

**Forschungszentrum Karlsruhe**  
Technik und Umwelt

**Wissenschaftliche Berichte**  
FZKA 6331

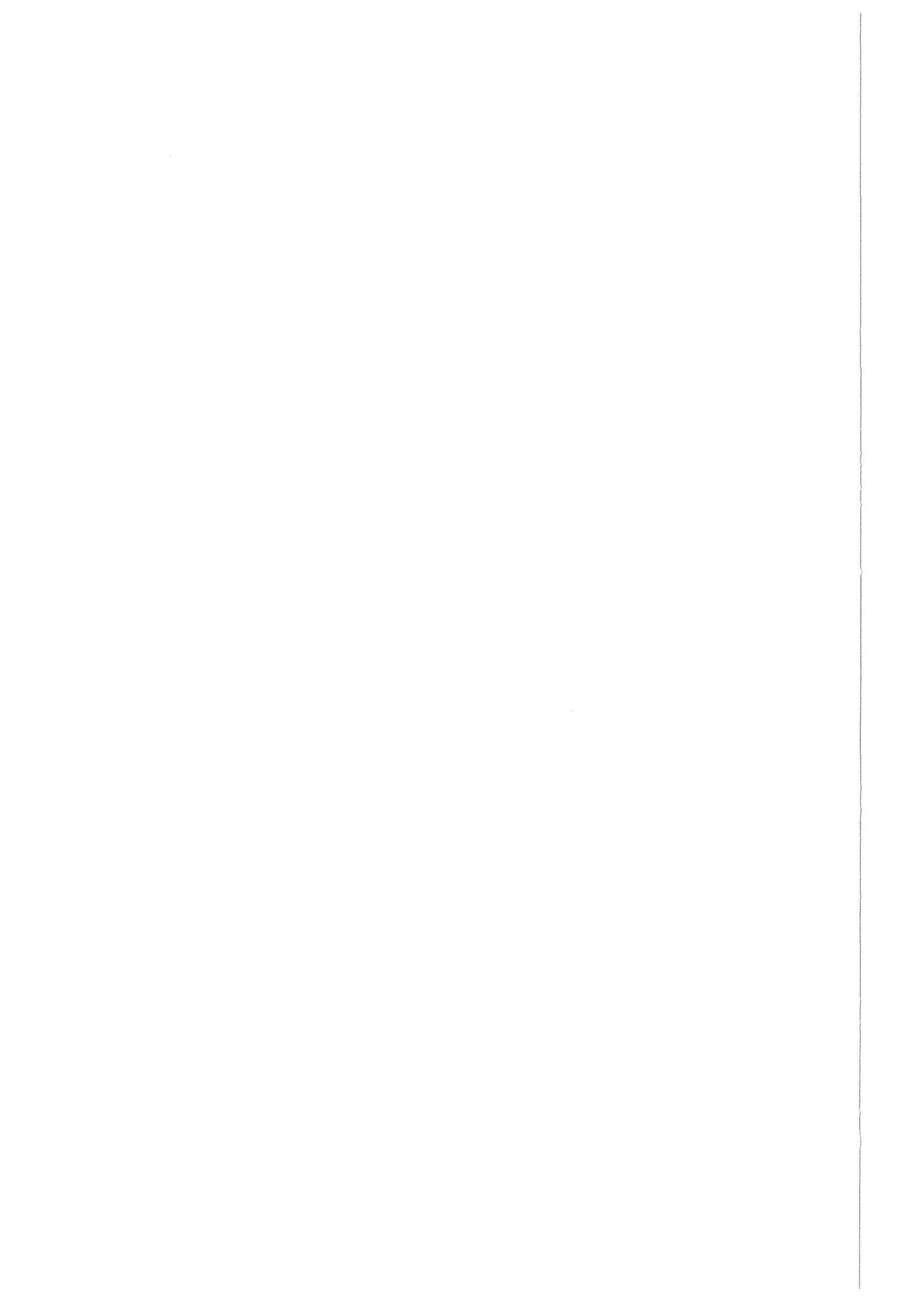
**Ortsaufgelöste Untersuchung  
des Oberflächenwiderstandes  
von epitaktischen  
YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub>-Dünnschichten  
mit Millimeterwellen**

**R. Schwab**

Institut für Materialforschung

**Juli 1999**

---



**Forschungszentrum Karlsruhe**

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6331

**Ortsaufgelöste Untersuchung des Oberflächenwiderstandes  
von epitaktischen  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  -Dünnschichten  
mit Millimeterwellen\***

R. Schwab

Institut für Materialforschung

\*Von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)  
genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe  
1999

**Als Manuskript gedruckt**  
**Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor**  
**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH**  
**Postfach 3640, 76021 Karlsruhe**  
**Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft**  
**Deutscher Forschungszentren (HGF)**  
**ISSN 0947-8620**

## Kurzfassung

Hochtemperatursupraleiter, insbesondere  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (YBCO), weisen bereits im Bereich der Siedetemperatur von Stickstoff außerordentlich geringe Hochfrequenz (HF)-Verluste auf, die in Form des Oberflächenwiderstandes  $R_S$  parametrisiert werden. Sie sind deshalb vielversprechende Materialien für extrem leistungsfähige HF-Komponenten im Bereich der Kommunikationstechnologie. Die geringsten HF-Verluste lassen sich auf anwendungsrelevanten Flächen in Form von epitaktischen YBCO-Schichten erzeugen, die mit Dicken von wenigen hundert Nanometern auf einkristallinen dielektrischen Substraten abgeschieden werden, deren laterale Abmessungen einige Zoll betragen. Eine Hauptaufgabe in der Entwicklung dieser großflächigen YBCO-Wafer ist die reproduzierbare Herstellung von Schichten mit geringen und lateral homogenen HF-Verlusten.

In dieser Arbeit werden systematische Untersuchungen zur räumlichen Homogenität des Oberflächenwiderstandes bei Frequenzen im Bereich von 145 GHz vorgelegt, die mit Hilfe eines fokussierten offenen Resonators durchgeführt wurden. Mit einem speziell konzipierten Kryosystem wurde es erstmals möglich, orts aufgelöste und temperaturvariable Messungen bei tiefen Temperaturen zu kombinieren. Somit konnte sowohl die Flächenverteilung von  $R_S$  im supraleitenden Zustand als auch die Temperaturabhängigkeit von  $R_S$  lokal erfaßt werden. Die quantitative Bestimmung von  $R_S$  aus den Meßgrößen Resonanzfrequenz und Güte wird im Detail betrachtet. Die Demonstration der  $R_S$ -Abbildung wird für definierte Modellstrukturen dargestellt.

Für die Untersuchung wurden großflächige YBCO-Wafer aus unterschiedlichen Herstellungsverfahren, einem Sputter-Verfahren, der gepulsten Laserdeposition und der Co-Evaporation ausgewählt. Homogenitätsanalysen bei 75 K zeigen für die Mehrzahl der untersuchten Schichten ausgedehnte Inhomogenitätsbereiche auf, deren Gestalt sich mit dem Bewegungsmuster des Wafervorschubs während der Herstellung korrelieren läßt. Über die  $R_S$ -Kartierung konnten somit örtliche Variationen der Prozeßparameter aufgezeigt werden sowie deren Wirkung auf  $R_S$  quantitativ abgebildet werden.

Einzelne Schichtbereiche wurden in temperaturvariablen  $R_S$ -Messungen weitergehend analysiert. Charakteristische Unterschiede wurden in den Restwiderstandswerten bei tiefen Temperaturen und in der Temperaturabhängigkeit bezüglich der reduzierten Temperatur gefunden. Während die Datensätze mit den geringsten  $R_S$ -Werten weitestgehend über eine starke Abnahme der Quasiteilchen-Streuung mit sinkender Temperatur verstanden werden können, lassen sich die endlichen Restwiderstände schlüssig als Weak-Link-Effekt an Kristallitgrenzen beschreiben. Diese führen zu einem temperaturabhängigen Widerstandsbeitrag, der einem intrinsischen Temperaturverlauf überlagert ist.

Die Untersuchungen belegen deutlich die starke Abhängigkeit von  $R_S$  von der Materialqualität. Die Größe und die Homogenität von  $R_S$  eignen sich deshalb als Qualitätsmaßstab für die Herstellung von YBCO-Wafern. Das vorgestellte Meßsystem erlaubt die Bestimmung dieser aussagekräftigen  $R_S$ -Verteilung in ausgezeichneter Weise, nämlich zerstörungsfrei und berührungsfrei bei nahezu beliebiger Wafergeometrie.

# **Spatially resolved surface resistance analysis of epitaxial $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -thin films using mm-waves**

## **Abstract**

High temperature superconductors, especially  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (YBCO), show very low microwave losses already at the boiling temperature of liquid nitrogen, which are parameterised by the surface resistance  $R_S$ . Therefore they are promising materials for high performance rf-applications in wireless and satellite communication technology. On technically relevant areas the lowest  $R_S$ -values are obtained with epitaxial YBCO-films, which are deposited with a thickness of a few hundred nanometres on a monocrystalline dielectric substrate with lateral sizes of several inches. A crucial task for the development of these large area YBCO-wafers is the reproducible growth of films with low and laterally homogeneous  $R_S$ -values.

This work presents a systematic study of the spatial homogeneity of  $R_S$  at 145 GHz using a focused open resonator. A specially designed cryogenic system offers the combination of spatially resolved and temperature dependent measurements for the first time. Thus  $R_S$ -mappings are produced in the superconducting state and the temperature dependence of  $R_S$  is determined locally. The quantitative determination of  $R_S$  from the measured resonance frequency and quality factor data is worked out in detail. The experimental demonstration of the  $R_S$ -imaging is given for well-defined model structures.

The experimental studies are performed on large area YBCO-wafers from different deposition processes, i.e. sputtering, pulsed laser deposition and coevaporation. Homogeneity analysis at 75 K revealed extended inhomogeneity patterns for the majority of the films. Their structure can be related to the scheme of the wafer motion during the deposition. The  $R_S$ -mappings give direct evidence for the existence of local variations in the deposition conditions and demonstrate the influence of these variations on  $R_S$  quantitatively.

Selected film areas are investigated further by local temperature dependent measurements. Characteristic differences are found for the  $R_S$ -values at low temperatures and the temperature dependence of  $R_S$  with respect to the reduced temperature. While datasets with the lowest  $R_S$ -values can be understood in principal by a strong reduction of quasiparticle scattering with decreasing temperatures, the finite values of  $R_S$  at low temperatures can be described by weak link effects at crystallite boundaries. The weak links give rise to a temperature dependent residual loss contribution which is superimposed on an intrinsic temperature function.

This work reflects clearly the strong influence of the material quality on  $R_S$ . The value and the homogeneity of  $R_S$  can thus be used as quality criteria for the production of YBCO-wafers. The presented measurement systems allows the assessment of this valuable  $R_S$ -mapping in a unique way, i. e. non-destructive and contactless for wafers of almost arbitrary geometry.

## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Verhalten von Normal- und Supraleitern in Millimeterwellen</b>	<b>6</b>
2.1	Parametrisierung der Millimeterwellen-Eigenschaften	6
2.1.1	<i>Definition der Oberflächenimpedanz</i>	6
2.1.2	<i>Oberflächenimpedanz von Normalleitern</i>	8
2.1.3	<i>Oberflächenimpedanz dünner Schichten</i>	11
2.2	Modelle zum Hochfrequenzverhalten von Supraleitern	14
2.2.1	<i>Phänomenologisches Zweiflüssigkeiten-Modell</i>	14
2.2.2	<i>BCS-Theorie</i>	17
2.2.3	<i>Formulierung extrinsischer Beiträge im Weak-Link-Modell</i>	19
<b>3</b>	<b>Materialaspekte zu <math>\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}</math> - Dünnschichten</b>	<b>23</b>
3.1	Strukturelle und herstellungstechnische Gesichtspunkte	23
3.2	Materialauswahl für die Untersuchung	25
<b>4</b>	<b>Grundlagen zur quantitativen und ortsaufgelösten Bestimmung der Oberflächenimpedanz mit offenen Resonatoren</b>	<b>30</b>
4.1	Resonatortheorie	30
4.1.1	<i>Klassifizierung des verwendeten Resonatortyps</i>	30
4.1.2	<i>Beschreibung des Modenspektrums mit den Begriffen Gaußscher Wellenstrahlen</i>	31
4.1.3	<i>Der hemisphärische Resonator</i>	35
4.2	Bestimmung der Oberflächenimpedanz mit offenen Resonatoren	36
4.2.1	<i>Meßgrößen des Resonators</i>	36
4.2.2	<i>Verlustanteile in offenen Resonatoren</i>	37
4.2.3	<i>Bestimmung des Oberflächenwiderstandes</i>	40
4.3	Ortsaufgelöste Bestimmung des Oberflächenwiderstandes	42
4.3.1	<i>Fokussierung des Spiegelsystems</i>	42
4.3.2	<i>Abbildung von <math>R_S</math>-Verteilungen</i>	43
4.3.3	<i>Experimentelle Studien zur Abbildung von <math>R_S</math>-Inhomogenitäten</i>	44
<b>5</b>	<b>Tiefemperatur-Meßeinrichtung zur ortsaufgelösten und temperaturvariablen Bestimmung des Oberflächenwiderstandes</b>	<b>50</b>
5.1	Charakterisierung des Gesamtsystems	50
5.1.1	<i>Aufbau des Kryostaten</i>	50
5.1.2	<i>Meßelektronik</i>	52
5.1.3	<i>Experimentelle Bestimmung der Resonanzfrequenz und der Güte</i>	53
5.1.4	<i>Durchführung der Homogenitätsanalyse</i>	55
5.1.5	<i>Durchführung temperaturvariabler Messungen</i>	55

## 1. Inhaltsverzeichnis

---

5.2	Kalibrationsmessungen zur Bestimmung absoluter $R_S$ -Werte	56
5.3	Demonstration der quantitativen $R_S$ -Kartierung	59
5.4	Meßgenauigkeit und Fehlerabschätzung	62
<b>6</b>	<b>Meßergebnisse</b>	<b>64</b>
6.1	Charakterisierung des Probensatzes	64
6.2	Homogenitätsanalyse des Oberflächenwiderstandes bei fester Temperatur	70
6.2.1	<i>Abbildung künstlicher Punktdefekte</i>	70
6.2.2	<i>Darstellung und Quantifizierung der <math>R_S</math>-Verteilung</i>	71
6.2.3	<i>Homogenitätscharakteristik großflächiger Schichten</i>	73
6.2.4	<i>Gegenüberstellung von <math>j_C</math>-Kartierungen</i>	81
6.3	Temperaturabhängigkeit des Oberflächenwiderstandes	83
6.3.1	<i>Räumliche Homogenität der Temperaturabhängigkeit</i>	83
6.3.2	<i>Temperaturverhalten von Einzelproben aus der Co-Evaporation</i>	87
<b>7</b>	<b>Diskussion der Meßergebnisse</b>	<b>90</b>
7.1	Bezug der experimentellen Daten zu integralen $R_S$ -Messungen im Mikrowellenbereich	90
7.2	Analyse der Temperaturabhängigkeit des Oberflächenwiderstandes	93
7.2.1	<i><math>R_S</math> im normalleitenden Temperaturbereich</i>	93
7.2.2	<i>Zweiflüssigkeiten-Modell</i>	95
7.2.3	<i>BCS-Modellierung – Temperaturabhängigkeit der mittleren freien Weglänge</i>	99
7.2.4	<i>Beschreibung des Restwiderstandes im Weak-Link-Modell</i>	102
7.2.5	<i>Diskussion der Quasiteilchenstreuung</i>	107
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>111</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>111</b>

### 1 Einleitung

Im Zuge der enormen Expansion der Informations- und Kommunikationstechnologie gewinnen derzeit in der Hochfrequenz (HF) -Technik Materialien mit ausgezeichneten Eigenschaften an Bedeutung. Die wesentlichen Anforderungen für neuartige leitfähige Materialien sind extrem geringe HF-Verluste, die in Form des Materialparameters Oberflächenwiderstand erfaßt werden. Durch den Übergang von konventionellen Leitern auf supraleitende Materialien ist sowohl eine Verbesserung der Leistungsmerkmale der Komponenten, z. B. eine Erhöhung der Übertragungskapazität, als auch eine Miniaturisierung der Bauteile möglich. Die Verwendung von Hochtemperatursupraleiter (HTSL)-Materialien mit Übergangstemperaturen oberhalb der Siedetemperatur von flüssiger Luft macht diesen Fortschritt schon bei einem vergleichsweise geringen Kühlaufwand zugänglich.

Der prominenteste Vertreter der HTSL-Materialien ist die Verbindung  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (YBCO), deren Sauerstoffgehalt über den Bereich  $\delta = 0 - 1$  variiert werden kann. Für optimale Dotierung ( $\delta \approx 0.1$ ) zeigt diese Verbindung eine supraleitende Übergangstemperatur im Bereich von 90 K. Auf Grund der ausgeprägten Schichtstruktur dieses Materials, die allen HTSL-Materialien gemeinsam ist, kann die angestrebte Reduktion der HF-Verluste auf großen Flächenabmessungen besonders wirksam in Form von epitaktisch gewachsenen YBCO-Wafern erreicht werden. Auf dem dielektrischen Substrat des Wafers wird eine nur wenige hundert Nanometer dicke YBCO-Schicht abgeschieden. Die kristalline Struktur der aufwachsenden Schicht wird durch die Oberfläche des einkristallinen Substrats aufgeprägt. Die geringsten HF-Verluste werden durch die Ausrichtung der für die Kristallstruktur charakteristischen  $\text{CuO}_2$ -Ebenen parallel zur Schichtoberfläche erreicht. Zur Herstellung dieser c-achsenorientierten YBCO-Wafer werden spezielle Abscheidungsverfahren angewendet, in denen die Prozeßbedingungen den spezifischen Problemfeldern für das Schichtwachstum angepaßt werden müssen. Die Materialeigenschaften hängen empfindlich von den Prozeßbedingungen ab.

Viele technische Anwendungen verlangen die Bereitstellung von YBCO-Wafern mit typischen Abmessungen von einigen Zoll. Für derartige großflächige Materialien stellt sich die kritische Frage nach der räumlichen Homogenität der Materialeigenschaften. Den höchsten Anwendungsbezug hat dabei der Materialparameter Oberflächenwiderstand. Während die integrale Erfassung des Oberflächenwiderstandes für kleinere Probengeometrien (typisch 1 Zoll) mit geschlossenen Resonatoren möglich ist, müssen zur Homogenitätscharakterisierung großer Wafer kleinere Proben ausgeschnitten werden, d. h. der Wafer wird zerstört. Alternativ weicht man auf Charakterisierungsverfahren mit indirekten Kenngrößen wie etwa der kritischen Stromdichte aus. Vergleichende Verfahren wie Laser-Scanning [1] und Nahfeldmethoden [2] werden derzeit noch entwickelt.

## 1. Einleitung

---

In dieser Arbeit wird die zerstörungsfreie Untersuchung der räumlichen Homogenität der HF-Verluste über die orts aufgelöste Bestimmung des Oberflächenwiderstandes mit Hilfe eines quasi hemisphärischen offenen Resonators realisiert, der bei Millimeterwellen im Bereich von 145 GHz betrieben wird. Die fokussierte Strahlintensität des quasi-optischen Spiegelsystems erlaubt dabei die berührungslose Abbildung der Flächenverteilung des Oberflächenwiderstandes für Wafer nahezu beliebiger Geometrie. Hierzu müssen grundsätzliche Fragen zum Resonatorverhalten geklärt werden, die die Einstellung einer fokussierten Spiegelkonfiguration, das Abbildungsverhalten des Resonators und die Quantifizierung der Verlustbeiträge zur Bestimmung von Absolutwerten des Oberflächenwiderstandes betreffen. Diese grundlegenden Arbeiten bilden die Basis zur experimentellen Realisierung eines Meßsystems, das im Gegensatz zu früheren Arbeiten, in denen HTSL-Materialien mit offenen Resonatoren untersucht wurden [3, 4], die orts aufgelöste und temperaturvariable Erfassung des Oberflächenwiderstandes im kryogenen Temperaturbereich kombiniert.

Der Oberflächenwiderstand beschreibt den dissipativen Anteil der Wechselwirkung eines Hochfrequenzfeldes mit den Ladungsträgern, die in Supraleitern zwischen den niederenergetischen Photonen und den thermisch angeregten Quasiteilchen erfolgt. Somit bietet der Oberflächenwiderstand einen experimentellen Zugang zu grundlegenden physikalischen Prozessen wie die Anregung und die Streuung der Quasiteilchen, die entscheidend für ein Verständnis der Physik der Hochtemperatursupraleiter sind. Gleichzeitig kann der Oberflächenwiderstand aber auch stark von der Qualität des Materials abhängig sein. In HTSL-Materialien führt insbesondere die ausgeprägte Schichtstruktur, die Nähe zum Metall-Isolator-Übergang, und die kurze Kohärenzlänge zu einer großen Abhängigkeit von strukturellen Defekten. Eine Hauptgruppe bilden flächenhafte Defekte, die die Abschirmströme im Material nachhaltig beeinflussen. Ein Verständnis der HF-Verluste verlangt deshalb die Berücksichtigung sowohl der intrinsischen physikalischen Prozesse in Hochtemperatursupraleitern als auch der möglichen extrinsischen Einflüsse des realen Gefüges. Zur Klärung dieser Fragestellung kann durch die Kombination von quantitativer Homogenitätsanalyse und von orts aufgelösten und temperaturvariablen Messungen an großflächigen YBCO-Wafern eine umfangreiche Datenbasis für das Materialverhalten erstellt werden, mit der die Auswirkung der Herstellungsbedingungen bei den unterschiedlichen Abscheideverfahren direkt dargestellt werden kann. Eine Parametrisierung der Meßdaten im Rahmen physikalischer Modelle ermöglicht ein vertieftes Verständnis der Beobachtungen.

Die angesprochenen Aufgabenstellungen werden in dieser Arbeit wie folgt behandelt:

- In Kapitel 2 werden nach der Einführung der Materialkenngröße Oberflächenimpedanz, Modelle für die Beschreibung dieser Größe für normalleitende und supraleitenden Materialien mit Betonung auf den physikalischen Besonderheiten des hohen Frequenzbereichs der Millimeterwellen vorgestellt.
- In Kapitel 3 werden die spezifischen Materialaspekte von YBCO-Wafern erläutert, die sich insbesondere im Hinblick auf ihre Herstellung ergeben.

- Grundlagen und Vorversuche zur Verwendung des offenen Resonators für orts aufgelöste Messungen des Oberflächenwiderstandes werden in Kapitel 4 behandelt.
- Danach wird in Kapitel 5 die Tieftemperatur-Meßeinrichtung zur orts aufgelösten und temperaturvariablen Bestimmung des Oberflächenwiderstandes vorgestellt.
- In Kapitel 6 werden detailliert die Meßergebnisse an großflächigen YBCO-Wafern aus unterschiedlichen Herstellungsverfahren erläutert und Ergebnissen zur Gefügecharakterisierung und der kritische Stromdichte gegenübergestellt.
- Nach einem Vergleich mit Literaturdaten werden die Meßergebnisse in Kapitel 7 im Rahmen der vorgestellten Modelle diskutiert.
- Die wesentlichen Ergebnisse der Arbeit werden in Kapitel 8 zusammengefaßt.

## 2 Verhalten von Normal- und Supraleitern in Millimeterwellen

### 2.1 Parametrisierung der Millimeterwellen-Eigenschaften

#### 2.1.1 Definition der Oberflächenimpedanz

In ideal leitenden Materialien sind Millimeterwellen nicht ausbreitungsfähig; sie werden an Oberflächen reflektiert. In diesen Materialien kompensieren die freien Ladungsträger eindringenden Felder durch den Aufbau von Oberflächenströmen und Oberflächenladungsdichten und halten den Leiter im Inneren feldfrei [5]. Aus der Strom- und Ladungsverteilung folgt entsprechend den Maxwell-Gleichungen die Feldverteilung unmittelbar an der Oberfläche des Leiters. So verschwinden unter der Annahme idealer Leitfähigkeit sowohl die Tangentialkomponente des elektrischen Feldes als auch die Normalkomponente des magnetischen Feldes an einer ebenen Oberfläche vollständig.

Tatsächlich ist zur Kompensation der Felder ein endliches Wechselwirkungsvolumen der Ladungsträger mit dem Feld notwendig. Die elektromagnetische Welle kann in eine dünne Oberflächenschicht des Leiters eindringen. In dieser Schicht, deren Dicke wesentlich kleiner ist als die Vakuumwellenlänge, sind Änderung der Feldstärken senkrecht zur Metalloberfläche (Normaleneinheitsvektor  $\mathbf{n}$ ) wesentlich größer als in tangentialer Richtung. Das Feld innerhalb des Leiters kann als ebene Welle mit starker Dämpfung aufgefaßt werden, wobei eine Proportionalität der Tangentialkomponente von elektrischem ( $\mathbf{E}_t$ ) und magnetischem ( $\mathbf{H}_t$ ) Feld besteht [6]:

$$\mathbf{E}_t = Z_s [\mathbf{H}_t \times \mathbf{n}] \quad Z_s = \frac{E_t}{H_t} = R_s + iX_s \quad \text{G 2-1}$$

Gleichung G 2-1 definiert die komplexe Größe Oberflächenimpedanz  $Z_s$ , deren Realteil als Oberflächenwiderstand  $R_s$  und deren Imaginärteil als Reaktanz  $X_s$  bezeichnet wird. Die Größen  $R_s$  und  $X_s$  beschreiben die Wechselwirkung einer elektromagnetischen Welle mit einem leitfähigen Material, wobei beide Größen neben der Frequenz nur von den Eigenschaften des Materials abhängig sind.

Das Eindringen der Welle ist in der Regel mit einem dissipativen Leistungseintrag in den Leiter verknüpft. Das zeitliche Mittel der pro Flächeneinheit dissipierten Leistung  $S$  ist gegeben durch:

$$\bar{S} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} [\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*] = \frac{1}{2} R_s H_t^2 \quad \text{G 2-2}$$

wobei  $\mathbf{H}^*$  das komplex konjugierte magnetische Feld bezeichnet. Der Wert von  $R_s$  ist demnach ein direktes Maß für die Verluste einer Welle bei der Wechselwirkung mit einem leitfähigen Material. Die Energiedissipation ist für Hochfrequenz (HF)-Anwendungen störend und beschränkt oft die Leistungsfähigkeit von Komponenten und Systemen. Der Wert von  $R_s$  ist deshalb von primärer Anwendungsrelevanz.

Die Reaktanz  $X_S$  kann grundsätzlich mit dem reaktiven Leistungsaustausch des HF-Feldes mit dem Leiter korreliert werden. Anschaulicher ist jedoch die Korrelation mit der Eindringtiefe des magnetischen Feldes  $\lambda$ , die mit  $\mathbf{n} = \mathbf{e}_z$  definiert ist als:

$$\lambda = \operatorname{Re} \int_0^{\infty} \frac{H_t(z)}{H_t(0)} dz \quad \text{G 2-3}$$

Aus der Integration der Maxwell-Gleichung  $\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \delta \mathbf{H} / \delta t$  ergibt sich unter Verwendung von Gleichung G 2-1 folgender Ausdruck für  $Z_S$ :

$$Z_S = \frac{\mu}{H_t(0, t)} \int_0^{\infty} \frac{\partial H_t(z, t)}{\partial t} dz \quad \text{G 2-4}$$

Mit  $\mu$  wird dabei die Permeabilität des Leiters bezeichnet. Aus diesem Ausdruck ergibt sich im Fall einer harmonischen Zeitabhängigkeit der Welle  $\propto \exp(i\omega t)$ , die in dieser Arbeit durchweg vorausgesetzt wird, eine direkte Proportionalität von  $X_S$  und  $\lambda$ :

$$X_S = \mu \omega \lambda \quad \text{G 2-5}$$

Eine sehr anschauliche Situation stellt die Wechselwirkung einer HF-Welle mit einem ohmschen Leiter dar, in dem die Korrelation zwischen Stromdichte  $\mathbf{j}$  und dem Feld durch das ohmsche Gesetz mit der spezifischen Leitfähigkeit  $\sigma_{dc}$  beschrieben ist:

$$\mathbf{j} = \sigma_{dc} \cdot \mathbf{E} \quad \text{G 2-6}$$

Zur Veranschaulichung wird von einer einfachen Geometrie ausgegangen, in der der ohmsche Leiter den positiven Halbraum  $z \geq 0$  ausfüllt. Auf die Oberfläche des Leiters soll eine sich in  $z$ -Richtung ausbreitende ebene Welle mit den Komponenten  $E_x(z, t) = E_0 \exp[i(\omega t - kz)]$  und  $H_y(z) = H_0 \exp[i(\omega t - kz)]$  treffen. Für das magnetische Feld  $H_y$  gilt entsprechend den Maxwell-Gleichungen unter Vernachlässigung des Verschiebungsstromes, was im allgemeinen für Frequenzen unterhalb 100 THz gerechtfertigt ist [7], folgende Beziehung:

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} = \sigma_{dc} \mu \frac{\partial H_y}{\partial t} \quad \text{G 2-7}$$

Die Feldstärke im Material ( $z \geq 0$ ) ergibt sich hieraus zu:

$$H_y(z \geq 0, t) = H_0 \exp\left(-\frac{z}{\delta_{sk}}\right) \exp\left[i\left(\omega t - \frac{z}{\delta_{sk}}\right)\right] \quad \text{G 2-8}$$

Die Einhüllende von  $H_y$  zeigt ein exponentielles Abklingen mit der charakteristischen Abklinglänge  $\delta_{sk}$

$$\delta_{\text{sk}} = \sqrt{\frac{2}{\omega \sigma_{\text{dc}} \mu}} \quad \text{G 2-9}$$

die als Skintiefe bezeichnet wird. Für die Eindringtiefe ergibt sich nach Gleichung G 2-3

$$\lambda = \frac{1}{2} \delta_{\text{sk}} \quad \text{G 2-10}$$

Das Eindringen des magnetischen Feldes ist entsprechend der Maxwell-Gleichung  $\text{rot } \mathbf{E} = -\mu \partial \mathbf{H} / \partial t$  mit einem Eindringen des elektrischen Feldes verbunden und nach Gleichung G 2-4 ergibt sich für  $Z_S$ :

$$Z_S = (1+i) \sqrt{\frac{\omega \mu}{2 \sigma_{\text{dc}}}} \quad \text{G 2-11}$$

Für den hier skizzierten Fall des normalen Skineffekt sind demnach  $R_S$  und  $X_S$  dem Betrage nach gleich. Dies bringt den rein dissipativen Charakter des Abschirmstromes zum Ausdruck. Allgemein gilt die Beziehung  $X_S \geq R_S$ .

### 2.1.2 Oberflächenimpedanz von Normalleitern

Für den normalen Skineffekt, der die gängige Beschreibung in der HF-Technik darstellt, kann  $Z_S$  direkt aus der spezifischen Leitfähigkeit  $\sigma_{\text{dc}}$  bestimmt werden. Grundlage hierfür ist die sowohl lokale als auch momentane Beziehung zwischen dem elektrischen Feld und der Stromdichte, die im ohmschen Gesetz Ausdruck findet. Für besonders hohe Leitfähigkeiten, meist in Verbindung mit tiefen Temperaturen, sowie für sehr hohe Frequenzen müssen dagegen nichtlokale und retardierte Effekte entsprechend dem anomalen Skineffekt und der Relaxation berücksichtigt werden [8]. Im allgemeinen wird der Wert von  $Z_S$  neben der spezifischen Leitfähigkeit des Materials auch bestimmt durch die Fermi-Geschwindigkeit  $v_F$  und die Plasmawellenlänge  $\lambda_P$ :

$$\lambda_P = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 e^2 n_0}} \quad \text{G 2-12}$$

Hierbei bezeichnet  $m$  die effektive Masse,  $e$  die Ladung und  $n_0$  die Dichte der Ladungsträger, und  $\mu_0$  die Vakuumpermeabilität. Ein qualitatives Verständnis für  $Z_S$  eines Normalleiters ergibt sich aus dem Vergleich von drei materialabhängigen Längenskalen, die in Form der mittleren freien Weglänge  $\ell$ , der Skintiefe  $\delta_{\text{sk}}$  und des Periodenwegs  $s$  gegeben sind [9] (vgl. Bild 2-1). Die mittlere freie Weglänge  $\ell$  kann aus der spezifischen Leitfähigkeit  $\sigma_{\text{dc}}$  gewonnen werden:

$$\ell = \mu_0 \lambda_P^2 v_F \cdot \sigma_{\text{dc}} \quad \text{G 2-13}$$

Der Periodenweg  $s$  ist definiert als

$$s = \frac{v_F}{\omega} \quad \text{G 2-14}$$

und stellt die von einem Ladungsträger in einem  $2\pi$ -ten Teil einer Periode zurückgelegten Strecke dar. Diese Größe ist insbesondere für sehr hohe Frequenzen wichtig. Entsprechend Gleichung G 2-9 kann  $\delta_{sk}$  durch  $\lambda_p$ ,  $\ell$  und  $s$  ausgedrückt werden:

$$\delta_{sk} = \lambda_p \cdot \sqrt{\frac{2s}{\ell}} \quad \text{G 2-15}$$

Der normale Skineffekt ergibt sich als spezieller Grenzfall, in dem sowohl  $\ell \ll \delta_{sk}$  als auch  $\ell \ll s$  gilt. Die Beziehung  $\ell \ll s$  besagt, daß die Ladungsträger innerhalb einer HF-Periode sehr oft gestreut werden. Die Stromdichte ist somit zu jedem Zeitpunkt durch das aktuell herrschende Feld bestimmt. Die Relation  $\ell \ll \delta_{sk}$  bedeutet, daß die Wegstrecke der Ladungsträger zwischen zwei Streueignissen wesentlich kürzer ist als die Längenskala, auf der sich die eindringende Feldstärke stark ändert. Die Ladungsträger erfahren somit nur das lokal herrschende Feld. Die lokale und momentane Korrelation von Strom und Feld entspricht dem ohmschen Gesetz.

Der anomale Skineffekt ergibt sich, sobald  $\ell$  und  $\delta_{sk}$  vergleichbar werden. Die Stromdichte wird nun von der über die Strecke  $\ell$  variierenden Feldstärke bestimmt; es gilt eine nichtlokale Beziehung zwischen Strom und Feld. Für gängige Metalle tritt dies insbesondere im Bereich tiefer Temperaturen auf. Typisch für diesen Bereich ist, daß  $R_S$  größer ist, als aus der spezifischen Leitfähigkeit über den normalen Skineffekt zu erwarten wäre. Ferner ändert sich die Frequenzabhängigkeit und es gilt  $R_S < X_S$ . Ein analytischer Ausdruck für  $Z_S$  kann nur für den Grenzfall  $\ell \ll \delta_{sk}$  angegeben werden und der Wert hängt geringfügig von der Reflexionsart der Ladungsträger an der Oberfläche ab. Für den Fall der sogenannten spiegelnden Reflexion ergibt sich:

$$Z_{S,sp} = \omega \mu_0 \lambda_p \frac{4}{9} \left( \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \frac{s}{\lambda_p} \right)^{1/3} (1 + i\sqrt{3}) \omega^{2/3} \quad \text{G 2-16}$$

Für den Fall der sogenannten diffusen Reflexion gilt  $Z_{S,diff} = 1.125 Z_{S,sp}$ . Sowohl  $R_S$  als auch  $X_S$  werden im Grenzfall des anomalen Skineffektes unabhängig von  $\ell$  und damit unabhängig von der Temperatur [10]. Eine anschauliche, wenn auch physikalisch nicht einwandfreie Interpretation des anomalen Skineffektes gibt das von Pippard entwickelte 'ineffectiveness concept' [8]. Danach tragen zur Abschirmung des Feldes nur Ladungsträger bei, die zwischen zwei Streuprozessen innerhalb des Bereiches des eindringenden Feldes bleiben. Die Vergrößerung von  $\ell$  führt somit zu einer effektiven Verringerung der für die Abschirmung wirksamen Ladungsträgerzahl. Obgleich diese Interpretation die eigentliche physikalische Ursache, die Nichtlokalität, nicht direkt berücksichtigt, kommt Pippard bis auf Zahlenfaktoren für den Grenzfall des anomalen Skineffektes auf den oben angegebenen Wert für  $Z_S$ .

## 2.1 Parametrisierung der Millimeterwellen-Eigenschaften

Eine Erhöhung der Frequenz führt schließlich in das Gebiet der Relaxation, in dem  $\ell$  vergleichbar oder sogar wesentlich größer wird als der Periodenweg  $s$ . Die Ladungsträger befinden sich zeitlich nicht mehr im Gleichgewicht mit dem Feld. In der Zeit zwischen zwei Streuprozessen kann das Feld mehrere HF-Perioden durchlaufen (vgl. Bild 2-1). Dies hat zur Folge, daß die im zeitlichen Mittel (pro Periode) dissipierte Leistung abnimmt und  $R_S$  im Vergleich zum Wert des normalen Skinneffekt kleiner ist. Im Grenzfall  $\ell \gg s$  bietet sich dem Hochfrequenzfeld quasi eine Schicht dissipationfreier Ladungsträger und der Abschirmstrom ist rein induktiv. Die Eindringtiefe nimmt ihren Minimalwert  $\lambda_p$  an und  $R_S$  verschwindet. Eine quantitative Erfassung der Relaxation ist grundsätzlich auch im Rahmen des Drude-Modells möglich. Dies wird im Rahmen der Formulierung von  $Z_S$  eines Supraleiters im Zweiflüssigkeiten-Modell näher erläutert (vgl. Abschnitt 2.2.1), worauf an dieser Stelle verwiesen wird.

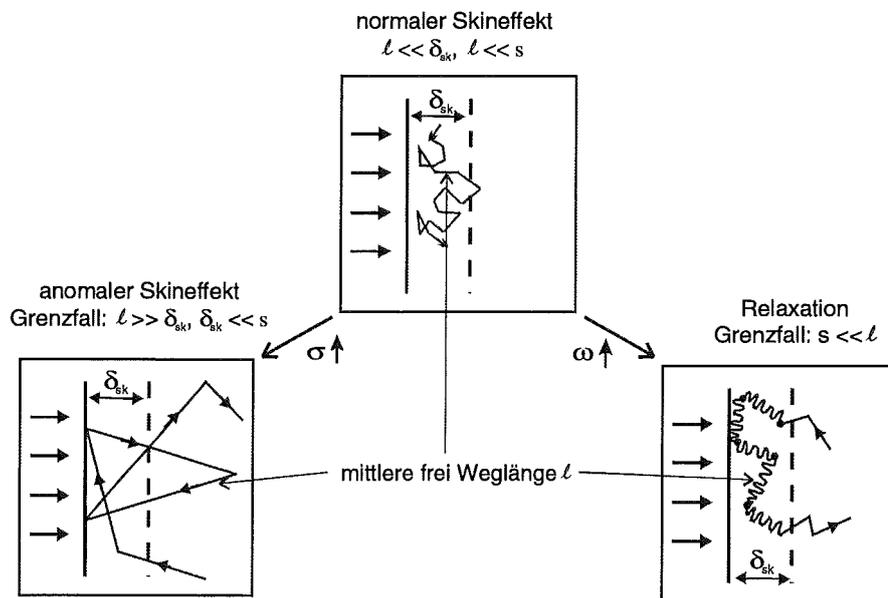


Bild 2-1 Schematische Darstellung der Grenzfälle in einer allgemeingültigen Beschreibung der Oberflächenimpedanz von Normalleitern.

Die Berechnung von  $Z_S$  von Normalleitern für den allgemeinen Fall beliebiger Frequenz und Temperatur bedarf der vollständigen Analyse der Wechselwirkung zwischen HF-Feld und Ladungsträgersystem, was im allgemeinen nur numerisch berechnet werden kann. Die diesen Rechnungen zugrunde gelegten Modelle, wie sie von Reuther und Sondheimer [11] auf der Basis der Boltzmann-Gleichung und von Halbritter auf der Basis der Green-Funktionen-Formulierung [9] entwickelt wurden, gehen von einer verallgemeinerten Formulierung der Relation zwischen Stromdichte und Feld bzw. Vektorpotential aus. Beide Modelle geben im wesentlichen übereinstimmende Integralausdrücke für  $Z_S$  an. Im Rahmen dieser Arbeit wurde auf der Basis des von Halbritter entwickelten Modells das Programm CASINOCO entwickelt, mit dem  $Z_S$  für beliebige Temperaturen und Frequenzen bis in den Infrarotbereich berechnet werden kann [12]. In Bild 2-2 ist  $R_S$  von Kupfer für die in dieser Arbeit besonders

interessierende Frequenz von 145 GHz aus diesen numerischen Berechnungen dargestellt und entsprechend den einzelnen Beiträgen charakterisiert.

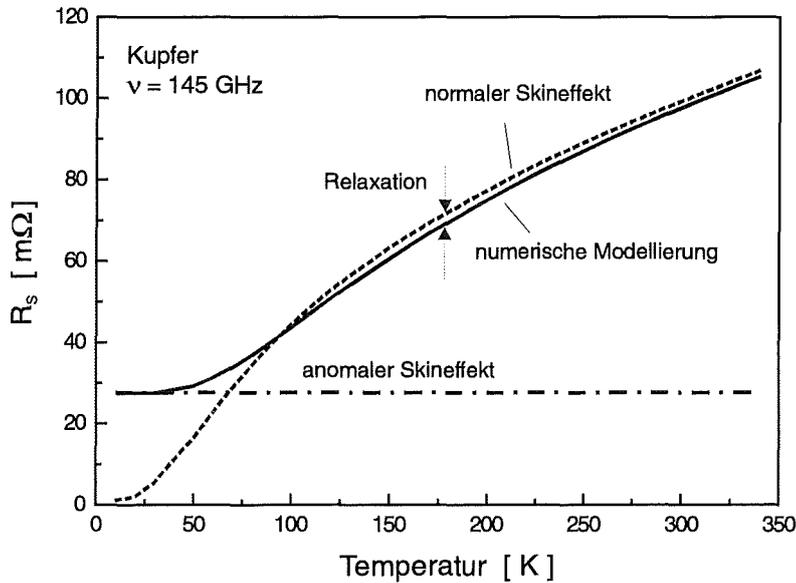


Bild 2-2 Temperaturabhängigkeit von  $R_s$  für Kupfer bei einer Frequenz von  $\nu = 145$  GHz

### 2.1.3 Oberflächenimpedanz dünner Schichten

In der Definition von  $Z_s$  wird implizit von einer im Vergleich zur Eindringtiefe sehr großen Dicke des Leiters ausgegangen. Dagegen sind die Dicken der in dieser Arbeit untersuchten Schichten mit Werten von einigen hundert Nanometern vergleichbar mit typischen Werten für die Eindringtiefe. Ein geringer Anteil der HF-Leistung wird somit durch die Schicht transmittiert und erreicht das dielektrische Substrat, mit dem es wiederum in Form von Reflexion, Transmission und Absorption zu Wechselwirkungen kommt. Die Feldverteilung in der Schicht wird modifiziert. Der experimentell beobachtbare Effektivwert der Oberflächenimpedanz  $Z_{s,eff}$  wird abhängig von der Schichtdicke und den dielektrischen Eigenschaften des Substrats und unterscheidet sich grundsätzlich vom materialspezifischen Wert  $Z_s$ .

Eine Quantifizierung des Schichtdickeneffektes ergibt sich aus der Betrachtung der Wechselwirkung einer HF-Welle mit einem Mehrlagensystem (vgl. Bild 2-3). Diese lässt sich mit der aus der HF-Technik bekannten Methode der Impedanztransformation lösen [13, 14]. Neben der Filmdicke  $d$  müssen dazu die materialspezifischen Impedanzen der einzelnen Materiallagen bekannt sein. Für das dielektrische Substrat mit der relativen Permittivität  $\epsilon_r$  und dem Verlusttangens  $\tan\delta$  ist die Impedanz  $Z_D$  für  $\tan\delta \ll 1$  gegeben durch:

$$Z_D = \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \left( 1 + \frac{i}{2} \tan \delta \right) \quad Z_0 = 377 \Omega \quad G 2-17$$

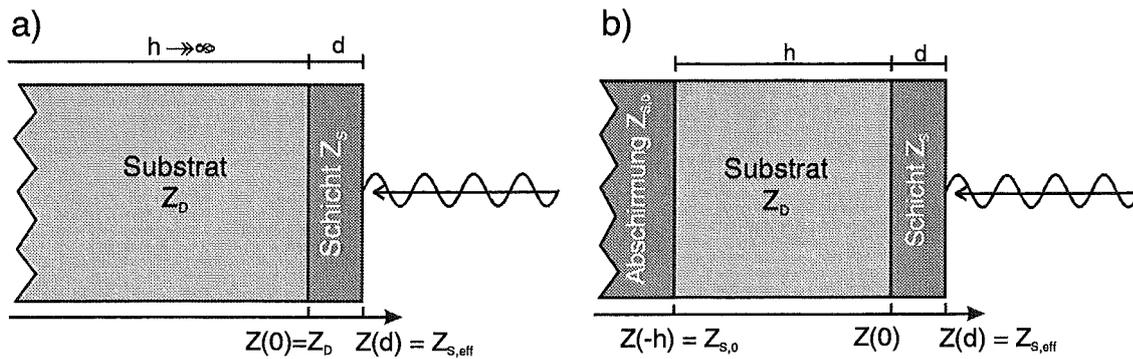


Bild 2-3 Geometrische Anordnung des Mehrlagensystems eines beschichteten Wafers zur Quantifizierung des Schichtdickeneffektes über Impedanztransformation:  
 a) Grenzfall eines unendlich ausgedehnten Substrats.  
 b) Substrat endlicher Dicke mit einer rückseitigen leitfähigen Abschirmung.

Die Konstante  $Z_0$  ist die Freiraumimpedanz. Die materialspezifischen Impedanzen definieren die Ausbreitungskonstante  $\beta_i$  innerhalb der Materiallage  $i$ :

$$\beta_i = \frac{\omega\mu_0}{Z_i} \quad \text{G 2-18}$$

Die Impedanz an der dem Feld zugewandten Schichtoberfläche  $Z(d)$  (vgl. Bild 2-3), die dem experimentell zu beobachtenden Effektivwert  $Z_{S,eff}$  entspricht, ergibt sich aus der Transformation der Impedanz an der Grenzfläche zwischen Film und Substrat  $Z(0)$  über die durch den materialspezifischen Wert  $Z_S$  definierte Ausbreitungsbedingung (Ausbreitungskonstante  $\beta_S$ ) in der Schicht:

$$Z_{S,eff} = Z(d) = \frac{Z(0) + iZ_S \tan(\beta_S d)}{Z_S + iZ(0) \tan(\beta_S d)} \quad \text{G 2-19}$$

Im Falle eines unendlich dicken Substrats (vgl. Bild 2-3a) ist  $Z(0)$  durch die Impedanz des Substrats  $Z_D$  gegeben. Bei endlichen Substratdicken resultiert  $Z(0)$  aus weiteren Impedanztransformationen, die sukzessiv anzuwenden sind. Eine für die experimentelle Anordnung wichtige Struktur ist hierbei der Abschluß des dielektrischen Substrats durch eine leitfähige Fläche (vgl. Bild 2-3b). In Bild 2-4 ist das Verhältnis  $R_{S,eff}/R_S$  von effektivem ( $R_{S,eff}$ ) und materialspezifischen ( $R_S$ ) Oberflächenwiderstand über dem Verhältnis von Schichtdicke und Eindringtiefe für die in dieser Arbeit besonders interessierende Frequenz von 145 GHz dargestellt. Die Daten wurden für verschiedene Kombinationen von Schichtdicke und Eindringtiefe unter Berücksichtigung einer leitfähigen Abschirmung berechnet. Der gewählte Parameterraum orientiert sich an den Verhältnissen der untersuchten supraleitenden Schichten, wobei die beiden Grenzfälle  $R_S \ll X_S$  entsprechend dem supraleitenden Bereich und  $R_S = X_S$  entsprechend dem normalen Skineffekt simuliert wurden. Der Schichtdickeneffekt bewirkt eine Überhöhung des experimentell beobachtbaren Effektivwerts. Das Verhältnis  $R_{S,eff} / R_S$  ist sehr wesentlich vom Verhältnis  $d/\lambda$  abhängig und kann für viele praktische Berechnungen durch die folgende Funktion approximiert werden:

$$F(d/\lambda) = \coth(d/\lambda) + \frac{d/\lambda}{\sinh^2(d/\lambda)} \quad \text{G 2-20}$$

Diese Funktion, die ebenfalls in Bild 2-4 eingezeichnet ist, wurde in [13] als Näherungslösung aus G 2-19 unter der Annahme  $R_S/X_S \ll 1$  und eines unendlich ausgedehnten Substrates abgeleitet.

Die Berücksichtigung eines leitfähigen Abschluß ist jedoch für spezielle diskrete Substratdicken entscheidend, da das beidseitig durch leitfähige Materialien abgeschlossenen Substrat einen Parallelplattenresonator bildet (vgl. Bild 2-3b). Dieser wird für Substratdicken  $h$ , die einem ganzzahligen Vielfachen von halben Wellenlängen im Substrat entsprechen, resonant. Die Anzahl  $n_{\lambda/2}$  von halben Wellenlängen im Substrat ergibt sich zu:

$$n_{\lambda/2} = \frac{2}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_r} \cdot h \quad \text{G 2-21}$$

In Bild 2-5 ist das Verhältnis  $R_{S,eff} / R_S$  in Abhängigkeit von  $n_{\lambda/2}$  aufgetragen. Im Bereich resonanter Substratdicke zeigt sich eine scharfe Abhängigkeit. Im nichtresonanten Bereich ist das Verhältnis unabhängig von der Substratdicke und entspricht dem Wert für das unendlich dicke Substrat. Für eine zuverlässige Materialcharakterisierung sollte das Substrat eine nichtresonante Dicke aufweisen

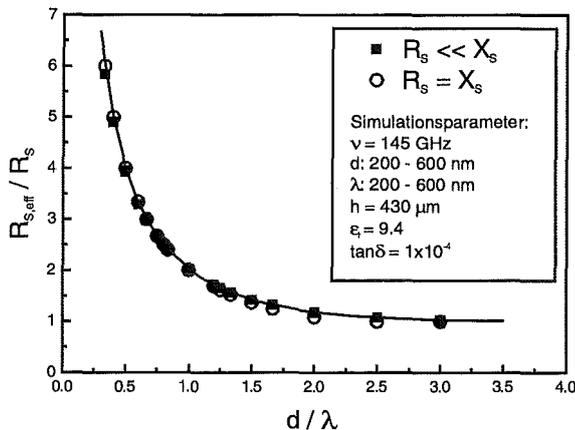


Bild 2-4:

*Berechnung des Überhöhungsfaktors  $R_{S,eff} / R_S$  für verschiedene Werte von  $d$  und  $\lambda$ , die sich an dem Parameterraum der in dieser Arbeit untersuchten YBCO-Wafern orientieren. Die durchgezogene Linie entspricht dem Verlauf von  $R_{S,eff} / R_S$  nach der Näherungsformel G 2-20.*

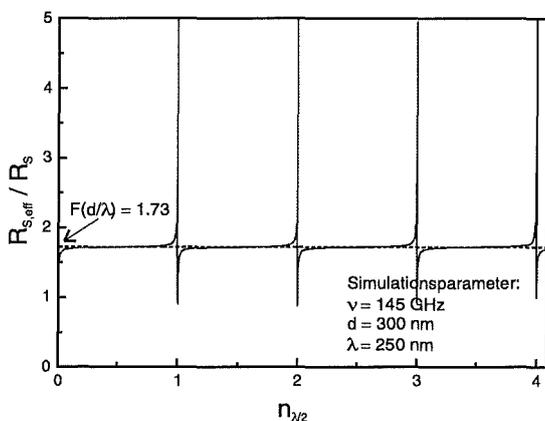


Bild 2-5:

*Abhängigkeit von  $R_{S,eff} / R_S$  von der Substratdicke (Maßstab: Anzahl halber Wellenlängen im Substrat  $n_{\lambda/2}$ ) für den Fall einer leitfähigen Abschirmung auf der Rückseite des Substrats.*

### 2.2 Modelle zum Hochfrequenzverhalten von Supraleitern

#### 2.2.1 Phänomenologisches Zweiflüssigkeiten-Modell

Eine einfache Beschreibung von  $Z_S$  für Supraleiter ist im Rahmen des phänomenologischen Zweiflüssigkeiten-Modells möglich, das in seinem Ursprung auf Gorter und Casimir [15] zurückgeht. Die Transporteigenschaften eines Supraleiters lassen sich darin für Temperaturen unterhalb der Übergangstemperatur  $T_C$  aus der Koexistenz einer normalleitenden und einer supraleitenden Ladungsträgerkomponente verstehen. Die Oberflächenimpedanz des Supraleiters folgt aus der Wechselwirkung des HF-Feldes mit den beiden Ladungsträgerkomponenten. Neben den Maxwell-Gleichungen sind hierbei die Materialgleichungen bestimmend, die den jeweiligen Zusammenhang zwischen Stromdichte und Feldstärke definieren. Für die supraleitende Komponente sind dies die London-Gleichungen, die die charakteristischen Eigenschaften eines Supraleiters, das Verschwinden des Gleichstromwiderstandes und das Verdrängen des Magnetfeldes in der Meissner-Phase, beschreiben:

$$\frac{\partial \mathbf{j}_s}{\partial t} = \frac{1}{\Lambda} \mathbf{E} \quad \text{G 2-22a}$$

$$\nabla \times \mathbf{j}_s = -\frac{1}{\Lambda} \mathbf{B} \quad \text{mit} \quad \Lambda = \frac{m_{CP}}{n_{CP} \cdot q^2} = \frac{m}{n_S \cdot e^2} \quad \text{G 2-22b}$$

Hierbei bezeichnet  $\mathbf{j}_s$  die Stromdichte der supraleitenden Ladungsträger, die als Cooper-Paare mit Masse  $m_{CP}$ , Ladung  $q$  und Dichte  $n_{CP}$  interpretiert werden können. Da sich ein Cooper-Paar aus zwei Elektronen mit Ladung  $e$  und Masse  $m$  zusammensetzt, ist die Beschreibung im Bild von Einzelladungsträgern mit der supraleitenden Ladungsträgerdichte  $n_S = 2n_{CP}$  äquivalent. Der Parameter  $\Lambda$  wird als kinetische Induktivität (Einheit  $H \cdot m$ ) bezeichnet. Das ursprüngliche Modell geht davon aus, daß die Gesamtladungsträgerdichte  $n_0$  im normalleitenden Zustand auch im supraleitenden Zustand erhalten ist und sich aus der Summe der supraleitenden ( $n_S$ ) und der normalleitenden ( $n_N$ ) Ladungsträgerdichten zusammensetzt. Die Dichten der beiden Ladungsträgerkomponenten sind stark temperaturabhängig. Gorter und Casimir haben für die Temperaturabhängigkeit einen phänomenologischen Potenzansatz bezüglich der reduzierten Temperatur  $t = T/T_C$  gewählt:

$$n_S(t) = n_0 (1 - t^4); \quad n_N(t) = 1 - n_S(t) = n_0 t^4 \quad \text{G 2-23}$$

Mit diesem Ansatz kann die Temperaturabhängigkeit der Transporteigenschaften von konventionellen Supraleitern für  $T > T_C/2$  meist gut approximiert werden, während die mit der BCS-Theorie erklärbaren exponentiellen Abhängigkeiten für  $T < T_C/2$  nicht beschrieben werden können.

Die supraleitende Komponente führt zu einer verlustlosen, rein induktiven Abschirmung des HF-Feldes. Geht man zur Veranschaulichung von der in der Beschreibung des normalen Skineffektes verwendeten ebenen Geometrie aus (vgl. Abschnitt 2.1.1), gilt für

die tangentielle magnetische Feldstärke innerhalb des Supraleiters aus den Maxwell-Gleichungen und Gleichung G 2-22a folgender Ausdruck:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} H_t(z) - \frac{\mu_0}{\Lambda} H_t(z) = 0 \quad \text{G 2-24}$$

Als Lösung dieser Gleichung ergibt sich die exponentiell abklingende magnetische Feldstärke:

$$H_t(z) = H_t(0) \exp\left(\frac{-z}{\lambda_L}\right) \quad \text{mit} \quad \lambda_L = \sqrt{\frac{\Lambda}{\mu_0}} \quad \text{G 2-25}$$

Die Abklinglänge  $\lambda_L$  wird als London-Eindringtiefe bezeichnet. Entsprechend der in  $\Lambda$  eingehenden Ladungsträgerdichte  $n_S$  ist  $\lambda_L$  eine temperaturabhängige Größe, deren Wert  $\lambda_L(0)$  gleich der Plasmawellenlänge  $\lambda_P$  ist (vgl. G 2-12):

$$\lambda_L(t) = \lambda_L(0) \sqrt{\frac{1}{1-t^4}}; \quad \lambda_L(0) = \lambda_P = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 e^2 n_0}} \quad \text{G 2-26}$$

Die zweite Londongleichung erweitert die magnetische Abschirmung auf das Gleichfeld. Die Oberflächenimpedanz der supraleitenden Ladungsträger allein ist nach Gleichung G 2-4 rein imaginär mit  $X_S = \mu_0 \omega \lambda_L$  und  $R_S \equiv 0$ .

Dissipation folgt erst durch die Wechselwirkung mit den normalleitenden Ladungsträgern, die als thermische Anregungen von Cooper-Paaren interpretiert werden können. Die Leitfähigkeit der normalleitenden Komponente kann im Drude-Modell beschrieben werden, in dem für die normalleitenden Ladungsträger mit Masse  $m$ , Ladung  $e$  und Drift-geschwindigkeit  $\mathbf{v}$  folgende Bewegungsgleichung gilt:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} + \frac{m}{\tau} \mathbf{v} = e\mathbf{E} \quad \text{G 2-27}$$

Die Relaxationszeit  $\tau$  definiert eine mittlere Zeitskala für Streuprozesse. Für eine harmonische Anregung ( $\propto \exp(i\omega t)$ ) ergibt sich für die Stromdichte der normalleitenden Komponente  $\mathbf{j}_n = n_n e \mathbf{v}$  folgender Zusammenhang:

$$\mathbf{j}_n = \sigma_n(\omega) \mathbf{E} \quad \text{mit} \quad \sigma_n(\omega) = n_n \frac{e^2 \tau}{m} \left( \frac{1}{1+i\omega\tau} \right) \quad \text{G 2-28}$$

Relaxationseffekte bei hohen Frequenzen werden in  $\sigma_n(\omega)$  durch den komplexen Nenner berücksichtigt. Unter Verwendung des Parameters  $\lambda_L(0)$  (vgl. G 2-26) kann die dynamische Leitfähigkeit  $\sigma_n(\omega)$  folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$\sigma_n(\omega) = \frac{n_n}{n_0} \frac{1}{\mu_0 (\lambda_L(0))^2} \cdot \left( \frac{\tau}{1+i\omega\tau} \right) \xrightarrow[\tau=\tau(T_C)]{\omega\tau \ll 1} \frac{n_n}{n_0} \sigma_0 \quad \text{G 2-29}$$

## 2.2 Modelle zum Hochfrequenzverhalten von Supraleitern

In der Näherung  $\omega\tau \ll 1$  ist die Leitfähigkeit der normalleitenden Komponente frequenzunabhängig und kann unter der Voraussetzung einer temperaturunabhängigen und durch den Wert bei  $T_C$  bestimmten Relaxationszeit  $\tau(T_C)$  über die spezifische Leitfähigkeit  $\sigma_0 = n_0 e^2 \tau(T_C) / m$  bei  $T = T_C$  ausgedrückt werden. In dieser Näherung wird sie in der ursprünglichen Form des Zweiflüssigkeiten-Modell verwendet.

Für die Gesamtstromdichte im supraleitenden Zustand  $\mathbf{j} = \mathbf{j}_s + \mathbf{j}_n$  folgt somit:

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{j} = \frac{1}{\Lambda} \mathbf{E} + \sigma_n(\omega) \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad \text{G 2-30}$$

Über die Verwendung der harmonischen Zeitabhängigkeit des elektrischen Feldes ergibt sich ein dem ohmschen Gesetz ähnlicher Ausdruck für die Gesamtstromdichte, wobei die dynamische Leitfähigkeit  $\sigma(\omega)$  an die Stelle der spezifischen Leitfähigkeit rückt:

$$\mathbf{j} = \sigma(\omega) \mathbf{E} \quad \text{mit} \quad \sigma = \sigma_1 - i\sigma_2 = \sigma_n - i \frac{1}{\omega\Lambda} \quad \text{G 2-31}$$

Entscheidend hierbei ist die lokale Beziehung zwischen  $\mathbf{j}$  und  $\mathbf{E}$ , so daß für die Oberflächenimpedanz analog zum normalen Skineffekt G 2-11 unter Verwendung der Identität  $\sqrt{2i} = (1+i)$  folgender Ausdruck folgt:

$$Z_s = \sqrt{\frac{i\omega\mu_0}{\sigma(\omega)}} \quad \text{G 2-32}$$

Allgemein kann  $R_s$  und  $X_s$  hieraus nicht in analytischen Ausdrücken dargestellt werden. Die charakteristischen Eigenschaften von  $R_s$  und  $\lambda$  eines Supraleiters können jedoch anhand einer Näherungslösung diskutiert werden. Hierbei werden zum einen Relaxationseffekte vernachlässigt ( $\omega\tau \ll 1$ ), zum anderen wird  $\sigma_2 \gg \sigma_1$  vorausgesetzt. Letzteres ist im allgemeinen für Temperaturen erfüllt, die genügend klein gegen  $T_C$  sind (typisch  $T < 0.9 T_C$ ). Aus einer Potenzreihenentwicklung von Gleichung G 2-32 in  $\sigma_1/\sigma_2$  erster Ordnung sowie einer Vernachlässigung von Termen zweiter Ordnung in  $\omega\tau$  ergibt sich  $Z_s$  entsprechend:

$$Z_s = R_s + iX_s = \frac{1}{2} \omega^2 \sigma_1 \mu_0^2 \lambda_L^3 + i\omega\mu_0 \lambda_L \quad \text{G 2-33}$$

Der Oberflächenwiderstand ist proportional zum Realteil der dynamischen Leitfähigkeit der normalleitenden Ladungsträger und zeigt eine im Vergleich mit Normalleitern starke Frequenzabhängigkeit, die in dieser Näherung quadratisch ist. Die Reaktanz ist durch die London-Eindringtiefe bestimmt; die Abschirmung der Felder geschieht primär durch die supraleitenden Ladungsträger. Die Eindringtiefe im supraleitenden Zustand ist in dieser Näherung frequenzunabhängig.

### 2.2.2 BCS-Theorie

Die von Bardeen, Cooper und Schrieffer entwickelte BCS-Theorie stellt eine quantenmechanische Formulierung der Supraleitung zur Verfügung, die für konventionelle Supraleiter wie z. B. Nb, Pb und Al eine praktisch vollständige Beschreibung der physikalischen Eigenschaften erlaubt. Mattis und Bardeen sowie Abrikosov, Gor'kov und Khalatnikov haben unabhängig voneinander die Wechselwirkung eines Supraleiters mit einem HF-Feld auf der Basis der BCS-Theorie ausgearbeitet [16, 17, 18], so daß eine exakte Beschreibung der Oberflächenimpedanz in einem sehr weiten Frequenzbereich möglich ist. Eine detaillierte Darstellung dieser Arbeiten geht weit über den Rahmen dieser Arbeit hinaus. Dennoch soll der grundsätzliche Ansatz zur mikroskopischen Beschreibung von  $Z_S$  eines Supraleiters erläutert werden.

Im Zentrum der BCS-Theorie steht die Korrelation zweier Ladungsträger mit entgegengesetztem Impuls und Spin über eine attraktive Wechselwirkung. Diese wird in der ursprünglichen Form der BCS-Theorie durch den Austausch virtueller Phononen vermittelt. Die paarweise korrelierten Ladungsträger, die als Cooper-Paare bezeichnet werden, werden durch die kohärente Wellenfunktion des Grundzustandes beschrieben. Da der Bahndrehimpuls des Paarzustandes den Wert Null hat, spricht man von einem s-Wellenzustand bzw. von s-Wellen-Supraleitung. Dieser Paarzustand führt zu einer isotropen Energielücke  $\Delta(T) \geq 0$  zwischen dem makroskopisch besetzten Grundzustand und den Einteilchen-Anregungszuständen, die als Quasiteilchen bezeichnet werden. Für die Zustandsdichte  $N$  gilt:

$$N(\epsilon) = \begin{cases} N_0 \frac{\epsilon}{\sqrt{\epsilon^2 - \Delta^2}} & |\epsilon| \geq \Delta \\ 0 & |\epsilon| < \Delta \end{cases} \quad \text{G 2-34}$$

Hierbei wird mit  $\epsilon = E - E_F$  die Energie relativ zur Fermi-Energie  $E_F$  und mit  $N_0$  die Zustandsdichte bei  $E_F$  im normalleitenden Zustand des Systems bezeichnet. In der Zustandsdichte ergibt sich infolge der Paarkorrelation eine Lücke der Breite  $2\Delta$  um die Fermi-Energie, an deren Rändern die Zustandsdichte eine Wurzelsingularität zeigt. Die Energielücke  $\Delta(0)$  definiert zusammen mit  $T_C$  den Koppelfaktor  $\Delta(0)/k_B T_C$ , der ein Maß für die Stärke der Paarkopplung darstellt. In der BCS-Theorie hat dieser Koppelfaktor den universellen Wert  $\Delta(0)/k_B T_C = 1.75$ , der einer schwachen Kopplung entspricht. Ein Maß für die Reichweite der Paarkorrelation ist die BCS- oder Pippard-Kohärenzlänge  $\xi_0 = \hbar v_F / \pi \Delta(0)$ .

Die mikroskopische Beschreibung der Oberflächenimpedanz ergibt sich aus der quantenmechanischen Formulierung der Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit dem Grundzustand und den thermischen Anregungen. Im HF-Bereich sind die zur Verfügung stehenden Photonenergien klein im Vergleich zur Energielücke ( $h\nu \ll 2\Delta$ ), so daß die Paarkorrelation nicht aufgebrochen werden kann. Die Reaktanz und damit die Eindringtiefe ist bis auf Temperaturen nahe  $T_C$  durch die makroskopische Besetzung des

Grundzustandes bestimmt. Für sehr große mittlere freie Weglängen ( $\ell \rightarrow \infty$ ) ergibt sich im lokalen Grenzfall ( $\xi_0 \ll \lambda$ ) aus der BCS-Theorie folgender Ausdruck für die Temperaturabhängigkeit der Eindringtiefe:

$$\frac{1}{\lambda^2(T, \ell \rightarrow \infty)} = \frac{1}{\lambda^2(0)} \left( 1 - 2 \int_{\Delta}^{\infty} -\frac{\partial f(\epsilon)}{\partial \epsilon} N(\epsilon) d\epsilon \right) \quad \text{G 2-35}$$

Hierbei bezeichnet  $f$  die Fermi-Verteilung. Mit abnehmender mittleren freien Weglänge wird der Impulstransport zur Abschirmung behindert und die Eindringtiefe vergrößert sich [24]:

$$\lambda(T, \ell) = \lambda(T, \infty) \sqrt{1 + \frac{\pi \xi_0}{2\ell}} \quad \text{G 2-36}$$

Der Oberflächenwiderstand ergibt sich aus den Absorptions- und Emissionprozessen der Quasiteilchen und kann im Sinne der Goldenen Regel erfaßt werden. Die Absorptionsrate  $n_+$  eines Photons durch die Anregung eines Quasiteilchen aus dem energetischen Zustand  $\epsilon$  in den Zustand  $\epsilon + h\nu$  ist proportional zu den jeweiligen Zustandsdichten  $N(\epsilon)$  und  $N(\epsilon + h\nu)$  sowie zur Wahrscheinlichkeit für Besetzung  $f(\epsilon)$  und Nichtbesetzung  $1 - f(\epsilon + h\nu)$  des Zustandes entsprechend der Fermi-Verteilung  $f$ . Aus analogen Überlegungen zur Emissionsrate  $n_-$  folgt für die Netto-Übergangsrate  $n(\epsilon)$ :

$$n(\epsilon) = n_+(\epsilon) - n_-(\epsilon) = N(\epsilon)N(\epsilon + h\nu)[f(\epsilon) - f(\epsilon + h\nu)] \quad \text{G 2-37}$$

Die Oberflächenwiderstand ist proportional zum Energieaustausch des HF-Feldes mit dem Supraleiter, der sich mit dem Wechselwirkungsoperator  $H_\nu$  schreiben läßt gemäß:

$$R_S \propto P = \nu \sum_{\mathbf{p}_m, \mathbf{p}_n, \mathbf{q}} \left| \langle \mathbf{p}_m | H_\nu(\mathbf{q}) | \mathbf{p}_n \rangle \right|^2 = h\nu 2 \int_{\Delta}^{\infty} n(\epsilon) d\epsilon \cdot \int |M(\mathbf{p}_m, \mathbf{p}_n, \mathbf{q}, \nu)|^2 d\mathbf{p}_m d\mathbf{p}_n d\mathbf{q} \quad \text{G 2-38}$$

Hierbei bezeichnet  $M$  das Matrixelement sowie  $\mathbf{p}_m$  und  $\mathbf{p}_n$  den Impuls des Quasiteilchens vor und nach der Wechselwirkung mit dem Photon vom Impuls  $\mathbf{q}$ . Sowohl die Eindringtiefe als auch der Oberflächenwiderstand werden maßgeblich durch die Zustandsdichte  $N(\epsilon)$  und die Fermi-Verteilung  $f$  bestimmt. Insbesondere folgen hieraus unter der Voraussetzung eines konstanten Matrixelementes in Gleichung G 2-38 für  $T < T_c/2$  Temperaturverläufe für  $R_S$  und  $\Delta\lambda = \lambda(T) - \lambda(0)$ , die durch die exponentielle Abhängigkeit  $\exp(-\Delta(0)/k_B T)$  geprägt sind. Diese Abhängigkeiten wurden für konventionelle Supraleiter vielfach experimentell verifiziert und zur Bestimmung von  $\Delta(0)$  verwendet.

Zur Bestimmung von  $Z_S$  im Rahmen der BCS – Theorie müssen im allgemeinen numerische Verfahren angewandt werden, wie sie beispielsweise von Turneaure [19] und Halbritter [20] entwickelt wurden. Wie in einer Arbeit von J. Halbritter [21] ausführlich dargestellt wurde, ist zur Berechnung von  $R_S$  für Frequenzen  $\nu > 100$  GHz insbesondere die Berücksichtigung der Impulsabhängigkeit des Matrixelementes in Gleichung G 2-38 notwendig. Ähnlich dem Normalleiter wird  $R_S$  durch verschiedene Längenskalen bestimmt, wobei im Supraleiter neben

der London-Eindringtiefe  $\lambda_L$ , der mittleren freien Weglänge  $l$  und dem Periodenweg  $s$  die BCS-Kohärenzlänge  $\xi_0$  hinzukommt. Bild 2-6 zeigt beispielhaft das unterschiedliche Verhalten von  $R_S$  im Mikrowellen und im Millimeterwellenbereich, daß aus einer Veränderung der mittleren freien Weglänge resultiert. Als Berechnungsparameter wurden dabei typische Werte für YBCO gewählt. Die Kurven wurden mit dem von Halbritter entwickelten Code [20] berechnet, der auf der Theorie von Abrikosov, Gor'kov und Khalatnikov basiert. Zur Berechnung müssen neben der Frequenz der HF-Welle die Materialparameter  $T_C$ , Koppelfaktor  $\Delta(0)/k_B T_C$ ,  $\lambda_L(0)$ ,  $\xi_0$  und  $l$  zur Verfügung gestellt werden.

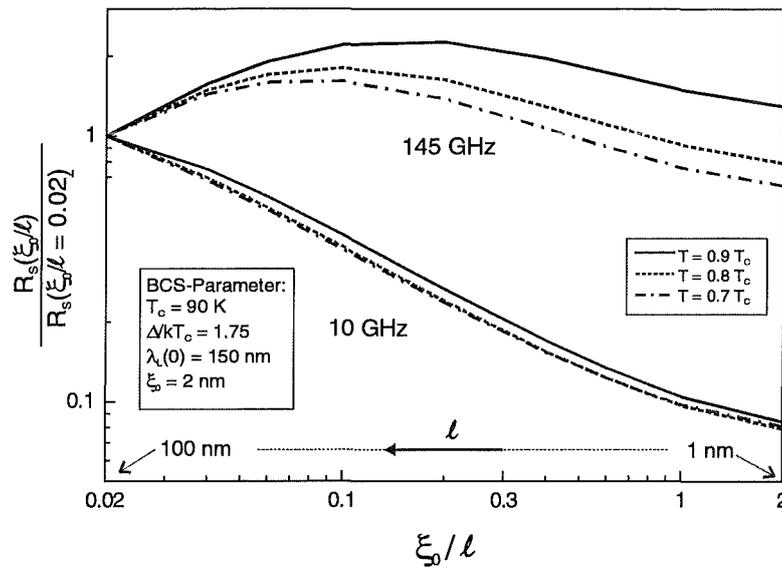


Bild 2-6 Numerische BCS-Berechnungen von  $R_S$  bei Mikrowellen (10 GHz) und Millimeterwellen (145 GHz) als Funktion der mittleren freien Weglänge unter Variation der Temperatur. Für die Berechnungsparameter  $T_C$ ,  $\lambda_L(0)$  und  $\xi_0$  wurden typische Werte für YBCO verwendet.

### 2.2.3 Formulierung extrinsischer Beiträge im Weak-Link-Modell

Eine wesentliche Charakteristik aller Hochtemperatursupraleiter (HTSL) ist die Nähe zum Metall-Isolator-Übergang und ihre Schichtstruktur. Die Kohärenzlängen dieser Materialien sind sehr kurz und anisotrop mit typischen Werten von 1 – 2 nm innerhalb der  $\text{CuO}_2$ -Ebenen und 0.2 nm in senkrechter Richtung [22]. Die supraleitenden Eigenschaften zeigen deshalb eine starke Abhängigkeit von strukturellen Defekten. Ein Verständnis der Transporteigenschaften von HTSL-Materialien setzt deshalb die Berücksichtigung der Realstruktur des Materials voraus. In epitaktischen HTSL-Dünnschichten sind hierbei insbesondere flächenhafte Defektbereiche wichtig, über die die einzelnen epitaktisch gewachsenen Kristallite verbunden sind.

Die Quantifizierung des Abschirmverhaltens granularer Supraleiter erfolgt im Rahmen des Weak-Link-Modells, das zuerst von Hylton auf HTSL-Materialien angewandt wurde [23]. In diesem Modell wird das Material als ein Netzwerk von Körnern beschrieben, die über

Korngrenzen miteinander verkoppelt sind (vgl. Bild 2-7a). Die Korngrenzen stellen Bereiche geschwächter Supraleitung, sogenannte 'Weak Links', dar und sind senkrecht zur Richtung der Abschirmströme orientiert. Die HF-Eigenschaften der Korngrenze werden als Josephson-Kontakte im Sinne des RCSJ-Modells (resistively and capacitively shunted junction) beschrieben [24]. Die komplexe Gesamtleitfähigkeit  $\sigma_{\text{eff}}$  des Netzwerkes ergibt sich als Reihenschaltung von Korn (Leitfähigkeit  $\sigma_K$ ) und Korngrenze (Leitfähigkeit  $\sigma_{\text{KG}}$ ):

$$\frac{1}{\sigma_{\text{eff}}} = \frac{1}{\sigma_K} + \frac{1}{\sigma_{\text{KG}}} \quad \text{G 2-39}$$

Modellhaft kann diese Reihenschaltung als Netzwerk verteilter Elemente beschrieben werden (vgl. Bild 2-7b), wobei sich die Netzwerkelemente als Effektivwerte aus einer Mittelung von Korn- bzw. Korngrenzeigenschaften ergeben. Dies ist streng genommen nur dann zulässig, wenn die Abschirmströme als im wesentlichen homogen betrachtet werden können. Die Oberflächenimpedanz des Netzwerkes ergibt sich entsprechend dem Zweiflüssigkeiten-Modell aus der lokalen Beziehung G 2-32:

$$Z_s = \sqrt{\frac{i\omega\mu_0}{\sigma_{\text{eff}}}} = \sqrt{i\omega\mu_0 \left( \frac{1}{\sigma_K} + \frac{1}{\sigma_{\text{KG}}} \right)} \quad \text{G 2-40}$$

In den Arbeiten von Hylton und Halbritter wird das Korn als 'idealer' Supraleiter nur durch die induktive Belegung  $L'_K = \mu_0 \lambda_L^2$  beschrieben, die entsprechend der ersten London Gleichung G 2-22a gleich der kinetischen Induktivität  $\Lambda$  ist. Die Leitfähigkeit des Kornes ergibt sich somit zu

$$\sigma_K = \frac{-i}{\omega\mu_0 \lambda_L^2} \quad \text{G 2-41}$$

Diese Annahme entspricht einer Vernachlässigung von  $\sigma_1$  und damit des intrinsischen  $R_s$  im Zweiflüssigkeiten-Modell. Die Korngrenze wird durch die Parallelschaltung einer resistiven ( $R'_{\text{KG}}$ ), induktiven ( $L'_{\text{KG}}$ ) und kapazitiven ( $C'_{\text{KG}}$ ) Belegung beschrieben. Die resistive Belegung  $R'_{\text{KG}}$  berücksichtigt normalleitende Leckströme über die Korngrenze und ist deshalb insbesondere für  $R_s$  sehr entscheidend. Sie ergibt sich aus dem normalleitenden Flächenwiderstand der Korngrenze  $R_A$  (Einheit:  $\Omega \cdot \text{Fläche}$ ) mittels Division durch die Korngröße  $a$ . Die induktive Belegung der Korngrenze folgt aus den Josephson-Gleichungen:

$$j_J = j_{cJ} \sin \Phi \quad \text{G 2-42a}$$

$$U = \frac{h}{4\pi e} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad \text{G 2-42b}$$

Gleichung G 2-42a kann unter der Voraussetzung kleiner Stromdichten durch  $j_J = j_{cJ} \Phi$  linearisiert werden. Somit kann Gleichung G 2-42b geschrieben werden als:

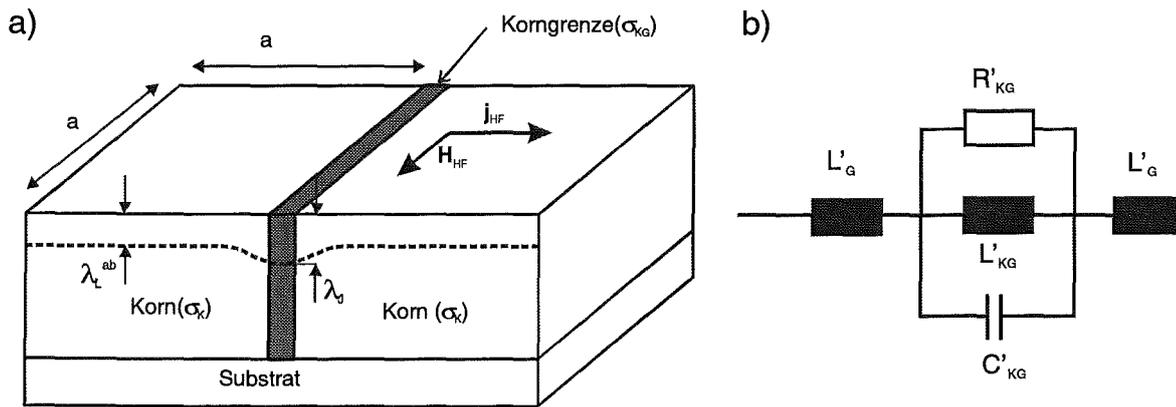


Bild 2-7: a) *Serielle Anordnung von Korn und Korngrenze im Weak-Link-Modell.*  
 b) *Ersatzschaltbild einer Reihenschaltung von Korn (ideal) und Korngrenze (RSCJ-Modell) zur Berechnung der Leitfähigkeiten  $\sigma_K$  und  $\sigma_{KG}$ .*

$$U = \frac{h}{4\pi e j_{cJ}} \cdot \frac{\partial j_J}{\partial t} \quad \text{G 2-43}$$

In Anlehnung an das Induktionsgesetz definiert diese Gleichung die Flächeninduktivität  $L_F = h/4\pi e j_{cJ}$ , aus der sich mittels Division durch die Korngröße  $a$  die induktive Korngrenzenbelegung  $L'_{KG}$  ergibt:

$$L'_{KG} = \frac{L_F}{a} = \frac{h}{4\pi e a j_{cJ}} \quad \text{G 2-44}$$

Eine alternative Interpretation der Korngrenzeninduktivität folgt aus der Josephson-Eindringtiefe  $\lambda_J$  [25]:

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{h}{4\pi e \mu_0 j_{cJ} 2\lambda_L}} = \sqrt{\frac{a \cdot L'_{KG}}{2\lambda_L}} \quad \text{G 2-45}$$

Sie repräsentiert die Eindringtiefe des Magnetfeldes in einen isolierten Josephson-Kontakt.

Bei der Wechselwirkung des Korngrenzenkontaktes mit den hochfrequenten Signalen der Millimeterwellen ist insbesondere die Beachtung der Dynamik des Kontaktes notwendig. Die Parallelschaltung von  $L'_{KG}$  und  $R'_{KG}$  führt zu einer charakteristischen Zeitkonstanten im Kontakt, der Josephson-Relaxationszeit  $\tau_J$ . Diese ist entsprechend einer einfachen Netzwerk Betrachtung gegeben durch:

$$\tau_J = \frac{L'_{KG}}{R'_{KG}} = \frac{h}{4\pi e j_{cJ} R_A} \quad \text{G 2-46}$$

Die kapazitive Belegung des Kontaktes kann entsprechend  $C'_{KG} = \epsilon_0 \epsilon_r / d_{KG}$  eingeführt werden, wobei  $d_{KG}$  die Breite der Korngrenze und  $\epsilon_r$  die Permittivität innerhalb der Korngrenze bezeichnet. Mit dieser Kapazität wird der Kontakt zu einem Schwingkreis

## 2.2 Modelle zum Hochfrequenzverhalten von Supraleitern

vervollständigt, dessen Resonanzfrequenz durch die Josephson-Plasmafrequenz  $\omega_{0J}$  gegeben ist:

$$\omega_{0J} = \sqrt{1/L_{KG} C_{KG}} \quad G\ 2-47$$

Für die Leitfähigkeit der Korngrenze ergibt sich somit insgesamt der Ausdruck:

$$\sigma_{KG} = \frac{1}{i\omega L'_{KG}} + i\omega C'_{KG} + \frac{1}{R'_{KG}} = \frac{1}{i\mu_0 \omega \lambda_J^{*2}} \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_{0J}^2} + i\omega\tau_J\right) \quad G\ 2-48$$

$$\lambda_J^* = \gamma\lambda_J = \frac{2\lambda_L}{a} \cdot \lambda_J$$

Die Größe  $\lambda_J^*$  repräsentiert eine effektive Eindringtiefe.

Die entscheidenden Parameter im Abschirmverhalten eines granularen Supraleiter sind die kritische Josephson-Stromdichte  $j_{cJ}$ , die resistive Flächenbelegung  $R_A$ , die Josephson-Plasmafrequenz  $\omega_{0J}$  sowie die Längenskalen Korngröße  $a$  und die intrinsische Eindringtiefe  $\lambda_L$ . Neben der Temperaturabhängigkeit von  $\lambda_L$  muß in den Analysen der temperaturabhängigen Messungen auch die Temperaturabhängigkeit von  $j_{cJ}$  berücksichtigt werden. In der Literatur wird dabei für HTSL-Materialien oft folgender Ansatz verwendet [24], der als weiteren Parameter den Exponenten  $m$  einführt:

$$j_{cJ}(T) = j_{cJ0} (1 - T/T_c)^m \quad m \approx 1 \quad G\ 2-49$$

Wie im Zweiflüssigkeiten-Modell ist es auch im Weak-Link-Modell notwendig, zur Modellierung von  $Z_S$  für Millimeterwellen den gesamten Wurzelausdruck G 2-40 anzuwenden. Zur Veranschaulichung der Größen  $R_S$  und  $X_S$  ist es jedoch sinnvoll, eine Näherungslösung zu betrachten, die für viele praktische Fälle anwendbar ist. Unter den Voraussetzungen  $\omega \ll \omega_{0J}$ ,  $\omega\tau_J \ll 1$  und  $R_S \ll X_S$  erhält man aus der allgemeinen Form G 2-40 folgenden Ausdruck, der mit der von Hylton verwendeten Form übereinstimmt:

$$Z_S = R_S + iX_S = \frac{1}{2} \frac{\lambda_J^{*2}}{\lambda_{eff}^2} \frac{\omega\mu_0}{1 + (\omega\tau_J)^2} \frac{a}{R_A} + i\omega\mu_0\lambda_{eff} \quad G\ 2-50$$

mit  $\lambda_{eff} = \sqrt{\lambda_J^{*2} + \lambda_L^2} = \lambda_L \sqrt{\left(\frac{2\lambda_J}{a}\right)^2 + 1}$

Die effektive Eindringtiefe  $\lambda_{eff}$  ist demnach das Resultat einer korngrößenabhängigen Modifikation der intrinsischen Eindringtiefe durch die Josephson-Eindringtiefe. Der Wert von  $R_S$  ist maßgeblich durch den normalleitenden Korngrenzenwiderstand bestimmt.

### 3 Materialaspekte zu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ - Dünnschichten

#### 3.1 Strukturelle und herstellungstechnische Gesichtspunkte

Unter den als Hochtemperatursupraleiter (HTSL) oder auch Kupratsupraleiter bezeichneten Materialien ist die Verbindung  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (YBCO) der prominenteste Vertreter. Der Sauerstoffgehalt dieser Verbindung kann über den Bereich  $\delta = 0 - 1$  variiert werden und regelt die Konzentration der freien Ladungsträger, die in YBCO Lochcharakter haben. Im Bereich optimaler Dotierung ( $\delta \approx 0.1$ ) ergibt sich eine maximale kritische Temperatur von etwa 93 K [22]. Damit war YBCO bei seiner Entdeckung durch Wu et al. [26] der erste Supraleiter mit einer Sprungtemperatur deutlich oberhalb der Siedetemperatur von Stickstoff (77 K). Neben dem hohen  $T_C$  ist YBCO insbesondere auf Grund der sehr geringen HF-Verluste ein Material mit vielversprechenden Anwendungsmöglichkeiten in der Kommunikationstechnologie [27].

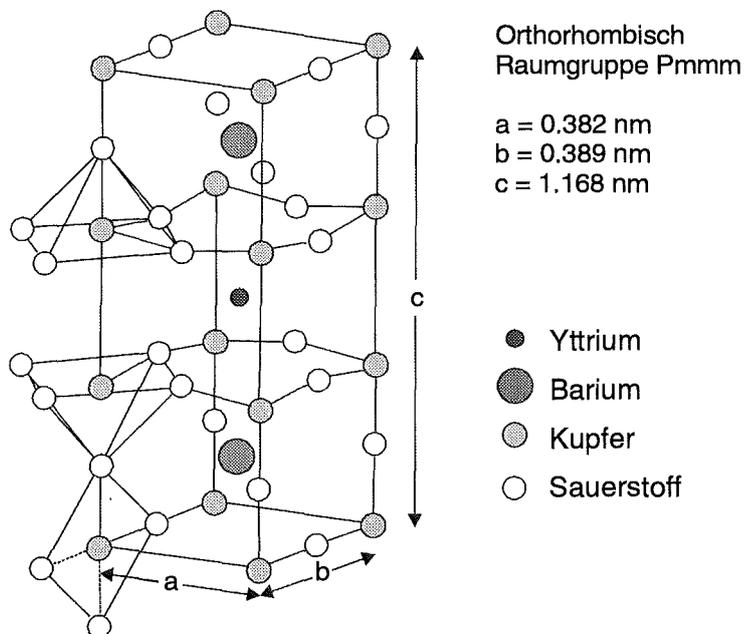


Bild 3-1 Kristallstruktur von  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ .

Die perowskitartige Kristallstruktur weist einen ausgeprägten Schichtaufbau aus (vgl. Bild 3-1). Charakteristisch sind die beiden durch das Yttrium-Atom getrennten Kupfer-Sauerstoff-Ebenen und die sich daran anschließenden Barium-Sauerstoff-Ebenen. Die Einheitszelle wird sowohl nach oben als auch nach unten durch in b-Achsenrichtung orientierte Kupfer-Sauerstoff-Ketten abgeschlossen. Bei voller Sauerstoffstöchiometrie ( $\delta = 0$ ) hat YBCO eine orthorhombische Einheitszelle mit den Gitterkonstanten  $a = 0.382 \text{ nm}$ ,  $b = 0.389 \text{ nm}$  und  $c = 1.168 \text{ nm}$ . Mit abnehmendem Sauerstoffgehalt bleiben immer mehr Sauerstoffplätze in den Ketten unbesetzt.  $T_C$  nimmt dabei nach einem anfänglichen Anstieg und einem Maximum bei einer Dotierung von  $\delta \approx 0.1$  deutlich ab. Oberhalb von  $\delta \approx 0.6$  ist

keine Supraleitung mehr feststellbar [28]. In diesem Bereich des Sauerstoffgehalts ist das Material ein antiferromagnetischer Isolator. Durch die abnehmende Besetzung der Sauerstoffplätze in den Ketten geht die orthorhombische Kristallstruktur bei der Sauerstoffentladung in eine tetragonale Kristallstruktur über. Der Sauerstoffgehalt beeinflusst ebenfalls stark den Gitterparameter der c-Achse, der sich mit wachsendem Defizit von etwa 1.168 nm ( $\delta \approx 0$ ) auf 1.182 nm ( $\delta \approx 1$ ) vergrößert [29]. Der Ladungstransport findet primär in den  $\text{CuO}_2$ -Ebenen statt. Dies führt zu einer starken Anisotropie der Transporteigenschaften zwischen Richtungen innerhalb der ab-Ebenen und der c-Achsenrichtung [22]. Zu einem gewissen Anteil sind in YBCO auch die CuO-Ketten am Ladungstransport beteiligt. Dies führt zu einer leichten Anisotropie in den Transporteigenschaften von a- und b-Achsenrichtung [30, 31].

Auf Grund der Schichtstruktur werden bevorzugt texturierte Ausgangsformen von YBCO für die Anwendung eingesetzt. So werden Materialien mit niedrigen HF-Verlusten in Form von epitaktisch gewachsenen Dünnschichten großflächig hergestellt. Während des epitaktischen Wachstums wird die kristalline Ordnung des dielektrischen Substrats der aufwachsenden Schicht vorgegeben. Das größte Anwendungspotential haben YBCO-Dünnschichten, die eine Ausrichtung der  $\text{CuO}_2$ -Ebenen parallel zur Schichtoberfläche aufweisen, d. h. deren c-Achse senkrecht zur Schicht orientiert ist. Neben der hohen Anwendungsrelevanz liegt die besondere Herausforderung epitaktischer Dünnschichten in materialwissenschaftlicher Hinsicht. So ist für die großflächige Beherrschung der Materialeigenschaften die Entwicklung zerstörungsfreier Meßmethoden für anwendungsrelevante Materialkenngrößen, insbesondere  $R_s$ , notwendig. Gleichzeitig ist der Bezug dieser Parameter zu ergänzenden Materialcharakterisierungen und eine materialphysikalische Parametrisierung von Interesse.

Bei der Herstellung epitaktischer YBCO-Dünnschichten ergeben sich eine Reihe von Randbedingungen, die sich insbesondere bei der Wahl des Substratmaterials [32] und der Prozeßparameter [33] stellen. So muß das Substrat selbst von hoher einkristalliner Qualität sein und seine Gitterdimensionen an der Oberfläche müssen der Kristallstruktur von YBCO angepaßt sein. Zusätzlich muß eine chemische Wechselwirkung zwischen Schicht und Substrat unterbunden werden. Ebenso wichtig ist auch eine Anpassung der thermischen Ausdehnungsparameter zwischen Substrat und Schicht, damit thermische Spannungen beim Abkühlen nach dem Abscheideprozeß nicht zur Rißbildung in der Schicht führen. Für die Anwendung in HF-Bauteilen müssen die dielektrischen Eigenschaften des Substrats berücksichtigt werden, wobei auf möglichst geringe dielektrische Verluste sowie für akzeptable Fertigungstoleranzen auf eine moderate Permittivität zu achten ist. Günstig sind ferner eine gute Wärmeleitfähigkeit des Substrats zur Unterstützung der Kühlung sowie eine ausreichende mechanische Stabilität. Schließlich ist für eine kommerzielle Anwendung auch der Preis und die Verfügbarkeit ein entscheidendes Kriterium. Hauptvertreter der für HF-Anwendungen eingesetzten, kommerziell erhältlichen Substratmaterialien sind das Perowskit  $\text{LaAlO}_3$  sowie die Oxide  $\text{MgO}$  und  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (Saphir).

Für den eigentlichen Depositionsprozeß wurden eine Reihe von Verfahren weiterentwickelt, die vielfach die Methoden für die Schichtherstellung von konventionellen Supraleitern zum Vorbild hatten. Die Mehrzahl der Verfahren läßt sich dabei in die Klasse der

PVD-Verfahren (PVD = Physical Vapour Deposition) einordnen, bei denen die abzuscheidenden Konstituenten aus der Dampfphase auf das Substrat aufgebracht werden. Neben den individuellen Eigenschaften jedes Verfahren gibt es für den Beschichtungsprozeß von YBCO eine Reihe von gemeinsamen Schwierigkeiten, die sich nachhaltig auf die Qualität der Materialien auswirken können. Ein wichtiger Punkt dabei ist die im Vergleich zu konventionellen Supraleitern hohe Zahl metallischer Konstituenten (Y, Ba und Cu für YBCO), die im richtigen stöchiometrischen Verhältnis auf dem Substrat abgeschieden werden müssen. Eine weitere Schwierigkeit liegt darin, daß das sehr reaktive Element Sauerstoff zusätzlich zugeführt werden muß, obgleich die PVD-Methoden Vakuumbedingungen erfordern.

Die derzeit angewandten Verfahren bedienen sich in der Regel des sogenannten direkten Wachstums. In der ersten Stufe dieses PVD-Verfahrens wächst dabei das Material bereits epitaktisch auf. Dem aufwachsenden Material muß hierzu bereits Sauerstoff angeboten werden, weshalb derartige Verfahren oft als reaktiv bezeichnet werden. Angestrebt wird zunächst die tetragonale YBCO-Phase ( $\delta \approx 1$ ). Beschichtungstemperatur und Sauerstoff-Partialdruck orientieren sich an der Stabilitätslinie dieser Phase im Phasendiagramm. Entsprechend den vertretbaren Sauerstoff-Partialdrücken (ca.  $10^{-2}$  mbar) liegt die Beschichtungstemperatur in den unterschiedlichen Verfahren etwa zwischen  $600^\circ\text{C}$  und  $800^\circ\text{C}$ . Die hohen Temperaturen und die reaktive Atmosphäre verlangen eine Reihe von experimentellen Vorkehrungen, um eine Störung der Depositionsbedingungen durch Oxidation der Targets oder der Diagnostik zu vermeiden. Im zweiten Schritt der Methode erfolgt eine zusätzliche Sauerstoffbeladung zur Einstellung der supraleitenden Phase. Hierzu wird die Schicht in Sauerstoff getempert. Eine direktes Aufwachsen der orthorhombische Phase ist nicht möglich, da der notwendige Sauerstoff-Partialdruck (typ. ca.  $10^4$  bar [34]) die Anwendung der PVD-Verfahren unmöglich macht. Die durch den orthorhombischen Phasenübergang hervorgerufene Verspannung der Schicht relaxiert in Form von Zwillingsbildung in der ab-Ebene. Die Herstellung hochwertiger epitaktischer YBCO-Dünnschichten stellt eine physikalische, materialwissenschaftliche und technologische Herausforderung dar.

### 3.2 Materialauswahl für die Untersuchung

Die kommerzielle Nutzung von HTSL-Materialien in der HF-Technik setzt die Bereitstellung großflächiger HTSL-Wafer mit einem Durchmesser von einigen Zoll (typisch 3 Zoll = 76 mm) voraus, die in ihren physikalischen Eigenschaften, insbesondere in ihrem Oberflächenwiderstand, lateral homogen sind. Eine Reihe von Komponenten, die auf der Streifenleitertechnik beruhen, erfordern darüber hinaus eine doppelseitige Beschichtung des Substrats. Im Zentrum dieser Arbeit wurden großflächige c-achsenorientierte YBCO-Dünnschichten auf ihre räumliche Homogenität von  $R_s$  untersucht. Die doppelseitigen Wafer wurden auf Saphirsubstraten zum einen mittels IZM-Sputtern (IZM: Invertiertes Zylinder Magnetron) am Institut für Nukleare Festkörperphysik des Forschungszentrum Karlsruhe [33] zum anderen durch gepulste Laserdeposition an der Universität Leipzig [35] hergestellt. Die Proben sind im Rahmen einer Prozeßoptimierung der Herstellungsverfahren entstanden und

reflektieren die in einer möglichen Serienfertigung auftretenden Fragestellungen für die Materialherstellung. Das entstehende Gesamtbild wird durch Meßergebnisse an Einzelproben abgerundet, die mittels thermischer Co-Evaporation [36] hergestellt wurden. Als alternatives Substratmaterial wurde  $\text{LaAlO}_3$  auf der Basis von zwei einseitig beschichteten Proben mit einem Durchmesser von 40 mm untersucht. Im folgenden werden einige besondere Einzelheiten zu der Substratwahl und zu den ersten beiden Herstellungsverfahren erläutert.

#### Substratwahl

Eines der wichtigsten Substratmaterialien für die Anwendung in der HF-Technik ist Saphir (einkristallines  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ). Er zeichnet sich in erster Linie durch seine dielektrischen Eigenschaften, insbesondere durch seine sehr geringen dielektrischen Verluste, aus. Eine umfassende Darstellung der dielektrischen Eigenschaften von Saphir im Mikrowellen und Millimeterwellenbereich ist in den Arbeiten von Heidinger und Link [37, 38, 39] gegeben. In technischer Hinsicht weist Saphir weiterhin eine hohe mechanische Festigkeit und eine für oxidische Keramik hohe Wärmeleitfähigkeit auf. Saphirsubstrate sind verhältnismäßig kostengünstig und in ausreichend großen Abmessungen kommerziell verfügbar. Ein weiterer Vorteil ist seine enge Verwandtschaft mit der  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Keramik, die in der Mikroelektronik häufig als Substrat eingesetzt wird.

Die hexagonale Kristallstruktur von Saphir scheint das epitaktische Wachstum des orthorhombischen YBCO auszuschließen. Durch die Wahl der  $(\bar{1}102)$ -Kristallebene als Substratebene, die auch als r-Ebene bezeichnet wird, ist die Epitaxie jedoch grundsätzlich möglich. Die nahezu quadratische Anordnung der Aluminium und Sauerstoffatome in dieser Ebene weist lediglich eine mittlere Gitterfehlانpassung von etwa 10% zu YBCO auf [40]. Die direkte Beschichtung von Saphir erwies sich dennoch als wenig erfolgversprechend insbesondere auf Grund einer chemischen Wechselwirkung zwischen Substrat und Schicht [41]. Deshalb wird eine dünne, ebenfalls epitaktisch gewachsenen Pufferschicht zwischen Substrat und YBCO-Schicht eingeführt, wobei als Puffermaterial häufig das kubische  $\text{CeO}_2$  (Gitterparameter: 0.39 nm) eingesetzt wird. Die Pufferschicht verbessert die Strukturanpassung von Substrat und Schicht und dient als chemische Barriere. Die in dieser Arbeit untersuchten YBCO-Schichten besitzen eine  $\text{CeO}_2$ -Pufferschicht, die zwischen 5 nm und 10 nm dick ist.

Ein alternatives Substratmaterial für YBCO-Wafer, die auf HF-Anwendungen ausgerichtet sind, ist Lanthanaluminat ( $\text{LaAlO}_3$ ), dessen perowskitartige Kristallstruktur mit einem Gitterparameter von 0.379 nm eine sehr gute Gitteranpassung besitzt. Weiterhin ist der thermische Ausdehnungskoeffizient von  $\text{LaAlO}_3$  mit einem Wert von  $1.0 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$  im Vergleich zu Saphir (ca.  $0.8 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ ) besser an den Wert von YBCO ( $1.1 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ ) angepaßt [32]. Problematisch in diesem Material ist jedoch ein struktureller Phasenübergang bei einer Temperatur von etwa  $544^\circ\text{C}$ , bei dem die bei Raumtemperatur vorliegende rhomboedrisch verzerrte Kristallstruktur in die eigentliche kubische Kristallstruktur des Perowskit übergeht [42]. Dieser Phasenübergang ist mit einer starken Zwillingsbildung verbunden, die die Oberflächenrauheit des Substrates deutlich erhöht und die mechanische Festigkeit des

Materials verringert. Die dielektrischen Verluste von  $\text{LaAlO}_3$  sind grundsätzlich für den Einsatz in der HF-Technik ausreichend gering, zeigen jedoch eine deutliche Abhängigkeit von der Probenqualität [43, 44]. Die Permittivität ist dagegen mit einem Wert von  $\epsilon_r \approx 24$  verhältnismäßig groß und zeigt eine Anisotropie, die in ihrer Komplexität der Richtungsabhängigkeit über die gängige Doppelbrechung etwa von Saphir hinausgeht und ebenfalls mit der Zwillingsbildung korreliert werden kann [44]. Großflächige  $\text{LaAlO}_3$ -Substrate sind grundsätzlich kommerziell verfügbar, jedoch im Vergleich zu Saphir verhältnismäßig teuer.

Die dielektrischen Eigenschaften der Substratmaterialien sind entsprechend den Bemerkungen zum Schichtdickeneffekt auch für die Bestimmung des Oberflächenwiderstandes der Schicht wichtig (vgl. Abschnitt 2.1.3). Da die in dieser Arbeit untersuchten Mehrlagensysteme entweder durch die rückseitige Schicht eines doppelseitigen Wafers oder durch den metallischen Probenhalter leitfähig abgeschlossen sind, müssen die Substratdicken auf resonante Dicke entsprechend einem ganzzahligen Vielfachen der halben Wellenlänge im Substrat überprüft werden. Für die in dieser Arbeit verwendeten Frequenzen im Bereich von 145 GHz ergeben sich für Saphir mit  $\epsilon_{r,\perp} = 9.4$  senkrecht ( $\epsilon_{r,\parallel} = 1.6$  parallel) zur optischen Achse resonante Dicken als Vielfache von  $337 \mu\text{m}$  ( $303 \mu\text{m}$ ) und für  $\text{LaAlO}_3$  mit  $\epsilon_r = 24$  als Vielfache von  $211 \mu\text{m}$ . Die Substratdicken der untersuchten Wafer mit  $430 \mu\text{m}$  für Saphir und  $500 \mu\text{m}$  für  $\text{LaAlO}_3$  sind somit nichtresonant.

#### Schichtherstellung mittels IZM-Sputtern

Im Sputterprozeß werden beschleunigte Ionen, häufig  $\text{Ar}^+$ , dazu verwendet, die Atome aus einem Target zu lösen, die sich dann auf dem Substrat abscheiden. In der für das IZM-Sputtern verwendeten Anlage (vgl. Bild 3-2) wird eine spezielle Anordnung des Substrats relativ zum Target verwendet, die problematische Rücksputtereffekte verhindert. Diese kommen durch das Bombardement der aufwachsenden Schicht durch negativ geladenen Ionen ( $\text{O}^-$ ,  $\text{O}_2^-$ ,  $\text{BaO}^-$ ) im beschleunigenden Feld zustande und können zu einer Degradation der Schicht führen. Die gewählte Anordnung zeichnet sich dadurch aus, daß sie zusätzlich den Rücksputtereffekt innerhalb des zylinderförmigen Targets ausnutzt, um die Depositionsrate zu erhöhen. Das Substrat wird in einem Strahlungshohlraum möglichst konstant und homogen auf der Beschichtungstemperatur gehalten. Als Sputtergas wird ein Gemisch aus Argon und Sauerstoff verwendet. Der Sauerstoff-Partialdruck und die Beschichtungstemperatur richten sich nach dem Stabilitätsdiagramm für die tetragonale YBCO-Phase [45]. Durch eine symmetrische Anordnung von zwei Sputterquellen ist eine simultane Beschichtung beider Substratoberflächen möglich. Neben der Verringerung der Herstellungszeit dient dies der Symmetrisierung der Beschichtungsbedingungen. Um großflächige Substrate möglichst homogen zu beschichten, wird der Wafer linear in x- und y-Richtung durch das Sputterplasma bewegt.

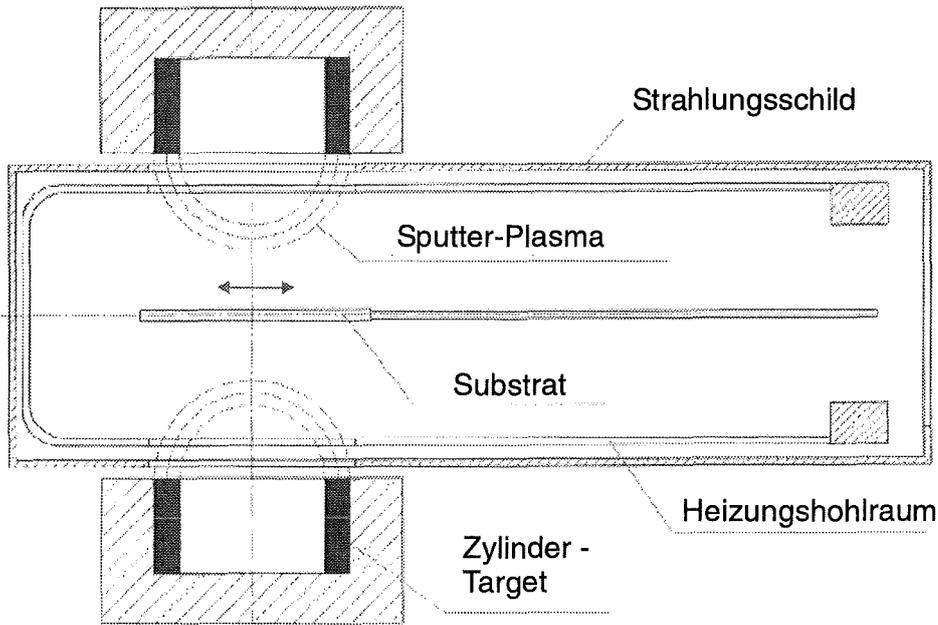


Bild 3-2 *Prinzipskizze der experimentellen Anordnung zum Invertierten-Zylinder-Magnetron (IZM) – Sputtern.*

#### Schichtherstellung über die gepulste Laserdeposition (PLD)

Die gepulste Laserdeposition stellt eine alternative Beschichtungsmethode für HTSL-Wafer innerhalb der Klasse der PVD-Verfahren dar. In Bild 3-3 ist das Prinzip der Laserdeposition dargestellt, wie sie in der Gruppe von M. Lorenz an der Universität Leipzig verwendet wird [35]. Mit einem energiereichen Laserpuls eines Excimer-Laser ( $\lambda = 248 \text{ nm}$ , Pulsenergie  $\approx 1.2 \text{ J}$ ) wird das Target an der Oberfläche verdampft und die Atome in der sich explosionsartig ausbreitenden Plasmawolke zum Substrat transportiert. Das Substrat befindet sich dabei in einem Abstand von etwa 100 mm zum Target und ist bezüglich der Position des auftreffenden Laserstrahles um etwa 30 mm versetzt. Es wird von oben und von den Seiten über Wärmestrahlung möglichst homogen beheizt und die Substrattemperatur wird über ein Pyrometer kontrolliert. Durch eine Rotation des Substrats um sein Zentrum wird zu einer Homogenisierung der Beschichtung beigetragen. Die beidseitigen Schichten werden in zwei aufeinanderfolgenden Beschichtungsläufen hergestellt. Dabei ist bei der Beschichtung der zweiten Seite der erste Film direkt der Wärmestrahlung der Heizer ausgesetzt. Die gepulste Laserdeposition zeichnet sich durch ihre hohe Flexibilität, vor allem jedoch durch ihre hohe Depositionsraten aus.

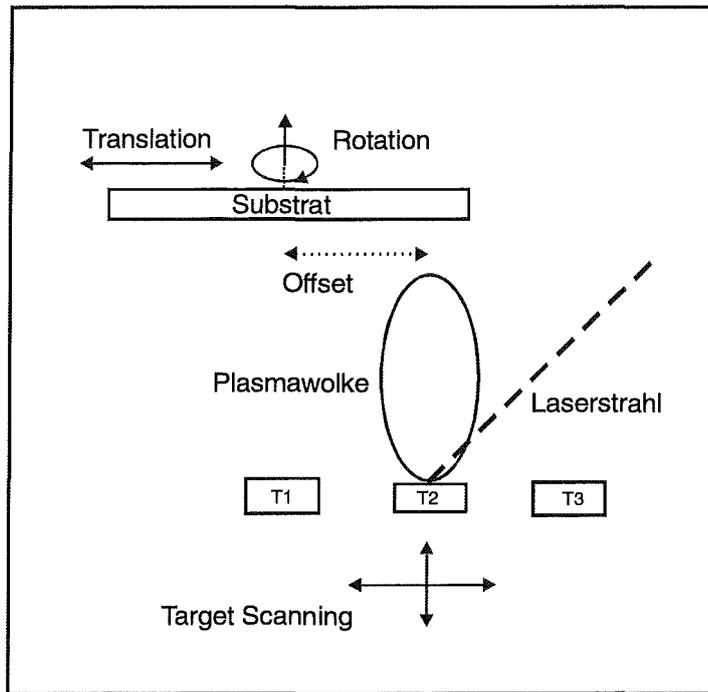


Bild 3-3 *Prinzipskizze der Anordnung zur gepulsten Laserdeposition (PLD).*

# 4 Grundlagen zur quantitativen und orts aufgelösten Bestimmung der Oberflächenimpedanz mit offenen Resonatoren

## 4.1 Resonatortheorie

### 4.1.1 Klassifizierung des verwendeten Resonatortyps

Im Zuge der Untersuchung der räumlichen Homogenität der HF-Verluste von supraleitenden Materialien wird in dieser Arbeit erstmals temperaturkontrolliert die zerstörungsfreie und berührungslose Bestimmung orts aufgelöster Absolutwerte von  $R_S$  durch den Einsatz von offenen Resonatoren realisiert. Offene Resonatoren werden häufig auch als Fabry-Perot Resonatoren bezeichnet, wodurch ihre Verwandtschaft mit der aus der Optik bekannten Fabry-Perot Anordnung zweier ebener Spiegelflächen unterstrichen wird [46]. Zwischen den Spiegeln bilden sich stehende Wellen als resonante HF-Felder (Moden) aus. Die Konfigurationen der Spiegel können so gewählt werden, daß die Feldverteilung ausschließlich durch die Spiegelmaterialien und eventuell eingebrachte Dielektrika bestimmt sind, obwohl keine leitfähigen Seitenwände existieren. Die geometrischen Abmessungen sind groß im Vergleich zur Wellenlänge gewählt, so daß eine optische Beschreibung des Resonators möglich wird. Offene Resonatoren werden auch als quasi-optische Systeme bezeichnet. Als Multipass-System erlaubt der Resonator über die vielfache Wechselwirkung des HF-Signals mit dem zu untersuchenden Material die Bestimmung sehr geringer Verluste. Die quasi-optische Natur des Resonators ist die Basis für die Ausbildung eines Signalfokus, der die orts aufgelösten Messungen ermöglicht, wobei mindestens ein Spiegel gekrümmt sein muß.

Die Verwendung von offenen Resonatoren bietet sich insbesondere für Untersuchungen im Frequenzbereich der Millimeterwellen zwischen 30 und 300 GHz an. Damit ist es mit dieser Resonatorform möglich, den Frequenzbereich zwischen dem klassischen Mikrowellenbereich (1 – 30 GHz), in dem meist geschlossene Resonatoren verwendet werden, und dem Bereich der Submillimeterwellen-Spektroskopie (SMMS), in dem vor allem Transmissions- und Reflektionsmessungen durchgeführt werden, zu überbrücken. Die vorliegende Arbeit konzentriert sich auf Frequenzen im Bereich von 145 GHz, was einer Vakuumwellenlänge ( $\lambda_0$ ) von etwa 2 mm entspricht. Hiermit ist eine für gute Ortsauflösung günstige Wellenlänge gegeben, ohne daß man sich in der Frequenzskala zu weit von dem primären Anwendungsbereich der HTSL-Materialien bei Mikrowellenfrequenzen entfernt.

Die Bestimmung der Oberflächenimpedanz mit offenen Resonatoren setzt die Untersuchung der Resonatorcharakteristik sowohl im Rahmen einer theoretischen Beschreibung des Resonators als auch durch experimentelle Studien voraus. Ziel der Resonatortheorie ist dabei sowohl die Bestimmung von Resonanzfrequenzen, bei denen sich Resonanzen ausbilden, als auch die Beschreibung der Feldkonfiguration für die stabilen Moden des Resonators. Problematisch ist dabei insbesondere, daß die exakte elektromagnetische Beschreibung nicht wie im Hohlraumresonator von einem endlichen Volumen ausgehen kann, sondern auf Grund der offenen Struktur den kompletten Freiraum

berücksichtigen muß. Die Literatur kennt verschiedene Ansätze zur Beschreibung des Modenspektrums offener Resonatoren. Die quasi-optische Natur der Spiegelsysteme wird insbesondere in der von Boyd und Gordon beschriebenen Methode der Überlagerung Huygensscher Elementarwellen [47] deutlich, die zu einer Formulierung des Modenspektrums mit sphäroidischen Funktionen führt. Eine exakte, gleichzeitig jedoch auch sehr abstrakte Beschreibung stellt die Theorie des komplexen Quellpunktes (CSP-Theorie, CSP = complex source point) dar, die ausführlich in den Arbeiten von Cullen und Yu [48] sowie Luk und Yu [49] beschrieben wurde. Die anschaulichste Beschreibung ist jedoch mit Hilfe der Theorie der Gaußschen Wellenstrahlen möglich [siehe z.B. [50]], die sich aus der Beschreibung mit sphäroidischen Funktionen als asymptotische Lösung im Grenzfall großer Spiegelabstände ( $L \gg \lambda_0$ ) ergeben. Da diese Näherung in der experimentellen Realisation erfüllt ist, wird im folgenden diese Beschreibung verwendet. Im Fall nennenswerter Abweichungen wird die Beschreibung durch die Ergebnisse der exakten CSP-Theorie ergänzt.

#### 4.1.2 Beschreibung des Modenspektrums mit den Begriffen Gaußscher Wellenstrahlen

In der skalaren Theorie der Gaußschen Wellenstrahlen ergeben sich die Moden eines offenen Resonators mit beliebigen Krümmungsradien der Spiegel als konstruktive Überlagerung hinlaufender und rücklaufender Gaußscher Wellenstrahlen. Im Rahmen dieser Theorie gelingt es, sowohl für die Feldverteilung als auch für die Resonanzfrequenzen des Resonators analytische Ausdrücke anzugeben. Die Ergebnisse sind dabei quantitativ in guter Übereinstimmung mit der exakten CSP-Theorie.

Als Lösungsansatz wird eine transversale, linear polarisierte Welle angenommen, deren komplexe Amplitude vom Ort  $\mathbf{x}$  abhängt und durch die Strukturfunktion  $\Psi$  charakterisiert ist [51]:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{x}) &= E_x(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{e}_x, & \mathbf{H}(\mathbf{x}) &= \frac{E_x(\mathbf{x})}{Z_0} \mathbf{e}_y \\ E_x(\mathbf{x}) &= E_0 \cdot \Psi(x, y, z) \cdot \exp[-ikz] \end{aligned} \quad \text{G 4-1}$$

Dieser Ansatz muß die Helmholtzsche Wellengleichung erfüllen, aus der die folgende Gleichung für  $\Psi$  resultiert:

$$\Delta\Psi - 2ik \frac{\partial\Psi}{\partial z} = 0 \quad \text{G 4-2}$$

Der Ansatz G 4-1 impliziert, daß die wesentliche Abhängigkeit der Felder in Ausbreitungsrichtung (z-Richtung) im harmonischen Term erfaßt sind und  $\Psi$  deshalb nur schwach von z abhängig ist. Dies rechtfertigt die Näherung  $|\partial^2\Psi/\partial z^2| \ll |2k \cdot \partial\Psi/\partial z|$ , wodurch sich G 4-2 auf eine Differentialgleichung reduziert, die formal identisch ist mit der zweidimensionalen Schrödingergleichung. Als Lösung für die Feldstärken ergeben sich die Gaußschen Wellenstrahlen:

$$E_x(r, \varphi, z) = E_0 \cdot A_{m,p}(r, \varphi, z) \cdot \exp\left[-\frac{r^2}{w^2}\right] \cdot \exp\left[-i(kz - \Phi) - i\frac{kr^2}{2R}\right] \quad G\ 4-3$$

$$A_{m,p}(r, \varphi, z) = \frac{w_0}{w} \left(\frac{r}{w}\right)^m L_p^m\left(\frac{2r^2}{w^2}\right) \cdot \cos(m\varphi)$$

Die Indizes  $m$  und  $p$  bezeichnen die azimuthale und radiale Ordnung des Wellenstrahltyps . Mit  $L_p^m$  wird hierbei das zugeordnete Laguerresche Polynom bezeichnet [52] und  $w$ ,  $R$  und  $\Phi$  sind Funktionen von  $z$  entsprechend:

$$w^2 = w_0^2 \left(1 + \left(\frac{2z}{kw_0^2}\right)^2\right) \quad G\ 4-4\ a$$

$$R = z \left(1 + \left(\frac{kw_0^2}{2z}\right)^2\right) \quad G\ 4-4\ b$$

$$\Phi = (m + 2p + 1) \cdot \arctan\left(\frac{2z}{kw_0^2}\right) \quad G\ 4-4\ c$$

Die Struktur der Lösung und ihre Bedeutung für die Eigenmoden offener Resonatoren soll im folgenden anhand der Gaußschen Grundmode ( $p = m = 0$ ) diskutiert werden. Für die Feldstärke ergibt sich:

$$E_x(r, \varphi, z) = E_x(r, z) = E_0 \cdot \frac{w_0}{w(z)} \cdot \exp\left[-\frac{r^2}{w(z)^2}\right] \cdot \exp\left[-i\left(kz + \frac{kr^2}{2R(z)} - \arctan\left(\frac{2z}{kw_0^2}\right)\right)\right] \quad G\ 4-5$$

Der Feldverlauf der Grundmode ist in Bild 4-1a entsprechend der  $z$ -Abhängigkeit und in Bild 4-1b entsprechend der radialen Abhängigkeit aufgetragen. Der Gaußsche Term, aus dem sich der Namen dieses Wellentyps ableitet, sorgt für ein sehr schnelles Abklingen der Feldstärke in radialer Richtung. Im Abstand  $w(z)$  ist die Feldstärke auf  $1/e$  ihres Wertes bei  $r=0$  abgeklungen,  $w(z)$  wird deshalb als Strahlradius bezeichnet. Für  $z = 0$  nimmt der Strahlradius seinen minimalen Wert  $w_0$  an. Dort sind die Flächen gleicher Phase (Phasenfronten) eben. Entlang der Resonatorachse krümmen sich die Phasenfronten rotationsparabelförmig. Für kleine Abstände von der Strahlachse können die Phasenfronten als Kugelflächen mit dem Krümmungsradius  $R(z)$  approximiert werden.

Zwischen den Spiegeln eines offenen Resonator sind derartige Moden dann ausbreitungsfähig, wenn die durch die Spiegelform definierten Äquipotentialflächen mit den Phasenfronten der Wellen übereinstimmen. Theoretisch sind dazu unendlich große Spiegel notwendig, die exakt das Rotationsparaboloid beschreiben. Durch den schnellen radialen Abfall der Feldamplitude können jedoch auch sphärisch geformte Spiegel verwendet werden, die gegenüber dem Strahlradius groß sind. Geht man von einem Spiegelsystem aus, in dem sich zwei sphärische Spiegel unterschiedlicher Krümmungsradien  $R_1$  und  $R_2$  im

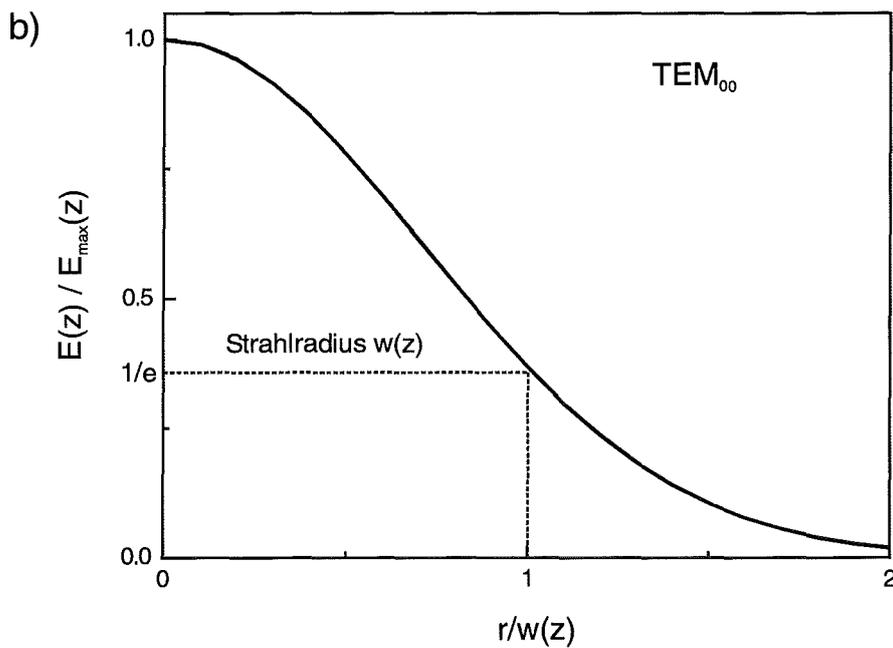
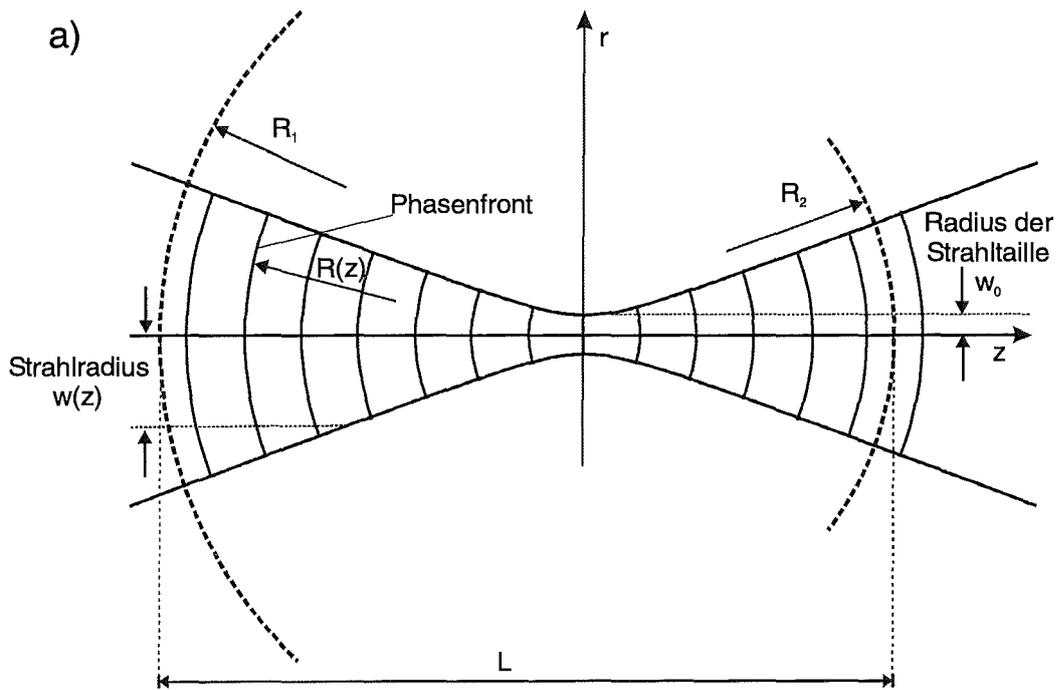


Bild 4-1 *Feldverteilung des Gaußschen TEM<sub>00</sub>-Wellenstrahls entlang der Ausbreitungsrichtung (z-Richtung) (a) und in radialer Richtung (b).*

Mittelpunktsabstand  $L$  gegenüberstehen (vgl. Bild 4-1a), muß folgendes Gleichungssystem erfüllt werden [53]:

$$\begin{aligned} R(z_1) &= R_1 \\ R(z_2) &= R_2 \\ L &= z_1 + z_2 \end{aligned}$$

G 4-6

Mit Hilfe der Ausdrücke G 4–4 findet man folgende Bedingungsgleichung für den Strahltaillenparameter  $w_0$ :

$$w_0^4 = \left(\frac{2}{k}\right)^2 \cdot 4L^2 \cdot \frac{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}{(g_1 + g_2 - 2g_1 g_2)^2}; \quad g_i = 1 - \frac{L}{R_i} \quad \text{G 4-7}$$

wobei in dieser Schreibweise die Geometrieparameter  $g_i$  eingeführt wurden. Diese Gleichung definiert die notwendige Bedingung an den Strahltaillenparameter, um ausbreitungsfähige Lösungen der Form G 4–3 zwischen den Spiegeln zu erhalten. Für die Eigenlösungen des Resonators muß weiterhin gefordert werden, daß sich die Feldverteilungen auf den Spiegeln nach einem Durchlauf der Welle bis auf eine geringfügige Amplitudenmodifikation durch Reflexionsverluste reproduziert [47]. Dem gleichgestellt ist die Forderung, daß sich die Phase der Welle (vgl. G 4–3) nach einem Durchlauf um ein ganzzahliges Vielfaches von  $2\pi$  ändert:

$$2 \cdot \left\{ k \cdot L - (2 \cdot p + m + 1) \left[ \arctan\left(\frac{2 \cdot z_1}{kw_0^2}\right) + \arctan\left(\frac{2 \cdot z_2}{kw_0^2}\right) \right] \right\} = 2q \cdot \pi, \quad q = 1, 2, \dots \quad \text{G 4-8}$$

Der Modenindex  $q$  bezeichnet dabei die Anzahl der halben Wellenlängen im Resonator. Unter Verwendung der Bedingungsgleichung für  $w_0$  (G 4–7) ergibt sich für die Resonanzfrequenzen  $\nu_{pmq}$  der Ausdruck:

$$\nu_{pmq} = \frac{c}{2L} \cdot \left[ q + \frac{1}{\pi} (2p + m + 1) \arccos(\sqrt{g_1 g_2}) \right] \quad \text{G 4-9}$$

Aus den Gleichungen G 4–7 und G 4–9 ist zu ersehen, daß sich reelle Lösungen für  $w_0$  und  $\nu_{pmq}$  nur ergeben für den Fall:

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1 \quad \text{G 4-10}$$

Diese Relation formuliert eine grundsätzliche Bedingung für die Existenz stabiler Moden. Physikalisch bedeutet dies, daß sich bei endlichen Spiegeldurchmessern für Resonatorgeometrien außerhalb des durch die Relation G 4–10 definierten Gebietes sehr große Abstrahlverluste ergeben. Die stabilen Spiegelkonfigurationen werden in verschiedene Klassen entsprechend ihrer Geometrie eingestuft. So bezeichnet man offene Resonatoren als konfokal ( $R_1 = R_2 = L$ ), sphärisch ( $R_1 = R_2 = L/2$ ), semikonfokal ( $R_1 = 2L, R_2 = \infty$ ) oder hemisphärisch ( $R_1 = L; R_2 = \infty$ ). Mit Ausnahme des semikonfokalen Resonators befinden sich diese Resonatortypen genau auf dem Rand des stabilen Gebiet. In der Praxis werden die Spiegelkonfigurationen deshalb immer etwas in das stabile Gebiet verschoben.

Zusammenfassend lassen sich die Lösungen der offenen Resonatoren als gaußförmige, transversal elektromagnetische und linear polarisierte Moden beschreiben, die im folgenden als  $TEM_{pmq}$ -Moden bezeichnet werden. Die elektrische und magnetische Feldverteilung ist durch eine Komponente ( $E_x$ ) spezifiziert, weshalb diese Theorie auch als Skalarfeldtheorie bezeichnet wird. Das wesentliche Ergebnis der CSP-Theorie, die eine vektorfeldtheoretische Beschreibung zur Verfügung stellt, ist die Ergänzung sehr schwacher zusätzlicher Feldkomponenten  $E_y$  und  $E_z$  bzw.  $H_x$  und  $H_z$ , die für den Fall  $kw_0 \gg 1$  als schwache

Störungen der linearen Polarisation und der transversal-elektromagnetischen Konfiguration aufgefaßt werden können [50]. Weiterhin ergibt sich eine Korrektur der Resonanzbedingung, die bezüglich der Resonanzfrequenz von der Größenordnung  $(kw_0)^{-6}$  ist [53]. Für die verwendeten Resonatoren mit  $kw_0 \approx 10$  ist die gewählte Beschreibung über Gaußsche Wellenstrahlen somit gerechtfertigt.

### 4.1.3 Der hemisphärische Resonator

Von den angesprochenen Resonatorformen findet in dieser Arbeit der hemisphärische Resonator Anwendung (vgl. Bild 4-2). Er besteht aus einem sphärischen Spiegel (Krümmungsradius  $R_1 = R$ ) und einem ebenen Spiegel ( $R_2 = \infty$ ). Die Spiegel stehen sich im Mittelpunktsabstand  $L$  gegenüber, wobei  $L$  etwas kleiner als  $R$  ist. Für die Geometrieparameter gilt demnach:

$$\begin{aligned} g_1 &= 1 - \frac{L}{R} \geq 0 \\ g_2 &\equiv 1 \end{aligned} \qquad \text{G 4-11}$$

Die Strahltaile mit Radius  $w_0$  befindet sich am ebenen Spiegel. Für die Strahlradien am sphärischen Spiegel  $w_{\text{sph}}$  und am ebenen Spiegel  $w_0$  ergibt sich

$$w_1 = w_{\text{sph}} = \sqrt{\frac{2}{k} R} \cdot \left( \frac{L}{R-L} \right)^{1/4} \qquad \text{G 4-12 (a)}$$

$$w_2 = w_0 = \sqrt{\frac{2}{k}} \cdot (L(R-L))^{1/4} \qquad \text{G 4-12 (b)}$$

Die Resonanzfrequenzen dieser Spiegelkonfiguration sind gegeben durch:

$$\nu_{\text{pmq}} = \frac{c}{2L} \cdot \left[ q + \frac{1}{\pi} (p + m + 1) \cdot \arccos \left( \sqrt{1 - \frac{L}{R}} \right) \right] \qquad \text{G 4-13}$$

Der hemisphärische Resonator stellt eine im Experiment sehr stabile Spiegelkonfiguration dar, die insbesondere verhältnismäßig unempfindlich gegen leichte Verkippungen der Spiegel ist [51]. Bislang wurde dieser Resonatortyp vor allem für die Untersuchung von Dielektrika im Millimeterwellenbereich eingesetzt [54, 55]. Vorteilhaft ist dabei vor allem die Aufnahme und Befestigung einer scheibenförmigen Probe auf dem ebenen Spiegel, wodurch gleichzeitig eine wohldefinierte Probenposition im HF-Feld sichergestellt ist. In dieser Arbeit wird neben der vorteilhaften Probenaufnahme des ebenfalls scheibenförmigen HTSL-Wafers die minimale Strahlweite des mm-Wellenfeldes an der Probe als Fokus für orts aufgelöste Messungen verwendet.

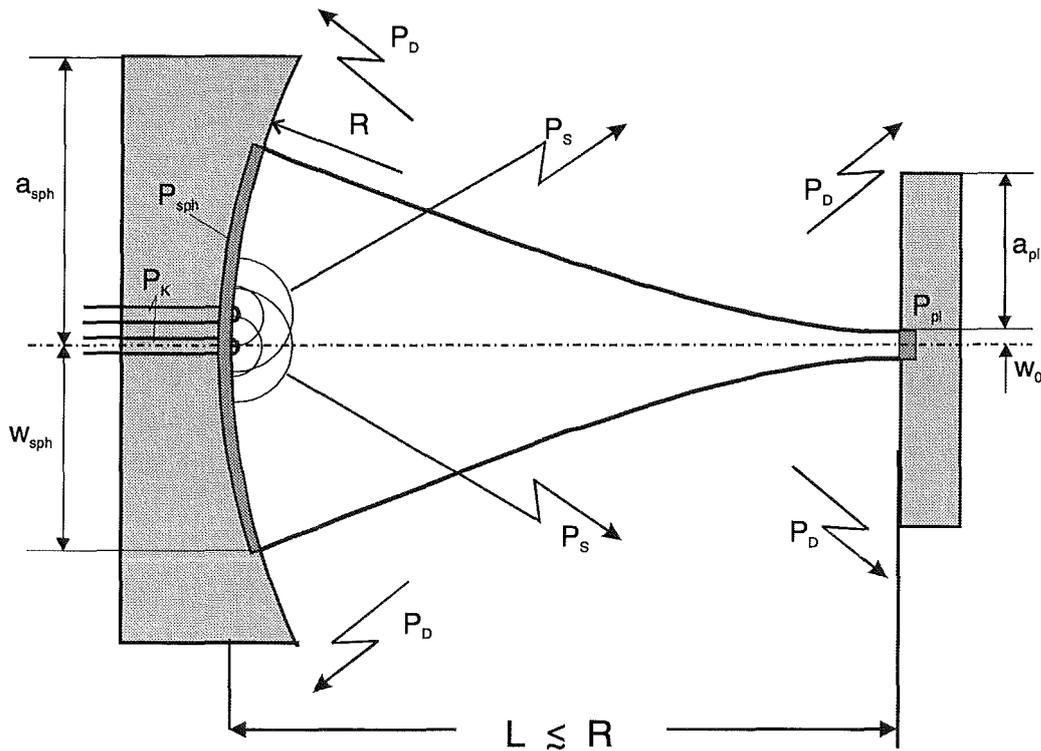


Bild 4-2: Geometrische Parameter und Verlustbeiträge in einem (quasi) hemisphärischen Resonator. Geometrische Richtdaten des verwendeten Spiegelsystems:  
 $R = 120 \text{ mm}$ ,  $L = 117.5 \text{ mm}$ ,  $a_{sph} = 50 \text{ mm}$ ,  $a_{pl} > 2w_0$ ,  $w_0 = 3.3 \text{ mm}$ .

## 4.2 Bestimmung der Oberflächenimpedanz mit offenen Resonatoren

### 4.2.1 Meßgrößen des Resonators

Grundlage für die Bestimmung der Oberflächenimpedanz, die dem Experiment nur indirekt zugänglich ist, ist die Analyse der hochmodigen  $TEM_{00q}$ -Mode des hemisphärischen Resonators. Die interessierenden Meßgrößen dieser Mode sind die Resonanzfrequenz und die Güte  $Q$ , die sich aus der im Resonator gespeicherten Energie  $W$  und der Verlustleistung  $P$  ergibt:

$$Q = \frac{\omega_0 W}{P} \quad (\omega_0 = 2\pi\nu_0) \quad \text{G 4-14}$$

Die Resonanzfrequenz, die im folgenden mit  $\nu_0$  bezeichnet wird, ist entsprechend Gleichung G 4-13 durch den Spiegelabstand  $L$  und den Krümmungsradius  $R$  bestimmt. Experimentell ist somit bei Kenntnis von  $R$  eine sehr genau Bestimmung des Spiegelabstandes aus der gemessenen Resonanzfrequenz möglich. Änderungen im Spiegelabstand werden als Änderung der Resonanzfrequenz beobachtet. Diese Abhängigkeit bildet die Grundlage für die Messung von Änderungen der Eindringtiefe  $\Delta\lambda$  bzw. der Reaktanz  $\Delta X_S$ , wie sie von Komiyama et al. mit offenen Resonatoren experimentell realisiert wurde [56]. Hierzu muß jedoch sichergestellt werden, daß Änderungen  $\Delta\lambda$  klar zu identifizieren sind und nicht andere

Einflüsse auf den Spiegelabstand dominieren. Dies erfordert eine spezielle Systemkonzeption, die nicht mit dem orts aufgelösten Meßbetrieb von  $R_S$  in Einklang zu bringen ist. Deshalb mußte auf eine direkte Messung von  $\Delta\lambda$  verzichtet werden (vgl. Kap. 5.4). Diese Arbeit konzentriert sich auf die Bestimmung von  $R_S$  aus der Güte des Resonators. Hierbei geht insbesondere auch die Geometrie des Spiegelsystems ein, wobei neben den schon eingeführten Geometriegrößen Spiegelabstand  $L$  und Krümmungsradius  $R$  auch die Durchmesser der Spiegel, die Geometrie der Koppelapertur und die Geometrie der Probe zu berücksichtigen ist. Im folgenden sollen die einzelnen Einflußgrößen auf die Güte des Resonators und die Bestimmung von  $R_S$  genauer erläutert werden.

### 4.2.2 Verlustanteile in offenen Resonatoren

Die elektromagnetischen Verluste des Resonators werden in der Güte  $Q$  erfaßt. Die Gesamtverlustleistung  $P$  ergibt sich dabei als Summe von mehreren Anteilen  $P_i$  (vgl. Bild 4-2). Entsprechend der Definition von  $Q$  (vgl. G 4-14) läßt sich die inverse Gesamtgüte als Summe von Einzelgüten  $Q_i$  schreiben, die den einzelnen Verlustanteilen zugeordnet sind:

$$\frac{1}{Q} = \frac{\sum P_i}{\omega_0 W} = \sum \frac{1}{Q_i} \quad \text{G 4-15}$$

Die Güte des offenen Resonators ist grundsätzlich durch Reflexionsverluste an den Spiegeln begrenzt. Weitere Verlustanteile ergeben sich in diesem Resonatortyp durch Beugungsverluste an den Spiegelrändern sowie durch Koppel- und Streuverluste durch die Koppelapertur des Resonators. Grundsätzlich können weiterhin auch dielektrische Verluste innerhalb des Dielektrikums zwischen den Spiegeln auftreten. Diese werden im folgenden vernachlässigt, da der Meßbetrieb im Hochvakuum stattfindet

#### Reflexionsverluste

Die Reflexionsverluste am sphärischen und am ebenen Spiegel ( $P_{\text{sph}}$  und  $P_{\text{pl}}$ ) resultieren aus den ohmschen Verlusten infolge der Oberflächenwiderstände der Spiegel  $R_{\text{sph}}$  und  $R_{\text{pl}}$ . Die Reflexionsgüte  $Q_R$  ergibt sich zu:

$$Q_R = \frac{\omega_0 W}{P_{\text{sph}} + P_{\text{pl}}} = \frac{\omega_0 \frac{\epsilon_0}{2} \int_V E_t^2 dV}{\frac{1}{2} R_{\text{sph}} \int_{A(\text{sph})} H_t^2 dA + \frac{1}{2} R_{\text{pl}} \int_{A(\text{pl})} H_t^2 dA} \quad \text{G 4-16}$$

wobei  $A(\text{sph})$  und  $A(\text{pl})$  die Oberfläche des jeweiligen Spiegels bezeichnet. Die Form von Gleichung G 4-16 setzt voraus, daß die Oberflächenwiderstände räumlich homogen sind. Der Ausdruck bleibt jedoch auch im Fall inhomogener Oberflächenwiderstände gültig, wenn die Größen  $R_{\text{sph}}$  bzw.  $R_{\text{pl}}$  als Effektivwerte verstanden werden (vgl. Kap. 4.3). Sofern die Spiegel

groß gegenüber dem jeweiligen Strahlradius ist, können die Integrationsgrenzen radial nach Unendlich verschoben werden. Unter Verwendung der Feldstärken (vgl. G 4–5) ergibt sich:

$$Q_R = \Gamma \cdot \frac{1}{\frac{1}{2}(R_{\text{sph}} + R_{\text{pl}})}; \quad \Gamma = \frac{1}{4} \omega_0 \mu_0 L \quad \text{G 4-17}$$

Der Geometriefaktor  $\Gamma$  ist definiert entsprechend:

$$\Gamma := \frac{\omega_0 \frac{\epsilon_0}{2} \int_V E_t^2 dV}{\int_A H_t^2 dA} \quad \text{G 4-18}$$

wobei  $A$  die Gesamtfläche der Spiegel bezeichnet. Er quantifiziert den Einfluß der Feldkonfiguration und der Spiegelgeometrie auf die Reflexionsgüte. Für die verwendete Resonatorgeometrie (vgl. Bild 4-2) ergeben sich Werte im Bereich von 33.5 k $\Omega$ . Aus Gleichung G 4–17 ist zu erkennen, daß die Verlustleistung an den einzelnen Spiegeln für  $R_{\text{sph}} = R_{\text{pl}}$  identisch ist, obgleich die Strahlbreite am ebenen Spiegel sehr viel kleiner ist. Das Feld ist demnach am ebenen Spiegel wesentlich stärker. Für Kupfer ergibt sich eine Reflexionsgüte bei 295 K ( $R_S = 98 \text{ m}\Omega$ ) von  $Q_R \approx 350000$  und bei 77 K ( $R_S = 35 \text{ m}\Omega$ ) ein Wert von  $Q_R \approx 10^6$ . Die gemessenen Güten betragen dagegen  $Q(295\text{K}) \approx 230000$  bzw.  $Q(77\text{K}) \approx 400000$ , was deutlich den Einfluß weiterer Verlustbeiträge zeigt.

### Beugungsverluste

Die Moden des Resonators sind grundsätzlich über den gesamten Freiraum ausgedehnt und erfordern theoretisch unendlich große Spiegel. Bei Spiegeln mit endlichem Durchmesser tritt das Feld über den Spiegelrand und es kommt zu Beugungsverlusten  $P_D$ , die die Beugungsgüte  $Q_D$  definieren. In einer Reihe von Arbeiten werden Beugungsverluste in offenen Resonatoren in Bezug auf ihre fundamentale Bedeutung für die Existenz von stabilen Lösungen für das Eigenwertproblem des Resonators diskutiert. Für den Fall eines konfokalen Resonators erhält Slepian [57] unter Berücksichtigung der Feldverformung am Spiegelrand das folgende, mit numerischen Berechnungen von Fox und Li [58] übereinstimmende Resultat:

$$Q_D = \frac{\omega L}{c} \cdot \frac{p!(p+m)!}{2\pi \cdot (8\pi F)^{2p+m+1}} \cdot \exp(4\pi F) \quad \text{G 4-19}$$

Einer Argumentation von Boyd und Kogelnik folgend [59] kann der Ausdruck G 4–19 auch für nichtkonfokale Resonatoren verwendet werden, wenn die Fresnelzahl  $F$  der Spiegel verallgemeinert wird zu:

$$F = \frac{a^2}{\pi w^2} \quad \text{G 4-20}$$

Hierbei bezeichnet  $a$  den lateralen Radius des Spiegels und  $w$  den Strahlradius am Spiegel. Die Beugungsgüte am Spiegel  $i$  ( $Q_{Di}$ ) für die Grundmode ( $p = m = 0$ ) des hemisphärischen Resonator ergibt sich demnach zu:

$$Q_{Di} = \frac{\omega_0 L}{c} \cdot \frac{w_i^2}{16\pi a_i^2} \cdot \exp\left(4 \frac{a_i^2}{w_i^2}\right) \quad G 4-21$$

Die Beugungsverluste werden sehr stark durch die Geometrie des Resonators bestimmt. Sie sind insbesondere deshalb kritisch, da sich hohe Beugungsverluste bei einer instabilen Spiegelkonfiguration einstellen. Geometrieänderungen des Resonators, wie sie im folgenden für den ortsauflösenden Betrieb eines Resonators diskutiert werden, müssen demnach sehr kritisch auf diesen Aspekt untersucht werden.

### Koppel- und Streuverluste

Zur Ausbildung der Moden in einem Resonator muß eine Anregung durch ein von außen eingekoppeltes elektromagnetisches Signal entsprechender Frequenz erfolgen. Für den in dieser Arbeit in Transmission betriebenen Resonator erfolgt die Kopplung über zwei Koppellöcher im Zentrum des sphärischen Spiegels. Diese als longitudinal bezeichnete Kopplung wird sehr häufig bei offenen Resonatoren verwendet [46]. Alternativ findet auch die transversale Kopplung über einen dielektrischen Strahlteiler Verwendung [60]. Die longitudinale Kopplung führt bei offenen Resonatoren zu zwei unterschiedlichen Verlustbeiträgen. Zum einen sind dies die Koppelverluste  $P_K$  infolge der Leistungstransmission durch den Resonator. Zum anderen führen Streuprozesse an den Koppellöchern, die 'Fehlstellen' in der Äquipotentialfläche darstellen, zu Streuverlusten  $P_S$  infolge der offenen Struktur des Resonators. Die Koppelverluste können durch einen möglichst geringen Leistungsfluß niedrig gehalten werden, d.h. die Koppellöcher müssen möglichst klein sein. Allerdings muß das ausgekoppelte Signal noch meßbar sein, wodurch die Größe der Koppelapertur nach unten beschränkt ist.

Eine quantitative Abschätzung der Koppel- und Streugüte  $Q_K$  und  $Q_S$  ergibt sich aus der Beschreibung des Koppellochs als magnetischen Dipolstrahler [51, 53], wobei die Abschätzung um so besser wird, je kleiner der Lochdurchmesser  $d_K$  im Vergleich zur Wellenlänge ist. Für  $Q_S$  und  $Q_K$  gilt:

$$\frac{1}{Q_K} + \frac{1}{Q_S} = \frac{P_{rad}}{\omega W} \quad G 4-22$$

Hierbei stellt  $P_{rad}$  die vom Dipol abgestrahlte Leistung dar. Diese ergibt sich zu [61]:

$$P_{rad} = \frac{8}{27\pi} \cdot \left(\frac{d_K}{2}\right)^6 \cdot \left(\frac{2\pi\nu}{c}\right)^4 Z_0 H^2 \quad G 4-23$$

wobei  $H$  die magnetische Feldstärke am Ort des Dipols bezeichnet. Ein Teil dieser Leistung (etwa 50 %) wird in das Koppelloch gestrahlt. Das Koppelloch stellt dabei einen Wellenleiter

dar, dessen  $TE_{11}$ -Mode unterhalb der Grenzfrequenz betrieben wird. Die transmittierte Leistung wird über die Länge des Koppellochs  $h_K$  exponentiell gedämpft; für die Koppelgüte folgt:

$$\frac{1}{Q_K} = \frac{\frac{1}{2} P_{\text{rad}}}{\omega W} \exp(-2\alpha_{TE_{11}} h_K) \quad \text{G 4-24}$$

Die Dämpfungskonstante  $\alpha_{TE_{11}}$  ist gegeben durch:

$$\alpha_{TE_{11}} = \sqrt{\left(\frac{3.682}{d_K}\right)^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2} \quad \text{G 4-25}$$

Unter Verwendung von Gleichung G 4-23 und G 4-24 sowie der Feldstärke der  $TEM_{00q}$ -Mode am Ort des Koppellochs  $r_0$  (vgl. G 4-5) ergibt sich folgender Ausdruck für  $Q_K$ :

$$Q_K = \frac{27}{2\pi} \cdot \left(\frac{c}{v_0}\right)^3 \cdot \left(\frac{1}{d_K}\right)^6 \cdot L \cdot w_{\text{sph}}^2 \cdot \exp\left(\frac{2r_0^2}{w_{\text{sph}}^2}\right) \cdot \exp(2\alpha_{TE_{11}} h_K) \quad \text{G 4-26}$$

Für die Streugüte folgt damit:

$$Q_S = \frac{Q_K}{2 \exp(2\alpha_{TE_{11}} h_K) - 1} \quad \text{G 4-27}$$

Sowohl  $Q_K$  als auch  $Q_S$  sind stark von der Geometrie der Koppellöcher, insbesondere von deren Durchmesser, abhängig. Der effektive Durchmesser  $d_{\text{eff}}$  ist dabei abhängig von der Gestalt des Koppelloches. So ergibt sich für ein konisches Koppelloch [53]:

$$d_{\text{eff}} = \frac{d_1 - d_2}{\ln\left(\frac{d_1}{d_2}\right)} \quad \text{G 4-28}$$

wobei  $d_1$  den größeren und  $d_2$  den kleineren Enddurchmesser bezeichnet. Für die in dieser Arbeit verwendeten Koppellöcher, die eine Mischung aus zylindrischem und konisch geformten Koppelloch darstellen, ergibt sich ein effektiver Durchmesser von etwa 1 mm. Für die Koppelgüte pro Koppelloch folgt daraus mit einer typischen Koppellochlänge von  $h_K = 0.5 \text{ mm}$  ein Wert von  $Q_K \approx 2 \cdot 10^7$ , wohingegen für die Streugüte nur ein Wert von  $Q_S \approx 1.3 \cdot 10^6$  folgt. Im Vergleich mit den typischen Reflexionsgüten ist demnach die Koppelgüte groß und Verluste durch die Kopplung können vernachlässigt werden. Die Streugüte ist jedoch in der Größenordnung der Reflexionsverluste und muß deshalb in den Gesamtverlusten berücksichtigt werden.

### 4.2.3 Bestimmung des Oberflächenwiderstandes

Die Verluste des Resonators, die in Form der Güte des Resonators beobachtet werden, können unter Verwendung des Geometriefaktors  $\Gamma(v_0, L)$  formal in Größen quantifiziert werden, die

Widerstandscharakter besitzen. Die Gesamtverluste des Resonators definieren dabei den effektiven Widerstand  $R_{\text{eff}}$ :

$$R_{\text{eff}} := \frac{\Gamma}{Q} = \sum_i \frac{\Gamma}{Q_i} = \sum_i R_i \quad \text{G 4-29}$$

Dieser setzt sich aus der Summe der einzelnen Widerstandsbeiträgen  $R_i$  entsprechend den Verlustanteile zusammen. Diese Formulierung reduziert die komplexe Frage der Gesamtverluste in einem Resonator auf eine Reihenschaltung von Widerständen. Dabei können entsprechend G 4-17 die Reflexionsverluste abgetrennt werden:

$$R_{\text{eff}} = \frac{1}{2} (R_{\text{sph}} + R_{\text{pl}}) + \sum_{i \neq R} R_i \quad \text{G 4-30}$$

Für  $R_S$ -Messungen wird die Probe vom ebenen Spiegel aufgenommen und folglich tritt  $R_S$  an die Stelle von  $R_{\text{pl}}$ . Zur Bestimmung von  $R_S$  muß demnach Gleichung G 4-30 nach  $R_{\text{pl}}$  aufgelöst werden. Unter der Voraussetzung, daß die Terme in der Summe unabhängig von  $R_{\text{pl}}$  sind, was im Falle der sehr schwachen Kopplung der Resonatoren angenommen werden kann, ergibt sich folgende Bestimmungsgleichung für  $R_S$ :

$$R_S = 2 \cdot (R_{\text{eff}} - R_{\text{offset}}) - R_{\text{sph}} \quad R_{\text{offset}} = \sum_{i \neq R} R_i \quad \text{G 4-31}$$

Zur Bestimmung von  $R_S$  muß demnach der experimentell zugängliche Wert  $R_{\text{eff}}$  zum einen um den Oberflächenwiderstand des sphärischen Spiegels und zum anderen um den Beitrag der Zusatzverluste korrigiert werden, die in Form des Zusatzwiderstands  $R_{\text{offset}}$  quantifiziert sind. In Tabelle 4-1 sind die Einzelgüten und die sich daraus ergebenden Einzelwiderstände aufgelistet. Offensichtlich wird  $R_{\text{offset}}$  von den Streuverlusten an den Koppellöchern dominiert. Die Angaben stellen Richtgrößen für die verwendete Spiegelgeometrie dar. Für die Bestimmung von  $R_S$  aus den gemessenen Güten ist eine experimentelle Festlegung der Zusatzverluste aus Kalibrationsmessungen notwendig (vgl. Kap.5.3).

Kategorie	Verlustbeitrag	Güte $Q_i$	Widerstand $R_i$ [mΩ]
Reflexion	Sph. Spiegel Cu (293K)	$0.67 \cdot 10^6$	49 ( $\cong R_S(\text{Cu})/2$ )
Beugung	Sphärischer Spiegel	$> 10^9$	$< 0.03$
	Ebener Spiegel	$> 10^{10}$	$< 0.003$
Kopplung	Einkopplung	$2 \cdot 10^7$	1.7
	Auskopplung	$2 \cdot 10^7$	1.7
Streuung	Einkopplung	$1.3 \cdot 10^6$	25
	Auskopplung	$1.3 \cdot 10^6$	25

Tabelle 4-1: Verlustbeiträge im verwendeten Spiegelsystem.

### 4.3 Ortsaufgelöste Bestimmung des Oberflächenwiderstandes

#### 4.3.1 Fokussierung des Spiegelsystems

Die Analyse der räumlichen Homogenität bzw. der Flächenverteilung der HF-Verluste erfordert eine ortsaufgelöste Bestimmung von  $R_S$ . Eine Meßmethode kann dann als ortsaufauflösend bezeichnet werden, wenn die Meßgröße einem Probenbereich zugeordnet werden kann, dessen Ausdehnung klein gegenüber den Probenabmessungen ist und dessen Position im Meßprozeß eindeutig festzulegen ist. Sind diese Bedingungen nicht oder nur unzulänglich erfüllt, wird die Meßmethode als integral bezeichnet. Die Meßgröße wird dann als repräsentativ für die Probe erachtet.

Der Einsatz des hemisphärischen Resonators für die ortsaufgelösten Messungen beruht auf der um die Resonatorachse gebündelten Intensitätsverteilung der Grundmode. Die radiale Ausdehnung des Strahls ist durch den Strahldurchmesser  $2w(z)$  definiert, der am Ort der Probe den minimalen Wert  $2w_0$  annimmt. Die Lokalisierung der Strahlintensität drückt sich unter anderem darin aus, daß durch eine Kreisfläche mit dem Durchmesser  $2w(z)$  bereits 87 % der Leistung im Resonator tritt [62]. Die Reflexionsverluste am ebenen Spiegel entstehen demnach im wesentlichen innerhalb einer Fläche  $\pi(\alpha w_0)^2$  mit  $\alpha \approx 1$ , und der resultierende Wert für  $R_S$  kann dieser Fläche zugeordnet werden.

Entscheidenden Einfluß auf die Größe der untersuchten Fläche hat der Parameter  $w_0$ . Eine Voraussetzung für die Minimierung der untersuchten Fläche ist die Verwendung einer möglichst kleinen Wellenlänge, wofür sich die verwendeten Millimeterwellen bei 145 GHz ( $\lambda_0 \approx 2$  mm) anbieten. Weiterhin ist  $w_0$  entsprechend Gleichung G 4-12b vom Spiegelabstand  $L$  und dem Krümmungsradius  $R$  abhängig, wobei sich im Grenzfall des idealen hemisphärischen Resonators mit  $L = R$  ein Punktfokus ( $w_0 = 0$ ) ausbilden würde. Gleichzeitig divergiert jedoch in diesem Fall der Strahl am sphärischen Spiegel (vgl. G 4-12a), wodurch bei endlicher Spiegelgröße Beugungsverluste stark dominieren. Der hemisphärische Grenzfall ist deshalb instabil. Die Fokussierung eines gegebenen stabilen hemisphärischen Resonators ( $L < R$ ) kann jedoch über eine Vergrößerung des Spiegelabstandes verbessert werden, wobei auf die Vergrößerung des Strahldurchmessers am sphärischen Spiegel  $2w_{sph}$  und damit auf ansteigende Beugungsverluste geachtet werden muß. In Bild 4-3 sind die Strahldurchmesser  $2w_0$  und  $2w_{sph}$  entsprechend den Ausdrücken G 4-12 in Abhängigkeit von  $L$  dargestellt. Als weitere Größe wurden Meßwerte für die Güten in dieses Diagramm aufgenommen, die aus einer Analyse der Grundmoden  $TEM_{00q}$  im Frequenzbereich von 144 – 146 GHz stammen. Im Zuge der Vergrößerung des Spiegelabstandes verschiebt sich der Modenindex  $q$  von 109 nach 115. Eine Vergrößerung des Spiegelabstandes führt dabei zunächst zu einem linearen Anstieg der Güte. Nach Erreichen eines kritischen Abstandes fällt die Güte jedoch auf Grund dominierender Beugungsverluste sehr steil ab. Für die Modellierung der Güte, deren Ergebnis als Linie eingezeichnet ist, wurden die Reflexions- und Streugüte sowie die Beugungsgüte am sphärischen Spiegel berücksichtigt. Der lineare Anstieg der Güte ist auf die lineare Abhängigkeit  $\Gamma(L)$  zurückzuführen. Das Abknicken der Güte und der steile Abfall ist das Ergebnis einsetzender Dominanz der Beugungsverluste. Ein kritischer Spiegelabstand  $L_{krit}$

### 4.3 Ortsaufgelöste Bestimmung des Oberflächenwiderstandes

wird definiert als der Spiegelabstand bei dem die Abweichung vom linearen Verlauf der Güte größer als 10 % ist. Für die in dieser Arbeit verwendeten Spiegelabmessungen ergibt sich ein Wert für  $L_{krit}$  von 118.5 mm und damit ein minimaler Strahldurchmesser  $2w_0$  von 6 mm.

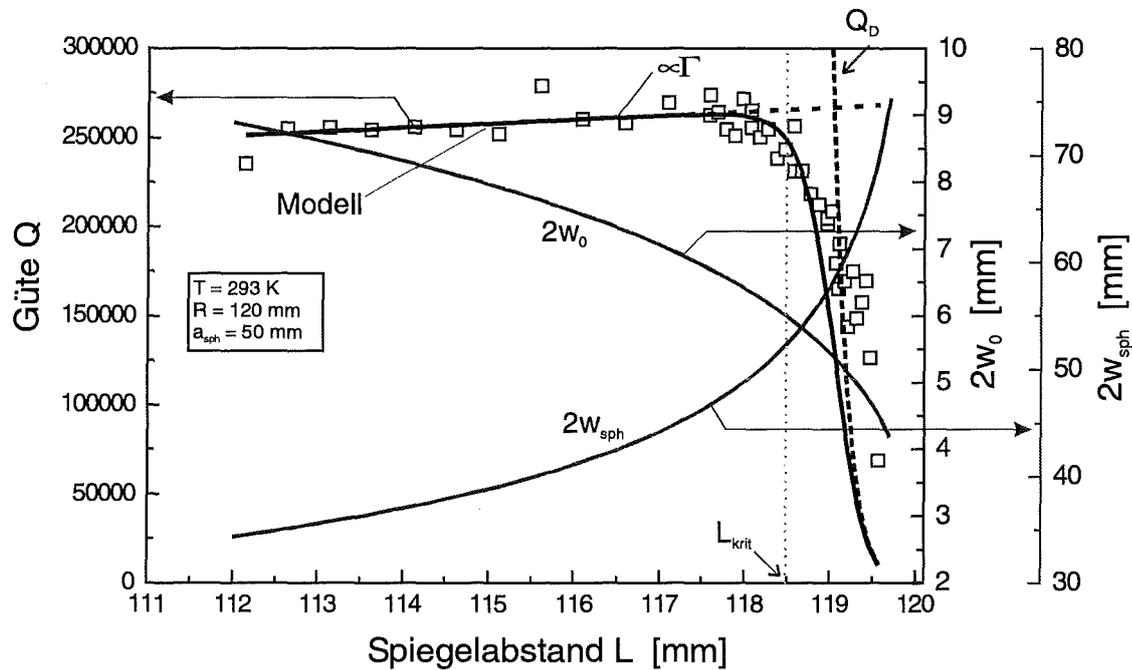


Bild 4-3 Das Verhalten der Strahldurchmesser  $2w_0$  und  $2w_{sph}$  sowie der Güte bei Variation des Spiegelabstandes des quasi hemisphärischen Resonators.

#### 4.3.2 Abbildung von $R_S$ -Verteilungen

Zum Verständnis der Ortsauflösung des offenen Resonators ist es nicht ausreichend, die Strahlintensität in der untersuchten Fläche  $\pi w_0^2$  als homogen anzusehen. Vielmehr hat die Intensitätsverteilung in dieser Fläche eine gaußsche Struktur mit einem ausgezeichneten Maximum im Zentrum. Im folgenden wird deshalb die Frage behandelt, wie der Resonator eine inhomogene Widerstandsverteilung  $R_S(x,y)$  am Ort des ebenen Spiegels abbildet. Für die Verlustleistung am ebenen Spiegel ergibt sich:

$$P_V = \frac{1}{2} \int_A R_S(x,y) \cdot H_t^2(x,y,0) dA \quad G 4-32$$

In der Messung wird diese Verlustleistung in Form der Güte des Resonators gemessen und entsprechend des Auswerteverfahrens in die Widerstandsgröße  $R_{SB}$  konvertiert, die als Bildwert des Oberflächenwiderstandes interpretiert werden kann. Aus dem Auswerteverfahren ist der Zusammenhang von Verlustleistung am ebenen Spiegel und Bildwiderstand  $R_{SB}$  gegeben durch (vgl. Kap. 4.2.2):

$$P_V = \frac{1}{2} R_{SB} \int_A H_t^2(x,y,0) dA \quad G 4-33$$

Der Bildwiderstand ergibt sich somit aus der Widerstandsverteilung  $R_S(x,y)$  zu:

$$R_{SB} = \frac{\int_A R_S(x,y) \cdot H_i^2(x,y,0) dA}{\int_A H_i^2(x,y,0) dA} \quad G 4-34$$

Diese Beziehung definiert das Abbildungsverhalten des Resonators. Anschaulich ergibt sich der Bildwiderstand aus der Summe der lokalen Oberflächenwiderstände gewichtet entsprechend der normierten Intensitätsverteilung. Einsetzen der Feldverteilung der Grundmode in kartesischen Koordinaten ergibt:

$$R_{SB} = \frac{1}{\left(\sqrt{\frac{\pi}{2}} w_0\right)^2} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy R_{SG}(x,y) \exp\left(\frac{-2(x^2 + y^2)}{w_0^2}\right) \quad G 4-35$$

Hierbei wurden die Integrationsgrenzen wiederum radial nach unendlich erweitert. Die Gewichtungsfunktion ist wiederum gaußförmig. Definiert man die Abbildungsfunktion des Resonators mit

$$T(x,y) = \frac{1}{\left(\sqrt{\frac{\pi}{2}} w_0\right)^2} \exp\left(\frac{-2(x^2 + y^2)}{w_0^2}\right) \quad G 4-36$$

kann der Ausdruck G 4-35 als Faltungsintegral  $R_{SB} = R_S \otimes T$  dargestellt werden. Der Wert  $R_{SB}$  entspricht dem 'R<sub>S</sub>-Bildpunkt' an der Position ( $X_0 = 0, Y_0 = 0$ ), die die Position des Intensitätsmaximums der gaußschen Grundmode markiert. Durch die sukzessive Verschiebung dieses Maximums an beliebige Position ( $X_n, Y_n$ ) kann die R<sub>S</sub>-Verteilung abgebildet werden. Die R<sub>S</sub>-Werte der einzelnen Bildpunkte ergeben sich dabei entsprechend:

$$R_{SB}(X_n, Y_n) = \frac{1}{\left(\sqrt{\frac{\pi}{2}} w_0\right)^2} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy R_{SG}(x + X_n, y + Y_n) \exp\left(\frac{-2(x^2 + y^2)}{w_0^2}\right) \quad G 4-37$$

In dieser Beziehung wurde verwendet, daß eine Verschiebung des Strahls nach ( $X_n, Y_n$ ) gleichbedeutend mit einer Verschiebung des Objekts nach ( $-X_n, -Y_n$ ) ist.

### 4.3.3 Experimentelle Studien zur Abbildung von R<sub>S</sub>-Inhomogenitäten

Die Abbildungseigenschaften des offenen Resonators wurden experimentell anhand von Teststrukturen untersucht, die eine übersichtliche Geometrie der Widerstandsverteilung aufweisen. Hierzu wurden ebene Spiegel verwendet, deren Flächen in zwei Hälften mit unterschiedlichen normalleitenden Materialien unterteilt wurde (vgl. Bild 4-4). Zum einen

### 4.3 Ortsaufgelöste Bestimmung des Oberflächenwiderstandes

wurde dabei ein Aluminium/Graphit-Spiegel und zum anderen ein Kupfer/Messing-Spiegel verwendet. Am Übergang der Materialien bildet sich eine scharf definierte  $R_S$ -Stufe bekannter Höhe aus. Die Oberflächen der Testspiegel weisen optische Qualität auf (vgl. Kap.5). Die Experimente wurden wie das schon zuvor ausgeführte Fokussierungsexperiment mit einem Prototypen eines ortsauflösenden Resonators durchgeführt, der bei Umgebungsbedingungen betrieben wurde [63].

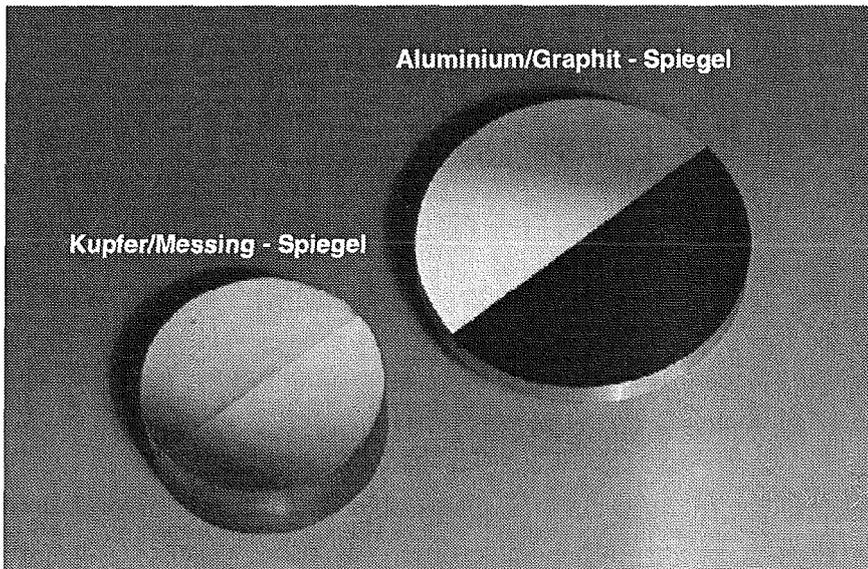


Bild 4-4 Ebene Testspiegel mit unterschiedlichen Materialhälften, die eine definierte  $R_S$ -Verteilung mit einer  $R_S$ -Stufe am Übergang der beiden Materialien aufweisen.

#### Untersuchung des Aluminium/Graphit-Spiegels

Der Aluminium/Graphit-Spiegel weist mit Werten von  $R_S(\text{Al}) = 125 \text{ m}\Omega$  für Aluminium und  $R_S(\text{C}) \approx 2.8 \Omega$  für Graphit bei Raumtemperatur und 145 GHz eine sehr hohe  $R_S$ -Stufe auf. Durch den hohen Widerstandswert wirkt Graphit für das bestehende Meßsystem als Leistungsabsorber. Dieser Spiegel stellt somit ein Testobjekt dar, auf dem der Aluminiumanteil quantitativ erfaßt werden kann, während im Bereich von Graphit kein Meßsignal mehr detektiert werden kann. In einem Linescan über die  $R_S$ -Stufe wurde die Güte des Resonators in Abhängigkeit von der Position erfaßt (vgl. Bild 4-5). Das Experiment wurde sowohl bei kritischem Spiegelabstand  $L_{\text{krit}} = 118.5 \text{ mm}$ , d.h. bei optimaler Fokussierung, als auch mit einem unkritischen Spiegelabstand ( $L = 114.3 \text{ mm}$ ) durchgeführt. Die  $R_S$ -Stufe wird als steiler Abfall der Güte mit einer endlichen Übergangsbreite erfaßt. Im Vergleich der beiden Spiegelabstände wird deutlich, daß die Übergangsbreite für den kritischen Abstand geringer ist, d.h. die Fokussierung dort besser ist. Im Bereich der homogenen Aluminiumfläche bleibt die Güte des Resonators konstant. Bei kritischem Spiegelabstand ist die Güte bereits auf Grund der schon merklich einsetzenden Beugungsverluste reduziert.

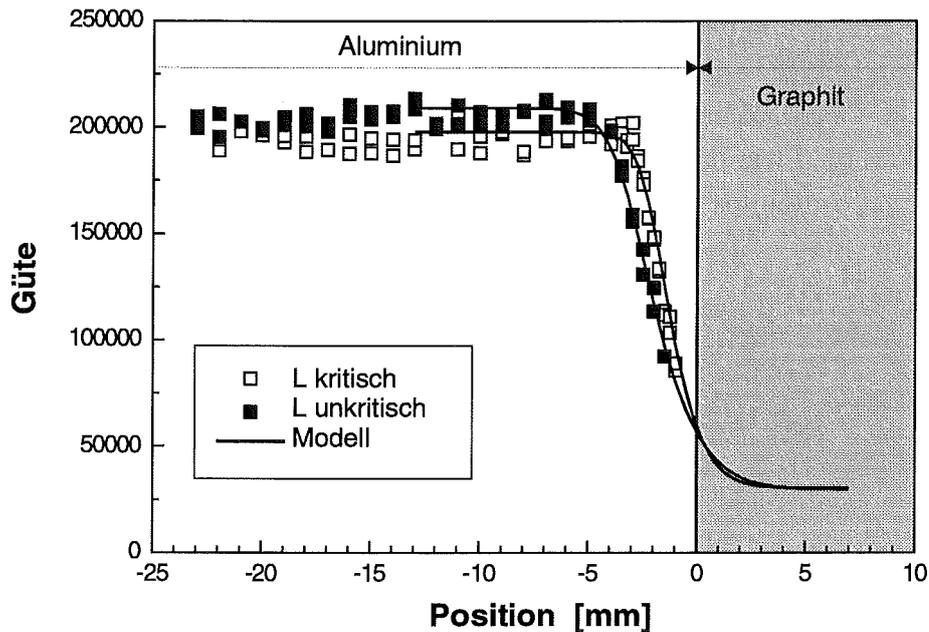


Bild 4-5 Auflösung der  $R_S$ -Stufe beim Übergang von Aluminium zu Graphit im Fall des kritischen und eines unkritischen Spiegelabstandes.

Eine quantitative Aussage zur Übergangsbreite kann aus einer Modellierung der Güte gewonnen werden. Die Reflexionsverluste wurden dabei entsprechend dem Abbildungsverhalten G 4–37 modelliert, wobei der Strahlradius  $w_0$  als Fitparameter verwendet wurde. Die  $R_S$ -Verteilung des Testspiegels wurde als scharfe Stufenfunktion mit den  $R_S$ -Werten für Aluminium und Graphit angenommen. Zusätzlich wurden die konstante Streuverluste für den verwendeten sphärischen Spiegel ( $R_{\text{offset}} = 50 \text{ m}\Omega$ ) sowie im Fall des kritischen Spiegelabstandes ein Beugungsverlust von  $R_D = 10 \text{ m}\Omega$  berücksichtigt. Die Ergebnisse der jeweiligen Anpassung sind in Bild 4-5 als durchgezogene Linien eingezeichnet. Die berechneten Kurven stimmen gut mit den gemessenen Verläufen überein, was die Gültigkeit der theoretischen Modelle unterstreicht. Aus den Daten ergibt sich im Falle des unkritischen Spiegelabstandes ein experimenteller Strahlradius von 3.8 mm und im Fall des kritischen Spiegelabstandes von 2.8 mm. Die theoretischen Werte betragen 4.1 (L unkritisch) bzw. 3.0 mm (L kritisch). Die experimentellen Strahlradien stimmen mit den theoretischen Werten auf 10 % genau überein, wobei die experimentellen Werte systematisch nach unten abweichen. Die theoretischen Strahlradien stellen somit eine obere Grenze für die Genauigkeit der Ortserfassung im System dar.

Für die kritische Fokussierung wurde deutlich, daß Beugungsverluste bereits berücksichtigt werden müssen. Da diese Zusatzverluste im Bereich des kritischen Spiegelabstandes sehr stark durch minimale Variationen des Spiegelabstandes beeinflusst werden, ist die kritische Fokussierung experimentell nicht sinnvoll. Da jedoch auch mit einer etwas schwächeren Fokussierung sich noch eine gute Auflösung ergibt, wird im weiteren Verlauf der Arbeit mit einem Spiegelabstand von etwa 117.5 mm gearbeitet, der einen Kompromiß zwischen optimaler Fokussierung und der Forderung nach vernachlässigbar kleinen Beugungsverlusten in einem experimentell zuverlässigen Spiegelsystem darstellt.

#### Untersuchung des Kupfer/Messing-Spiegels

Der Kupfer/Messing-Spiegel weist mit  $R_S(\text{Cu}) = 98 \text{ m}\Omega$  für Kupfer und  $R_S(\text{Ms}) = 190 \text{ m}\Omega$  für Messing bei Raumtemperatur und 145 GHz ein Stufenverhältnis  $R_S(\text{Cu})/R_S(\text{Ms}) \approx 2$  auf, das deutlich geringer ist als im Fall des Aluminium/Graphit-Spiegels. Beide Teilflächen lassen sich quantitativ erfassen. Neben der Stufenverteilung weist dieser Spiegel noch eine weitere Inhomogenität auf, bei der es sich um einen mikroskopisch kleinen, etwa  $50 \mu\text{m}$  breiten Spalt zwischen der Kupfer- und der Messingfläche handelt. Anhand dieses Spaltes kann die lineare Polarisierung der Resonatormode demonstriert werden. Die Polarisationsrichtung der Mode definiert sich durch die Feldrichtung der Wellenleitermode des Rechteckwellenleiters [64], der als HF-Zuführung zum Resonator benutzt wird.

#### *Parallel Orientierung des elektrischen Feldes $E$ zur Übergangslinie der Teilflächen*

Der Scanweg am Kupfer/Messing – Spiegel wurde auf den gesamten Spiegeldurchmesser ausgedehnt. In Bild 4-6a ist die gemessene Güte als Funktion der Position aufgetragen. Sowohl auf der Seite von Kupfer als auch auf der Seite von Messing weist die Güte ein konstantes Plateau auf, wobei die Güte auf der Kupferseite bedingt durch den kleineren Wert von  $R_S$  höher ist. Die scharfe  $R_S$ -Stufe wird als kontinuierlicher Übergang zwischen dem Kupfer – und dem Messingwert mit einer endlichen Übergangsbreite registriert. Im Randbereich des Spiegels fällt die Güte sehr stark ab. Dies ist auf Beugungseffekte zurückzuführen, die in diesem Fall jedoch am ebenen Spiegel entstehen und das Überlappen des Strahls am Rand anzeigen.

Ein quantitatives Bild für die Übergangsbreite der  $R_S$ -Stufe sowie für die im einzelnen vorliegenden Verlustanteile erhält man aus der Modellierung der Gesamtgüte, deren Ergebnis als durchgezogene Linie in Bild 4-6a eingezeichnet ist. In Bild 4-6b sind die in der Modellierung verwendeten Verlustanteile als Widerstandsgrößen eingezeichnet. Die Reflexionsverluste wurden wiederum über die Abbildungsfunktion  $G$  4-37 ermittelt, wobei als Modellverteilung die Stufenfunktion entsprechend den  $R_S$ -Werten der Materialien verwendet wurde. Als experimenteller Strahlradius ergibt sich ein Wert von  $3.3 \text{ mm}$ , der wiederum geringfügig kleiner ist als der theoretische Wert von  $3.45 \text{ mm}$ . Wie in der Versuchsanalyse des Aluminium/Graphit-Spiegels mußten konstante Streuverluste mit  $R_{\text{offset}} = 50 \text{ m}\Omega$  berücksichtigt werden. In die Berechnung der Beugungsverluste am ebenen Spiegel geht der Radius der reflektierenden Fläche ein, der im Scanningbetrieb bei dezentraler Lage des Millimeterwellenfokus nicht mehr durch den Radius des Testspiegels gegeben ist. Als Radius der effektiv reflektierenden Fläche wurde der Abstand von der Strahlposition zum Rand angesetzt. Die so berechneten Beugungsverluste zeigen ein sehr steiles Ansteigen am Rand des Spiegels und dominieren ab einem kritischen Abstand  $d_{\text{krit}}$  der Strahlposition zum Rand. Aus der Modellierung konnte als obere Grenze für  $d_{\text{krit}}$  die Strahlbreite  $2w_0$  gewonnen werden. Innerhalb einer Randzone dieser Breite ist eine verlässliche Bestimmung von  $R_S$  problematisch. Außerhalb dieser Randzone können die Beugungsverluste jedoch vollständig vernachlässigt werden.

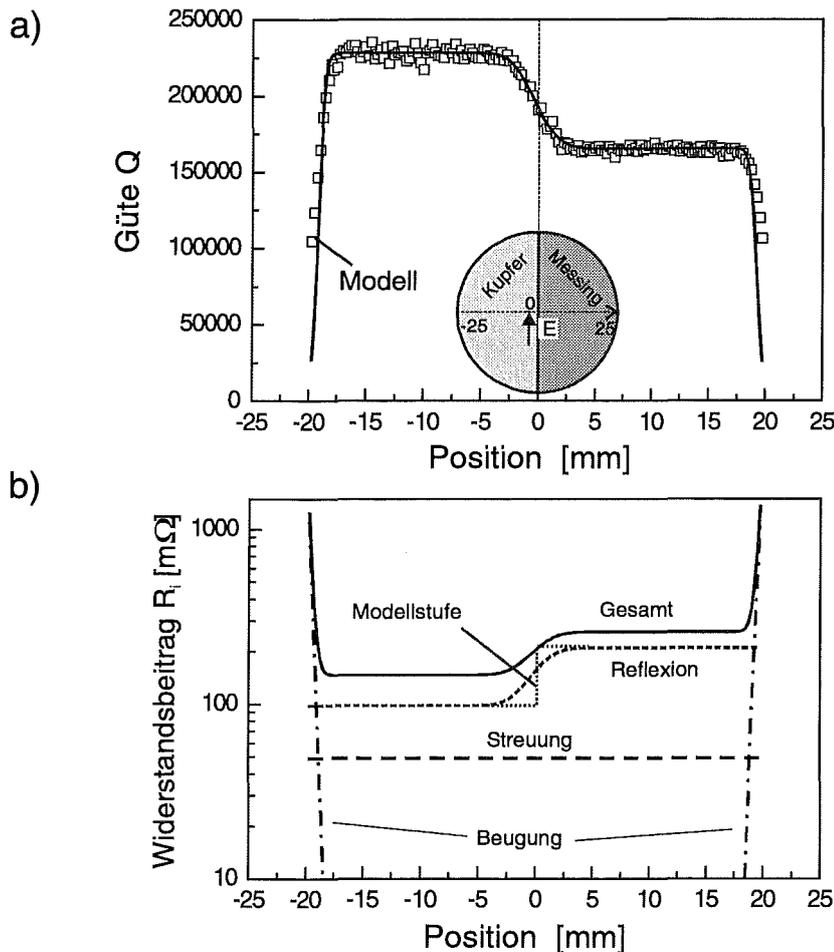


Bild 4-6 *Linescans entlang des Durchmessers des Kupfer/Messing – Spiegels bei paralleler Orientierung von E zur Übergangslinie der Teilflächen.*  
 a) Gemessene Güte (Punkte) und Modellberechnung (Linie) in Abhängigkeit der Position.  
 b) Verlustanteile für die Modellberechnung in Form von Widerstandswerten  $R_i (Q = \Gamma \sum R_i)$ . Die  $R_S$ -Stufe ist als Modellstufe und als Bildwert des Resonator wiedergegeben.

*Senkrechte Orientierung des elektrischen Feldes zur Übergangslinie der Teilflächen*

In Bild 4-7 ist das Ergebnis eines zentralen Linescans über die  $R_S$ -Stufe dargestellt, wenn das elektrische Feld des Resonators senkrecht zur Übergangslinie der Teilflächen orientiert ist. Die Stufe wird in diesem Fall als Einschnitt in der Güte wahrgenommen, deren Minimum sich an der Position des Spaltes befindet. Außerhalb des lokalen Übergangsbereiches ist das Bild mit dem in Bild 4-6 gezeigten Ergebnis vergleichbar und läßt sich mit identischen Zahlenwerten modellieren. Im Falle einer senkrechten Polarisation verlaufen die Abschirmströme senkrecht zur  $R_S$ -Stufe und werden deshalb von der lokalen Fehlstelle am Übergang sehr stark gestört. Der Leistungsverlust, der sich als Einschnitt in der Güte zeigt, muß in diesem Fall nicht im Sinne eines Oberflächenwiderstandes dissipativ sein, sondern kann z. B. auch durch Streuung entstehen. Der Resonator kann demnach durch die scharfe 'Spitze' in der Intensitätsverteilung und die lineare Polarisation sehr kleine, mikroskopische Störungen entdecken. Bei paralleler

Polarisation werden die Abschirmströme dagegen durch den Spalt nicht gestört. Sie tragen entsprechend ihrem Intensitätsanteil zu den dissipativen Verlusten bei. Der mikroskopische Spalt kann entsprechend seinem Flächenanteil vernachlässigt werden.

In der Modellierung der Güte kann der Spalt als lokale Überhöhung von  $R_S$  zusätzlich zur gegebenen  $R_S$ -Stufe berücksichtigt werden. In der in Bild 4-7 gezeigten Modellierung wurde eine  $50\ \mu\text{m}$  breite und  $18\ \Omega$  hohe Rechteckstörung berücksichtigt. Identisch gute Anpassungen sind jedoch auch mit abgewandelten Rechteckstörungen möglich. Eine gleichzeitige quantitative Aussage sowohl über die Größe der lokalen Störung als auch deren Ausdehnung ist nicht möglich.

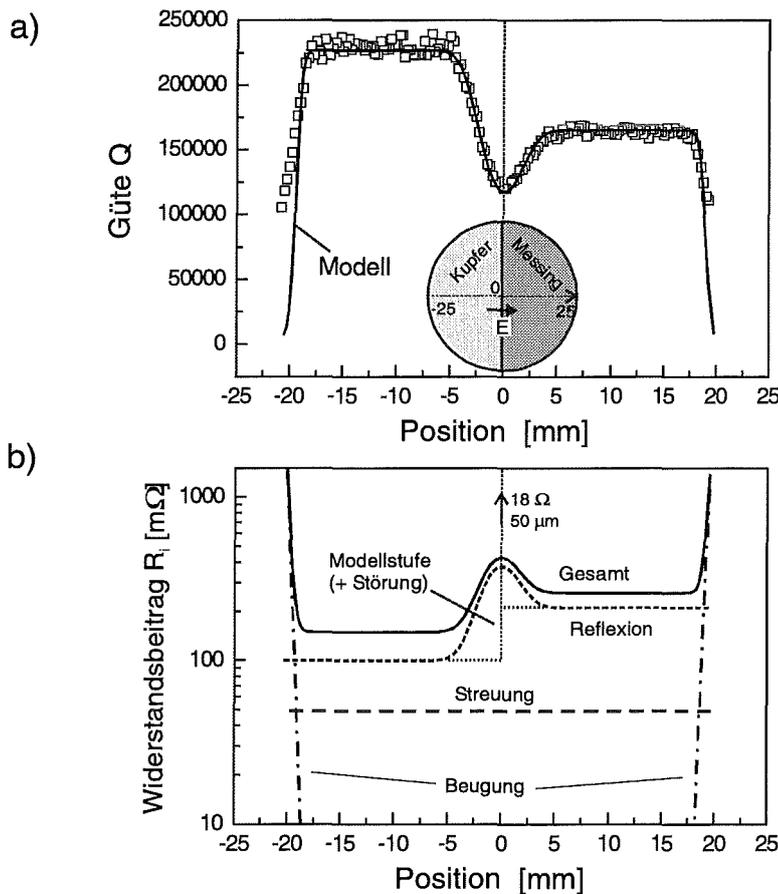


Bild 4-7 *Linescans entlang des Durchmessers des Kupfer/Messing-Spiegels bei senkrechter Orientierung von  $E$  zur Übergangslinie der Teilflächen.*

- a) *Gemessene Güte (Symbole) und Modellberechnung (Linie) in Abhängigkeit der Position.*
- b) *Verlustanteile für die Modellberechnung in Form von Widerstandswerten  $R_i$  ( $Q = \Gamma \sum R_i$ ). Die Modellstufe ist im Vergleich zu Bild 4-6 durch eine  $50\ \mu\text{m}$  breite und  $18\ \Omega$  hohe Rechteckstörung ergänzt.*

# 5 Tieftemperatur-Meßeinrichtung zur orts aufgelösten und temperaturvariablen Bestimmung des Oberflächenwiderstandes

## 5.1 Charakterisierung des Gesamtsystems

### 5.1.1 Aufbau des Kryostaten

Aufbauend auf den Erfahrungen mit dem ortsauflösenden Raumtemperatur-Resonator (vgl. Kapitel 4.3.3) wurde zur Analyse der  $R_S$ -Homogenität von HTSL-Materialien im supraleitenden Zustand ein Tieftemperatur-Resonatorsystem konzipiert. Zum einen war dabei das Ziel, die Homogenität von  $R_S$  bei konstanter Temperatur in Form einer  $R_S$ -Kartierung zu analysieren. Weitergehend sollten temperaturvariable Messungen an frei wählbaren Positionen möglich sein. Neben der unmittelbaren Erfassung der  $R_S$ -Verteilungen kann so eine Datenbasis zur Verfügung gestellt werden, die eine physikalische Diskussion der verantwortlichen Mechanismen erlaubt. Die Kombination einer reproduzierbaren Verschiebung der Probe bei tiefen Temperaturen und den extrem hohen Anforderungen an die mechanische und thermische Stabilität des Spiegelsystems in diesem bislang einzigartigen System stellen eine große technische Herausforderung dar. In Bild 5-1 ist der Kryostat schematisch skizziert und in Bild 5-2 als Foto wiedergegeben. Der eigentliche Kryostatenraum wird von der Grundplatte und der Rezipientenhaube umschlossen und wird im Betrieb unter Hochvakuum gehalten. Er gliedert sich in einen Tieftemperatur-Bereich, in dem sich der Verdampferkryostat mit Resonator und Probe befindet, und einen Warmbereich, in dem die Stellelemente zur Probenpositionierung untergebracht sind. Alle Komponenten sind zur Versteifung auf einer massiven Montageplatte montiert.

Der Verdampferkryostat arbeitet mit einem inneren und einem äußeren Wärmetauscher, wobei am inneren Wärmetauscher die wesentliche Kühlleistung erbracht wird und der äußere Wärmetauscher abgasgekühlt ist und als zusätzliche thermische Abschirmung eingesetzt wird. Jedem Wärmetauscher ist ein Strahlungsschild zugeordnet, das den Resonatorraum umgibt und mit den Wärmetauschern fest verschraubt ist. Die Strahlungsschilde können zum Probenwechsel abgenommen werden. Der sphärische Spiegel des Resonators ist für eine gute thermische Kopplung fest mit dem inneren Wärmetauscher verschraubt. Der ebene Spiegel des Resonators ist über ein flexibles Kupferband thermisch an den inneren Wärmetauscher gekoppelt. Als Probenaufnehmer kühlt er gleichzeitig die Probe, die gegenüber diesem massiven Kupferspiegel eine verschwindende thermische Masse besitzt.

Der ebene Spiegel kann im kalten Zustand zur Kartierung der Probe in einer Ebene senkrecht zur Resonatorachse positioniert werden. Ein Lineartisch und ein Drehversteller, die über vibrationsfreie Mikroschrittmotoren rechnergesteuert verfahren werden können, stellen für die Kartierung einen radialen und einen azimuthalen Freiheitsgrad für eine maximale Rasterfläche bei minimalem Verfahrensweg zur Verfügung. Das System bietet eine Rasterfläche von 80 mm im Durchmesser. Um eine einwandfreie Funktion der Stellelemente sicherzustellen, müssen diese nahe bei Raumtemperatur betrieben werden. Sie werden von

## 5.1 Charakterisierung des Gesamtsystems

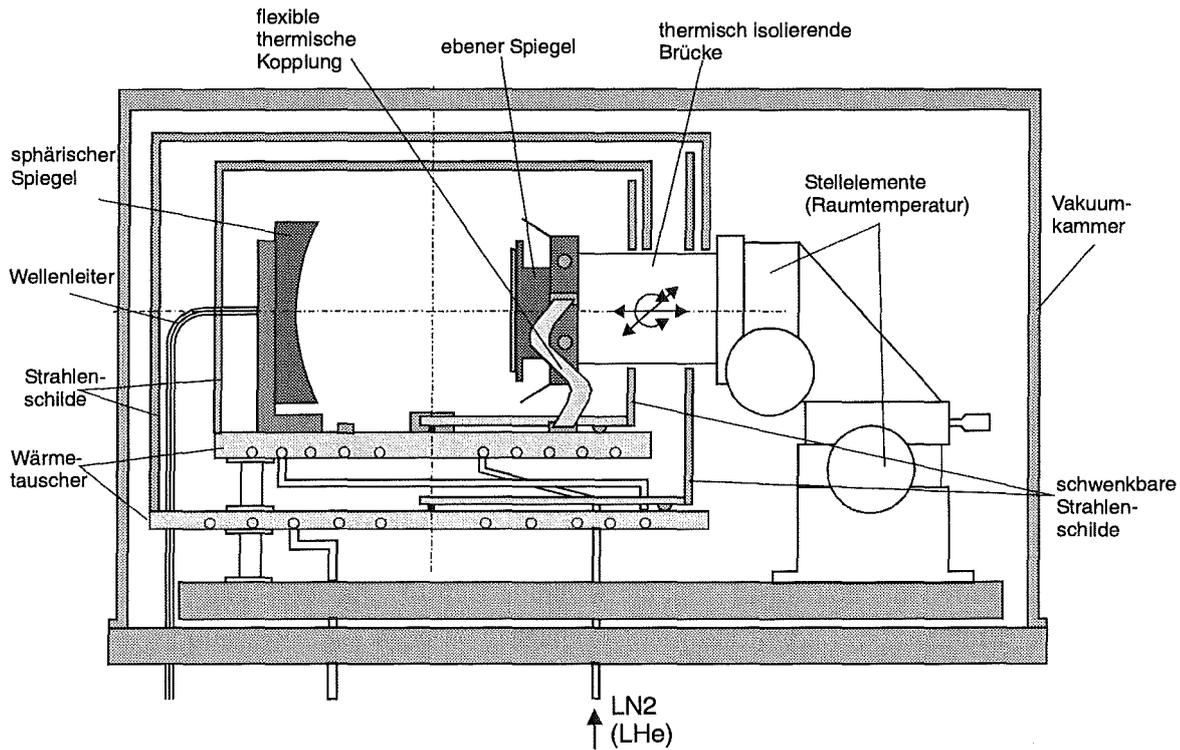


Bild 5-1 *Aufbauschema des Tieftemperatur-Resonatorsystems.*



Bild 5-2 *Fotografie des Tieftemperatur-Resonatorsystems bei geöffneten Strahlenschildern mit dem Spiegelsystem des quasi hemisphärischen Resonators (Vordergrund) und den Stellelementen (Hintergrund).*

einem manuell verstellbaren Lineartisch in Richtung der Resonatorachse ergänzt, mit dem der Spiegelabstand des Resonators justiert werden kann.

Die Stellelemente sind mit dem ebenen Spiegel über eine starre, thermisch isolierende Brücke aus glasfaserverstärktem Kunststoff (GFK) fest verbunden. Die verschraubten Strahlenschilder werden im Bewegungsbereich der GFK-Brücke durch schwenkbare Strahlenschilder vervollständigt, die in jeder Position des ebenen Spiegels eine geschlossene Abschirmung sicherstellen. Zur Kontrolle und Steuerung der Temperatur sind eine Reihe von Temperaturfühler und Heizelemente im System integriert. Die Temperaturen von ebenem (Probe) und sphärischem Spiegel werden über Si-Dioden erfaßt. Für die aktive Temperatursteuerung sind sowohl am Wärmetauscher als auch im ebenen Spiegel Heizwiderstände eingebaut. Während des Scanningbetriebs muß regelmäßig auch die Temperatur der Stellelemente auf ihren Nominalwert von 295 K kontrolliert und gegebenenfalls die Stellelemente beheizt werden. Mit dem System werden Minimaltemperaturen an der Probe von 75 K beim Betrieb mit LN<sub>2</sub> und 10 K mit LHe erreicht. Die Probengröße kann stufenlos zwischen 1 bis 4 Zoll gewählt werden. Der Scanningbetrieb steht grundsätzlich bei jeder Temperatur zwischen 10 K und 300 K zur Verfügung.

### 5.1.2 Meßelektronik

Den Schwerpunkt der Meßelektronik bildet das System zur Erzeugung und Detektion des Millimeterwellensignals (vgl. Bild 5-3). Als Quelle dient ein über einen Varaktor abstimmbarer GUNN – Oszillator. Diese spezielle Halbleiterdiode strahlt Millimeterwellen im Bereich von 72 – 73 GHz ab. Zur Stabilisierung der Frequenz wird über einen Richtkoppler ein geringer Anteil der Leistung mit der vierten Harmonischen des Synthesizersignals gemischt, der als Lokaloszillator (LO) verwendet wird. Die dabei entstehende niederfrequente Zwischenfrequenz (IF) wird in einer phasenstabilisierenden Schleife (PLL) zur Erzeugung eines Regelsignals benutzt, welches wiederum der Varaktorspannung überlagert wird. Über diese Stabilisierung werden relative Linienbreiten des Signals kleiner als  $10^{-7}$  erreicht [65]. Eine Verdopplereinheit transformiert dieses Signal auf die gewünschte Frequenz zwischen 144 – 146 GHz mit einer Leistung von etwa 6 dBm. Das Signal wird über einen Rechteckwellenleiter zum Einkoppelloch des Resonators geführt, wobei ein Isolator die Quelle vor dem reflektierten Signal des Resonators schützt. Das durch den Resonator transmittierte Signal wird vom Auskoppelloch über einen weiteren Rechteckwellenleiter der Signalanalyse zugeführt. Die sehr geringe Leistung dieses Signals wird mittels eines hochauflösenden Schottky-Dioden-Detektors detektiert und mittels einem skalaren Netzwerkanalysator dargestellt. Durch eine Modulation des eingekoppelten Signals mit einem Rechtecksignal von 27.8 kHz wird das niederfrequente Rauschen unterdrückt und die Sensitivität des Systems deutlich erhöht.

Die Meßelektronik des Gesamtsystems wird ergänzt durch die Ansteuerelektronik der Stellelemente sowie die Einrichtungen zur Messung und Regelung der Temperatur. Die Temperaturbestimmung erfolgt über die Widerstandsmessung in Vierpunktmethode, wobei

## 5.1 Charakterisierung des Gesamtsystems

den Si-Dioden ein sehr genau einzuhalten der Bias-Strom von  $10 \mu\text{A}$  ( $\pm 0.5\%$ ) zur Verfügung gestellt werden muß.

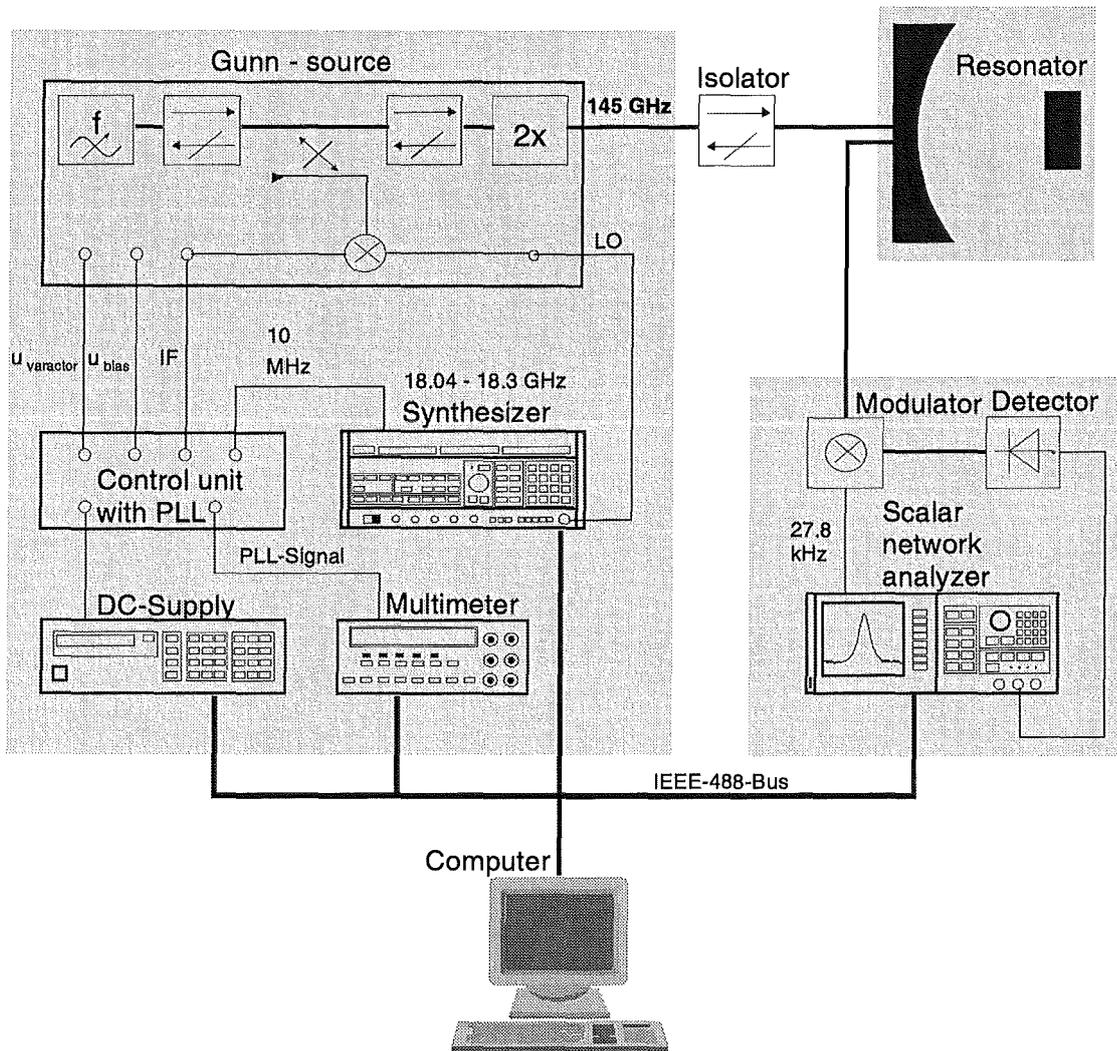


Bild 5-3 *Elektronik zur Erzeugung und Detektion der Millimeterwellen im Frequenzbereich  $\nu = 144\text{--}146 \text{ GHz}$ .*

### 5.1.3 Experimentelle Bestimmung der Resonanzfrequenz und der Güte

Die Resonanzfrequenz  $\nu_0$  und die Güte  $Q$  der interessierenden  $\text{TEM}_{00q}$ -Moden werden aus der Abhängigkeit der durch den Resonator transmittierten Leistung  $T(\nu)$  von der Frequenz bestimmt. Im Bereich der Resonanz verläuft die Transmissionskurve lorentzförmig. Im Fall einer ungestörten Lorentzkurve ist  $\nu_0$  durch die Frequenz mit maximal transmittierter Leistung gegeben (vgl. Bild 5-4). Die Güte der Resonanz bestimmt sich aus dem Verhältnis  $\nu_0/\Delta\nu$ , wobei  $\Delta\nu$  der Halbwertsbreite entspricht, die sich aus dem Frequenzabstand der 3 dB-Punkte ergibt. Die Meßgrößen  $\nu_0$  und  $Q$  könnten so prinzipiell direkt aus einer graphischen Auftragung von  $T(\nu)$  bestimmt werden. In der verwendeten Methode erfolgt die Bestimmung der Beobachtungsgrößen jedoch durch eine numerische Anpassung einer Modellfunktion an

## 5.1 Charakterisierung des Gesamtsystems

gemessene Daten  $T(v_i)$  nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate. Als Modellfunktion wird dabei eine modifizierte Lorentzfunktion verwendet in der die eigentliche Lorentzkurve durch eine komplexe Konstante ergänzt wird [38]:

$$T(v) = \left| \frac{t_0}{1 + i2Q \frac{v - v_0}{v_0}} + t_1 + it_2 \right|^2 \quad \text{G 5-1}$$

Diese berücksichtigt Störungen der idealen Resonanzkurve, wie sie etwa durch Querkopplungen zwischen den Koppellöchern verursacht werden kann. Derartige Störungen werden in einer leicht asymmetrischen Form der Resonanzkurve deutlich, die in einer graphischen Analyse der Resonanzkurve zu einer falschen Bestimmung der Meßgrößen führt. Als experimentelle Stützdaten wird  $T(v_i)$  mit etwa 100 äquidistanten Punkten in einem Frequenzfenster um die Resonanzfrequenz erfaßt, das etwa der dreifachen Halbwertsbreite der Resonanzkurve entspricht. Die Frequenz der Signalquelle wird mittels der computergesteuerten Regelung der phasenstabilisierenden Schleife über den notwendigen Frequenzbereich abgestimmt. Die Aufnahme und Analyse der Resonanzkurven ist vollständig automatisiert.

Für eine korrekte Bestimmung der Meßgrößen  $v_0$  und  $Q$  muß weiterhin der Einfluß einer Verstimmung des Resonators minimiert werden, die sich schon durch minimale Änderungen der Geometrie, besonders des Spiegelabstands, z. B. durch Temperaturdrift ergeben können. Die Aufnahme der Stützdaten  $T(v_i)$  muß deshalb möglichst zügig erfolgen, wobei die Aufnahmezeit (typ. 5 s) jedoch durch die komplexe Signalerzeugung nach unten beschränkt ist. Weiterhin werden die Stützdaten  $T(v_i)$  sowohl in Richtung steigender als auch in Richtung fallender Frequenz ausgelesen. Eine Mittelwertbildung eliminiert etwaige Drifteffekte, die sich in einer Frequenzrichtung in einer Verbreiterung und in der entgegengesetzten Frequenzrichtung in einer Verschmälerung der Resonanzkurve äußern.

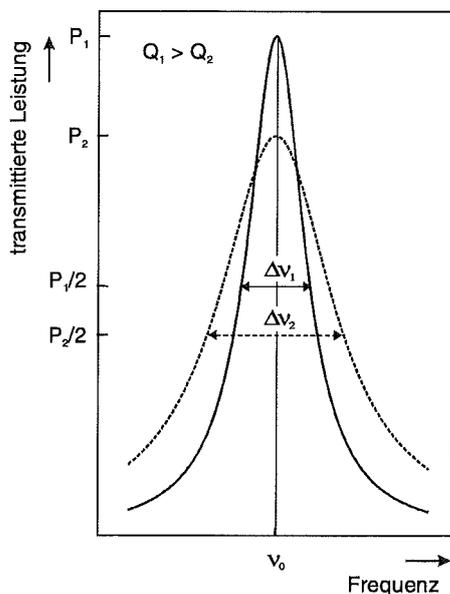


Bild 5-4  
*Abhängigkeit der transmittierten Leistung von der Frequenz im Resonanzbereich (Lorentzkurve) für zwei unterschiedliche Güten  $Q$ .*

### 5.1.4 Durchführung der Homogenitätsanalyse

Die quantitative Homogenitätsanalyse von  $R_S$  beruht auf der Erfassung der Beobachtungsparameter bei konstanter Temperatur an verschiedenen Positionen auf der Probe entsprechend einem vorzugebenden Raster. Die Probe wird hierzu mit vier Kunststoffklemmen auf dem ebenen Kupferspiegel des Resonators festgeklemmt. Der um die Probendicke veränderte Spiegelabstand kann über den manuellen Lineartisch korrigiert werden. Nach dem Schließen und dem Evakuieren des Rezipienten (Isoliervakuum  $< 10^{-5}$  mbar) wird der Verdampferkryostat mit flüssigem Stickstoff ( $LN_2$ ) abgekühlt. Als Endtemperatur werden am Wärmetauscher etwa 71 K und an der Probe etwa 75 K erreicht, wobei der Temperaturunterschied auf die geschwächte thermische Kopplung des ebenen Spiegels durch die flexible Kupferlitze zurückzuführen ist. Die im Kryostat mit  $LN_2$  erreichbare Endtemperatur, die auf besser als 1 K konstant ist, bietet sich für eine standardisierte  $R_S$ -Kartierung im anwendungsrelevanten Temperaturbereich an. Alternativ kann die Kartierung auch bei anderen stabilisierten Temperaturen durchgeführt werden. Hier bietet sich vor allem die mit flüssigem Helium (LHe) erreichbare Probentemperatur von 10 K an.

Für die Flächenkartierung wurde ein sternförmiges Raster gewählt. Die Probe wird dabei über den Linearversteller derart verschoben, daß der Strahlfokus ausgehend vom Zentrum in äquidistanten Schritten radial nach außen bewegt wird. Anschließend wird die Probe um einen bestimmten Winkel gedreht und der Strahl wiederum radial nach außen bewegt. Eine dichte Rasterung der Oberfläche ist nur über eine vollständige Automatisierung der Messung zu realisieren. Hierbei muß berücksichtigt werden, daß sich die Resonanzfrequenz der Mode auf Grund der endlichen Justiertoleranz bei der Positionierung leicht verschiebt. Im automatisierten Meßbetrieb wird die Signalfrequenz an jeder neuen Position auf der Basis der vorangegangenen Messungen an die aktuelle Resonanzfrequenz der Mode herangeführt. Hierbei wird auf die systematische Verschiebung der Resonanzfrequenz zurückgegriffen, die in der gewählten Rasterart sichergestellt ist. An jeder Position werden schließlich  $\nu_0$  und  $Q$  entsprechend Kap 5.1.3 bestimmt. Mit dem System können etwa 30 Meßpunkte pro Stunde aufgenommen werden. Die durchgeführten  $R_S$ -Kartierungen bestehen aus bis zu 700 Meßpunkten.

### 5.1.5 Durchführung temperaturvariabler Messungen

Die temperaturvariable Messung von  $\nu_0$  und  $Q$  schließt sich in der Regel an die Kartierung bei fester  $LN_2$ -Endtemperatur an. Das System wird hierzu mit LHe auf eine Endtemperatur von 10 K an der Probe bzw. 6 K am Wärmetauscher abgekühlt. Die interessierende Position wird dann angefahren. Während der Gasfluß reduziert bzw. unterbrochen wird und sich der Resonator mit der Probe langsam aufwärmt, werden die Resonanzparameter kontinuierlich ausgemessen. Voraussetzung für die Erfassung der Temperaturabhängigkeit der Probeneigenschaften mit dem offenen Resonator ist die Ausstattung des Spiegelsystems mit einer großen thermischen Masse. Diese sichert die thermische Trägheit des Systems und

verhindert die Beeinflussung der Beobachtungsparameter durch thermische Fluktuationen und Temperaturdrift. Ab einer Temperatur von etwa 70 K kann der Aufwärmprozeß durch leichtes Zuheizen etwas beschleunigt werden. Die typische Aufwärmrate liegt generell etwas unterhalb von 0.3 K pro Minute. In sukzessiven Kühl- und Aufwärmzyklen können mehrere Positionen analysiert werden. Das langsame freie Aufwärmen sichert eine hohe Meßpunktdichte.

## 5.2 Kalibrationsmessungen zur Bestimmung absoluter $R_S$ -Werte

Die Bestimmung absoluter  $R_S$ -Werte setzt die Kenntnis der Reflexionsverluste am sphärischen Kupferspiegel und die Quantifizierung der Zusatzverluste des Resonators in Form des Widerstandsbeitrages  $R_{\text{offset}}$  voraus (vgl. Kap. 4.2.3). Die Zusatzverluste werden wesentlich von den Streuverlusten an den Koppellöchern bestimmt, die sehr stark von der genauen Geometrie und der Gestalt der Koppelapertur abhängig sind. Während die Reflexionsverluste am Kupferspiegel, die durch den Oberflächenwiderstand von Kupfer erfaßt werden, aus den Materialdaten errechnet werden können, ist für die Quantifizierung der Zusatzverluste eine experimentelle Kalibration notwendig. Hierzu werden temperaturvariable Messungen an 'Eichproben' aus Metallen hoher Leitfähigkeit herangezogen, deren materialspezifische  $R_S$ -Werte in Abhängigkeit von der Temperatur berechnet wurden.

Als Kalibrationsmaterialien wurden Kupfer, Silber und Messing verwendet. Die sehr reinen Materialien Cu und Ag wurden in Form einer etwa 0.5 mm starken Folie auf einen Aluminiumhalter aufgeklebt, der die notwendige Oberflächenbearbeitung ermöglichte. Der Messingspiegel wurde aus Vollmaterial gefertigt. Die Oberflächen der einzelnen Eichspiegel wurden mittels einer Ultrafräse bearbeitet [66]. Sie weisen optische Oberflächengüten mit typischen Mittenrauwerten  $R_a < 10$  nm auf. Der sphärische Spiegel des Resonators wurde mittels Diamant-Hochgeschwindigkeits-Drehen [67] aus OFHC-Kupfer gefertigt. Auch seine Oberfläche weist eine optische Qualität auf mit typischen Mittenrauwerten  $R_a < 8$  nm. Eine Erhöhung des materialspezifischen Wertes von  $R_S$  auf Grund von Oberflächenrauheit kann durch die hohe Oberflächengüte ausgeschlossen werden. Die Koppellöcher wurden elektroerodiert und anschließend durch feinmechanische Handbearbeitung eingerichtet.

Die Temperaturabhängigkeit von  $v_0$  und  $Q$  wurde auf einem Temperaturbereich zwischen 10 K und 300 K erfaßt. Aus der Resonanzfrequenz der analysierten  $TEM_{00q}$ -Mode ( $q = 112$ ) wird aus der Resonanzbedingung der Spiegelabstand  $L$  ermittelt. Dieser wird zur Berechnung des Geometriefaktors  $\Gamma = \pi\mu_0 v_0 L/2$  verwendet. Entsprechend Gleichung G 4-29 können somit die Gesamtverluste in Form von  $R_{\text{eff}} = \Gamma/Q$  aus der gemessenen Güte als Funktion der Temperatur ermittelt werden.

Der Verlustanteil durch die Reflexionsverluste an den Spiegeln ergibt sich aus den  $R_S$ -Werten der Spiegelmaterialien. Zur Berechnung dieser Werte wird der Berechnungscode CASINOCO verwendet [12]. Für die eingehenden Materialdaten Ladungsträgerkonzentration  $n_0$  und Fermi-Geschwindigkeit  $v_F$  wurde für Kupfer  $n_0 = 8.45 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}$  und  $v_F = 1.6 \cdot 10^6 \text{ m/s}$

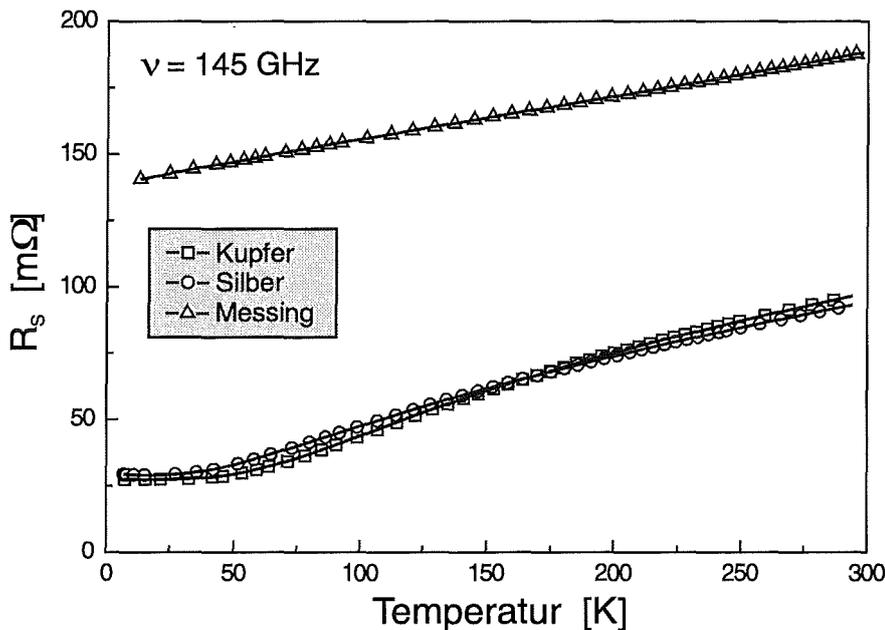


Bild 5-5 Berechnete  $R_S(T)$ -Verläufe für die Materialien der Kalibrationsspiegel.

und für Silber  $n_0 = 5.85 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}$  und  $v_F = 1.4 \cdot 10^6 \text{ m/s}$  verwendet [68]. Der spezifische Widerstand dieser Materialien wurde einem Standardtabellenwerk [69] entnommen. Messing hat gegenüber Kupfer einen deutlich höheren spezifischen Widerstand [70]. In der Modellierung wurde deshalb auf den normalen Skineffekt zurückgegriffen. In Bild 5-5 sind die berechneten  $R_S$ -Verläufe für die drei Materialien dargestellt. Im Fall von Kupfer und Silber sind die Verläufe sehr ähnlich. Beide weisen bei tiefen Temperaturen deutlich die temperaturunabhängige Charakteristik des anomalen Skineffektes auf.

In Bild 5-6a-c sind die experimentell ermittelten Werte von  $R_{\text{eff}}(T)$  für die jeweiligen Spiegelsysteme aus dem sphärischen Kupferspiegel und den unterschiedlichen ebenen Kalibrationsspiegel aufgetragen. Im Vergleich dazu sind weiterhin auch die theoretischen Reflexionswiderstände  $R_R = (R_{\text{sph}} + R_{\text{pl}})/2$  der Spiegelkombinationen dargestellt. Offensichtlich wird die Temperaturabhängigkeit von  $R_{\text{eff}}$  im wesentlichen durch die Temperaturabhängigkeit von  $R_S$  der Spiegel bestimmt. Der Zusatzwiderstand  $R_{\text{offset}} = R_{\text{eff}} - R_R$  (vgl. Bild 5-6d) ist praktisch sowohl von der Temperatur als auch von der jeweiligen Materialkombination unabhängig und kann auf einen konstanten Wert von  $R_{\text{offset}} = 50 \pm 5 \text{ m}\Omega$  festgelegt werden. Damit entspricht dieser Wert sehr gut den Abschätzungen für die Streuverluste an den Koppelöchern. Vernachlässigt man thermisch bedingte Änderungen der Koppelgeometrie, so sind temperaturunabhängige Streuverluste zu erwarten. Im Rahmen der Standardabweichung ist für Kupfer und für Silber eine leichter Anstieg von  $R_{\text{offset}}$  zu tieferen Temperaturen festzustellen. Dies ist möglicherweise auf den in der Modellierung von  $R_S$  benutzten Grenzfall der spiegelnden Reflexion zurückzuführen. Diffuse Reflexion würde  $R_S$  im Temperaturbereich des anomalen Skineffektes um einen Faktor 1.125 erhöhen. Zum anderen könnte der Anstieg auch ein Anzeichen einer geringen Koppelbelastung des Resonators sein. Zusammenfassend konnten über die durchgeführten Kalibrationsexperimente sowohl die Gültigkeit der verwendeten theoretischen Beschreibung des Resonators bestätigt

## 5.2 Kalibrationsmessungen zur Bestimmung absoluter $R_S$ -Werte

werden als auch die Zusatzverluste quantifiziert werden. Eine Bestimmung von absoluten  $R_S$ -Werten ist nunmehr möglich.

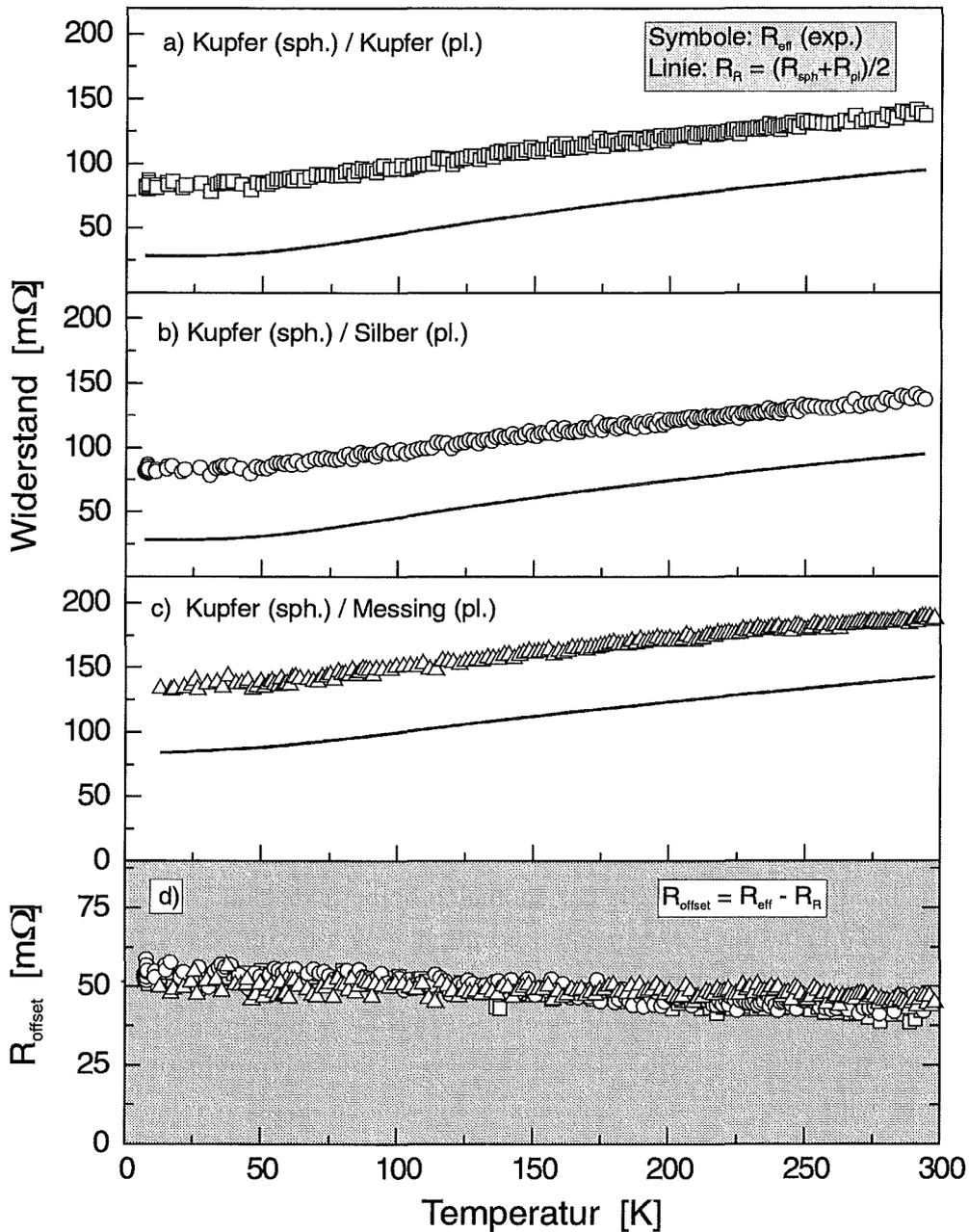


Bild 5-6 Kalibrationsmessungen zur Abtrennung der Zusatzverluste des Resonators.  
 a) - c) Vergleich der experimentellen Gesamtverluste mit den berechneten Reflexionsverlusten am sphärischen (sph) und ebenen (pl) Spiegel für unterschiedliche Metalle des ebenen Spiegels.  
 d) Quantifizierung der Zusatzverluste als Differenz der Gesamtverluste und der Reflexionsverluste.

### 5.3 Demonstration der quantitativen $R_S$ -Kartierung

Die Abbildung einer inhomogenen  $R_S$ -Verteilung soll im folgenden anhand der übersichtlichen Teststruktur des Kupfer/Messing-Spiegels demonstriert werden, die schon in den Vorversuchen zur Konzeption des Spiegelsystems beschrieben wurde (vgl. Kapitel 4.3.3). Speziell wird dabei die  $R_S$ -Kartierung bei einer Temperatur von 75 K der Kartierung bei Raumtemperatur gegenübergestellt und die Daten werden mit den theoretischen  $R_S$ -Werten der Materialien verglichen. In Bild 5-7 sind die  $R_S$ -Kartierungen dargestellt. In dieser Darstellung werden die Meßdaten als Kreise symbolisiert, deren Mittelpunkt die Position und deren Füllung den  $R_S$ -Wert entsprechend der nebenstehenden Grauskala definiert. Diese Auftragsart ermöglicht die bildhafte Beurteilung der gemessenen Daten. Gleichzeitig bleiben die Meßdaten als diskrete Meßpunkte erhalten. Zur Vermeidung von Artefakten ist auf eine numerische Interpolation zwischen den Daten bewußt verzichtet worden, über die quasi kontinuierliche  $R_S$ -Verläufe erzielt werden könnten. Anhand der  $R_S$ -Kartierungen können deutlich die beiden unterschiedlichen Materialhälften unterschieden werden. Entsprechend dem geringeren  $R_S$  bei tieferen Temperaturen sind die jeweiligen Materialseiten bei 75 K in helleren Graustufen als bei Raumtemperatur dargestellt. Entlang der  $R_S$ -Stufe kann eine linienförmige Störung indentifiziert werden, deren Breite etwa mit der Strahlbreite übereinstimmt. Diese Störung ist das Resultat der Polarisationsabhängigkeit des detektierten  $R_S$ -Wertes auf Grund des Spaltes zwischen der Kupfer- und der Messingseite (vgl. Kapitel 4.3.3). Die fächerförmige Unterstruktur innerhalb dieses Streifens ergibt sich aus den unterschiedlichen Orientierungen der Polarisationsrichtung zum Spalt. Nur im Zentrum der Probe kann die Polarisation des Strahles individuell eingestellt werden. Bereiche, in denen gehäuft Meßpunkte fehlen, identifizieren besonders starke Störungen, an denen kein Meßsignal vorhanden war.

Anhand der Ergebnisse von Linescans über die  $R_S$ -Stufe entlang der x-Achse (Strecke A – A') werden die Daten quantitativ diskutiert werden. In Bild 5-8a ist die gemessene Güte als Funktion der diametralen Position für beide Temperaturen aufgetragen und in Bild 5-8b sind die sich daraus ergebenden  $R_S$ -Verläufe dargestellt. Das elektrische Feld der Mode ist parallel zum Übergang der Materialien orientiert. Schon anhand der Güte können sowohl die Materialien als auch die Meßtemperatur klar zugeordnet werden. Die scharfe  $R_S$ -Stufe ist durch die endliche Strahlbreite verschmiert. In Bild 5-8b ist als durchgezogene Linie der Verlauf eingezeichnet, der sich entsprechend der Faltung einer scharfen Widerstandsstufe mit der Intensitätsverteilung des Strahls ergibt (vgl. G 4–37). Als Strahlradius  $w_0$  wurde übereinstimmend für beide Temperaturen ein Wert von 3.3 mm gefunden. Die Verläufe sind in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Vorversuche in Kapitel 4.3.3.

Quantitativ ändern sich die  $R_S$ -Werte beim Übergang von Kupfer zu Messing von etwa 90 m $\Omega$  auf etwa 180 m $\Omega$  bei Raumtemperatur und von etwa 40 m $\Omega$  auf etwa 140 m $\Omega$  bei 75 K. Als berechnete Materialwerte bei 145 GHz ergeben sich bei 295 K  $R_S = 98$  m $\Omega$  (Kupfer) bzw. 190 m $\Omega$  (Messing) und bei 75 K  $R_S = 35$  m $\Omega$  (Kupfer) bzw. 150 m $\Omega$  (Messing). Die Meßdaten erfassen somit im Rahmen der Meßgenauigkeit die vorgegebene  $R_S$ -Verteilung quantitativ. Am Rand des Spiegels dominieren Beugungsverluste. In den

### 5.3 Demonstration der quantitativen $R_S$ -Kartierung

$R_S$ -Kartierungen ist deshalb eine Randzone der Breite  $2w_0$  einer Quantifizierung von  $R_S$  nicht zugänglich.

In Bild 5-8c ist schließlich noch die Resonatorlänge als Funktion der Position aufgetragen. Die Daten der Linescans wurden in Form von zwei radialen Einzelscans und einer Drehung des Spiegels um  $180^\circ$  aufgenommen. Die lineare Änderung der Resonatorlänge in den radialen Scans ist auf die endlichen Justiertoleranzen von Spiegelsystem und Stellelementen zurückzuführen. Das Verhältnis aus der Änderung der Resonatorlänge und dem radialen Weg definiert einen maximalen Verkippungswinkel  $\beta_{||} \approx 0.3^\circ$ , mit dem die Abweichung von der perfekten Parallelität der Spiegel quantifiziert werden kann.

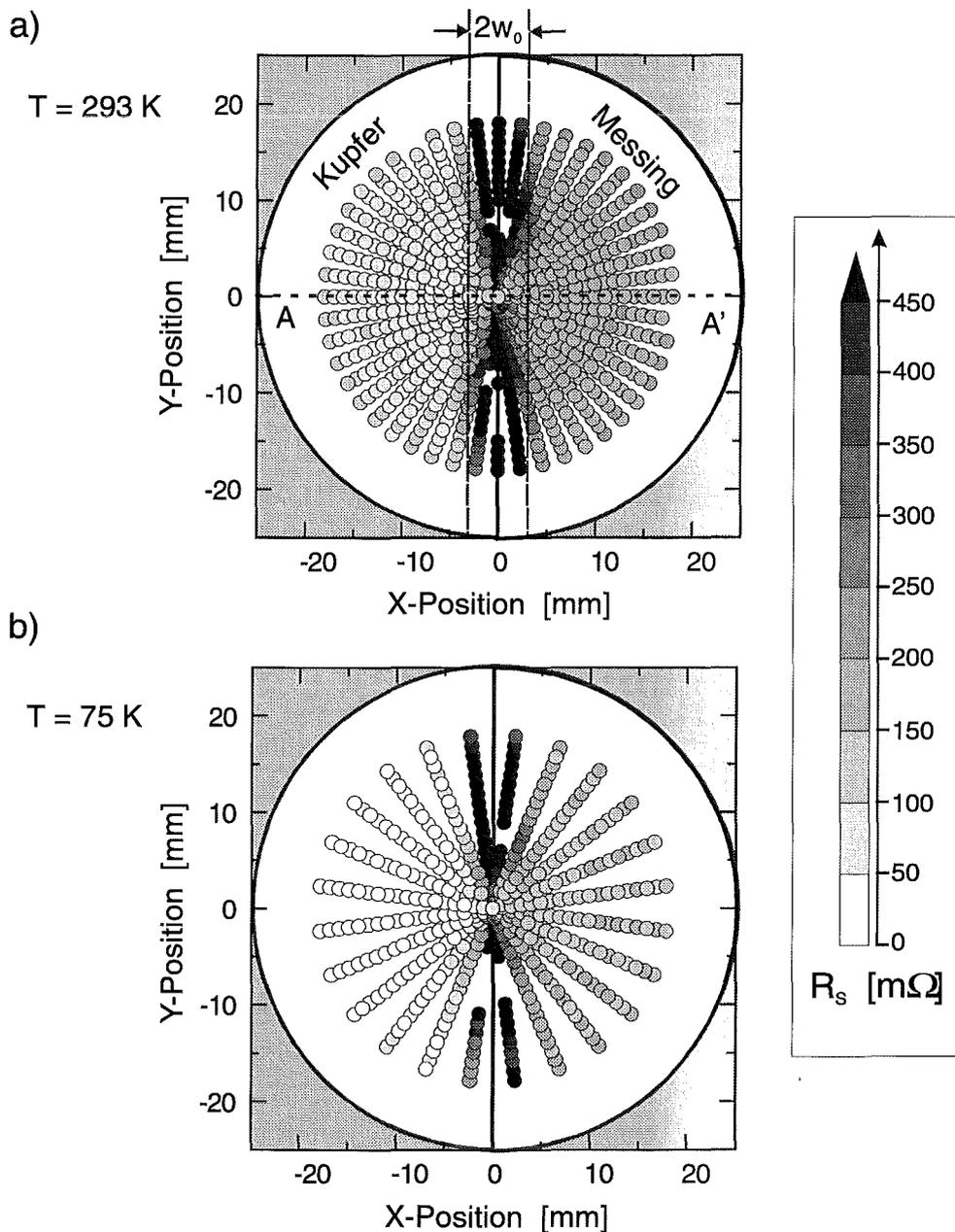


Bild 5-7  $R_S$ -Kartierung des Kupfer/Messing-Spiegels bei  $T = 293 \text{ K}$  und bei  $T = 75 \text{ K}$ .

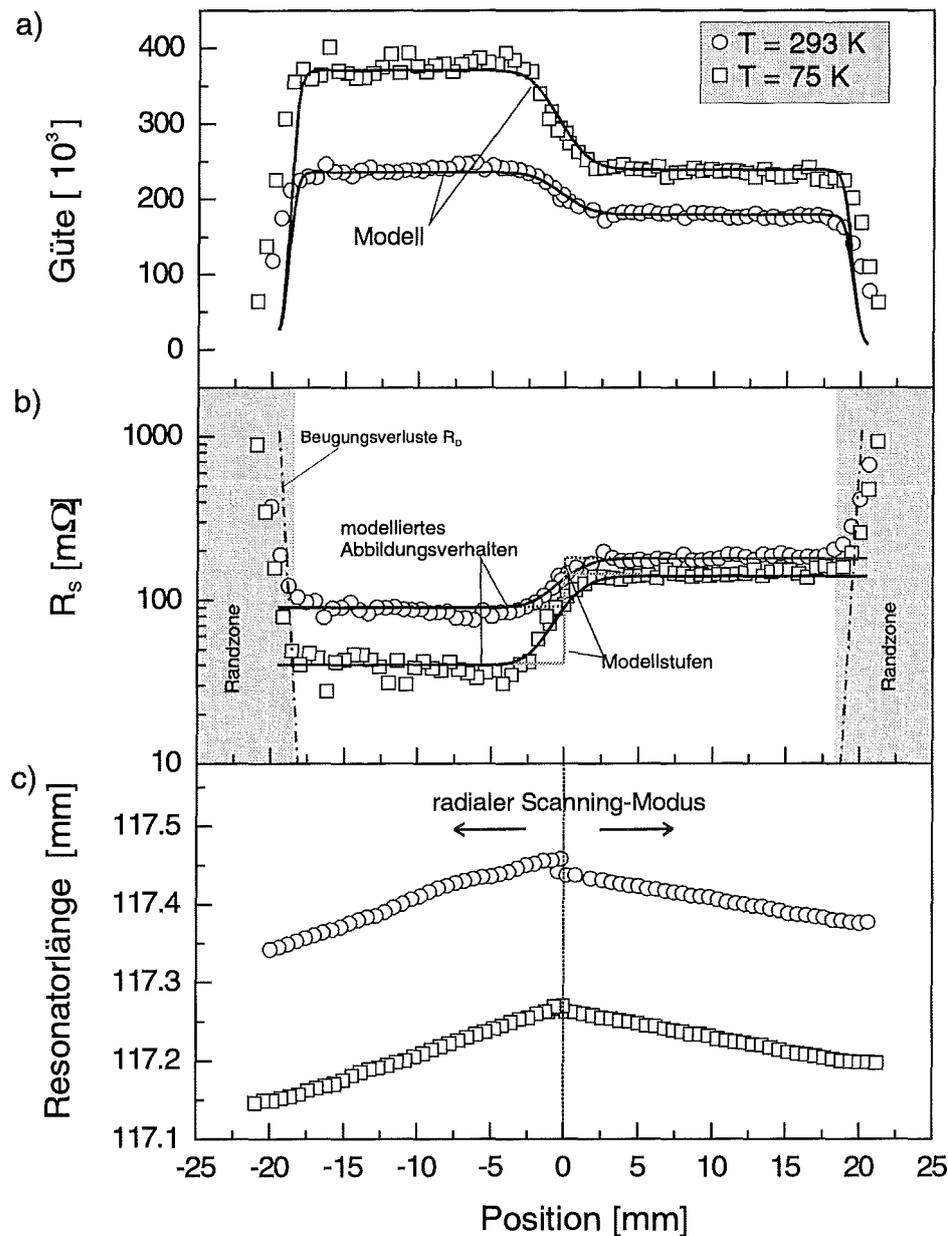


Bild 5-8 *Diametraler Linescan (Strecke A - A' in Bild 5-7) über die  $R_S$ -Stufe des Kupfer/Messing-Spiegels bei 293 K und bei 75 K.*

- Gegenüberstellung der experimentellen Werte für die Güte  $Q$  und dem theoretischen Verlauf aus der Beschreibung des Resonators.*
- $R_S$  aus den experimentellen Güten in (a) und der  $R_S$ -Modellverlauf mit und ohne Berücksichtigung des Abbildungsverhaltens des Resonators. Die ebenfalls eingezeichneten Beugungsverluste  $R_D$  beschränken den quantitativ zugänglichen Flächenbereich.*
- Resonatorlänge in Abhängigkeit von der Position bestimmt aus der Resonanzfrequenz  $\nu_0$  ( $R = 119.98\text{ mm}$ ).*

### 5.4 Meßgenauigkeit und Fehlerabschätzung

Der statistische Fehler von  $R_S$  ( $\Delta R_S$ ) wird durch den statistischen Fehler von  $Q$  ( $\Delta Q$ ) dominiert. Mit dem relativen Fehler  $\Delta Q/Q$ , der mit 3 % abgeschätzt werden kann, ergibt sich gemäß Gleichung G 4-31 für  $\Delta R_S$ :

$$\Delta R_S = 2 \frac{\Gamma}{Q} \cdot \frac{\Delta Q}{Q} = 2R_{\text{eff}} \cdot \frac{\Delta Q}{Q} \quad \text{G 5-2}$$

Der statistische Fehler  $\Delta R_S$  ist demnach proportional zum relativen Fehler  $\Delta Q/Q$ , wobei die Proportionalitätskonstante durch die Gesamtverluste des Resonators ( $R_{\text{eff}}$ ) gegeben ist. Der Wert von  $\Delta R_S$  ist demnach ganz wesentlich durch den Wert der Verlustbeiträge  $R_{\text{sph}}$  und  $R_{\text{offset}}$  bestimmt, wenn der Beitrag von  $R_S$  an den Gesamtverlusten vergleichbar bzw. wesentlich kleiner als diese zusätzlichen Verlustbeiträge ist. In Bild 5-9 ist  $\Delta R_S$  in Abhängigkeit von  $Q$  mit der spezifizierten statistischen Abweichung von  $\Delta Q/Q = 3\%$  quantifiziert. Als weitere Größe ist in dieser Darstellung der Oberflächenwiderstand  $R_S$  dargestellt, wie er sich aus der Auswertung für die Bedingungen der standardisierten Kartierung ( $\text{LN}_2$ -Endtemperatur) unter Berücksichtigung der Zusatzverluste  $R_{\text{offset}} = 50 \text{ m}\Omega$  und der Reflexionsverluste am sphärischen Kupferspiegel  $R_{\text{sph}} = 34 \text{ m}\Omega$  ergibt (vgl. G 4-31).

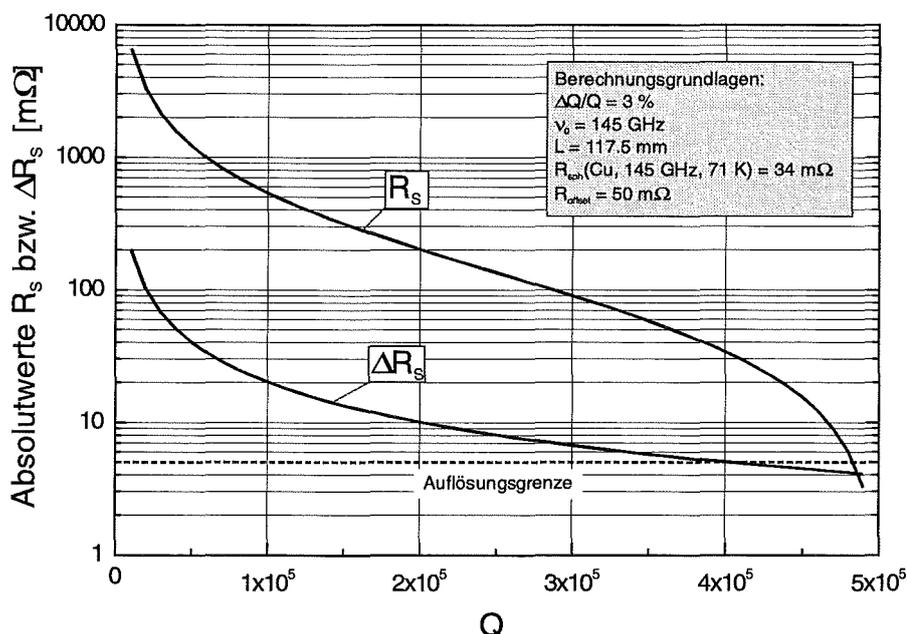


Bild 5-9 Der statistische Fehler  $\Delta R_S$  in Abhängigkeit der Meßgröße  $Q$  ( $\Delta Q/Q = 3\%$ ). Weiterhin ist der Verlauf von  $R_S$  dargestellt, wie er sich in einer Standardkartierung ( $\text{LN}_2$ -Kühlung) aus  $Q$  ergibt.

Aus der Auftragung kann somit für die Kartierung bei  $\text{LN}_2$ -Endtemperatur direkt der statistische Fehler  $\Delta R_S$  abgelesen werden. Für  $R_S$ -Werte unter  $200 \text{ m}\Omega$  gilt  $\Delta R_S < 10 \text{ m}\Omega$ . Für sehr kleine Werte von  $R_S$  unterhalb von  $10 \text{ m}\Omega$  wird der relative Fehler  $\Delta R_S/R_S$  jedoch sehr

groß. Als Auflösungsgrenze von  $R_S$  kann ein Wert von etwa  $5 \text{ m}\Omega$  spezifiziert werden. In guter Näherung kann die Abschätzung von  $\Delta R_S$  aus Bild 5-9 auch für die temperaturvariablen Werte  $R_S(T)$  herangezogen werden.

Grundsätzlich geht durch die Frequenzabhängigkeit des Geometriefaktors  $\Gamma = \pi \mu_0 \nu_0 L(\nu_0)/2$  auch der statistische Fehler von  $\nu_0$  ( $\Delta \nu_0$ ) in  $\Delta R_S$  ein. Der statistische Fehler der Resonanzfrequenz kann mit  $\Delta \nu_0 \approx 100 \text{ kHz}$  abgeschätzt werden, so daß sich ein relativer Fehler  $\Delta \nu_0/\nu_0 \leq 10^{-6}$  ergibt. Entsprechend der Resonanzbedingung läßt sich der relative Fehler von  $L(\nu_0)$  in guter Näherung ebenfalls durch den relativen Fehler von  $\nu_0$  abschätzen. Der Einfluß der Frequenzunsicherheit auf die Genauigkeit von  $R_S$  mit  $\Delta R_S/R_S \approx 10^{-6}$  kann somit vernachlässigt werden.

Der systematische Fehler für den Absolutwert von  $R_S$  ergibt sich aus der Genauigkeit, mit der  $R_{\text{offset}}$  quantifiziert werden konnte. Entsprechend einer Größtfehlerabschätzung mit  $\Delta R_{\text{offset}} = 5 \text{ m}\Omega$  folgt ein systematischer Fehler von  $\Delta R_S^{\text{sys}} = 10 \text{ m}\Omega$ . Dieser bewirkt jedoch lediglich eine konstante Niveaueverschiebung der gesamten Absolutwerte von  $R_S$ .

Die Resonanzfrequenz  $\nu_0$  ist die entscheidende Meßgröße für die Bestimmung der Reaktanz bzw. der Eindringtiefe  $\lambda$ , die grundsätzlich über die starke Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Resonatorlänge  $L$  zugänglich ist. Die sehr kleinen Werte der Eindringtiefe, die typisch im Bereich von  $0.1 - 1 \mu\text{m}$  liegen, stellen jedoch sehr hohe Anforderungen an die Genauigkeit von  $L$ . Mit Resonatormethoden ist deshalb in der Regel keine Absolutwertbestimmung von  $\lambda$  möglich, sondern es erfolgt lediglich eine Bestimmung von Änderungen der Eindringtiefe ( $\Delta \lambda$ ). Voraussetzung hierfür ist zum einen eine ausreichend hohe Empfindlichkeit der Resonanzfrequenz, zum anderen muß die Änderung von  $L$  durch  $\Delta \lambda$  von allen anderen Einflüssen auf die Resonatorgeometrie isoliert werden können.

Der eingesetzte Resonator zeigt eine relative Frequenzstabilität von  $\Delta \nu_0/\nu_0 \approx 10^{-6}$ . Bei einer Resonatorlänge von  $L \approx 117.5 \text{ mm}$  entspricht dies einer Nachweisgrenze für Längenänderung von  $\Delta L \approx 100 \text{ nm}$ . Dieser im Vergleich zu den Gesamtabmessungen extrem kleine Wert unterstreicht die hohen Anforderungen an die mechanische Stabilität des Spiegelsystems. Gleichzeitig ist dieser Wert jedoch bereits im Größenbereich der Eindringtiefe. Weiterhin muß noch berücksichtigt werden, daß der Spiegelabstand sowohl im Kartierungsbetrieb durch die endlichen Justiertoleranzen als auch bei temperaturabhängigen Messungen infolge der thermischen Ausdehnung der Materialien beeinflusst wird. Die sich dabei ergebenden Änderungen der Resonatorlänge sind von der Größenordnung  $10 - 100 \mu\text{m}$  und damit wesentlich größer als die Änderung der Eindringtiefe. Für den eingesetzten Resonator muß deshalb von der Bestimmung von  $\Delta \lambda$  abgesehen werden.

## 6 Meßergebnisse

### 6.1 Charakterisierung des Probensatzes

Für die Untersuchungen wurden YBCO-Wafer ausgewählt, die in erster Linie nach den verwendeten Herstellungsverfahren klassifiziert werden. Sie unterscheiden sich weiterhin auch bezüglich des Substratmaterials und dem Durchmesser (vgl. Tabelle 6-1). Der Schwerpunkt der Untersuchungen lag auf beidseitig beschichteten Wafern mit einem Durchmesser von 3 Zoll, die mit dem Sputter-Verfahren bzw. dem PLD-Verfahren speziell im Hinblick auf HF-Anwendungen hergestellt wurden. Die beiden YBCO-Schichten, die bei einem beidseitig beschichteten YBCO-Wafer für die Untersuchung zur Verfügung stehen, werden durch die Nomenklatur *Probenname(i)* bzw. *Probenname(ii)* identifiziert. Innerhalb der Probengruppen entsprechend Tabelle 6-1 wurden die Herstellungsbedingungen nur im Rahmen der Standardprozeßführung verändert. Speziell bei den Proben aus dem Sputter-Verfahren wurde dabei die Substrattemperaturen von minimal 725° bis maximal 750° variiert. Als weiterer Versuchsparameter wurde bei dem Wafer Ra-4 versuchsweise ein Substrat gewählt, das vor der Beschichtung bei 1100°C getempert wurde.

Name	Herstellungsverfahren	Substratmaterial Durchmesser / Dicke	Filmdicke [nm]	T <sub>C</sub> [K]	j <sub>c</sub> (77 K) [MA/cm <sup>2</sup> ]
Ra-3	IZM-Sputtern doppelseitig (FZK-INFP)	Saphir 3" /0.43 mm	400 (350 – 450)	89.5	≥ 2
Ra-5				90	
Ra-6				90.5	
Ra-9				89.5	
Ra-4				90	
		Saphir getempert			
G701	PLD doppelseitig (Uni Leipzig)	Saphir 3" /0.43 mm	275 (250 – 300)	89	2-4
G702				89.5	
G704				90	
KM3Z	Co-Evaporation einseitig (TU-München)	Saphir 3" /0.43 mm	300	87	2.5
Ra-10	IZM-Sputtern einseitig	LaAlO <sub>3</sub> 40 mm / 0.5 mm	500	90.5	-
YBfK3	Co-Evaporation einseitig	LaAlO <sub>3</sub> 40 mm / 0.5 mm	600	87.5	2.5

Tabelle 6-1: Überblick über die untersuchten YBCO-Wafer.

Die YBCO-Schichten weisen T<sub>C</sub>-Werte im Bereich von 90 K auf mit Ausnahme der Schichten aus der Co-Evaporation, deren T<sub>C</sub> deutlich zu kleineren Werten verschoben ist. Die angegebenen induktiv gemessenen T<sub>C</sub>-Werte stellen nur Richtgrößen für die

Probencharakterisierung dar, ohne eventuelle lokale Variationen zu berücksichtigen. Diese werden im Rahmen der temperaturabhängigen Messungen später dargestellt. Die Schichten zeigen typische kritische Stromdichten  $j_c$  bei  $T = 77\text{ K}$  zwischen  $2 - 4\text{ MA/cm}^2$ , deren hohen Werte die ausgezeichnete Qualität der Materialien unterstreicht. Speziell werden in Kap. 6.2 induktive  $j_c$ -Kartierungen den  $R_s$ -Kartierungen gegenübergestellt.

Die morphologischen und mikrostrukturellen Eigenschaften der Proben wurden mit einer Reihe von Verfahren untersucht. Als zerstörungsfreie Eingangskontrolle wurde in der Regel eine Untersuchung mit einem Auflichtmikroskop durchgeführt. Bei geringen Vergrößerungen (typisch 50-fach) zeigt sich ein strukturloses Bild des Gefüges, das lediglich vereinzelt auftretende Schmutzpartikel und Kratzer auf der Oberfläche erkennen läßt. Bei höheren Vergrößerungen (typ. 250 – 500-fach) werden auf dem Wafer körnige Strukturen aufgelöst (vgl. Bild 6-1), deren Größe vom Herstellungsverfahren abhängig ist und verfahrensabhängige Rauhwerte der Schichten impliziert. Mit einem Laserprofilometer, das die berührungslose Rauwertuntersuchung auf makroskopischen Skalen mit einer Punktauflösung von  $0.5\text{ }\mu\text{m}$  ermöglicht [71], wurden tatsächlich deutlich unterschiedliche Rauheiten mit typischen mittleren Rauwerten von  $R_a \approx 0.4\text{ }\mu\text{m}$  für das Sputter-Verfahren und  $R_a \approx 0.15\text{ }\mu\text{m}$  für das PLD-Verfahren bestimmt. Für den mittels Co-Evaporation hergestellten Wafer YbFK3 mit  $\text{LaAlO}_3$ -Substrat wurde sogar nur ein Wert von  $R_a \approx 0.05\text{ }\mu\text{m}$  bestimmt.

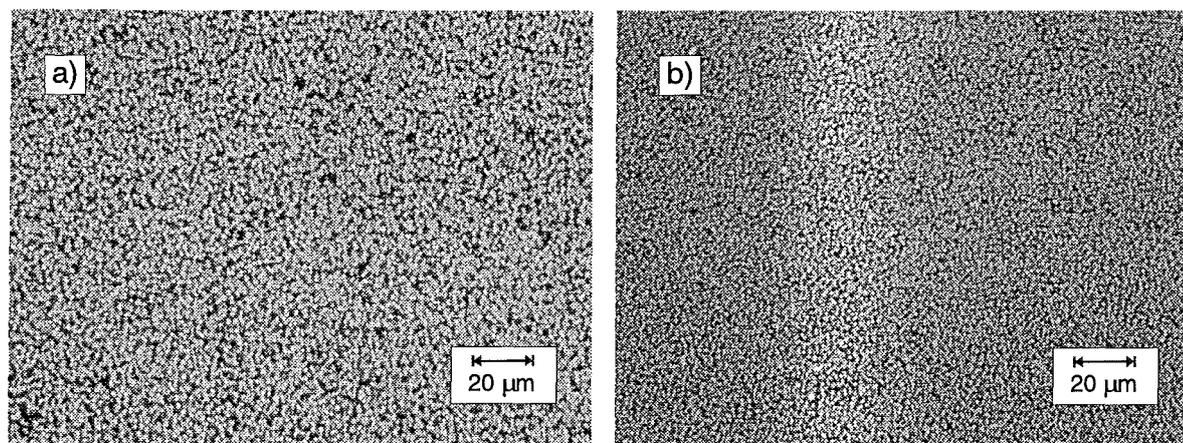


Bild 6-1 Lichtmikroskopische Aufnahmen (500-fach) an untersuchten YBCO-Wafern aus dem Sputter-Verfahren (a) und aus dem PLD-Verfahren(b).

Die Orientierung der Kristallstruktur und die Qualität des epitaktischen Wachstums wurde mit Röntgenbeugung in Bragg-Brentano-Geometrie untersucht. Bei diesem Verfahren sind die Winkel zwischen Probenoberfläche und dem einfallenden bzw. ausfallenden Röntgenstrahl gleich, so daß nur die parallel zur Probenoberfläche liegende Netzebenenschar die Beugungsbedingung erfüllen können. Die Reflexlage  $\theta_{hkl}$  wird entsprechend der Bragg-Bedingung  $\lambda_{K\alpha} = 2a_{hkl} \sin \theta_{hkl}$  nur von der verwendeten Wellenlänge  $\lambda_{K\alpha}$  der  $\text{Cu-K}_{\alpha 1}$ -Strahlung und vom Netzebenenabstand  $a_{hkl}$  bestimmt. Im Fall der c-achsenorientierten Schichten treten so nur die (00n)-Reflexe auf (vgl. Bild 6-2a), deren Reflexlage die

## 6.1 Charakterisierung des Probensatzes

Bestimmung der Gitterkonstante der c-Achse erlaubt. Als Gitterparameter der c-Achse wurden für alle Schichten aus dem Sputter- bzw. PLD-Prozeß ein Wert von 1.167 nm bestimmt, der dem Wert bei optimaler Sauerstoffbeladung von YBCO entspricht. Die epitaktische Qualität der Schichten wird weiterhin von den Abweichungen der Orientierung der einzelnen Kristallite von der c-Achsenorientierung bestimmt. Die Häufigkeit der jeweils um einen bestimmten Winkel fehlorientierten Körner wird als Mosaikverteilung bezeichnet. Ihre Halbwertsbreite, die Mosaikbreite, ist ein Maß für die Schichtorientierung. In Bragg-Brentano Geometrie wird dazu die Probe in Reflexionsstellung gebracht und anschließend bei fester Detektorposition schrittweise verkippt, wobei die unterschiedlich fehlorientierten Kristallite nach und nach die Reflexionsbedingung erfüllen. (vgl. Bild 6-2b). Die untersuchten Schichten wiesen Mosaikbreiten im Bereich von  $0.3^\circ - 0.6^\circ$  auf, wobei eine Korrelation mit den Herstellungsmethoden nicht erkennbar war.

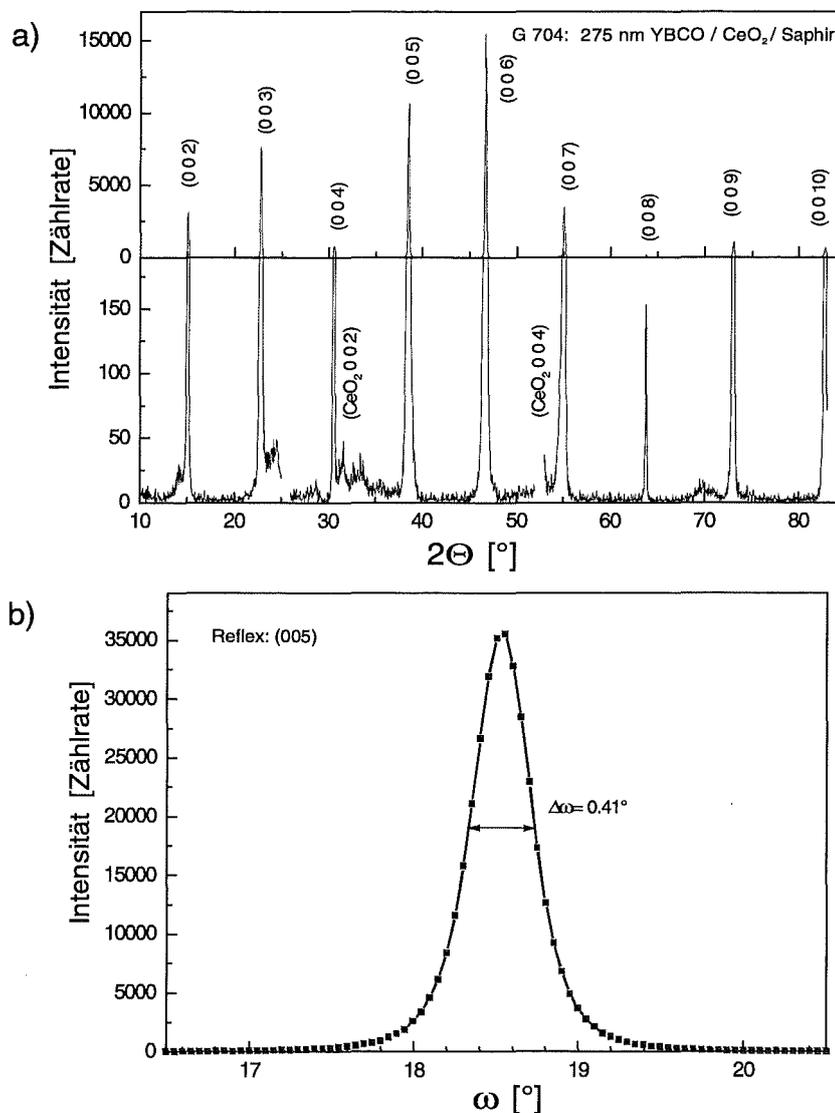


Bild 6-2 *Untersuchung der Schichtorientierung mit Röntgenbeugung.*  
a) *Beugungsdiagramm mit den (00n)-Reflexen entsprechend einer c-achsenorientierten YBCO-Schicht.*  
b) *Untersuchung der Fehlorientierung bezüglich der c-Achsenorientierung in Form der Mosaikverteilung.*

Zur Elementanalyse der Schichten sowie der experimentellen Überprüfung der Schichtdicken wurden Messungen mittels der Rutherford-Rückstreuung (RBS) herangezogen [72]. Dabei wird ein Target (Probe) mit hochenergetischen Ionen beschossen. Die infolge der Coulomb-Wechselwirkung mit den Kernen elastisch rückgestreuten Ionen werden energieselektiv detektiert. Als Projektile wurden monoenergetische  $\text{He}^+$ -Ionen mit einer Primärenergie von 2 MeV eingestrahlt. Der analysierte Probenbereich hatte einen Durchmesser von etwa 1 mm. Die rückgestreuten  $\text{He}^+$ -Ionen wurden unter einem Winkel von  $165^\circ$  zur Einfallrichtung detektiert. Die gemessenen Schichtdicken stimmen im Rahmen von etwa 10 % mit den Angaben der Hersteller aus den Depositionsraten überein. Untersuchungen zur Homogenität der Schichtdicke über die Waferfläche ergaben eine Schwankungsbreite von ebenfalls etwa 10 %. Es kann somit grundsätzlich von einer homogenen Schichtdicke ausgegangen werden. Die Elementanalysen der Schichten zeigten deutliche Abweichungen von der stöchiometrischen Zusammensetzung der metallischen Konstituenten. Insbesondere wurde bei allen Herstellungsmethoden eine deutliche Ba-Armut relativ zum Y-Gehalt detektiert. Die gesputterten Filme sind sehr reich an Cu. Die Abweichungen von der stöchiometrischen Zusammensetzung deutet auf die Anwesenheit von Fremdphasen in der Gefügestruktur hin.

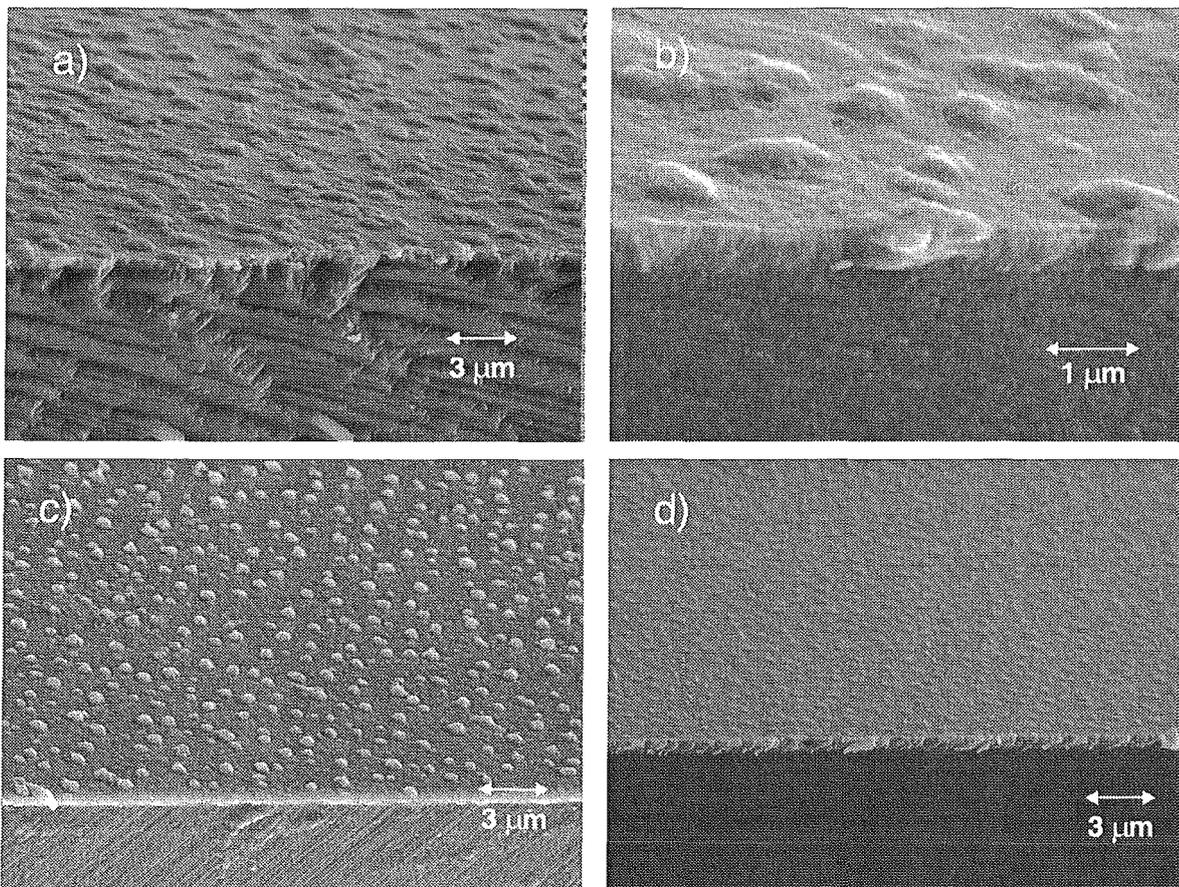


Bild 6-3 REM-Aufnahmen an Bruchflächen (Kippwinkel  $40^\circ$ ) von Schichten aus dem Sputter-Verfahren (a und b), dem PLD-Verfahren (c) und der Co-Evaporation (d)

Die Mikromorphologie des Gefüges wurde mit dem Rasterelektronenmikroskop (REM), dem Rasterkraftmikroskop (AFM) und dem Rastertunnelmikroskop (STM) untersucht. In Bild 6-3 sind REM-Aufnahmen an Proben aus den unterschiedlichen Herstellungsmethoden in hoher Vergrößerung dargestellt. In allen Bildern werden helle Ausscheidungen deutlich, die die Ursache für die im Lichtmikroskop beobachteten körnigen Oberflächen sind und in der eigentlichen Filmmatrix eingelagert sind. Lediglich die Größe und die Dichte der Ausscheidungen ist bei den einzelnen Herstellungsmethoden verschieden. An den verhältnismäßig großen Ausscheidungen der Schichten aus dem Sputter-Verfahren konnten mit Hilfe der energiedispersiven Röntgenspektroskopie (EDX) eine lokale Elementanalyse durchgeführt werden. Während die Matrix deutlich die Zusammensetzung der YBCO-Phase zeigt, ist in den Ausscheidungen vor allem das Element Ba nicht enthalten und der Cu-Anteil sehr hoch. Die feineren Ausscheidungen der Wafer aus dem PLD-Verfahren und der Co-Evaporation waren für die Analyse zu klein. Form und Struktur der Ausscheidungen legen jedoch eine zu den gesputterten Schichten äquivalenten Befund nahe. An den Bruchflächen konnte weiterhin nachgewiesen werden, daß zumindest einige Ausscheidungen die Schicht vollständig durchdringen (vgl. Bild 6-3b). Die Bruchflächenanalyse erlaubt weiterhin eine zusätzlich Schichtdickenbestimmung. Die Morphologie der Schichtmatrix wird in STM- und AFM-Untersuchungen deutlich (vgl. Bild 6-4 und Bild 6-5). Das Gefüge ist durch ein inselförmiges Wachstum mit deutlichen Wachstumsspiralen bestimmt, die die Kristallitstruktur der Filme darstellen. Typisch sind Inselgrößen von wenigen hundert Nanometern.

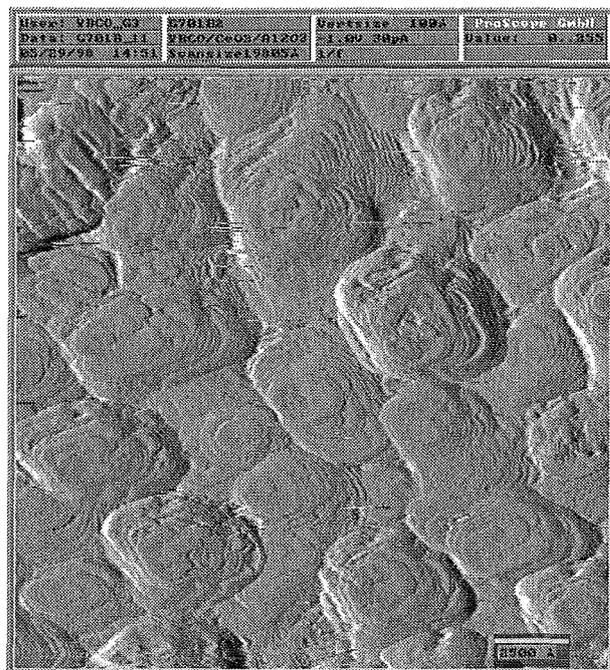


Bild 6-4 *Darstellung der Mikrostruktur einer YBCO-Schicht von Wafer G701 anhand einer Aufnahme mit dem Rastertunnelmikroskop.*

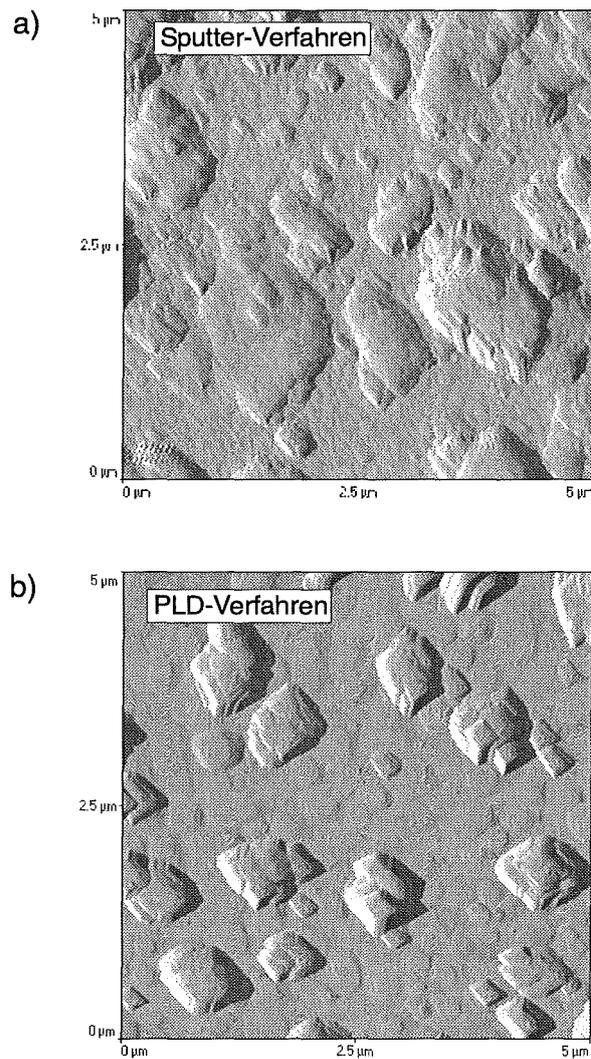


Bild 6-5 *Darstellung der Mikromorphologie von zwei YBCO-Schichten aus dem Sputter-Verfahren (a) und dem PLD-Verfahren(b) mit dem Rasterkraftmikroskop. Neben den deutlich heraustretenden Ausscheidungen ist die inselförmige Morphologie der Schichtmatrix zu erkennen.*

### 6.2 Homogenitätsanalyse des Oberflächenwiderstandes bei fester Temperatur

#### 6.2.1 Abbildung künstlicher Punktdefekte

Der ortsauflösende Meßbetrieb des Tieftemperatur-Resonatorsystems wurde bereits in Kap. 5.3 an einer einfachen metallischen Struktur demonstriert. Die  $R_S$ -Kartierung eines YBCO-Wafers mit künstlich eingebrachten Defekten soll der Ergebnisdarstellung für die typischen YBCO-Wafer vorangestellt werden. Die Defekte wurden durch die lokale Bestrahlung einer YBCO-Schicht (Durchmesser 3 Zoll) mit hochenergetischen  $He^+$ -Ionen innerhalb eines Rutherford-Rückstreu-Experiments erzeugt. Die bestrahlten Flächen mit einem Durchmesser von etwa 1 mm sind kreuzförmig im Abstand von 10 mm angeordnet. Optisch sind die Defekte nur über ein Adsorbat (z.B. Wasserdampf) sichtbar zu machen, da sie keinerlei Dickenabweichungen oder sogar Materialabtrag aufwiesen. In Bild 6-6a ist die  $R_S$ -Kartierung dieses Testwafers bei 75 K in Form einer Graustufendarstellung der Meßpunkte über der Waferfläche dargestellt (s. Skala Bild 6-6b). Das kreuzförmige Muster der bestrahlten Flächen hebt sich als Punktcluster mit erhöhtem  $R_S$  deutlich vom eigentlichen Filmhintergrund mit niedrigem  $R_S$  ab. Die Ausdehnung der Punktcluster ist im Vergleich zum Durchmesser des Defektes verbreitert, wobei innerhalb der Punktcluster eine deutliche Abstufung der Grautöne erkennbar ist. Im Bereich der als 'Flat' bezeichneten Wafermarke weist die Testschicht selbst einen degradierten Bereich mit erhöhtem  $R_S$  auf.

Eine genauere Beurteilung über die Erfassung der Defekte aus dem RBS-Experiment erfolgt durch eine Schnittdarstellung durch die Zentren der Punktcluster, die in Bild 6-6b für Schnitte entlang der Linien A - B bzw. A' - B' dargestellt sind. Die Defekte werden der Lage der  $R_S$ -Peaks zugeordnet, deren Maxima eine Lokalisierung des Defektes erlaubt. Die Abstände der Maxima entsprechen mit Ausnahme des zentralen Peaks dem angegebenen Sollwert von 10 mm. Entlang der dargestellten Schnitte ist eine gegenläufige Zu- bzw. Abnahme der Peakmaxima festzustellen, die aus einem geringfügigen Versatz der Defektlinie aus der Diagonalen des Meßbereichs resultiert. Die Verbreiterung der Peaks entspricht der gaußschen Strahltille des fokussierten Millimeterwellenstrahls.

Die Ergebnisse an diesem Testwafer demonstrieren sehr deutlich das vorhandene Potential der Defekterfassung an einer supraleitenden YBCO-Schicht. Obgleich jeder einzelne künstliche Defekt sich mit einer Fläche von etwa  $1.5 \text{ mm}^2$  nur über ein Zwanzigstel der vom Strahl erfaßten Fläche erstreckt, heben sich die  $R_S$ -Werte an den Defektpositionen um bis zu einem Faktor 10 vom eigentlichen Schichtwert ab. Dies signalisiert den ausgezeichneten Kontrast, der in dieser Meßmethode für die Detektion von  $R_S$ -Inhomogenitäten zur Verfügung steht und sowohl die Auflösung sehr feiner  $R_S$ -Unterschiede als auch den Nachweis sehr kleiner Defekte mit Ausdehnungen bis in den Submillimeterbereich erlaubt. Das endliche gaußsche Strahlprofil erlaubt stets eine präzise Lokalisierung für das Zentrum der Störung. Allerdings ist bei solchen Einzeldefekten mit einer Ausdehnung weit unterhalb der Strahlbreite nur eine integrale Aussage über ihre Ausdehnung und die Höhe ihres Verlustbeitrages möglich, die nur bei Kenntnis einer dieser beiden Größe verlässlich aufgespalten werden kann.

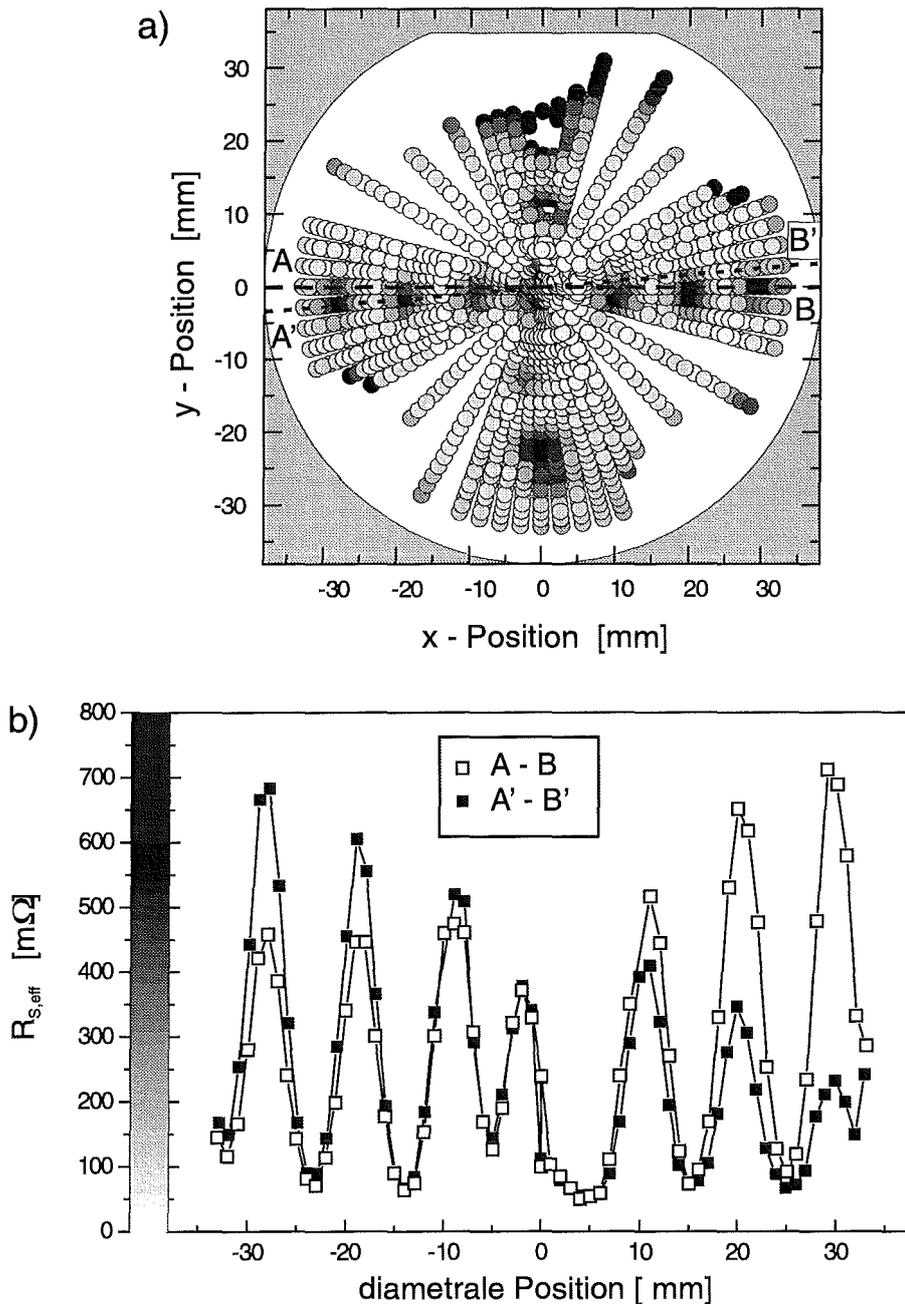


Bild 6-6  $R_S$ -Kartierung eines Testwafers mit künstlich eingebrachten, lokalen Defekten bei  $T = 75\text{ K}$  und  $\nu = 145\text{ GHz}$ .

- a) Graustufendarstellung von  $R_{S,eff}$  über der Waferfläche (Skala s. Teilbild b).
- b) Linescans entlang der diametralen Strecken AB und A'B'.

### 6.2.2 Darstellung und Quantifizierung der $R_S$ -Verteilung

Die nachfolgend dargestellten Homogenitätsanalysen typischer YBCO-Wafer bei fester Temperatur (75 K) liefern sowohl eine direkte Abbildung der  $R_S$ -Verteilung in Form einer Graustufenkarte als auch eine quantitative Parametrisierung des Homogenitätsgrads. Die  $R_S$ -Karten eignen sich besonders dazu, Strukturen innerhalb der räumlichen Verteilung

unmittelbar aufzuzeigen. Die quantitative Analyse der beobachteten  $R_S$ -Werte ergibt sich aus der Auftragung der Häufigkeitsverteilung der Meßwerte in Form eines Histogramms. In Bild 6-7 ist die Auswertung von zwei Messungen an der Schicht Ra-3(i) im Vergleich dargestellt.

Bei der Auftragung der Häufigkeitsverteilung muß berücksichtigt werden, daß die Flächendichte der Meßpunkte von der Wahl der radialen und azimuthalen Schrittweite  $\Delta r$  bzw.  $\Delta\phi$  abhängt und durch das sternförmige Raster radial nach außen abnimmt (vgl. Bild 6-7). Die einzelnen Meßpunkte werden deshalb entsprechend ihres Flächenanteils gewichtet. Die Meßwerte an den einzelnen Positionen werden dabei als repräsentativ für ein zugeordnetes Flächenelement eingestuft, das sich als Segment eines Kreistrings um die jeweilige Position des Meßwertes gruppiert. Das Gewicht dieses Meßwertes ist proportional zu dieser Fläche und als Gewichtungsfunktion ergibt sich:

$$g = \frac{2\pi r \Delta r \Delta\phi}{360 S_0} \quad \text{G 6-1}$$

wobei diese Funktion auf die insgesamt untersuchte Fläche  $S_0$  normiert ist. Die Häufigkeitsverteilung gibt demnach den relativen Flächenanteil wieder, der einen bestimmten  $R_S$ -Wert aufweist. Über diese Auswertung werden die Messungen mit unterschiedlichem Raster vergleichbar, wie Bild 6-7 zeigt.

Zur Parametrisierung der Verteilung wird die Kumulationssumme  $D$  verwendet, die sich aus der sukzessiven Summation der relativen Flächenanteile ergibt. Diese Funktion quantifiziert den relativen Flächenanteil, der für einen bestimmten Wert  $R_{S,0}$  die Bedingung  $R_S \leq R_{S,0}$  erfüllt. Der Mittelwert  $D_{50}$  für die Verteilung ist durch den  $R_S$ -Wert bei  $D = 0.5$  (50%) gegeben. Weitere charakteristische  $R_S$ -Werte finden sich bei  $D = 0.1$  (10%) und  $D = 0.9$  (90%), die als Startwert  $D_{10}$  bzw. als Endwert  $D_{90}$  der Verteilung definiert werden. Die Differenz ihrer Werte  $\Delta D$  quantifiziert die Breite der Verteilung. Die Symmetrie der Verteilung läßt sich über den Symmetriefaktor  $F_{\text{sym}}$  bewerten, der sich aus dem Verhältnis der Differenzbeträge von Mittelwert und Endwert bzw. Mittelwert und Startwert ergibt:

$$F_{\text{sym}} = \frac{D_{90} - D_{50}}{D_{50} - D_{10}} \quad \text{G 6-2}$$

Im Fall einer symmetrischen Verteilung gilt  $F_{\text{sym}} = 1$ . Große (bzw. kleine) Werte des Symmetriefaktors zeigen weite Ausläufer in den Verteilungen zu großen ( bzw. kleinen)  $R_S$ -Werten an. Über diese Parametrisierung ist ein definiertes Vergleichsverfahren möglich, mit dem der Homogenitätsgrad der untersuchten Filme objektiv beurteilt werden kann. Die Signifikanz dieser Analysen kann anhand der Meßergebnisse nachgewiesen werden, die in Bild 6-7 dargestellt sind. Der untersuchte YBCO-Wafer wurde zwischen den Messungen ausgebaut und um einen Winkel von  $180^\circ$  gedreht wieder eingebaut. Auf diese Weise wird zweifelsfrei nachgewiesen, daß die  $R_S$ -Verteilung probenspezifisch ist und nicht etwa eine inhomogene Temperaturverteilung am Probenhalter überlagert ist. Zu Vergleichszwecken ist die Orientierung der abgebildeten  $R_S$ -Karten so gewählt, daß der segmentartige Abschnitt der als Flat bezeichneten Wafermarke nach oben zeigt.

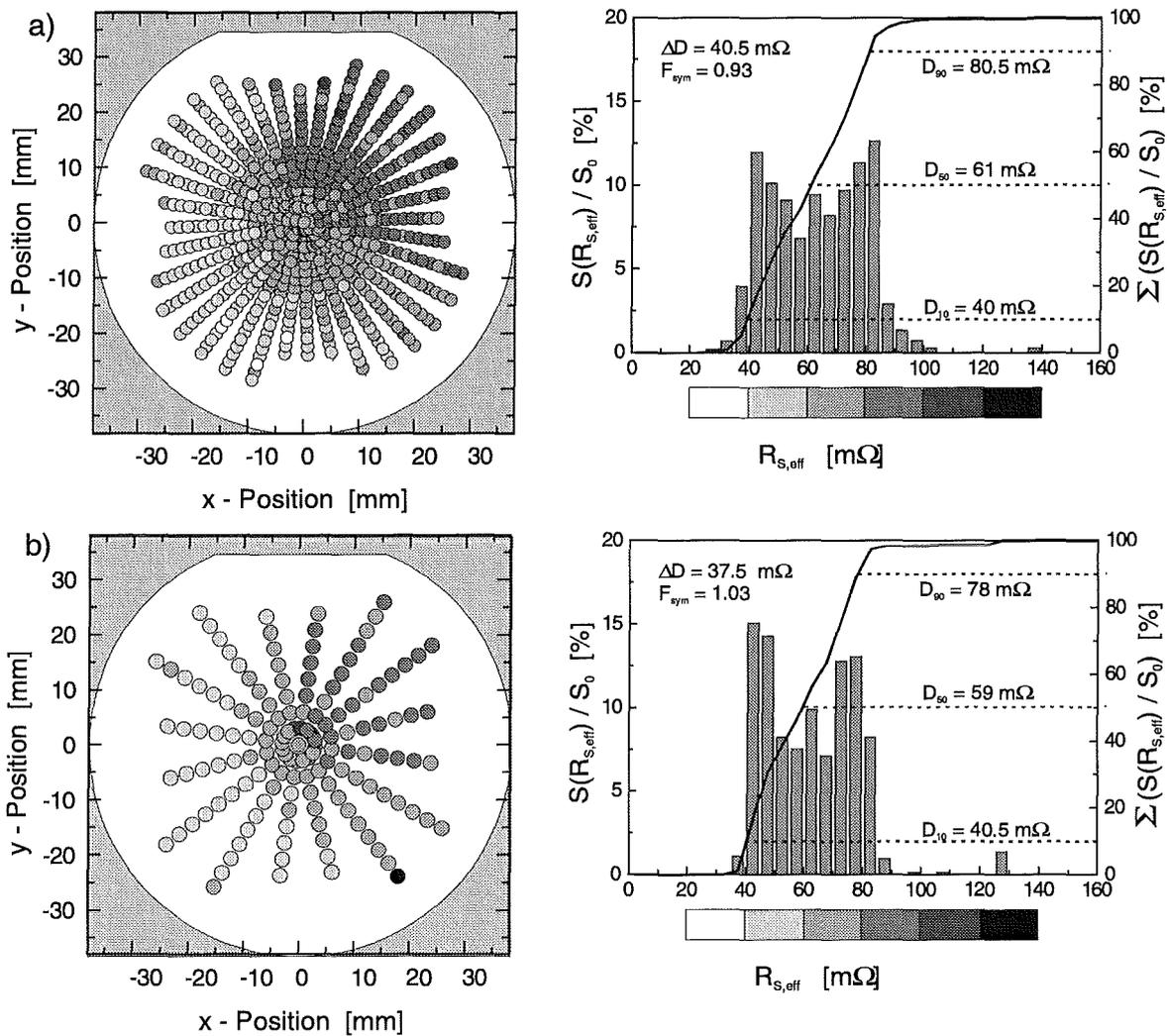


Bild 6-7 a) Darstellung und Quantifizierung der  $R_S$ -Kartierung von Schicht Ra-3(i) (75 K, 145 GHz) bestehende aus einer Graustufenkarte, einem Histogramm mit der relativen Häufigkeitsverteilung (Flächenanteil  $S(R_{S,eff})$  normiert auf die untersuchte Gesamtfläche  $S_0$ ) und den Parametern der Kumulationssumme  $D_{50}$ ,  $D_{10}$ ,  $D_{90}$ ,  $\Delta D$  und  $F_{sym}$ .  
 b) Wiederholungsmessung an der Schicht Ra-3(i) mit geringerer Meßpunktdichte.

### 6.2.3 Homogenitätscharakteristik großflächiger Schichten

Die Gesamtheit aller  $R_S$ -Kartierungen an den typischen 3 Zoll-Wafern (vgl. Tabelle 6-1) kann grundsätzlich in drei Homogenitätsgruppen eingeordnet werden. Eine ausgezeichnete Gruppe wird dabei von einer Anzahl von Schichten gebildet, die als homogen bezüglich  $R_S$  beurteilt werden können. Kennzeichnend für die Ergebnisse dieser Arbeit ist jedoch eine zweite Gruppe, die eindeutig flächig ausgedehnte Inhomogenitäten aufweist. Eine Ausnahmestellung bildet eine dritte Gruppe von Wafern, die einzelne lokale Störungen zeigen. Spezifische Resultate aus der Reihe einzelner Kartierungen können am besten nach den Herstellungsverfahren geordnet werden. In den Darstellungen werden die der Auswertung

## 6.2 Homogenitätsanalyse des Oberflächenwiderstandes bei fester Temperatur

direkt zugänglichen schichtspezifischen Werte  $R_{S,eff}$  verwendet, die sich entsprechend den Bemerkungen in Kap. 2.1.3 vom materialspezifischen Wert  $R_S$  unterscheiden. Legt man eine für YBCO spezifische Eindringtiefe bei 77 K von 220 nm zu Grunde, ergibt sich als Überhöhungsfaktor  $R_{S,eff}/R_S$  im Fall der YBCO-Wafer aus dem Sputter-Verfahren ( $d = 400$  nm) ein Wert von  $R_{S,eff}/R_S = 1.25$  und im Fall der YBCO-Wafer aus dem PLD-Verfahren ein Wert von  $R_{S,eff}/R_S = 1.7$ . Grundsätzlich könnte eine Variation des Überhöhungsfaktors durch Schwankungen in der Schichtdicke oder der Eindringtiefe auch Unterschiede in  $R_{S,eff}$  bewirken, ohne daß sich der materialspezifische Wert  $R_S$  ändert. Eine Variation des Verhältnisses  $d/\lambda$  im Rahmen des untypisch großen Wertes von 30 % würde jedoch den Überhöhungsfaktor im Fall der gesputterten Wafer um maximal 25 % und im Fall der PLD-Wafer um maximal 35% verändern. Da die detektierten Unterschiede in  $R_{S,eff}$  jedoch weitaus größer sind, können sie als repräsentativ für die Variationen von  $R_S$  angesehen werden.

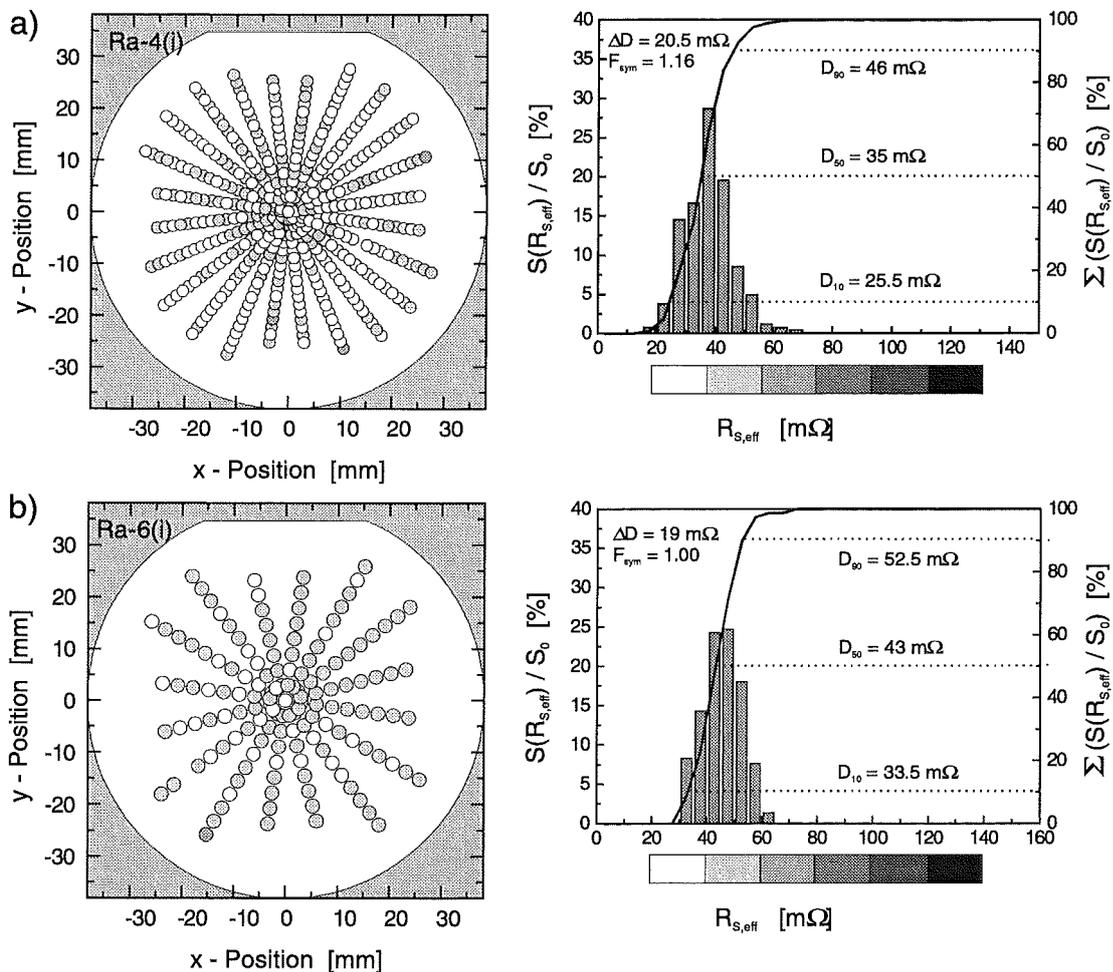


Bild 6-8  $R_S$ -Kartierungen (75 K, 145 GHz) der homogenen YBCO- Schichten Ra-4(i) und Ra-6(i) aus dem Sputter-Verfahren.

3 Zoll-Wafer aus dem Sputter-Verfahren

Die Schichten Ra-6(i) und Ra-4(i) ordnen sich in die Gruppe der homogenen Schichten ein (vgl. Bild 6-8). Die  $R_{S,eff}$ -Karten dieser Schichten sind strukturlos und die  $R_{S,eff}$ -Verteilungen sind symmetrisch. Beide Schichten zeigen sehr geringe Mittelwerte mit  $D_{50} = 35 \text{ m}\Omega$  im Fall von Ra-4(i) und  $D_{50} = 43 \text{ m}\Omega$  im Fall von Ra-6(i). Die Verteilungsbreiten sind gegenüber der statistischen Schwankung des Mittelwertes ( $\pm 7 \text{ m}\Omega$ ) nur unwesentlich erhöht. Der Symmetrieparameter besitzt einen quasi ausgeglichenen Wert von  $F_{sym} = 1.16$  für Ra-4(i) und  $F_{sym} = 1.0$  für Ra-6(i).

Ein typischer Vertreter der Gruppe mit flächigen Inhomogenitäten ist die bereits in Bild 6-7 dargestellte Schicht Ra-3(i). Aus ihrer  $R_{S,eff}$ -Karte können drei unterschiedliche Bereiche identifiziert werden, deren Ausdehnung wesentlich größer als die vom Strahl erfaßte

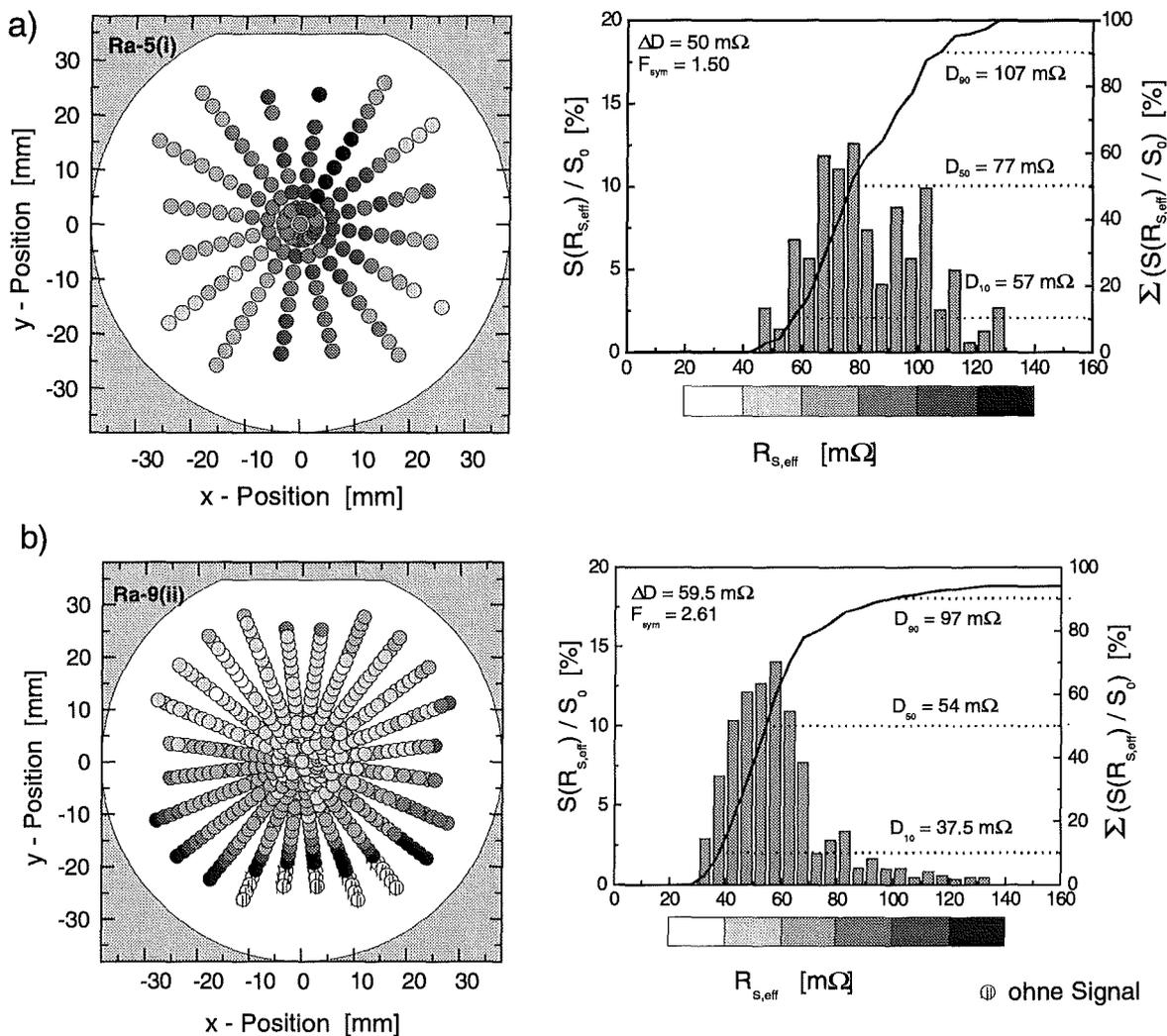


Bild 6-9  $R_S$ -Kartierungen (75 K, 145 GHz) der YBCO-Schichten Ra-5(i) und Ra-9(ii) aus dem Sputter-Verfahren. Die Schichten weisen ausgedehnte Inhomogenitätsbereiche von  $R_{S,eff}$  auf.

## 6.2 Homogenitätsanalyse des Oberflächenwiderstandes bei fester Temperatur

Fläche ist. Diese Schicht zeigt einen kontinuierlichen Verlauf von  $R_{S,eff}$  über die Waferfläche hinweg. Die Verteilung weist dabei eine streifenförmige Struktur auf, die auf den linearen Vorschub des Wafers während der Schichtdeposition zurückzuführen ist. Weitere Vertreter diese Homogenitätsgruppe sind in Bild 6-9 abgebildet. Die Schicht Ra-5(i) zeigt dabei eine Erhöhung von  $R_{S,eff}$  in einem zentralen Streifen. An der Schicht Ra-9(ii) kann im unteren Teil des Wafers ein Bereich identifiziert werden, der degradierte Werte  $R_{S,eff}$  aufweist. An den speziell gekennzeichneten Meßpunkten überstiegen die Werte den erfaßbaren Meßbereich. Dieser degradierte Bereich identifiziert ein extrem gestörtes Schichtwachstum, das auf eine teilweise Abschirmung des Substrates während des Beschichtungsprozesses zurückzuführen ist. Der restliche Schichtbereich grenzt sich deutlich davon ab und weist sehr geringe Werte für  $R_{S,eff}$  auf. Dennoch läßt sich auch in diesem hochwertigen Bereich der Schicht noch eine streifenförmige Unterstruktur erkennen.

Zu den wenigen Schichten mit isolierten lokalen Auffälligkeiten, die sich in die dritte Homogenitätsgruppe einordnen lassen, gehört die Schicht Ra-4(ii), für die deutlich zwei lokale Defekte nachgewiesen wurden (vgl. Bild 6-10). Die sehr starken Störungen äußern sich in der Häufigkeitsverteilung als asymmetrischer Ausläufer zu höheren  $R_{S,eff}$ -Werten ( $F_{sym} = 2.14$ ). Der ungestörte Bereich entspricht der homogenen Qualität der sich auf der rückseitigen Waferfläche befindenden Schicht Ra-4(i) (vgl. Bild 6-8a) und zeigt, daß im Prinzip die Voraussetzungen für eine beidseitig homogene Beschichtung erreicht wurde. Eine lichtmikroskopische Untersuchung der in Frage kommenden Defektpositionen zeigte keine Auffälligkeit. Als mögliche Ursache der gestörten Bereiche kommen an diesem Wafer lokal auftretende Fehler in der  $CeO_2$  - Beschichtung in Frage. Die Schicht Ra-9(i) zeigt ebenfalls eine lokale Inhomogenität in  $R_{S,eff}$  (vgl. Bild 6-11a), allerdings auf wesentlich schwächerem Niveau, die in einer Wiederholungsmessung mit verfeinerter Schrittweite dennoch recht deutlich detektiert werden konnte (vgl. Bild 6-11b). Offensichtlich ist der Beitrag der zugrundeliegenden Störung entweder verhältnismäßig schwach oder ihre Ausdehnung ist sehr klein. Der radiale Linescan der Wiederholungsmessung dokumentiert deutlich die höhere Informationssicherheit, die aus einem sehr dicht gerasterten Bild resultiert.

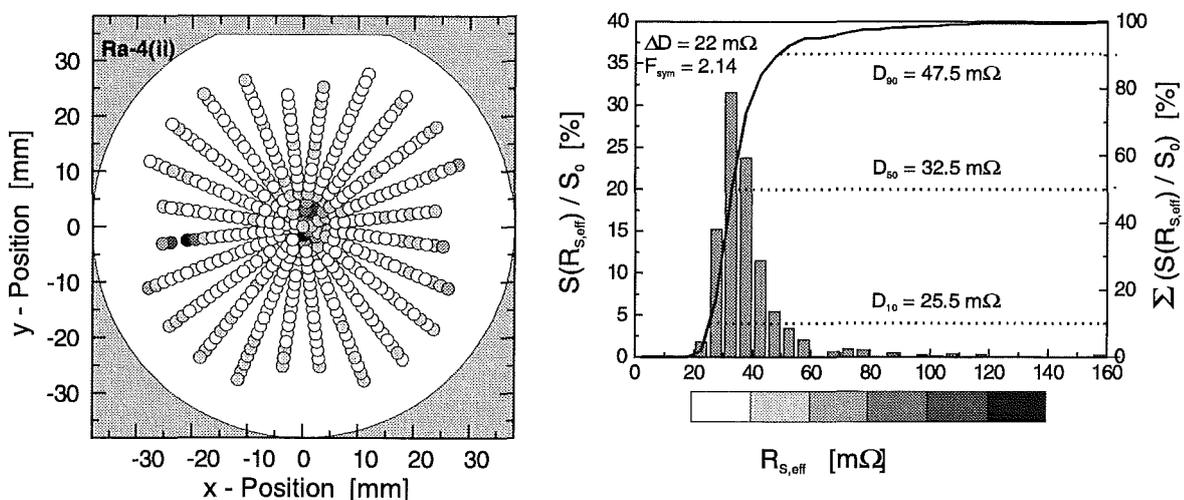


Bild 6-10  $R_S$ -Kartierungen (75 K, 145 GHz) der Schicht Ra-4(ii) mit zwei ausgeprägten lokalen Störungen.

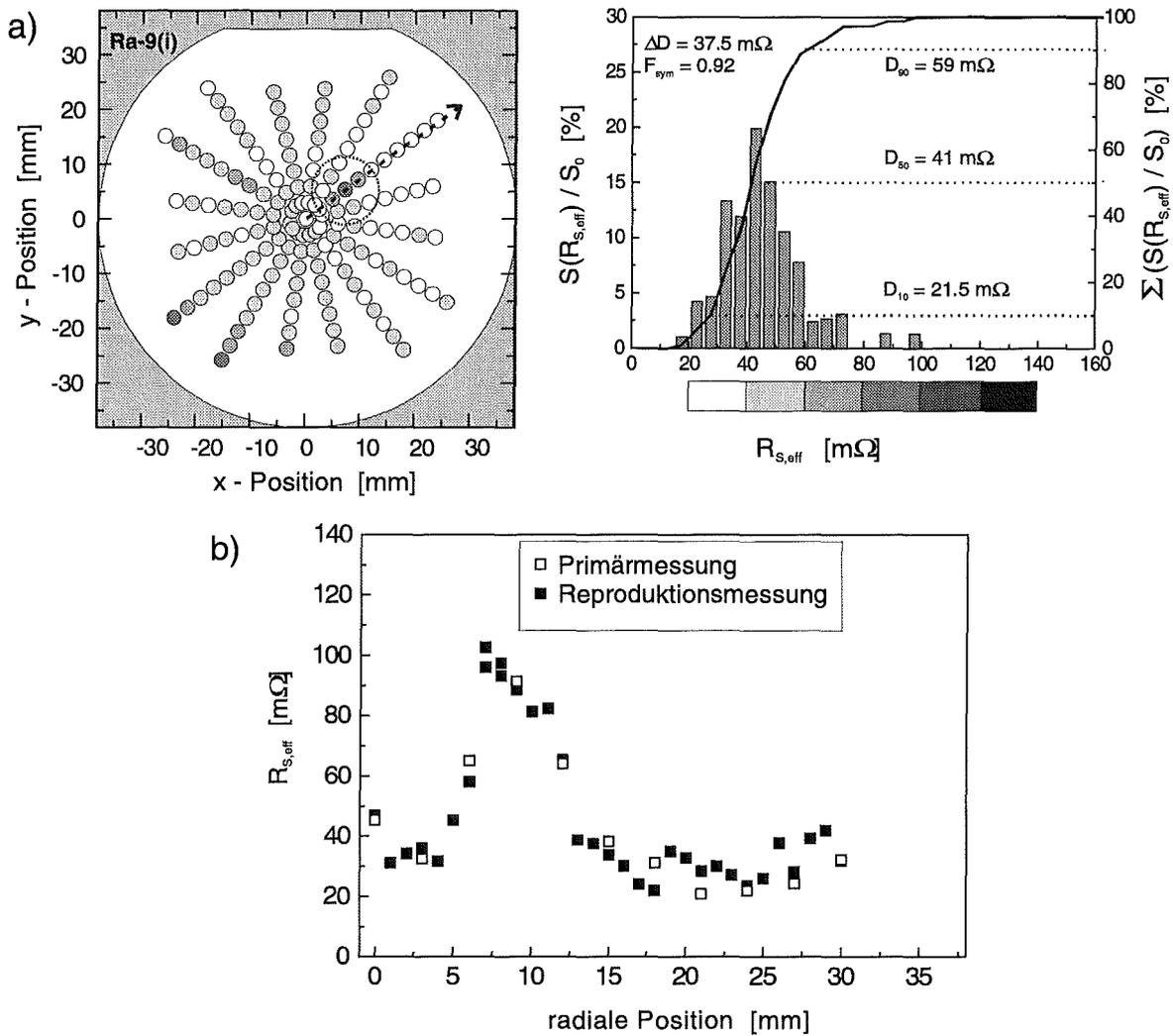


Bild 6-11 a)  $R_S$ -Kartierungen (75 K, 145 GHz) der Schicht Ra-9(i), die eine schwach ausgeprägte lokale Störung aufweist.  
 b) Linescan mit erhöhter Punktdichte entlang der in a) angedeuteten Linie.

3 Zoll-Wafer aus dem PLD-Verfahren

Die untersuchten Wafer aus dem PLD-Verfahren sind sehr deutlich durch das Vorherrschen der Homogenitätsgruppe mit ausgedehnten Inhomogenitätsbereichen geprägt. In Bild 6-12 sind im Überblick die Ergebnisse an den beiden Schichten des Wafers G701 dargestellt. Die Werte von  $R_{S,eff}$  variieren bei beiden Schichten stark, was sich in der stark gedehnten Grauskala manifestiert. Die Verteilung weist eine dominante Drehsymmetrie auf, die der Symmetrie der Waferbewegung bei der Herstellung entspricht. Die  $R_{S,eff}$  - Karten unterteilen sich in einen ausgedehnten zentralen Bereich mit niedrigen Werten und einen Kreistring mit erhöhten Werten, der das Zentrum umgibt. Innerhalb des Ringes hebt sich ein bogenförmiger dunkler Bereich mit sehr hohen Werten von  $R_{S,eff}$  ab, wobei in einem kleinen Bereich der Schicht G701(i) sogar der Meßbereich überschritten wird. Bemerkenswert ist, daß sich  $R_{S,eff}$  zum Rand hin wieder deutlich verringert. Das Verteilungsmuster der beiden Schichten ist spiegelsymmetrisch. Die Mittelwert  $D_{50}$  ist für beide Schichten gleich. Die Häufigkeits-

## 6.2 Homogenitätsanalyse des Oberflächenwiderstandes bei fester Temperatur

verteilung zeigt einen Peak bei einem Wert von 85 mΩ bei G701(i) und 60 mΩ bei G701(ii), die den Mittelwert für  $R_{S,eff}$  im hochwertigen zentralen Bereich der Schicht darstellen. Für beide Schichten sind die Verteilungen sehr breit und zeigen langreichweitige Ausläufer zu hohen Werten von  $R_{S,eff}$  ( $F_{sym}(G701(i)) = 6.26$ ,  $F_{sym}(G701(ii)) = 4.22$ ).

Die Kartierungen der beiden Schichten der Wafer G702 und G704 sind in Bild 6-13 bzw. in Bild 6-14 dargestellt. Bei beiden Wafern ist die zweite Schicht wesentlich homogener als die erste. Die Numerierung der Schichten dokumentiert die zeitliche Abfolge der Herstellung. Dies stellt einen deutlichen Hinweis auf eine mögliche thermische Schädigung der ersten Schicht dar, die bei der zweiten Beschichtung direkt der thermischen Strahlung der Substrateizer ausgesetzt ist. Die Schichten G702(ii) und G704(ii) zeigen eine vergleichsweise geringe Abweichung von einer homogenen Verteilung, jedoch fällt auch in diesen Schichten noch die Rotationssymmetrie auf.

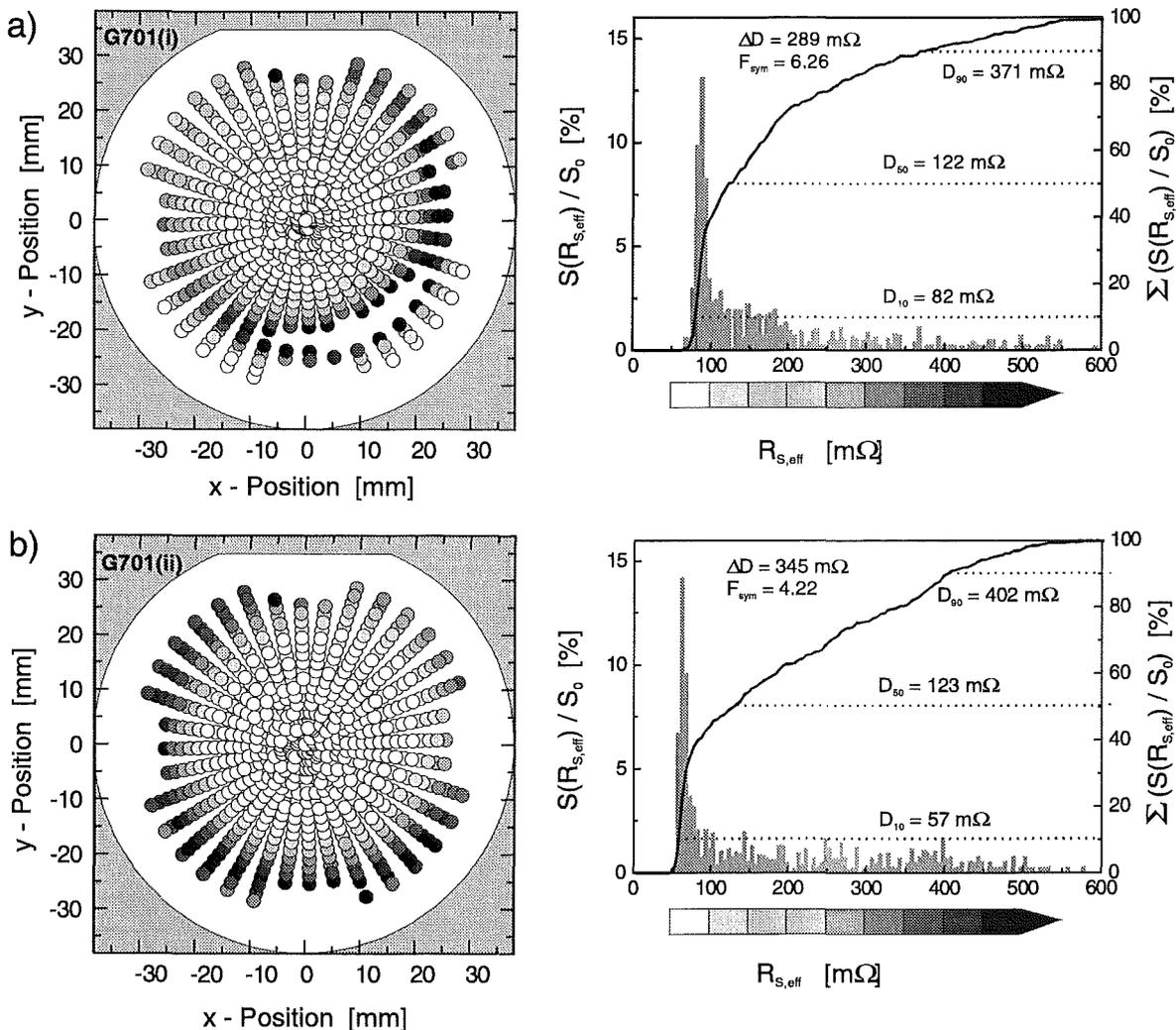


Bild 6-12  $R_S$ -Kartierung (75 K, 145 GHz) der beiden YBCO-Schichten des Wafers G701 aus dem PLD-Verfahren.

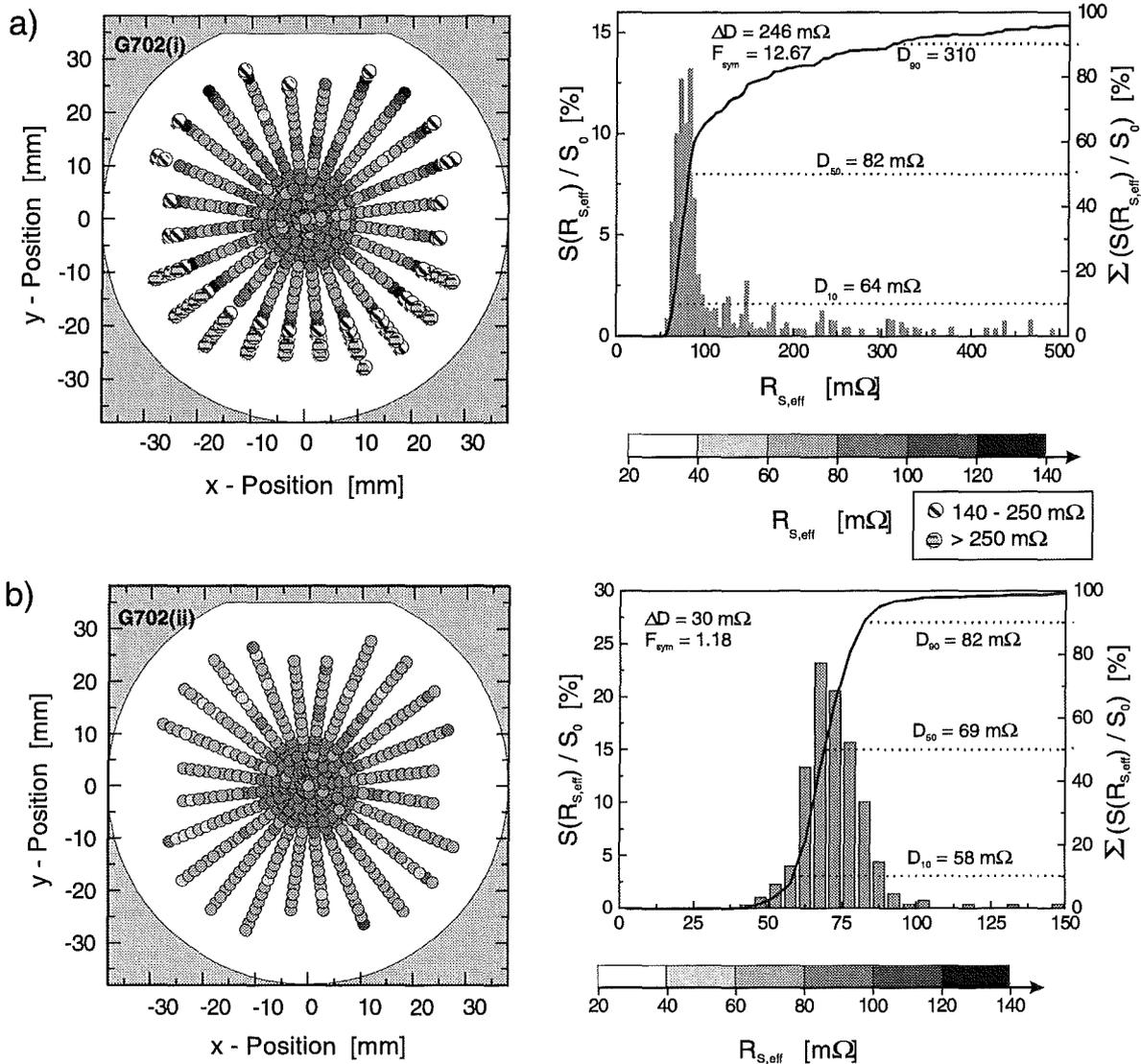


Bild 6-13  $R_S$ -Kartierung (75 K, 145 GHz) der beiden YBCO-Schichten des Wafers G702 aus dem PLD-Verfahren.

Einzelprobe aus der Co-Evaporation

Im Vergleich zum Datenumfang für YBCO-Wafer aus dem Sputter-Verfahren und dem PLD-Verfahren, die auf einer größeren Anzahl von Wafern beruhen, liegt nur ein begrenzter Befund für einen 3 Zoll-Wafer aus der Co-Evaporation vor, für den ebenfalls eine Homogenitätsanalyse durchgeführt werden konnte. Der untersuchte Wafer war nur einseitig beschichtet, so daß die Seitennotation entfällt. Die Karte und die Verteilungsparameter von  $R_{S,eff}$  (vgl. Bild 6-15) belegen die Homogenität dieser Probe. Die Graustufenskala entspricht der Skala der homogenen Proben aus dem Sputter-Verfahren (vgl Bild 6-8). Ebenso ist die Verteilung sehr symmetrisch mit einem Symmetrieparameter  $F_{sym} = 1.3$ . Bemerkenswert ist jedoch der hohe Mittelwert der Verteilung mit etwa 72 mΩ, der deutlich über den Werten der homogenen Filme Ra-4 (i) und Ra-6(i) liegt.

## 6.2 Homogenitätsanalyse des Oberflächenwiderstandes bei fester Temperatur

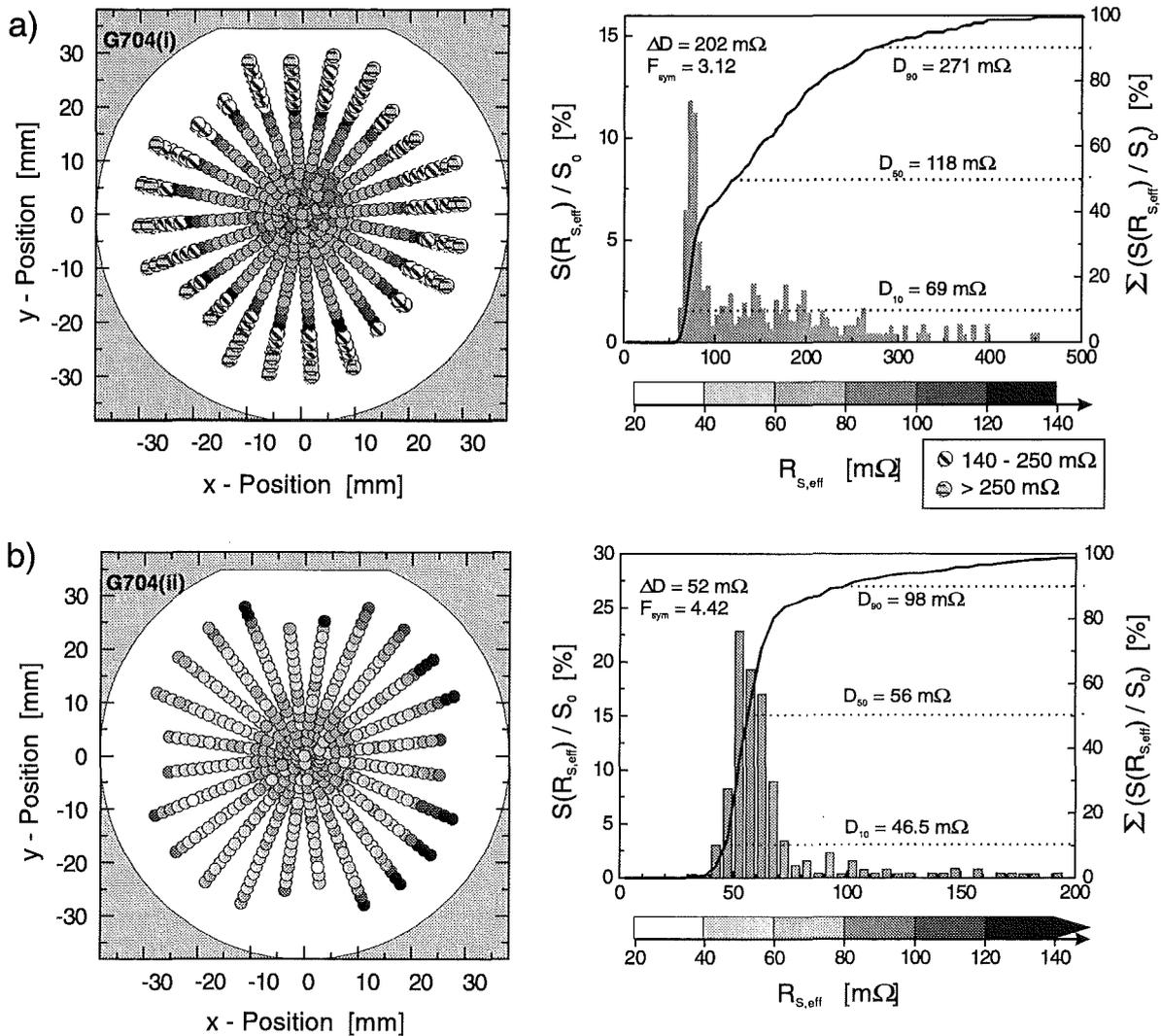


Bild 6-14  $R_S$ -Kartierung (75 K, 145 GHz) der beiden YBCO-Schichten des Wafers G704 aus dem PLD-Verfahren.

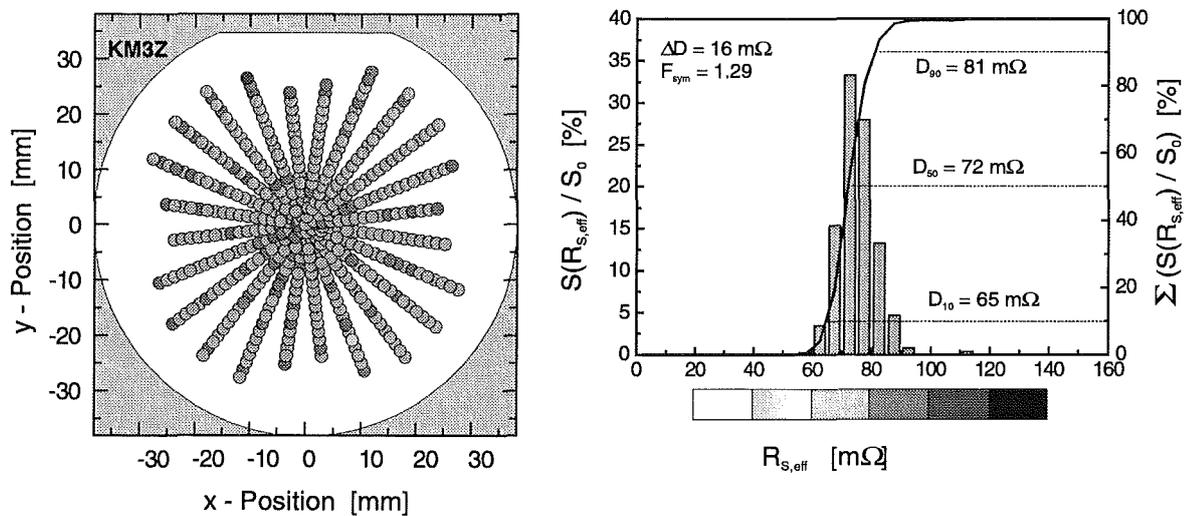


Bild 6-15  $R_S$ -Kartierung (75 K, 145 GHz) des einseitig beschichteten Wafers KM3Z aus der Co-Evaporation.

### 6.2.4 Gegenüberstellung von $j_C$ -Kartierungen

Als charakteristische Kenngröße für die Materialqualität von HTSL-Wafern wird häufig auch für HF-Anwendungen die kritische Stromdichte  $j_C$  betrachtet, da sie leichter experimentell zugänglich ist als der Oberflächenwiderstand. Beide Kartierungsverfahren werden gegenübergestellt, um so mögliche Korrelationen dieser Größen zu erfassen. Die  $j_C$ -Kartierungen wurden von der Gruppe der Universität Leipzig an den dort mit dem PLD-Verfahren hergestellten YBCO-Wafern durchgeführt [73]. Das angewandte Meßverfahren erlaubt die zerstörungsfreie Bestimmung von  $j_C$ , indem dem supraleitenden Material über ein äußeres Magnetfeld variabler Stärke induktiv ein Abschirmstrom aufgeprägt wird. Die untersuchte Fläche ist im wesentlichen durch die Fläche der magnetfelderzeugenden Primärspule gegeben, so daß bei Einsatz kleiner Spulen eine Homogenitätsanalyse von  $j_C$  möglich ist. Im Experiment wurde ein Spulendurchmesser von 5 mm verwendet. Zur Signaldetektion ist eine Sekundärspule zusammen mit der Primärspule auf den Spulenkörper gewickelt. Die Anordnung von Spule und Probe ist für die seitenselektive Bestimmung von  $j_C$  an doppelseitigen Wafern optimiert [74].

In Bild 6-16a sind die Ergebnisse der  $R_{S,eff}$  - und  $j_C$ -Kartierung für die Schicht G701(ii) über der Waferfläche dargestellt. Offensichtlich treten Übereinstimmungen in den Bereichsabbildungen auf. Insbesondere ist in beiden Kartierungen die ausgedehnte Störung, die sich bogenförmig um das Schichtzentrum legt, über hohe  $R_S$ -Werte einerseits und reduzierte  $j_C$ -Werte andererseits zu identifizieren. Für eine quantitative Diskussion sind in Bild 6-16b die Meßdaten entlang der Linie A – B dargestellt. Auf der Seite der bogenförmigen Störung erhöht sich  $R_{S,eff}$  um über eine Größenordnung, während  $j_C$  um einen Faktor 2 von  $3.5 \text{ MA/cm}^2$  auf  $1.75 \text{ MA/cm}^2$  abnimmt. Auf der gegenüberliegenden Seite des Schnittes bleibt  $j_C$  praktisch konstant, während sich  $R_{S,eff}$  wiederum zum Rand deutlich erhöht. Eine quantitative Korrelation zwischen  $R_{S,eff}$  und  $j_C$  kann somit nicht abgeleitet werden. Der Wert von  $R_S$  erweist sich als wesentlich empfindlicher auf Variationen als  $j_C$ . Der Vergleich ergibt viel mehr, daß ein hoher  $j_C$ -Wert eine günstige Vorbedingung für geringes  $R_S$  ist. Dabei muß jedoch berücksichtigt werden, daß die geringsten  $R_S$ -Werte nicht notwendigerweise mit den höchsten  $j_C$ -Werten korrelieren.

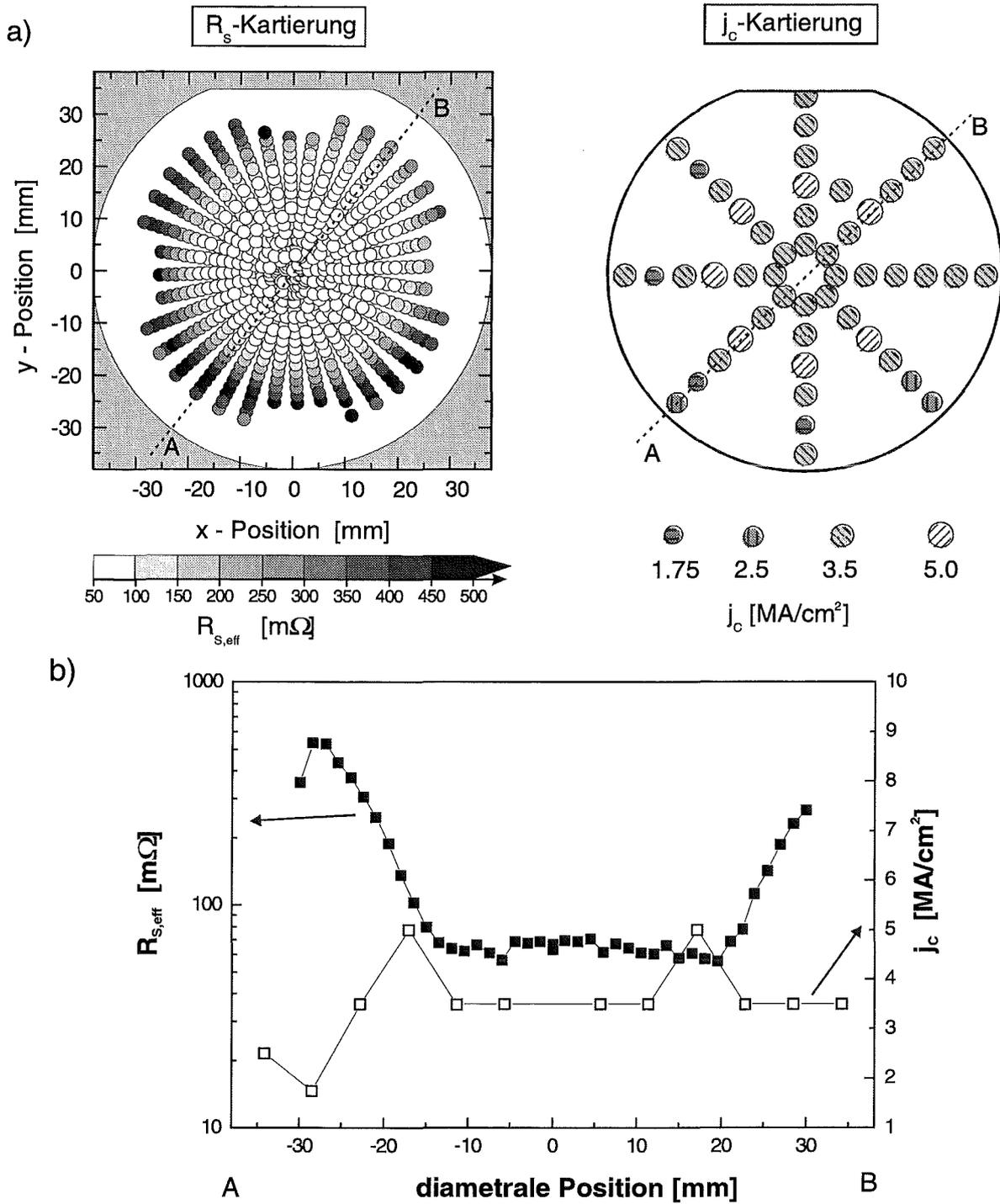


Bild 6-16 a) Gegenüberstellung der  $R_{s,eff}$ -Karte bei 75 K und 145 GHz und der  $j_c$ -Karte bei 77 K für die YBCO-Schicht G701(ii).

b) Vergleich der diametralen Linescans entlang der Linie AB in  $R_{s,eff}$  und  $j_c$ .

### 6.3 Temperaturabhängigkeit des Oberflächenwiderstandes

#### 6.3.1 Räumliche Homogenität der Temperaturabhängigkeit

Die Homogenitätsuntersuchungen bei fester Temperatur zeigen deutlich, daß  $R_{S,eff}$  (und damit auch  $R_S$ ) sowohl zwischen unterschiedlichen Schichten als auch in der räumlichen Verteilung einer Schicht stark variieren kann. Vorherrschend sind dabei räumlich ausgedehnte Verteilungen, deren geometrische Form direkt mit dem Herstellungsprozeß korreliert werden kann. Insgesamt machen die Beobachtungen den starken Einfluß der Materialqualität auf den Wert von  $R_S$  deutlich. Zur weiteren Untersuchung dieser Beobachtungen wurden ortsaufgelöste temperaturvariable Messungen von  $R_{S,eff}$  durchgeführt, wobei die untersuchten Positionen anhand der  $R_{S,eff}$ -Karten festgelegt wurden. Somit kann zerstörungsfrei die räumliche Verteilung in der Temperaturabhängigkeit von  $R_{S,eff}$  erfaßt werden. Die so gewonnenen Datensätze können einer physikalischen Modellierung zugeführt werden, die quantitativen Zugang zu den zugrundeliegenden Verlustmechanismen gibt. Nachfolgend werden zunächst die wesentlichen Merkmale der Meßdaten besprochen, wobei die Daten wiederum entsprechend den Herstellungsverfahren der Proben gegliedert werden.

#### 3 Zoll-Wafer aus dem Sputter-Verfahren

Die grundsätzlichen Eigenschaften der temperaturvariablen Meßdaten  $R_{S,eff}(T)$  lassen sich bereits an den gemessenen Verläufen der YBCO-Schicht Ra-3(i) erläutern (vgl. Bild 6-17). Untersucht wurden dabei drei Positionen entsprechend den identifizierten Inhomogenitätsbereichen in der  $R_{S,eff}$ -Karte. Für  $T < T_C$  zeigen die  $R_{S,eff}(T)$ -Verläufe einen sehr steilen Abfall, der jedoch unterhalb von etwa 75 K deutlich abflacht. Die Werte von  $R_{S,eff}$  bei 75 K und bei 15 K unterscheiden sich in der Regel nur um einen Faktor 3-10. Für tiefe Temperaturen (im Grenzfall  $T \rightarrow 0$  K) streben die Datensätze auf einen endlichen Wert zu, der im folgenden als Tieftemperatur-Restwiderstand  $R_{res}$  bezeichnet wird. Als experimentelles Maß für den Tieftemperatur-Restwiderstand wird in der weiteren Ergebnisdarstellung der Wert von  $R_{S,eff}$  bei  $T = 15$  K verwendet.

Die Unterschiede in den Datensätzen lassen sich durch drei Merkmale charakterisieren. Zum einen werden die Verläufe durch die Verteilung von  $T_C$  über den Wafer beeinflußt. Für den Wafer Ra-3(i) bestätigen induktive  $T_C$ -Messungen eine Variation von  $T_C$  im Rahmen von 0.5 K. Zum anderen unterscheiden sich die Werte der Tieftemperatur-Restwiderstände  $R_{res}$ , was sich grundsätzlich in einer Parallelverschiebung der Verläufe ausdrückt. Darüber hinaus lassen sich aber auch Variationen im Steigungsverlauf von  $R_{S,eff}$  ( $\partial R_{S,eff}/\partial t$ ) bezüglich der reduzierten Temperatur  $t = T/T_C$  feststellen. Hierzu ist im Inset von Bild 6-17 die Differenz  $R_{S,eff}(T) - R_{S,eff}(15 \text{ K})$  als Funktion der reduzierten Temperatur  $T/T_C$  in linearer Skala aufgetragen. In dieser Darstellung sind die Daten sowohl bezüglich einer Parallelverschiebung als auch bezüglich einer  $T_C$ -Skalierung korrigiert. Offensichtlich ist die Änderung von  $R_{S,eff}(T/T_C)$  für die Positionen 2 und 3 vergleichbar, während sie sich für die Position 1 im Bereich  $0.8 < T/T_C < 1$  deutlich unterscheidet. Die gemessenen Verläufe stellen

### 6.3 Temperaturabhängigkeit des Oberflächenwiderstandes

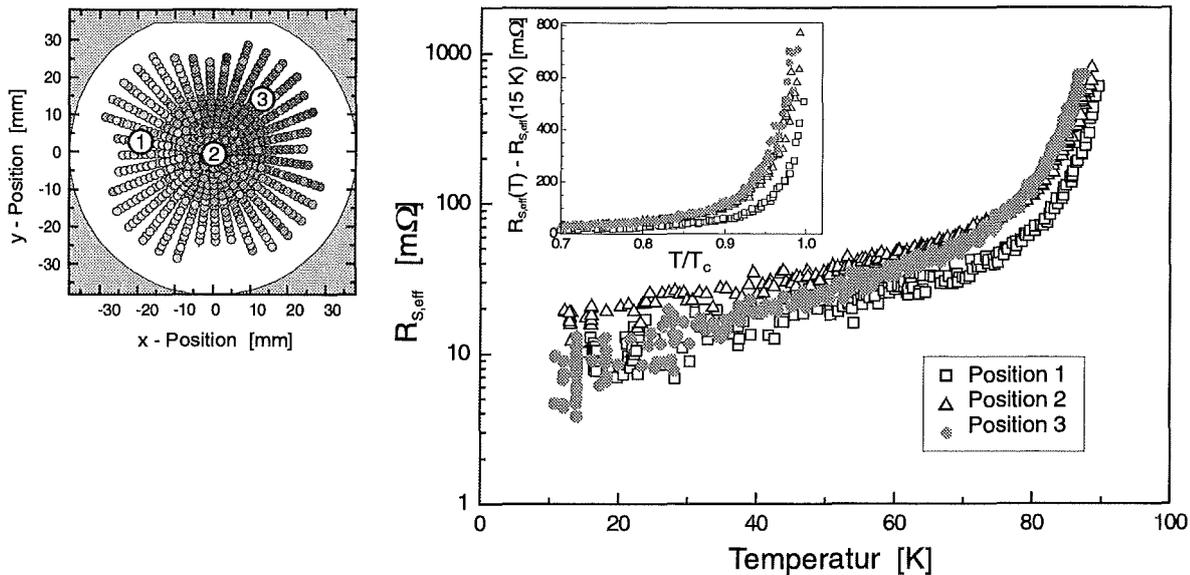


Bild 6-17 Ortsaufgelöste  $R_{S,eff}(T)$ -Datensätze an Schicht Ra-3(i). Im Inset ist die Differenz von  $R_{S,eff}(T)$  und dem Wert  $R_{S,eff}(15\text{ K})$  des jeweiligen Datensatzes in linearer Auftragung als Funktion der reduzierten Temperatur  $T/T_C$  (Bereich 0,7 – 1) dargestellt.

stets eine Überlagerung der genannten Merkmale  $T_C$ ,  $R_{res}$  und  $\partial R_{S,eff}/\partial t$  dar. So kann es, insbesondere bei Variationen von  $T_C$ , auch zu einer für die Datensätze dieser Arbeit untypischen Überkreuzung der Verläufe kommen, wie der Verlauf von Position 3 an Schicht Ra-3(i) zeigt.

Bei der überwiegenden Zahl der Datensätze dieser Arbeit überträgt sich die Qualitätseinteilung der Positionen anhand der Werteverteilung in der  $R_{S,eff}$ -Kartierung auf den gesamten Temperaturverlauf im supraleitenden Bereich. Dies ist beispielsweise an den untersuchten Positionen der Schicht Ra-9(ii) zu sehen (vgl. Bild 6-18), die eine homogene Verteilung von  $T_C$  aufweist. Entsprechend dem sehr niedrigen Wert in der  $R_{S,eff}$ -Kartierung mit  $R_{S,eff}(75\text{ K}) = 35\text{ m}\Omega$  zeigt der Verlauf an Position 1 durchgehend sehr geringe  $R_{S,eff}$ -Werte. Im Bereich unter  $10\text{ m}\Omega$  wird die Messung stark von der Meßauflösung beeinflusst. Als obere Schranke für  $R_{S,eff}(15\text{ K})$  wird die apparative Auflösungsgrenze von  $5\text{ m}\Omega$  angesetzt. An den Positionen 2 und 3 wurde in der Kartierung jeweils ein höherer Wert von  $R_{S,eff}(75\text{ K}) = 60\text{ m}\Omega$  gemessen. Die Verläufe  $R_{S,eff}(T)$  an diesen beiden Positionen stimmen praktisch auf dem gesamten Temperaturbereich überein und liegen deutlich oberhalb des Verlaufs an Position 1, wobei sich bei  $T = 15\text{ K}$  ein Wert von etwa  $10\text{ m}\Omega$  ergibt. Auch bei diesen Datensätzen kann der Unterschied in  $R_{S,eff}(T)$  nicht durch einen konstanten Restwiderstand erklärt werden. Vielmehr zeigen sich auch an dieser Schicht Variationen in der Temperaturabhängigkeit zwischen der Position 1 und den Positionen 2 und 3. Die  $R_{S,eff}$ -Verläufe, die an Schichten mit ausgedehnten Inhomogenitätsbereichen aufgenommen wurden, unterscheiden sich nicht grundsätzlich von den Verläufen an homogener Proben. So findet

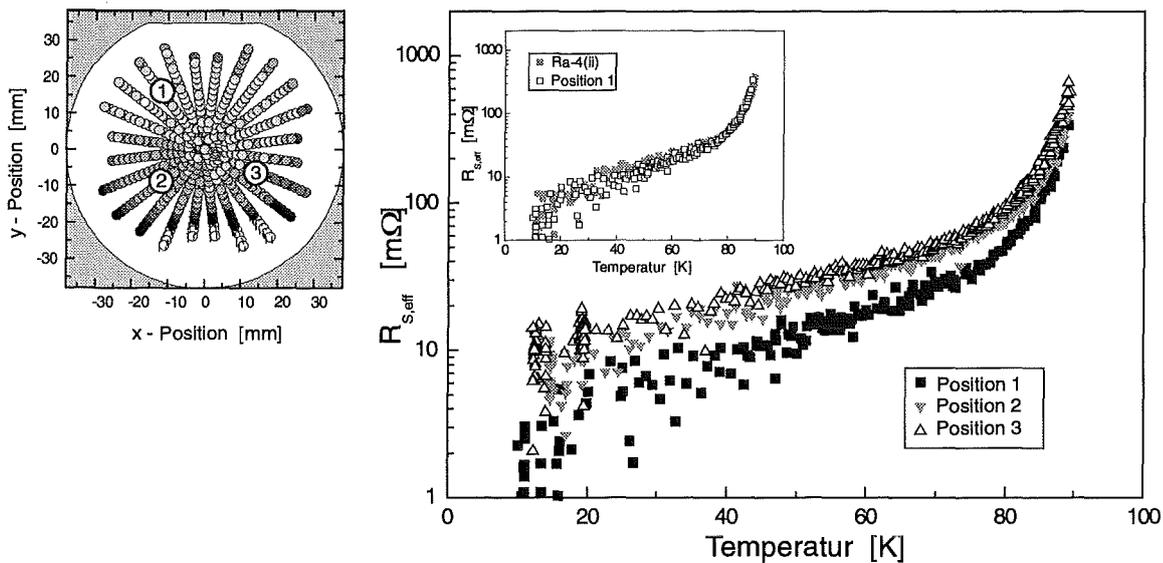


Bild 6-18 Ortsaufgelöste  $R_{S,eff}(T)$ -Datensätze von Schicht Ra-9(ii). Der Inset zeigt einen Vergleich des Datensatzes an Position 1 mit einer Messungen an der bis auf lokale Einzeldefekte homogenen Schicht Ra-4(ii).

man den Verlauf für Position 1 von Ra-9(ii) an der bis auf lokale Fehler homogenen Probe Ra-4(ii) wieder (vgl. Inset Bild 6-18).

#### Wafer aus dem PLD-Verfahren

Die beschriebenen Eigenschaften der  $R_{S,eff}$ -Verläufe aus den Messungen an den Schichten aus dem Sputter-Verfahren lassen sich auch an den Schichten aus dem PLD-Verfahren erkennen. Dabei bilden sich jedoch die breiteren Werteverteilungen in den  $R_{S,eff}$ -Kartierungen dieser Schichten in den Verläufen von  $R_{S,eff}(T)$  ab. In Bild 6-19 sind Datensätze von  $R_{S,eff}(T)$  dargestellt, die an sechs verschiedenen Positionen an der Schicht G701(ii) gemessen wurden. Die ausgewählten Positionen repräsentieren einen Querschnitt durch die gemessenen Werte der Kartierung. Die Tieftemperatur-Restwiderstände überdecken offenbar einen weiten Wertebereich. So variiert  $R_{S,eff}$  bei  $T = 15$  K von  $6 m\Omega$  an Position 1 bis zu  $70 m\Omega$  an Position 6. Auch an diesem Wafer überträgt sich die Qualitätseinteilung der Positionen aus der Kartierung auf die temperaturvariablen Verläufe. Die Meßdaten deuten in dieser Probe auf eine deutliche Variation in der Übergangstemperatur hin.

Eine ähnlich breite Verteilung von Tieftemperatur-Restwiderständen zeigt auch die Zusammenstellung der Datensätze, die an fünf Positionen an den Schichten G704(i) und G704(ii) aufgenommen wurde (vgl. Bild 6-20). Beide Schichten weisen identische und homogene  $T_C$ -Werte auf. Auch in diesen Datensätzen überträgt sich die Qualitätseinteilung der Positionen anhand der Kartierungswerte auf den gesamten Temperaturbereich. Zur Untersuchung der Temperaturabhängigkeit ist in Bild 6-21 für die einzelnen Positionen die Differenz von  $R_{S,eff}(T)$  und dem jeweiligen Wert bei  $T = 15$  K als Funktion der reduzierten Temperatur aufgetragen. Aus Darstellungsgründen wurde der Wertebereich der Ordinate

### 6.3 Temperaturabhängigkeit des Oberflächenwiderstandes

beschränkt. Während die Position mit den geringsten Tieftemperatur-Restwiderständen einen sehr steilen Abfall unterhalb von  $T_C$  und einen recht deutliches Abknicken in den Bereich einer schwächeren Temperaturabhängigkeit zeigt, wird dieses Verhalten mit steigenden Restwiderständen schwächer und zeigt schließlich einen kontinuierlichen Übergang zwischen dem Tieftemperaturverhalten und dem Abfall von  $R_{S,eff}$  im Bereich von  $T_C$ . Diese Daten zeigen somit eine Korrelation zwischen dem Steigungsverlauf von  $R_{S,eff}$  für Temperaturen oberhalb von  $T_C/2$  und den Werten von  $R_{S,eff}$  bei tiefen Temperaturen.

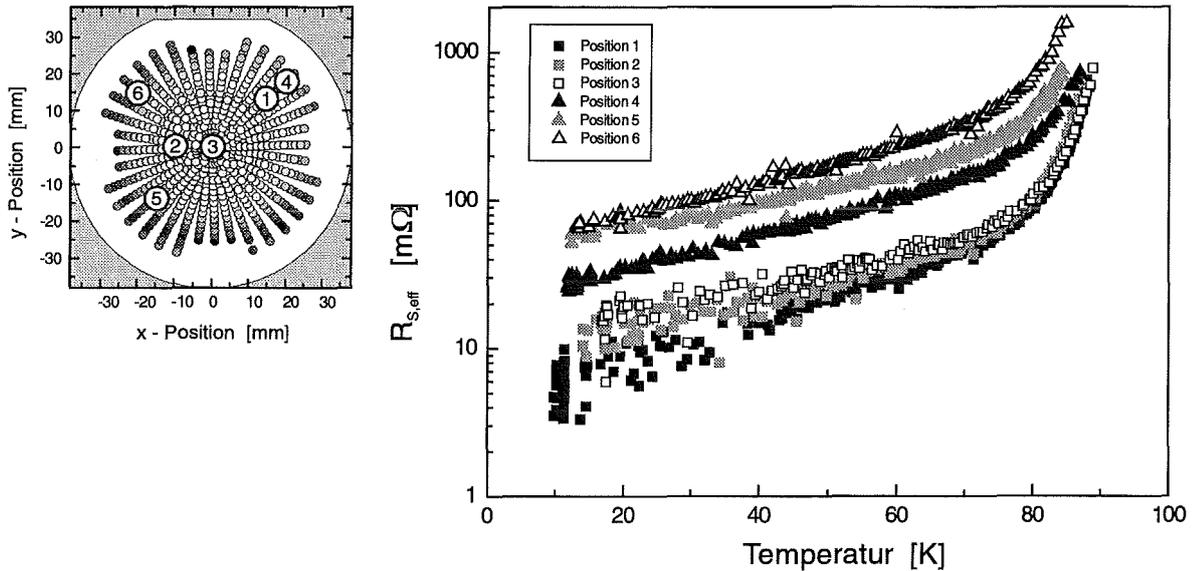


Bild 6-19 Ortsaufgelöste  $R_{S,eff}(T)$ -Datensätze von Schicht G701(ii).

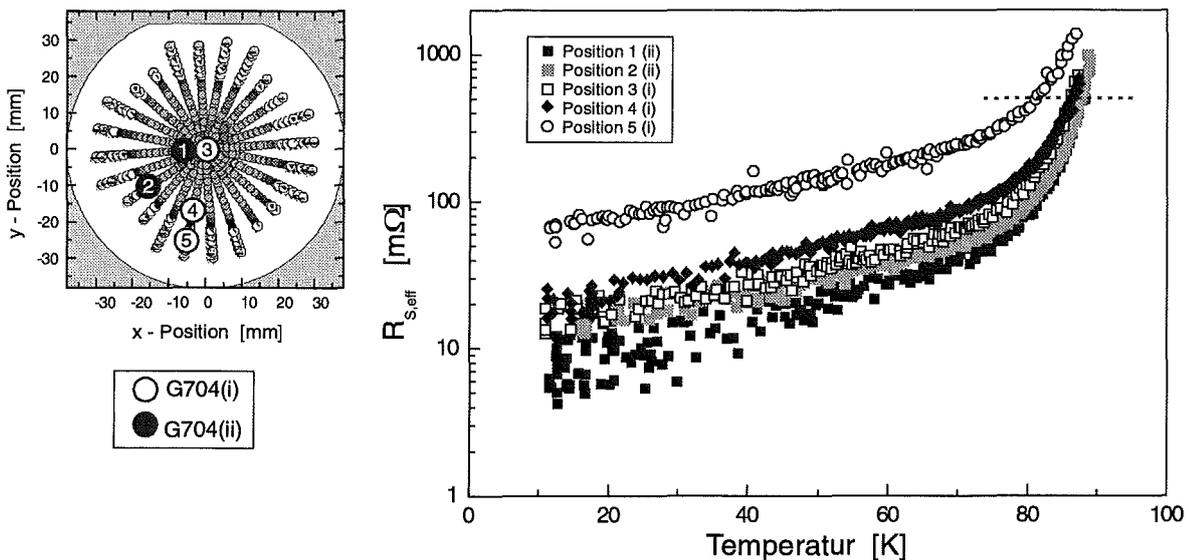


Bild 6-20 Ortsaufgelöste  $R_{S,eff}(T)$ -Datensätze von den Schichten G704(i) + (ii).

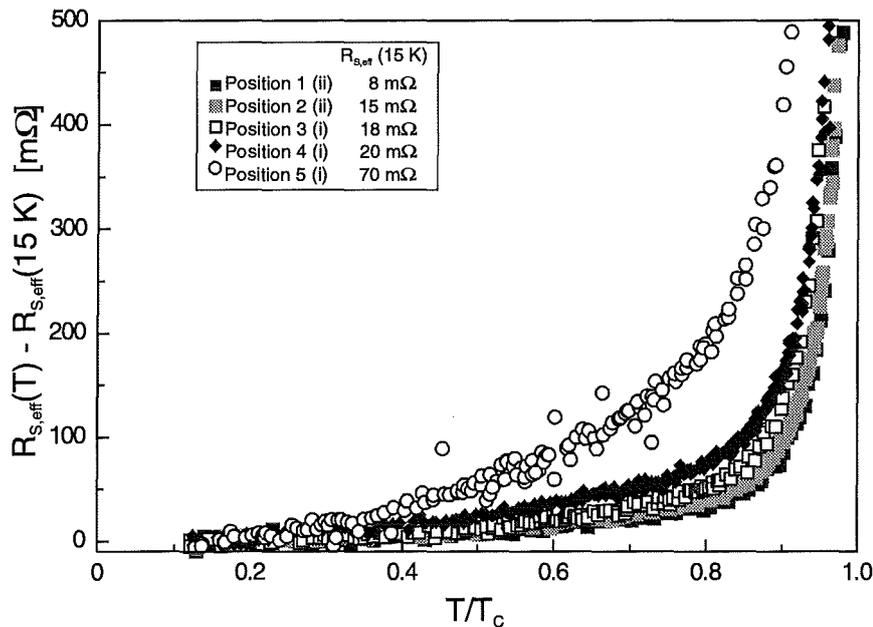


Bild 6-21 Differenz aus  $R_{S,eff}(T)$  und  $R_{S,eff}(15\text{ K})$  in Abhängigkeit von der reduzierten Temperatur. Die Darstellung beschränkt sich auf Werte unterhalb der in Bild 6-20 eingezeichneten Linie.

### 6.3.2 Temperaturverhalten von Einzelproben aus der Co-Evaporation

Die experimentellen Beobachtungen an den Wafern aus dem Sputter-Verfahren und dem PLD-Verfahren wurden durch weitere Messungen von Einzelproben von YBCO-Schichten ergänzt. Der gemessene  $R_{S,eff}$ -Verlauf an dem 3"-Wafer KM3Z, der mittels Co-Evaporation hergestellt wurde, ist in Bild 6-22 zusammen mit den  $R_{S,eff}$ -Verläufen an sehr verlustarmen Schichtbereichen von Wafern aus dem Sputter- bzw. PLD-Verfahren gegenübergestellt. Die Verläufe unterscheiden sich dabei in erster Linie in  $T_C$ , weshalb im Inset von Bild 6-22 die Daten über der reduzierten Temperatur aufgetragen wurden. In dieser Auftragung kann eine weitgehende Deckung der Verläufe erreicht werden. Die Unterschiede in den Verläufen lassen sich bei diesen Datensätzen auf die Skalierung von  $R_{S,eff}(T)$  mit  $T_C$  zurückführen. Offensichtlich bestehen für die Verläufe  $R_{S,eff}(T/T_C)$  keine charakteristischen Unterschiede zwischen den Herstellungsverfahren.

Eine sehr wertvolle Ergänzung für die Diskussion von  $R_{S,eff}(T)$  im Rahmen einer physikalischen Modellbildung stellen die Schichten auf  $\text{LaAlO}_3$ -Substraten dar, wobei ein Wafer mit dem Sputter-Verfahren und ein Wafer mittels Co-Evaporation präpariert wurde. An diesen Schichten wurden temperaturabhängige Messungen im Zentrum der Probe durchgeführt. Wie Bild 6-23 zeigt, konnte dabei bis weit in den normalleitenden Zustand der Probe gemessen werden und so auch der normalleitenden Zustand charakterisiert werden. Diese normalleitenden Daten werden im Rahmen der Modellierung der Meßergebnisse in Kapitel 7.2.1 diskutiert. Im supraleitenden Temperaturbereich zeichnen sich beide Proben, die sich sehr deutlich in ihrer kritischen Temperatur unterscheiden, durch einen sehr steilen Abfall von  $R_{S,eff}$  für Temperaturen kurz unterhalb von  $T_C$  aus. Die Tieftemperatur-Restwiderstände beider Proben sind unterhalb der Auflösungsgrenze ( $R_{res} < 5\text{ m}\Omega$ ).

### 6.3 Temperaturabhängigkeit des Oberflächenwiderstandes

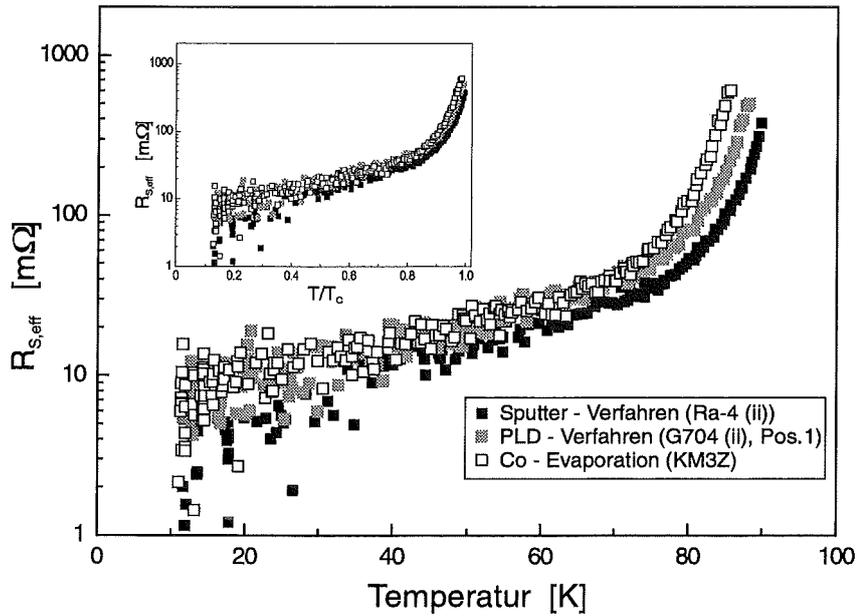


Bild 6-22 Vergleich von  $R_{s,eff}(T)$ -Datensätzen an Bereichen mit sehr geringen  $R_{s,eff}$ -Werten von Schichten aus dem Sputter-Verfahren, dem PLD-Verfahren und der Co-Evaporation. Der Inset zeigt die Datensätze in Abhängigkeit der reduzierten Temperatur.

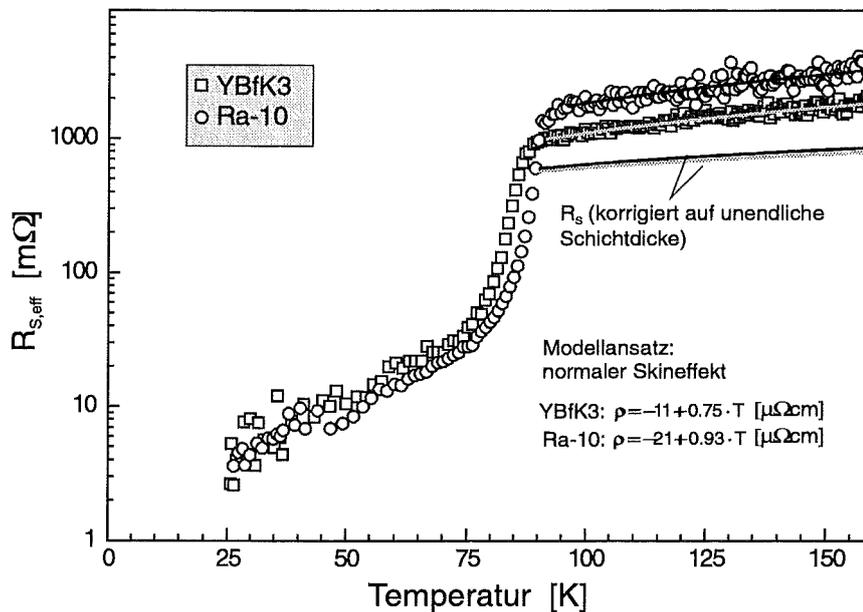


Bild 6-23  $R_{s,eff}(T)$ -Datensätze des supraleitenden und normalleitenden Bereichs gemessen an den einseitig beschichteten Wafern YBfK3 und RA-10 mit  $\text{LaAlO}_3$ -Substraten. Im normalleitenden Zustand sind Modellkurven entsprechend dem normalen Skineffekt mit der spezifischen Leitfähigkeit  $\rho(T)$  eingezeichnet (vgl. Abschnitt 7.2.1).

### Fazit aus den temperaturvariablen $R_S$ -Messungen

Die orts aufgelösten temperaturvariablen  $R_S$ -Messungen wurden bevorzugt an YBCO-Schichten durchgeführt, die in den  $R_S$ -Kartierungen bei 75 K großflächige Inhomogenitätsbereiche aufwiesen. Diese Inhomogenitätsbereiche reflektieren Variationen der Wachstumsbedingung für die Schichten innerhalb des Beschichtungsprozesses und bieten sich deshalb für die Untersuchung des Einflusses des Schichtwachstums auf den Oberflächenwiderstand an. Die homogenen Schichten erweisen sich dabei als Grenzfall einer besonders großflächigen Homogenität der Wachstumsbedingungen. Zwischen den Schichten aus den unterschiedlichen Herstellungsprozessen konnten keine charakteristischen Unterschiede festgestellt werden.

Als universellen Grundcharakter im supraleitenden Zustand weisen die Datensätze  $R_{S,eff}(T)$  beim Übergang in den supraleitenden Zustand einen steilen Abfall auf, der jedoch schon für Temperaturen zwischen  $0.8 - 0.95 T_C$  in einen deutlich flacheren Verlauf übergeht und auf einen endlichen Tieftemperatur-Restwiderstand  $R_{res}$  extrapoliert werden kann. Die einzelnen  $R_{S,eff}(T)$ -Verläufe unterscheiden sich neben dem Wert von  $T_C$  sowohl durch den Tieftemperatur-Restwiderstand als auch durch den Steigungsverlauf von  $R_{S,eff}$  bezüglich der reduzierten Temperatur. Kennzeichnend für die Verläufe an den ausgewählten Positionen eines Wafers ist die Übertragbarkeit der Qualitätseinteilung aus der Kartierung auf den gesamten supraleitenden Temperaturbereich, d.h. insbesondere auch auf das Niveau von  $R_{res}$ . Ebenfalls findet sich bereits für Temperaturen  $T > T_C/2$  eine deutliche Korrelation des Steigungsverlaufs von  $R_{S,eff}(T/T_C)$  mit dem Wert von  $R_{S,eff}$  bei tiefen Temperaturen. Die genannten Befunde werden anhand von Modellbeschreibungen der temperaturvariablen Daten im folgenden Kapitel 7 bezüglich der verantwortlichen Mechanismen diskutiert.

## 7 Diskussion der Meßergebnisse

### 7.1 Bezug der experimentellen Daten zu integralen $R_S$ -Messungen im Mikrowellenbereich

Der physikalischen Modellbildung soll der Vergleich der experimentellen Daten bei 145 GHz mit der in der Literatur vorhandenen  $R_S$ -Datenbasis für YBCO-Materialien vorangestellt werden. Speziell wird dabei auch auf die Frequenzabhängigkeit von  $R_S$  eingegangen und die Übertragbarkeit der Messungen mit Millimeterwellen auf den weithin betrachteten Mikrowellenbereich dokumentiert. In diesem Überblick werden die direkten Meßdaten  $R_{S,eff}$  stellvertretend für die materialspezifischen Werte  $R_S$  im Grenzfall unendlicher Schichtdicken verwendet. Als Richtgröße für den Unterschied von  $R_S$  und  $R_{S,eff}$  im supraleitenden Bereich kann die Abschätzung in Abschnitt 6.2.3 verwendet werden.

Der direkte Vergleich zu Meßdaten im Mikrowellenbereich wurde für mehrere Wafer aus dem PLD-Verfahren geführt, die zusätzlich an der Universität Wuppertal mit Hilfe eines dielektrischen Resonators bei 8.5 GHz untersucht wurden [75]. In diesem Resonator wird durch eine Feldbündelung mittels eines Saphirzylinders nur ein eingeschränkter Probenbereich entsprechend der Ausdehnung des Dielektrikums erfaßt. Die Messungen wurden im Probenzentrum mit einem Saphirzylinder von 16 mm Durchmesser durchgeführt. Die ausgewählten Schichten waren in diesem Flächenbereich verhältnismäßig homogen, wie die ortsaufgelösten Messungen bei 145 GHz zeigten. In die Gegenüberstellung in Tabelle 7-1 wurde zusätzlich zu den in Kapitel 6 ausführlich untersuchten Wafern G702 und G704 ein vergleichbarer Testwafer (G475) aufgenommen. Der enge Wertebereich bei 145 GHz bildet sich auf einen ebenso schmalen Wertebereich bei 8.5 GHz ab. Verallgemeinert man die quadratische Frequenzabhängigkeit, die sich aus der Näherungslösung des Zweiflüssigkeiten-Modells ergibt, gemäß  $R_S \propto \nu^\beta$ , so kann der Skalierungsexponent  $\beta$  aus den Daten direkt bestimmt werden (vgl. Tabelle 7-1):

$$\beta = \frac{\log(R_S(\nu_1)/R_S(\nu_2))}{\log(\nu_1/\nu_2)} \quad \text{G 7-1}$$

Mit einem mittleren Wert von  $\beta = 1.8$  ist die Frequenzabhängigkeit etwas geringer als aus dem einfachen Zweiflüssigkeiten-Modell vorhergesagt.

Probe	$R_{S,eff}$ (8.5 GHz), 77 K	$R_{S,eff}$ (145 GHz), 75 K	$\beta$
G475 (i)	0.54	90	1.81
G704 (i)	0.47	80	1.81
G704 (ii)	0.38	64	1.81
G702 (i)	0.63	85	1.73
G702 (ii)	0.46	86	1.84

Tabelle 7-1: Direkter Vergleich von  $R_{S,eff}$  bei 145 GHz und 8.5 GHz für YBCO-Schichten aus dem PLD-Verfahren.

In Bild 7-1 sind als Überblick Meßdaten bei 77 K von verschiedenen YBCO-Materialien in Abhängigkeit von der Frequenz dargestellt [27]. Es wurden Werte bei 145 GHz zusätzlich aufgenommen, die den typischen Wertebereich der  $R_{S,eff}$ -Karten erfassen, d.h. ohne die Werte speziell degradierte Bereiche. Diese Auftragung belegt sehr klar die Skalierbarkeit der Millimeterwellen-Daten auf den Mikrowellenbereich. Die Gerade für  $\beta = 2$  setzt eine obere Schranke für den Skalierungsexponenten. Der ebenfalls eingezeichnete Verlauf von Kupfer zeigt sehr deutlich die Vergleichbarkeit von  $R_S$  für YBCO und Kupfer bei 77 K und bei der verwendeten Meßfrequenz von 145 GHz, die das hohe  $R_S$ -Auflösungsvermögen begründet.

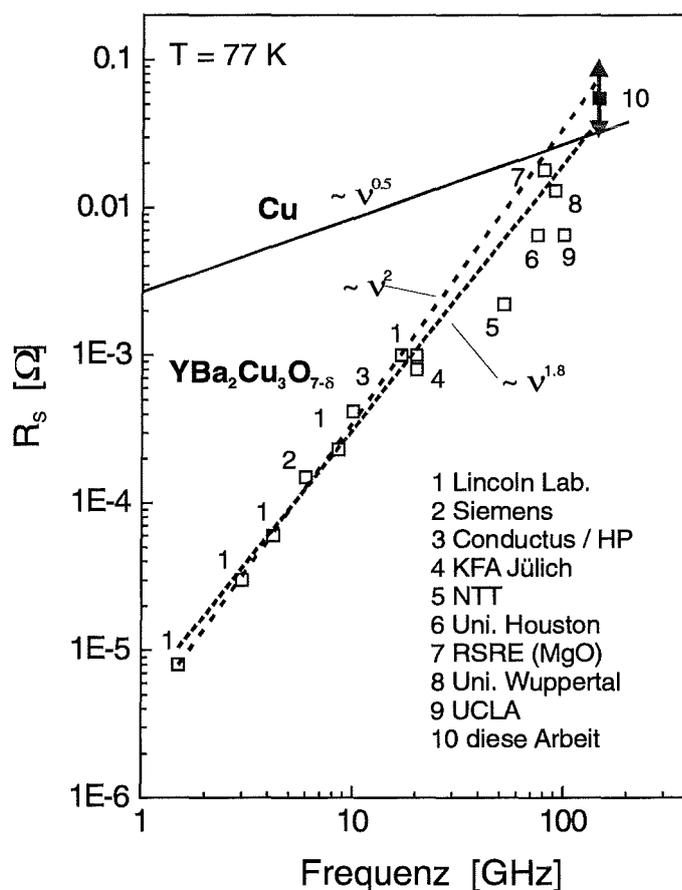


Bild 7-1  $R_S$  für YBCO und für Kupfer bei 77 K in Abhängigkeit von der Frequenz.

Zur Einordnung der temperaturvariablen Messungen sind in Bild 7-2a verschiedene  $R_S(T)$ -Datensätze aus der Literatur zusammen mit  $R_{S,eff}(T)$  an Schicht Ra-4(ii) (vgl. Inset Bild 6-11) dargestellt, deren Tieftemperatur-Restwiderstand im Bereich der Auflösungsgrenze liegt. Bei den  $R_S(T)$ -Datensätzen handelt es sich um Messungen an YBCO-Schichten mit Ausnahme der Daten bei 1.7 GHz, die an YBCO-Einkristallen aufgenommen wurden. Der Mikrowellenbereich, vertreten durch Messungen bei 1.7 GHz von Bonn et al. [76] und bei 18.9 GHz von Klein et al. [77], ist durch weitere Daten im Millimeterwellen-Bereich bei 87 GHz von Hensen et al. [78] und bei 300 GHz von Dähne et al. [79] erweitert. Letztere wurden über die dynamische Leitfähigkeit aus Transmissionsmessungen gewonnen. Die Daten des

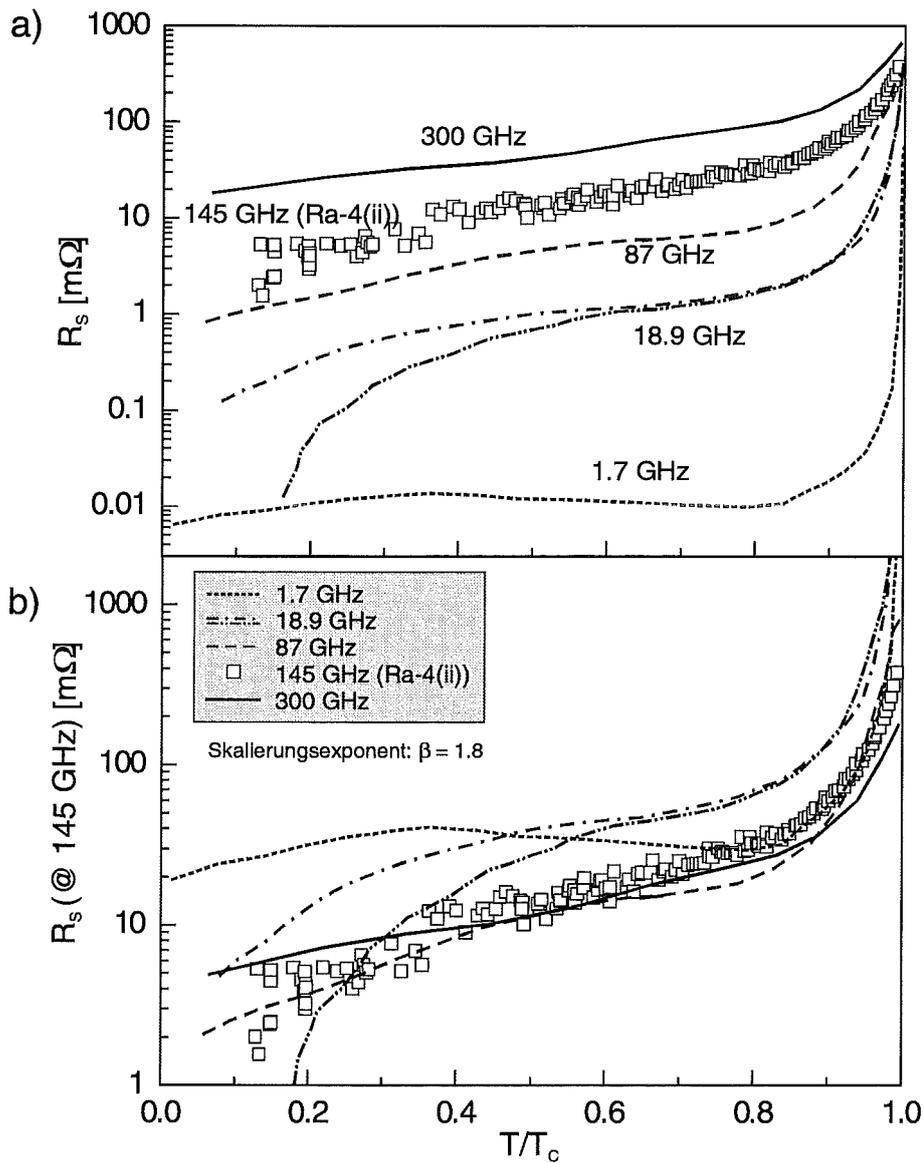


Bild 7-2 a) Literaturdaten von  $R_S(T, \nu)$  für YBCO bei unterschiedlichen Frequenzen  $\nu$  im Vergleich zu  $R_{S,eff}(T, 145 \text{ GHz})$  gemessen an Schicht Ra-4(ii).

b) Skalierung der Literaturdaten  $R_S(T, \nu)$  auf  $\nu = 145 \text{ GHz}$  mittels  $\nu^\beta$  und  $\beta = 1.8$ .

offenen Resonators bei 145 GHz schließen somit die Lücke zwischen den Resonatormessungen im eigentlichen Mikrowellenbereich und den Transmissionsmessungen im Bereich der mm-Wellen und submm-Wellen.

Im Vergleich der Daten zeigt sich, daß der Abfall von  $R_S$  für  $T < T_c$  mit steigender Frequenz deutlich an Intensität verliert. Ebenso wird der Wertebereich, der im supraleitenden Temperaturbereich überstrichen wird, mit steigender Frequenz schmaler. Die Mehrzahl der Kurven läuft monoton auf einen frequenzabhängigen, endlichen Restwiderstand zu. Die Daten bei 1.7 GHz, 18.9 GHz und 87 GHz zeigen für  $T < 0.8 T_c$  einen plateauartigen Verlauf, auf den in den folgenden Abschnitten nochmals eingegangen wird. In Bild 7-2b wurden die Daten entsprechend dem obigen Ansatz mit  $\beta = 1.8$  auf die Frequenz von 145 GHz skaliert. Über

diese Skalierung können die sich über mehrere Größenordnungen erstreckenden Unterschiede auf etwa eine Größenordnung reduziert werden und somit die wesentliche Frequenzabhängigkeit der Daten erfaßt werden. Die verbleibenden Unterschiede in den Verläufen zeigen keine offensichtlichen Frequenzabhängigkeiten mehr und können auf unterschiedliche Probenqualitäten zurückgeführt werden. Damit zeigen die experimentellen Daten dieser Arbeit, daß sie sich in den aus der Literatur bekannten Rahmen einfügen und die Frequenzlücke zu den Daten aus Transmissionsmessungen schließen.

### 7.2 Analyse der Temperaturabhängigkeit des Oberflächenwiderstandes

#### 7.2.1 $R_S$ im normalleitenden Temperaturbereich

Für die Wafer YBfK3 und Ra10, die eine einseitige Beschichtung auf  $\text{LaAlO}_3$ -Substraten aufweisen, stehen Meßdaten in einem ausreichenden Temperaturbereich  $T > T_C$  zur Verfügung, so daß die normalleitenden Millimeterwellen-Eigenschaften analysiert werden können (vgl. Bild 6-23). Als Ansatz wird dabei der normale Skineffekt verwendet, über den entsprechend den Bemerkungen in Kapitel 2.1.1 Aussagen über die Gleichstrom-Leitfähigkeit  $\sigma_{dc}$  bzw. den spezifischen Widerstand  $\rho = 1/\sigma_{dc}$  möglich sind. Der spezifische Widerstand von YBCO weist in der Regel schon knapp oberhalb von  $T_C$  eine nahezu lineare Temperaturabhängigkeit auf [22]. Zur Modellierung der Daten wurde deshalb als Ansatz für den spezifischen Widerstand die Form  $\rho(T) = \alpha \cdot T + \rho_0$  verwendet. Entscheidend für die Modellierung ist weiterhin die Berücksichtigung des Schichtdickeneffekts, der sich durch die große Eindringtiefe im normalleitenden Bereich besonders stark bemerkbar macht. Die Modellierung wurde selbstkonsistent durchgeführt, indem die aus den Parametern resultierende Eindringtiefe (vgl. Gleichung G 2–5) zur Berechnung des Schichtdickeneffektes verwendet wurde. In Bild 6-23 sind die Ergebnisse der Anpassungen dargestellt. Die Daten lassen sich sehr gut über den gewählten Ansatz beschreiben. Die Auswirkungen der Schichtdicke wird aus dem Vergleich der Meßdaten mit dem ebenfalls eingezeichneten materialspezifischen  $R_S$ -Werten deutlich. Als typische Werte sind in Tabelle 7-2 die Überhöhungsfaktoren  $R_{S,eff}/R_S$  bei einer Temperatur von 100 K eingetragen. Die starke Überhöhung des Oberflächenwiderstandes durch den Schichtdickeneffekt verhindert die quantitative Erfassung des normalleitenden Bereichs für die Schichten auf den Saphir-Substraten, die durchweg wesentlich kleinere Schichtdicken aufweisen.

Als typische Kenngröße für den spezifischen Widerstand von YBCO-Materialien ist der Wert bei einer Temperatur von 100 K in Tabelle 7-2 enthalten, wie er aus den ebenfalls aufgeführten Fitparametern  $\alpha$  und  $\rho_0$  berechnet wurde. In der Literatur finden sich typische Werte für  $\rho(100\text{ K})$  im Bereich von 50 – 150  $\mu\Omega\text{cm}$  [4]. Die erhaltenen Werte ordnen sich gut in diesen Bereich ein. Die extrahierten Werte für die Steigung  $\alpha$  entsprechen ebenfalls dem bekannten Bereich [80, 81, 82], sie sind jedoch etwas höher als bei sehr hochwertigen Einkristallen und YBCO-Schichten, die Werte von  $\alpha \approx 0.5\ \mu\Omega\text{cm/K}$  aufweisen. Dies kann als Hinweis auf Perkolationseffekte durch Gefügeinhomogenitäten verstanden werden [83]. Während die ausgeprägte Perkolation in polykristallinen Materialien quantitativ klar erfaßt

werden kann [84], sind die Effekte in den epitaktischen YBCO-Schichten für eine quantitative Analyse jedoch zu gering.

Der spezifische Widerstand resultiert aus Streuprozessen der Ladungsträger. Entsprechend dem einfachen Drude-Modell ist der spezifische Widerstand proportional zur Streurrate  $1/\tau$  ( $\tau$ : Relaxationszeit):

$$\rho = \frac{m}{e^2 n_0} \cdot \frac{1}{\tau} = \mu_0 \lambda_L^2(0) \frac{1}{\tau} \quad \text{G 7-2}$$

Der Proportionalitätsfaktor ergibt sich entsprechend G 2-25 aus dem Wert der London-Eindringtiefe  $\lambda_L(0)$ . Diese Größe parametrisiert das Verhältnis aus der effektiven Masse  $m$  und der Dichte  $n_0$  der Ladungsträger und ist von der Kristallorientierung abhängig. Für optimal dotiertes YBCO findet man in der Literatur Werte zwischen 130 und 170 nm [22, 78] als Mittelwert der ab-Ebene. In den nachfolgend dargestellten Analysen des supraleitenden Bereichs, in dem insbesondere auch die Temperaturabhängigkeit der Streuparameter im Vordergrund steht, wurde durchweg ein Mittelwert für  $\lambda_L(0)$  von 150 nm verwendet. Unter Verwendung dieses Wertes kann die Relaxationszeit im normalleitenden Bereich aus dem spezifischen Widerstand berechnet werden. Mittels der Fermi-Geschwindigkeit, für die sich aus der Literatur für YBCO Werte zwischen  $(1-2) \cdot 10^5$  m/s ergeben [85, 86], kann weiterhin die mittlere freie Weglänge für  $T > T_C$  entsprechend  $\ell = v_F \tau$  bestimmt werden. Damit können die sich aus den Modellen im supraleitenden Bereich ergebenden Daten für die Streuparameter im normalleitenden Bereich angeschlossen werden. Dies erfolgt in Tabelle 7-2 über die Werte für die Streuparameter bei  $T = 100$  K, wobei die mittlere freie Weglänge für eine Fermi-Geschwindigkeit von  $1 \cdot 10^5$  m/s bestimmt wurde.

	YbFK3	Ra-10
Dicke [nm]	600	500
$T_C$ [K]	87.5	90.5
$\alpha$ [ $\mu\Omega\text{cm/K}$ ]	0.75	0.93
$\rho_0$ [ $\mu\Omega\text{cm}$ ]	-11	-21
$\rho(100\text{ K})$	64	72
$R_S(145\text{ GHz}, 100\text{ K})$ [m $\Omega$ ]	605	642
$\lambda(145\text{ GHz}, 100\text{ K})$ [nm]	528	560
$R_{S,\text{eff}}/R_S(145\text{ GHz}, 100\text{ K})$	1.82	2.27
$\tau$ [s]	$4.4 \cdot 10^{-14}$	$3.9 \cdot 10^{-14}$
$1/\tau$ [THz]	22.7	25.5
$\ell$ [nm]	4.4	3.9

Tabelle 7-2: Zusammenstellung von Parametern und Kennwerten aus der Beschreibung des normalleitenden Zustandes der Wafer YbFK3 und Ra-10 mittels des normalen Skineffektes.

### 7.2.2 Zweiflüssigkeiten-Modell

Die Analyse der Meßdaten im supraleitenden Bereich beginnt zunächst auf der Basis des Zweiflüssigkeiten-Modells (vgl. Kapitel 2.2.1). Obgleich dieses Modell auf einem rein phänomenologischen Ansatz beruht, ist es nicht zuletzt auf Grund seiner Einfachheit eine weitverbreitete Referenz zur Interpretation von  $Z_S$ -Ergebnissen an supraleitenden Materialien. Ausgangsgröße zur Berechnung von  $Z_S$  ist die komplexe dynamische Leitfähigkeit  $\sigma(\omega, T)$  entsprechend Gleichung G 2–31, die wie folgt dargestellt werden kann:

$$\begin{aligned}\sigma(\omega, T) &= \sigma_1(\omega, T) - i\sigma_2(\omega, T) \\ \sigma_1(\omega, T) &= \frac{x_n(T)}{\omega\mu_0\lambda_L^2(0)} \cdot \frac{\omega\tau(T)}{1 + (\omega\tau(T))^2} \\ \sigma_2(\omega, T) &= \frac{1}{\omega\mu_0\lambda_L^2(0)} \cdot \left( x_s(T) + x_n(T) \cdot \frac{(\omega\tau(T))^2}{1 + (\omega\tau(T))^2} \right)\end{aligned}\quad \text{G 7-3}$$

In dieser Formulierung wurden die Ladungsträgerdichten  $n_s$  und  $n_n$  auf ihre relativen Anteile  $x_s$  bzw.  $x_n$  an der Gesamtladungsträgerdichte  $n_0$  normiert. Diese wird zusammen mit der effektiven Masse der Ladungsträger entsprechend Gleichung G2-27 in  $\lambda_L(0)$  erfaßt. In den Modellrechnungen wurde durchweg  $\lambda_L^{ab}(0) = 150$  nm als Standardwert für die ab-Ebene von YBCO verwendet.

Die Temperaturabhängigkeit von  $\sigma$  wird maßgeblich durch die Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerdichten  $x_n$  bzw.  $x_s$  bestimmt. In Anlehnung an die ursprüngliche Formulierung von Gorter und Casimir wurde folgender Ansatz verwendet:

$$x_s(T) = 1 - \left( \frac{T}{T_C} \right)^n; \quad x_n(T) = 1 - x_s(T) \quad \text{G 7-4}$$

Dieser Ausdruck erfüllt die Normierung  $x_n + x_s = 1$ . Abweichend von Gorter und Casimir, die den Exponenten  $n = 4$  ansetzten, verwendeten Bonn et al. [76] zur Analyse von  $R_S$  von YBCO-Einkristallen den Exponenten  $n = 2$ . Die Autoren stützen sich dabei auf Messungen der Temperaturabhängigkeit der Eindringtiefe, die für YBCO beim Übergang in den supraleitenden Bereich eine wesentlich langsamere Reduktion zeigt als für konventionelle Supraleiter.

Als weitere temperaturabhängige Größe muß bei HTSL-Materialien die Relaxationszeit  $\tau(T)$  angesetzt werden. Dies ist ebenfalls ein wesentlicher Unterschied zu den konventionellen Supraleitern, in denen weit unterhalb der Debye-Temperatur die elastische Verunreinigungsstreuung dominiert und die Relaxationszeit als temperaturunabhängig betrachtet werden kann. Entsprechend der hohen Übergangstemperaturen kann in den HTSL-Materialien dagegen die temperaturabhängige inelastische Streuung der Quasiteilchen nicht vernachlässigt werden. Evidenz hierzu gibt insbesondere die deutliche Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes  $\rho_{dc}(T)$  direkt oberhalb der Übergangstempartur, die entsprechend Gleichung G 7–2 auf eine lineare Abhängigkeit der

Streureate  $1/\tau$  von der Temperatur schließen läßt. Ziel der durchgeführten Analysen ist insbesondere die Quantifizierung der Relaxationszeit in Abhängigkeit der Temperatur.

Aus der komplexen Größe  $\sigma(\omega, T)$  kann  $Z_S$  entsprechend Gleichung G 2-32 berechnet werden. Zum Vergleich des Modells mit den Meßdaten  $R_{S,eff}$  wurde die primäre Modellgröße  $R_S = \text{Re}(Z_S)$  mit Hilfe der sich aus den Parametern ergebenden Eindringtiefe  $\lambda = \text{Im}(Z_S)/(\omega\mu_0)$  auf den schichtspezifischen Effektivwert umgerechnet. Wie im Fall der Normalleitung wird über dieses Verfahren der Schichtdickeneffekt konsistent innerhalb des Modells berücksichtigt. Als experimentelle Datenbasis bleiben die gemessenen Werte  $R_{S,eff}$  erhalten. Die selbstkonsistente Modellierung erlaubt zu einem gewissen Grad Aussagen über den Wertebereiche für die Eindringtiefe.

Die Modellanpassung der experimentellen Daten erweist sich als verhältnismäßig aufwendig, da schon die primären Modellgrößen  $R_S$  und  $\lambda$  nicht geschlossen dargestellt werden können. Während in der Analyse der normalleitenden Daten eine standardisierte Modellanpassung nach dem Verfahren der kleinsten Fehlerquadrate verwendet werden konnte, findet in der hier durchgeführten Anpassung eine alternative Methode Anwendung, die insbesondere den Vorteil hat, daß keine Modellfunktion für  $\tau(T)$  verwendet werden muß. In dieser Methode werden die schichtspezifischen Temperaturverläufe für einen festen Parametersatz entsprechend  $T_C$ ,  $\lambda_L(0)$ ,  $n$  und  $\tau$  berechnet. Über die Variation von  $\tau$ , die an den Wertebereich im normalleitenden Zustand anschließt, wird eine Kurvenschar berechnet, die ein Netz von Modelldaten bildet. Aus Schnittpunkten der Meßdaten mit diesem Modellnetz kann der Wert von  $\tau$  und die entsprechende Temperatur abgelesen werden. Zur Diskriminierung bei mehrfachen Schnittpunkten wird von der plausiblen Annahme einer vom Wert  $\tau(T_C)$  mit sinkender Temperatur ansteigenden Relaxationszeit ausgegangen. Beispiele einer solchen Netzwerkbildung sind in Bild 7-3 sowohl für den Temperaturexponenten  $n = 4$  als auch für  $n = 2$  abgebildet. Ausgehend von einem typischen Wert bei  $T_C$  von  $4 \cdot 10^{-14}$  s wurde  $\tau$  dabei bis auf Werte von  $2 \cdot 10^{-12}$  s erhöht. Entsprechend der hohen Frequenz von 145 GHz überstreicht das Produkt  $\omega\tau$  dabei Werte zwischen 0.04 und 1.8. Der Eintritt in das Relaxationsgebiet ( $\omega\tau \approx 1$ ) wird durch eine Inversion in der Krümmung der Kurven angezeigt. Bei dominierender Relaxation verschwindet der charakteristische Abfall von  $R_{S,eff}$  bei  $T_C$ .

Die Modellkurven sind auf die Schichtdicke des Wafers YbK3 abgestimmt, deren experimentelle Werte  $R_{S,eff}(T)$  ebenfalls in Bild 7-3 eingezeichnet sind. Während die Daten von dem Modellnetz für  $n = 2$  (Bild 7-3b) praktisch vollständig erfaßt werden, ist mit dem Gorter-Casimir-Ansatz  $n = 4$  (Bild 7-3a) keine Beschreibung der Meßdaten möglich. In Bild 7-4 ist die vollständige Analyse der Probe YbK3 zusammen mit der Probe Ra10 dargestellt. Im supraleitenden Bereich der Probe zeigt die Streureate  $1/\tau$  eine sehr starke Abnahme, der von exponentieller Form ist. In der Beschreibung der Meßdaten im Zweiflüssigkeiten-Modell konkurriert die Reduktion von  $R_S$  durch die mit sinkender Temperatur abnehmende Quasiteilchendichte mit dem Anstieg von  $R_S$  durch die starke Zunahme der Relaxationszeit. Dies führt zu einer insgesamt schwächeren Abnahme von  $R_S$  mit sinkender Temperatur und erklärt somit den Übergang von dem steilen Abfall im Bereich von  $T_C$  in einen deutlich flacheren Verlauf. Die Modellkurven für  $R_{S,eff}$  beschreiben die Daten sehr gut, wobei sie ein

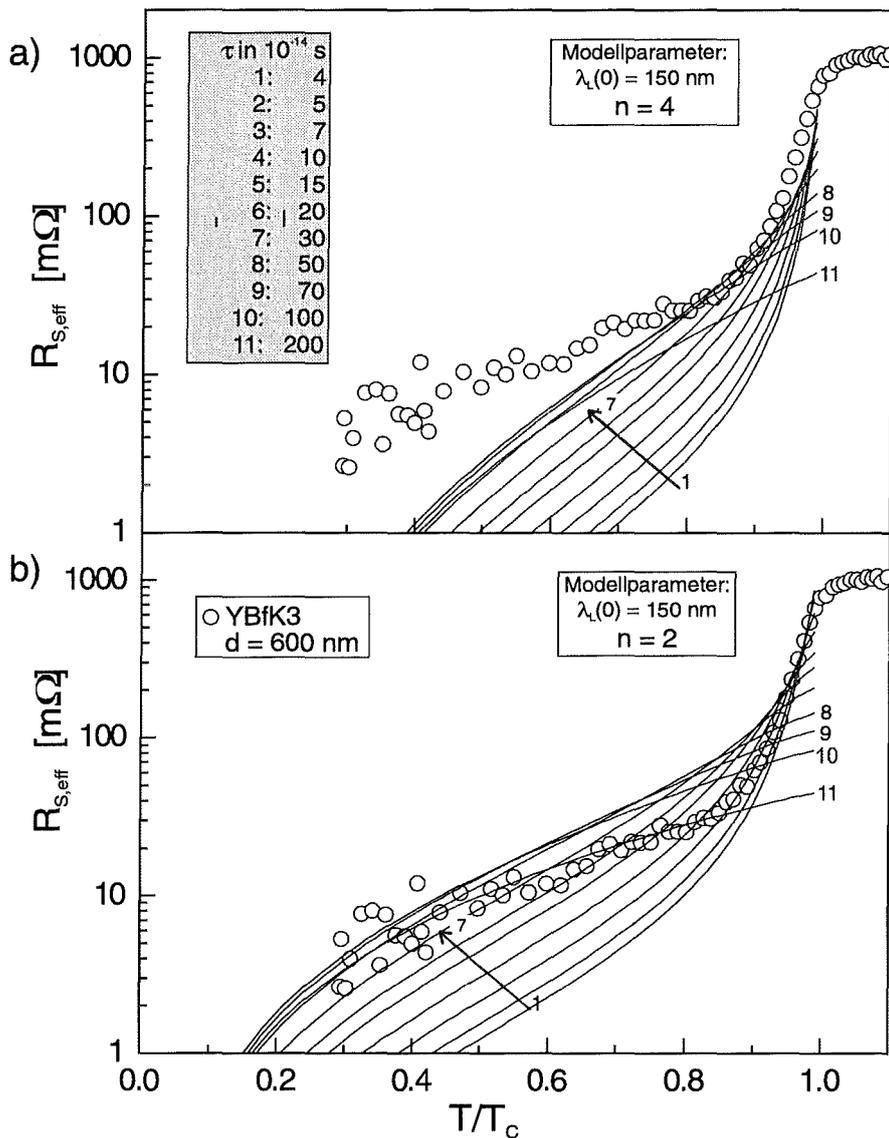


Bild 7-3 Kurvenschar aus Modellverläufen von  $R_{S,eff}(T)$  im Zweiflüssigkeiten-Modell (für Schichtdicke  $d = 600 \text{ nm}$  und nichtresonante Substratdicke) berechnet unter Variation der Relaxationszeit  $\tau$  für den Temperaturexponenten  $n = 4$  (a) und  $n = 2$  (b). Zusätzlich sind die experimentellen Daten von  $R_{S,eff}(T)$  für den Wafer YBfK3 eingezeichnet.

leichtes Plateau im Bereich von 75 K aufweisen, dessen Existenz jedoch von den Meßdaten auf Grund der recht starken Streuung unterhalb von 50 K nicht sicher verifiziert werden kann.

Für beide Proben YbFK3 und Ra-10 sind die Verläufe von  $R_{S,eff}$  in Abhängigkeit der reduzierten Temperatur  $T/T_c$  vergleichbar. Anhand der orts aufgelösten Datensätze  $R_{S,eff}(T)$  an Schicht Ra-9(ii) wird der Einfluß unterschiedlicher Temperaturabhängigkeiten deutlich (vgl. Bild 7-5). Während der Verlauf an Position 1 praktisch durchgehend modelliert werden kann, ist dies an Position 2 nicht mehr möglich. Die Beschreibung gelingt in diesem Fall nur noch

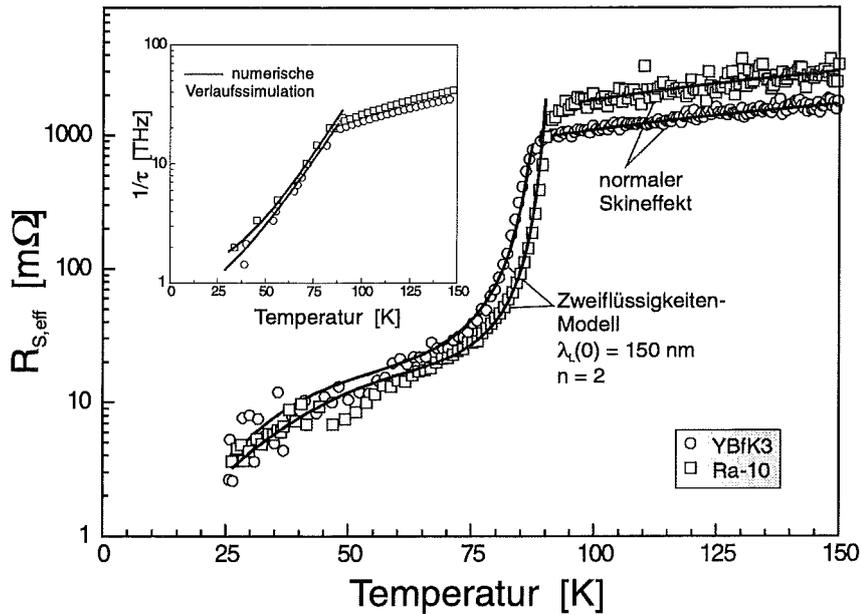


Bild 7-4 Beschreibung von  $R_{S,eff}(T)$  für die Wafer YBfK3 und Ra-10 im Zweiflüssigkeiten-Modell für  $T < T_C$  unter Verwendung der im Inset dargestellten Verläufe von  $\alpha(T)$ . Zusätzlich sind  $R_{S,eff}(T)$  und die Verläufe von  $\alpha(T)$  im normalleitenden Bereich dargestellt, wie sie sich aus  $\rho(T)$  ergeben (vgl. Abschnitt 7.2.1).

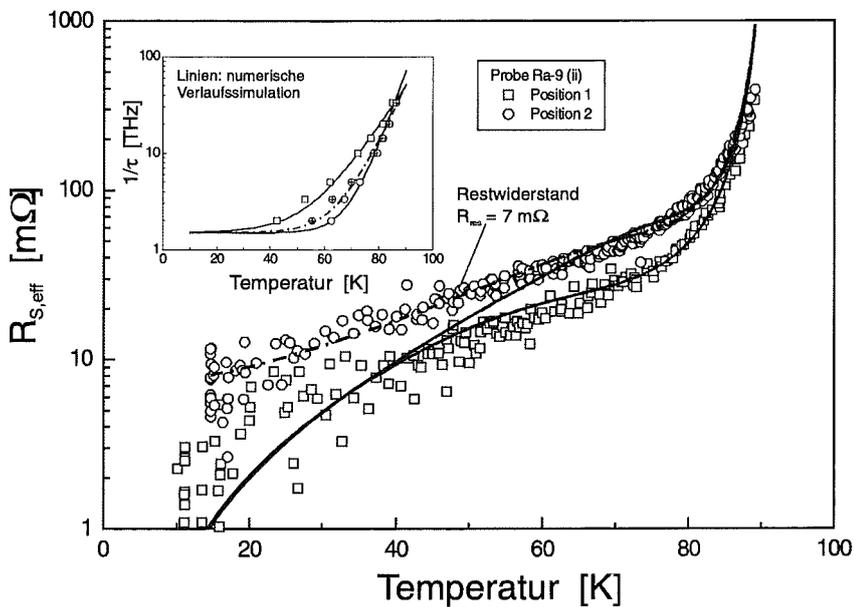


Bild 7-5 Beschreibung von  $R_{S,eff}(T)$  aus orts aufgelösten Messungen an Schicht Ra-9(ii) im Zweiflüssigkeiten-Modell unter Berücksichtigung der im Inset dargestellten Verläufe von  $\alpha(T)$ . Für den strichpunktierten Verlauf von  $R_{S,eff}(T)$  und  $\alpha(T)$  wurde ein temperaturunabhängiger Restwiderstand von  $7 \text{ m}\Omega$  berücksichtigt.

bis zu einer Temperatur von 60 K. In der Auftragung der isolierten Streurrate  $1/\tau$  wird eine deutliche Abweichung der beiden Temperaturabhängigkeiten deutlich, wobei sich Position 2 mit höheren Verlusten in einer stärker fallenden Streurrate bemerkbar macht. Bei Berücksichtigung eines temperaturunabhängigen Restwiderstandes ändert sich der Temperaturverlauf von  $1/\tau$  nur wenig. In der hier vorgestellten Form kann das Zweiflüssigkeitenmodell einen endlichen Tieftemperatur-Restwiderstand nicht erklären. Die extrahierten Temperaturabhängigkeiten für die Relaxationszeiten erweisen sich als abhängig von der Probenqualität.

### 7.2.3 BCS-Modellierung – Temperaturabhängigkeit der mittleren freien Weglänge

Während das Zweiflüssigkeiten-Modell auf phänomenologischen Ansätzen beruht, erlaubt die BCS-Theorie eine auf quantenmechanischen Ansätzen basierende Beschreibung der Oberflächenimpedanz, die in den Arbeiten von Mattis und Bardeen sowie Abrikosov, Gor'kov und Khalatnikov auf die elektromagnetische Wechselwirkung mit sehr hohen Frequenzen ausgedehnt wurde [7]. Im folgenden werden die gemessenen Temperaturverläufe von  $R_{S,eff}$  im Rahmen einer Modellierung innerhalb des BCS-Rahmens erläutert. Die Berechnungen wurden mit dem von Halbritter entwickelten Programm durchgeführt (vgl. Abschnitt 2.2.2). Als Parameter stehen in diesen Berechnungen neben  $T_C$ , die London-Eindringtiefe  $\lambda_L(0)$ , der Koppelfaktor  $\Delta/k_B T_C$ , die BCS-Kohärenzlänge  $\xi_0$  und die mittlere freie Weglänge  $\ell$  zur Verfügung. Unter diesen Angaben ist es möglich bei einer spezifizierten Frequenz (145 GHz) die Temperaturabhängigkeit von  $R_S$  und  $\lambda$  entsprechend der BCS-Theorie zu berechnen. Ziel der Modellierung war dabei die Untersuchung, ob und in welcher Form sich die unterschiedlichen  $R_{S,eff}(T)$ -Verläufe in einer Temperaturabhängigkeit von  $\ell$  abbilden lassen, wie es die Ergebnisse aus dem Zweiflüssigkeiten-Modell nahelegen. Hierzu wurde wie im Zweiflüssigkeiten-Modell ein Netz aus Modelldaten generiert, wobei in diesem Fall  $\ell$  variiert wurde. Als feststehende Parameter wurde  $\lambda_L(0) = 150$  nm und  $\xi_0 = 2$  nm entsprechend dem Literaturwert [22] gewählt. Der Koppelfaktor wurde zunächst auf den spezifischen BCS-Wert von  $\Delta/k_B T_C = 1.75$  festgelegt. Die Modelldaten sind wiederum modellkonsistent mittels der Eindringtiefe auf schichtspezifische Effektivwerte umgerechnet.

In Bild 7-6 sind die BCS-Verläufe für eine mittlere freie Weglänge von 5 nm bis 150 nm zusammen mit dem Datensatz des Wafers YbfK3 dargestellt. Offensichtlich kann das Modellnetz die Meßdaten für tiefe Temperaturen nicht mehr aufnehmen. Die BCS-Verläufe weisen selbst für die kleinsten Werte von  $\ell$ , die entsprechend den typischen  $\ell(T_C)$ -Werten gewählt wurden, im Temperaturbereich unmittelbar unterhalb von  $T_C$  eine schwächere Temperaturabhängigkeit als die Meßdaten auf. Dies steht im Gegensatz zu der Kurvenschar im Zweiflüssigkeiten-Modell, in denen die Einzelkurven mit kleinen  $\tau$ -Werten wesentlich steiler als die Meßdaten verlaufen. Dieser bemerkenswerte Befund ist spezifisch für sehr hohe Signalfrequenzen, bei denen die Quasiteilchen-Relaxation nicht vernachlässigt werden kann. Er zeigt einen deutlichen Unterschied auf zwischen der Beschreibung der Relaxation durch die einfache Drude-Relaxation im Zweiflüssigkeiten-Modell einerseits und der quanten-

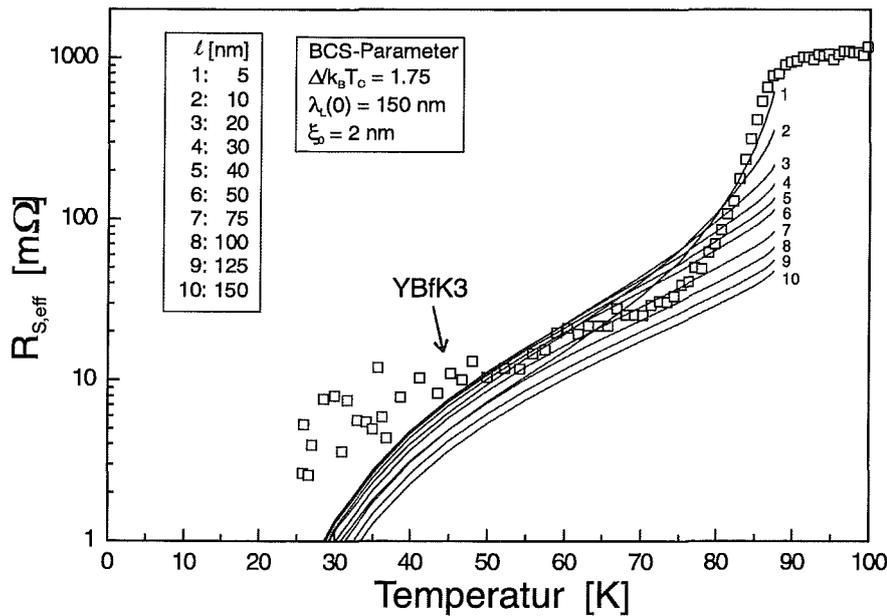


Bild 7-6 Kurvenschar aus Modellverläufen von  $R_{S,eff}$  im BCS-Modell (für Schichtdicke  $d = 600$  nm und nichtresonante Substratdicke) berechnet unter Variation der mittleren freien Weglänge. Zusätzliche sind die experimentellen Daten von  $R_{S,eff}(T)$  für den Wafer YBfK3 eingezeichnet.

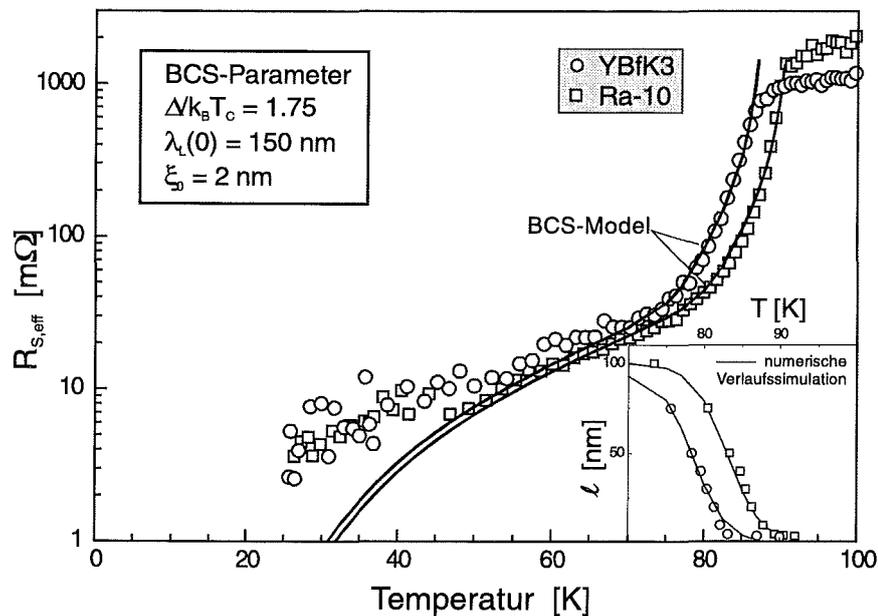


Bild 7-7 Beschreibung von  $R_{S,eff}(T)$  für die Wafer YBfK3 und Ra-10 im BCS-Modell unter Verwendung des im Inset dargestellten Verlaufs von  $\mathcal{U}(T)$ .

mechanisch fundierteren BCS-Beschreibung andererseits. Aus den Schnittpunkten der Meßdaten mit den Modellkurven kann eine BCS-Anpassungskurve generiert werden, die in Bild 7-7 für die Wafer YbFK3 und Ra-10 dargestellt ist. Die gewonnen Verläufe von  $\mathcal{U}(T)$  sind im Inset dargestellt. Zur Erzeugung der Anpassungskurven wurde die ebenfalls eingezeichnete Simulation des  $\mathcal{U}(T)$ -Verlaufs verwendet. Die BCS-Modellierung beschreibt

für beide Proben den starken Abfall von  $R_{S,eff}$  unterhalb von  $T_C$  über einen extrem starken Anstieg von  $\ell(T)$ . Dieser erstreckt sich ausgehend von  $T_C$  bis zu einer Temperatur von etwa 70 K. Für tiefere Temperaturen ist eine Anpassung der Meßdaten auch durch eine weitere Erhöhung von  $\ell$  nicht mehr möglich. Die Werte für  $\ell$  im Bereich von  $T_C$  entsprechen den Abschätzungen aus dem normalleitenden Bereich. (vgl. Tabelle 7-2).

Die gewonnenen Verläufe  $\ell(T)$  wurden speziell auf ihre Abhängigkeit vom Koppelfaktor  $\Delta/k_B T_C$  untersucht, für den die Literatur keinen einheitlichen Wert bereithält. Dabei wurde neben dem BCS-Wert entsprechend einer schwachen Kopplung auch der Wert  $\Delta/k_B T_C = 2.2$  gemäß einer stärkeren Kopplung verwendet. Weiterhin wurde auch noch ein phänomenologischer Wert von  $\Delta/k_B T_C = 1$  verwendet. Er wird stellvertretend für die phänomenologischen Ergebnisse verwendet, die sich aus einer exponentiellen Anpassung der Daten für  $T < T_C/2$  ergeben und auch in [87] beobachtet wurden. Der Einfluß des Koppelfaktors auf  $\ell(T)$  ist gering. Zur Demonstration wurde in Bild 7-8 die Anpassungskurven für die unterschiedlichen Koppelstärken errechnet, wobei für jede Modellkurve der identische Verlauf von  $\ell(T)$  entsprechend einem Koppelfaktor  $\Delta/k_B T_C = 1.75$  zugrunde gelegt wurde. Im Bereich des starken Anstiegs von  $\ell$  sind die Anpassungskurven sehr ähnlich. Weiterhin wird deutlich, daß sich die Meßdaten mit kleineren Koppelfaktoren über einen weiteren Temperaturbereich beschreiben lassen. Für Temperaturen unterhalb von 70 K wurde dabei ein konstanter Wert für  $\ell$  entsprechend der Simulation verwendet.

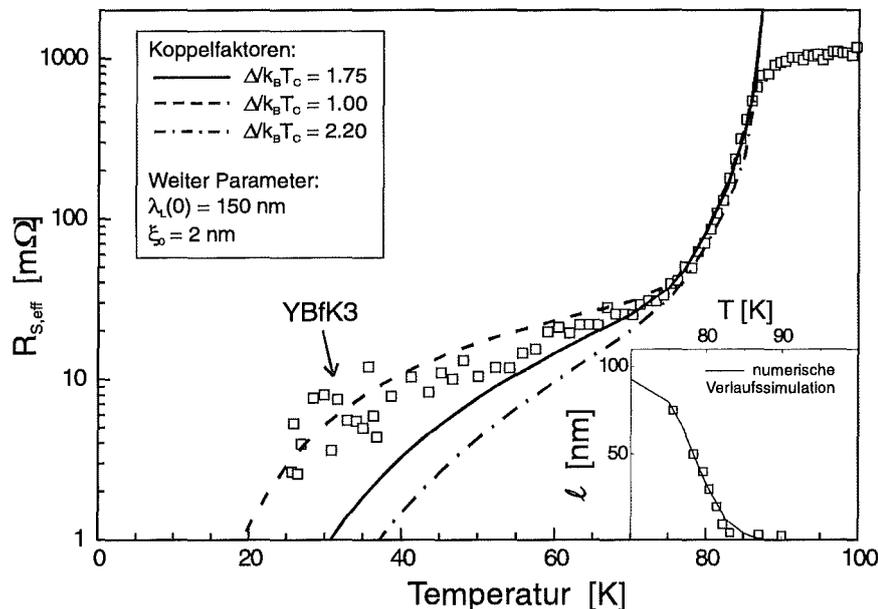


Bild 7-8 Untersuchung zum Einfluß des Koppelfaktors  $\Delta/k_B T_C$  auf die Beschreibung der Meßdaten im BCS-Modell unter Beibehaltung von  $\ell(T)$  aus der Beschreibung mit  $\Delta/k_B T_C = 1.75$ .

Der Einfluß endlicher Tieftemperatur-Restwiderstände und unterschiedlicher Temperaturabhängigkeiten auf die Beschreibung der Daten im BCS-Modell kann sehr deutlich an den ortsaufgelösten Datensätzen an den Schichten Ra-3(i) bzw. G704(i + ii) nachgewiesen werden (vgl. Bild 7-9a bzw. Bild 7-10a). Die durchgezogenen Linien entsprechen den BCS-Anpassungen unter Verwendung der Simulation der mittleren freien Weglängen, die im Inset zusammen mit den Stützdaten aus dem Modellnetz dargestellt sind. Die Anpassung ist mit steigendem Restwiderstand in einem immer kleineren Temperaturintervall unterhalb von  $T_C$  möglich. Der Anstieg von  $\ell$  wird mit schwächerem Abfall von  $R_{S,eff}$  und steigendem Restwiderstand geringer. Dies steht im Gegensatz zu dem Ergebnis des Zweiflüssigkeiten-Modells, in dem ein schwächerer Abfall von  $R_{S,eff}$  über einen stärkeren Anstieg von  $\tau$  kompensiert wird. Für die sehr hohen  $R_{S,eff}$ -Werte der Position 5 an Wafer G704 ist keine Beschreibung im BCS-Bild mehr möglich.

### 7.2.4 Beschreibung des Restwiderstandes im Weak-Link Modell

Die Tieftemperatur-Restwiderstände in den Meßdaten können weder im Zweiflüssigkeiten-Modell noch im BCS-Modell beschrieben werden. Auch die Größe eines intrinsischen Tieftemperatur-Restwiderstandes, wie er sich im Rahmen einer d-Wellen-Beschreibung der HTSL-Materialien ergibt (vgl. Abschnitt 7.2.5), ist wesentlich kleiner als die beobachteten Werte. Wie sich speziell aus der Übertragbarkeit der ausgedehnten Inhomogenitätsbereiche in den  $R_S$ -Kartierungen auf die Tieftemperatur-Restwiderstände zeigt, sind die Restverluste stark durch die Qualität des Schichtwachstums bestimmt. Zusammen mit der festgestellten Korrelation des Steigungsverlaufs von  $R_{S,eff}(T/T_C)$  mit dem Niveau der Tieftemperatur-Restverluste spricht dies für einen extrinsischen Restwiderstandsbeitrag, der eine deutliche Temperaturabhängigkeit aufweisen kann. Dies steht in Einklang mit der starken Abhängigkeit des Streuparameter vom Wert des Tieftemperatur-Restwiderstandes, über deren Temperaturabhängigkeit sowohl im Zweiflüssigkeiten-Modell als auch in der BCS-Theorie eine begrenzte Variation im Steigungsverlauf von  $R_{S,eff}$  simuliert werden kann. Im folgenden soll deshalb im Rahmen des Weak-Link-Modells eine Abschätzung dieses Restwiderstandes erfolgen. Innerhalb des Weak-Link-Modells wird das Material aus einem seriellen Netzwerk von Körnern beschrieben, die über Josephson-Korngrenzenkontakte gekoppelt sind (vgl. Abschnitt 2.2.3). Mit den Leitfähigkeiten  $\sigma_K$  und  $\sigma_{KG}$  ergibt sich  $Z_S$  entsprechend Gleichung G 2–40. Wiederum wird die Berechnung der schichtspezifischen Werte  $R_{S,eff}$  modellkonsistent durchgeführt. Der kapazitive Term  $(\omega/\omega_{0J})^2$  in  $\sigma_{KG}$  (vgl. G 2–48) wird in der Modellierung vernachlässigt. Dies ist für YBCO gerechtfertigt, wie eine von Hylton [23] durchgeführte Abschätzung mit  $\omega_{0J} \approx 13$  THz für die Josephson-Plasmafrequenz bei optimaler Dotierung zeigt. Für die effektive Leitfähigkeit  $\sigma_{eff}$  ergibt sich folgender übersichtliche Ausdruck:

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{eff}}(\omega, T)^{-1} &= \sigma_{\text{K}}(\omega, T)^{-1} + \sigma_{\text{KG}}(\omega, T)^{-1} \\ \sigma_{\text{K}}(\omega, T) &= \frac{-i}{\mu_0 \omega (\lambda_{\text{L}}(T))^2} \\ \sigma_{\text{KG}}(\omega, T) &= \frac{a}{R_{\text{A}}} - \frac{i}{\omega} \frac{2e}{\hbar} j_{\text{cJ}}(T) \cdot a\end{aligned}\quad \text{G 7-5}$$

Da der normalleitende Korngrenzenwiderstand  $R_{\text{A}}$  unterhalb von  $0.9 T_{\text{C}}$  temperaturunabhängig ist [88], wird die Temperaturabhängigkeit der Modellkurven durch die Temperaturabhängigkeit von  $j_{\text{cJ}}$  dominiert, die in Form von  $j_{\text{cJ}}(T) = j_{\text{cJ}0}(1-T/T_{\text{C}})^m$  berücksichtigt wird. Als weitere temperaturabhängige Größe geht die intrinsische London-Eindringtiefe ein, die in einer Gorter-Casimir Form  $\lambda_{\text{L}}(T) = \lambda_{\text{L}}(0)[1-(T/T_{\text{C}})^4]^{-1}$  mit dem Standardwert  $\lambda_{\text{L}}(0) = 150 \text{ nm}$  angesetzt wurde. Bei der alternativen Verwendung des im Zweiflüssigkeiten-Modell verwendeten Exponenten  $n = 2$  ergeben sich nur sehr kleine Effekte in den Modellkurven.

Bei tiefen Temperaturen  $T \ll T_{\text{C}}$  werden die Restverluste durch die mittlere Korngröße  $a$ , den kritischen Josephson-Strom  $j_{\text{cJ}0}$  sowie den Korngrenzenwiderstand  $R_{\text{A}}$  bestimmt. Wie Gleichung G 7-5 zeigt, treten diese drei Parameter in  $\sigma_{\text{KG}}$  in Kombinationen auf, so daß eine Reduktion der freien Parameter durch eine plausible Festlegung notwendig ist. Wie aus den STM- und AFM- Aufnahmen ersichtlich ist, ist die Inselgröße der Schichten typisch im Bereich von wenigen hundert Nanometern. Die Längenskala dieser Kristallite wird in der Modellierung als Weak-Link-Abstand verwendet, wobei ein Wert von  $a = 200 \text{ nm}$  festgesetzt wurde. Diese Wahl ist als Festlegung der Größenordnung zu verstehen, ohne daß individuelle Unterschiede der Proben oder Herstellungsverfahren erfaßt werden. Experimentelle Untersuchungen von natürlich gewachsenen und künstlich erzeugten YBCO-Korngrenzenkontakte zeigen eine Korrelation zwischen den aus der Analyse der Strom-Spannungs-Charakteristik gefundenen Gleichstrom-Größen  $j'_{\text{C}}$  und  $R_{\text{n}}$  entsprechend  $j'_{\text{C}} \propto 1/R_{\text{n}}^2$  [89, 90]. Hierbei bezeichnet  $j'_{\text{C}}$  die kritische Stromdichte über den Kontakt und  $R_{\text{n}}$  den normalleitenden (Gleichstrom-) Korngrenzenwiderstand des Kontakts, deren Produkt  $j'_{\text{C}}R_{\text{n}}$  als charakteristische Spannung eine typische Kenngröße des Kontaktes darstellt [25]. In Anlehnung an die Korrelation von  $j'_{\text{C}}$  und  $R_{\text{n}}$  werden die verbleibenden Parameter  $j_{\text{cJ}0}$  und  $R_{\text{A}}$  entsprechend  $j_{\text{cJ}0} = K/R_{\text{A}}^2$  verkoppelt, wobei aus ersten Anpassungen  $K = 2.5 \cdot 10^{-12} \text{ V}^2 \text{cm}^2/\text{A}$  festgelegt wurde. Die freien Parameter sind somit auf  $R_{\text{A}}$  und  $m$  reduziert, wobei das Tieftemperaturniveau der experimentellen Daten primär den Parameter  $R_{\text{A}}$  und die Temperaturabhängigkeit primär den Parameter  $m$  definiert.

Exemplarisch zeigen die Anpassungen an den Proben Ra-3 und G704, die in Bild 7-9b und Bild 7-10b den BCS-Anpassungen gegenübergestellt sind, daß sich die Verläufe angefangen von tiefsten Temperaturen über einen weiten Temperaturbereich bis hinauf zu 75 K beschreiben lassen. Die Modellverläufe des Weak-Link-Modells ergänzen die Beschreibung der Daten über das Zweiflüssigkeiten-Modell oder die BCS-Theorie, die intrinsische Verlustmechanismen beschreiben. Die möglichen Beiträge aus dem intrinsischen und dem extrinsischen Ansatz sind in einem weiten Temperaturbereich vergleichbar, wobei im

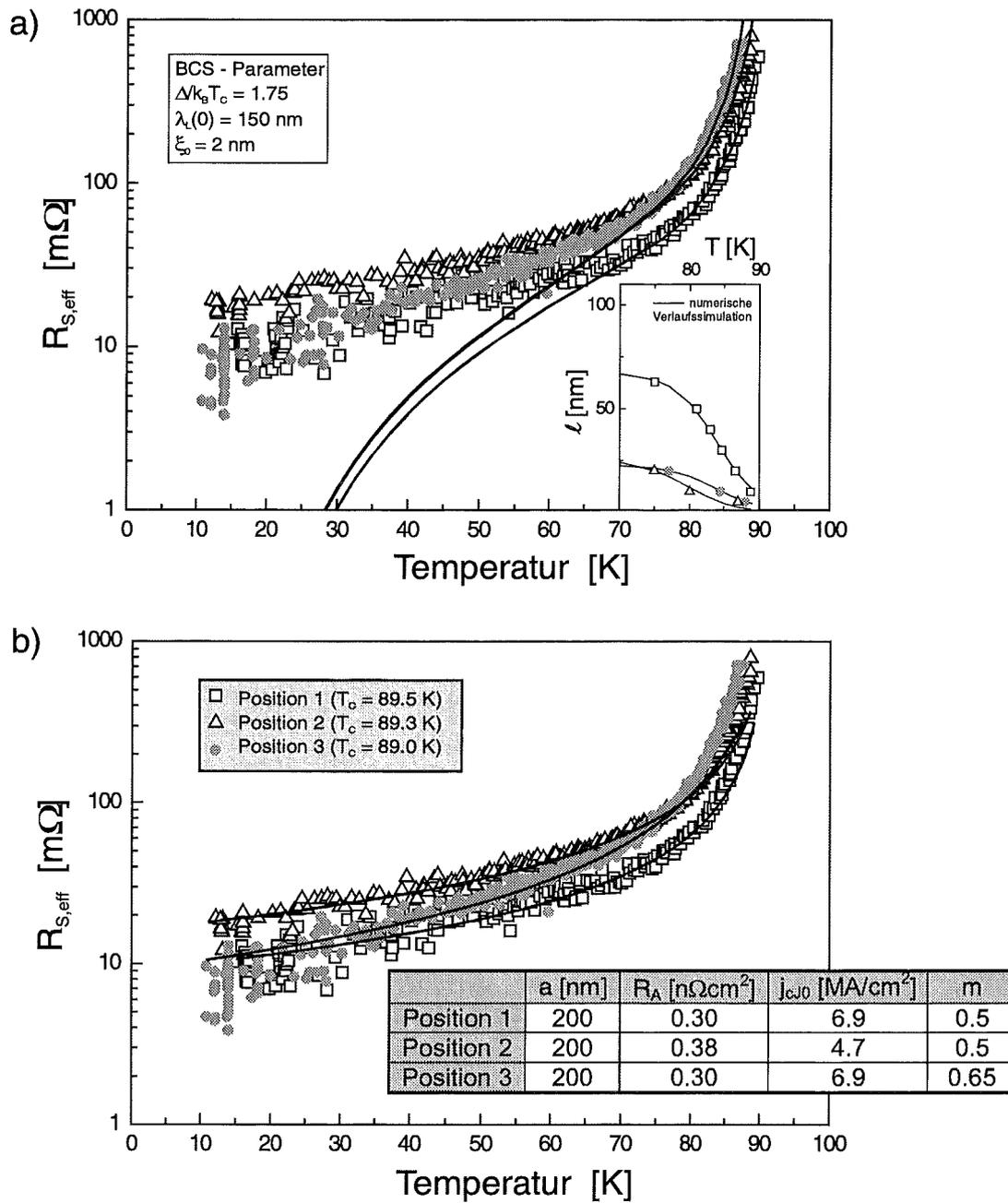


Bild 7-9 Beschreibung der ortsaufgelösten  $R_{S,eff}$ -Werte von Schicht Ra-3(i)  
 a) im BCS-Modell unter Verwendung der im Inset dargestellten Verläufe von  $\lambda(T)$ .  
 b) im Weak-Link Modell.

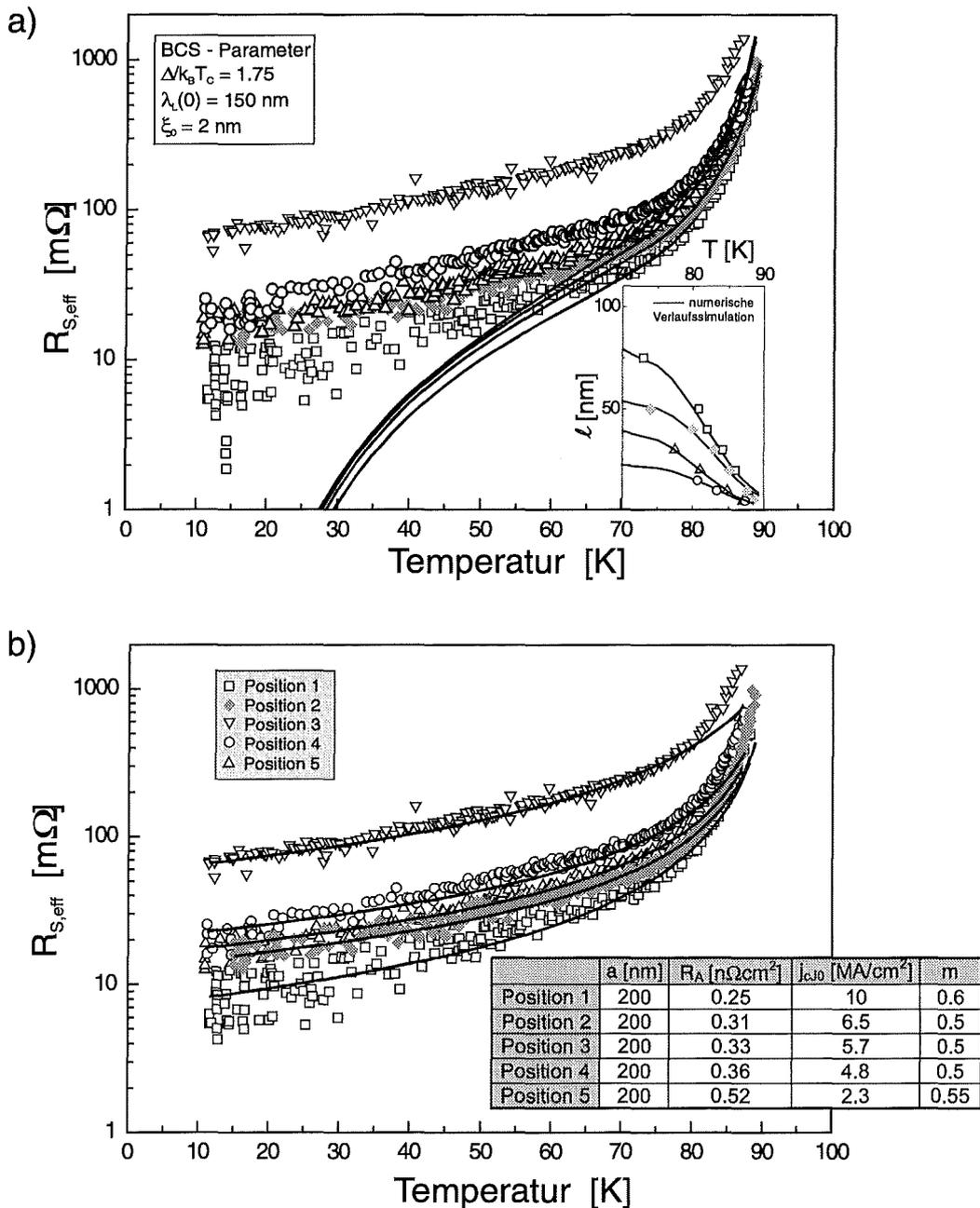


Bild 7-10 Beschreibung der ortsaufgelösten  $R_{S,eff}$ -Werte von den Schichten G704(i) + (ii)  
 a) im BCS-Modell unter Verwendung der im Inset dargestellten Verläufe von  $\lambda(T)$ .  
 b) im Weak-Link Modell

Temperaturbereich um  $T_C$  eine intrinsische Beschreibung und bei tiefen Temperaturen eine extrinsische Beschreibung dominant ist.

Die aus der Anpassung gewonnenen Weak-Link Parameter  $R_A$  und  $j_{cJ0}$  sprechen für eine sehr starke Kopplung der einzelnen Kristallite, wie es für hochwertige, epitaktisch gewachsene Schichten plausibel ist. Für die kritische Josephson Stromdichte  $j_{cJ0}$  ergeben sich typische Werte von einigen  $\text{MA}/\text{cm}^2$ , für die Korngrenzenwiderstände gilt  $R_A < 1 \text{ n}\Omega\text{cm}^2$ .

Höhere Restverluste ergeben sich aus einer Erhöhung von  $R_A$  und einer Senkung von  $j_{cJ0}$ , wobei die Übersetzung von Veränderungen in  $R_A$  und  $j_{cJ0}$  in den Restwiderstand sehr stark ist. Experimentell kann am Wafer G704 zwischen der Position 1 und der Position 5 tatsächlich eine Reduktion in der kritischen Stromdichte bei 77 K festgestellt werden.

Die Relevanz der gewonnenen Materialparameter wird aus dem Vergleich von Literaturdaten für Josephson-Kontakte deutlich. Eine mit den Kontakten in den untersuchten Schichten sehr ähnlich Konfiguration wurde von Russek et al. [89] untersucht. Dabei wurde die Strom-Spannungs-Charakteristik von Mikrobrücken aus c-achsenorientierten polykristallinen Schichten analysiert, die von einzelnen Korngrenzenkontakten bestimmt ist. Die Ergebnisse zeigten die typische Skalierung des  $j'_c R_n$ -Produktes entsprechend  $j'_c R_n \propto R_n^{-1}$  (vgl. Bild 7-11). Die Weak-Link Parameter von Ra-3 und G704 sind entsprechend ihrem  $j_{cJ0} R_A$ -Produkt ebenfalls in dieses Diagramm aufgenommen und ergänzen den Wertebereich trotz einer leichten Lageverschiebung schlüssig in Richtung stärkerer Kontakte. Eine physikalische Erklärung des Skalierungsverhaltens ergibt sich aus einem von Halbritter beschriebenen Ladungstransport über Resonanztunneln [91]. Hieraus ergibt sich gleichzeitig auch das Skalierungsverhalten  $j'_c R_n \propto (j'_c)^{0.5}$  für Josephson-Kontakte, wie Gross et.al. in einer Zusammenstellung von Daten an künstlichen Kontakten über einen sehr großen Bereich von  $j'_c$  zeigen konnten [90]. Zusammenfassend sind die Kristallite in den untersuchten epitaktischen YBCO-Schichten über sehr starke Kontakte verbunden, deren Parameterbereich jedoch einen sehr deutlichen Einfluß auf die Restwiderstände hat. Die Berücksichtigung der Realstruktur des Materials in Form der Weak-Link Beschreibung bietet einen Erklärungsansatz für die beobachtbaren Teilkorrelation in den  $j_c$ - und  $R_S$ -Kartierungen.

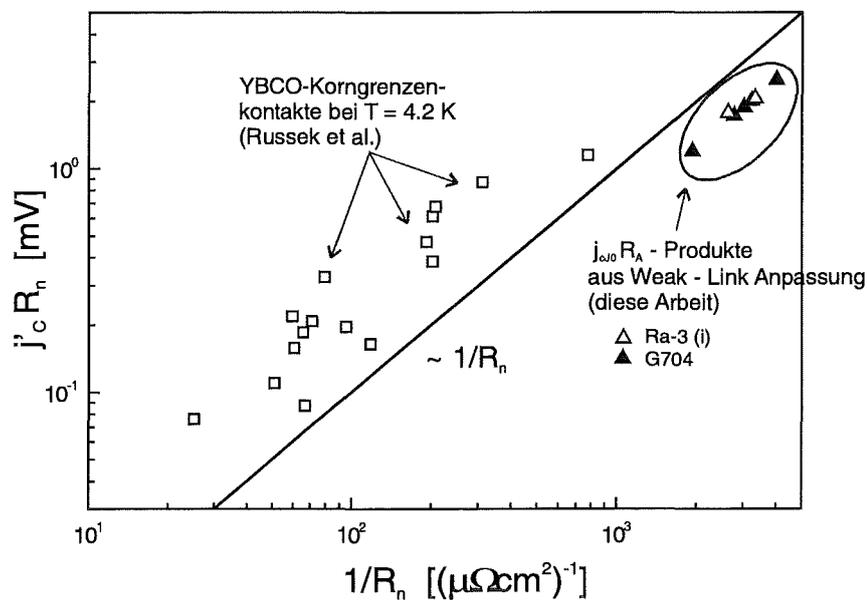


Bild 7-11 Vergleich von  $R_A$  und dem Produkt  $j_{cJ0} R_A$  aus dem Weak-Link-Modell mit Daten für  $R_n$  und  $j'_c R_n$  aus Untersuchungen von YBCO-Korngrenzenkontakten (Russek et al. [89]).

### 7.2.5 Diskussion der Quasiteilchenstreuung

Die gewonnenen Temperaturverläufe der Streuparameter  $\tau$  und  $l$  gemäß dem Zweiflüssigkeiten-Modell und der BCS-Beschreibung stellen zunächst nur einen zusätzlichen Freiheitsgrad zur Beschreibung der Daten dar. Wie die Weak-Link-Beschreibung zeigte, muß von einem deutlichen, temperaturabhängigen Restwiderstandsbeitrag in den Meßdaten  $R_{s,eff}(T)$  ausgegangen werden, der sich auf die extrahierten Verläufe der Streuparameter auswirkt. Der intrinsischen Temperaturabhängigkeit der Streuparameter sollten deshalb am ehesten Datensätze ohne nachweisbaren Restwiderstand bei tiefen Temperaturen nachkommen. In Bild 7-12 ist deshalb die Streurrate  $\tau^{-1}$  aus den beiden intrinsischen Modellansätzen für die Wafer YBfK3 und Ra-10 dargestellt, wobei die mittlere freie Weglänge aus den BCS-Anpassungen entsprechend  $l = v_F \tau$  mit dem YBCO-typischen Wert für  $v_F \approx 1 \cdot 10^5$  m/s auf die Streurrate konvertiert wurde. Die BCS-Streurrate verläuft offensichtlich wesentlich steiler als die Streurrate aus dem modifizierten Zweiflüssigkeiten-Modell. Eine wesentliche Gemeinsamkeit der Datensätze ist jedoch der überstrichene Wertebereich. Beide Beschreibungen zeigen ein Sättigungsverhalten im Bereich von  $\tau^{-1} \approx 1$  THz entsprechend einer mittleren freien Weglänge von etwa 100 nm, d.h. in beiden Modellen kann die Beschreibung der Daten durch eine weitere Verringerung der Streurrate nicht verbessert werden. Der Bereich des Sättigungswertes der mittleren freien Weglänge entspricht der Längenskala für typische Kristallitgrößen aus den STM- und AFM-Aufnahmen, wie sie für die typische Korngröße im Weak-Link-Modell verwendet wurde.

Eine experimentelle Evidenz für eine starke Reduktion der Quasiteilchenstreuung findet sich in einer Reihe von Untersuchungen zu den Transporteigenschaften von YBCO. So beobachteten Nuss et al. [92] bei Untersuchungen von YBCO-Schichten mittels THz-Spektroskopie im supraleitenden Temperaturbereich das Auftreten eines ausgeprägten Maximums im Realteil der dynamischen Leitfähigkeit  $\sigma_1$ . Die Autoren führten diesen Leitfähigkeitspeak auf den gegenseitigen Einfluß einer mit sinkender Temperatur stark abnehmenden Streurrate einerseits und der Reduktion der Anzahl der Quasiteilchen andererseits zurück. Die Intensität des Peaks wird mit zunehmender Frequenz schwächer und das Maximum verschiebt sich geringfügig zu höheren Temperaturen. In spektroskopischen Transmissionsmessungen konnte Dähne [93] den Leitfähigkeitpeak auch im Frequenzbereich 160 – 600 GHz entdecken. Über eine phänomenologische Erweiterung des Zweiflüssigkeiten-Modells durch die Einführung einer dritten, für  $T \rightarrow 0$  K nicht verschwindenden Ladungsträgerkomponente, mit der Restverluste berücksichtigt werden, konnten die Ergebnisse durchgängig interpretiert werden, wobei ebenfalls eine stark temperaturabhängige Streurrate isoliert wurde. Ein typischer Verlauf von  $\tau^{-1}$  dieser Arbeit ist ebenfalls in Bild 7-12 eingezeichnet (Kurve 1). Er ist in erstaunlich guter Übereinstimmung mit den Streuraten aus der Beschreibung der Daten dieser Arbeit im Zweiflüssigkeiten-Modell. Die Übereinstimmung der Ergebnisse aus den Transmissionsmessungen der dynamischen Leitfähigkeit von Dähne mit den Daten aus dem Oberflächenwiderstand dieser Arbeit können

als experimentelles Indiz für die Gültigkeit der lokalen Elektrodynamik im Millimeterwellen-Bereich für YBCO angesehen werden. Vergleichbare Ergebnisse für die Streurrate wurden auch in weiteren Arbeiten im Bereich der mm-Wellen [94] und submm-Wellen-Spektroskopie [95, 96] gefunden. Infrarotspektren von YBCO-Filmen lassen sich ebenfalls aus einer Abnahme der Streurrate von einem typischen Wert  $\Gamma = (2\pi\tau)^{-1} \approx 80 \text{ cm}^{-1}$  bei  $T_C$  auf einen Wert von  $5 \text{ cm}^{-1}$  bei tiefen Temperaturen erklären ( $1 \text{ cm}^{-1} \approx 30 \text{ GHz}$ ), wobei auch in diesen Analysen eine Sättigung festgestellt wird [97, 98].

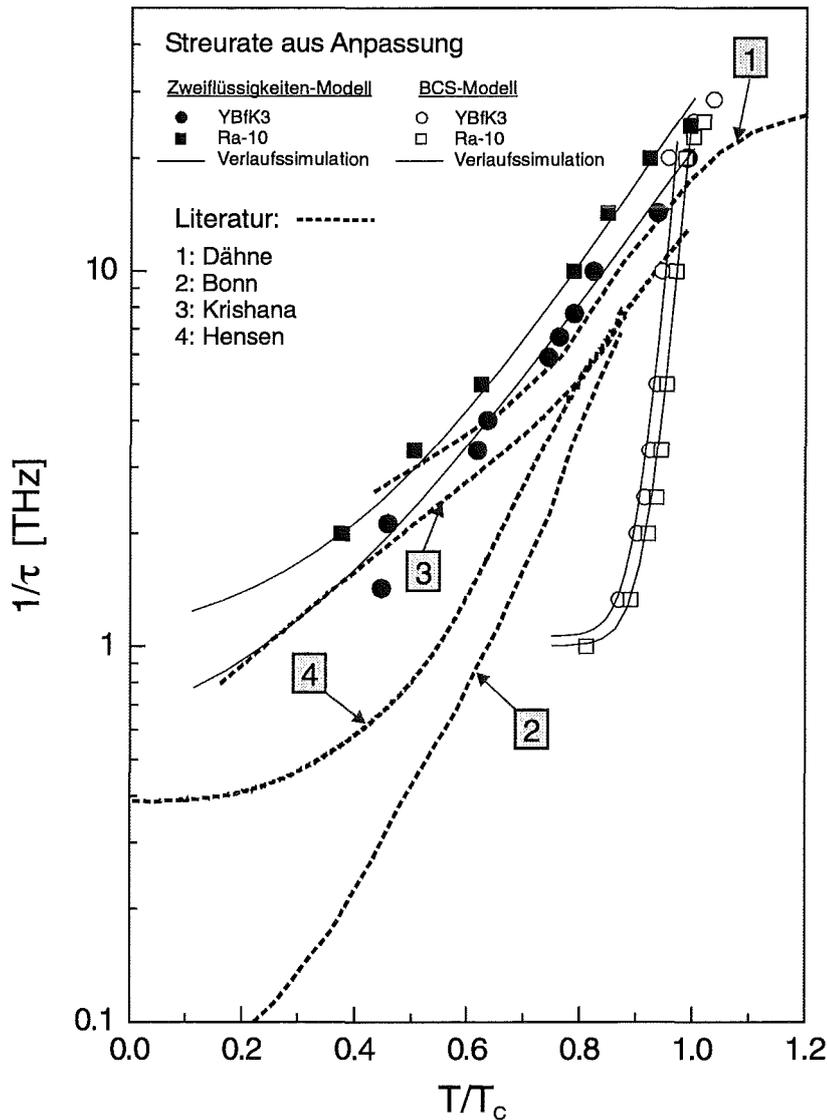


Bild 7-12 Vergleich der Streuraten aus der Beschreibung der Daten von den Proben YBfK3 und Ra-10 im Zweiflüssigkeiten-Modell und im BCS-Modell mit Literaturdaten.

Im Mikrowellenbereich wird die Reduktion der Streurrate durch Anomalien im Oberflächenwiderstand deutlich. So schließt sich an den Abfall von  $R_S$  im Bereich von  $T_C$  oft ein plateauartiges Verhalten von  $R_S$  an, wobei sich in einigen Fällen sogar ein Zwischenmaximum im Bereich von  $T_C/2$  zeigt (vgl. Bild 7-2). Entsprechend Gleichung G 2-

33 ist dies durch  $R_S \propto \sigma_1$  auf das starke Maximum von  $\sigma_1$  bei tieferen Frequenzen zurückzuführen. In einer Zweiflüssigkeiten-Analyse konnte die Temperaturabhängigkeit der Streurrate im Mikrowellenbereich aus Messungen des Oberflächenwiderstandes an YBCO-Einkristallen von Bonn et al. [76] (vgl. Bild 7-12, Kurve 2) und an YBCO-Filmen von Gao et al. [99] isoliert werden. Bonn et al. konnten über die Dotierung der Kristalle mit Zn zeigen, daß ein Zwischenmaximum in  $R_S$  durch eine frühere Sättigung der Streurrate durch die Zn-Streuzentren unterdrückt werden kann [100].

Weitere experimentelle Evidenz für die Unterdrückung der Quasiteilchen-Streuung ergibt sich aus der thermischen Leitfähigkeit, in der man für die a und b-Richtung in YBCO wiederum eine Anomalie im supraleitenden Zustand in Form eines ausgeprägten Maximums feststellt. Yu et al. [101] führen diese Anomalie auf den Beitrag der Quasiteilchen zur thermischen Leitfähigkeit zurück und erklären den starken Anstieg ähnlich wie die Anomalie in  $R_S$  und  $\sigma_1$  über den konkurrierenden Effekt von reduzierter Streuung und der Abnahme der Quasiteilchendichte. Sie schließen eine alternative Erklärung der Anomalie über den phononischen Beitrag, der aus der Unterdrückung der Elektron-Phonon-Streuung bei einsetzender Supraleitung resultieren könnte, u. a. durch die Abwesenheit der Anomalie in c-Achsenrichtung aus. In einer Arbeit von Krishana et al. [102] wird ein alternativer Weg zur Gewinnung der mittleren freien Weglänge über Messungen des thermischen Hall-Effektes aufgezeigt. Die sich aus diesen Messungen ergebenden Streuraten, die an YBCO-Einkristallen gemessen wurde, sind ebenfalls in Bild 7-12 eingezeichnet (Kurve 3), wobei  $v_F = 2 \cdot 10^5$  m/s entsprechend dem von den Autoren spezifizierten Wert verwendet wurde.

Der starke Einfluß des supraleitenden Phasenübergangs auf die Quasiteilchenstreuung läßt sich durch eine dominierende Elektron-Elektron-Wechselwirkung verstehen, wie sie etwa in einer Arbeit von Rieck et al. [103] im Rahmen der Theorie parallel liegender Fermiflächen (nested fermi liquid (NFL)) beschrieben wird. Die starke Unterdrückung der Quasiteilchen-Streuung resultiert dabei aus der drastischen Reduktion der Streuzentren beim Übergang in den supraleitenden Zustand durch die abnehmende Quasiteilchendichte. Die NFL-Theorie vermag weiterhin auch den linearen Anstieg von  $\tau^{-1}$  im normalleitenden Bereich zu erklären.

Wie Bild 7-12 zeigt, ordnen sich aus den dargestellten Verläufen insbesondere die Streuraten aus dem Zweiflüssigkeiten-Modell in die aus der Literatur bekannten Daten ein. Die Streurrate aus der BCS-Beschreibung verlaufen dagegen extrem steil. Der entscheidende Ansatz innerhalb der Zweiflüssigkeiten-Analyse war dabei die quadratische Temperaturabhängigkeit der normalleitenden und supraleitenden Ladungsträgerdichte, die in deutlichem Gegensatz zum traditionellen und mit der BCS-Theorie verträglicheren Gorter-Casimir-Ansatz steht. Wie bereits in Abschnitt 7.2.2 angesprochen, beruht der quadratische Ansatz auf einer von Bonn et al. durchgeführten Analyse der Eindringtiefe, deren Quadrat als proportional zur Dichte der supraleitenden Ladungsträger angesehen werden kann. Eine ganze Reihe von Arbeiten bestätigen eine Abweichung der supraleitenden Ladungsträgerdichte vom traditionellen Ansatz, wobei die gefundenen Abhängigkeiten oft über eine Abhängigkeit  $\propto 1 - t^n$  mit  $n = 1.5 - 2$  approximiert werden können [104, 105]. Anschaulich sprechen die gefundenen

Abhängigkeiten für eine gegenüber der klassischen BCS-Theorie erhöhten Zahl von Anregungen.

Eine derartiges Verhalten ist in qualitativem Einklang mit der Charakteristik einer d-Wellen-Paarkorrelation, wie sie im Zentrum der Diskussion zur Symmetrie der Wellenfunktion in Hochtemperatursupraleitern steht [106, 107]. Einer der markantesten Bestandteil dieser Theorie ist eine anisotrope Energielücke mit Nullstellen. Auf Grund des maßgeblichen Beitrages der  $d_{x^2-y^2}$  - Cu-Orbitale zu den freien Ladungsträgern, ist eine  $d_{x^2-y^2}$  - Symmetrie am wahrscheinlichsten. Die anisotrope Energielücke hat entscheidenden Einfluß auf die Zustandsdichte, die im Gegensatz zur BCS-Theorie keine echte Lücke mehr zeigt, so daß die Anregungswahrscheinlichkeit deutlich steigt. Dementsprechend zeigen in einem d-Wellen-Supraleiter die Transporteigenschaften bei tiefen Temperaturen nicht das exponentielle Aktivierungsverhalten eines s-Wellenzustandes, sondern es finden sich in der Regel Potenzgesetze. Die Nullstellen in der Energielücke sind weiterhin dafür verantwortlich, daß bereits eine sehr geringfügige elastische Streuung paarbrechend wirkt, woraus ein endlicher Tieftemperatur-Restwiderstand eines d-Wellen-Supraleiters abgeleitet werden kann [108]. Entsprechend einer von Hirschfeld et al. [109] spezifizierten Restleitfähigkeit von

$$\sigma_0 = \frac{\hbar e^2 n_0}{m \Delta_{\max}} = \frac{\hbar}{\Delta_{\max} \mu_0 \lambda_L^2(0)} \quad \text{G 7-6}$$

ergibt sich nach Gleichung G 2-33 als Abschätzung ein Restwiderstand von  $R_{\text{res,d}} = \omega^2 \hbar \mu_0 \lambda_L(0) / 2 \Delta_{\max}$ . Mit einem typischen Parametersatz von  $\lambda_L(0) = 150$  nm und  $\Delta_{\max} \approx 30$  meV ergibt sich bei 145 GHz ein Restwiderstand von etwa 2 mΩ. Ein typischer Verlauf der Streurrate, wie sie im Rahmen einer sehr erfolgreichen d-Wellen-Modellierung der in Bild 7-2 eingezeichneten Daten bei 87 GHz von Hensen et al. [78] gewonnen wurde, ist ebenfalls in Bild 7-12 aufgenommen (Kurve 4). Dennoch können schlüssige Hypothesen über die Symmetrie des Ordnungsparameters nur schwer aus Messungen der HF-Parameter erhärtet werden, da wie diese Arbeit zeigt extrinsische Beiträge entsprechend der Materialqualität stark in eine Parametrisierung der Meßdaten eingehen können. Insbesondere ist eine gegenüber konventionellen Supraleitern geringere Temperaturabhängigkeit bei tiefen Temperaturen sowohl innerhalb eines d-Wellen-Szenarios als auch innerhalb der Weak-Link-Beschreibung zu verstehen.

### 8 Zusammenfassung

Diese Arbeit legt erstmals systematische Untersuchungen zur räumlichen Homogenität des Oberflächenwiderstandes ( $R_S$ ) von großflächigen, c-achsenorientierten YBCO-Wafern vor und stellt die Auswirkungen der Herstellungsbedingungen auf die HF-Verluste dar. Den Schwerpunkt bildet dabei die experimentelle Realisierung einer konzeptionell neuen Meßmethode, die eine Homogenitätskontrolle von  $R_S$  im supraleitenden Zustand der Probe über orts aufgelöste Messungen im Millimeterwellenbereich ermöglicht. Neben der Abbildung der  $R_S$ -Verteilung bei fester Temperatur bieten orts aufgelöste temperaturvariable Messungen eine Datenbasis, die Zugang zu einem quantitativen Verständnis der Verlustmechanismen ermöglicht. Zur Erstellung dieser Datenbasis wurden YBCO-Wafer aus unterschiedlichen Abscheideverfahren ausgewählt. Die Meßergebnisse wurden anhand von Modellen beschrieben, die sowohl intrinsische als auch extrinsische Beiträge zu den HF-Verlusten berücksichtigen.

Das Meßsystem basiert auf der fokussierten Feldkonfiguration eines quasi hemisphärischen Fabry-Perot Resonators, der bei Frequenzen im Bereich von 145 GHz betrieben wird. Der HTSL-Wafer wird auf dem ebenen Spiegel des Spiegelsystems aufgebracht, das unter Vakuumbedingungen abgekühlt wird. Zur Kartierung wird die Probe, die mit dem ebenen Spiegel über rechnergesteuerte Positionierelemente in einer Ebene senkrecht zur Resonatorachse bewegt werden kann, bei fester Temperatur unter dem Fokus durchgeführt und die Resonanzfrequenz und die Güte des Resonators gemessen. Für temperaturvariable Messungen kann der Fokus an frei wählbaren Positionen fixiert werden und die Resonanzparameter beim Aufwärmen des Resonators kontinuierlich registriert werden. Das Meßsystem erlaubt eine zerstörungsfreie und berührungslose Bestimmung von  $R_S$  und eignet sich insbesondere auch als Verfahren zur Materialcharakterisierung und Qualitätssicherung von HTSL-Wafern für HF-Anwendungen.

Der Realisierung des Tieftemperatur-Resonatorsystems gingen eine Reihe von Untersuchungen voraus, in denen grundsätzliche Fragestellungen zum Einsatz des offenen Resonators für orts aufgelöste  $R_S$ -Messungen untersucht wurden. Im Zentrum stand dabei die Quantifizierung der einzelnen Verlustbeiträge des Resonators, die sowohl für die Angabe von Absolutwerten von  $R_S$  als auch für zuverlässige Meßergebnisse im orts aufgelösten Meßbetrieb entscheidend sind. Neben den Reflexionsverlusten an den Spiegeln müssen auf Grund der offenen Struktur des Resonators auch Beugungsverluste an den Spiegelrändern und Streuverluste an den Koppellöchern berücksichtigt werden. Während die Beugungsverluste durch die Wahl der Geometrie vernachlässigbar gering gehalten werden können, müssen die Streuverluste als gleichgewichtige Komponente in die Bestimmung von Absolutwerten von  $R_S$  eingehen. Dies erfolgt über einen konstanten Verlustbeitrag, der in temperaturvariablen Kalibrationsmessungen an verschiedenen Metallen festgelegt wurde. Beugungsverluste bestimmen die Fokussierung des Resonators und den für eine quantitative  $R_S$ -Messung zugänglichen Flächenbereich. Das Resonatorverhalten wurde eingehend experimentell untersucht und im Rahmen der Theorie Gaußscher Wellenstrahlen quantitativ erfaßt.

Insbesondere wurde auch das Abbildungsverhalten von  $R_S$ -Inhomogenitäten als Faltung der Verlustverteilung mit der gaußschen Strahlintensität beschrieben, aus der eine hohe Detektionsempfindlichkeit auch auf Defekte mit sehr kleinen Ausdehnungen resultiert. Das Abbildungsverhalten wurde an Teststrukturen experimentell überprüft, die geometrisch einfache  $R_S$ -Verteilungen mit einer ausgezeichneten  $R_S$ -Stufe aufwiesen.

Die  $R_S$ -Messungen wurden hauptsächlich an großflächigen (Durchmesser 3 Zoll), meist beidseitig beschichteten YBCO-Wafern auf Saphirsubstraten durchgeführt, die mittels IZM-Sputtern, der gepulsten Laserdeposition und der thermischen Co-Evaporation hergestellt wurden. Alle Ergebnisse der Homogenitätsanalysen bei fester Temperatur ( $T = 75$  K) lassen sich geschlossen in drei verschiedene Gruppen einteilen. Die für die untersuchten Materialien häufigste Gruppe bilden YBCO-Schichten mit ausgedehnten Inhomogenitätsbereichen. Die Waferbewegung während der Beschichtung, die Schwankungen in den Wachstumsbedingungen flächig ausgleichen soll, bildet sich dabei in den Strukturen der meist graduellen Variationen von  $R_S$  ab. Eine weitere Gruppe bilden Schichten, die als homogen in  $R_S$  zu beurteilen sind. Sie bilden den Grenzfall ausgeglichener Wachstumsbedingungen. Nur wenige Beispiele wurden für eine dritte Gruppe gefunden, in die sich Wafer mit einzelnen lokalen Defekten einordnen. Der starke Kontrast für  $R_S$ -Variationen und die hohe Empfindlichkeit des Meßsystems auf Defekte mit Ausdehnungen im Submillimeter-Bereich konnte eindrucksvoll an einem Testwafer demonstriert werden, in den über Ionenbestrahlung lokale künstliche Defekte eingebracht wurden. Die Gegenüberstellung von  $j_C$ -Kartierungen bestätigt die Form der detektierten Inhomogenitätsbereiche, ohne jedoch eine strenge quantitative Korrelation der Größen  $R_S$  und  $j_C$  nahezulegen.

Über orts aufgelöste, temperaturvariable Messungen wurden die detektierten Inhomogenitätsbereiche weitergehend analysiert. Als universeller Grundcharakter im schichtspezifischen Oberflächenwiderstandes  $R_{S,\text{eff}}(T)$  findet sich ein starker Abfall kurz unterhalb von  $T_C$ , der jedoch für Temperaturen im Bereich von 75 K deutlich abflacht und auf einen endlichen Wert bei tiefen Temperaturen, den sogenannten Tieftemperatur-Restwiderstand ( $R_{\text{res}}$ ), zustrebt. Neben dem Einfluß einer in Einzelfällen vorliegenden inhomogenen  $T_C$ -Verteilung, unterscheiden sich die einzelnen Datensätze  $R_{S,\text{eff}}(T)$  jedoch beträchtlich im Tieftemperatur-Restwiderstand und im Steigungsverlauf bezüglich der reduzierten Temperatur  $t = T/T_C$  ( $\partial R_{S,\text{eff}}(t)/\partial(t)$ ). Charakteristisch für die Meßergebnisse ist die Übertragbarkeit der Qualitätseinteilung der untersuchten Positionen anhand der Kartierung auf den gesamten Temperaturverlauf. Weiterhin finden sich deutliche Entsprechungen zwischen dem Wert des Tieftemperatur-Restwiderstandes und dem Steigungsverlauf oberhalb von  $T_C/2$ .

Zur Diskussion der Daten wurde zunächst das phänomenologische Zweiflüssigkeiten-Modell als Referenzmodell der Literatur herangezogen. Unter Berücksichtigung einer zum Gorter-Casimir-Ansatz erhöhten Quasiteilchendichte vermag es insbesondere den steilen Abfall unterhalb von  $T_C$  und den Übergang in einen flacheren Verlauf von  $R_{S,\text{eff}}$  über eine starke Reduktion der Streurrate mit fallender Temperatur zu erklären. Die extrahierten Temperaturverläufe für die Streurrate zeigen einen exponentiellen Grundcharakter und ordnen

sich in die aus der Literatur bekannten Verläufe für die Streuparameter ein. Auch innerhalb der BCS-Theorie ist eine Beschreibung der Meßdaten für einen gewissen Temperaturbereich unterhalb von  $T_C$  über eine starke Reduktion der Streurrate möglich. Im Vergleich zum Zweiflüssigkeiten-Modell ist der Abfall der Streurrate in der BCS-Theorie jedoch ungewöhnlich steil. In beiden Modellen nimmt der Temperaturbereich, in dem sich die Daten beschreiben lassen, mit zunehmendem Tieftemperatur-Restwiderstand ab. Gleichzeitig übertragen sich die Unterschiede in der Temperaturabhängigkeit der Meßdaten modell-spezifisch auf den Verlauf der Streurrate. In beiden Modellen läßt sich ein endlicher Tieftemperatur-Restwiderstand nicht erfassen.

Dagegen können die Tieftemperatur-Restwiderstände erfolgreich im Rahmen des Weak-Link-Modells beschrieben werden. Aus dieser Beschreibung resultiert ein temperaturabhängiger Restwiderstand, der dem intrinsischen Temperaturverlauf überlagert ist. Dieser temperaturabhängige Restwiderstand kann sowohl die festgestellte Übertragbarkeit der Qualitätseinteilung aus den Kartierungen auf den gesamten Temperaturverlauf als auch den Zusammenhang zwischen dem Niveau der Tieftemperatur-Restwiderstände und dem Steigungsverlauf für Temperaturen oberhalb von  $T_C/2$  erklären. Die gewonnenen Weak-Link-Parameter ergänzen die aus der Literatur bekannten Werte für gewachsene und künstlich hergestellte YBCO-Josephson-Kontakte schlüssig in Richtung stärkerer Kontakte.

Zusammenfassend lassen sich die HF-Verluste aus konkurrierenden Beiträgen von intrinsischen und extrinsischen Wechselwirkungsprozessen erklären. Zur Verfestigung der Modellansätze unter weiterer Einschränkung des Parameterraums erscheint insbesondere eine Ausdehnung der orts aufgelösten temperaturvariablen Messungen auf einen größeren Frequenzbereich erfolgversprechend.

Die Ergebnisse dieser Arbeit belegen deutlich die große Bedeutung einheitlicher Herstellungsbedingungen auf die HF-Verluste von YBCO-Schichten. Die Größe und die Homogenität des Oberflächenwiderstand können deshalb als entscheidendes Kriterium genutzt werden, mit dem die Prozeßführung der Abscheideverfahren optimiert und eine Qualitätsbewertung von YBCO-Schichten in einer Serienfertigung durchgeführt werden kann. Über das neu entwickelte Tieftemperatur-Resonatorsystem gelingt die Bestimmung dieser aussagekräftigen  $R_S$ -Verteilung in ausgezeichneter Weise, nämlich zerstörungsfrei und berührungslos bei nahezu beliebiger Wafergeometrie.

## Literaturverzeichnis

- [1] T. Kaiser, M.A. Hein, G. Müller, M. Perpeet  
Appl. Phys. Lett., **73**, (1998), 3447
- [2] D.E. Steinhauer, C.P. Vlahacos, S. K. Dutta, F.C. Wellstood, S.M. Anlage  
Appl. Phys. Lett., **71**, (1997), 1736
- [3] J.S. Martens, V. M. Hietala, D.S. Ginley, T.E. Zipperian, G. K. G. Hohenwarter  
Appl. Phys. Lett., **58**, (1991), 2543
- [4] S. Orbach-Werbig  
Dissertationsarbeit, Universität Wuppertal (1994)
- [5] J. D. Jackson  
Klassische Elektrodynamik  
De Gryter (Berlin, New York), (1981), 395-401
- [6] L. D. Landau, E. M. Lifschitz  
Lehrbuch der theoretischen Physik VIII - Elektrodynamik der Kontinua  
Akademie-Verlag (Berlin), (1967), 329 – 334
- [7] J.P.Turneure, J. Halbritter, H.A.Schwettmann  
J. Supercond., **4**, (1991), 341
- [8] H.B.G Casimir, J. Ubbink  
Philips Technische Rundschau, **7**, (1967), 204
- [9] J. Halbritter  
unveröffentlichter Bericht, 1991
- [10] R.G. Chambers  
Proc. Roy. Soc., **A215**, (1952), 481
- [11] G.E.H. Reuter, E. H. Sondheimer  
Proc. Roy.Soc., **A195**, (1948), 336
- [12] R. Schwab  
Computation of the surface impedance in normal conductors  
Externer Bericht des Forschungszentrums Karlsruhe FZKA 6023, (1997)
- [13] N. Klein, H. Chaloupka, G. Müller, S. Orbach, H. Piel, B. Roas, L. Schultz, U. Klein,  
M. Peiniger  
J. Appl. Phys., **67**, (1990), 6940
- [14] J. C. Slater  
Microwaves Electronics  
D. van Nostrand Company (Princeton, New Jersey), (1963), Kapitel II, 2.3
- [15] C.S. Gorter, H. Casimir  
Phys. Z., **35**, (1934), 936  
Z. Tech. Phys. **15**, (1934), 539
- [16] J. Bardeen, L.N. Cooper, J.R. Schrieffer  
Phys.Rev., **108**, (1957), 1175
- [17] D.C. Mattis, J. Bardeen  
Phys. Rev., **111**, (1958), 412

- [18] A.A. Abrikosov, L.P.Gor'kov, I.M. Khalatnikov  
Zh. Eksp. Teor. Fiz., 35, (1958), 265  
[Sov. Phys. – JETP8, (1959), 182]
- [19] J.P. Turneaure  
Dissertation in Physik, Stanford Univerität (1967)
- [20] J. Halbritter  
Dissertation in Physik, Universität Karlsruhe (1969)
- [21] J. Halbritter  
J. Supercond., 5, (1992), 171
- [22] J. R. Waldram  
Superconductivity of metals and cuprates  
IOP Publishing Ltd, (1996)
- [23] T.L. Hylton  
Dissertation Universität Stanford / Kalifornien, (1991)
- [24] J. Halbritter  
J. Supercond., 8, (1995), 691
- [25] M. Tinkham  
Introduction to superconductivity  
McGraw-Hill International Edition, (1996)
- [26] M.K. Wu, J.R. Ashburn, C.J. Tong, P.H. Hor, R.L. Meng, L. Gao, Z.J. Huang  
Phys. Rev. Lett., 58, (1987), 908
- [27] N. Newmann, W.G. Lyons  
J. Supercond., 6, (1993), 119
- [28] H. Claus, M. Braun, A. Erb, K. Röhberg, B. Runtsch, H. Wühl, G. Bräuchle,  
P. Schweib, G. Müller-Vogt, H. v. Löhneysen  
Physica C, 198, (1992), 42
- [29] E. W. Scheidt, C. Hucho, K. Lüders, V. Müller  
Solid State Commun., 71, (1989), 505
- [30] K. Zhang, D. A. Bonn, S. Kamal, R. Liang, D. J. Baar, W. N. Hardy, D. Basov,  
T. Timusk  
Phys. Rev. Let., 73, (1994), 2484
- [31] R. Gagnon, Song Pu, B. Ellmann, L. Taillefer  
Phys. Rev. Let., 78, (1997), 1976
- [32] E.K. Hollmann, O.G. Vendik, A.G. Zaitsev, B.T.Melekh  
Supercond. Sci. Technolog., 7, (1994), 609
- [33] J. Geerk, G. Linker, O. Meyer  
Materials Science Reports, 4, (1989), 193
- [34] K. Kishio, J. Shimoyama, T. Hasegawa, K. Kitazawa, K. Fueki  
Japan. J. Appl. Phys., 26, (1987), L1228
- [35] M.Lorenz, H. Hochmuth, D. Natusch, H. Börner, G. Lippold, K. Kreher, W. Schmitz  
Appl. Phys. Lett., 68, (1996), 3332

- [36] B. Utz, R. Semerad, M. Bauer, W. Prusseit, P. Berberich, H. Kinder  
IEEE Trans. Appl. Supercond., **7**, (1997), 1272
- [37] R. Heidinger  
J. Nuclear Materials, **212-215**, (1994), 1101
- [38] G. Link  
Dissertationsarbeit, Universität Karlsruhe 1993
- [39] R. Heidinger, G. Link  
Digest of the 20. Int. Conf. on IR and MM-Waves,  
Orlando (USA), 11.-14. Dez.1995, 16
- [40] H. Kittel  
Externer Bericht des Forschungszentrums Karlsruhe FZKA 5645, (1995)
- [41] J. Hudner,  
Dissertation Royal Institute of Technology, Stockholm 1993  
TRITA-FTE Research Report 1993:3
- [42] S. Bueble, K. Knorr, E. Brecht, W.W. Schmahl  
Surface Science, **400**, (1998), 345
- [43] C. Zuccaro, M. Winter, N. Klein, K. Urban  
J. Appl. Phys., **82**, (1997), 5695
- [44] R. Schwab, R. Spörl P. Severloh, R. Heidinger, J. Halbritter  
Inst. Phys. Conf. Ser., **158**, (1997), 61
- [45] R. Bormann, J. Nölting  
Appl. Phys. Lett., **54**, (1989), 2148
- [46] R.N. Clark, C.B. Rosenberg  
J. Phys. E: Sci. Instrum., **15**, (1982), 9
- [47] G.D. Boyd, J.P. Gordon  
Bell Syst. Techn. J., (1961), 489
- [48] A.L.Cullen, P. K. Yu  
Proc. R. Soc. Lond. A., **366**, (1979), 155
- [49] K.M. Luk, P. K. Yu  
IEE Proceedings, **132**, (1985), 105
- [50] A. L.Cullen  
Infrared and Millimeter Waves, **10**, Academic Press, (1983), 233
- [51] D. Schilder  
Dissertationsarbeit, Technische Hochschule Ilmenau, (1971)
- [52] L.A. Weinstein  
Open resonators and open waveguides  
The Golem Press, Boulder, Colorado, (1969)
- [53] N. Klein  
Dissertationsarbeit, Universität Wuppertal, (1989)
- [54] R. Schwab, R. Spörl, J. Burbach, R. Heidinger, F. Königer  
ITG-Fachbericht, **150**, (1998), 363  
VDE-Verlag GmbH (Berlin, Offenbach)

- [55] Jones R. G.,  
Proc. IEEE; **123**, (1976), 285
- [56] B. Komiyama, Z. Wang, M. Tonouchi  
Appl. Phys. Lett., **68**, (1996), 562
- [57] D. Slepian  
Bell Syst. Tech. J., **43**, (1964), 3009
- [58] A. G. Fox, T. Li  
Bell Syst. Tech. J., **40**, (1961), 453
- [59] G.D. Boyd, H. Kogelnik  
Bell Syst. Tech. J., **41**, (1962), 1347
- [60] I.P. French, T.E. Arnold  
Rev. Sci. Instrum., **38**, (1967), 1604
- [61] J.A. Stratton  
Electromagnetic theory  
Mac Graw Hill (New York), (1941)
- [62] G. Grau  
W. Kleen, R. Müller, Laser, Springer Verlag (Berlin), (1969)
- [63] R. Schwab, R.Heidinger  
Conf. Proceedings MIOP 97, Sindelfingen (D) 22.-24. April 1997, 106
- [64] I. Amity  
Rev. Sci. Instr., **41**, (1970), 1492
- [65] R. Heidinger, G. Link  
Digest of the 18. Int. Conf. on IR and MM-Waves, Colchester (UK) 6.-10. Sept.1993,  
SPIE, **2104**, (1993), 64
- [66] Firma Reichert-Jung 6907 Nußloch
- [67] Firma OPTIC AIR srl , 13017 Quarona (VC), Italien
- [68] M.A. Omar  
Elementary solid state physics  
Addison-Wesley Publishing Company, (1975), 145
- [69] Landolt-Börnstein  
Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik, Gruppe III,  
Band 15, Herausg.: K. H. Hellwege, J.L.Olsen  
Springer-Verlag, (1982)
- [70] Y. S. Touloukian  
Thermophysical properties of high temperature solid materials Vol 2, part 1  
The Macmillan Company, New York, Collier-Macmillan Ltd., London
- [71] U. Breitmeier  
Kontrolle 5/95, (1995), 4
- [72] W.K. Chu, J.M. Mayer, M.A. Nicolet,  
Backscattering Spectrometry  
Academic Press (New York, San Francisco, London), (1978)

- [73] H. Hochmuth, M. Lorenz  
Physica C, **220**, (1994), 209
- [74] H. Hochmuth, M. Lorenz  
Physica C, **265**, (1996), 335
- [75] T. Kaiser, C. Bauer, W. Dietsch, M. A. Hein, J. Kallscheuer, G. Müller, H. Piel  
Inst. Phys. Conf. Series, **158**, (1997), 45
- [76] D.A. Bonn, Riuxing Liang, T.M. Riseman, D.J. Baar, D.C. Morgan, Kuan Zhang,  
P. Dosanjh, T.L. Guty, A. MacFarlane, G. D. Morris, J. H. Brewer, W. N. Hardy  
Phys. Rev. B, **47**, (1993), 11314
- [77] N. Klein, N. Tellmann, H. Schulz, K. Urban, S.A. Wolf, V.Z. Kresin  
Phys. Rev. Lett., **71**, (1993), 3355
- [78] S. Hensen, G. Müller, C.T. Rieck, K. Scharnberg  
Phys. Rev. B, **56**, (1997), 6237
- [79] U. Dähne, N. Klein, H. Schulz, N. Tellmann, K. Urban  
Inst. Phys. Conf. Ser., **148**, (1995), 1095
- [80] T.A. Friedmann, M.W. Rabin, J. Giapintzakis, J.P. Price, D.M. Ginsberg  
Phys. Rev B, **42**, (1990), 6217
- [81] N. Klein, U. Dähne, U. Poppe, H. Soltner, 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**, (1991), 1777
- [82] S.S. Laderman, R.C. Taber, R.D. Jacowitz, J. L. Moll, C.B. Eom, T.L. Hylton, A.F.  
Marshall, T.H. Geballe, M.R. Beasley  
Phys. Rev. B, **43**, (1991), 2922
- [83] J. Halbritter  
Phys. Rev. B, **48**, (1993), 9735
- [84] E. Keskin  
Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, (1998)
- [85] P.B. Allen, W.E. Pickett, H. Krakauer  
Phys. Rev. B, **37**, (1988) 7482
- [86] C.T. Rieck, K. Scharnberg  
Physica B, **163**, (1990), 670
- [87] M.A. Hein, A. Cassinese, S. Hensen, T. Kaiser, G. Müller, M. Perpeet  
J. Supercond., **12**, (1999), 129
- [88] Y.M. Habib, C.J. Lehner, D.E. Oates, L.R. Vale, R.H. Ono, G. Dresselhaus,  
M.S. Dresselhaus  
Phys. Rev. B, **57**, (1998), 13833
- [89] S.E. Russek, D.K. Lathorp, B.H. Moeckly, R.A. Buhrman, D.H. Shin  
Appl. Phys. Lett., **57**, (1990), 1155
- [90] R. Gross, L. Alff, A. Beck, O.M. Froehlich, D. Koelle, A. Marx  
IEEE Trans. Appl. Supercond. **7**, (1997), 2979

- [91] J. Halbritter  
Phys. Rev. B, **46**, (1992), 14861
- [92] M.C. Nuss, P. M. Mankiewich, M.L. O'Malley, E. H. Westerwick  
Phys. Rev. Lett., **66**, (1991), 3305
- [93] U. Dähne  
Dissertationsarbeit RWTH Aachen (1996)
- [94] D. Zhang, D. V. Plant, H. R. Fetterman  
Appl. Phys. Lett., **62**, (1993), 1298
- [95] A. Pimenov, A.Loidl, G.Jakob, H. Adrian  
Phys. Rev. B, **59**, (1999), 4390
- [96] I. Wilke, G. Nakielski, J. Kötzler, K.O. Subke, C. Jaeckel, F. Hüning, H.G. Roskos,  
H. Kurz  
Inst. Phys. Conf. Ser., **158**, (1997), 121
- [97] A. Hadni, X. Gerbaux, H.M. Cudraz, M. Tazawa, J.C. Mage, B. Marcilhac,  
L. Mercandalli, D. Mansart  
Physica C, **245**, (1995), 219
- [98] X. Gerbaux, A. Hadni, M. Tazawa  
J. Infrared and Millimeter Waves, **18**, (1997), 1611
- [99] F. Gao, J.W. Kruse, C. E. Platt, M. Feng, M.V. Klein  
Appl. Phys. Lett., **63**, (1993), 2274
- [100] D.A. Bonn, S. Kamal, Kuan Zhang, Ruixing Liang, D.J. Baar, E. Klein, W.J. Hardy  
Phys. Rev. B., **50**, (1994), 4051
- [101] R. C. Yu, M. B. Salamon, J. P. Lu, W. C. Lee  
Phs. Rev. Let., **69**, (1992), 1431
- [102] K. Krishana, J.M.Harris, N.P. Ong  
Phys. Rev. Let., **75**, (1995), 3529
- [103] C. T. Rieck, W. A. Little, J. Ruvalds, A. Virosztek  
Phys. Rev. B, **51**, (1995), 3772
- [104] H. Jiang, T. Yuan, H. How, A. Widom, C. Vittoria, D. Chrisey, J. Horwitz,  
A. Drehman  
Phys. Rev. B, **49**, (1994), 9924
- [105] C. Jaekel  
Dissertationsarbeit, RWTH Aachen (1996)
- [106] B.G. Levi  
Physics Today, **5**, (1993), 17
- [107] N. Klein  
Phys. Bl., **50**, (1994), 551
- [108] P.A.Lee  
Phys. Rev. Lett., **71**, (1993) 1887
- [109] P.J. Hirschfeld, W.O. Putika, D.J. Scalapino  
Phys. Rev. B., **50**, (1994), 10250