen des erweiterten Zwei- oder Dreiflüssigkeitenmodells die Bestimmung von $\tau^{-1}(T)$ bei niedrigen Frequenzen $\omega\tau \ll 1$ mit größeren Fehlern behaftet als für Frequenzen $\omega\tau \approx 1$. Der das Temperaturverhalten von $\sigma_1(\omega, T)$ bestimmende zu $\omega\tau/(1+(\omega\tau)^2)$ proportionale Term in (45) nähert sich für $\omega\tau \ll 1$ und $\omega\tau \gg 1$ sehr schnell von seinem Maximalwert 0.5 bei $\omega\tau = 1$ an Null an. Somit wirken sich bei kleinen Meßfrequenzen Fehler in $\sigma_1(T)$ stärker in der Bestimmung von $\tau^{-1}(T)$ aus. Bei niedrigen Temperaturen werden Fehler in $\sigma_1(T)$ neben der Ungenauigkeit von $R_S(T)$ vor allem durch den starken Einfluß von $\lambda_E(T)$ gemäß (8) verursacht. Bonn et al. nehmen $\lambda_E(0) = 145$ nm und ein durch eine empirische Formel mit $n=2$ beschriebenes Temperaturverhalten für $\lambda_E(T)$ an:

$$\lambda_E(T) = \frac{\lambda_E(0)}{\sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^n}} \quad (52)$$

$\lambda_E(T)$ -Messungen an im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Filmen werden damit jedoch nur schlecht beschrieben (Abb. 74), eine etwas bessere Näherung ergibt sich für Probe 1308 mit $n=1.75$. Das Temperaturverhalten von $\lambda_E(T)$ für YBCO läßt sich auch nach Messungen anderer Gruppen nur ungenau durch einen einfachen Ansatz nach (52) beschreiben [86], für mit Sauerstoff voll beladenen Filme beobachtet man ein komplizierteres Temperaturverhalten [172]. Bei der Auswertung von Bonn et al. ist zudem der Einfluß von $x_{N,Res}$ wegen der kleinen Meßfrequenz auf das Niveau von $\tau^{-1}(0)$ deutlich größer als im SMMW-Bereich.

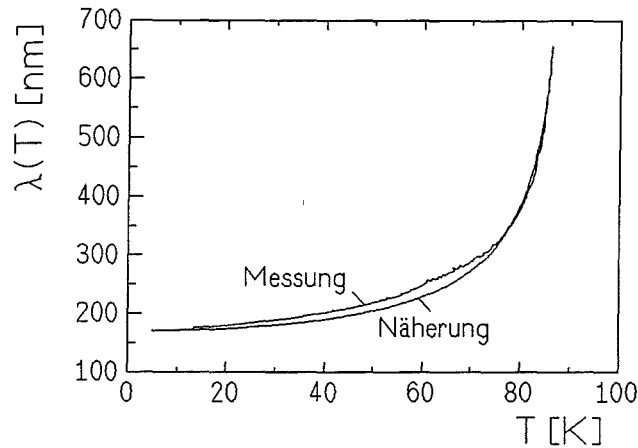


Abb. 74: $\lambda_E(T)$ von Probe 1308 mit einer Näherung nach (52) mit $n=2$.

Die SMMW-Spektroskopie liefert dagegen $\sigma_1(T)$ -Werte im normalleitenden und supraleitenden Zustand und absolute Werte für $\lambda_E(T)$, zudem können Messungen im Mikrowellenbereich an denselben Proben zur Analyse verwendet werden. Daher ist bei der Auswertung im Rahmen des erweiterten Zwei- oder Dreiflüssigkeitenmodells ein direkter Vergleich zwischen $\tau^{-1}(T)$ im normalleitenden und supraleitenden Zustand möglich, aus dem Vergleich von $\sigma_1(T)$ - bzw. $\lambda_E(T)$ -Messungen im supraleitenden Zustand bei verschiedenen Frequenzen kann $\tau^{-1}(T)$ ohne Annahmen bezüglich des Temperaturverhaltens von $x_N(T)$ bzw. $x_S(T)$ berechnet werden. Nur für den $\lambda_E(T)$ -Vergleich wurde die Normierungsbedingung verwendet. Durch Berechnung von $\tau^{-1}(T)$ jeweils bei einer Frequenz kann eine mögliche Frequenzabhängigkeit der Streurrate untersucht werden. Neben diesen Ungewissheiten in der Auswertung von Bonn et al. lassen sich die Abweichungen in $\tau^{-1}(0)$ auf die im allgemeinen besseren elektrischen Eigenschaften von Einkristallen im Vergleich zu Schichten, insbesondere zu den spektroskopisch untersuchten sehr dünnen Schichten einer Dicke unter 100 nm, zurückführen. Die von anderen Gruppen an dünnen YBCO-Schichten gemessenen $\tau^{-1}(0)$ -Werte liegen ebenfalls um 1 THz [157][27].

Wegen der für YBCO im Vergleich zu anderen Metallen um ein bis zwei Größenordnungen kleineren Fermigeschwindigkeit $v_F=8 \cdot 10^4 \text{ m/s}$ kann im normalleitenden Zustand trotz der relativ niedrigen $\tau^{-1}(T)$ -Werte ein lokaler Ansatz zwischen Strom und elektrischem Feld gemacht werden (sauberer Grenzfall, normaler Skineffekt)[173]. Beispielsweise ist mit $\tau^{-1}(100\text{K})=20 \text{ THz}$ $l=v_F\tau=40 \text{ nm}$ sehr viel kleiner als die Skintiefe δ . Im supraleitenden Zustand dagegen ergeben sich aus der deutlichen Abnahme von $\tau^{-1}(T)$ bis unter 100 GHz mittlere freie Weglängen in der a-b-Ebene bis über $1 \mu\text{m}$ und damit deutlich größer als $\lambda_L(0)$. Leitfähigkeitmessungen entlang der c-Achse ergeben wegen der starken Anisotropie der HTSL ein bis zwei Größenordnungen kleinere mittlere freie Weglängen [174]. Da das elektrische und magnetische Feld bei den gewählten Resonatorgeometrien bzw. bei der Spektroskopie entlang der c-Achse in die Probe eindringt, kann der lokale Ansatz (1) wegen der nahezu zweidimensionalen Bewegung der Elektronen in den CuO_2 -Ebenen auch im supraleitenden Zustand weiter verwendet werden [20][192].

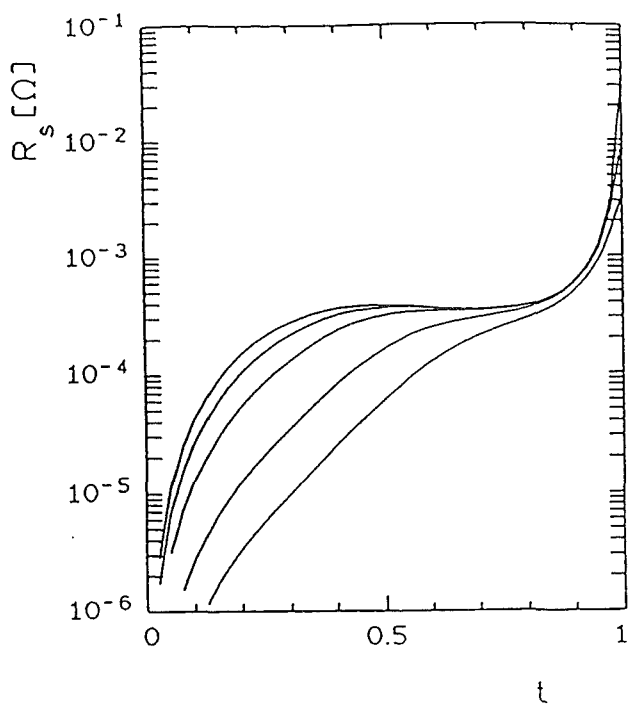


Abb. 75: $R_S(f, t=T/T_C)$ nach dem erweiterten Zweiflüssigkeitenmodell mit $\tau^{-1}(0)=70$ GHz und $f=1, 10, 20, 50$ und 100 GHz (von oben nach unten).

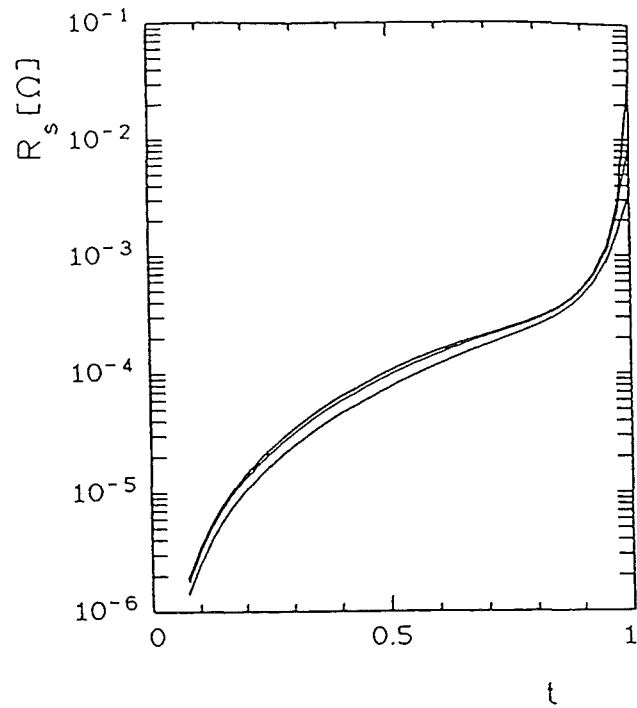


Abb. 76: $R_S(f, t=T/T_C)$ nach dem erweiterten Zweiflüssigkeitenmodell mit $\tau^{-1}(0)=1$ THz GHz und $f=1, 10, 20, 50$ und 100 GHz (von oben nach unten).

Die größeren Streuraten für Probe 2411 im Vergleich zu Probe 1308 erklären das unterschiedliche Temperaturverhalten von $R_S(T)$ (Abb. 44). A. Scholen hat im Rahmen des erweiterten Zweiflüssigkeitenmodells das Temperaturverhalten von $R_S(T)$ bei verschiedenen Meßfrequenzen und einem exponentiellen Abfall von $\tau^{-1}(T)$ gemäß der Messungen von Bonn et al. [20] auf $\tau^{-1}(0)=70$ GHz (Abb. 75) und $\tau^{-1}(0)=1$ THz (Abb. 76) untersucht [175]. Während sich bei sehr kleinen $\tau^{-1}(0)$ -Werten für $R_S(T)$ im mittleren Temperaturbereich zwischen T_C und 0 K ein Plateau oder sogar ein leichtes Maximum ausbildet, bewirkt eine größere Streuraten eine Reduktion von $R_S(T)$ hin zu einem monoton fallenden Verhalten, ähnlich zu unseren Messungen. Das relative Maximum in den $R_S(T)$ -Messungen von Bonn et al. ist im Rahmen des erweiterten Zweiflüssigkeitenmodells eine Folge der niedrigen Streuraten. Durch Zugabe von Zn-Verunreinigungen zu diesen Einkristallen können Zhang et al. $\tau^{-1}(T)$ erhöhen, was im mittleren Temperaturbereich zu einer Reduktion von $R_S(T)$ führt [176]. Auch eine größere Kationenunordnung durch Störungen in der Epitaxie in Off-Axis-gesputterten YBCO-Filmen [177] sowie durch Ionenbeschuss von YBCO-Schichten erzeugte künstlich Defekte [86] führen zu einer erhöhten Streuraten und damit zu niedrigeren $R_S(T)$ -Werten. Durch die stärkere Frequenzabhängigkeit von $R_S(T)$ bei niedrigen $\tau^{-1}(0)$ -Werten (Abb. 75) ist der Exponent a des Frequenzskalierungsverhalten von $R_S(T)$ für solche Proben kleiner als für Proben mit größerem $\tau^{-1}(0)$, in Übereinstimmung mit unseren Messungen (Abb. 44).

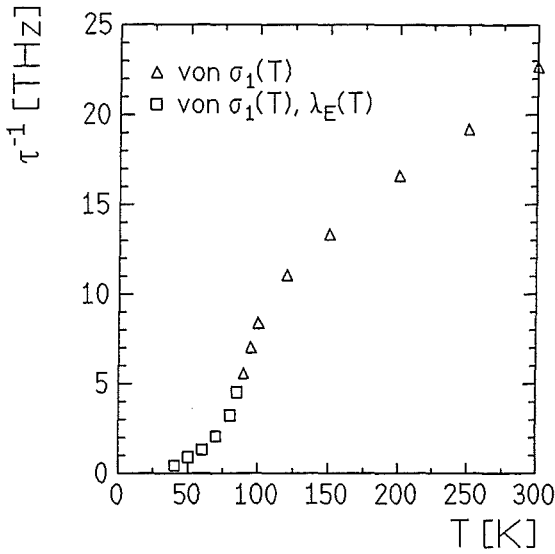


Abb. 77: $\tau^{-1}(T)$ von der BSCCO-Probe 673 bei 300 GHz.

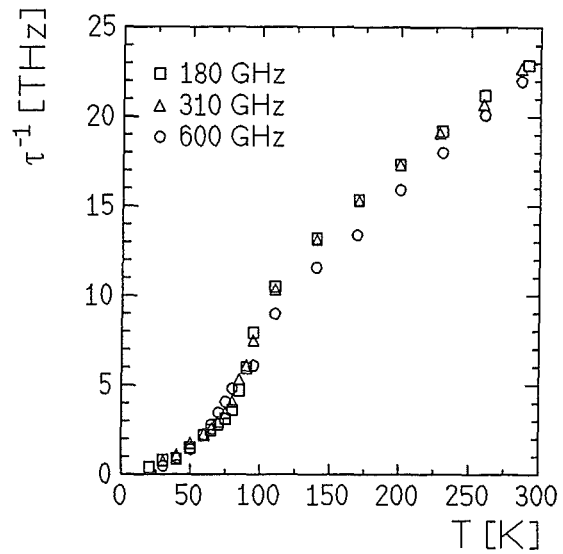


Abb. 78: $\tau^{-1}(T)$ von der BSCCO-Probe 1512 bei 180 GHz, 310 GHz und 600 GHz.

Für beide BSCCO-Schichten 673 und 1512 sind die im SMMW-Bereich gemessenen absoluten $\lambda_E(0)$ -Werte von 370 nm bzw. 485 nm ungewöhnlich hoch, andere Gruppen messen Werte von 180-300 nm [178-181]. Die hohen $\lambda_E(0)$ -Werte bedeuten im Rahmen des erweiterten Zweiflüssigkeitenmodells eine kleine Dichte n_N an normalleitenden Elektronen, so daß sich bei der Auswertung von $\tau^{-1}(T)$ trotz der im Vergleich zu YBCO niedrigeren $\sigma_1(T)$ -Werte (vgl. (3)) bereits im normalleitenden Zustand sehr niedrige $\tau^{-1}(T)$ -Werte ergeben, die im supraleitenden Zustand weiter abfallen (Abb. 77, Abb. 78). Während die $\sigma_1(T)$ -Werte von Probe 1512 im normalleitenden Bereich frequenzunabhängig sind, kommt es bei 600 GHz wegen $\omega\tau \approx 1$ gegenüber den niedrigeren Frequenzen zu einer leichten Reduktion von $\tau^{-1}(T)$ trotz nahezu gleicher $\sigma_1(T)$ -Werte (Abb. 78). Bei einer Auswertung im Rahmen des erweiterten Dreiflüssigkeitenmodells muß zur Simulation der hohen $\sigma_1(0)$ -Werte ein $x_{N,Res} > 0.4$ angenommen werden, was zu noch größeren $\lambda_E(0)$ -Werten für niedrige Frequenzen führt. Im Gegensatz zu der sich aus einem so großen $x_{N,Res}$ nach (51) ergebenden, im SMMW-Bereich meßbaren Frequenzabhängigkeit von $\lambda_E(0)$ waren an Probe 1512 zwischen 180 GHz und 600 GHz keine Unterschiede in $\lambda_E(0)$ nachweisbar, so daß eine Auswertung im Rahmen des erweiterten Dreiflüssigkeitenmodells fragwürdig erscheint.

Während Probe 673 trotz Risse mit einem induktiv gemessenen $T_C = 85-88$ K relativ phasenrein ist, deuten die Unterschiede in der T_C -Messung bei 19 GHz von ca. 70 K und dem Auftreten eines induktiven Stromanteils in der SMMW-Messung bereits unterhalb von 90 K darauf hin, daß es sich bei Probe 1512 um ein Gemisch unterschiedlicher BSCCO-Phasen mit verschiedenen T_C handelt. Daher läßt es sich nicht klären, ob die Ursache des frequenzabhängigen Maximums in $\sigma_1(T)$ bei ca. 70 K ein Streuateneffekt ist, oder auf eine

T_C -Verteilung in der Probe zurückgeführt werden kann. Ursache für die hohen $\lambda_E(0)$ -Werte sind vermutlich präparationsbedingte Defekte in den Schichten wie Fremdphasen, normalleitende bzw. dielektrische Bereiche oder Löcher. Ob die im Vergleich zu YBCO niedrigen Streuraten in BSCCO intrinsisch sind, kann daher erst nach einer Verbesserung der Präparation entschieden werden.

6.2.3 Quasiteilchen-Halleffekt

Bei der Herleitung der Drudeleitfähigkeit (43) für Ansatz (44) bzw. (49) wurde das Ohmsche Gesetz in linearer Form verwendet, im allgemeinen sind \mathbf{j} und \mathbf{E} jedoch Vektoren und damit $\underline{\sigma}$ ein Tensor. Eine sich in Richtung der c -Achse beispielsweise von YBCO ausbreitende Welle hat elektrische bzw. magnetische Feldkomponenten nur in der a - b -Ebene, in dieser Ebene wird (4) allgemein:

$$\begin{pmatrix} j_a \\ j_b \end{pmatrix} = [\underline{\sigma}_1 + i\underline{\sigma}_2] \vec{E} = \left[\begin{pmatrix} \sigma_{aa} & \sigma_{ab} \\ \sigma_{ba} & \sigma_{bb} \end{pmatrix} + \frac{i}{\omega \mu_0 \lambda_L^2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} E_a \\ E_b \end{pmatrix} \quad (53)$$

Aufgrund der Verzwilligung in der a - b -Ebene kann YBCO wie alle anderen HTSL in der a - b -Ebene als isotrop ($\sigma_{aa} = \sigma_{bb}$) angenommen werden, $\sigma_{ab} = \sigma_{ba}$ kann für ein stationäres Magnetfeld B senkrecht zur c -Achse bzw. parallel zur Einfallsrichtung der Welle aus einem um die Lorenzkraft erweiterten zweidimensionalen Drudeansatz (42) mit der Zyklotronfrequenz $\omega_C = eB/m_{\text{eff}}$ berechnet werden:

$$\sigma_{aa} = \frac{x_N}{\mu_0 \lambda(0)^2} \left(\frac{\tau(1 - i\omega\tau)}{(1 - i\omega\tau)^2 + (\omega_C\tau)^2} \right) \quad \sigma_{ab} = \frac{x_N}{\mu_0 \lambda(0)^2} \left(\frac{\omega_C\tau^2}{(1 - i\omega\tau)^2 + (\omega_C\tau)^2} \right) \quad (54)$$

Ein mögliche Wechselwirkung der supraleitenden Cooperpaare mit dem anliegenden Magnetfeld kann vernachlässigt werden [182]. Wenn kein äußeres Magnetfeld anliegt ($\omega_C = 0$), wird σ_{aa} wieder zu (43) und $\sigma_{ab} = 0$, (53) ist dann das erweiterten Zweiflüssigkeitenmodell (44) bzw. mit dem entsprechend modifizierten $x_N(T)$ das Dreiflüssigkeitenmodell (49). Im Rahmen des klassischen Verständnisses werden die Elektronen im normalleitenden Zustand ($\lambda_L \rightarrow \infty$ in (53)) durch Anlegen eines Magnetfeldes senkrecht zur a - b -Ebene auf Kreisbahnen in dieser Ebene mit der Unlauffrequenz ω_C gezwungen. Im Gleichstromfall $\omega = 0$ wird der Realteil $\text{Re}(\sigma_{ab})$ maximal, während der Imaginärteil $\text{Im}(\sigma_{ab})$ Null wird. In (53) bedeutet ein von Null verschiedener σ_{ab} -Wert durch ein parallel zur c -Achse angelegtes magnetisches Feld, daß bei einem beispielsweise in a -Richtung wirkenden elektrischen Feld auch in b -Richtung ein Strom fließt bzw. sich eine Spannung aufbaut (Gleichstrom- oder DC-Halleffekt). Mit zunehmender Frequenz des elektromagnetischen Feldes wird $\text{Re}(\sigma_{ab})$ kleiner, $\text{Im}(\sigma_{ab})$ steigt an, bis für $\omega = \omega_C$ Resonanz auftritt und $\text{Im}(\sigma_{ab})$ maximal wird. Mit weiter steigenden Frequenzen nehmen $\text{Re}(\sigma_{ab})$ und $\text{Im}(\sigma_{ab})$ auf Null ab.

Wird eine dünne Probe mit linear polarisierten SMMW durchstrahlt, so bewirkt $\text{Re}(\sigma_{ab})$ eine von B abhängige Drehung der Polarisationsrichtung des transmittierten Signals je nach Polung des Magnetfeldes nach links oder rechts (Wechselstrom- oder AC-Halleffekt). Durch $\text{Im}(\sigma_{ab})$ tritt eine zusätzliche Phasenverschiebung gegenüber dem ohne Magnetfeld transmittierten Signal auf. $\sigma_{ab}(B)$ läßt sich messen, indem bei zwei jeweils vor und hinter der Probe angeordneten gekreuzten Polarisatoren das Amplituden- bzw. Phasensignal $\text{Tr}_{ab}(B)$ bzw. $\varphi_{ab}(B)$ durch den Film gemessen wird, das bei Einschalten des Magnetfeldes auftritt. Daneben kann $\sigma_{aa}(B)$ aus $\text{Tr}_{aa}(B)$ bzw. $\varphi_{aa}(B)$ bei parallel ausgerichteten Polarisatoren vor und hinter der Probe bestimmt werden. Verfälschungen der Messung durch parasitäre Signale aufgrund von Doppelbrechung im Substrat oder in den Kryostatfenstern können vermieden werden, wenn $\text{Tr}(B)$ und $\varphi(B)$ jeweils aus dem Mittelwert der Messungen bei beiden Polungen des Magnetfeldes bestimmt wird. In guter Näherung gilt im normalleitenden Bereich ($\Theta_H = \text{Hallwinkel}$):

$$\sqrt{\frac{\text{Tr}_{ab}(B)}{\text{Tr}_{aa}(B)}} \approx \frac{\sigma_{aa}}{\sigma_{ab}} = \cot\Theta_H \quad (55)$$

Nach (54) ist σ_{ab}/σ_{aa} proportional zu $\tau^{-1}(T)$, so daß im normalleitenden Zustand ein lineares Temperaturverhalten von $\cot\Theta_H$ zu erwarten ist. Experimentell wird dagegen sowohl für YBCO als auch für BSCCO eine stärkere, quadratische Temperaturabhängigkeit beobachtet [183][184]. Der AC-Halleffekt tritt umso stärker auf, je größer $\omega_C\tau$ ist.

Die in einem Supraleiter unterhalb von T_C vorhandenen ungepaarten Elektronen (Quasiteilchen) können ebenfalls durch ein äußeres Magnetfeld auf Kreisbahnen gezwungen werden und nach (54) einen Beitrag zu σ_{ab} liefern. Dieser Quasiteilchen-Halleffekt wurde theoretisch von Miller vorausgesagt [185] und konnte erstmals von Parks et al. nachgewiesen werden [186]. Parks et al. konnten in einem Kryostaten an dünne YBCO-Schichten ein Magnetfeld von bis zu 6 T Stärke parallel zur Schichtnormalen anlegen und mit Hilfe der zeitaufgelösten Pikosekunden-Spektroskopie die komplexe Leitfähigkeit $\sigma_{ab}(T)$ messen. Während die Messungen im normalleitenden Zustand gut mit den Erwartungen des AC-Halleffektes übereinstimmten, wurden die unterhalb von T_C gemessenen $\text{Re}(\sigma_{ab})$ - und $\text{Im}(\sigma_{ab})$ -Daten mit Berechnungen nach (54) verglichen (Abb. 79, Abb. 80). In diese Berechnungen geht die Temperaturabhängigkeit von $\tau^{-1}(T)$ ein, die aus der Auswertung von $\sigma_1(T)$ - und $\sigma_2(T)$ -Messungen an denselben Proben ohne Magnetfeld im Rahmen des erweiterten Zweiflüssigkeitenmodells bestimmt wurde. Qualitativ ergibt sich eine gute Übereinstimmung sowohl für $\text{Re}(\sigma_{ab})$ als auch für $\text{Im}(\sigma_{ab})$. Die ohne Magnetfeld gemessenen Streuraten sind mit ca. 4 THz bei 100 K im Vergleich zu den NMR-Messungen [169] oder den $\sigma_1(T)$ -Auswertungen dieser Arbeit bzw. von Bonn et al. ungewöhnlich niedrig. Im Übergangsbereich um T_C ergeben sich in $\sigma_{ab}(T)$ kompliziertere Strukturen, die vermutlich auf Bewegungen von magnetischen Flußschläuchen zurückzuführen sind.

Der Quasiteilchen-Halleffekt ist im SMMW-Bereich nur meßbar, wenn ω_C nicht zu weit unterhalb von ω liegt. Bei einer magnetischen Flußdichte $B=1$ T und $m_{\text{eff}}=4m_e$ wird $\omega_C=44$ GHz, so daß für einen großen Quasiteilchen-Halleffekt relativ starke Magnetfelder

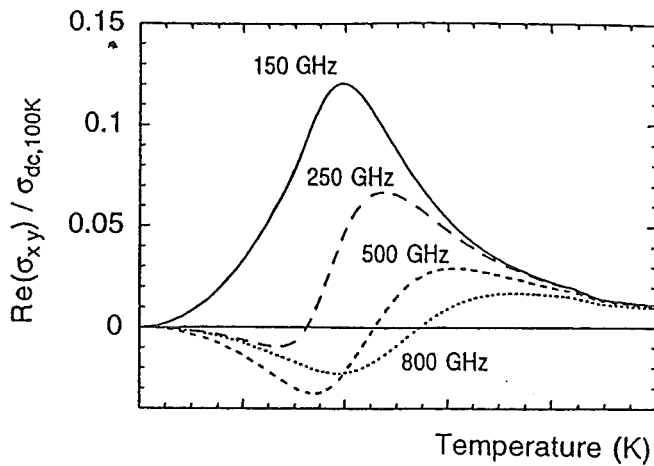


Abb. 79: $\text{Re}(\sigma_{ab}(T))$ aus (54) für diverse Meßfrequenzen und einer unterhalb von T_C von 4 THz auf 0.1 THz abnehmenden Streurrate [186].

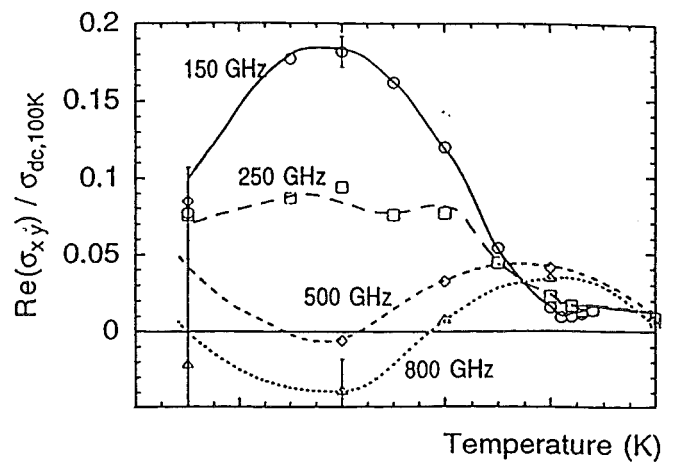


Abb. 80: Bei verschiedenen Frequenzen gemessener Verlauf von $\text{Re}(\sigma_{ab}(T))$ nach [186].

von mehreren Tesla Flußdichte nötig sind, die sich nur mit Spulen aus konventionellen Supraleitern erzeugen lassen. Die deutlichsten Effekte ergeben sich für sehr kleine Streuraten τ^{-1} , dann hängt der Verlauf von Real- und Imaginärteil von σ_{ab} empfindlich von dem Temperaturverhalten von $\tau^{-1}(T)$ ab. Damit bietet der Quasiteilchen-Halleffekt eine Möglichkeit, die sehr kleinen Streuraten in den HTSL bei niedrigen Temperaturen genauer zu bestimmen. Im Vergleich zur zeitaufgelösten Pikosekunden-Spektroskopie könnte dabei $\tau^{-1}(T)$ mit der SMMW-Spektroskopie mit wesentlich größerer Auflösung gemessen werden. Mit einem ringförmigen Kobalt-Samarium-Permanentmagneten mit einer Oberflächenfeldstärke von über 1 Tesla konnte die prinzipielle Meßbarkeit des Quasiteilchen-Halleffektes mit der SMMW-Spektroskopie gezeigt werden. Bei gekreuzten Polarisatoren vor und hinter einer YBCO-Schicht im Spektrometer wurde das transmittierte Amplitudensignal bei Raumtemperatur drei- bis viermal größer, wenn der Permanentmagnet mit seiner kreisförmigen Öffnung ($\varnothing = 8$ mm) vor der Probe fixiert wird. Dieses Signal aufgrund des AC-Halleffektes, das im normalleitenden Zustand für sinkende Temperaturen gemäß (55) größer wird, liegt deutlich unterhalb des im supraleitenden Zustand erwarteten Signals für den Quasiteilchen-Halleffekt. Mit einem umgebauten Probenhalter für den Kryostaten, mit dem zwei konzentrisch in geringem Abstand angeordnete Ringmagnete über die Probe geschoben werden können, kann daher unter Umständen der Quasiteilchen-Halleffekt gemessen werden. Mit dieser einfachen Konstruktion läßt sich das Magnetfeld jedoch nicht für die Bestimmung des parasitären Signals umpolen.

6.3 BCS-Modelle

Während die Übereinstimmung der gemessenen Frequenzabhängigkeit von σ_1 mit (43) bis in den FIR-Bereich die Gültigkeit des Drudeansatzes für den normalleitenden Zustand im SMMW-Bereich zeigt, ist die Annahme einer Drudeleitfähigkeit für die Quasiteilchen unterhalb von T_C in einem phänomenologischen Zwei- oder Dreiflüssigkeitenmodell aus einer mikroskopischen Sichtweise der Supraleitung nicht gerechtfertigt. Eine genaue Berechnung der Leitfähigkeiten ist nur im Rahmen von quantenmechanischen Theorien zur Supraleitung möglich, beispielsweise der BCS-Theorie [187]. Mikroskopische Ansätze zur Beschreibung der Supraleitung in HTSL können unterschieden werden in Modelle, die die elektrischen Eigenschaften dieser Materialien auf extrinsische, präparationsbedingte Ursachen zurückführen und Modelle, die einen intrinsischen, nur materialabhängigen Ansatz machen. Während für extrinsische Modelle HTSL-Schichten oder Einkristalle meist als ein Netzwerk von einzelnen intrinsisch supraleitenden Körnern angesehen werden, die untereinander nur schwach verbunden sind ("weak links")[188-190], müssen für intrinsische Modelle die charakteristischen, sich aus der Mikrostruktur ergebenden Materialeigenschaften berücksichtigt werden.

6.3.1 Isotrope BCS-Theorie

In einer quantenmechanischen Betrachtung sind Cooperpaare mit einem Gesamtspin Null (s-Welle) Bosonen und unterliegen somit nicht mehr wie die ungepaarten Elektronen der Fermi-Dirac-Statistik, sondern können auf einem niedrigeren Energieniveau kondensieren (Bosekondensation)[72]. Im Anregungsspektrum $D(E)$ der Quasiteilchen öffnet sich dadurch bei $T=T_C$ eine Energielücke $\Delta(T)$ symmetrisch um E_F , die für $T=0$ K auf ihren Maximalwert Δ_0 ansteigt. Da die Quasiteilchen für eine Mikrowellenabsorption unterhalb von T_C über diese Energielücke angeregt werden müssen, ergibt sich eine exponentielle Temperaturabhängigkeit von $R_S(T)$ bzw. $\lambda_E(T)$ proportional $\exp(\Delta_0/kT)$. Neben einer isotropen Energielücke Δ , deren Größe nur von der Temperatur abhängt, kann Δ in Supraleitern mit einer anisotropen Kristallstruktur auch von der Richtung im Kristall abhängen. Für isotrope Supraleiter mit schwach an die Elektronen koppelnden Phononen gilt $2\Delta_0/kT_C=3.53$, bei stark koppelnden Supraleitern ergeben sich auch größere Werte. Oxidische HTSL erfüllen fast uneingeschränkt den sauberen Grenzfall ($\xi \ll \lambda_J, \xi \ll \lambda_L$), es kann daher ein lokaler Ansatz zwischen Stromdichte und elektrischem Feld gemacht werden. Bei einigen konventionellen Supraleitern müssen dagegen nichtlokale Effekte mitberücksichtigt werden [191]. Die genaue Berechnung von $\sigma_1(T)$ für einen isotropen, schwach koppelnden BCS-Supraleiter ergibt ein Maximum in der Leitfähigkeit unmittelbar unterhalb von T_C [192](Kohärenz- oder Hebel-Slichter-Maximum [193]). Dieses für den sauberen im Vergleich zu schmutzigen Grenzfall deutlicher ausgeprägte Maximum liegt bei $T=0.8-0.9 \cdot T_C$, die Absoluthöhe hängt von $\omega\tau$ ab (Abb. 81).

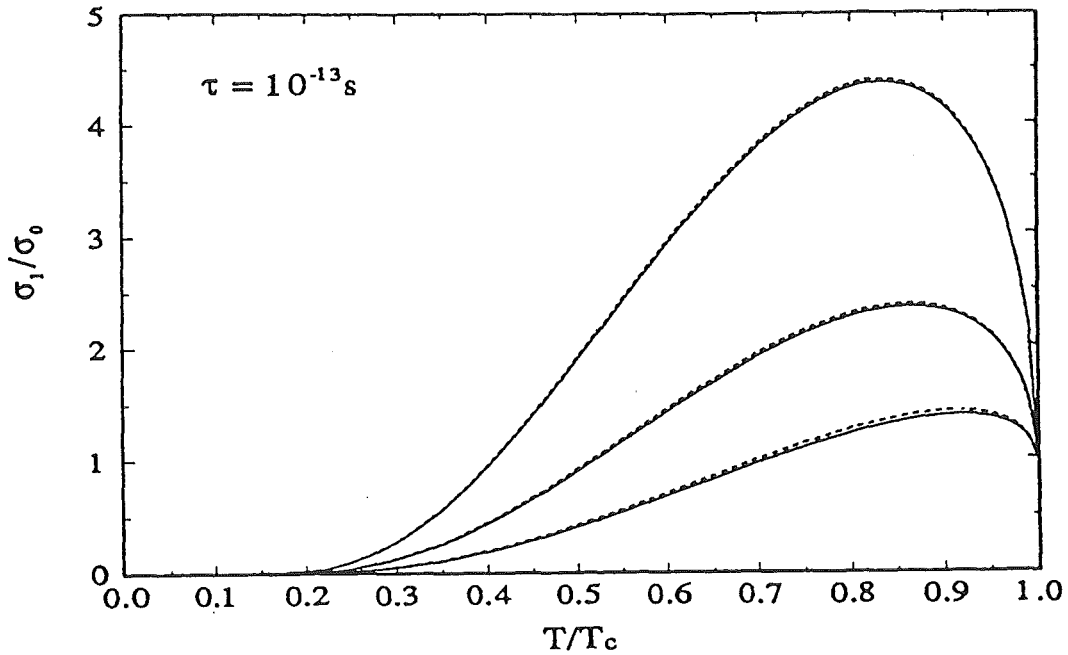


Abb. 81: $\sigma_1(T)/\sigma_0$ aus einer schwach koppelnden BCS-Rechnung ($2\Delta_0/kT_C=3.5$) für $\tau^{-1}(0)=10$ THz und $\omega=1, 100$ und 1000 GHz, von oben [192].

Für Blei als klassischen BCS-Supraleiter beispielsweise beobachtet man ein solches Maximum, für weiter sinkende Temperaturen nimmt $\sigma_1(T)$ allerdings monoton ab, da $\tau^{-1}(T)$ bei konventionellen Supraleitern bereits oberhalb von T_C in $\tau^{-1}(0)$ sättigt [194][195]. Für stark koppelnde BCS-Supraleiter konnten Marsiglio [196] und Akis et al. [197] zeigen, daß das Kohärenzmaximum wegen der paarbrechenden Wirkung der Phononen unterdrückt wird.

$R_S(T)$ - und $\Delta\lambda_E(T)$ -Messungen an NCCO-Einkristallen [198] und -Schichten [199-201] ergeben exponentielle Temperaturabhängigkeiten mit einer Energielücke $2\Delta_0/kT_C=3.5-4.1$, die sich gut mit der stark koppelnden BCS-Theorie (s-Welle) beschreiben lassen [202]. Aus Tunnelmessungen an NCCO-Einkristallen ergibt sich $2\Delta_0/kT_C=4$ [203]. Diese Messungen unterstützen frühere Vermutungen, daß die n-leitenden oxidischen Supraleiter sich wie gewöhnliche BCS-Supraleiter verhalten [204]. Zudem werden wegen der im Vergleich zu YBCO bzw. BSCCO relativ großen Kohärenzlänge $\xi \approx 80$ Å und der einfacheren Kristallstruktur mit nur einer CuO_2 -Ebene je Einheitszelle die elektrischen Eigenschaften von NCCO nicht so stark durch Störungen im Kristallgitter, Verunreinigungen oder weak-links beeinflusst [205].

Die mit der SMMW-Spektroskopie für NCCO gemessenen $\sigma_1(T)$ -Kurven zeigen zwar unmittelbar unterhalb von T_C ein Maximum, eine Interpretation als ein Kohärenzmaximum ist jedoch fraglich. Zum einen fällt $\sigma_1(T)$ für niedrige Temperaturen nicht gemäß den Erwartungen der BCS-Theorie auf Null ab. Zum anderen sind die gemessenen $\lambda_E(0)$ -Werte mit ca. 350 nm im Vergleich zu Messungen an Einkristallen von $\lambda_E(0)=100-150$ nm deutlich höher [206]. Daher ergibt sich im Rahmen der schwach koppelnden BCS-Theorie nur

eine qualitative Beschreibung der $\sigma_1(\omega, T)$ -Kurven [207]. Zudem sind für NCCO stark koppelnde Effekte zu erwarten, die unter Umständen das Kohärenzmaximum in der BCS-Rechnung unterdrücken [196]. Magnetisierungsmessungen an den spektroskopisch untersuchten NCCO-Schichten ergaben eine Übergangsbreite $\Delta T_C \approx 4$ K, das gemessene Maximum in $\sigma_1(T)$ kann somit auch auf diese T_C -Verschmierung zurückgeführt werden. Das im Gegensatz zu YBCO oder BSCCO quadratische Temperaturverhalten von $\rho(T)$ läßt sich im Rahmen der NFL-Theorie erklären.

6.3.2 NFL-Theorie

Für eine normale Fermiflüssigkeit (Fermi-Liquid, FL) sind wegen $E = \hbar^2 k^2 / 2m$ die Flächen gleicher Energie im k-Raum Kugelschalen, die Fläche mit $E = E_F$ heißt Fermifläche. Eine kugelförmige Fermifläche bedeutet wegen des begrenzten Impulsraumes bei E_F nur eine sehr geringe Wahrscheinlichkeit für Elektron-Elektron-Streuungen, das Temperaturverhalten von $\tau_{FL}^{-1}(T)$ durch Elektron-Elektron-Streuung ist quadratisch, wird aber bei Leitfähigkeitsmessungen beispielsweise an Metallen meist durch den viel stärkeren phononischen Anteil überdeckt. Die von BSCCO [208] mit Hilfe der winkelaufgelösten Photoemissionsspektroskopie vermessenen Fermiflächen sind dagegen innerhalb der CuO_2 -Ebenen nahezu quadratisch und durch die Schichtstruktur zwischen den CuO_2 -Ebenen stark eingeschnürt. Ein großer Anteil an parallel liegenden Flächen im k-Raum ("nested") führt zu einer stark erhöhten Wahrscheinlichkeit von Elektron-Elektron-Streuungen [209]. Virosztek et al. [210] haben für den Fall einer nahezu quadratischen, zweidimensionalen Fermifläche in der a-b-Ebene im Rahmen eines "Nested-Fermi-Liquid"-Ansatzes (NFL) eine gegenüber der normalen Fermiflüssigkeit um mindestens eine Größenordnung größere Streurrate $\tau_{NFL}^{-1}(T)$ berechnet, die proportional zu T ist. Daneben ergibt sich für eine NFL eine frequenz- und temperaturabhängige effektive Masse.

Riek et al. [211] haben die Auswirkungen einer sich bei T_C öffnenden isotropen Energielücke im Anregungsspektrum auf $\tau_{NFL}^{-1}(T)$ im Rahmen der schwach koppelnden BCS-Theorie untersucht. Anschaulich fallen durch die sich öffnende Energielücke um E_F viele freie Zustände weg, in die Elektronen durch Elektronen gestreut werden können, so daß eine starke Abnahme von $\tau_{NFL}^{-1}(T)$ unmittelbar unterhalb von T_C zu erwarten ist. Mit diesem Ansatz läßt sich der starke Abfall der von Bonn et al. gemessenen $\tau^{-1}(T)$ -Daten [20] nach dem linearen Verlauf oberhalb von T_C quantitativ beschreiben (Abb. 82). Eine zum Vergleich ausgerechnete Streurrate durch Streuungen an Phononen liefert dagegen deutlich zu niedrige $\tau^{-1}(T)$ -Werte. Für $\sigma_1(T)$ ergibt sich mit $\tau_{NFL}^{-1}(T)$ ein deutliches Maximum, das jedoch nur qualitativ mit den Daten von Bonn et al. übereinstimmt (Abb. 83). Die phononische Streurrate führt in dieser schwach koppelnden BCS-Rechnung zu einem Kohärenzmaximum.

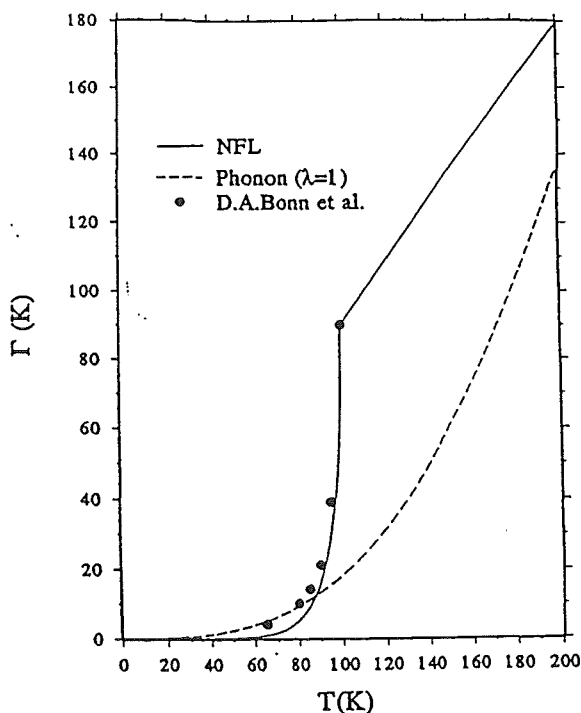


Abb. 82: $\tau_{NFL}^{-1}(T)$ im Vergleich zu Messungen nach [20]. Zum Vergleich ist eine rein phononische Streurrate angegeben.

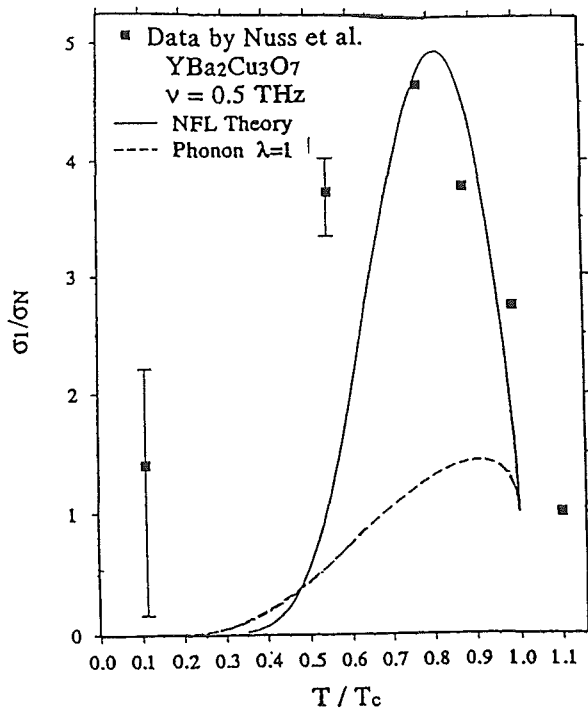


Abb. 83: $\sigma_1(T)$ nach der NFL-Theorie im Vergleich zu Messungen nach [20]. Die phononische Streurrate ergibt einen BCS-Kohärenzmaximum.

Wie aus Abb. 82 hervorgeht, kann die Ursache des linearen Temperaturverhaltens von $\rho(T)$ für YBCO und BSCCO oberhalb von T_C keine reine Phononenstreuung sein. Äquivalent dazu gelang es nicht, im Rahmen der für Metalle gültigen Bloch-Grüneisen-Theorie ein lineares $\rho(T)$ -Verhalten zusammen mit diesen relativ hohen absoluten $\rho(T)$ -Werten zu erklären [212][213], auch nicht unter Einbeziehung realistischerer Phononenspektren [214]. Die NFL-Theorie liefert aufgrund eines starken Nestings der Fermiflächen in YBCO und BSCCO eine zu T proportionale Streurrate $\tau_{NFL}^{-1}(T)$. Photoemissionsmessungen an NCCO ergeben mehr oder weniger kugelförmige Fermiflächen [215], daher läßt sich das quadratische $\rho(T)$ -Verhalten in NCCO auf eine verstärkte Elektron-Elektron-Streuung in einer normalen FL zurückführen. Im $Tl_2Ba_2CuO_{6+\delta}$ -Supraleiter nimmt T_C von 85 K für $\delta=0$ auf 0 K bei $\delta=0.1$ ab, gleichzeitig geht $\rho(T)$ im normalleitenden Zustand von einer linearen in eine quadratische Temperaturabhängigkeit über [216]. Durch die unterschiedliche Dotierung wird die Fermifläche von einem starken Nesting hin zu einer mehr kugelförmigen Form verändert. Mit der NFL-Theorie ergibt sich auch die im Gegensatz zum Drude-Modell lineare Frequenzabhängigkeit der IR-Reflektivität von HTSL für Frequenzen oberhalb von 30 THz [217][218] sowie die quadratische Temperaturabhängigkeit von $\cot\Theta_H$ [183]. Die Gültigkeit der NFL-Theorie ist jedoch durch den schwach koppelnden BCS-Ansatz mit einer isotropen Energielücke begrenzt. Eine genauere Beschreibung der HTSL erfordert die Berücksichtigung der starken Elektron-Phonon-Kopplung in diesen Materialien.

6.3.3 Zweiband-Modell

Elektrische Messungen an HTSL zeigen aufgrund der ausgeprägten Schichtstruktur eine starke Anisotropie der elektrischen Eigenschaften innerhalb der a-b-Ebene im Vergleich zu Messungen entlang der c-Achse. Die hauptsächlich in den CuO_2 -Ebenen lokalisierten Ladungsträger können als quasi-zweidimensionale Elektronensysteme angesehen werden, die entlang der c-Achse nur schwach koppeln. IR-Absorptionsmessungen [219] und optische Reflektivitätsmessungen [220] an unverzwillingten YBCO-Einkristallen zeigen, daß in den CuO-Ketten etwa 1/3 der Ladungsträger lokalisiert sind, so daß für YBCO die CuO-Ketten ein zweites Elektronensystem b bilden, daß an das CuO_2 -Ebenensystem a ankoppelt. Nach einem Modell von Kresin und Wolf im Rahmen einer stark koppelnden BCS-Rechnung kann ein supraleitender Zustand in den CuO-Ketten über zwei verschiedene Austauschkanäle von den intrinsisch supraleitenden CuO_2 -Ebenen induziert werden [221]. Zum einen können Ladungsträger aus dem Energieband der CuO_2 -Ebenen durch Emission bzw. Absorption von Phononen in das Energieband der CuO-Ketten übergehen und dort supraleitende Cooperpaare bilden. Der zweite Kanal besteht in einem intrinsischen Proximityeffekt, bei dem durch Tunneln der Cooperpaare aus den CuO_2 -Ebenen die Supraleitung in die CuO-Ketten übertragen wird. In diese Berechnungen gehen die Elektron-Phonon-Koppelkonstanten der beiden Subsysteme λ_a und λ_b ein. Die CuO-Ketten werden als intrinsisch normalleitend angenommen, d.h. $\lambda_b=0$. Der phononenunterstützte Ladungstransfer von a nach b wird durch eine Kopplungskonstante $\lambda_{a,b}$ charakterisiert, der intrinsische Proximityeffekt durch den Überlapp der Wellenfunktionen $\Gamma_{a,b}$. Zudem hat das Verhältnis der Zustandsdichten $\alpha=D_b/D_a$ einen starken Einfluß auf die Zustandsdichte des Gesamtsystems (DOS).

Beide Kopplungskanäle führen zu einem zweiten Maximum in der DOS bei $E-E_F=\Delta_b$, das mit zunehmenden $\lambda_{a,b}$ und $\Gamma_{a,b}$ zusätzlich zu dem Maximum bei $E-E_F=\Delta_a$ ohne Kopplung auftritt (Abb. 84). Berechnungen im Rahmen dieses Zweiband-Modell von Golubov [222] ergeben mit $\lambda_a=3$, $\lambda_b=0$, $\lambda_{a,b}=50$ K und $\alpha=1$ ein T_C von 93 K und in der DOS zwei Maxima bei $2\Delta_a/kT_C=5.6$ und $2\Delta_b/kT_C=1$, in guter Übereinstimmung mit Tunnelmessungen an YBCO [223-226]. Mit zunehmendem auf die Cooperpaare paarbrechend wirkenden Anteil an magnetischen Verunreinigungen, die in dem Kettensystem b lokalisiert sind und deren Stärke durch eine magnetische Streurrate Γ_m charakterisiert wird, vermindert sich das Maximum bei Δ_b . Ab einer bestimmten Verunreinigungskonzentration verschwindet Δ_b und die Lücke in der DOS wird durch Zustände innerhalb der Energielücke verschmiert ("gapless")(Abb. 84). Für YBCO können magnetische Verunreinigungen durch Leerstellen in den CuO-Ketten entstehen, die zu Kettensegmenten mit magnetischen Cu-Atomen an den Enden führen. Wird die durchschnittliche Länge dieser Kettenfragmente kürzer als $\xi_{a,b}$, so tritt energielückenlose Supraleitung auf. Der entsprechende Wert δ der Sauerstoffdefizienz liegt zwischen 0.1 und 0.2 [227] und führt noch nicht zu einer Reduktion von T_C .

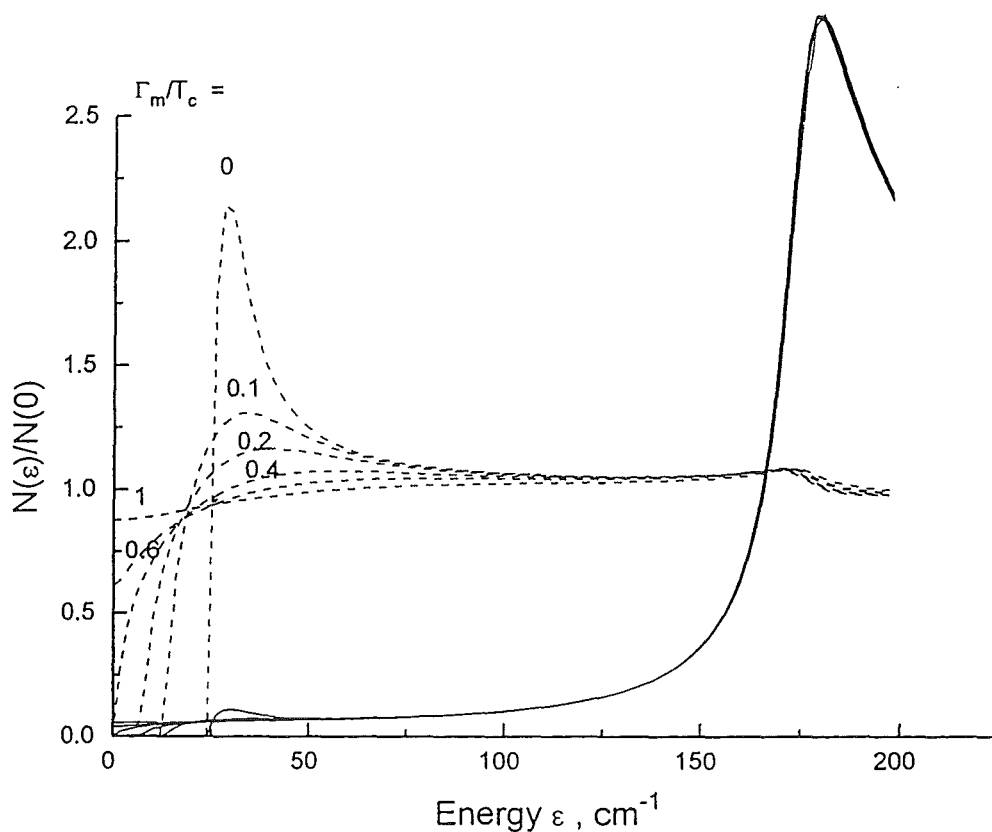


Abb. 84:

DOS im Rahmen des Zweibandmodelles mit $\lambda_a=3$, $\lambda_b=0$, $\lambda_{a,b}=50$ K und $\alpha=1$ nach [222]. Neben dem Maximum durch die CuO_2 -Ebenen bei $\Delta_a=180$ cm^{-1} (durchgezogene Linien) tritt ein zweites, je nach Stärke der magnetischen Verunreinigungen Γ_m mehr oder weniger stark ausgeprägtes Maximum aufgrund der CuO -Ketten bei $\Delta_b=40$ cm^{-1} auf (gestrichelte Linien).

Die sich aus der stark koppelnden BCS-Theorie ergebende Verschmierung der Energielücke bedeutet ein quasikontinuierliches, metallisches Anregungsspektrum der normalleitenden Elektronen oberhalb von E_F für nicht zu kleine Temperaturen. Daher kann mit einiger Berechtigung der Drude-Ansatz im Rahmen des erweiterten Zwei- oder Dreiflüssigkeitenmodells gemacht werden. Der Einfluß der sich bei $T=T_C$ öffnenden Energielücke in der Zustandsdichte auf die Leitfähigkeiten $\sigma_1(\omega, T)$ und $\sigma_2(\omega, T)$ ist durch die möglichen Zustände auch innerhalb der Energielücke für nicht zu niedrige Temperaturen gering. Im Rahmen der zur Zeit stark diskutierten d-Wellen-Theorien schließen sich je zwei Elektronen aufgrund exotischer Kopplungsmechanismen, beispielsweise der Wechselwirkung mit Spinfluktuationen, zu Cooperpaaren mit dem Gesamtspin 0 und Drehimpuls 2 zusammen [19]. In der DOS ergibt sich ein Maximum bei Δ , wobei der Wert der Energielücke je nach Richtung im Kristall zwischen Null und Δ_{\max} variiert. Im Gegensatz zu s-Wellen-Supraleitern kann es auch durch Streuung an nicht magnetischen Verunreinigungen zu einer Verschmierung der Energielücke in der DOS kommen, die für nicht zu niedrige Temperaturen

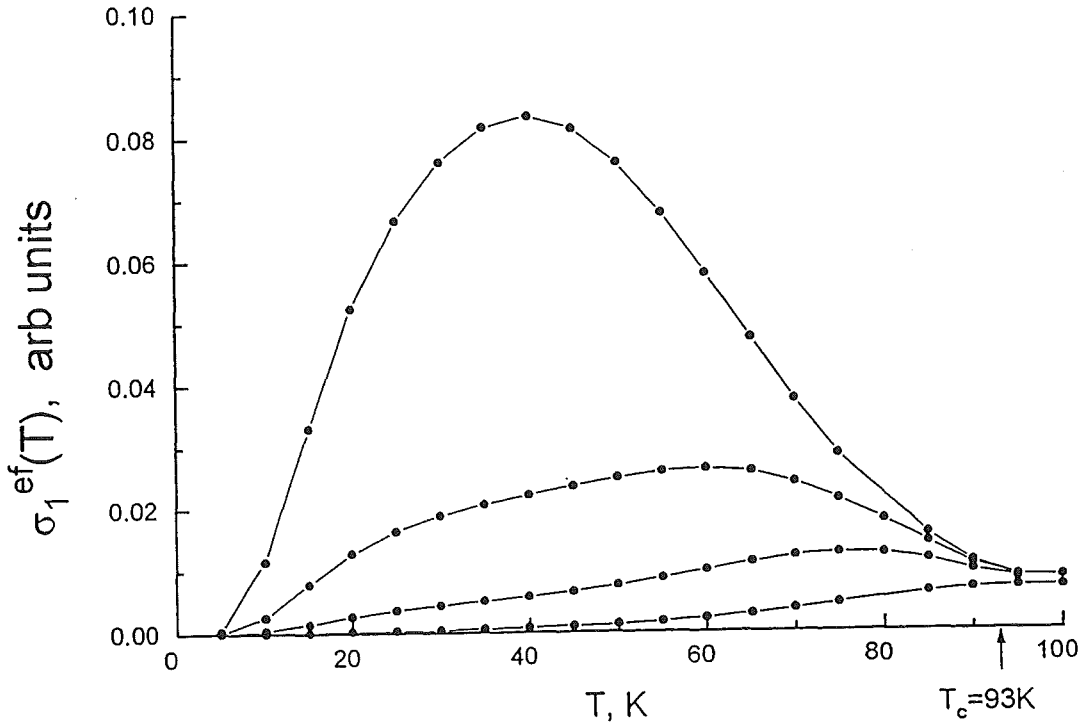


Abb. 85: $\sigma_1(\omega, T)$ nach dem Zweibandmodell mit den Parametern von Abb. 84, $\Gamma_m=0$ und $\omega=20, 200, 400$ und 1000 GHz von oben nach unten [222].

den Ansatz des erweiterten Zwei- oder Dreiflüssigkeitenmodells rechtfertigt. Während das erweiterte Dreiflüssigkeitenmodell die $\sigma_1(\omega, T)$ - und $\lambda_E(\omega, T)$ -Abhängigkeiten von Probe 2411 gut beschreibt, kommt es für die qualitativ bessere Probe 1308 zu Abweichungen (vgl. Kap. 6.2.2). Als Ursache kann man Zustandsdichteneffekte aufgrund einer verbesserten Probenqualität vermuten.

Golubov hat im Rahmen des Zweibandmodelles $\sigma_1(\omega, T)$ für die Parameter von YBCO und $\Gamma_m=0$ für verschiedene Frequenzen ausgerechnet (Abb. 85)[222]. Wegen der Paarbrechung durch Phononen in einer stark koppelnden BCS-Rechnung ist das Auftreten eines Kohärenzmaximums unterdrückt. Dagegen ergibt sich eine Frequenz- und Temperaturabhängigkeit von $\sigma_1(\omega, T)$, die qualitativ gut mit den Messungen dieser Arbeit übereinstimmt. Die Höhe der Maxima nimmt bei einer festen Frequenz mit zunehmenden $\tau^{-1}(0)$ ab, wie es auch im Rahmen des erweiterten Zwei- oder Dreiflüssigkeitenmodells zu erwarten ist: Eine quantitative Anpassung der Rechnungen an die gemessenen $\sigma_1(\omega, T)$ - und $\lambda_E(\omega, T)$ -Daten wird zur Zeit durchgeführt.

Literaturverzeichnis

- [1] H. Brand, Proc. der 21. European Microwave Conference, Stuttgart, 1, 16 (9/1991).
- [2] R.W. McMillan, Proc. IEEE, 73, Nr. 1, 86 (1985).
- [3] E.C. Sutton, IEEE MTT-31, Nr. 7, 589 (1983).
- [4] B.N. Ellison, R.E. Miller, Int. J. Infrared Millimeter Waves, 8, 609 (1987).
- [5] E. Sauter, G.V. Schultz, IEEE MTT-25, 468 (1977).
- [6] H.R. Fetterman, P.E. Tannenwald, B.J. Clifton, C.D. Parker, W.D. Fitzgerald, N.R. Erikson, Appl. Phys. Lett. 32, 151 (1978).
- [7] H. Ibach, H. Lüth, "Festkörperphysik", Springer-Verlag, 2. Auflage ISBN 3-540-19087-2 (1988).
- [8] T.Y. Chang, T.J. Bridges, Opt. Commun., 1, 423 (1970).
- [9] M.S. Tobin, Proc. IEEE, 73, 61 (1985).
- [10] P. Sprangle, R.A. Smith, V.L. Granatstein, J. Infrared and Millimeter Waves, 1, K.J. Button (Ed.), Academic Press, New York (1979).
- [11] G. Kantorowicz, P. Palluel, J. Infrared and Millimeter Waves, 1, K.J. Button (Ed.), Academic Press, New York, (1979).
- [12] "Siemens traveling wave tube data book 1977/78", Siemens AG.
- [13] Thomson-CSF Publ. NTH 6148, Thomson-CSF, Boulogne-Billancourt, Frankreich (1978).
- [14] "ARTAS"-GmbH, Augsburgstraße 39, 93051 Regensburg.
- [15] A.A. Volkov, Y.G. Goncharov, G.V. Kozlov, S.P. Lebedev, A.M. Prokhorov, Infrared Phys. 25, 369 (1985).
- [16] B. Goss Levi, Physics Today, 17 (5/1993).
- [17] N. Klein, Physikalische Blätter 50, 551 (1994).
- [18] J. Bardeen, L.N. Cooper, J.R. Schrieffer, Phys. Rev. 108, 1175 (1957).
- [19] P.J. Hirschfeld, W.O. Putikka, D.J. Scalapino, Phys. Rev. Lett. 71, 3705 (1993).
- [20] D.A. Bonn, R. Liang, T.M. Riseman, D.J. Baar, D.C. Morgan, K. Zhang, P. Dosanjh, T.L. Duty, A. MacFarlane, G.D. Morris, J.H. Brewer, W.N. Hardy, Phys. Rev. B 47, 11314 (1993).

- [21] M.C. Nuss, K.W. Goossen, P.M. Mankiewich, M.L. O'Malley, J.L. Marshall, R.E. Howard, IEEE Trans. Magn. MAG-27, 863 (1991).
- [22] D. Grischkowsky, S. Keiding, M. van Exter, C. Fattinger, J. Opt. Soc. Am. B 7, 2006 (1990).
- [23] M.C. Nuss, K.W. Goossen, P.M. Mankiewich, M.L. O'Malley, Appl. Phys. Lett. 58, 2561 (1991).
- [24] T. Timusk, D.B. Tanner, in "Physical Properties of High Temperature Superconductors", D.M. Ginsberg (Ed.), World Scientific, Singapore, 339 (1989).
- [25] M.C. Nuss, P.M. Mankiewich, M.L. O'Malley, E.H. Westerwick, P.B. Littlewood, Phys. Rev. Lett. 66, Nr. 25, 3305 (1991).
- [26] O. Hollricher, ISI, KFA-Jülich, Dissertation, Jül-Bericht 2895 ISSN 0944-2952 (4/1994).
- [27] R. Buhleier, S.D. Brorson, I.E. Trofimov, J.O. White, H.U. Habermeier, J. Kuhl, Phys. Rev. B. 50, 9672 (1994).
- [28] D.R. Cohn, S.C. Han, P.P. Woskov, B.L. Zhou, A. Ferdinand, R.H. Gilles, J. Waldman, D.W. Cooke, R.E. Muenchhausen, J. Supercond. 5, 4, 389 (1992).
- [29] D. Miller, P.L. Richards, S.M. Garrison, N. Newman, C.B. Eom, T.H. Geballe, S. Etemad, A. Inam, T. Venkatesan, J.S. Martens, W.Y. Lee, L.C. Bourne, J. Supercond. 5, 4, 379 (1992).
- [30] A.A. Volkov, B.P. Gorshunov, G.V. Kozlov, S.I. Krasnosvobodtsev, E.V. Pechen, O.I. Sirotinski, Y. Pettselt, Sov. Phys. JETP 68, 148 (1989).
- [31] V.B. Anzin, B.P. Gorshunov, G.V. Kozlov, A.A. Volkov, S.P. Lebedev, I.V. Fedorov, J. Schützmann, K.F. Renk, Appl. Supercond. 1, Nr. 3-6, 467 (1993).
- [32] B.P. Gorshunov, G.V. Kozlov, S.I. Krasnosvobodtsev, E.V. Pechen, A.M. Prokhorov, A.S. Prokhorov, O.I. Syrotynsky, A.A. Volkov, Physica C 153-155, 667 (1988).
- [33] M.A. Benno, L. Soderholm, D.W. Capone, D.G. Hinks, J.D. Jorgensen, J.D. Grace, I.K. Schuller, C.U. Segre, K. Zhang, Appl. Phys. Lett. 51, 57 (1987).
- [34] M.K. Wu, J.R. Ashburn, C.J. Torng, P.H. Hor, R.L. Meng, L. Gao, Z.J. Huang, C.W. Chu, Phys. Rev. Lett. 58, 908 (1987).
- [35] C. Politis, M. Geerk, M. Dietrich, B. Obst, H.L. Luo, Z. Physik B, 66, 279 (1987).
- [36] R. Beyers, G. Limand, E.M. Engler, V.Y. Lee, M.L. Ramirez, R.Y. Savoy, Appl. Phys. Lett. 51(5), 614 (1987).

- [37] J.D. Jorgensen, D.G. Hinks, P.G. Radaelli, S. Pei, P. Lightfoot, B. Dabrowski, C.D. Segre, B.A. Hunter, *Physica C* 185-189, 184 (1991).
- [38] R.J. Cava, A.W. Hewat, E.A. Hewat, B. Batlogg, M. Marezio, K.M. Rabe, J.J. Krajewski, W.F. Peck, L.W. Rupp, *Physica C* 165, 419 (1990).
- [39] R.J. Cava, B. Batlogg, C.H. Chen, E.A. Rietman, S.M. Zahurak, D. Werner, *Phys. Rev. B* 36, 5719 (1987).
- [40] G.J. Dolan, F. Holtzberg, C. Feild, T.R. Dinger, *Phys. Rev. Lett.* 62, 2184 (1989).
- [41] H. Schulz, IFF, KFA-Jülich, Diplomarbeit (1993).
- [42] N. Klein, U. Poppe, N. Tellmann, H. Schulz, W. Evers, U. Dähne, K. Urban, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 3, 1102 (1993).
- [43] U. Poppe, N. Klein, U. Dähne, H. Soltner, C.J. Jia, B. Kabius, K. Urban, A. Lubig, K. Schmidt, S. Hensen, S. Orbach, G. Müller, H. Piel, *J. Appl. Phys.* 71, 5572 (1992).
- [44] U. Poppe, J. Schubert, R.R. Arons, W. Evers, Ch. Freiburg, W. Reichert, K. Schmidt, W. Sybertz, K. Urban, *Solid State Comm.* 66, 661 (1988).
- [45] J. Geerk, G. Linker, O. Meyer, *Materials Science Reports*, 4, 193 (1989).
- [46] R.G. Humphreys, J.S. Satchell, N.G. Chew, J.A. Edwards, S.W. Goodyear, S.E. Blekinsop, O.D. Dosser, A.G. Cullis, *Supercond. Sci. Technol.* 3, 38 (1990).
- [47] U. Dähne, IFF, KFA-Jülich, Diplomarbeit (1992).
- [48] H. Maeda, Y. Tanaka, M. Fukutomi, T. Asano, *Jpn. J. Appl. Phys.* 27, L209 (1988).
- [49] N.H. Wang, C.M. Wang, H.C.I. Kao, D.C. Ling, H.C. Ku, K.H. Lii, *Jpn. J. Appl. Phys.* 28, L1505 (1989).
- [50] H. Zhang, H. Sato, *Physica C* 214, 265 (1993).
- [51] M. Viret, K. Donnelly, J.G. Lunney, J.M.D. Coey, *J. Appl. Phys.* 69, 2423 (1991).
- [52] K. Hiraga, M. Hirabayashi, M. Kikuchi, Y. Syono, *Jpn. J. Appl. Phys.* 27, 573 (1988).
- [53] H.W. Zandbergen, W.A. Groen, F.C. Mijlhoff, G. van Tendeloo, S. Amelinckx, *Physica C* 156, 325 (1988).
- [54] S. Klotz, J.S. Schilling, *Physica C* 209, 499 (1993).
- [55] C. Osthöver, IFF, KFA-Jülich, Dissertation, Jül-Bericht 2953 ISSN 0944-2952 (8/1994).

- [56] T. Amrein, IFF, KFA-Jülich, Dissertation, Jül-Bericht 2952, ISSN 0944-2952 (8/1994).
- [57] J. Akimitsu, S. Suzuki, M. Watanabe, H. Sawa, *Jpn. J. Appl. Phys. Lett.* 27, L1859 (1988).
- [58] Y. Tokura, H. Takagi, S. Uchida, *Nature, London*, 337, 345 (1989).
- [59] P. Lightfoot, D.R. Richards, B. Dabrowski, D.G. Hinks, S. Pei, D.T. Marx, A.W. Mitchell, Y. Zheng, J.D. Jorgensen, *Physica C* 168, 627 (1990).
- [60] J.L. Peng, R.L. Greene, P. Klavin, R.N. Shelton, H.B. Radousky, *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* 169, 173 (1990).
- [61] H. Soltner, IFF, KFA-Jülich, Dissertation, Jül-Bericht 2918 (1994).
- [62] K. Yvon, M. Francois, *Z. Physik B*, 76, 413 (1989).
- [63] S.N. Mao, X.X. Xi, Qi Li, I. Takeuchi, S. Bhattacharya, C. Kwon, C. Doughty, A. Walkenhorst, T. Venkatesan, C.B. Whan, J.L. Peng, R.L. Greene, *Appl. Phys. Lett.* 62 (19), 2425 (1993).
- [64] S.N. Mao, X.X. Xi, S. Bhattacharya, Qi Li, T Venkatesan, J.L. Peng, R.L. Greene, Jian Mao, Dong Ho Wu, S.M. Anlage, *Appl. Phys. Lett.* 61 (19), 2356 (1992).
- [65] S.N. Mao, X.X. Xi, Q. Li, T. Venkatesan, D.P. Beesabathina, L. Salamanca-Riba, X.D. Wu, *J. Appl. Phys.* 75 (4), 2119 (1994).
- [66] J. Hinken, "Supraleiter-Elektronik", Springer-Verlag, ISBN 3-540-18720-0, Berlin, ISBN 0-387-18720-0, New York.
- [67] N. Klein, 26. IFF-Ferienschule "Elektrokeramische Materialien", KFA-Jülich, E4.1 (3/1995).
- [68] S. Orbach, BUGH Wuppertal, Diplomarbeit, WUD 89-29 (1989).
- [69] G.E.H. Reuter, E.H. Sondheimer, *Proc. Roy. Soc.* 336 (1949).
- [70] C.J. Gorter, H.B.G. Casimir, *Physica*, 1, 306 (1934).
- [71] H. London, *Proc. Roy. Soc.* A176, 522 (1940).
- [72] W. Buckel, *Supraleitung*, VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, 4. Aufl. (1990).
- [73] K. Urban, 26. IFF-Ferienschule "Elektrokeramische Materialien", KFA-Jülich, E1.1 (3/1995).
- [74] N. Klein, "Electrodynamic properties of high temperature superconductor films", *Material Science Forum* 130-132, 373 (1993).

- [75] A.A. Abrikosov, L.P. Gorkov, I.M. Khalatnikov, *Sov. Phys. JETP* 35, 182 (1959).
- [76] G. Müller, Proc. of the 4th workshop on RF superconductivity, Tsukuba, KEK report 89-21 (1990).
- [77] G. Müller, BUGH Wuppertal, Dissertation, WUB-DI-83-1 (1983).
- [78] H. Piel, G. Müller, *IEEE Trans. Mag.* 27, 854 (1991).
- [79] N. Tellmann, N. Klein, U. Dähne, A. Scholen, H. Schulz, H. Chaloupka, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 4, 3 (1994).
- [80] U.S. Hong, RWTH Aachen, Dissertation (1982).
- [81] N. Klein, U. Dähne, U. Poppe, N. Tellmann, K. Urban, S. Orbach, S. Hensen, G. Müller, H. Piel, *J. Supercond.* 5, 195 (1992).
- [82] N. Klein, U. Dähne, N. Tellmann, Patentschrift DE 42 04 369 C 2 (27.4.1994).
- [83] V.B. Braginsky, V.S. Ilchenko, K.S. Bagdassarov, *Phys. Lett. A* 120, 300 (1987).
- [84] "Opticclean"-Polymer, Laser 200 GmbH, 8031 Wetzling.
- [85] N. Klein, H. Chaloupka, G. Müller, S. Orbach, H. Piel, B. Roas, L. Schultz, U. Klein, M. Peiniger, *J. Appl. Phys.* 67 (11), 6940 (1990).
- [86] S. Orbach-Werbig, BUGH Wuppertal, Dissertation WUB-DIS 94-9 (11/1994).
- [87] N. Klein, U. Dähne, U. Poppe, H. Soltner, B. Kabius, K. Urban, J. Schubert, W. Zander, S. Orbach, S. Hensen, G. Müller, H. Piel, B.P. Gorshunov, G.V. Kozlov, S. P. Lebedev, A.A. Volkov, *Physica C* 185-189, 1777 (1991).
- [88] L.R. Doolittle, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* B9, 344-351 (1985).
- [89] K. Schmidt, ISI, KFA-Jülich, priv. Mitteilung (1991).
- [90] M. Ohkubo, T. Kachi, T. Noritake, *Physica C* 160, 480 (1989).
- [91] W.K.Chu, J.W. Meyer, M.A. Nicholet, "Backscattering spectrometry", Academic Press, New York (1978).
- [92] K. Urban, B. Kabius, 20. IFF-Ferientschule "Computersimulation in der Physik", KFA-Jülich (1989).
- [93] A. Thust, IFF, KFA-Jülich, Diplomarbeit (1991).
- [94] L. Reimer, "Transmission Elektron Spectroscopy", Springer Verlag (1984).
- [95] Maria Seo, IFF, KFA-Jülich, Diplomarbeit (1992).

- [96] C.L. Jia, B. Kabius, H. Soltner, U. Poppe, K. Urban, J. Schubert, Ch. Buchal, *Physica C* 167, 463 (1990).
- [97] P.F. Goldsmith, "Infrared and Millimeter Waves", Vol. 6, Kap. 5, K.J. Button (Ed.), New York, Academic Press (1982).
- [98] D.H. Martin, J.C.G. Lesurf, "Submillimeter-Wave Optics", *Infrared Physics*, 18, 405 (1978).
- [99] T. Rose, Universität Köln, Diplomarbeit (3/1989).
- [100] K. Matthes, Universität Köln, Diplomarbeit (12/1990).
- [101] T.S. Chu, *Bell Syst. Tech. J.* 45, 287-299 (1966).
- [102] P.F. Goldsmith, "Microwave system news", 1-9 (1983).
- [103] O. Zinke, Brunswig, "Lehrbuch der Hochfrequenztechnik", 2. Aufl., Springer Verlag Berlin (1974).
- [104] E. Pehl, "Mikrowellentechnik", Bnd. 2, Huethig Verlag Heidelberg (1984).
- [105] RPG Radiometer Physics GmbH, Bergerwiesenstr. 15, 53340 Meckenheim.
- [106] A. Hadni, "Essentials of the modern physics applied to the study of the infrared", Pergamon Press Oxford 1967.
- [107] Bergmann-Schäfer, *Lehrbuch der Experimentalphysik*, Bnd. III (Optik), 8. Aufl., Walter de Gruyter, Berlin, New York (1987).
- [108] J.A. Murphy, *Intern. Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 8, Nr. 9 (1987).
- [109] M. Raum, "Fertigung elliptischer Spiegel", Tech. Bericht, Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik der Univ. Erlangen-Nürnberg (1992).
- [110] W.G. Chambers, A.E. Costley, T.J. Parker, *Intern. J. of Infrared and Millimeter Waves*, 9, Nr. 2 (1988).
- [111] "Carboflow", Thomas GmbH, Lindenstr. 110, 21684 Stade.
- [112] G.B. Airy, *Phil. Mag.* 2 (1833).
- [113] M. Born, E. Wolf, "Principles of Optics", Pergamon Press (1970).
- [114] L.M. Brekhovskih, "Waves in stratified media", *Izd. Akad. Nauk. SSSR*, Moscow (1957).
- [115] U. Dähne, Y. Goncharov, N. Klein, N. Tellmann, G.V. Kozlov, K. Urban, *J. Supercond.* 8, Nr. 1, 129 (1995).

- [116] A.A. Volkov, B.P. Gorshunov, G.V. Kozlov, S.I. Krasnosvobodtsev, E.V. Pechen, O.I. Sirotinskii, Y. Pettselt, *Sov. Phys. JETP* 68 (1), 148-152 (1989).
- [117] V.B. Anzin, B.P. Gorshunov, G.V. Kozlov, A.A. Volkov, S.P. Lebedev, I.V. Fedorov, J. Schützmann, K.F. Renk, *Appl. Supercond.* 1, Nr. 3-6, 467 (1993).
- [118] I.N. Bronstein, K.A. Semendjajew, G. Grosche (Hrsg.), V. Ziegler (Hrsg.), D. Ziegler (Hrsg.), "Taschenbuch der Mathematik", 23. Auflage, Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt (1987).
- [119] T. Konaka, M. Sato, H. Asano, S. Kubo, *J. Supercond.*, 4, Nr. 4, 283 (1991).
- [120] F.A. Grant, *Rev. of Modern Physics*, 31, Nr. 3, 646 (1959).
- [121] N. Klein, C. Zuccaro, U. Dähne, H. Schulz, N. Tellmann, R. Kutzner, A.G. Zaitsev, R. Wördenweber, erscheint in *J. Appl. Phys.* (1995).
- [122] T. Amrein, M. Seitz, D. Uhl, L. Schultz, K. Urban, *Appl. Phys. Lett.*, 63, 1978 (1993).
- [123] U. Dähne, T. Amrein, Y. Goncharov, N. Klein, G. Kozlov, L. Schultz, N. Tellmann, K. Urban, *Physica C* 235-240, 2066-2067 (1994).
- [124] Y. Massalker, A.N. Sembria, J. Baram, *J. Mater. Res.* 8, Nr. 10, 2445 (1993).
- [125] M. Sasaura, S. Miyazawa, M. Mukaida, *J. Appl. Phys* 68, 3643 (1990).
- [126] C.A. Copetti, H. Soltner, H. Schulz, N. Tellmann, J. Schubert, W. Zander, N. Klein, O. Hollricher, C.H. Buchal, *Appl. Phys. Lett.* 63, 1429 (1993).
- [127] K.F. Renk, "Studies of High Temperature Superconductors", Nova Science Publishers Inc., 25-62, ISBN 1-56072-087-5 (1992).
- [128] E.V. Pechen, S. Vent, B. Brunner, A. Prückl, S. Lipp, G. Lindner, O. Alexandrov, J. Schützmann, K.F. Renk, *Appl. Phys. Lett.*, 61, Nr. 16 (1992).
- [129] C.G. Malone, Z.M. Zhang, M.I. Flik, E.G. Cravalho, *ASC* 1992.
- [130] K.F. Renk, J. Betz, J. Schützmann, A. Prückl, B. Brunner, H. Lengfellner, *Appl. Phys. Lett.* 50, 2148 (1990).
- [131] K.F. Renk, *Phys. Blätter* 50, Nr. 4, 349 (1994).
- [132] R. Schonberger, A. Prückl, E.V. Pechen, V.B. Anzin, B. Brunner, K.F. Renk, *Infrared Physics & Technology*, 35, Nr. 6, 807 (1994).
- [133] E.V. Pechen, V.B. Anzin, A. Prückl, R. Schönberger, B. Brunner, K.F. Renk, *Z. Phys. B*, 13 (1994).

- [134] E.A.M. Baker, B. Walker, "Fabry-Perot interferometers for use at submillimeter wavelengths", *J. Phys. E: Sci. Instrum.* 15, 25 (1982).
- [135] R.N. Clarke, C.B. Rosenberg, "Fabry-Perot and open resonators at microwave and millimeter wave frequencies, 2-300 GHz", *J. Phys. E: Sci. Instrum.* 15, 9 (1982).
- [136] Jürgen Schurr, BUGH Wuppertal, Diplomarbeit WU D 88-11 (1988).
- [137] H. Kogelnik, T. Li, "Laser Beams and Resonators", *Appl. Opt.* 5, 1550 (1966).
- [138] A.L. Cullen, "A variational approach to the theory of the open resonator", *Proc. R. Soc. Lond. A.* 329, 153 (1972).
- [139] N. Klein, BUGH Wuppertal, Dissertation.
- [140] J.S. Martens, V.M. Hietala, D.S. Ginley, T.E. Zipperian, G.K. Hohenwarter, *Appl. Phys. Lett.* 58, 2543 (1991).
- [141] Y.Y. Divin, U. Poppe, J.W. Seo, B. Kabius, K. Urban, *Physica C* 235-240, 675 (1994).
- [142] Siehe auch Patentanmeldung PT 0.1381 vom 4.8.1994.
- [143] H.M. Cheah, A. Porch, J.R. Waldram, *Physica (Amsterdam)* 165B, 1195 (1990).
- [144] C.S. Nichols, N.S. Shiren, R.B. Laibowitz, T.G. Kazyaka, *Phys. Rev. B* 38, 11970 (1988).
- [145] R.F. Miranda, W.L. Gordon, K.B. Bhasin, V.O. Heinen, J.D. Warner, *J. Appl. Phys.* 70, 5450 (1991).
- [146] F.A. Miranda, C.M. Chorey, M.A. Stan, C.E. Nordgren, R.Y. Kwor, T.S. Kalkur, *Supercond. Sci. Technol.* 5, 453 (1992).
- [147] K. Holczer, L. Forro, L. Mihály, G. Gruner, *Phys. Rev. Lett.* 67, 152 (1991).
- [148] D. Zhang, D.V. Plant, H.R. Fetterman, N.E. Glass, J.T. Cheung, P.H. Kobrin, *Appl. Phys. Lett.* 62, 1298 (1993).
- [149] P.C. Hammel, M. Takigawa, R.H. Heffner, Z. Fisk, K.C. Ott, *Phys. Rev. Lett.* 63, 1992 (1989).
- [150] J.T. Markert, T.W. Noh, S.E. Russek, R.M. Cotts, *Solid State Commun.* 63, 847 (1987).
- [151] R.E. Walstedt, R.F. Bell, D.B. Mitzi, *Phys. Rev. B* 44, 7760 (1991).
- [152] M.L. Horbach, W. van Saarloos, D.A. Huse, *Phys. Rev. Lett.* 67, 3464 (1991).
- [153] H.K. Olsson, R.H. Koch, *Phys. Rev. Lett.* 68, Nr. 15, 2406 (1992).

- [154] M. Hangyo, T. Nagashima, N. Nakajima, S. Nakashima, Y. Murakami, Contribution to the M2SHTSC IV, Grenoble (7/1994).
- [155] T. Nagashima, N. Nagatomo, M. Hangyo, S. Nakashima, H. Enami, Y. Murakami, Proc. des 5. International Symposium on Superconductivity (ISS '92), Kobe (11/1992).
- [156] Z. Ma, R.C. Taber, L.W. Lombardo, A. Kapitulnik, M.R. Beasley, P. Merchant, C.B. Eom, S.Y. Hou, J.M. Phillips, Phys. Rev. Lett. 71, 781 (1993).
- [157] F. Gao, J.W. Kruse, C.E. Platt, M. Feng, M.V. Klein, Appl. Phys. Lett. 63, 2274 (1993).
- [158] D.A. Bonn, P. Dosanjh, R. Liang, W.N. Hardy, Phys. Rev. Lett. 68, 2390 (1992).
- [159] D.A. Bonn, D.C. Morgan, W.N. Hardy, Rev. Sci. Instr. 62, 1819 (1991).
- [160] P. Drude, Ann. Phys 1, 566, Leipzig (1900).
- [161] G. Burns, "Solid State Physics", Acad. Press, ISBN 0-12-146070-3 (1985).
- [162] H.P. Myers, "Introductory Solid State Physics", Taylor&Francis, London (1990).
- [163] J. Schützmann, W. Ose, J. Keller, K.F. Renk, B. Roas, L. Schultz, G. Saemann-Ischenko, Europhys. Lett. 8, 679 (1989).
- [164] K. Kamarás, S.L. Herr, C.D. Porter, N. Tache, D.B. Tanner, S. Etemand, T. Venkatesan, E. Chase, A. Inam, X.D. Wu, M.S. Hedge, B. Dutta, Phys. Rev. Lett. 64, 84 (1990).
- [165] F. Gao, G.L. Carr, C.D. Porter, D.B. Tanner, S. Etemand, T. Venkatesan, A. Inam, D. Dutta, X.D. Wu, G.P. Williams, C.J. Hirschmugl, Phys. Rev. B 43, 10383 (1991).
- [166] D. van der Marel, H.U. Habermeier, D. Heitmann, W. König, A. Wittlin, Physica 176C, 1 (1991).
- [167] R.T. Collins, Z. Schlesinger, F. Holtzberg, C. Feild, U. Welp, G.W. Crabtree, J.Z. Liu, Y. Fang, Phys. Rev. B 43, 8701 (1991).
- [168] D.B. Romero, C.D. Porter, D.B. Tanner, L. Forro, D. Mandrus, L. Mihaly, G.L. Carr, G.P. Williams, Phys. Rev. Lett. 68, 1590 (1992).
- [169] S.E. Barrett, J.A. Martindale, D.J. Durand, C.H. Pennington, C.P. Slichter, T.A. Friedmann, J.P. Rice, D.M. Ginsberg, Phys. Rev. Lett. 66, 108 (1991).
- [170] P.C. Hammel, M. Takigawa, R.H. Heffner, Z. Fisk, K.C. Ott, Phys. Rev. Lett. 63, 1992 (1989).

- [171] U. Dähne, N. Klein, H. Schulz, N. Tellmann, K. Urban, Proceedings der EUCAS, Juli 1995, Edinburgh.
- [172] N. Klein, N. Tellmann, H. Schulz, K. Urban, S.A. Wolf, V.Z. Kresin, Phys. Rev. Lett. 71, 20, 3355 (1993).
- [173] S.M. Anlage, B.W. Langley, G. Deutscher, J. Halbritter, M.R. Beasley, Phys. Rev. B 44, 9764 (1991).
- [174] T. Timusk, R. Liang, D.A. Bonn, W.N. Hardy, Phys. Rev. Lett. 71, 1645 (1993).
- [175] A. Scholen, IFF, KFA-Jülich, Diplomarbeit (1995).
- [176] K. Zhang, D.A. Bonn, R. Liang, D.J. Barr, W.N. Hardy, Appl. Phys. Lett. 62, 3019 (1993).
- [177] R. Feenstra, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 275, 101 (1992).
- [178] S. Mitra, J.H. Cho, W.C. Lee, D.C. Johnston, V.G. Kogan, Phys. Rev. B 40, 2674 (1989).
- [179] S. Gygax, W. Xiang, O. Rajora, A. Curzon, Physica C 162-164, 1551 (1989).
- [180] E.J. Ansaldo, B. Batlogg, R.J. Cava, D.R. Harshman, L.W. Rupp, T.M. Riseman, D. Williams, Physica C 162-164, 259 (1989).
- [181] V.G. Grebinnik, V.N. Duginov, V.A. Zhukov, S. Kapusta, A.B. Lazarev, V.G. Olshevsky, V.Y. Pomjakushin, S.N. Shilov, D.T. Bezhitadze; I.I. Gurevich, B.F. Kirillov, E.P. Krasnoperov, B.A. Nikolsky, A.V. Pirogov, A.N. Ponomarev, V.A. Suetin, G.F. Tavadze, A.G. Peresada, M.D. Nersesyan, I.P. Borovinskaya, Y.F. Eltzey, V.R. Karasik, O.E. Omelyanovsky, S. Safrata, J. Sebek, J. Burianek, V. Valvoda, Interational Seminar on High Temperature Superconductivity, Dubna, UDSSR (6-7/1989), 563, World Scientific Singapore.
- [182] T. Hsu, Physica C 213, 305 (1993).
- [183] A. Carrington, A.P. Mackenzie, C.T. Lin, J.R. Cooper, Phys. Rev. Lett. 69, 2855 (1992).
- [184] N.P. Ong, "Physical Properties of High Temperature Superconductors II", D.M. Ginsberg (Ed.), World Scientific, Singapore (1990).
- [185] P.B. Miller, Phys. Rev. 121, 445 (1961).
- [186] S. Spielman, B. Parks, J. Orenstein, D.T. Nemeth, F. Ludwig, J. Clarke, P. Merchant, D.J. Lew, Phys. Rev. Lett. 73, 1537 (1994).
- [187] K. Scharnberg, J. Low Temp. Physics, 30, 229 (1978).
- [188] J. Halbritter, J. Supercond. 5, Nr. 4, 331 (1992).

- [189] J. Halbritter, *J. Supercond.* 5, Nr. 2, 171 (1992).
- [190] T.L. Hylton, A. Kapitulnik, M.R. Beasley, J.P. Carini, L. Drabeck, G. Grüner, *Appl. Phys. Lett.* 53, 1343 (1988).
- [191] A.B. Pippard, *Proc. Roy. Soc. A* 216, 547 (1953).
- [192] C. Zuccaro, Universität Hamburg, Diplomarbeit (1995).
- [193] L.C. Hebel, C.P. Slichter, *Phys. Rev.* 113, 1504 (1959).
- [194] K. Holczer, O. Klein, G. Gruner, *Solid State Commun.* 78, 875 (1991).
- [195] L.H. Palmer, M. Tinkham, *Phys. Rev.* 107, 588 (1968).
- [196] F. Marsiglio, *Phys. Rev. B* 44, 5373 (1991).
- [197] R. Akis, J.P. Carbotte, *Solid State Commun.* 78, 393 (1991).
- [198] D.H. Wu, J. Mao, S.M. Anlage, eingereicht bei *J. Supercond.* (1995).
- [199] D.H. Wu, J. Mao, S.N. Mao, J.L. Peng, X.X. Xi, T. Venkatesan, R.L. Greene, S.M. Anlage, *Phys. Rev. Lett.* 70, 85 (1993).
- [200] A. Andreone et al., *Phys. Rev. B* (1994).
- [201] C.W. Schneider, Z.H. Barber, J.E. Evetts, S.N. Mao, X.X. Xi, T. Venkatesan, *Physica C* 233, 77 (1994).
- [202] S.M. Anlage, D.H. Wu, J. Mao, S. Mao, X.X. Xi, T. Venkatesan, J.L. Peng, R.L. Greene, *J. Supercond.* 7, 453 (1994).
- [203] Q. Huang, J.F. Zasadzinski, N. Talshawala, K.E. Gray, D.G. Hinks, J.L. Peng, R.L. Greene, *Nature* 347, 369 (1990).
- [204] K. Yoshikaza, M. Suzuki, *Nature* 338, 635 (1989).
- [205] S.N. Mao, X.X. Xi, J. Mao, D.H. Wu, Qi Li, S.M. Anlage, T. Venkatesan, D.P. Beesabathina, L. Salamanca-Riba, X.D. Wu, *Appl. Phys. Lett.* 64, 375 (1994).
- [206] D.H. Wu, J. Mao, S.N. Mao, J.L. Peng, X.X. Xi, T. Venkatesan, R.L. Greene, S.M. Anlage, *Phys. Rev. Lett.* 70, 85 (1993).
- [207] C. Zuccaro, IFF, KFA-Jülich, priv. Mitteilung (1995).
- [208] D.S. Dessau, Z.X. Shen, D.M. King, D.S. Marshall, L.W. Lombardo, P.H. Dickinson, A.G. Loeser, J. DiCarlo, C.H. Park, A. Kapitulnik, W.E. Spicer, *Phys. Rev. Lett.* 71, 2781 (1993).
- [209] R.P. Hübener, C.C. Tsuei, D.M. Newns, *Phys. Blätter* 50, Nr. 2, 163 (1994).

- [210] A. Virosztek, J. Ruvalds, Phys. Rev. B. 42, 4064 (1990).
- [211] C.T. Riek, W.A. Little, J. Ruvalds, A. Virosztek, Solid State Comm. 88, Nr. 5, 395 (1993).
- [212] U. Dähne, IFF, KFA-Jülich, Diplomarbeit (1992).
- [213] E. Grüneisen, Ann. Phys. 16, 530 (1933).
- [214] W.E. Pickett, J. Supercond. 4, Nr. 4, 397 (1991).
- [215] D.M. King, Z.X. Shen, D.S. Dessau, B.O. Wells, W.E. Spicer, A.J. Arko, D.S. Marshall, J. DiCarlo, A.G. Loeser, C.H. Park, E.R. Ratner, J.L. Peng, Z.Y. Li, R.L. Greene, Phys. Rev. Lett. 70, 3159 (1993).
- [216] Y. Kubo, Y. Shimakawa, T. Manako, H. Igarashi, F. Izumi, H. Asano, Supercond. Sci. Technol. 4, 82 (1991).
- [217] Z. Schlesinger, R.T. Collins, F. Holtzberg, C. Feild, G. Koren, A. Gupta, Phys. Rev. B, 41, Nr. 16, 11237 (1990).
- [218] J. Ruvalds, A. Virosztek, Phys. Rev. B. 43, 5498 (1991).
- [219] Z. Schlesinger, L.D. Rotter, R.T. Collins, F. Holtzberg, C. Feild, Physica C, 185-189, 57 (1991).
- [220] A. Zibold, M. Dürzler, H.G. Gerserich, A. Erb, G. Müller-Vogt, Physica C, 171, 151 (1990).
- [221] V.Z. Kresin, H. Morawitz, S.A. Wolf, "Mechanism of conventional and high T_C superconductivity", Oxford Univ. Press. (1993).
- [222] A. Golubov, ISI, KFA-Jülich, Priv. Mitteilung (1995).
- [223] B.A. Aminov, M.A. Hein, G. Müller, H. Piel, D. Wehler, Y.G. Ponomarev, K. Rosner, K. Winzer, J. Supercond. 7, 361 (1994).
- [224] S. Barrett, D. Durandt, C. Dennington, C. Slichter, T. Friedmann, J. Rice, D. Ginsberg, Phys. Rev. B 41, 6283 (1990).
- [225] W. Warren, R.E. Walstedt, G.F. Brennert, G.P. Espinosa, J.P. Remeika, Phys. Rev. Lett. 59, 1860 (1987).
- [226] E. Heyen, M. Cardona, J. Karpinski, E. Kaldis, S. Rusiecki, Phys. Rev. B 43, 12958 (1991).
- [227] V.Z. Kresin, S.A. Wolf, Physica C 198, 328 (1992).

Danksagung

Für die Hilfsbereitschaft und tatkräftige Unterstützung, mit der zahlreiche Personen zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, möchte ich mich an dieser Stelle herzlich bedanken.

Insbesondere danke ich Herrn Prof. Dr. Urban für die Möglichkeit, diese Doktorarbeit an seinem Institut durchführen zu können, für seine großzügige Unterstützung und Förderung.

Für die Betreuung dieser Arbeit bedanke ich mich sehr herzlich bei Herrn Dr. Klein. Mit seinen Ratschlägen und Anregungen sowie den unzähligen Diskussionen hat er im großen Maße Anteil am Gelingen dieser Arbeit.

Bei Herrn Dr. Faley, R. Hoyzeck, Dr. Poppe, A. Scholen, H. Schulz, Dr. Soltner, N. Tellmann und C. Zuccaro bedanke ich mich für das angenehme, ungewöhnlich kooperative Arbeitsklima innerhalb der Supraleitungsgruppe.

Herrn Dr. Divin möchte ich für seine unermüdliche Hilfe bei der Organisation meiner Rußlandreise während des Putschversuches im Herbst 1993 danken.

Bei vielen kleineren und größeren technischen Problemen hatten Herr Graf und Herr Evers stets helfende Hände und viel Geduld.

Frau G. Wassenhoven und R. Schieren danke ich für die Fotoarbeiten, Frau D. Mertens für die EXD-Untersuchungen, Frau Fischer für die Laue-Diagramme, Frau J.W. Seo und Herrn Dr. Jia für die elektronenmikroskopischen Untersuchungen sowie Herrn Dr. Schmidt für die RBS-Messungen.

Ohne Rückgriff auf die "versteckten" Zwieback- und Cream-Sherry-Vorräte von C. Chr. Tillmann wäre ich sicher an manchem Wochenende im Institut verhungert. An dieser Stelle vielen herzlichen Dank.

Bei allen Mitarbeitern und Ex-Mitarbeitern des Instituts für Mikrostrukturforschung bedanke ich mich für die anregende, stimulierende Arbeitsatmosphäre auch außerhalb des Institutes.

Herr Dr. Osthöver und Dr. Amrein haben für mich die BSCCO-Schichten hergestellt, Herr S. Mao von der Universität von Maryland, USA hat die NCCO-Schichten präpariert. Allen möchte dafür und für die zahlreichen Diskussionen danken.

Bei allen Mitarbeitern des Institutes für generelle Physik, Moskau, insbesondere bei Herrn Prof. G. Kozlov und Herrn Dr. Goncharov, möchte ich mich für die gute Kooperation bedanken.

Ebenso sei allen Mitarbeitern der Hochfrequenz-Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. Piel an der Universität Wuppertal, insbesondere Frau Dr. Orbach-Werbig, Herrn Dr. Müller und S. Hensen, für die gute Zusammenarbeit sowie für die zahlreichen fruchtbaren Diskussionen gedankt.

Herrn Dr. Halbritter, Kernforschungsanlage Karlsruhe, möchte ich für die zahlreichen Diskussionen und Aufmunterungen während meiner Arbeit danken.

Frau A. Wirth danke ich für die Durchsicht des Manuskriptes.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meinen Eltern sowie bei meiner Tante, Frau Prof. Dr. Ries, dafür bedanken, mir dieses Studium ermöglicht zu haben. Mit ihrem Vertrauen hatten sie wesentlichen stillen Anteil am Gelingen dieser Arbeit.

Diese Arbeit wurde gefördert im Rahmen des BMFT-Verbundprojektes "Erste Anwendungen der HTSL in der Mikro- und Kryoelektronik". Der Gastaufenthalt von Dr. Goncharov vom Institut für generelle Physik, Moskau in Jülich wurde vom DAAD finanziert.

Jül-3174

Januar 1996

ISSN 0944-2952