

Forschungszentrum Karlsruhe

in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte

FZK 6738

**Leitfähigkeitsmechanismen in dünnen SrTiO₃-Barrieren und ihr
Einfluß auf die Funktion supraleitender Quasiteilchen-
Injektionsbauelemente**

Oswaldo Morán Campaña

Institut für Festkörperphysik

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

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe
2002

Impressum der Print-Ausgabe:

**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

**Leitfähigkeitsmechanismen in dünnen SrTiO₃-Barrieren und ihr
Einfluß auf die Funktion supraleitender Quasiteilchen-
Injektionsbauelemente**

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN
der Fakultät für Physik der Universität (TH)
Karlsruhe

genehmigte

DISSERTATION

von

Oswaldo Morán Campaña, MSc
aus Pasto (Kolumbien)

Tag der mündlichen Prüfung:	10.05.2002
Referent:	Prof. Dr. H. Wühl
Korreferent:	Prof. Dr. H. v. Löhneysen

ZUSAMMENFASSUNG

In der vorliegenden Arbeit wurden ultradünne Schichten aus SrTiO_3 (STO) im Hinblick auf ihre Eignung als künstliche Barrieren für Quasiteilcheninjektions-Bauelemente untersucht. Hierzu wurden die Prozesse zur reproduzierbaren und homogenen Abscheidung dünner $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (YBCO)- und STO-Einzelschichten sowie daraus aufgebauter Mehrlagenschichten auf STO-Substraten durch Kathodenzerstäubung mit einem invertierten Zylinder-Magnetron (IZM) optimiert.

Die Einzel- und Mehrlagenschichten wurden mittels Röntgendiffraktometrie, Rutherford Rückstreuung (RBS) und Rasterkraftmikroskopie (AFM) untersucht, wobei eine Mosaikbreite $\Delta\omega \approx 0,4^\circ$ und eine mittlere Rauigkeit $< 2\text{nm}$ für optimierte YBCO-Schichten festgestellt wurde. Diese Oberflächenqualität von YBCO erlaubte das homogene Aufwachsen von nur wenigen Einheitszellen dünnen STO-Schichten, die auch bei extrem geringer Dicke in YBCO/STO/Au-Multilagen eine gute elektrische Isolation zwischen der YBCO- und Au-Lage bewirken.

Solche Multilagen wurden durch Standard-UV-Photolithographie und Ionenstrahlätzen mit Argon zu Injektionstransistoren strukturiert. Die Dicke der YBCO- und Au-Elektroden betrug dabei jeweils 50-80 bzw. 50nm. Die Fläche des Injektionskontaktes variierte zwischen 5×20 und $5 \times 40 \mu\text{m}^2$.

Der Stromtransportmechanismus in den dünnen STO-Barrieren wurde an c-Achsen-orientierten YBCO/STO/Au-Injektionskontakten mit 2-30nm dicken STO-Barrieren untersucht. Aufgrund der Messungen der Leitfähigkeit als Funktion von Temperatur T , Bias-Spannung U und Dicke d konnte festgestellt werden, daß direktes oder resonantes Tunneln und Hopping über eine kleine Anzahl lokalisierter Zustände in der Barriere für die elektrische Leitfähigkeit im isolierenden Material verantwortlich ist. Elastisches Tunneln konnte an einer nominell 2nm dicken STO-Barriere mit einer Energielücke Δ von ungefähr 20meV für die (001)-Richtung von YBCO beobachtet werden. Bei dickeren STO-Barrieren herrscht dagegen inelastischer Hopping-Transport über lokalisierte Zustände vor, dessen niedrigste Ordnung, nämlich das Hüpfen über zwei lokalisierte Zustände, durch die Temperatur- und Bias-Spannungs-Abhängigkeiten $G_2^{hop}(T) \propto T^{4/3}$, $G_2^{hop}(U) \propto U^{4/3}$ charakterisiert wird. Mit wachsender Barrierendicke tragen zunehmend Hopping-Kanäle höherer Ordnung zum Stromtransport bei, wie Temperatur- und Bias-Spannungs-Abhängigkeiten belegen. Ein Übergang in "variable range hopping" (VRH)-Verhalten wurde an Kontakten mit dickeren Barrieren ($d > 20\text{nm}$) bei hohen Temperaturen bzw. hohen Bias-Spannungen beobachtet. Durch die Anpassung der experimentellen Daten an theoretische Modelle konnten physikalische Parameter der lokalisierten Zustände in den STO-Barrieren bestimmt werden. So ergab sich beispielweise für den Radius der lokalisierten Zustände ein Wert von $\sim 4,6 \times 10^{-8}\text{cm}$, was ungefähr der Gitterkonstanten der STO-Einheitszelle entspricht, sowie eine hohe Defektzustandsdichte von $\sim 6 \times 10^{19}(\text{eV})^{-1}\text{cm}^{-3}$. Für die Höhe der STO-Barriere wurde ein Wert von $\sim 0,4\text{eV}$ abgeschätzt.

Für Injektionsbauelemente mit 3nm dicken STO-Barrieren wurde ein Verstärkungsfaktor von ~ 5 bei 77K erzielt. Bessere Ergebnisse sind zu erwarten, wenn die Dicke der Barrieren, die Länge der aktiven Mikrobrücke oder die Betriebstemperatur noch weiter verringert werden.

Abstract

Conductivity mechanisms in thin SrTiO₃ barriers and their influence on the performance of superconducting quasi-particle injection devices

The aim of the present work has been the test of very thin (2-20nm) SrTiO₃ (STO) films with respect to their use as artificial barriers in Quasi particle (QP) injection devices. For this purpose, the deposition process by means of inverted cylindrical sputtering²⁸ has been optimized in order to obtain reproducible and homogen thin YBCO films, very thin STO films and heterostructures based on these materials on (001) STO substrates.

These films and heterostructures were investigated by means of X-ray Diffraction, Rutherford Back Scattering (RBS) and Atomic Force Microscopy (AFM), a mosaic spread of $\Delta\omega\approx 0,4^\circ$ and a mean Surface Roughness $<2\text{nm}$ has been observed. For the YBCO films, this surface quality enabled the uniform growth of ultrathin STO films on top of these YBCO films. Nevertheless in YBCO/STO/Au multilayers the Au counter-electrode and the YBCO base-electrode were still electrically insulated.

These multilayers were structured laterally using standard photolithography and low-power argon etching procedures. The thickness of the YBCO films varied between 80 and 50nm, the thickness of the Au was 50nm. The junction area varied between $5\times 20\mu\text{m}^2$ and $5\times 40\mu\text{m}^2$.

The current transport mechanism in very thin STO barriers has been examined in c-axis oriented YBCO/STO/Au injection contacts with 2-20nm thick STO barriers. By measuring the tunneling conductance as function of temperature T , bias voltage U and barrier thickness d it has been found, that resonant tunneling and hopping via a small number of localized states are responsible for the electronic conduction in the insulating material. Elastic tunneling has been observed for the case of a nominal 2nm thick STO-barrier with $\Delta\approx 20\text{meV}$ in the (001) direction of YBCO. On the other hand, inelastic hopping transport via localized states dominates for barrier thickness $d> 2\text{nm}$. The conductance of the lowest-order hopping channel (hopping via two localized states) exhibits the characteristic voltage and temperature dependences¹¹ $G_2^{\text{hop}}(T) \propto T^{4/3}$, $G_2^{\text{hop}}(V) \propto U^{4/3}$, respectively. Increasing the thickness of the STO barriers, hopping channels of higher order contribute more and more to the current transport as has been proven by measuring temperature and bias voltage dependences. A crossover to variable range hopping behavior (VRH) has been observed for junctions with thicker barriers ($d>20\text{nm}$) in the high-bias voltage or high temperature regime. By fitting the experimental data to theoretical models, physical parameters of the localized states could be determined. For example, the value of the localization length or radius of the localized state has been determined as $\sim 4,6\times 10^{-8}\text{cm}$ which corresponds to the lattice constant of the STO unit cell. The density of localized states has been calculated to be $\sim 6\times 10^{19}(\text{eV})^{-1}\text{cm}^{-3}$. The average barrier height has been estimated as $\sim 0,4\text{eV}$.

For a quasi-particle injection device with a 3nm thick STO-barrier a current gain as high as 5 at 77K has been obtained and better results are expected by decreasing the thickness of the barrier, length of the active microbridge or the operating temperature.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Grundlagen	7
2.1 Tunneltransport und Barrieren	7
2.1.1 Direktes Tunneln	9
2.1.2 Resonantes Tunneln und Tunneln über Zwischenzustände	10
2.1.3 Modell von Glazman und Matveev	13
2.1.4 Hüpfprozesse im Grenzfall des massiven Dielektrikums (VRH)	18
2.1.5 Darstellung elastischer und inelastischer Tunnelprozesse im Bänderschema	19
2.2 Nichtgleichgewichtsphänomene	22
2.2.1 Quasiteilchen-Nichtgleichgewicht	22
2.2.2 Erzeugung des Nichtgleichgewichtszustandes	23
2.2.3 Nichtgleichgewichtssupraleitung	25
3. Herstellung der Schichten und der Injektionsbauelemente	28
3.1 Schichtherstellung	28
3.1.1 Herstellung von YBCO-Schichten	28
3.1.2 Herstellung von STO-Schichten	31
3.1.3 Herstellung von Au-Schichten	31
3.1.4 Herstellung von YBCO/STO/Au-Mehrlagen	32
3.2 Charakterisierung der Schichten	34
3.2.1 Charakterisierung der YBCO-Schichten	34
3.2.2 Charakterisierung der STO-Schichten	41
3.3 Strukturierung der Mehrlagen zu Injektionsbauelementen	45
3.4 Meßelektronik und Meßverfahren	52
4. Ergebnisse und Diskussion	56
4.1 Elektronischer Transport in dünnen STO-Schichten	57
4.1.1 Elektronischer Transport durch elastisches Tunneln in sehr dünnen STO-Barrieren	57
4.1.2 Elektronischer Transport durch Hüpfen über lokalisierte Zustände in dünnen STO-Schichten ($d > 2\text{nm}$)	60
4.1.2.1 Isolierende Eigenschaften dünner STO-Schichten	60
4.1.2.2 Temperaturabhängigkeit der Hüpfleitung für $n=2-4$ Zwischenzustände	66
4.1.2.3 Auswertung der physikalischen Parameter der lokalisierten Zustände in STO-Barrieren	73

4.1.2.4 Abhängigkeit der Hüpfleitfähigkeit von der Spannung im Bereich $eU \gg k_B T$	75
4.1.3 Probleme bei der Herstellung von YBCO/STO-Doppellagen	85
4.2 Wirkung der Injektion von Quasiteilchen auf den kritischen Strom von YBCO-Mikrobrücken	87
4.2.1 Präparative Gesichtspunkte	87
4.2.2 Transporteigenschaften der YBCO-Mikrobrücken	89
4.2.2.1 Resistive T_c -Messung an YBCO-Mikrobrücken	90
4.2.2.2 Strom-Spannungs-Kennlinien der YBCO-Mikrobrücken	91
4.2.2.3 Kritischer Transportstrom der YBCO-Mikrobrücken	93
4.2.2.4 Temperaturabhängigkeit des kritischen Stromes	94
4.2.3 Injektion von Quasiteilchen in schmale YBCO-Mikrobrücken	95
4.2.3.1 Parasitäre Effekte	95
4.2.3.2 Der Injektionseffekt	103
4.2.3.3 Schlußfolgerung	107
5. Zusammenfassung	109
Literaturverzeichnis	112

1. Einleitung

Supraleitende Transistoren auf der Basis der neuen Kupratsupraleiter können das Anwendungspotential supraleitender Elektronik ausweiten. Neben der höheren Arbeitstemperatur und der größeren Energielücke eröffnen die speziellen Eigenschaften der Kupratsupraleiter wie z.B. ihre geringe Ladungsträgerdichte, ihre kleine Kohärenzlänge und ihre starke Anisotropie neue Möglichkeiten für die Gestaltung von Dreitor-Bauelementen. Ferner kommen die Hochtemperatursupraleiter in natürlicher Weise dem wachsenden Interesse an tiefen Arbeitstemperaturen (insbesondere 77K) für verschiedene Halbleitertechnologien entgegen^{1,2}. Es ist deshalb naheliegend zu erwarten, daß Halbleiter- und Supraleitertechnologie vorteilhaft verknüpft werden können. Eine solche Verknüpfung auf der Bauelementebene scheitert zur Zeit allerdings noch an der Inkompatibilität der Prozeßtechniken für Kupratsupraleiter und Halbleiter.

Während in der Halbleiterelektronik Dreitor-Bauelemente (Transistoren) eine dominierende Rolle spielen, basiert die Supraleitungselektronik noch immer fast ausschließlich auf der Ausnutzung des Quasiteilchentunnels und des Josephson-Effekts in Zweitor-Bauelementen³.

Trotz unzweifelhaft vorhandener Vorteile supraleitender Zweitor-Bauelemente, wie z.B. hohe Schaltgeschwindigkeit, geringe Verlustleistung und damit hohe Packungsdichte, extrem hohe Empfindlichkeit für magnetischen Fluß aufgrund der makroskopischen Quantennatur des supraleitenden Zustands, konnte sich die Supraleitungselektronik bis heute nur in Nischenanwendungen etablieren. Ein Hauptgrund hierfür ist sicherlich das Fehlen eines geeigneten "supraleitenden Transistors", der folgende Anforderungen erfüllt:

- ausreichende Strom- und Spannungsverstärkung
- gute Trennung von Bauelementausgang und -eingang
- einfache und reproduzierbare Herstellbarkeit
- große Bandbreite von DC bis >100GHz und
- ausreichender Spannungspegel und Impedanz am Ausgang, um die Kopplung mit Halbleiterbauelementen zu ermöglichen

Die drei erstgenannten Eigenschaften wurden bereits vor mehr als 20 Jahren als Grundanforderungen an digitale Bauelemente in der Mikroelektronik postuliert. Diese Anforderungen werden von Halbleitertransistoren in idealer Weise erfüllt. Insbesondere erlaubt die hohe Verstärkung von Halbleitertransistoren große Toleranzen der Bauelementparameter in komplexen integrierten Schaltungen. Im Gegensatz dazu benötigen Zweitor-Bauelemente aufgrund der fehlenden aktiven Verstärkung im allgemeinen sehr enge Parametertoleranzen. Dadurch wird die kostengünstige Herstellung hochintegrierter Schaltungen aus miniaturisierten Kompo

nenen erheblich erschwert. Ferner besitzen Zweitor-Bauelemente keine Trennung von Ausgang und Eingang, und es läßt sich mit ihnen nur eine geringe Zahl von weiteren Bauelementen ansteuern (geringer “fan-out”).

Die intensive experimentelle Arbeit an supraleitenden Dreitor-Bauelementen begann erst vor etwa 15 Jahren im Rahmen der Josephson-Computer-Projekte von IBM und MIT^{2,5}.

Weltweit wurde mittlerweile eine Vielzahl von Bauelementkonzepten vorgeschlagen und experimentell realisiert⁵. Allerdings können die meisten dieser Konzepte bis heute nicht alle der oben aufgelisteten Anforderungen an supraleitende Transistoren erfüllen. Trotz vielversprechender Ansätze konnte keines dieser Bauelemente bis zu einem Stand entwickelt werden, der an eine realistische Anwendung denken läßt.

Das Fehlen eines erfolgreichen Transistorkonzepts behindert ganz allgemein den Fortschritt im Bereich supraleitender Elektronik. Der langfristigen Erforschung und Entwicklung supraleitender Dreitor-Bauelemente kommt deshalb eine Schlüsselfunktion im Hinblick auf die Anwendung der Supraleitung in der Mikroelektronik zu.

Die vorgeschlagenen Konzepte für supraleitende Dreitor-Bauelemente lassen sich ausgehend von den unterschiedlichen Kontrollparametern in drei Grundkategorien unterteilen³:

- elektrisch gesteuerte Bauelemente
- magnetisch gesteuerte Bauelemente und
- injektionsgesteuerte Bauelemente

In der vorliegenden Arbeit wird auf die injektionsgesteuerten Bauelemente eingegangen. Bei diesen Bauelementen werden Quasiteilchen (QT) durch eine Barriere in einen supraleitenden Film injiziert, wodurch das QT-Spektrum und die supraleitenden Parameter des Films verändert werden. Hierdurch ergibt sich eine Reduktion der kritischen Stromdichte des supraleitenden Films, der den Source-Drain-Kanal bildet. Spannungsverstärkung und eine Erhöhung des Ausgangsspannungspegels kann bei Quasiteilcheninjektions-Bauelementen durch eine Verlängerung des Source-Drain-Kanals erreicht werden. Der Eingangsspannungspegel liegt in der Größenordnung der supraleitenden Energielücke.

Wesentliche Nachteile dieses Bauelements sind die schlechte Trennung von Eingang und Ausgang (bi-direktionales Bauelement) und die mit klassischen SL-Materialien im Temperaturbereich des flüssigen Heliums realisierbare obere Grenzfrequenz von lediglich einigen GHz^{5,6}.

Im Fall von auf HTSL-Materialien basierenden Quasiteilcheninjektions-Bauelementen werden die charakteristischen Zeiten von Nichtgleichgewichtsprozessen bei höheren Temperaturen kürzer, was sehr viel schnellere Schaltgeschwindigkeiten erwarten läßt. Allerdings wird

es hier auch schwieriger, die elektronischen von den phononischen Anregungen zu entkoppeln. Eine zu starke Kopplung dieser Anregungen resultiert aber wiederum in parasitären thermischen Effekten. Ein weiterer Vorteil von HTSL-Materialien ist ihr großer spezifischer Widerstand, der in Bauelementen ausgenutzt werden kann, wenn ein kleines supraleitendes Volumen durch Injektion normalleitend geschaltet wird. Bis heute ist bereits eine Reihe von Quasiteilcheninjektions-Bauelementen auf der Basis von HTSL-Materialien hergestellt worden³.

Eine effektive Methode zur Erzeugung eines stark gestörten Nichtgleichgewichtszustands in einem Supraleiter ist die Injektion von Quasiteilchen durch Barrieren, die elastisches Tunneln erlauben. Außerdem stellt das direkte Tunneln von Elektronen die beste experimentelle Methode zur Bestimmung der Quasiteilchenzustandsdichte dar³⁷. Die grundsätzliche Idee dieser Methode besteht darin, daß die Wahrscheinlichkeit eines Ladungstransfers durch quantenmechanisches Tunneln von Elektronen zwischen zwei durch eine dünne isolierende Barriere getrennten Leitern nicht gleich Null ist. Diese Wahrscheinlichkeit fällt exponentiell mit der Dicke der Barriere ab und ist von den Eigenschaften der isolierenden Barriere abhängig⁶⁹. Durch diesen elastischen Prozeß bleibt die Energie der Quasiteilchen bei der Injektion in den Supraleiter erhalten. Dadurch liefert der Injektionsprozeß hochenergetische Quasiteilchen, die Cooperpaare aufbrechen können, wenn die am Gate angelegte Spannung die der supraleitenden Energielücke entsprechende (Δ/e) übersteigt.

Die Herstellung hochwertiger Injektionsbarrieren, die ein solches ideales Tunneln von Quasiteilchen erlauben, stellt hohe Anforderungen an das Barrierenmaterial und dessen Herstellungsprozeß. Bisher wurden nur sehr wenige Materialien gefunden, die als Injektionsbarrieren für YBCO-basierte Bauelemente zu brauchbaren Ergebnissen führten. Beispielweise wurde bei YBCO/MgO/Au- und YBCO/MgO/Pb-Bauelementen, bei denen die MgO-Barriere zwischen 0,8 und 4nm dünn war, ein Stromverstärkungsfaktor K_C von $\sim 1,45$ erzielt, wobei K_C als das Verhältnis der Variation des kritischen Stroms I_c zu der Variation des Injektionsstroms I_g ($K_C = -\Delta I_c / \Delta I_g$) definiert wird. Bei Bauelementen mit einer sogenannten natürlichen YBCO-Barriere, die sich aus der behutsamen bewußten Degradation der YBCO-Oberfläche ergibt, wurde im günstigsten Fall ein Stromverstärkungsfaktor von ~ 2 bei 65K erhalten⁹. Hingegen konnte bei YBCO/PBCO/Au-Strukturen mit einer 40nm dicken PBCO-Barriere keine Stromverstärkung im Bereich 60-85K beobachtet werden⁹. Als alternative Barriere-Materialien wurden STO, BaZrO₃ und Y₂O₃ vorgeschlagen. STO ist dabei aufgrund seiner kleinen Gitterfehlanpassung an YBCO, einer Bandlücke von 3,3eV und seiner weiten Verbreitung für verschiedenste Anwendungen wie supraleitende Feldeffektbauelemente sehr geeignet³².

Neben den Anwendungsaspekten stellen die Quasiteilcheninjektions-Bauelemente auch ein interessantes physikalisches Versuchssystem dar, an dem Phänomene des Nichtgleichgewichtszustands in HTLS-Materialien, der Grenzflächen- und Oberflächenphysik und des

elektronischen Transports in isolierenden Materialien untersucht werden können. Wegen des engen Zusammenhangs zwischen dem elektronischen Transport in STO-Schichten und dem elektrischen Verhalten der YBCO-Mikrobrücken wurde in der vorliegenden Arbeit den Transportphänomenen in den als Injektionsbarriere dienenden STO-Schichten besondere Aufmerksamkeit gewidmet.

In isolierenden Materialien sind die elektronischen Zustände im allgemeinen lokalisiert. Die Wellenfunktion des Elektrons klingt hierbei exponentiell über einen Abstand ab, den man als Lokalisierungslänge a bezeichnet. Der vorherrschende elektronische Leitungsmechanismus in massiven, nichtkristallinen isolierenden Festkörpern bei genügend tiefen Temperaturen beruht auf dem Hüpfen von Elektronen über diese lokalisierten Zustände. Mott¹⁰ leitete ab, daß die typische Reichweite eines Elektrons bei einem solchen Hüpfen mit variabler Reichweite (engl.: variable range hopping length l_{VRH}) mit abnehmender Temperatur wie $T^{-1/4}$ zunimmt. Die Leitfähigkeit ist dabei proportional zur Auftrittswahrscheinlichkeit eines solchen Hüpfens. Diese Temperaturabhängigkeit, häufig als Mott'sches $T^{-1/4}$ -Gesetz bezeichnet, beschreibt den Transport in zahlreichen isolierenden und halbleitenden Materialien über einen weiten Temperaturbereich.

Für den elektronischen Transport senkrecht zu einer dünnen Lage, die nicht viel dicker als die Lokalisierungslänge ist, ist zu erwarten, daß die Anwesenheit lokalisierter Zustände die Leitungsprozesse nicht merklich verändert. Direktes Tunneln von einer Elektrode zur anderen ist dann der vorherrschende Leitungsprozeß. Wird die Dicke der Barriere erhöht, so weist deren Leitfähigkeit eine komplexere Temperatur- und Bias-Spannungsabhängigkeit auf.

Die Anwesenheit lokalisierter Zustände hat den stärksten Einfluß auf die Leitfähigkeit, wenn die Dimension der Barriere in der Transportrichtung viel größer als die Lokalisierungslänge a , aber kleiner als die l_{VRH} ist. In diesem Bereich wirken sich die elastischen und inelastischen Transportprozesse über die wenigen lokalisierten Zustände noch in einer individuellen Transportcharakteristik aus, die typisch ist für die Zahl der beteiligten lokalisierten Zustände, bevor dann bei noch größeren Barrierendicken, höheren Temperaturen oder Bias-Spannungen der VRH-Mechanismus einsetzt.

Motiviert durch Untersuchungen an a-Si-Tunnelbarrieren schlugen Glazman und Matveev¹¹ ein mikroskopisches Modell für den Hüpfmechanismus über zwei oder mehr lokalisierte Zustände, die optimale Leitungsketten bilden, vor. Aus diesem Modell wird für den Fall $n=2$ eine Temperatur- und Bias-Spannungsabhängigkeit der Leitfähigkeit in der Form $T^{4/3}$ (für $k_B T \gg eU$) und $U^{4/3}$ (für $k_B T \ll eU$) abgeleitet. Zunehmende Temperatur, Bias-Spannung oder Dicke begünstigen das Hüpfen über Ketten mit mehr lokalisierten Zuständen ($n > 2$), was zu einer zunehmend nichtlinearen Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Temperatur und der Spannung führt.

Ziel dieser Arbeit war es, die Herstellungsmöglichkeit und Eignung ultradünner Schichten aus STO hinsichtlich einer Verwendung als künstliche Barrieren für die Injektion von Quasiteilchen in YBCO-Mikrobrücken zu untersuchen. Diese Problemstellung umfaßt im Einzelnen

1. die Herstellung hochwertiger, dünner supraleitender HTSL-Filme
2. die Herstellung sehr dünner Injektionsbarrieren mit definierten Dicken
3. die Verbesserung der Grenzflächen zwischen Supraleitern (HTSL) und Isolatoren sowie Normalleitern
4. die Herstellung und Mikrostrukturierung heteroepitaktischer Schichtstrukturen aus supraleitenden Kupraten, Isolatoren und Normalleitern
5. die grundlegende Charakterisierung des elektronischen und supraleitenden Verhaltens der resultierenden Kontakttypen und
6. die abschließende Diskussion der technischen Aspekte der entwickelten Kontakte hinsichtlich ihrer Anwendbarkeit in aktiven Quasiteilcheninjektions-Bauelementen (der Begriff "Kontakt" ist eine Abkürzung für "Tunnelkontakt"; er wird hier als Synonym für "Injektionsbauelement" benutzt).

Die Arbeit ist daher folgendermaßen aufgebaut:

Nach dem einleitenden ersten Kapitel befaßt sich das zweite Kapitel mit den für das Verständnis der Arbeit wichtigen theoretischen Grundlagen. Dieses Kapitel ist in zwei Teile gegliedert. Der erste Teil gibt eine allgemeine Einführung in die wichtigsten Ladungstransportphänomene in isolierenden Systemen. Der zweite Teil gibt eine Einführung in die grundlegenden Ideen der Nichtgleichgewichtssupraleitung.

Das dritte Kapitel beschreibt die Herstellung und Charakterisierung der YBCO-Dünnschichten sowie der Mehrlagenschichten auf STO-Substraten. Darauf folgt ein Überblick über die eingesetzten Strukturierungstechniken für die Herstellung planarer YBCO-Mikrobrücken und Injektions-Bauelemente. Die Meßelektronik und Meßverfahren zur Untersuchung der elektrischen Eigenschaften dünner STO-Schichten sowie des Verhaltens der YBCO-Mikrobrücken unter Injektion von Quasiteilchen sind im letzten Abschnitt dieses Kapitels dargestellt.

Die Präsentation und Interpretation der Ergebnisse dieser Arbeit sind in Kapitel 4 enthalten. Der erste Abschnitt befaßt sich mit den Eigenschaften gesputterter STO-Schichten. Hierbei wird die Abhängigkeit der Transportphänomene in dünnen STO-Schichten von der Temperatur, der Bias-Spannung und der Dicke erläutert. Dabei wird zuerst die Eignung sehr dünner STO-Barrieren (~2nm) für das elastische Tunneln von Quasiteilchen demonstriert. Weiterhin werden Modelle zur Beschreibung des Transportmechanismus in Isolatoren, insbesondere das von Glazman und Matveev entwickelte Modell des Transports über eine kleine Anzahl lokali

sierter Zustände (bei Barrierendicken $>2\text{nm}$), vorgestellt und auf die Interpretation der Meßergebnisse angewendet. Auf den Einfluß eines kleinen Injektionsstroms auf die supraleitenden Eigenschaften von YBCO-Mikrobrücken, wie z.B. die Modulation des kritischen Stroms, wird im zweiten Abschnitt dieses Kapitels eingegangen. Dazu wird durch Einsatz theoretischer Modelle versucht, zwischen parasitären und durch Nichtgleichgewichtsphänomene hervorgerufenen Effekten zu unterscheiden. Im letzten Abschnitt werden einige Aspekte der auf Nichtgleichgewichtseffekten basierenden supraleitenden Dreitor-Bauelemente im Hinblick auf potentielle Anwendungsfelder erwähnt.

Im fünften Kapitel werden schließlich die wichtigsten Ergebnisse zusammengefaßt.

2. Grundlagen

Die elektronische Leitung über lokalisierte Zustände ist für den elektronischen Transport in Festkörpern von großer Bedeutung, insbesondere in amorphen Halbleitern oder in isolierenden Tunnelbarrieren. Untersuchungen an YBCO/PBCO/YBCO-Strukturen¹² haben beispielsweise gezeigt, daß Tunnelkanäle und Hüpfpfade parallel Ladung durch die Barriere transportieren. Die hier untersuchten planaren YBCO/STO/Au-Kontakte stellen ein geeignetes Versuchssystem dar, um Informationen über den Transportmechanismus und die lokalisierten Zustände mit einer Anzahl n_L in dünnen STO-Barrieren zu gewinnen.

In diesem Kapitel wird auf den Strom durch die Barriere (Injektionsstrom) in YBCO/STO/Au-Strukturen im Hinblick auf die physikalische Natur der lokalisierten Zustände und ihre Relevanz für Transporteigenschaften eingegangen.

2.1 Tunneltransport und Barrieren

Das Tunneln von Teilchen mit der kinetischen Energie E , dem Impuls p und der Wellenlänge $\lambda = h/p$ durch eine Barriere der Höhe $E_c > E$ (E_c : untere Kante des Leitungsbands) spielt in verschiedenen Bereichen der Physik eine wichtige Rolle. Da der Strom $I(U, T)$ als Funktion der Spannung U und der Temperatur T relativ einfach zu messen ist und da Elektronen durch Barrieren bis zu einer Dicke $d \cong 2\text{nm}$ direkt tunneln können, stellt $I[U, T, (E_c(\mathbf{r}))]$ eine angemessene Funktion für die Untersuchung des Tunneleffekts und für die Herleitung der ortsabhängigen Barrierenhöhe $E_c(\mathbf{r})$ dar.

“Reale” Barrieren bestehen in den meisten Fällen aus mikrokristallinen oder nanokristallinen Dielektrika; außerdem existieren in der Barriere Kanäle $\phi^* < \phi$ (Breite $\sim 1\text{nm}$), die z.B. durch Inhomogenitäten mit abgesenkter Barrierenhöhe entstehen, und lokalisierte Zustände $n_L(\varepsilon_L, \mathbf{r}_L)$. Dabei ist $\phi = E_c - E_F$ die Barrierenhöhe der Kristallite, $\phi^* = E_c^* - E_F$ die Barrierenhöhe in den Kanälen, ε_L die Energie der lokalisierten Zustände bezüglich des Fermi-Niveaus E_F und \mathbf{r}_L deren räumliche Position (s. Abb. 2.1). Die ϕ^* -Kanäle und die lokalisierten Zustände $n_L(\varepsilon_L, \mathbf{r}_L)$ verstärken den Tunnelstrom¹⁶.

In mikrokristallinen oder amorphen Barrieren sind also drei Haupttunnelkanäle typisch:

- Direktes Tunneln durch hohe, ausgedehnte (Breite $> 1\mu\text{m}$) Barrieren mit $\phi \geq 1\text{eV}$,
- Direktes Tunneln durch Kanäle einer Breite von weniger als 1nm mit $\phi^* > 0,1\text{eV}$ und
- Resonantes Tunneln bei $|\varepsilon_L - E_F| \leq 0,01\text{eV} < \phi^*$ über lokalisierte Zustände (Ausdehnung $\approx 0,1\text{nm}$).

Diese drei Tunnelkanäle, die in Abb. 2.1 schematisch dargestellt sind, treten parallel auf und überlagern sich⁸⁴.

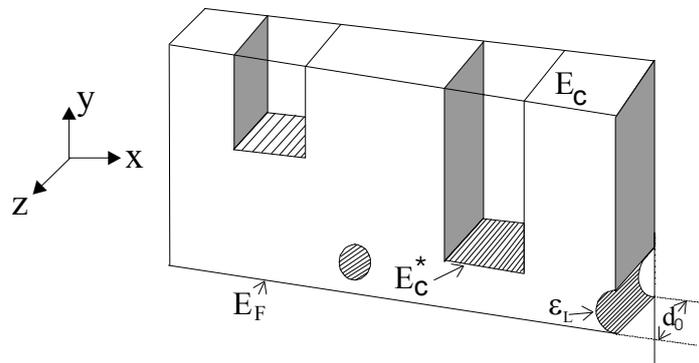


Abb. 2.1. Skizze einer Tunnelbarriere⁸⁴. E_c bezeichnet hier die untere Kante des Leitungsbands. Das dargestellte Modell entspricht $(E_c - E_F) = \phi \approx 1\text{eV}$ für Kristallite, $(E_c^* - E_F) = \phi^* \approx 0,1 - 0,2\text{eV}$ für Kanäle und $(\varepsilon_L - E_F)$ für resonantes Tunneln über lokalisierte Zustände, die als Löcher in der Barriere symbolisiert sind. Das Tunneln von Quasiteilchen geschieht in z -Richtung. Die drei dargestellten Tunnelkanäle sind der minimale Satz zur Beschreibung einer "realen" Barriere. Es ist klar, daß die tatsächliche Barriere nicht stufenartig ist und nicht so einfach veranschaulicht werden kann.

Tunnelphänomene in Festkörpern können am einfachsten durch die Einführung von Potentialmodellen der Tunnelbarriere beschrieben werden. Für das Tunneln von Elektronen zwischen zwei Leitern kann als einfachstes Modell ein Rechteckpotential, d.h. $\phi(z) = \text{const.}$ für $-d/2 \leq z \leq d/2$ (s. Abb. 2.2(a)) verwendet werden. Für Elektroden mit identischer Zustandsdichte liefert diese symmetrische Potentialbarriere symmetrische $I-U$ - bzw. $G(U)$ -Kennlinien¹¹¹, d.h. $I(U) = -I(-U)$, $G(U) = G(-U)$ ($G = dI/dU$ bezeichnet die Leitfähigkeit). In dieser Koordinatendarstellung mit $z=0$ in der geometrischen Mitte der Barriere wird der symmetrische Anteil des Potentials $\phi(z)$ durch $\phi^s(z) = [\phi(z) + \phi(-z)]/2$, der asymmetrische Anteil durch $\phi^a(z) = [\phi(z) - \phi(-z)]/2$ und die mittlere Höhe durch $\bar{\phi} = \int_{-d/2}^{d/2} \phi(z) dz$ definiert. Für Tunnelbarrieren mit unterschiedlichen Elektroden muß allerdings i.a. angenommen werden, daß Austrittsarbeiten, d.h. unterschiedliche Barrierenhöhen auf der linken und rechten Grenzfläche, d.h. $\phi_1 \neq \phi_2$ (s. Abb. 2.2(b)), vorliegen und sich somit statt des rechteckförmigen ein trapezförmiger Potentialverlauf als einfachstes Modell ergibt¹¹⁷. Dieser asymmetrische Potentialverlauf $\phi(z) \neq \phi(-z)$ führt zu asymmetrischen $I-U$ -Kennlinien¹¹³, d.h. $I(U) \neq -I(-U)$. Korrekturen ergeben sich allerdings durch Spiegelladungen, durch ionisierte Störstellen in der Barriere¹¹³ und durch kontinuierliche Chemieänderung. So wurde in "Electron Spectroscopy for Chemical Analysis" (ESCA)-Messungen z.B. zwischen dem metallischen Nb und dem Dielektrikum Nb_2O_5 eine Übergangsschicht von etwa 1nm gefunden¹¹³. Im Potentialmodell "Potentialbarriere mit Randschichten"¹¹¹ werden diese Übergangsschichten durch ein linear von der Fermikante des Metalls bis zur Leitungsbandkante des Oxids ϕ_1 ansteigendes Potential (Abb. 2.2(c)) simuliert. Auch für den anderen Metall-Oxid-Übergang wird dieses Potential

angesetzt. Es soll schließlich betont werden, daß eine kleine Dielektrizitätskonstante ϵ_r zu einer Abflachung des bei $\epsilon_r \rightarrow \infty$ scharfen Potentialübergangs zwischen Metall und Oxid führt (s. Abb. 2.2(c)).

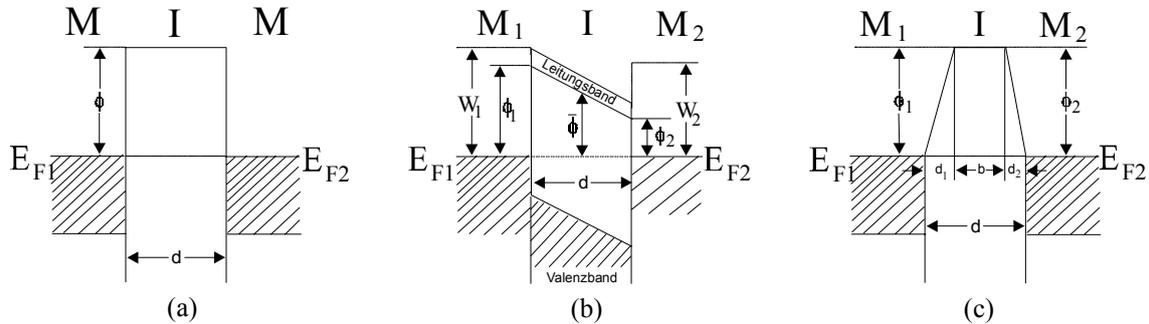


Abb. 2.2. Einfache Potentialmodelle einer Tunnelbarriere I zwischen 2 Metallen, M_1 , M_2 . (a) symmetrische Barriere ($M_1=M_2$, $U=0$); ϕ und d stellen die mittlere Barrierrhöhe bzw. -dicke dar. (b) asymmetrische Barriere; ϕ_1 und ϕ_2 bezeichnen die Barrierrhöhen, d die Dicke, W_1 und W_2 die Austrittsarbeit der Metalle und $\bar{\phi}$ die mittlere Barrierrhöhe. (c) Tunnelbarriere mit Randschichten mit den Dicken d_1 und d_2 .

2.1.1 Direktes Tunneln

Direktes Tunneln durch eine Potentialbarriere $\phi(\mathbf{r})=E_c(\mathbf{r})-E_F > 0$ wird durch das Matrixelement T^D und durch die Dichte der Anfangs- und Endzustände bestimmt. Bisher wurden nur homogene Barrieren behandelt, die meist trapezförmig waren¹⁴, d.h. $\phi(\mathbf{r})=\phi(z)$. Wenn Elektronen sich mit dem Impuls $\hbar k$ einer rechteckigen Barriere mit einer Dicke $2d$ annähern, ist der Transmissionkoeffizient $(T^D)^2$ durch

$$(T^D)^2(U=0) = \left[\cosh^2 2\kappa_z d + \left(\frac{k_z^2 - \kappa_z^2}{2k_z \kappa_z} \sinh 2\kappa_z d \right)^2 \right]^{-1} \propto \exp(-2\kappa_z 2d) \quad (2.1)$$

mit $\kappa_z^2 = 2m \left\{ E_c - \left[E_F - \frac{(\hbar k_{\parallel})^2}{2m} \right] \right\} / \hbar^2$ gegeben, wobei die von anderen Valenz- oder Leitungsbandern verursachten Effekte vernachlässigt wurden¹¹³. k_{\parallel} bezeichnet dabei die Komponente des Wellenvektors parallel zur Barrierenebene: $k_{\parallel}^2 = k_x^2 + k_y^2$, $k_{\perp} = k_z$.

Die Transmission durch rechteckige Barrieren ohne innere Freiheitsgrade wird durch zwei Parameter beschrieben: Barrierrhöhe $\phi(\mathbf{r})=E_c-E_F > 0$ und Barrierrdicke d . Aus der Abklingkonstanten der Wellenfunktionen der Elektronen, $a=\kappa_0^{-1} = \sqrt{2m\phi} / \hbar$, wobei κ_0 der maximale Wert von κ_z ist, ergibt sich der direkte Tunnelstromdichte $j_D \propto n_s \exp(-2\kappa d)$, wobei n_s die Zustandsdichte auf den Elektroden bezeichnet. Die "realen" Barrieren hingegen sind nicht ho-

mogen, d.h. $\phi = \phi(\mathbf{r})$, und enthalten innere Freiheitsgrade wie z.B. Phononen oder lokalisierte Zustände $n_L(\varepsilon_L, \mathbf{r}_L)$ (s. Abb. 2.1). Während der inelastische Effekt des Phononenaustauschs j_D um weniger als 3% moduliert⁸⁴, übersteigt die resonante Tunnelstromdichte $j_I \propto n_L$, d.h., die Stromdichte, die auf elastisches Tunneln über Zwischenzustände zurückzuführen ist, die direkte Tunnelstromdichte j_D deutlich. Die Annahme einer homogenen Barriere ist im Fall von mikrokristallinen Metalloxiden keine gute Näherung.

2.1.2 Resonantes Tunneln und Tunneln über Zwischenzustände

Wenn lokalisierte Zustände in einer Tunnelbarriere existieren, sind zwei Tunnelprozesse (Kanäle) denkbar. Der eine ist ein resonanter Tunnelprozess, bei dem ein Elektron unter Erhaltung seiner Energie über den Zwischenzustand durch die Barriere tunneln kann. Der andere ist ein sequentieller aktivierter Tunnelprozess über mehr als einen Zwischenzustand, bei dem ein Elektron zuerst von einer Elektrode in einen lokalisierten Zustand tunnelt und dann bei Absorption bzw. Emission eines Phonons über andere Zwischenzustände hüpft, bis es die andere Elektrode erreichen kann. Beide Vorgänge sind in Abb. 2.3 schematisch dargestellt.

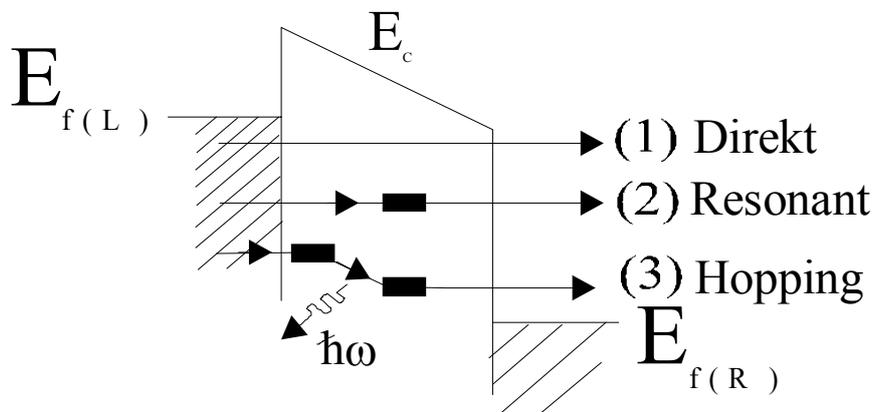


Abb. 2.3. Mögliche Tunnelprozesse in Barrieren, die lokalisierte Zustände (■) enthalten. Der mit (1) bezeichnete Tunnelprozess symbolisiert das in Abschnitt 2.1.1 beschriebene direkte Tunneln. Die linke und rechte Elektrode sind jeweils durch L und R gekennzeichnet. $\hbar\omega$ bedeutet ein emittiertes oder absorbiertes Phonon.

Der einfachste indirekte Prozess (2) ist elastisches resonantes Tunneln. Auch andere indirekte aktivierte Prozesse (3) können eine wichtige Rolle beim Transportmechanismus spielen. Resonantes Tunneln über einzelne Defekte in der Barriere schlägt sich in scharfen Peaks in der differentiellen Leitfähigkeit nieder¹⁵. Die indirekten Prozesse führen auch zu inkohärentem Tunneln (die Phase der elektronischen Wellenfunktionen geht bei dem Prozess verloren), wobei die Spiegelladungskorrektur die Kopplung an das Gitter verstärkt¹⁶.

Allgemeiner läßt sich der Transport über lokalisierte Zustände in zwei Grenzbereiche einteilen¹⁵, nämlich Barrierendicke $d \gg l_{VRH}$ und $d \ll l_{VRH}$, wobei l_{VRH} die von Mott eingeführte mittlere Hüpfänge bezeichnet. Im ersten Fall findet ein Mottscher Hüpfprozeß mit variabler Reichweite (engl. variable range hopping, VRH) statt, bei dem die Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Temperatur und der Dicke in den 3 Dimensionen des massiven Dielektrikums jeweils durch $\exp(-T^{-1/4})$ und $1/d$ angegeben wird. Im zweiten Fall treten Tunnelprozesse auf, die in erster Ordnung temperaturunabhängig sind und exponentiell mit zunehmender Dicke abnehmen.

Zwischen diesen Grenzbereichen gibt es noch einen physikalisch interessanten Bereich, in dem die Länge der Probe (Dicke d der Barriere) von derselben Größenordnung wie die Hüpfänge l_{VRH} ist. Dies ist der Bereich, in dem der Transport von einem Volumen- in einen Grenzsichtprozeß übergeht (d. h. "a classical random walk")⁶⁷.

Die Rolle aktivierter Effekte, wie z.B. Emission oder Absorption von Phononen, beim Tunneln über lokalisierte Zustände wurde durch experimentelle Befunde aufgezeigt¹⁵. Mehrere theoretische Arbeiten haben sich diesem Gegenstand gewidmet. Die Wichtigkeit des VRH-Prozesses und des resonanten Tunnelns wurde im Zusammenhang mit quasi-eindimensionalen Systemen diskutiert¹⁷. Insbesondere wurde von Stone et al.¹⁷ durch ein phänomenologisches Modell gefunden, daß Aktivierung die resonante Tunneltransmission erweitert, aber die über alle Prozesse aufsummierte, integrale Transmission unverändert läßt.

Von Wingreen et al.¹⁸ wurde eine mikroskopische Theorie des Tunnelns über einen einzigen lokalisierten Zustand, gekoppelt an die Phononen in der Barriere, entwickelt. Aus dieser Theorie ergibt sich vor allem, daß die resonante Transmission erhöht wird ($\approx 3\%$)¹⁶ und daß sie mit den Phononfrequenzen anwächst. Ein weiterer Schluß aus dieser Theorie ist, daß die integrale Transmission konstant ist, wie von Stone und Lee postuliert wurde.

In klassischen Metallen wird die elektronische Ladung durch den positiven ionischen Hintergrund und durch die fast freie Bewegung der Elektronen, die zu einer hohen relativen dielektrischen Konstante $\epsilon_r \rightarrow \infty$ führt, kompensiert. In einer dielektrischen Tunnelbarriere dagegen wird eine Ladung nicht mehr effektiv abgeschirmt, was zu elektrischen Feldern führt, die hauptsächlich durch Spiegelladungen, d.h. Oberflächenplasmonen mit einer charakteristischen Energie $\hbar \omega_s \approx 1\text{eV}$ und Erzeugungszeiten von der Größenordnung $1/\omega_s$, beschrieben werden¹⁶. Die Lebensdauer τ_L in einem Zwischenzustand, der durch den Abstand z vom Metall getrennt ist, wird durch $\hbar/\tau_L(z) \propto \exp(-2\kappa z)$ angegeben. Nach Aufenthaltszeiten τ_L länger als ω_s^{-1} erzeugt die Ladung von einem solchem Zustand aus eine Energieerniedrigung

$$\Delta U^*(z) = -0,28d/(\epsilon_r(d/2-z)(d/2+z))[\text{eV}] \propto 1/d \quad (2.2)$$

Diese Energieänderung durch Spiegelladung entspricht der Erzeugung von Oberflächenplasmonen mit einer charakteristischen Zeitkonstante ω_s^{-1} .

Diese Überlegungen legen nahe, daß in allen Tunnelprozessen über Zwischenzustände die “off-site” Coulomb-Aufladungsenergien (Spiegelladungen) $|\Delta U^*|$ berücksichtigt werden müssen. Diese Energieänderung $\Delta U^*(z)$ des lokalisierten Zustands muß zur Energie ε_L des lokalisierten Zustands addiert werden, wobei mit steigendem $|\Delta U^*|$ die Oberflächenplasmonenerzeugung den Transport behindert.

Tunneln wird durch die Coulomb-Ladung nur bei $\hbar/\tau_L(z)=\Gamma(z)<|\Delta U^*|$ beeinflusst. Somit reduziert die Coulomb-Ladung bei $|eU|>|\Delta U^*|$ im Fall von resonantem Tunneln den Tunnelstrom um einige Größenordnungen¹⁹. Bei $|eU|<|\Delta U^*|$ wird das Tunneln durch die sogenannte Coulomb-Barriere bzw. Coulomb-Blockade blockiert²⁰. Außerdem kann das resonante (one-step) Tunneln bei $\Gamma(z)<|\Delta U^*|$ eine große inelastische Komponente haben. Die Erhöhung des Tunnelstroms $|I(|eU|\geq \Delta U^*)|$ durch Zwischenzustände zeigt schwächere Abstandsabhängigkeit, aber stärkere Spannungsabhängigkeit als bei direktem Tunneln; z.B. für einen Zwischenzustand ($n=1$) erhält man statt Gl. (2.1) einen Transmissionskoeffizient $T^R \propto \exp(-\kappa_z d)$ (R: resonant), wobei Zustände in der Mitte der Barriere den Tunnelstrom zu 70% dominieren¹⁶. Die Kanäle sind relativ einfach durch deren verschiedene Abstandsabhängigkeiten zu identifizieren^{21,22}. Wenn n_L Zwischenzustände, die äquidistant sind, an den Tunnelprozessen beteiligt sind, reduziert sich der Exponent der in Tab. 1 angegebenen Abstandsabhängigkeit der Tunnelleitfähigkeit, was durch einen effektiven Tunnelabstand $d_{\text{eff}}=d_0/(n+1)$ beschrieben werden kann. Dies wird häufig in einer effektiven Barrierenhöhe $\phi_{\text{eff}}=\phi_0/(n+1)^2$ ausgedrückt. Die Größen d_0 und ϕ_0 sind jeweils als die eigentliche Barrierendicke und die eigentliche Barrierenhöhe anzusehen. Für $k_B T$ oder eU größer als ΔU^* sind drei verschiedene Tunnelprozesse in Tabelle 1 zusammengefaßt.

n_L	Barrierendicke d_0	Spannung U	Temperatur T	
0	$\propto \exp(-2\kappa d_0)$	konstant	konstant	elastisch
1	$\propto \exp(-\kappa d_0)$	konstant	konstant	elastisch
2	$\propto \exp(-2\kappa d_0/3)$	$\propto U^{4/3}$	$\propto T^{4/3}$	aktiviert
3	$\propto \exp(-\kappa d_0/2)$	$\propto U^{5/2}$	$\propto T^{5/2}$	aktiviert
n	$\propto \exp(-2\kappa d_0/(n+1))$	$\propto U^{n-(2/(n+1))}$	$\propto T^{n-(2/(n+1))}$	aktiviert

Tabelle 1. Annähernde Dicken-, Spannungs- und Temperaturabhängigkeit der Tunnelleitfähigkeit über n_L Zwischenzustände¹⁶. Der reduzierte effektive Tunnelabstand $d_{\text{eff}}=d_0/(n+1)$ wird häufig in einer effektiven Tunnelbarriere $\phi_{\text{eff}}=\phi_0/(n+1)^2$ ausgedrückt. Für mehrere Zwischenzustände mit abweichender Energie muß thermische oder elektrische Energie geliefert werden. Dies führt zur angezeigten Aktivierung, die häufig als inelastisch bezeichnet wird.

2.1.3 Modell von Glazman und Matveev

Lokalisierte Zustände mit einer Energie ε und einem Abstand δz von den Elektroden in einer Tunnelbarriere koppeln beide Elektroden effektiver als der direkte Tunnelaustausch.

Angeregt durch die Untersuchungen an amorphen Silizium-Tunnelbarrieren haben Glazman und Matveev¹¹ ein mikroskopisches Modell für das Hüpfen über zwei oder mehr lokalisierte Zustände, die optimale Leitungsketten bilden, vorgeschlagen, wobei wie im Abschnitt 2.1.2 beschriebene (Spiegel-)Ladungseffekte vernachlässigt werden, d.h. $|\Delta U^*| \ll \hbar/\tau_L$. Die Erhöhung der Dicke, der Temperatur oder der Spannung führt dazu, daß Elektronen über lokalisierte Zustände verschiedener Energie ε_L nur noch über Kopplung an Phononen tunneln können. Demgemäß wird der Beitrag des Hüpfens über eine Sequenz lokalisierter Zustände, womit ein VRH-Prozeß beginnt, im Vergleich zum resonanten Tunneln in seiner Wichtigkeit erhöht (s. Abb. 2.2 und Tabelle 1). Insbesondere besagt das Modell, daß mit zunehmender Spannung, Temperatur und Dicke der vorherrschende Beitrag zum Transport zunehmend aus Kanälen höherer Ordnung, d.h. steigende Anzahl von Hüpfen, stammt.

Das Modell setzt im Fall $n=2$ (Transport über zwei lokalisierte Zustände) eine $T^{4/3}$ -Abhängigkeit der Leitfähigkeit im Bereich $eU \ll k_B T$ und eine $U^{4/3}$ -Abhängigkeit der Leitfähigkeit im Bereich $k_B T \ll eU$ voraus. Eine zusätzliche Erhöhung der Dicke der Barriere, der Spannung oder der Temperatur begünstigt das Hüpfen über Ketten mit mehreren lokalisierten Zuständen ($n_L > 2$), was in einer zunehmend nicht-linearen Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Temperatur und der Spannung resultiert.

Resonantes Tunneln über einen einzigen lokalisierten Zustand

Die Leitfähigkeit G , die durch die elastische kohärente Transmission eines Elektrons von einer linken Elektrode, wo es eine Ausgangsenergie ε hat, zu einer rechten Elektrode, wo es eine Endenergie ε^* hat, über einen lokalisierten Zustand mit einer Energie ε_l ist von mehreren Autoren berechnet worden²⁴ und durch die Gleichung

$$G(\varepsilon \rightarrow \varepsilon^*) = \frac{e^2}{2\pi\hbar} \frac{4\Gamma_L\Gamma_R}{(\varepsilon - \varepsilon_l)^2 + \Gamma^2} \delta(\varepsilon - \varepsilon^*) \quad (2.3)$$

gegeben. Der Term $\frac{e^2}{2\pi\hbar} = 4 \times 10^{-5} \Omega^{-1}$ ist das sogenannte Leitfähigkeitsquantum. Die δ -Funktion beschreibt die Erhaltung der Energie. Der Resonanznenner rührt von der quantenmechanischen Natur des Prozesses her. $\Gamma/\hbar = 1/\tau_L$ bezeichnet die umgekehrte Lebensdauer eines Elektrons im lokalisierten Zustand; $\Gamma = \Gamma_L + \Gamma_R$ gibt dann die effektive Energiebreite des resonanten

Zustands an, wobei

$$\Gamma_{L(R)} = \hbar / \tau_L = E_0 \exp(-2\alpha z_{L(R)}) \quad (2.4)$$

für ein eindimensionales System steht²⁴. In dieser Gleichung bezeichnet E_0 ein Maß für die effektive Tiefe des lokalisierten Zustands, $\alpha^{-1} = a$ die sogenannte Lokalisierungslänge bzw. den Radius des lokalisierten Zustands und $z_{L(R)}$ den Abstand des lokalisierten Zustands zur linken bzw. rechten Elektrode.

Bei Annahme einer gleichförmigen Verteilung der lokalisierten Zustände mit einer Dichte g hinsichtlich der Energie und der räumlichen Ausdehnung in der Nähe des Fermi-Niveaus wird die integrierte resonante Tunnelleitfähigkeit einfach durch die Gleichung

$$G_1^{res} = \frac{\pi e^2}{c_I \hbar} g S a E_0 \exp(-\frac{d}{a}) = \hat{G}_1^{res} e^{-\frac{d}{a}} \quad (2.5)$$

dargestellt, wobei S die Fläche des Kontakts und $c_I > 1$ eine Korrektur durch Spiegelladungseffekte ist. Der Index 1 gibt an, daß jeder resonante Tunnelprozeß über einen einzigen lokalisierten Zustand erfolgt. Diese Dickenabhängigkeit der resonanten Tunnelleitfähigkeit weicht bezeichnend von derjenigen des direkten Tunnelns ab, die durch den Ausdruck

$$G_0^{dir} = \hat{G}_0^{dir} e^{-\frac{2d}{a}} \quad (2.6)$$

beschrieben wird.

Beim Vergleich der beiden letzten Gleichungen ergibt sich der bemerkenswerte Sachverhalt, daß bei genügend großen Dicken $G_1^{res} > G_0^{dir}$ ist, wobei aber für größere Abstände die Tunnelleitfähigkeit durch $c_I > 1$ und ΔU^* reduziert wird. Schließlich soll darauf hingewiesen werden, daß die Gl. (2.5) durch Integration der Gl. (2.3) über alle möglichen Konfigurationen lokalisierter Zustände erhalten wird²⁵, d.h. für $dg \ll S$.

Resonantes Tunneln über Ketten von zwei oder mehr lokalisierten Zuständen

Im Fall einer dickeren Barriere und einer hohen lokalisierten Zustandsdichte ist die Wahrscheinlichkeit eines Tunnelprozesses über $n=2$ oder $n \geq 3$ aufeinanderfolgende lokalisierte Zustände nicht zu vernachlässigen. Larkin und Matveev²⁴ berechneten die Leitfähigkeit G_2^{res} für diesen Prozeß unter Annahme $c_I \approx 1$, d.h. $\Delta U^* \approx 0$. Dabei wurde ein Ausdruck der Form $G_2^{res} \propto \exp(-d/a)$ gefunden, der dieselbe Abhängigkeit von der Dicke wie G_1^{res} aufweist. Die zwei lokalisierten Zustände müssen hinsichtlich der Energiebreite der kombinierten Resonanz und der räumlichen Ausdehnung aneinander ausgerichtet sein, um die doppelte,

kohärente Resonanz zu ermöglichen. Obwohl im Prinzip elastische, mehrstellig resonante Leitungskanäle im Bereich sehr dicker Barrieren bei äußerst tiefen Temperaturen überwiegen sollten, wird deren Beitrag zur Leitfähigkeit in der Praxis durch die von Phononen vermittelten aktivierten Hüpfprozesse verschleiert, da nur sehr genaue T - bzw. $\hbar\omega$ -abhängige Messungen eine Trennung erlauben würden.

Inelastisches Hüpfen über Ketten von zwei oder mehr lokalisierten Zuständen

Das von Glazman und Matveev vorgeschlagene Modell für aktivierten Tunnelprozeß über zwei lokalisierte Zustände ist in Abb. 2.4 schematisch aufgetragen.

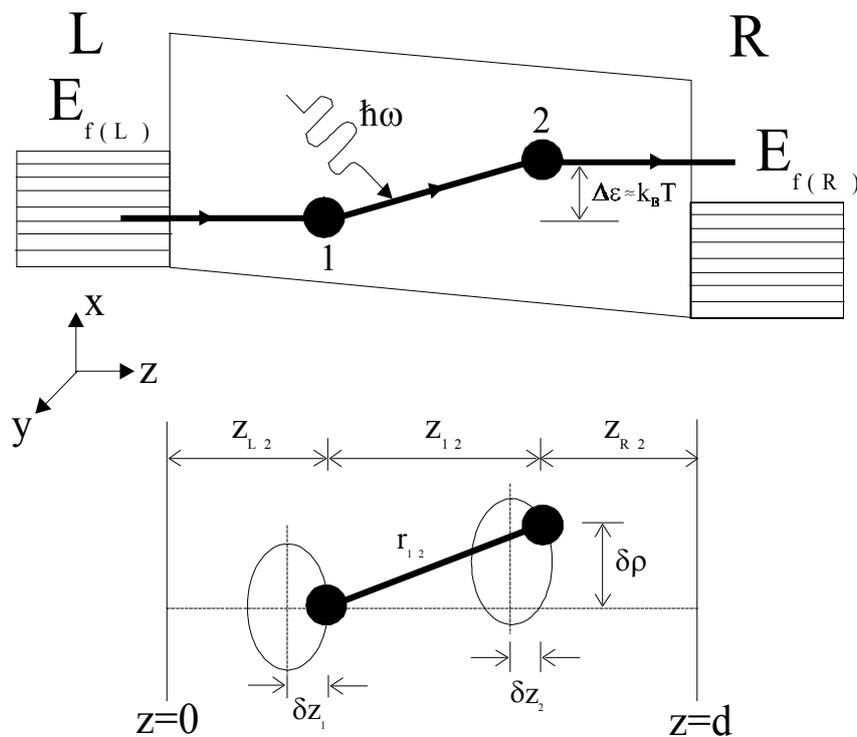


Abb. 2.4. Oberes Bild: Schematische Darstellung des Tunnelns (in Richtung z) von der linken (L) zur rechten (R) Elektrode über zwei mit 1 und 2 bezeichnete lokalisierte Zustände (LSs). Der Hüpfprozess über die LSs ist inelastisch und mit der Emission bzw. Absorption eines Phonons verbunden. Die wichtigsten Paare von LSs sind diejenigen, die innerhalb $k_B T$ des Fermi-Niveaus liegen. Unteres Bild: Schematische Darstellung der Positionen (x, y und z) zweier LSs, die eine fast optimale Hüpfkette bilden. Der erste LS muß bzgl. seiner idealen longitudinalen Position innerhalb von δz_1 lokalisiert sein, kann sich aber quer durch den Kontakt seitlich an einer beliebigen Stelle befinden. Der zweite LS muß sich hinsichtlich des ersten lokalisierten Zustands innerhalb von $\delta \rho$ in der seitlichen Richtung und innerhalb von δz_2 bzgl. seiner idealen longitudinalen Position befinden.

Wegen der hohen Zustandsdichte von Metallen ($n_s > 10^{22} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-3}$ und $n_L \leq 10^{20} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-3}$) wird angenommen, daß jeder der mit 1 und 2 gekennzeichneten lokalisierten Zustände nur an die jeweils näher gelegene Elektrode (s. Abb. 2.4) koppelt. In der Kopplung tritt durch die Aufladung immer ein $|\Delta U^*|$ auf, was Wechselwirkungen mit Phononen nach sich zieht, d.h. die Kopplung ist inelastisch. Auf diese Weise wird die größte Leitfähigkeit durch eine inelastische Übertragung von Elektronen von der linken Elektrode auf den ersten lokalisierten Zustand, von da aus auf den zweiten durch die Emission bzw. Absorption eines Phonons und dann auf die rechte Elektrode gebildet. Unter der Voraussetzung, daß Hüpfprozesse über zwei lokalisierte Zustände durch die Wechselwirkung mit akustischen Phononen eine lineare Dispersionsbeziehung (geeignet für niederenergetische akustische Phononen) aufweisen, kann die Tunnelleitfähigkeit im Bereich geringer Spannungen folgendermaßen ausgedrückt werden¹²:

$$G_2^{\text{hopp}}(T) = \nu_{2T} \frac{e^2}{c_I^2 \hbar} g^2 E_0^{2/3} S \lambda^{1/3} (k_B T)^{4/3} a^3 d \exp\left(-\frac{2d}{3a}\right), \quad (2.7)$$

wobei ν_{2T} ein numerischer Parameter und λ eine dimensionslose Größe ist, die die Stärke der Elektron-Phonon-Kopplung im lokalisierten Zustand beschreibt. Die Indizes 2 und T stehen jeweils für den n=2-Kanal und für den Grenzbereich $k_B T \gg eU$ ("low-bias limit").

Aus Gl. (2.7) folgt, daß der aktivierte Prozeß über zwei lokalisierte Zustände eine einzigartige Temperaturabhängigkeit $(k_B T)^{4/3}$ und eine Dickenabhängigkeit hat, die im Vergleich zu derjenigen im Fall des resonanten Tunnelprozesses schwächer ist. Der Faktor von $\exp(-2d/3a)$ spiegelt die Tatsache wider, daß der Durchgang des Elektrons durch die Barriere drei Schritte benötigt.

Die Integration über die Koordinaten und die Energien zweier Zustände¹¹ ergibt $\nu_{2T} \approx 50$ für $c_I = 1$. Die Größe λ kann näher durch das Deformationspotential Λ , die Massendichte ρ der

Barriere und die Schallgeschwindigkeit v_s angegeben werden, nämlich: $\lambda = \frac{\Lambda^2 E_0^2}{\hbar^3 \rho v_s^5}$.

In den experimentellen Ergebnissen wird die Temperaturabhängigkeit $(k_B T)^{4/3}$ der Leitfähigkeit zusätzlich zur temperaturunabhängigen resonanten Tunnelleitfähigkeit auftreten. Die relative Wichtigkeit beider Terme offenbart sich in ihrem Verhältnis

$$\frac{G_2^{\text{hop}}(T)}{G_1^{\text{res}}} \propto (k_B T)^{4/3}.$$

Der physikalische Grund dafür, daß die aktivierten über die elastischen resonanten Ketten mit derselben Anzahl lokalisierter Zustände ($n > 1$) bei endlichen Temperaturen dominieren, ist der folgende: Die Wahrscheinlichkeit, daß inelastische Kanäle gebildet werden, steigt erheblich mit $k_B T$ oder $\hbar\omega$ aufgrund der weitgehenden Lockerung der Anforderungen an die Übereinsti-

mmung der Zustände hinsichtlich der Energie. Diese Erweiterung des zugänglichen Phasenraums überwiegt bei weitem die Beschränkung durch die exponentiell kleinen Koppelintegrale.

Die Anzahl lokalisierter Zustände, die sich an der Stromleitung durch die isolierende Barriere beteiligen, nimmt mit der Erhöhung der Temperatur, der Dicke der Barriere oder der Dichte n_L zu. Demgemäß geht der vorherrschende Leitungskanal in Hüpfen über Ketten mit einer allmählich größer werdenden Anzahl lokalisierter Zustände ($n > 2$) über. Die durchschnittliche Hüpfleitfähigkeit aufgrund von Ketten, die genau aus N lokalisierten Zuständen bestehen, wurde quantitativ von Glazman und Matveev¹¹ als

$$G_n^{hop}(T) = \nu_{nT} \frac{e^2}{c_i^n \hbar} S g^n E_0^{2/(n+1)} \lambda^{(n-1)/(n+1)} (k_B T)^{(n^2+n-2)/(n+1)} a^{2n-1} d^{n-1} \exp\left(-\frac{2d}{(n+1)a}\right) \quad (2.8)$$

geschätzt, wobei der numerische Parameter ν_{nT} , der ungefähr wie n^{2n} variiert, die zunehmende räumliche Flexibilität der aus mehreren lokalisierten Zuständen bestehenden Ketten widerspiegelt.

Die gesamte Leitfähigkeit bei einer beliebigen Temperatur ist durch die Summe aller Beiträge aller Kanäle angegeben, d.h. Parallelschaltung. Der Begriff "Kanal" bezieht sich auf den gesamten Beitrag aller aus einer gegebenen Anzahl n lokalisierter Zustände bestehenden Ketten zur Leitfähigkeit. Es gilt:

$$G_\Sigma^{hopp}(T) = G_0^{dir} + G_1^{res} + \sum_{n \geq 2} G_n^{hop}(T). \quad (2.9)$$

Hierbei beschreibt G_0^{dir} die aus direktem Tunneln hervorgehende Leitfähigkeit. Weiterhin sind bei konstanter Zustandsdichte $n_s(\varepsilon)$ und $n_L(\varepsilon)$ die Terme G_0^{dir} und G_1^{res} in erster Näherung unabhängig von der Temperatur²⁶.

Bei der Erhöhung der Temperatur verschiebt sich der dominierende Kanal von $n=2$ zu $n=3, 4$ etc. Glazman und Matveev schlagen das Kriterium vor, daß es im Fall $n \geq (d/a)^{1/3}$ günstiger ist, n wie eine kontinuierliche Variable zu behandeln.

Spannungsabhängigkeit der dc-Leitfähigkeit

Gemäß der von Glazman und Matveev vorgeschlagenen Theorie kann die Spannungsabhängigkeit der Leitfähigkeit des Kontakts auf Grund des Hüpfens über eine kleine Anzahl lokalisierter Zustände durch eine Funktion, die ähnlich der Gl. (2.8) ist, ausgedrückt werden. Dazu wird $k_B T$ durch die Spannung eU ersetzt²⁶. Im hohen Spannungs- (high bias) und niedrigen Temperaturbereich $eU \gg k_B T$ wird die Abhängigkeit der vom Hüpfen über n lokalisierte Zustände herrührenden Leitfähigkeit von der Spannung durch den Ausdruck

$$G_n^{hopp}(U) = \nu_{nu} \frac{e^2}{\hbar} S g^n E_0^{2/(n+1)} \lambda^{(n-1)/(n+1)} (eU)^{(n^2+n-2)/(n+1)} a^{2n-1} d^{n-1} \exp\left(-\frac{2d}{(n+1)a}\right) \quad (2.10)$$

angegeben, der für die dc-Leitfähigkeit gilt, d.h. I/U , wobei I der Strom ist. Hierbei bezeichnet U die Spannung und ν_{nu} einen numerischen Koeffizienten, dessen absoluter Wert mit n wie $(n-1)^{n-1}$ und somit langsamer als der Wert n^{2n} variiert²⁵, der für den Koeffizienten ν_{nT} angegeben wurde. Der physikalische Grund für diesen Unterschied zwischen beiden Abhängigkeiten besteht im folgenden: während im “Low bias-Bereich” eine Energiemenge von ungefähr $k_B T$ für jeden Hüpfen zur Verfügung steht, teilt sich die für die inelastischen Hüpfen im niedrigen Temperaturbereich verfügbare Energie eU von selbst auf die $n-1$ Hüpfen auf.

2.1.4 Hüpfprozesse im Grenzfall des massiven Dielektrikums (VRH)

Im Gegensatz zu den metallischen Elektroden mit energieunabhängiger Zustandsdichte $n_s(\varepsilon \leq eU) > 10^{22} (eV)^{-1} cm^{-3}$, die für benachbarte Zustände $n_L(\varepsilon_L)$ immer die passende Energie zur Verfügung stellen, hat man im massiven Dielektrikum mit $n_L \leq 10^{20} (eV)^{-1} cm^{-3}$ Zustände mit übereinstimmender Energie nur in großer Entfernung. Von Mott¹⁰ wurde erkannt, daß zwei entgegengesetzte physikalische Überlegungen die Hüpfleitfähigkeit in einem Medium mit Zufallsverteilung bezüglich des Ortes und der Energiezustände bestimmen: Einerseits muß ein Hüpfen kurz genug sein, um eine ausreichende Überlagerung von Wellenfunktionen der zwei beteiligten lokalisierten Zustände aufzuweisen. Andererseits muß er lang genug sein, damit ein nicht zu unterschiedlicher Zustand bzgl. der Energie mit der Unschärfe $k_B T$ gefunden wird. Beide konkurrierenden Überlegungen legen eine typische Hüpfweite l_{VRH} fest, die temperaturabhängig ist. Bei einer gleichmäßigen 3-dimensionalen Verteilung lokalisierter Zustände wurde gefunden¹⁰, daß l_{VRH} wie $T^{1/4}$ variiert. Demzufolge nimmt die VRH-Leitfähigkeit folgende Form an:

$$G_{VRH}(T) = \hat{G}_0 \exp\left[-(T^*/T)^{1/4}\right], \quad (2.11)$$

wobei T^* eine charakteristische Temperatur ist und durch

$$k_B T^* = 23 / g a^3 \quad (2.12)$$

angegeben wird. Die Konstante 23 rührt von numerischen Berechnungen im Rahmen der Perkolationsstheorie²⁷ her.

Ein entsprechender Ausdruck, der den Strom als Funktion des elektrischen Feldes beim Hüpfen im “High-bias-Bereich” darstellt, wurde von Shklovskii²⁷ vorgeschlagen, nämlich:

$$j(E) = \hat{j}_0 \exp\left[-(E^* / E)^{1/4}\right], \quad (2.13)$$

wobei $j(E)$ die Stromdichte als Funktion des lokalen elektrischen Feldes bezeichnet. Bei dicken Barrieren kann dieses lokale Feld als homogen ($E=U/d$) angenommen werden. T^* (Gl. 2.12) bezieht sich auf die charakteristische elektrische Feldstärke E^* wie folgt:

$$E^* = k_B T^* / ea \quad (2.14)$$

Die Gl. (2.13) kann in $j(E) \propto \exp(-2\alpha l_{VRH})$ umgeschrieben werden, was zu einer spannungsabhängigen Hüpflänge führt:

$$l_{VRH} = \frac{a}{2} (E^* d / U)^{1/4}. \quad (2.15)$$

Die Gültigkeit der Gl. (2.13) kann allerdings limitiert sein. In der Tat führen hohe Bias-Spannungen zu einer Erhöhung des Energiebereiches, der für Hüpfprozesse zugänglich ist. Die Voraussetzung einer gleichmäßigen Verteilung der lokalisierten Zustände ist daher nicht mehr gültig. Hohe Bias-Spannungen verändern auch die Form der Barriere und reduzieren die mittlere Höhe derselben, was eine Zunahme des lokalen Werts der Lokalisierungslänge zur Folge hat. Dennoch hat die Gl. (2.13) einen wichtigen konzeptionellen Wert und ist nützlich bei der Auswertung der an STO-Barrieren gewonnenen experimentellen Daten.

2.1.5 Darstellung elastischer und inelastischer Tunnelprozesse im Bänderschema

In Tunnelexperimenten handelt es sich um zwei elektrische Leiter (z.B. Metalle oder Supraleiter), die durch eine Isolatorschicht (typische Dicke 1-10nm) voneinander getrennt sind; eine Spannung U zwischen den beiden Metallen verursacht den Tunnelstrom $I(U)$. Ein einfaches Verständnis der dabei auftretenden Tunnelprozesse bietet ihre Darstellung in Form des Bänderschemas. Ein Beispiel dafür ist das Einelektronen-Tunneln an superconductor-insulator-normal (SIN)-Kontakten, das sich durch die schematische Darstellung in Abb. 2.5 für den Fall eines elastischen Prozesses diskutieren läßt. Wird an zwei normalleitende Metalle, die durch eine isolierende Barriere der Dicke d getrennt sind, eine Spannung U gelegt, so werden die Fermi-Niveaus um den Betrag eU gegeneinander verschoben. Besetzte elektronische Zustände im negativ vorgespannten Metall stehen leeren Zuständen des anderen Metalls auf gleicher Energie gegenüber, und es kann ein Tunnelstrom durch die Barriere fließen. (Abb. 2.5(a)). Dieser Stromtransport ist weitgehend "elastisch", da die Elektronen keine Veränderung ihrer Energie beim Übergang erfahren. Für kleine Spannungen ist die Spannungsabhängigkeit $I(U)$ fast linear (Abb. 2.5(b)). Ist das negativ vorgespannte Metall im supraleitenden Zustand (Abb. 2.5(d)), so existiert eine Lücke Δ im Anregungsspektrum zwischen dem BCS-Vielteilchengrundzustand (besetzt mit Cooper-Paaren) und dem Kontinuum der Einteilchenzustände. Bei $U=0$ stehen sich nur vollbesetzte Zustände gegenüber, elastisches Tunneln

ist nicht möglich (Abb. 2.5(c)), da das Aufbrechen eines Cooper-Paares mit einer Energieänderung verbunden ist. Für kleine Spannungen $U < \Delta/e$ ist damit kein Stromfluß möglich. Die Situation ändert sich, wenn die Vorspannung den Wert Δ/e erreicht, wo das Fermi-Niveau im normalleitenden Metall um Δ unterhalb des BCS-Grundzustandsniveaus liegt (Abb. 2.5(d)). Jetzt wird das Aufbrechen eines Cooper-Paares möglich. Nach der Trennung tunnelt eines der beiden Elektronen in einen freien Zustand oberhalb der Fermi-Energie im Metall. Dabei wird der Energiebetrag Δ frei, der nun zur Verfügung steht, um das zweite Elektron, das im Supraleiter verblieben ist, in den niedrigsten Quasiteilchenzustand zu heben. Von dieser Schwelle an nimmt der Tunnelstrom sprunghaft zu, um dann quasi-linear mit U weiter anzuwachsen (Abb. 2.5(e)). Für $U > \Delta/e$ werden immer mehr solcher Aufbrechprozesse von Cooper-Paaren mit kombiniertem Tunneln möglich. Zur unmittelbaren Bestimmung der Energielücke Δ des Anregungsspektrums des Supraleiters ist die Messung der Kennlinie $I(U)$ wie in Abb. 2.5(e) ein bedeutendes Hilfsmittel.

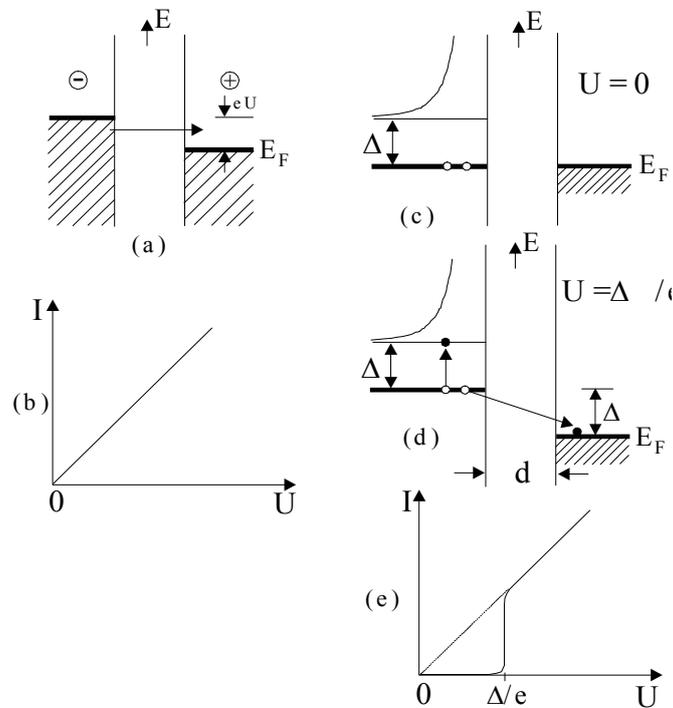


Abb. 2.5. Schematische Darstellung der Tunnelprozesse von einzelnen Elektronen durch eine isolierende Barriere der Dicke d ¹⁶. Für die normalleitenden Metalle ist jeweils das besetzte Leitungsband mit Fermi-Energie E_F schattiert gezeichnet. Supraleiter sind jeweils durch ihren BCS-Grundzustand (fette horizontale Linie) und die Zustandsdichte der Einteilchenzustände ($E > E_F + \Delta$) charakterisiert. (a) Tunneln einzelner Elektronen zwischen zwei normalleitenden Metallen über eine isolierende Schicht, über die eine äußere Spannung U anliegt. (b) Schematische I - U -Kennlinie für Einelektronen-Tunneln zwischen zwei Normalleitern. (c) Tunnelkontakt zwischen Supraleiter (links) und Normalleiter (rechts) im thermischen Gleichgewicht ($U=0$). Ein Cooper-Paar ist im BCS-Grundzustand schematisch angedeutet. (d) Aufbrechen eines Cooper-Paares und elastisches Tunneln eines Einzelelektrons vom Supraleiter in den Normalleiter bei Anlegen einer äußeren Spannung $U = \Delta/e$. (e) Schematische I - U -Kennlinie für elastisches Tunneln von Einzelelektronen zwischen Supra- und Normalleiter.

Wenn eine gegenüber dem Metall positive Spannung an den Supraleiter gelegt wird, rückt das Energieniveau-Schema des Metalls nach oben zu höheren Energien. Wenn die Spannung durch $U \geq \Delta/e$ gegeben ist, tunneln Elektronen aus dem Metall in die leeren Quasiteilchenzustände des Supraleiters.

Die inelastischen Prozesse liefern Information über charakteristische Anregungen in der isolierenden Barriere selbst¹¹⁶. In der Isolatorbarriere eines Tunnelübergangs gibt es vielfältige Möglichkeiten für das tunnelnde Elektron, Anregungen zu erzeugen. Neben Erzeugung von Gitterschwingungen können Schwingungen eingelagerter Atome oder Fremdstoffmoleküle angeregt werden. Sei $\hbar \omega_0$ die Anregungsenergie eines solchen eingelagerten Moleküls, so existiert neben dem elastischen "Tunnelpfad" (1) in Abb. 2.6(a) auch der inelastische "Pfad" (2) für ein Elektron, das nach Aufbrechen eines Cooper-Paares von Supraleiter S nach Normalleiter N hinübergelngt. Dieses inelastische Tunneln (2) unter Anregung einer Molekülschwingung $\hbar \omega_0$ wird möglich, wenn die angelegte Spannung U den Wert $(\hbar \omega_0 + \Delta)/e$ überschreitet. Die Tunnelcharakteristik $I(U)$ zeigt von diesem Spannungswert ab eine geringfügige Zunahme ihrer Steigung (Abb. 2.6(b)). In der ersten Ableitung dI/dU der Tunnelcharakteristik tritt ein Sprung auf, der jedoch erst in der zweiten Ableitung (oberhalb Δ/e) deutlich als scharfe Bande meßbar wird.

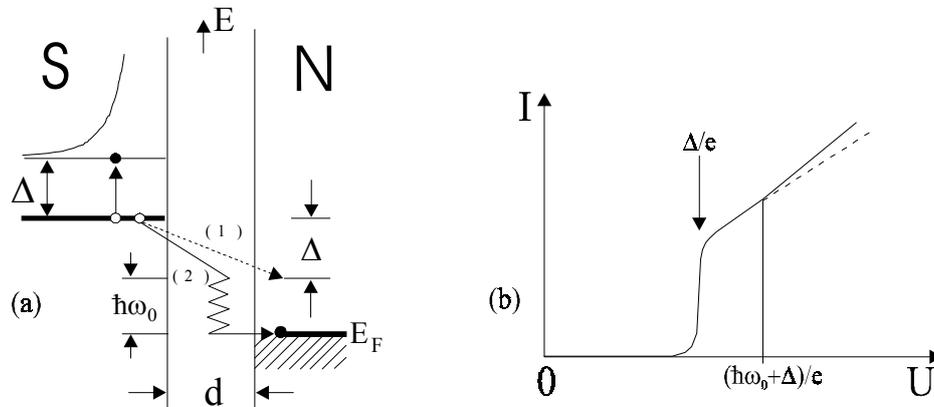


Abb. 6 Schematische Darstellung eines inelastischen Tunnelprozesses zwischen einem Supraleiter (S) und einem Normalleiter (N). (a) Darstellung im Bänderschema; der Supraleiter ist gekennzeichnet durch seinen BCS-Grundzustand (einfache Linie) und durch die Einteilchenzustandsdichte ($E > E_F + \Delta$), während für den Normalleiter das besetzte Leitungsband ($E < E_F$) schattiert dargestellt ist. Neben dem elastischen Prozeß (1) sind inelastische Prozesse (2) möglich, wenn die Tunnelspannung U den Wert $\Delta + \hbar \omega_0$ überschreitet. $\hbar \omega_0$ ist die Quantenenergie einer charakteristischen Anregung in der Barriere (z.B. Phononen). (b) Schematische I - U -Kennlinie für Eielektronen-Tunneln zwischen einem Supraleiter und einem Normalleiter. Bei der Tunnelspannung Δ/e brechen Cooper-Paare auf und elastische Tunnelprozesse setzen ein, bei $(\hbar \omega_0 + \Delta)/e$ setzen inelastische Prozesse ein.

2.2 Nichtgleichgewichtsphänomene

Im supraleitenden Zustand befinden sich die Elektronenpaare, die sogenannten Cooper-Paare, in einem makroskopischen Quantenzustand, der durch eine einzige Wellenfunktion $\Psi(\mathbf{r},t)$ beschrieben werden kann. Es gilt

$$\Psi(\mathbf{r},t) = |\Psi(\mathbf{r},t)| e^{i\theta(\mathbf{r},t)} \quad (2.16)$$

wobei $n_s = |\Psi(\mathbf{r},t)|^2$ die Dichte der Cooperpaare und $\theta(\mathbf{r},t)$ die Phase der Cooperpaarwellenfunktion angibt. Die Cooperpaare sind durch die Energielücke ΔE vom Leitungsband der normalleitenden Elektronen getrennt. Für Cooperpaare bestehen keine angeregten Zustände. Eine Energieaufnahme kann nur durch Aufbrechen des Paares und Anregung der Elektronen in Ein-Teilchen-Zustände stattfinden. Eine Wechselwirkung mit dem Kristallgitter wird dann möglich, sobald die Energie der Cooperpaare den Wert der Energielücke erreicht.

In diesem Abschnitt soll auf die relevanten physikalischen Zusammenhänge und Grundlagen der auf supraleitenden Materialien basierenden Injektionskontakte eingegangen werden. Dazu werden einige theoretische Modelle vorgestellt, die das Verhalten eines kleinen Volumens des Supraleiters bzw. einer dünnen Schicht unter Einfluß äußerer Anregungen beschreiben. Besondere Aufmerksamkeit wird auf die aktive Änderung der Ladungsträgerdichte im Supraleiter oder genauer auf die Erzeugung eines Nichtgleichgewichtszustands durch die dynamische Cooperpaarbrechung gerichtet. Eine weitergehende Einführung zu diesem Thema ist z.B. in Ref. 37 zu finden.

2.2.1 Quasiteilchen-Nichtgleichgewicht

Das Anregungsspektrum des supraleitenden BCS-Zustandes besitzt eine Lücke 2Δ , die dem ‘‘Aufbrechen’’ eines Cooper-Paares entspricht. Die Anregungsenergie zweier Elektronen, die aus dem Aufbrechen des Cooper-Paares resultiert, wird durch

$$\Delta E_k = 2(\Delta^2 + \xi_k^2)^{1/2} \quad (2.17)$$

gegeben, wobei der Term ξ_k^2 die kinetische Energie der beiden aus der Cooperpaarung ‘‘herausgestreuten’’ Elektronen beschreibt. Sie kann wegen der Differenz $\xi_k = (\hbar^2 k^2 / 2m) - E_F^0$ klein sein, d.h. die Anregung erfordert eine minimale endliche Energie $\Delta E_{\min} = 2\Delta$. Die möglichen Zustände des angeregten Systems sind dann durch $E_k = (\Delta^2 + \xi_k^2)^{1/2}$ gegeben.

Im thermischen Gleichgewicht sind die Quasiteilchen-Zustände mit einer durch die Fermi-Verteilung $f_0(E_k / k_B T) = [1 + \exp(E_k / k_B T)]^{-1}$ angegebenen Wahrscheinlichkeit besetzt. Dies ist nicht der Fall im Nichtgleichgewicht.

Die Quasiteilchen-Anregungen sind lineare Kombinationen der sogenannten Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren, die Elektronen erzeugen und vernichten mit Wahrscheinlichkeiten u_k^2 und v_k^2 . Diese Quasiteilchen-Anregungen führen bei Wechselwirkung zu den normalleitenden Elektronen eines Zwei-Flüssigkeiten-Modells der Supraleitung. Die Elektronenzustandsdichte ist durch $N_s(E) = N(0)E/|\xi|$ gegeben³⁸. Hierbei bezeichnet $N(0)$ die Zustandsdichte des normalen Metalls auf dem Fermi-Niveau. Die tatsächliche Besetzung dieser Zustände wird mit f_k bezeichnet, wobei f_k sich im allgemeinen von der Fermi-Funktion des thermischen Gleichgewichts $f_0(E_k / k_B T)$ unterscheiden kann. Für den räumlich homogenen Fall bestimmt f_k die Größe der supraleitenden Energielücke Δ durch die BCS-Energielückengleichung $1/V = 1/2 \sum_k \tanh(\beta E_k / 2) / E_k$ ($\beta = 1/k_B T$), die sich in diesem Fall als

$$\frac{2}{V} = \frac{1}{2} \sum_k \frac{1 - 2f_k}{E_k} = \sum_k \frac{1 - 2f_k}{(\Delta^2 + \xi_k^2)^{1/2}}. \quad (2.18)$$

umschreiben läßt. Hierbei bezeichnet $-V$ die Wechselwirkungsstärke der Cooper-Paare, die zur Streuung solcher Elektronenpaare mit Impuls $(k, -k)$ in einen Paarzustand mit Impuls $(k', -k')$ führt.

Falls f_k gleich $f_0(E_k / k_B T)$ gesetzt wird, ergibt sich die BCS-Form der Energielücke $\Delta(T)$, die bei $T = T_c$ gegen Null geht gemäß $3,07 k_B T_c (1-t)^{1/2}$. Hierbei bezeichnet t die reduzierte Temperatur $t = T/T_c$. Die Energielücke wird einen anderen Wert annehmen, nämlich den durch (2.18) bestimmten, wenn f_k von $f_0(E_k / k_B T)$ verschieden ist.

2.2.2 Erzeugung des Nichtgleichgewichtszustands

Die aus der Störung des Gleichgewichts resultierende Erhöhung der Quasiteilchendichte in einem supraleitenden dünnen Film ist gemessen worden, indem eine Doppel-Tunnelkontakt-Struktur eingesetzt wurde³⁹. Durch den ersten Tunnelkontakt werden Quasiteilchen in den Supraleiter injiziert und die dadurch entstehende Erhöhung der Quasiteilchendichte durch den zweiten Tunnelkontakt detektiert.

Die theoretischen und experimentellen Befunde gehen von der Differentialgleichung

$$d\Delta n/dt = I_0 - \Delta n / \tau_R \quad (2.19)$$

aus³⁴, wobei Δn die durch die Injektion einer Stromdichte j_{inj} in einem supraleitenden dünnen Film induzierte überschüssige Quasiteilchendichte und $I_0 = j_{inj}/ed$ die Anzahl von injizierten Quasiteilchen per cm^3 und sec bezeichnen. τ_R ist die Rekombinationszeit oder entsprechend τ_R^{-1} die Übergangswahrscheinlichkeit, daß ein injiziertes Quasiteilchen an der Kante der Energielücke mit einem thermisch angeregten Quasiteilchen ein Cooper-Paar bildet. In der letzten Gleichung stellt d die Dicke der gestörten Region im Supraleiter dar. Für sehr dünne Schichten ist die Störung uniform und d kann als die Dicke der supraleitenden Lage angesehen werden. Für dicke Schichten ist j_{inj} allerdings nicht uniform verteilt und die lokale Quasiteilchendichte bezieht sich dann auf die lokale Injektionsstromdichte. Eine solche Probe wird nur in einer Region nahe der Grenzfläche zwischen Supraleiter und Isolator gestört und d ist durch die Gleichung $d \sim (D_s \tau_R)^{1/2}$ gegeben, wobei D_s die Ladungsträgerdiffusionskonstante im Supraleiter ist.

Die stationäre Lösung der Differentialgleichung ($d\Delta n/dt=0$) lautet

$$\Delta n = I_0 \tau_R = j_{inj} \tau_R / ed. \quad (2.20)$$

Die Gleichungen (2.19) und (2.20) gelten nur unter den Voraussetzungen, daß die Anzahl injizierter Quasiteilchen viel kleiner als die der thermisch erzeugten ($I_0 \ll n_T$) ist und die Relaxationszeit der während der Rekombinationsprozesse emittierten Phononen τ_ω gleich Null ist. Da die erste Annahme in einem breiten Temperatur- und Injektionsstrombereich nicht erfüllt werden kann und die zweite unerfüllbar ist, haben Rothwarf und Taylor⁴⁰ zwei Differentialgleichungen vorgeschlagen, die die Quasiteilchen- und Phonondichte und den Energieaustausch zwischen diesem System und der Umgebung beschreiben. Es gilt:

$$\frac{dn}{dt} = I_0 + \beta n_\omega - R n^2 \quad (2.21)$$

und

$$\frac{dn_\omega}{dt} = \frac{R n^2}{2} - \frac{\beta n_\omega}{2} - (n_\omega - n_{\omega T}) \tau_\gamma^{-1}, \quad (2.22)$$

wobei n die Gesamtanzahl der Quasiteilchen ($n = \Delta n + n_T$), R den intrinsischen Rekombinationskoeffizienten ($R = 1/\tau_R n_T$), (wobei n_T die Quasiteilchendichte im thermischen Gleichgewicht ist), n_ω die Gesamtanzahl von Phononen, die eine Energie $\hbar\omega > 2\Delta$ haben, $\beta = \tau_B^{-1}$ die

Wahrscheinlichkeit für das Aufbrechen von Cooper-Paaren durch diese Phononen und τ_γ^{-1} die gesamte Wahrscheinlichkeit, mit der Phononen mit Energien $\hbar\omega > 2\Delta$ durch andere Prozesse als das Erzeugen zusätzlicher Quasiteilchen verschwinden, bezeichnen. Ferner wird die Phononendichte im thermischen Gleichgewicht durch $n_{\omega T}$ gegeben. Die in (2.22) erscheinenden $\frac{1}{2}$ -Faktoren sind darauf zurückzuführen, daß ein Phonon zwei Quasiteilchen erzeugt. Der Term $(n_\omega - n_{\omega T})\tau_\gamma^{-1}$ berücksichtigt die Tatsache, daß es im Fall $n_\omega = n_{\omega T}$ keinen effektiven Gewinn oder Verlust von Phononen im betreffenden Energiebereich gibt. Außerdem wird bei dem Vorschlag der beiden Gleichungen angenommen, daß die Anzahl von Cooper-Paaren viel größer als die von Quasiteilchen ist und daß dies beim Injektionsprozeß praktisch unverändert bleibt³³. Bei Temperaturen in der Nähe von T_c bricht diese Voraussetzung zusammen. Weiterhin wird auch eine homogene Injektion durch die Injektionsfläche vorausgesetzt, d.h. es gibt keine räumliche Variation der injizierten Quasiteilchendichte.

Die Lösungen für den stationären Zustand ergeben

$$\frac{n}{n_T} = 1 + \left(1 + \frac{\tau_\gamma}{\tau_B}\right) \frac{j_{inj} \tau_R}{edn_T} \quad (2.23)$$

und

$$\frac{n_\omega}{n_{\omega T}} = 1 + \frac{j_{inj} \tau_\gamma}{2edn_{\omega T}}. \quad (2.24)$$

Wegen der akustischen Fehlanpassung zwischen Film und Substrat wird ein signifikanter Anteil von Phononen an der Grenze reflektiert werden³³; eine grobe Schätzung ergab einen effektiven Transmissionskoeffizienten kleiner als 0,5. Von daher ist zu vermuten, daß die phononischen Effekte dominant sein werden und daß das Experiment eher von τ_γ als von τ_R bestimmt wird⁴¹. Auf der anderen Seite sind alle in der Literatur berichteten Experimente an optisch bestrahlten Supraleitern unter Bedingungen durchgeführt worden, bei denen τ_γ viel größer als τ_B ist, d.h. bei denen eine viel größere Wahrscheinlichkeit besteht, daß ein Rekombinationsphonon vom Supraleiter resorbiert und dadurch zwei Quasiteilchen erzeugt werden, als daß es aus dem Supraleiter gestreut wird⁴².

2.2.3 Nichtgleichgewichtssupraleitung

Die Eigenschaften supraleitender Materialien im Nichtgleichgewichtszustand werden durch die Anzahl der überschüssigen Quasiteilchen und deren Energieverteilung bestimmt. Die Rothwarf-Taylor-Gleichungen liefern eine Beziehung zwischen der Anzahl von Quasiteilchen und Phononen, aber keine Information über die entsprechenden Energieverteilungen.

Bei Nichtgleichgewichtsprozessen, bei denen die zur Thermalisierung der hoch energetischen Quasiteilchen durch niederenergetische Phononen benötigte Zeit kürzer ist als die intrinsische Rekombinationszeit, liefert die von Owen und Scalapino vorgeschlagene Verteilungsfunktion wohl die beste Annäherung. Bei diesem Modell wird die überschüssige Quasiteilchendichte direkt mit der Unterdrückung der BCS-Energielücke verbunden⁴³:

$$\Delta(x) \cong \Delta(0)(1-2x) \quad \text{für } x \leq 0,1. \quad (2.25)$$

Hierbei bezeichnet $x=(n-n_T)/4N(0)\Delta(0)$ die von einem externen Mechanismus, z.B. optische Strahlung, erzeugte überschüssige Quasiteilchendichte im stationären Zustand. $N(0)$ und $\Delta(0)$ geben die Einzel-Spin-Zustandsdichte auf dem Fermi-Niveau und die Energielücke bei der Temperatur $T=0$ an. Nur im erwähnten Bereich $x \leq 0,1$ weist die Energielücke eines BCS-Supraleiters und eines Owen-Scalapino modifizierten Supraleiters eine lineare Abhängigkeit von x auf⁴². Darüber hinaus ist die Abhängigkeit der Energielücke von x für $x \leq 0,1$ relativ unabhängig von der Energieverteilung überschüssiger Quasiteilchen.

Andererseits wird, wenn die Thermalisierungszeit länger als die Rekombinationszeit ist, die Energieverteilung der Quasiteilchen kritisch von der Verteilung von Phononen, deren Energie groß genug ist, um zusätzliche Quasiteilchen zu erzeugen, abhängen. Parker⁴⁴ schlägt für diesen Fall vor, daß die Phononen mit Energien, die größer sind als 2Δ , durch eine thermische Verteilung und eine effektive Temperatur T^* beschrieben werden können und daß die Eigenschaften des angeregten Supraleiters denjenigen entsprechen, die ein normaler BCS-Supraleiter im thermischen Gleichgewicht bei einer Temperatur T^* besitzt. Die Anpassung der Temperatur an eine neue effektive Temperatur T^* ist für die Erzeugung der entsprechenden Anzahl von Phononen notwendig. Somit wird der Nichtgleichgewichtszustand durch das Einfügen einer neuen effektiven Temperatur $T^* > T^0$ parametrisiert, wobei T^0 die Gleichgewichtstemperatur ist.

In Parkers Bild wird ein Quasiteilchen nach seiner Erzeugung bei einer hohen Energie mit anderen Quasiteilchen rekombinieren, bevor es die mittlere thermische Energie erreicht. Demnach ist unwahrscheinlich, daß Überschuß-Quasiteilchen thermalisiert werden, bevor sie rekombinieren.

Zwei auf den vorigen Voraussetzungen basierende Modelle sind in der Literatur zu finden. Das von Parker entwickelte "modifizierte Erwärmungsmodell" geht davon aus, daß sich alle Quasiteilchen im thermischen Gleichgewicht bei einer hohen Temperatur $T=T^*$ befinden³⁷. T^* wird bestimmt, indem nur die Phononen, die eine Energie größer als 2Δ haben, berücksichtigt werden. Kaplan⁴⁵ argumentierte, daß viele Nichtgleichgewichtsprozesse durch ein einfaches Erwärmungsmodell beschrieben werden können. Dieses Modell setzt voraus, daß alle Phononen durch die Nichtgleichgewichtstemperatur T^* charakterisiert sind. Für einen dünnen Film

wird angenommen, daß die Temperatur im stationären Zustand durch die Wärmezufuhr und die Wärmeübergang zwischen Film und Substrat bestimmt wird.

An den Hochtemperatursupraleitern sind einige optische Experimente durchgeführt worden⁴⁶, bei denen die von Nichtgleichgewichtseffekten und von thermischen Effekten herrührenden Antwortfunktionen unterschieden werden konnten. Eine Antwortzeit von ~ 30 ps wurde von Shi et al.⁴⁶ an YBCO-Filmen gemessen und gilt zur Zeit als die schnellste beobachtete Nichtgleichgewichts-Antwortfunktion im Hochtemperatursupraleiter YBCO.

3. Herstellung der Schichten und der Injektionsbauelemente

Dieses Kapitel behandelt die Methoden zur Fertigung von Injektionskontakten auf der Basis des Hochtemperatursupraleiters YBCO. Hierzu wird zuerst auf die Deposition und Charakterisierung der supraleitenden und isolierenden Materialien und anschließend auf die Methoden zur Strukturierung der Schichtabfolge YBCO/STO/Au eingegangen.

3.1 Schichtherstellung

Die für die vorliegende Arbeit benötigten YBCO-, STO- und Au-Schichten wurden durch Kathodenzerstäubung (Sputtern) hergestellt. Hierbei wird zwischen den aus YBCO bzw. STO bestehenden und negativ vorgespannten Targets und dem Substrat in einer O₂-Ar-Atmosphäre eine Gasentladung aufrechterhalten. Durch Ionenbeschuß werden die Targetmaterialien zerstäubt und auf dem Substrat abgeschieden.

Außer dem scheibenförmigen Au-Target sind die zu zerstäubenden YBCO- und STO-Targets hohlzylinderförmig und werden aus gesinterten Materialien angefertigt. Die Targets werden in Sputterkanonen befestigt und in ein Vakuumsystem mit maximal drei Sputterkanonen und einer drehbaren Heizung eingebaut.

Durch die besondere geometrische Ausformung des Targets als Hohlzylinder wird ein Beschuß der wachsenden Schicht mit negativen Ionen (hauptsächlich durch Sauerstoffionen) vermieden, so daß die Schichtqualität nicht degradiert²⁸.

Außerdem wird durch Ausnutzung des Magnetroneneffekts eine wesentliche Steigerung der Sputterrate und somit der Depositionsrate erzielt, da sich die Elektronen auf Spiralbahnen entlang den magnetischen Feldlinien des hinter dem Target angebrachten Magneten bewegen²⁹.

Mit diesem System ist es möglich, epitaktische YBCO- und STO- Schichten auf STO-Substraten sowie polykristallines Au herzustellen. Die Abscheidung der drei Materialien findet "in situ", d.h. in derselben Kammer ohne Unterbrechung des Vakuums statt.

3.1.1 Herstellung von YBCO-Schichten

Sämtliche YBCO-Schichten wurden durch reaktives dc-Sputtern in einer Argon-Sauerstoff - Atmosphäre aufgebracht. Die für das epitaktische Wachstum vom YBCO entscheidenden

Parameter wie Substrattemperatur, Sauerstoff- und Argonpartialdruck und Kathode-Substrat-Abstand müssen geeignet gewählt werden. Hierbei wurde das von Bormann und Nölting³⁰ vorgeschlagene p - T -Phasendiagramm für YBCO als Ausgangspunkt gewählt, aus dem hervorgeht, daß der Sauerstoffgehalt der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ -Schichten keinesfalls unter $x < 6$ fallen darf, da sonst die 1-2-3-Phase zerstört wird. Bei einer Depositionstemperatur von beispielsweise 810°C muß demnach ein Sauerstoffpartialdruck von mindestens 4×10^{-2} mbar gewählt werden, um die 1-2-3-Phase zu stabilisieren. Allerdings liegt die Schicht nicht sofort in der supraleitenden Phase vor, sondern muß noch durch Sauerstoffbeladung in einer Sauerstoffatmosphäre ($\sim 0,8$ mbar) bei einer Temperatur zwischen 400 und 500°C von der tetragonalen in die orthorhombische Phase überführt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die von Geerk²⁸ et. al. optimierten Deposition-Parameter für c -Achsen orientiertes YBCO für Sputterkathoden mit einer invertierten Zylindergeometrie verwendet. Diese Parameter erlaubten ein epitaktisches Aufwachsen der YBCO-Schichten in der tetragonalen Phase bereits während der Abscheidung. Durch langsame „in-situ“ Abkühlung (Abkühlrate $\sim 10^\circ\text{C}/\text{min}$) von der hohen Depositionstemperatur von 810°C auf Raumtemperatur in einer Sauerstoffatmosphäre von $0,8$ mbar wird die tetragonale Phase in die supraleitende orthorhombische Phase transformiert. Letzteres gilt als zweiter Schritt in einem 2-Stufen-Prozeß und reicht aus, um voll beladene YBCO-Schichten ($\delta \approx 0$) zu erhalten. Bei diesem Standard-Verfahren wurden T_c -Werte der YBCO-Schichten zwischen 88 und 89K erreicht. Die Breite des induktiven T_c -Übergangs betrug weniger als $0,5\text{K}$.

Für das Experiment wurden SrTiO_3 -Substrate mit (100) Orientierung gewählt, da sie eine geringe Gitterfehlpassung an die a - und b -Achse des YBCO-Kristalls besitzen und ihr thermischer Ausdehnungskoeffizient im Temperaturbereich von $4,2\text{K}$ (niedrigste Meßtemperatur) bis 810°C (Depositionstemperatur) denjenigen des Supraleiters sehr ähnlich ist³¹. Die $5 \times 10 \times 1 \text{mm}^3$ Substrate wurden mittels Leitsilber auf den Heiztisch geklebt, damit eine gute thermische Kopplung erzielt werden konnte. Die Temperatur des Heiztisches wird mittels eines Chromel/Alumel-Thermoelements gemessen und durch die Regelung des durch den Heizleiter fließenden Stroms präzise kontrolliert. Durch den Einbau eines Reglers läuft die Temperaturbestimmung und -Kontrolle voll automatisch ab.

Die Standardbedingungen für die Herstellung von c -Achsen orientierten YBCO-Schichten (s. Tabelle 2) sind ein $\text{Ar}:\text{O}_2$ -Verhältnis von 1:1 bei einem Gesamtdruck von $0,525$ mbar und einer Gleichstromsputterleistung von $150\text{V} \times 300\text{mA}$. Unter diesen Bedingungen beträgt die Depositionsrate etwa $4\text{nm}/\text{min}$; sie wurde aus Rutherford Rückstreu-Messungen (RBS) bestimmt. Die genannten Sputterbedingungen wurden sowohl für die Abscheidung einzelner YBCO-Schichten als auch für auf YBCO basierende Mehrlagenstrukturen verwendet.

Target	YBa ₂ Cu ₃ O ₇₋₈	SrTiO ₃	Au
Sputtermodus	dc	rf	dc
O ₂ -Anteil im Sputtergas	50%	50%	0%
Ar+O ₂ -Gesamtdruck (mbar)	0,525	0,0475	0,29
Leistung (W)	45	75	20
Heizertemperatur (°C)	810°C	590°C	30-150°C
Depositionsrates (nm/min)	4	1,7	100
Vorsputterzeit (min)	20	15	2

Tabelle 2. Typische Depositionsparameter für die Herstellung von YBCO/STO/Au-Strukturen.

Die Oberflächenbeschaffenheit von YBCO spielt eine zentrale Rolle für die Zwecke der Arbeit, da auf YBCO noch sehr dünne isolierende Schichten, z.B. STO, gesputtert werden müssen, die als Barrieren in Dreitorbauelementen dienen. Die Oberflächenmorphologie von YBCO beeinflusst vor allem die Isolation der auf dieser Unterlage wachsenden Materialien. Nur glatte, möglichst ausscheidungsfreie YBCO-Unterlagen eignen sich für das Wachstum homogener, kurzschlußfreier isolierender Barrieren.

Folgende präparative Einflüsse auf die Oberflächenbeschaffenheit von YBCO wurden berücksichtigt:

- Beschaffenheit der Targetoberfläche, deren Zusammensetzung sich mit zunehmender Benutzungsdauer verändert. So wurde z.B. eine Ba-Abreicherung der Targetoberfläche beobachtet.
- Substratoberfläche

Um glatte YBCO-Schichten routinemäßig herzustellen, wurde Folgendes durchgeführt:

- Die YBCO-Targets wurden regelmäßig poliert bzw. mit Stickstoff ausgeblasen. Nach längerem Sputterbetrieb wurde das Target mit einem feinen Schmirgelpapier abgeschliffen und dann ca. 14 Stunden vorgesputtert. Dadurch erlangte die Targetoberfläche wieder stöchiometrische Zusammensetzung.

- Zur Substratvorbehandlung wurde vor der Deposition eine thermische Vorbehandlung von ca. 1 Stunde bei 810°C unter der Sputteratmosphäre für YBCO durchgeführt. Mit diesem Verfahren beginnt die STO Substratoberfläche wahrscheinlich zu rekristallisieren und bietet so bessere Wachstumsbedingungen als eine unbehandelte, polierte Oberfläche³²

3.1.2 Herstellung von STO-Schichten

Die als isolierende Barrieren benutzten STO-Schichten wurden durch reaktives Hochfrequenzsputtern eines gesinterten hohlzylinderförmigen STO-Targets aufgebracht.

STO wächst auf verschiedenen Substraten, wie z.B. STO oder MgO, epitaktisch bei einer Depositionstemperatur zwischen 590-800°C. Nakamura³³ berichtet sogar von einer Depositionstemperatur von 540°C ohne Verlust der Epitaxie.

Die optimalen Sputterbedingungen hinsichtlich glatter Oberflächen und kleiner Halbwertsbreiten $\Delta\omega$ der Rockingkurven waren ein 1:1 Ar:O₂-Verhältnis, ein Gesamtdruck von 0,0475mbar, eine rf-Leistung von 75W und eine Substrattemperatur von 590°C für das direkte Sputtern auf YBCO-Unterlagen. Die Depositionsrate betrug 1,7nm/min. Die Depositionsparameter für STO-Schichten sind in Tab. 2 zusammengefaßt.

3.1.3 Herstellung von Au-Schichten

Au dient als Gegenelektrode in auf YBCO basierenden Mehrlagenstrukturen. Es wurde in den meisten Fällen auf STO-Barrieren durch Gleichstromsputtern in reiner Argonatmosphäre abgeschlossen. Das Target ist scheibenförmig (3cm Durchmesser) und mit leitendem Kleber an der Kathode befestigt. Die routinemäßigen Depositionsparameter für Au (s. Tab. 2) waren die folgenden: ein Ar-Druck von 0,29mbar, eine Gleichstromleistung von 340Vx56mA und eine Substrattemperatur zwischen 30 und 150°C. Die niedrigen Depositionstemperaturen beruhen auf der Tatsache, daß eine Erwärmung der unter der Gold-Gegenelektrode liegenden YBCO- oder YBCO/STO-Unterlagen vermieden werden muß. Eine Erwärmung der Struktur könnte in einer Sauerstoffmigration in den YBCO- bzw. STO-Schichten resultieren, die zu degradierten elektrischen Eigenschaften führt.

Da die Au-Gegenelektrode im weiteren Verlauf einem Mehrschritt-Strukturierungsvorgang ausgesetzt werden muß, muß Au eine gute Haftung auf YBCO bzw. STO zeigen. Der wichtigste Depositionsparameter, der die Haftung verbessern kann, ist die Depositionstemperatur. Allerdings zeigte in den meisten Versuchen die im erwähnten Bereich gewählte Substrattemperatur keinen Einfluß auf die Haftung von Au, wie durch Vibration der Probe im Ultraschallbad (5min. in Aceton, 2min. in Isopropanol) nachgewiesen werden konnte. Die Depositions-

onsrate unter den genannten Bedingungen beträgt ungefähr 100nm/min. Die Au-Schichtdicke betrug ~50nm.

3.1.4 Herstellung von YBCO/STO/Au-Mehrlagen

Ein schwieriges Problem bei der Herstellung der meisten Mehrlagenstrukturen, insbesondere wenn keramische Materialien beteiligt sind, besteht darin, die Grenzflächen zwischen den Lagen so „sauber“ wie möglich zu erhalten. „Sauber“ bedeutet hier unter anderem, daß keine chemischen Reaktionen zwischen den verschiedenen Materialien bzw. keine wechselseitige Diffusion stattfinden. Ist diese Voraussetzung nicht erfüllt, ist eine Reihe von Defekten an den Grenzflächen die Folge, z.B. falsch orientierte Korngrenzen³⁴. Trotz aller Versuche der Optimierung von Grenzflächen ist es nur in einigen Fällen gelungen, befriedigende Grenzflächen herzustellen³⁵.

Wie vorher bereits erwähnt, ist für diese Arbeit die Oberflächenbeschaffenheit von YBCO, d.h. geringe Rauigkeit und minimale Ausscheidungen, die wichtigste Anforderung an die Depositionstechnik und Optimierungsmethode. Dies beruht darauf, daß die Dicke der auf YBCO-Unterlagen zu deponierenden STO-Barrieren zwischen 2-20nm betragen muß, um einen meßbaren Injektionseffekt zu erzielen. Entsprechend der bestehenden Erfahrungen erfüllen die Schichten, die „in situ“ mittels Kathodenzerstäubung hergestellt wurden, die genannten Kriterien am besten³¹.

Das mit Leitsilber auf dem Heiztisch geklebte einkristalline STO-Substrat wurde zunächst 10min. bei 75°C gehalten, um das flüssige Leitsilber trocknen zu lassen. Nach der 10-minütigen Vorbehandlung blieb das Substrat an Luft bis ca. 250°C, damit sich die im Leitsilber vorhandenen chemischen Bestandteile, die die Targets oder die ganze Depositionskammer kontaminieren könnten, verflüchtigen. Dann wurde die Substrattemperatur auf 810°C eingestellt. Auf diese Weise wurde eine gleichmäßige Verteilung des Leitsilbers unter dem Substrat, besonders an den Kanten, erreicht. Findet keine gleichmäßige Verteilung des Leitsilbers statt oder treten sogar Stellen auf, wo kein Leitsilber vorhanden ist, entstehen Temperaturgradienten, die die Qualität der wachsenden YBCO-Schicht in einer negativen Weise beeinflussen, so daß diese Stellen nicht mehr supraleitend werden.

Unter den in Abschnitt 3.1.1 erwähnten Depositionsbedingungen für YBCO wurden 50-80nm dicke YBCO-Schichten auf einkristalline STO-Substrate, die nach dem beschriebenen „thermischen“ Reinigungsverfahren vorbehandelt wurden, aufgebracht. Anschließend wurde die Substrattemperatur unter Beibehaltung der Sputteratmosphäre auf 590°C verringert. Der für die Deposition von STO optimale Ar-O₂-Gesamtdruck wurde eingestellt, ohne den permanenten O₂-Fluß auf die frische YBCO-Schicht zu brechen, d.h. das O₂-Ventil der YBCO-Kanone darf nicht geschlossen werden, bevor das O₂-Ventil der STO-Kanone geöffnet wor-

den ist. Dies verhindert, daß die YBCO-Unterlage in der Zwischenzeit aus Mangel an O₂ beschädigt wird.

Auf den YBCO-Unterlagen und unter Einsatz der für STO optimierten Depositionsparameter wurden 2-20nm dicke STO-Schichten deponiert. Nach der Abscheidung des Materials wurde das Ar-Ventil geschlossen und das Ar-Restgas abgepumpt. Anschließend wurde O₂ eingelassen, bis ein Partialdruck von 0,8bar erreicht wurde. Im letzten Schritt wurde die Substrattemperatur auf 450°C eingestellt und die Probe eine Stunde auf dieser Temperatur gehalten. Dieser zusätzliche Beladungsschritt ist deshalb notwendig, weil die O₂-Diffusion durch epitaktisch gewachsene Isolatoren sehr langsam ist im Vergleich zu der O₂-Diffusion durch YBCO³². Dünne STO-Schichten können aufgrund ihrer geringen O₂-Durchlässigkeit die vollständige O₂-Beladung von YBCO verhindern.

Nach dem Beladungsschritt wurde die Substrattemperatur auf ca. 100°C, bei gleichbleibendem Druck, eingestellt, um die Au-Gegenelektrode auf STO aufzubringen. Nach Abpumpen von O₂ und Einlassen von Ar wurde unter den in 3.1.3 genannten Bedingungen eine ~50nm dicke Au-Schicht auf STO zur Fertigstellung der Mehrlagenstruktur abgeschieden.

3. 2 Charakterisierung der Schichten

Die gesputterten Schichten wurden anhand ihrer strukturellen Eigenschaften und Oberflächenmorphologie charakterisiert. Rasterkraftmikroskopie (AFM) diente zur Bestimmung der Oberflächenmorphologie, der Rauigkeit und der Dicke der Schichten. Zur Bestimmung der Wachstumsrichtung, Wachstumsgüte und Fremdphasenanteile stand ein Röntgendiffraktometer zur Verfügung. An ausgewählten Proben wurden Rutherford-Rückstreuanalysen (RBS) durchgeführt, damit die Zusammensetzung und Dicke der Schichten ermittelt werden konnte. Die Übergangstemperatur der einzelnen YBCO-Schichten bzw. der YBCO/STO/Au-Strukturen wurde induktiv gemessen.

3.2.1 Charakterisierung der YBCO-Schichten

Röntgendiffraktometrie

Die Kristallinität der YBCO- und STO-Schichten wurde mit Hilfe der Röntgendiffraktometrie analysiert. Röntgenbeugung an Kristallen beruht auf einem Interferenzprozeß, bei dem die Röntgenstrahlen ohne Änderung der Wellenlänge an Elektronen der Kristallatome gestreut werden⁴⁷. Unter bestimmten geometrischen Bedingungen treten Reflexe auf, deren Winkellagen durch die Bragg-Reflexionsbedingung bestimmt werden⁴⁸. Der schematische Aufbau eines Zweikreisdiffraktometers in Bragg-Brentano-Fokussierungsgeometrie⁴⁹ ist in Abb. 3.1 gezeigt. Hierbei bezeichnet 2θ den Winkel zwischen einfallendem und reflektiertem Strahl, ω den Winkel zwischen der Probenoberfläche und dem einfallenden Strahl und ϕ den Rotationswinkel der Probe um die Oberflächennormale.

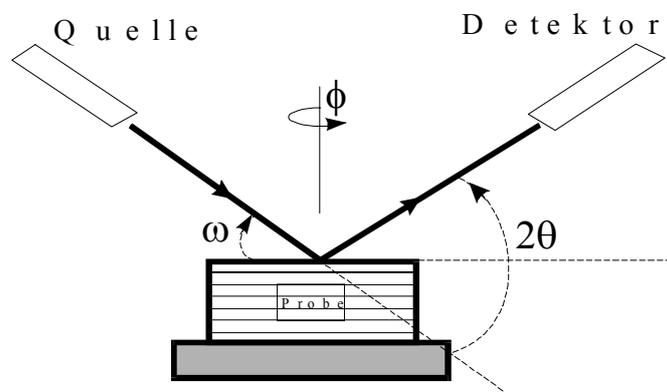


Abb. 3.1. Schematischer Aufbau eines Röntgendiffraktometers

Bei der Untersuchung wurden θ - 2θ -Scans in der Bragg-Brentano-Geometrie aufgenommen, wobei üblicherweise ein Winkelbereich von 15 - 70° unter der Bragg-Bedingung $n\lambda=2d\sin\theta$ untersucht wird. Hierbei ist λ die Wellenlänge der verwendeten Strahlung ($\lambda=1,5405\text{\AA}$, $\text{CuK}\alpha_1$ -Strahlung), d der Abstand der Netzebenen und θ der Braggwinkel. Auf diese Weise sind Aussagen über die Epitaxie und den Abstand der einzelnen Netzebenen senkrecht zum Substrat zu erhalten. Darüber hinaus läßt sich aus den Beugungsspektren erkennen, ob neben der gewünschten c -Achsen-Orientierung der YBCO-Schicht auch andere Orientierungen, z.B. a -Achsen-Orientierung, vorliegen oder Fremdphasen (falls epitaktisch) eingebaut sind. Desweiteren kann aus den Winkellagen der c -Achsen-Reflexe der Sauerstoffgehalt des Films abgeschätzt werden, da die c -Gitterkonstante empfindlich vom Sauerstoffgehalt abhängt⁵⁰. Sie nimmt mit wachsendem Sauerstoffgehalt ab. Allerdings ist die Beziehung zwischen Sauerstoffgehalt und c -Gitterkonstante nicht eindeutig, da auch Kationen-Defekte zu einer Änderung von c führen können.

Drei verschiedene Methoden können zur Bestimmung der Wachstumsrichtungen und Wachstumsgüten der Schichten verwendet werden, die sich durch die Winkelbewegung während der Messung unterscheiden. Zur Bestimmung des Gitterparameters und der Ausrichtung einer kristallinen Schicht senkrecht zur Substratoberfläche dient die sogenannte θ - 2θ -Scan-Methode, bei der sich der Detektor mit doppelter Winkelgeschwindigkeit wie die Probe bewegt. Demzufolge werden nur Netzebenen im Diffraktogramm detektiert, die parallel zur Substratoberfläche verlaufen. Für orthorhombische, tetragonale und kubische Elementarzellen mit Gitterparametern a , b und c läßt sich der Netzebenenabstand d_{hkl} nach folgender Gleichung berechnen⁵¹: $d_{hkl} = 1 / \sqrt{(h/a)^2 + (k/b)^2 + (l/c)^2}$. Bei einem hohen Grad an Textur und einheitlicher Dicke einer Schicht können Laueoszillationen beobachtet werden. Es treten neben dem Hauptreflex Satellitenreflexe auf, aus denen die Schichtdicke x nach $x=\lambda/2(\sin\theta_i - \sin\theta_{i-1})$ berechnet werden kann. Hierbei sind θ_i und θ_{i-1} die Positionen benachbarter Satelliten. Diese Nebenreflexe entstehen aufgrund der endlichen Netzebenenzahl und sind bei dünnen Schichten mit geringer Netzebenenzahl auflösbar⁴⁷.

Abb. 3.2 zeigt das Beugungsspektrum einer $\sim 60\text{nm}$ dicken YBCO-Schicht, deponiert auf einem (100)-STO-Substrat. Für YBCO wurden ausschließlich (00 l)-Reflexe beobachtet. Die Anwesenheit von Ausscheidungen (Y_2O_3) konnte durch die Analyse der Röntgenaufnahmen ebenfalls festgestellt werden.

Aufgrund der Bragg-Reflexionsbedingung an jedem 00 l -Reflex kann aus Abb. 3.2 der c -Achsen-Gitterparameter bestimmt werden. Für die untersuchte YBCO-Schicht wurde $c=11,689\text{\AA}$ erhalten. Ein an massivem YBCO gemessener Wert von $11,683\text{\AA}$ wurde von Claus et al.¹¹² berichtet und gilt als Standardwert für Proben mit optimaler Sauerstoffdotierung ($x=6,94$).

Wie oben erwähnt, können die c -Gitterkonstanten zur Bestimmung des Sauerstoffgehalts des Filmes dienen. Nach Claus et al.¹¹² läßt sich der Sauerstoffgehalt der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten YBCO-Schichten auf $x=6,92$ abschätzen.

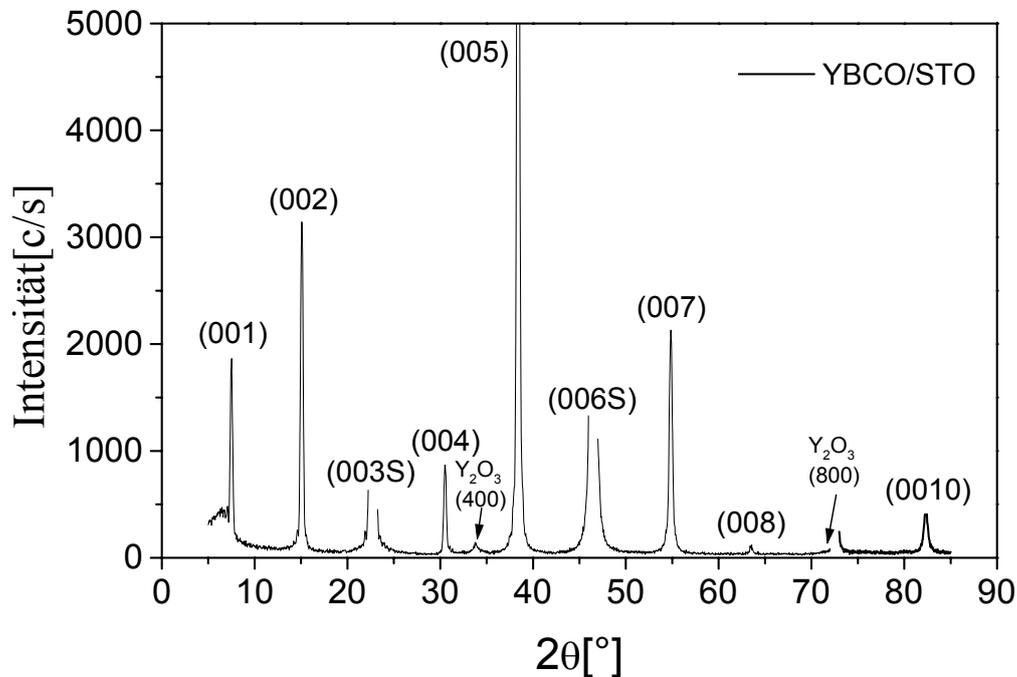


Abb. 3.2. Röntgendiffraktogramm einer YBCO-Schicht, aufgebracht auf ein (100)-STO-Substrat. Für YBCO werden ausschließlich (00l)-Reflexe beobachtet. Reflexe, die sich Y_2O_3 -Ausscheidungen zuordnen lassen, werden ebenfalls beobachtet.

Sogenannte Rockingkurven wurden zur Bestimmung der kristallinen Qualität herangezogen. Bei der Aufnahme dieser Kurven ist die Position des Detektors zum Substrat (2θ -Winkel) auf den zu untersuchenden Reflex des Filmes fest eingestellt, der einfallende bewegt sich ("rockt") um den dazu gehörenden Winkel $\omega=\theta$, bei dem im Falle von perfektem einkristallinem Wachstum normal zur Oberfläche der maximale Reflex zu erwarten ist. Bei einem perfekten Kristall (z.B. für einen Saphir-Einkristall) dürfte nur die apparative Verbreiterung (typischerweise $0,04^\circ$ bei $\theta=38^\circ$)^{52,53} detektiert werden, da nur für den exakten Winkel $\omega=\theta$ die Bragg-Bedingung erfüllt ist. Dagegen verbreitert sich bei Schichten reduzierter kristalliner Qualität die aufgenommene Kurve. Die Halbwertsbreite dieser Meßkurve ist ein Maß für die Güte der Kristallinität. Eine Rockingkurve des (005)-Reflexes von YBCO auf STO mit einer Halbwertsbreite von $\sim 0,4^\circ$ ist in Abb. 3.3 dargestellt.

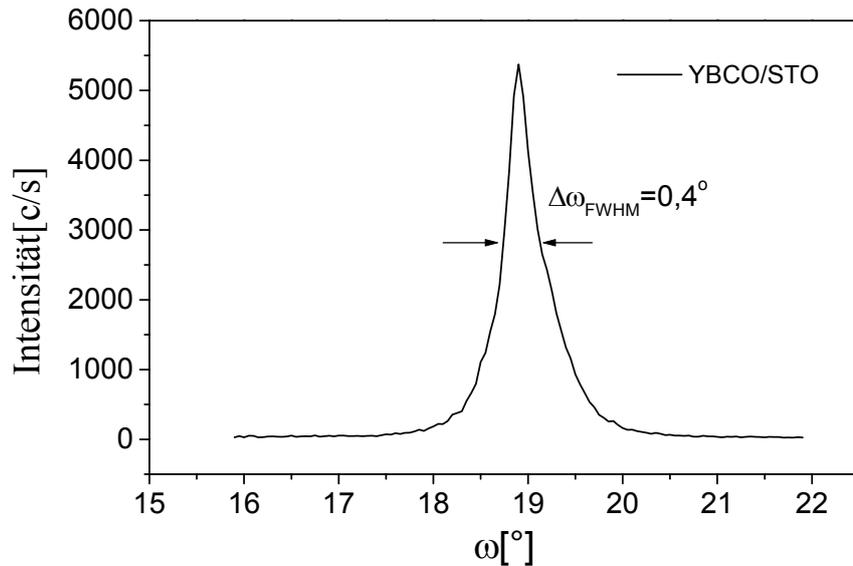


Abb. 3.3. Rockingkurve für den (005)-Reflex einer YBCO-Schicht auf STO. Die relativ schmale Halbwertsbreite dieser Kurve spricht für eine hohe Güte des orientierten Schichtwachstums.

Oberflächenmorphologie

Die wichtigsten Voraussetzungen für die Verwendung von YBCO-Filmen in den Injektionskontakten sind glatte und möglichst ausscheidungsfreie Oberflächen. Die Oberflächenbeschaffenheit einer supraleitenden oder isolierenden Dünnschicht, die die ersten Anhaltspunkte über die Qualität des Films liefert, wurde mit einem Rasterkraftmikroskop ermittelt. Eine feine Spitze wird über die Schichtoberfläche geführt und ihre Auslenkung durch Van-der-Waals-Kräfte zwischen Spitze und Probe detektiert. Die mittlere Rauigkeit R_a wird durch Mittelung der aufgenommenen Meßhöhen des untersuchten Rasterbereichs angegeben⁵⁴.

Somit ergibt sich $R_a = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |\bar{z} - z_i|$, $\bar{z} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n z_i$, wobei \bar{z} die mittlere Höhe und z_i die Höhe der einzelnen Punkte bezeichnet.

Mit dieser Methode kann ein maximaler lateraler Bereich von $75 \times 75 \mu\text{m}^2$ untersucht werden; daher erfordert die Charakterisierung einer gesamten Schicht ($5 \times 10 \text{mm}^2$) das Abtasten und Vergleichen repräsentativer Stellen.

Abbildung 3.4 zeigt ein Beispiel für eine glatte YBCO-Oberfläche mit einer mittleren Rauigkeit $< 2 \text{nm}$ über eine gemessene Fläche von $50 \times 50 \mu\text{m}^2$. Eine solche Oberflächenqualität, die unter optimierten Bedingungen (Substratoberfläche, Targetbeschaffenheit etc.) routinemäßig zu erhalten ist, erwies sich als vollkommen ausreichend, um kontrolliert eine sehr dünne dielektrische Barriere (STO) auf der YBCO-Unterlage wachsen zu lassen.

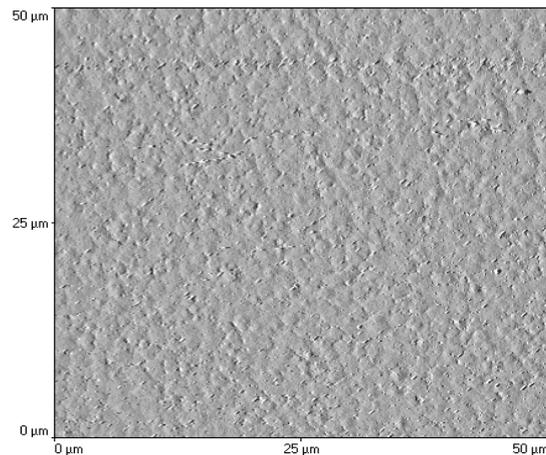


Abb. 3.4. AFM-Aufnahme einer 50nm dicken YBCO-Schichtoberfläche auf STO. Die Oberfläche ist glatt, riß- und ausscheidungsfrei und weist eine mittlere Rauigkeit von $\sim 1,8\text{nm}$ auf.

Die AFM-Mikroskopie bietet auch die Möglichkeit, Schichtdicken zu bestimmen. Hierzu muß in der betreffenden Schicht eine Kante geätzt und die so entstandene Stufenhöhe mit der sich über die Stufe bewegend Spitze des Mikroskops gemessen werden. Im besten Fall (sehr glatte Oberflächen) weichen die auf diese Weise gemessenen Schichtdicken um $\sim 10\%$ von den durch Rutherford-Rückstreu-Spektroskopie (RBS) bestimmten Werten ab.

Rutherford-Rückstreuung (RBS)

Die Zusammensetzung und die Dicke der Schichten lassen sich durch Rutherford-Rückstreu-Spektroskopie (RBS) ermitteln, indem die Schichten mit beschleunigten He^+ -Ionen einer festen Energie (hier 2MeV) bestrahlt und der Anteil der an den Atomkernen der Schicht und des Substrats zurückgestreuten Ionen in einem Detektor zum einfallenden Strahl energieaufgelöst gemessen wird. Die Energie der rückgestreuten Ionen hängt von der Masse des Target-Atoms, an dem sie gestreut werden, und der Tiefe des streuenden Atoms in der Probe ab; von daher enthält das RBS-Spektrum Informationen über die Zusammensetzung der Probe mit Tiefenauflösung.

In Abb. 3.5 ist als Beispiel das Rückstreuspektrum einer $\sim 60\text{nm}$ dicken YBCO-Schicht auf einem STO-Substrat gezeigt.

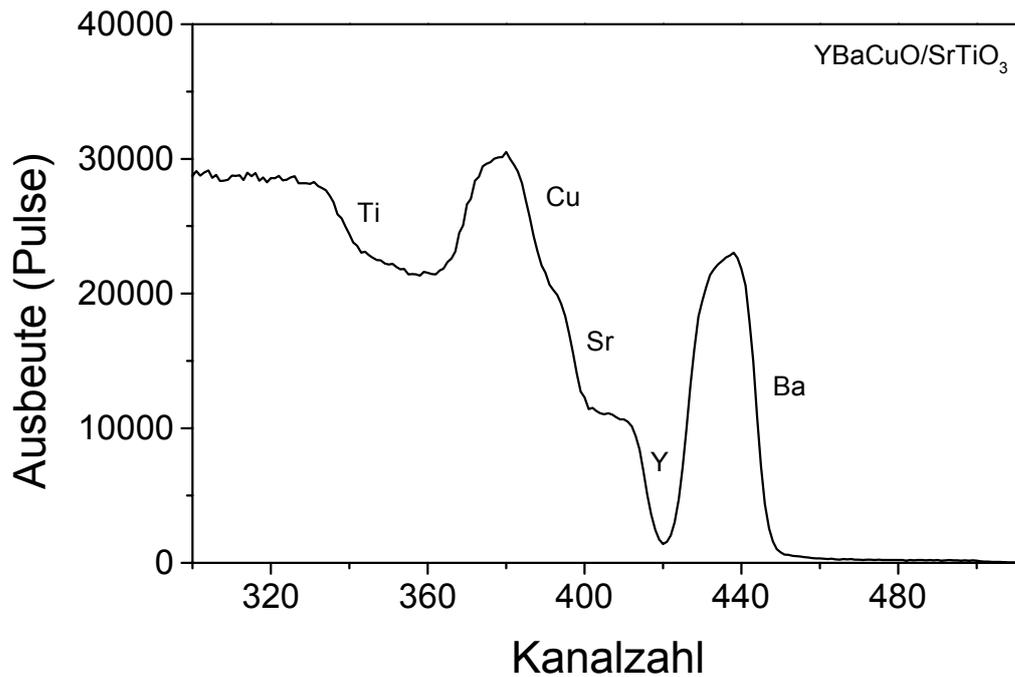


Abb. 3.5. RBS-Spektrum eines gesputterten YBCO-Films. Der Film ist ~60nm dick.

Zur Bestimmung der Schichtzusammensetzung ist es hilfreich, wenn die Atommassen so weit auseinander liegen und die Schicht so dünn ist, daß eine Trennung der Peaks möglich ist. Dies ist für Ba, Y und Cu in YBCO gewährleistet. Um eine deutliche Trennung zwischen Substrat- und Schichtpeaks im RBS-Spektrum zu erreichen, sollte ein Substratmaterial verwendet werden, dessen Komponenten Atommassen aufweisen, die so klein sind, daß sie von denen des Schichtmaterials zu trennen sind. Infolgedessen werden in der Regel MgO-Substrate zum Aufbringen der durch RBS-Spektroskopie zu untersuchenden Probe eingesetzt⁴⁷.

Wird ein gemessenes Spektrum mit einem für die elementare $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ -Verteilung simulierten Spektrum (mit Hilfe des Programmes RUMP) verglichen, so kann auf die Stöchiometrie der Schicht geschlossen werden. Durch dieses Verfahren ergab sich für die Probe in Abb. 3.5 die Zusammensetzung $\text{Y}_1\text{Ba}_{1,9}\text{Cu}_{2,8}\text{O}_{6,9}$. Diese Werte weisen relativ leichte Abweichungen von der gewünschten 1:2:3:7-Stöchiometrie auf. Die Abweichungen können in erster Näherung als gering angesehen werden und sollten daher keinen Einfluß auf die supraleitenden Eigenschaften der Schichten haben⁴, wie im folgenden durch elektrische Messungen nachgewiesen wird.

Induktive T_c -Messung eines YBCO-Films

Als erster Test der deponierten Filme hinsichtlich ihrer supraleitenden Eigenschaften diente eine automatisierte induktive Messung der Sprungtemperatur T_c , die auf Grund der kontaktlosen Methode Vorteile gegenüber der resistiven Charakterisierung besitzt. Dazu wird die Probe zwischen zwei Spulen befestigt und abgekühlt. In der Primärspule (Spuleninnendurchmesser $\sim 2\text{mm}$) wird ein Magnetfeld erzeugt, welches in der Sekundärspule eine Spannung induziert, die mit einem Lock-In-Verstärker gemessen wird. Wird die kritische Temperatur T_c des Films unterschritten, so schirmt der Supraleiter das Magnetfeld der Primärspule ab. Die in der Sekundärspule induzierte Spannung nimmt dann stark ab. Die Sprungtemperatur T_c kann z.B. durch den Temperaturwert des Maximums der Ableitung des gemessenen Signals nach der Temperatur definiert werden (s. Inset Abb. 3.6). Abb. 3.6 zeigt eine typische T_c -Messungen einer $\sim 50\text{nm}$ dicken YBCO-Lage. Es ist ein abrupter Übergang zwischen der normalleitenden und supraleitenden Phase zu erkennen.

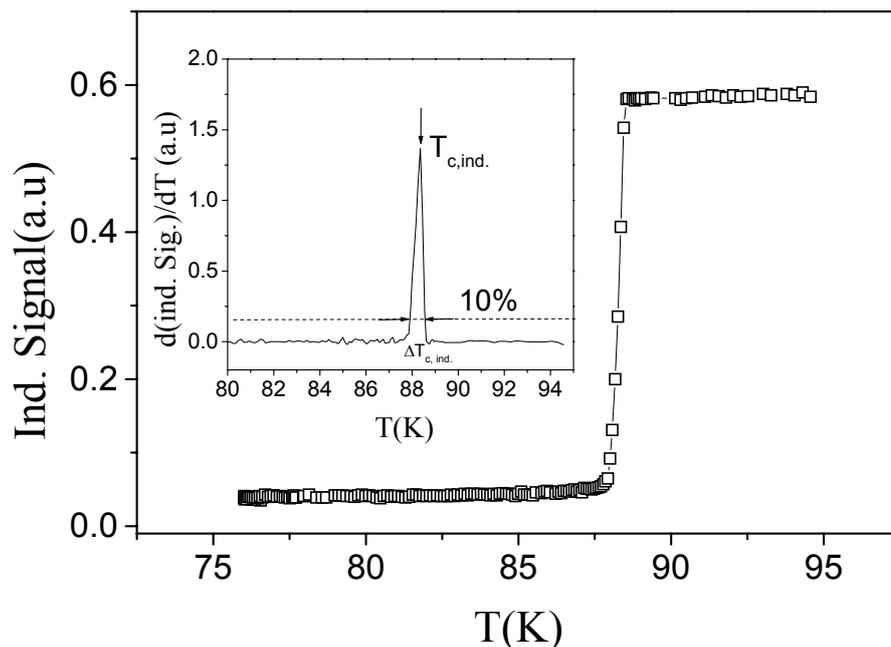


Abb. 3.6. Induktive Messung der Sprungtemperatur eines YBCO-Filmes. Das Nebenbild zeigt die Ableitung der Meßkurve, die zur eindeutigen Bestimmung von T_c und ΔT_c dient; dabei wird T_c dem Maximum gleichgesetzt und ΔT_c dem Abstand der 10% Werte des Maximums. Für die Filme ergibt sich dabei typischerweise eine Übergangstemperatur von $\sim 89\text{K}$ mit einer Übergangsbreite von ungefähr $0,4\text{K}$.

3.2.2 Charakterisierung der STO-Schichten

STO ist ein vielversprechendes Material für die elektrische Trennung zwischen zwei supraleitenden Lagen³⁵, vorausgesetzt, daß die Rauigkeit der supraleitenden Unterlage nicht die Dicke der Barriere überschreitet. Vor allem bei der Herstellung von SIS- und SIN-Kontakten, bei denen die Dicke der isolierenden Zwischenschichten nur einige Nanometer betragen darf, werden strenge Anforderungen an die Oberflächenmorphologie der supraleitenden Schichten und die Homogenität der Bedeckung der STO-Lagen gestellt. Demzufolge muß die Qualität der einzelnen YBCO- und STO-Lagen und Grenzfläche optimiert werden, damit grundsätzliche Fragen bzgl. der Wirkung der Mikrostruktur auf Phasenübergänge und ac- und dc-Leitfähigkeit geklärt und die vielen potentiellen Anwendungen der neuen keramischen Materialien in Angriff genommen werden können. Im folgenden wird kurz auf das Wachstum von dünnen STO-Schichten auf YBCO-Lagen eingegangen. Dabei werden die morphologischen und strukturellen Aspekte der Mehrkomponentenstrukturen behandelt.

Wachstum von YBCO/STO-Doppellagen auf STO

Essentiell bei der Entwicklung der auf dünnen STO-Barrieren basierenden Quasiteilchen-Injektionsbauelemente ist das Wachstums zuverlässiger STO-Schichten hoher kristalliner Qualität und bestimmter Dicke auf supraleitenden Lagen. Allerdings erschwert die chemische Instabilität der Perovskite in reaktiven Sauerstoffatmosphären ein perfektes Wachstum der Barrieren, und daher hängt der Herstellungsprozeß sehr sensitiv von den Depositionsparametern ab⁵⁵.

Wie in Abschnitt 3.1.2 besprochen wurden die dünnen STO-Schichten unter optimierten Bedingungen bzgl. der Beschaffenheit der Substrat- und YBCO-Oberfläche hergestellt. Die dort erwähnten Optimierungsmaßnahmen und die dabei optimierten Herstellungsparameter wurden bei jedem Versuch verwendet. Auf diese Weise ist es gelungen, routinemäßig glatte YBCO-Oberflächen (mittlere Rauigkeit $\leq 1,8\text{nm}$) auf (100)-STO-Substraten zu erhalten. Auf diesen "sauberen" Oberflächen wurden kontinuierliche, kurzschlußfreie und hoch isolierende STO-Schichten (sogar mit nominellen Dicken bis herab auf 2nm) erhalten, was für die Herstellung der Kontakte von elementarer Wichtigkeit ist.

Das Verfahren zur Herstellung von STO-Lagen darf die darunterliegende YBCO-Schicht nicht stark beeinflussen, d.h. die Deposition von STO unter den dafür gewählten Bedingungen darf zu keiner starken Degradierung der Eigenschaften der supraleitenden Schichten führen. In Abb. 3.7 ist der induktiv gemessene Übergang zur Supraleitung eines $\sim 50\text{nm}$ dicken YBCO-Films vor und nach dem Aufbringen einer $\sim 3\text{nm}$ dicken STO-Deckschicht dargestellt.

Aus dem Kurvenverlauf in Abb. 3.7 wird ersichtlich, daß sich die kritische Temperatur der Supraleiterschicht durch die vollständige Bedeckung mit einer dünnen Isolatorschicht (STO) nicht erheblich verschlechtert. Die Sprungtemperatur der Doppellage reduziert sich zwar um ein Grad, aber der induktive T_c -Übergang ist so scharf wie der der Monolage, was ein Hinweis dafür ist, daß die O_2 -Beladung von YBCO durch die sauerstoffundurchlässige STO-Deckschicht nicht dramatisch beeinträchtigt wird⁴⁷. Die hohen kritischen Ströme ($2\text{-}3 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$) bei 77K, gemessen an strukturierten Proben, sind ein weiteres Indiz für die gute Qualität der mit STO beschichteten YBCO-Unterlagen.

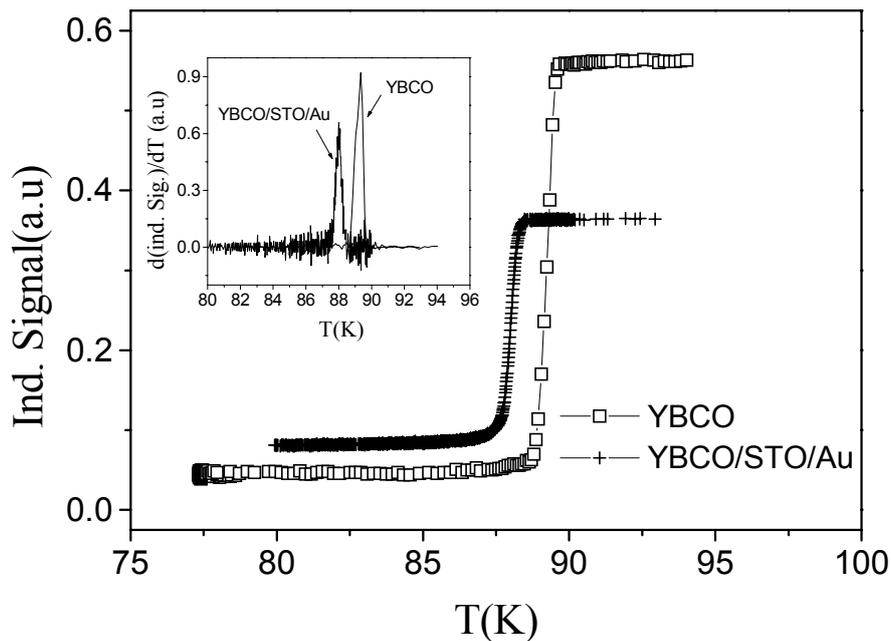


Abb. 3.7. Induktive T_c -Messung an einer YBCO-Unterlage vor und nach der Deposition einer STO-Deckschicht.

Oberflächenmorphologie der STO-Schichten

Als kubischer Perovskit benötigt STO für das Schichtwachstum- im Vergleich zu Hochtemperatursupraleitern- niedrigere Substrattemperaturen, wobei $T_s=520^\circ\text{C}$ allerdings nicht unterschritten werden darf: Bei zu niedrigen Temperaturen ist der Perovskit nämlich nicht mehr stabil⁵⁵. Anhand detaillierter Untersuchungen an YBCO/STO-Grenzflächen ist gezeigt worden, daß die Deposition von STO auf glatten YBCO-Oberflächen bei relativ niedrigen Substrattemperaturen Grenzflächen hoher Qualität hervorbringt⁵⁸. Dabei wurde gezeigt, daß die Interdiffusion an der YBCO/STO-Grenzfläche vernachlässigt werden kann, solange die Substrattemperatur auf einen Wert von ungefähr 600°C eingestellt wird. Bei dieser Substrattemperatur konnten auch sehr glatte Oberflächen mit einer Rauigkeit, die zwei Einheitszellen von c-Achsen orientiertem YBCO entspricht, erhalten werden. Weiterhin erwies sich die Deposition von STO-Lagen mittels eines MBE-Systems bei Substrattemperaturen von 530°C als ein effektives Verfahren, um die Bildung einer schwach dielektrischen Zone an der Grenz-

fläche zu vermeiden⁵⁸. Die durch Sputtern oder PLD aufgetragenen STO-Schichten wachsen auf verschiedenen Substraten epitaktisch bei einer Depositionstemperatur zwischen 590 und 800°C. Epitaktisches Wachstum ist sogar bei einer Depositionstemperatur von 300°C durch ein MBE-System erhalten worden³³. Allerdings war die kristalline Qualität der so präparierten Schichten nicht optimal.

Die Abhängigkeit der strukturellen und elektrischen Eigenschaften dünner YBCO- bzw. STO-Schichten von Parametern wie dem Gesamtdruck oder der Depositionsrate wurde in der vorliegenden Arbeit nicht systematisch untersucht. STO-Schichten wurden von einem Target mit der Zusammensetzung SrTiO₃ auf YBCO-Unterlagen bei zwei verschiedenen Substrattemperaturen, nämlich 750°C und 590°C, aufgebracht. Anschließend wurden die entsprechenden morphologischen Eigenschaften durch AFM-Mikroskopie untersucht.

In Abb. 3.8 sind 5x5µm²- AFM-Aufnahmen einer 3nm dicken STO-Lage, aufgebracht bei einer Substrattemperatur von 750°C auf 50nm dicken YBCO-Unterlagen, zu sehen. Bei einer hohen mittleren Rauigkeit von YBCO >10nm ist eine sehr ausgeprägte Form des Inselwachstums zu erkennen (Abb. 3.8(a)). Die Höhe der "Inseln" variiert zwischen 50 und 70nm. Damit lassen sich nur schwer kontinuierliche Barrieren herstellen, wie geringer Isolationswiderstand und Kurzschlüsse belegen. Wenn die Rauigkeit der YBCO-Filme auf ≤2nm verringert wird, wird die Qualität der darüberliegenden STO-Filme deutlich besser. Dies ist in Abb. 3.8(b) zu sehen. Das Inselwachstum ist immer noch zu erkennen; jedoch sind diese Filme kontinuierlich und haben einen Widerstand von ca. 1MΩ bei einer Meßtemperatur von 77K.

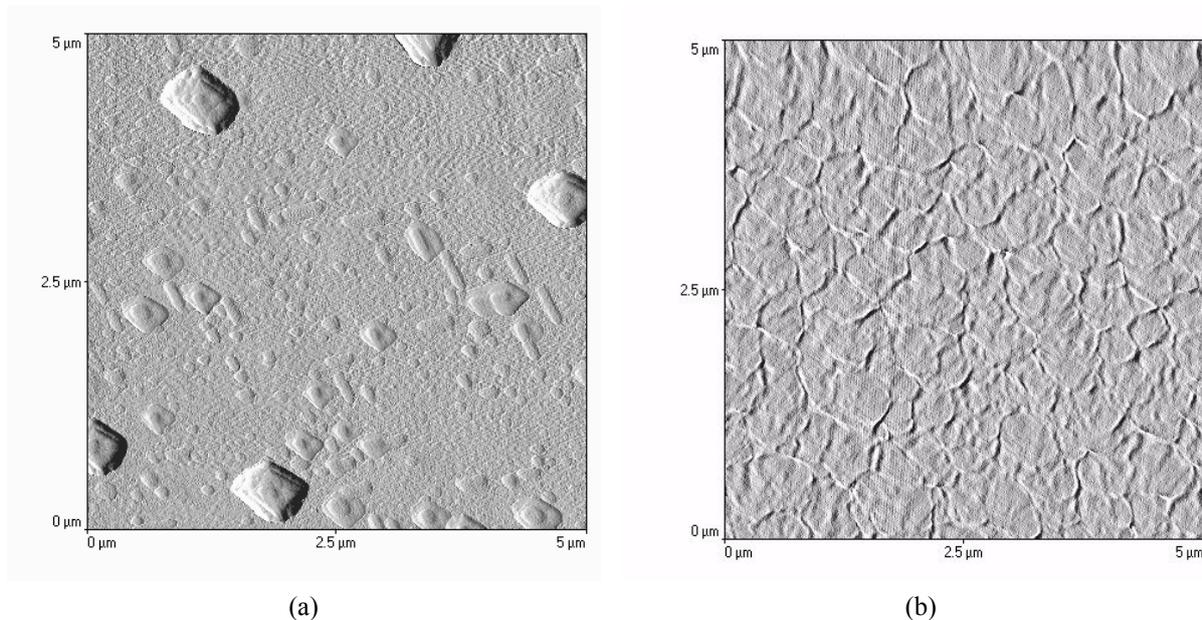


Abb. 3.8. (a) Inselwachstum einer 3nm dicken STO-Lage deponiert auf rauher YBCO-Unterlage ($R_a > 10\text{nm}$) bei 750°C. Die Höhe der Inseln variiert hier zwischen 50 und 70nm. (b) Oberfläche einer 3nm dicken STO-Schicht deponiert auf einer glatten YBCO-Unterlage ($R_a < 3\text{nm}$). Ein Inselwachstum ist hier immer noch zu erkennen. Der gemessene Widerstand dieser Schicht von ca. 1MΩ belegt, daß sie gleichmäßig bedeckend und ohne Kurzschlüsse ist.

Um das bei relativ hohen Substrattemperaturen (T_s) beobachtete Inselwachstum zu vermindern, wurde T_s versuchsweise auf 590°C reduziert und dann 3nm dickes STO auf YBCO aufgebracht. Diese Wahl von T_s hat den Hintergrund, daß gute STO-Schichten auf Nb-dotierten STO-Substraten bei dieser Temperatur abgeschieden worden sind³².

Ein Einfluß auf die elektrischen Eigenschaften von YBCO durch die Depositon von STO bei 590°C war nicht zu bemerken. Ein erstes Indiz dafür gab die induktive T_c -Messung an einer YBCO/STO/Au-Mehrlagenstruktur (s. Abb. 3.7). Für die Zweilagenschicht wurde die typische YBCO-Oberfläche fast identisch abgebildet ($R_{\text{aYBCO}} \approx R_{\text{aSTO}}$), ohne daß ein ausgeprägtes Inselwachstum beobachtet wird. Ein Beispiel einer solchen STO-Oberfläche ist in Abb. 3.9 zu sehen. Somit wurden im weiteren Verlauf der Untersuchungen die STO-Barrieren immer bei 590°C hergestellt.

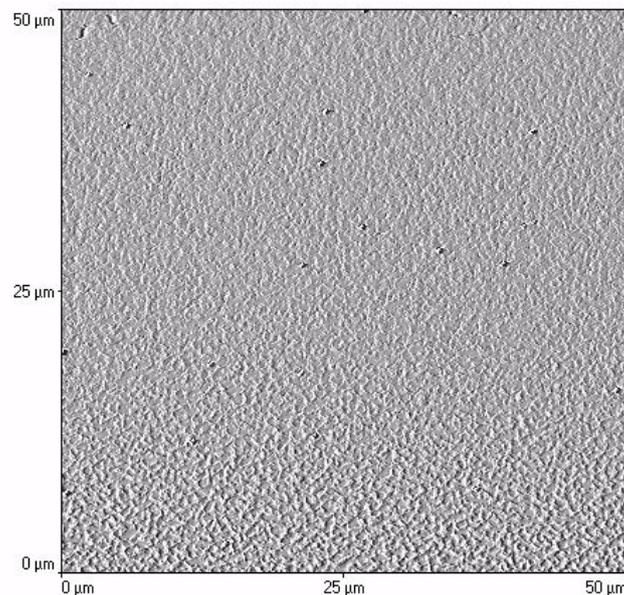


Abb. 3.9. Ein Beispiel für eine glatte STO-Oberfläche. Die 3nm dicke STO-Schicht wurde auf einer YBCO-Unterlage mit einer mittleren Rauigkeit $<2\text{nm}$ bei 590°C aufgebracht.

3.3 Strukturierung der Mehrlagen zu Injektionsbauelementen

In diesem Abschnitt soll die verwendete Lithographie und die nachfolgende Strukturierung der Quasiteilcheninjektions-Kontakte auf der Basis planarer Mehrlagenstrukturen vorgestellt werden. Daher wird zuerst das Strukturieren kleiner Brücken auf YBCO/STO/Au- bzw. YBCO/Au-Heterostrukturen, danach ein lift-off-Verfahren zur Isolation der Gegenelektrode (Au) von der Basisstruktur (YBCO) und schließlich die Strukturierung von Kontakten beschrieben.

Mikrobrückenpräparation

Um volumenabhängige Effekte in den Quasiteilcheninjektions-Kontakten herausarbeiten zu können, müssen möglichst kleine Strukturen im Mikrometerbereich hergestellt werden. Dieses geschieht normalerweise mittels optischer Lithographie und Ionenstrahlätzen (Ion-Beam-Etching IBE).

Das Anfertigen von Quasiteilcheninjektions-Kontakten ist ein Mehrlagenprozeß, dessen erfolgreicher Verlauf das Erfüllen verschiedener Bedingungen erfordert, u.a. das Vorhandensein einer schwingungsfreien Belichtungsmaschine, womit eine genaue Justierung der Masken erzielt werden kann, und die genaue Temperierung des Gelbraums, damit Temperaturschwankungen die photolithographischen Prozesse nicht nachteilig beeinflussen können.

Für die Zwecke der vorliegenden Arbeit ist die Herstellung von YBCO/STO/Au-Mikrobrücken bis zu $5\mu\text{m}$ Breite und $20\text{-}40\mu\text{m}$ Länge notwendig. Da die Größe der Strukturen nicht im sub- μm -Bereich liegt, eignete sich die im Institut vorhandene Belichtungsmaschine mit einer Wellenlänge von 365nm für die Herstellung wohl definierter Strukturen mit scharfen Kanten.

Beschreibung des Maskensatzes

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Chrommasken der planaren Injektionskontakte, die an der Universität von Twente hergestellt wurden, sind für $5\times 10\text{mm}$ große Substrate ausgelegt; jeder Maskensatz hat 4 kleine Brücken mit je 4 Kontaktbänken und pro Brücke zwei Zuleitungen zur Kontaktierung der Gegenelektrode (siehe Abb. 3.10). Insgesamt sind es 24 Kontaktbänke, 12 auf jeder Seite. Zusätzlich ist auf der Maske eine kleine Brücke, an der T_c und j_c separat gemessen werden kann. Der gesamte Maskensatz ist nach folgendem Muster aufgebaut: die linke Spalte dient der Strukturierung der Basiselektrode, die zweite Spalte der Definition der Gegenelektrode, die dritte Spalte in Reihe B und C1 der Festlegung des Isola-

tionsfensters, und die anderen Masken in A, B und C sind die lift-off Masken der Zuleitung für die Gegenelektrode. Die letzte Maske in Reihe D ist zum Entfernen der Photolackwulste an den Substraträndern nach dem Aufschleudern des Photolackes gedacht.

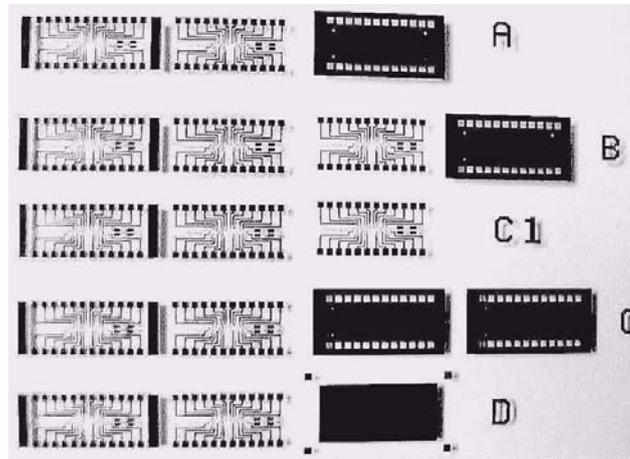


Abb. 3.10. Gesamtansicht des Maskensatzes. Die Masken sind asymmetrisch aufgebaut.

Die Dimensionen der verschiedenen Brücken auf dem gesamten Maskensatz sind die folgenden:

Reihe A: Breite $3\mu\text{m}$ und Länge $20\mu\text{m}$,

Reihe B: Breite $5\mu\text{m}$ und Länge $20,12,12$ und $20\mu\text{m}$,

Reihe C bzw. C1: Breite $5\mu\text{m}$ und Länge $20,12,40$ und $20\mu\text{m}$ und

Reihe D: Breite $5\mu\text{m}$ und Länge $20,12,40$ und $20\mu\text{m}$.

Photolithographisches Verfahren

Im allgemeinen besteht die optische Lithographie darin, die gewünschten Strukturen durch UV-Strahlung von einer Chrommaske in den Lack zu übertragen. Am vorteilhaftesten dafür erwies sich das folgende Verfahren:

Schritt 1: Belackten des Substrates

Es wird zunächst Photolack (Höchst AZ 8112) mit $5000\text{U}/\text{min}$ aufgeschleudert und für 10min bei ca. 90°C getrocknet. Danach wird das belackte Substrat einige Minuten gut ausgekühlt.

Schritt 2: Randentlackung

Zum Entfernen der Lackwülste an den Ecken des Substrates wird der Lack mit der dritten Maske in Reihe D optisch so belichtet und entwickelt, daß möglichst saubere und gut definierte Lackkanten entstehen. Dies dient dazu, daß die weiteren Chrommasken direkt auf

dem Lack liegen, so daß das Bild der Maske ohne Beugungseffekte in den Lack übertragen wird. Die Lichtleistung, gemessen bei Wellenlänge von 365nm, beträgt ungefähr $10\text{mW}/\text{cm}^2$. Die Flutbelichtung und die entsprechende Entwicklung mit dem Entwickler Höchst AZ 303 (Verhältnis Entwickler:Wasser 1:4) dauern 60 bzw. 15sec. Dieser Vorgang gilt als Vorschrift, bevor die weiteren notwendigen Masken eingesetzt werden.

Schritt 3: Definition der Basiselektrode für $5\mu\text{m}$ breite Stege

Bei diesem Schritt wird die YBCO/STO/Au-Heterostruktur in vier Brücken, Zuleitungen der Gegenelektroden und Kontaktbänke strukturiert. Dazu wird die in Abb. 3.10 dargestellte Maske (C bzw. C1 auf dem Maskensatz) eingesetzt. Das Bild der Maske wird durch eine Belichtung von 12sec und eine Entwicklung von 30sec auf den Lack übertragen. Dieses Bild wird nun durch Ionenstrahlätzen auf das Substrat übertragen. Bei diesem nicht-reaktiven Trockenätzen werden Argon-Ionen durch ein Feld beschleunigt, so daß ein gleichförmiger gerichteter Strahl auf die Probe auftritt. Durch Impulsübertragung werden die frei liegenden, nicht von Photolack abgedeckten Schichten abgetragen. Aufgrund der hohen Anisotropie des Verfahrens findet kein Unterätzen statt, was wohl definierte Kanten zur Folge hat. Für die Zwecke der Arbeit wurde eine Kaufman-Ar-Ionenquelle mit einem Durchmesser von 3cm von Commonwealth Scientific verwendet. Die wesentlichen Ätzparameter zum vollständigen Ätzen der Basisstruktur sind in Tabelle 3.1 aufgeführt.

Ar-Gesamtdruck (mbar)	$1,4 \times 10^{-4}$
Strahlstrom (mA)	20
Beschleunigungs-Spannung (V)	500
Ätzzeit (min):	7
Abstand Ionenquelle-Probenhalter (cm)	12
Probenkühlung durch	Wasser

Tabelle 3.1: Verwendete Parameter zum Trockenätzen der Basisstruktur

Das Begrenzen des Ionenstrahlstroms auf 20mA und der Beschleunigungs-Spannung auf 500V ist notwendig, damit ein allzu großer Anstieg der Proben temperatur durch größere Ionenstrahlleistung verhindert wird, der im Vakuum zur Diffusion von Sauerstoff aus der YBCO-Schicht führen könnte, was sich in degradierten elektrischen Eigenschaften der geätzten YBCO-Mikrobrücken niederschlagen würde. Das Befestigen des Substrats mit Leitsilber auf einem wassergekühlten Halter gewährleistet eine befriedigende Wärmeabfuhr.

Da abgetragenen Teilchen-Cluster nicht vollständig aus dem Bereich der Probe herausgeschossen werden und sich wieder auf der Probe niederschlagen können, ist mit einer unerwünschten Redeposition der Teilchen auf der Substratoberfläche zu rechnen, was zu einem ineffektiven Ätzprozeß, d.h. zurückbleibendem Material auf der Struktur, oder länge-

ren Ätzzzeiten und daher noch größerer Erwärmung der YBCO-Unterlagen führen kann. Allerdings erwies sich die 7min-Ätzzzeit als vollkommen ausreichend, wie aus der direkten Messung mit dem Ohmmeter an den geätzten Stellen (Widerstand $>20\text{M}\Omega$) und aus den elektrischen Transportmessungen an den YBCO-Brücken zu schließen war.

Nach dem Ätzen muß das Substrat sehr sorgfältig gesäubert werden. Dabei wird der Lack zunächst mit Azeton entfernt und dann die so entstandene Basisstruktur mit Isopropanol abgespült. Dennoch kann durch die Wärmeentwicklung gehärteter Lack und redeponiertes Material zurückbleiben, was aber in den meisten Fällen mit Ultraschall (maximal 2min) beseitigt werden kann.

Der beschriebene photolithographische Prozeß zur Fertigung der Basisstruktur ist in Abb. 3.11 schematisch dargestellt.

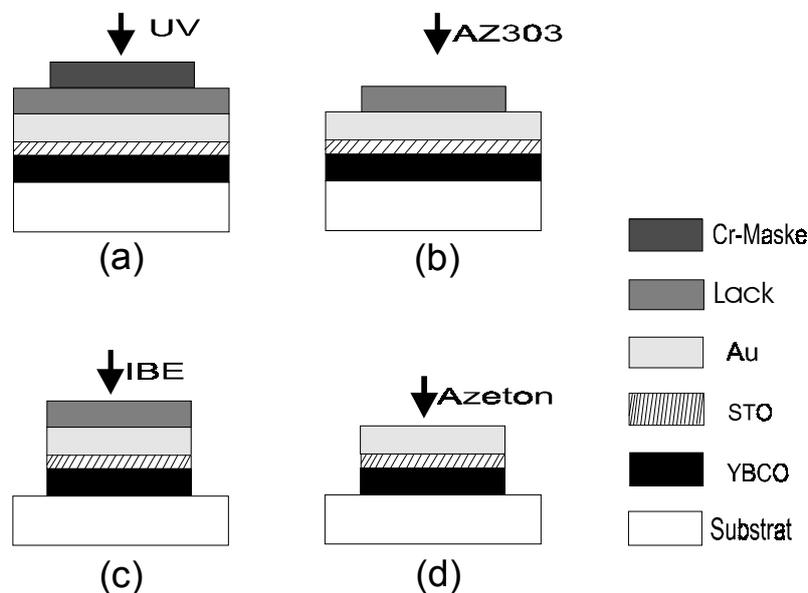


Abb. 3.11. Die Hauptschritte bei der Strukturierung einer YBCO/STO/Au-Basisstruktur. (a) Belichtung des AZ-Lackes durch einer Cr-Maske. (b) Lackstruktur nach Behandlung mit AZ303-Entwickler (c) Trockenätzen durch IBE. (d) Entfernen des restlichen Lackes mit Azeton.

Ein Muster einer mit Argonionen geätzten Struktur ist in Abb. 3.12 gezeichnet. Auf dem $10 \times 5 \text{mm}^2$ -Substrat befinden sich insgesamt vier ähnliche Strukturen, die sich nur in der Länge der Brücken unterscheiden.

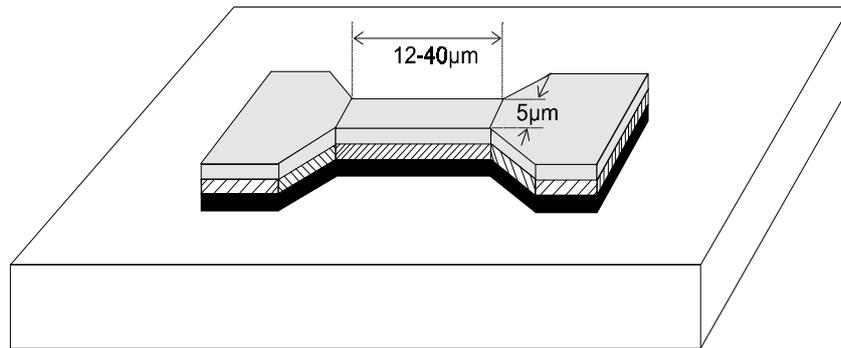


Abb. 3.12. Muster einer Basisstruktur, hergestellt auf einem Substrat durch Ionenstrahl-ätzen. Die reale Struktur besteht aus vier ähnlichen Brücken plus Zuleitungen und Kontaktbänke. Die Brückenbreite bleibt unverändert, aber die Länge variiert zwischen 12 und 40 μm .

Schritt 4. Definition der Gegenelektrode

Bei diesem Schritt wird die Au-Gegenelektrode und somit die sogenannte Injektionsfläche definiert. Dabei wird das in Abb. 3.10 gezeichnete Muster der realen Maske (zweite auf der Reihe C bzw. C1 des Maskensatzes) durch eine Belichtung von 12sec und eine Entwicklung von 30sec in den Lack übertragen. Die überflüssige Gegenelektrode und Barriere werden dann durch Ionen weggeätzt. Die Ätzparameter sind dieselben wie im dritten Schritt.

Die Ätzraten von Au und STO müssen jedoch bekannt sein, so daß Schädigungen durch Beschuß der YBCO-Unterlage vermieden werden können. Für Au und STO lagen die benutzten Ätzraten jeweils zwischen 50-60 bzw. 3-4nm/min. Da die obere Au-Gegenelektrode 50nm dick ist, reichte eine Ätzzeit von 1min zum vollständigen Ätzen aus. Da die Ätzrate von Au relativ hoch ist und die STO-Barrieren in der Regel nicht dicker als 10nm sein sollten, wurde die überflüssige STO-Barriere als "Sicherheitsgrenze" zum Ätzen des Goldes genommen, d.h. sie wurde nur teilweise geätzt, was der YBCO-Brücke zu Gute kommt, ohne daß die erwarteten Eigenschaften des Injektionskontaktes selbst beeinflußt werden. Danach wird der Lack und das Leitsilber mit Azeton und Ultraschallbad entfernt und die auf diese Weise entstandene Struktur mit Isopropanol abgespült.

Die nach dem Schritt 4 entstehende effektive Injektionsfläche ist 5 μm breit und 12-40 μm lang. Abb. 3.13 zeigt die Skizze einer so hergestellten Mikrostruktur.

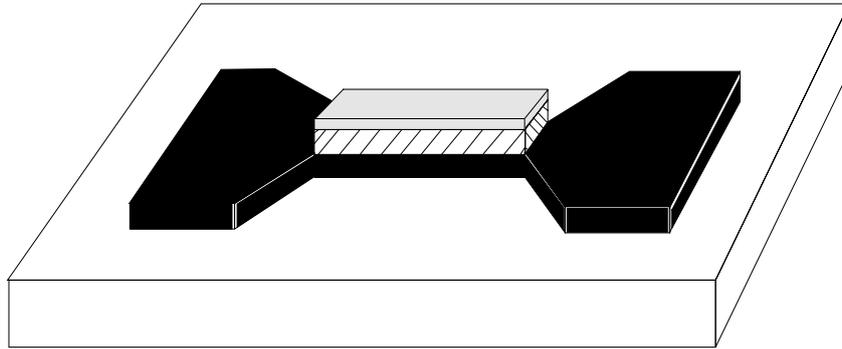


Abb. 3.13. Resultierende Mikrostruktur nach dem vierten photolithographischen Schritt.

Schritt 5. Definition der Isolation

Um eine verlässliche Messung an den Injektionskontakten zu gewährleisten, muß die Gegenelektrode von der YBCO-Basiselektrode perfekt isoliert sein. Zu diesem Zweck wird ein Fenster auf der Fläche der Au-Gegenelektrode mittels der dritten Maske auf der Reihe C des gesamten Maskensatzes hergestellt. Dazu wird das Bild der Maske durch eine Belichtung von 12 und eine Entwicklung von 30sec in den Lack geschrieben. Das Fenster ist $3\mu\text{m}$ breit und etwas kürzer als die Länge der entsprechenden Brücken. Eine richtige Justierung des $3\mu\text{m}$ breiten Fensters auf der $5\mu\text{m}$ breiten Gegenelektrode gilt als der wichtigste Schritt innerhalb des ganzen Strukturierungsverfahrens, und zwar deswegen, weil so Kurzschlüsse zwischen der Gegenelektrode und der YBCO-Unterlage, die sich nicht aus der Beschaffenheit der Barriere ergeben, ausgeschlossen werden können.

Ist das Fenster fertiggestellt, wird polykristallines $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (PBCO) bei Raumtemperatur durch reaktives Hochfrequenzsputtern allseitig abgeschieden. Die Sputterparameter dafür sind ein $\text{Ar}+\text{O}_2$ -Gesamtdruck von $7 \times 10^{-3} \text{mbar}$ ($\text{Ar}:\text{O}_2$ 1:1), eine rf-Leistung von 100W und eine Sputterzeit von 1h. Der Lack wird anschließend mit Azeton und Ultraschall entfernt. Die Behandlung mit dem Ultraschall darf nicht länger als 2min dauern, sonst besteht die Gefahr, daß der aufgebraute Isolator von den kleinen seitlichen Flächen ($1 \times 20,40,12,20\mu\text{m}^2$) an den Fenstern entfernt wird. Als nächstes wird die Struktur wiederum mit Isopropanol ab gespült und mit Stickstoff (gasförmig) trocken geblasen.

In Abb. 3.14 ist eine Skizze der angefertigten Struktur mit einem $3\mu\text{m}$ breiten Fenster abgebildet.

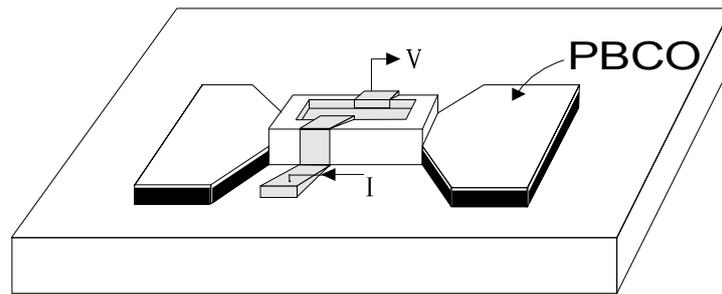


Abb. 3.14. Definition des Isolationsfensters. Außerhalb des Fensters befindet sich polykristallines PBCO, das zur Isolation der Au-Gegelektrode von der YBCO-Grundelektrode dient. Die Au-Zuleitungen zu den elektrischen Messungen wurden durch einen Lift-off-Prozeß hergestellt und sind in der Zeichnung ebenfalls angedeutet.

Schritt 6. Definition der Zuleitungen

Im letzten Schritt werden die Zuleitungen für die Gegelektroden bei Raumtemperatur durch einen lift-off-Prozeß angefertigt. Hierzu wird das Bild der vierten Maske auf der Reihe C des Maskensatzes (Abb. 3.10) durch eine Belichtung von 12sec und eine Entwicklung von 35sec in den Lack übertragen. Auf der entwickelten Struktur werden dann Au-Pads durch dc-Sputtern in reiner Argon-Atmosphäre deponiert. Die Depositionsparameter dafür waren die folgenden: ein Ar-Sputterdruck von 3×10^{-1} mbar, eine dc-Leistung von 9,6W (160Vx60mA) und eine Sputterzeit von 1min.

Schließlich wird der Lack und damit das überflüssige Gold mit Azeton entfernt und die so entstandene Struktur wiederum mit Isopropanol abgespült. Nach diesem Schritt ist das Verfahren zur Herstellung der Injektionskontakte abgeschlossen, und die Probe kann zur Messung auf einen Chipträger gebondet werden.

Eine schematische Darstellung, von oben und im Querschnitt, des nach einem photolithographischen Prozeß angefertigten Injektionskontaktes ist in Abb. 3.15 gezeigt.

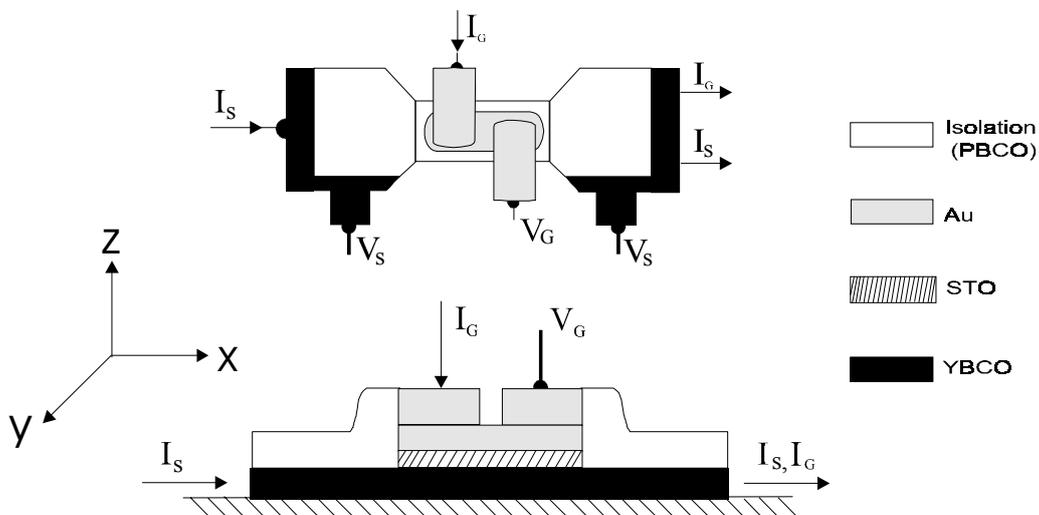


Abb. 3.15. Schematische Zeichnung eines planaren Injektionskontaktes. Die Geometrie der strukturierten Brücken und der Zuleitungen zur Gegelektrode sind aus dem Bild zu erkennen.

3.4 Meßelektronik und Meßverfahren

Der Probenhalter ist vorgesehen für temperaturabhängige Messungen der Injektionskontakte in einer mit flüssigem Stickstoff oder Helium gefüllten Kanne. Er enthält ein Koaxkabel zur Einstrahlung von Mikrowellen, eine Spule für magnetfeldabhängige Messungen und einen Si-Temperatursensor, der mit einem Temperaturmeßgerät von Lakeshore ausgelesen werden kann. Im Probenhalter befinden sich 24 Meßleitungen, die mittels eines Matrixboards beliebig anwählbar sind. Es sind Anschlüsse vorgesehen, um Gate-Spannungen anzulegen bzw. um Injektions-Ströme einzuspeisen. Zur Unterdrückung von äußeren Magnetfeldern wird eine Mumetall-Abschirmung verwendet. Die Proben sind auf Chipträgern angebracht, die in eine IC-Fassung im Probenhalter eingesteckt werden. Auf dem Chipträger werden die strukturierten Proben durch Ultraschallbonden mit 25µm dickem Aluminiumdraht kontaktiert. Zwei Drähte werden auf jeder Bank angebracht, um Kontaktprobleme während der Messungen, besonders bei tiefen Temperaturen, zu vermeiden. Abb. 4.1 zeigt eine auf dem Chipträger gebondete und im Probenhalter eingebaute Probe.



Abb. 4.1. Probenhalter. Auf dem Substrat befinden sich vier YBCO/STO/Au-Strukturen, deren Kontaktierung zum Chipträger durch Ultraschallbonden mit 25µm dickem Aluminiumdraht erfolgt.

Die Orientierung der strukturierten Probe beim Einbau in den Probenhalter wurde immer einheitlich vorgenommen; die Numerierung ist wie in Abb. 4.2 dargestellt. Damit ergibt sich folgende Konvention für die Numerierung³²:

- Brücke 1: 1,2,22,23 für die Brücke, 3, 24 für die Gegenelektrode,
- Brücke 2: 4,5,19,20 für die Brücke, 6,21 für die Gegenelektrode,
- Brücke 3: 8,9,17,18 für die Brücke, 7,16 für die Gegenelektrode und
- Brücke 4: 11,12,14,15 für die Brücke, 10,13 für die Gegenelektrode.

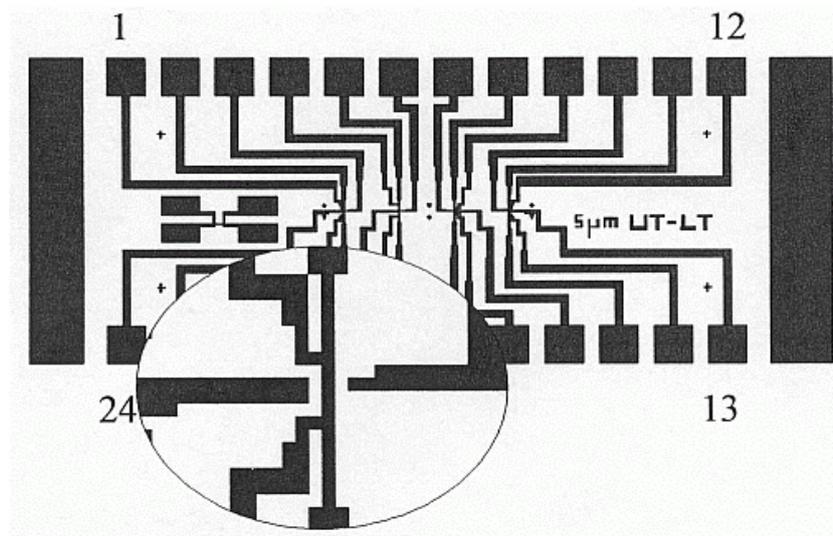


Abb. 4.2. Konvention für die Numerierung der Kontaktbänke. In dem vergrößerten Ausschnitt ist die genaue Geometrie der Brücke und der Zuleitungen zur Gegenelektrode zu erkennen.

Die Messungen wurden mittels der Standard-4-Punkt-Methode (2-Punkte Methode zur Messung der Barriere) durchgeführt. Die Strom-Spannungs-Kennlinien wurden zunächst mit einem Oszilloskop aufgenommen, um einen Überblick über die Form der Kurve und die Größe des kritischen Stromes zu bekommen. Dazu oszillierte der Strom einer Stromquelle mit einer Frequenz zwischen 1 und 10Hz sinusförmig. Die am Kontakt abfallende Spannung wurde über einen Differenzverstärker mit dem Oszilloskop ausgelesen. Der Differenzverstärker ist in die zur Messung von Injektions- und Josephsonkontakten besonders entwickelte Stromquelle (SQCS-I)⁶³ als ein Funktionsblock integriert. Die analoge erdfreie Stromquelle besteht aus vier Funktionsblöcken:

- Netzteil mit getrennter Versorgung von Generator und Leistungsstufe,
- Funktionsgenerator,
- Spannungsverstärker und Stromfolgeregelung und
- Stromquelle mit Leistungstreiber.

Die Stromquelle liefert bipolare Ausgangsströme in sieben Bereichen von $\pm 1\mu\text{A}$ bis $\pm 1\text{A}$. Die Ausgangsspannung kann (darf) maximal ca. 10V erreichen. Die Ansteuerung der Stromquelle erfolgt wahlweise durch einen Summierverstärker oder eine Stromfolgeregelung. Der Funktionsgenerator liefert Sinus- und Dreieck-Signale in drei Bereichen von 1Hz bis 100Hz. Eine Feineinstellung erlaubt die Frequenzeinstellung von 10% bis 100% in jedem der drei Bereiche. Über einen externen Eingang kann ein extern generiertes Signal eingespeist werden.

Die Amplituden-Einstellung ermöglicht die Pegelsteuerung des Funktionsgenerators. Zusätzlich kann ein DC-Anteil im Bereich von -100% bis +100% eingestellt werden.

Der Spannungsverstärker ist als Differenzverstärker ausgelegt und dient zur Signalmessung am untersuchten Kontakt. Die Verstärkung ist in vier Bereichen wählbar von x1 bis x1000.

Zur Arbeitspunkt-Messung kann der Ausgang des Spannungsverstärkers als Regelgröße für die Stromquelle dienen.

Die Monitor-Ausgänge für Strom und Spannung liefern Signale im Bereich von $\pm 10V$.

Die Monitorausgänge werden jeweils parallel an das Oszilloskop bzw. an die XY-Eingänge einer A/D-Wandlerkarte gelegt.

Die zur Messung von I - U -Kennlinien der YBCO-Brücken mit und ohne Injektionsstrom und der STO-Barrieren verwendete Schaltung ist in Abb. 4.3 schematisch dargestellt.

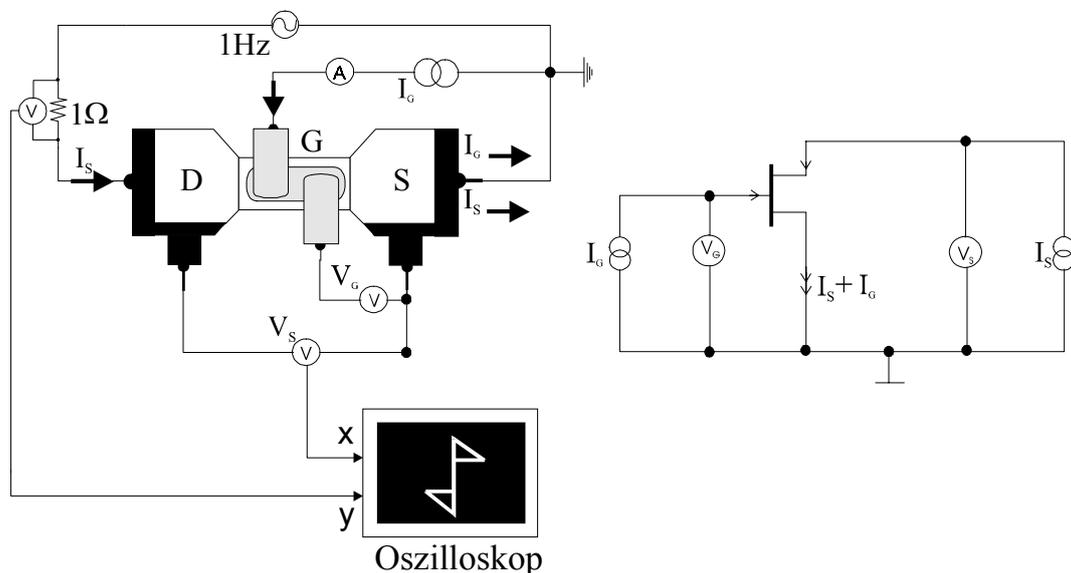


Abb. 4.3. Schaltung zur Aufnahme der I - U -Kennlinien einer YBCO-Brücke in Abhängigkeit vom Injektionsstrom und der Temperatur. Dieselbe Meßanordnung kann zur Messung der I - U -Kennlinien der STO-Barriere eingesetzt werden. Das rechte Bild zeigt die generelle Schaltung zur Messung eines transistorartigen Injektionskontaktes.

Die Datenaufnahme geschieht mittels einer A/D-Wandlerkarte im PC, die die Signale der analogen Meßelektronik verarbeitet. Die Karte hat eine Auflösung von 16Bits, zwanzig Datenkanäle und eine maximale Datenaufnahmerate von 20kHz pro Kanal. Die Datenaufnahmeprogramme sind in der Programmiersprache C unter Verwendung des Programmpaketes Labwindows geschrieben⁶⁴. Das Programm XYSCAN ist zur zweikanaligen Datenaufnahme geeignet. Es emuliert im Prinzip ein Speicheroszilloskop, jedoch mit einer wesentlich höheren Auflösung. Zweidimensionale Datenmengen können mit diesem Programm aufgenommen (Acquire), auf dem Bildschirm im X-Y-Format dargestellt und in einer Datei abgespeichert (Save) werden. Es eignet sich im besonderen für I - U -Kennlinien. Die maximale Zahl von Datenpunkten ist auf 20000 begrenzt und die Datenaufnahmerate auf 5000/s. Die Daten sind

im ASCII-Format als X,Y-Koordinaten in den jeweiligen Dateien abgespeichert, was ihre Weiterverarbeitung mit einem Standard-Analyseprogramm, wie z.B. ORIGIN, erlaubt.

Es ist wichtig, während der Messungen darauf zu achten, daß vor jedem Wechsel des Strombereiches zum Schutz des angeschlossenen Kontaktes der Stromausgang kurzgeschlossen wird. Beim Umschalten des Strombereiches entstehen andernfalls kurze Stromspitzen, die zur Zerstörung des Kontaktes führen können.

Die Effektivität der Stromquelle zur Messung von Injektionskontakten wird in Abb. 4.4 demonstriert. Zur elektrischen Charakterisierung der YBCO/STO/Au-Kontakte wurden daran die I - U -Kennlinien sowohl der YBCO-Mikrobrücke (durch Kontaktierung der beiden Mikrobrückenenden) als auch die der STO-Barriere (durch Kontaktierung der Au-Elektrode und der YBCO-Mikrobrücke als Basiselektrode) gemessen. Im Fall der YBCO-Mikrobrücke wurden ein Verstärkungsfaktor von 1000, 10mA Strombereich und eine Ablenkfrequenz von ungefähr 10Hz eingestellt. Die Messung war rauscharm, und unter Verwendung eines Spannungskriteriums von $10\mu\text{V}$, was einer Feldstärke von $5 \times 10^3 \mu\text{V}/\text{cm}$ entspricht, ergab sich eine kritische Stromdichte von ungefähr $2,8 \times 10^6 \text{A}/\text{cm}^2$ bei einer Meßtemperatur von 77K. Das eher willkürliche Spannungskriterium wurde gewählt, um zu vermeiden, daß Rauschen die Messung beeinflusst. Bei den Experimenten an Injektionskontakten kommt es nicht so sehr auf einen absoluten Wert des kritischen Stroms, sondern mehr auf seine Modulation, d.h. Verringerung, durch Injektion eines kleinen Stroms an.

Der Verstärkungsfaktor bei der Messung der STO-Barriere betrug 1 bei $10\mu\text{A}$ Strombereich und einer Ablenkfrequenz deutlich unter 1Hz. Die Messung war auch rauscharm und der Widerstand der Barriere, berechnet durch den "ohmschen" Anteil der Kurve (im Bereich kleiner Bias-Spannung), beträgt ca. $10\text{M}\Omega$ bei einer Meßtemperatur von 77K.

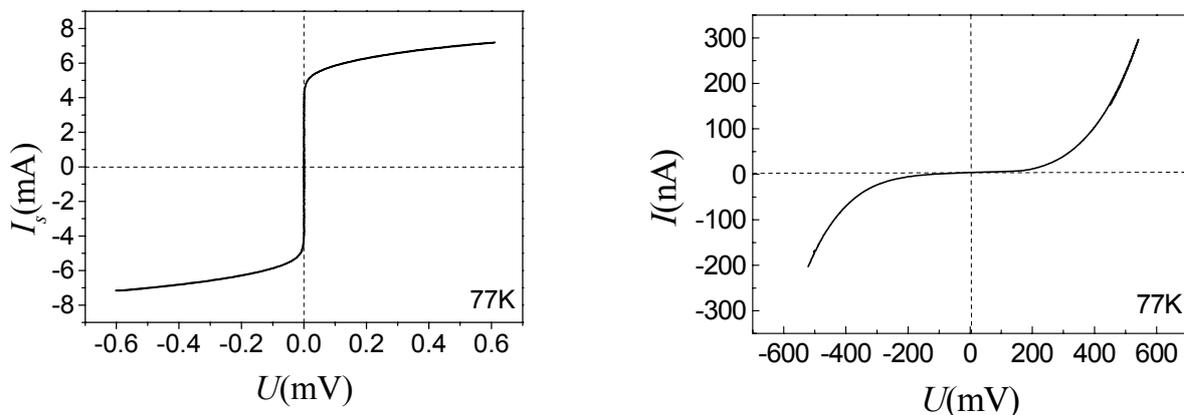


Abb. 4.4. I_s - U -Kennlinie (I_s : Transportstrom) einer $5\mu\text{m}$ breiten, $20\mu\text{m}$ langen YBCO-Mikrobrücke, gemessen bei 77K. Daraus ergibt sich eine Stromdichte $j_c \approx 2,8 \times 10^6 \text{A}/\text{cm}^2$. (b) I - U -Kennlinie einer 3nm dicken STO-Barriere, gemessen bei 77K. Der Widerstand beträgt in diesem Fall ca. $10\text{M}\Omega$.

4. Ergebnisse und Diskussion

Unterschiedliche Arten von Mehrlagenstrukturen wie z.B. Supraleiter/Isolator/Normalleiter (S-I-N) kombinieren die einzigartigen Eigenschaften der Supraleitung mit denjenigen der normalen Metalle, dielektrischen und halbleitenden Materialien⁶².

Die Verwendung von YBCO-Schichten in den sogenannten Injektionskontakten eröffnet ein weites Feld nicht nur im Hinblick auf Grundlagenforschung, sondern auch in Bezug auf potentielle Anwendungen. Die durch diese Art von Kontakten gebotene Möglichkeit der Modifizierung der Quasiteilchen-Konzentration in einer Schicht auf reversible und genau kontrollierte Weise, ohne daß die Zusammensetzung verändert wird, ist ein Weg zu einem besseren Verständnis der grundlegenden Mechanismen der Supraleitung in den Kupfer-Oxiden. Der Injektionseffekt könnte ferner, wenn er stark genug ist, die Basis für HTSL-Dreitorbauelemente bilden³.

Eine effektive Untersuchung des Nichtgleichgewichtszustands in Hochtemperatursupraleitern durch den Einsatz von Injektionskontakten und die Verwirklichung von Anwendungen erfordert geeignete Barrieren, die das Tunneln von Quasiteilchen ermöglichen. Diese Barrieren müssen dünn genug (2-20nm) sein, so daß innerhalb der Barriere keine Verluste auftreten und rein elastisches Tunneln vorliegt. Überschreitet die Energie der injizierten Quasiteilchen die Energielücke des Hochtemperatursupraleiters, können die injizierten Quasiteilchen zur Störung des Gleichgewichtszustandes, d.h. zur Schwächung der Supraleitung, beitragen.

Ein aussichtsreicher Kandidat als Barrierenmaterial ist STO, mit dem es in dieser Arbeit gelungen ist, kontinuierliche, lochfreie epitaktische Schichten von nur 2nm Dicke zu präparieren. Aufgrund der guten Qualität der STO-Barrieren erlaubte die verwendete Konfiguration von Injektionskontakten eine ausführliche Untersuchung der elektrischen Eigenschaften der dünnen STO-Barrieren im Hinblick auf die Transportmechanismen in diesen Barrieren.

Aufgrund der eben angeführten Argumente soll in diesem Kapitel untersucht werden, inwieweit STO-Schichten mit Dicken von typischerweise 2 bis 30nm als Injektionsbarrieren für Quasiteilchen fungieren können. Hierzu werden zunächst in Abschn. 4.1 die Transportmechanismen durch die STO-Barrieren im Rahmen theoretischer Modelle diskutiert. Dazu werden die I - U -Kennlinien der Barrieren bei verschiedenen Dicken und Meßtemperaturen gemessen. Besonderer Wert wird auf die Möglichkeit, elastisches Tunneln von Quasiteilchen bei sehr dünnen STO-Barrieren zu beobachten, gelegt. Die elektrische Charakterisierung der supraleitenden YBCO-Mikrobrücken erfolgt in Abschn. 4.2. Hierbei werden Ausgangskennlinien der YBCO-Mikrobrücken ohne und mit Gatestrom als Parameter bei unterschiedli-

chen Temperaturen untersucht. Aus den Meßdaten werden Strom- und Spannungs-Verstärkung des

Injektionsbauelementes bestimmt. Einige Aspekte der auf Nichtgleichgewichtseffekten basierenden supraleitenden Dreitor-Bauelemente im Hinblick auf potentielle Anwendungsfelder werden im letzten Abschnitt diskutiert.

4.1 Elektronischer Transport in dünnen STO-Schichten

Da STO-Barrieren mit guten isolierenden Eigenschaften eine Voraussetzung für gute Quasiteilchen-Injektionskontakte sind, wird in diesem Abschnitt ausführlich auf den elektrischen Transportmechanismus durch diese Barrieren eingegangen. Diese STO-Schichten wachsen epitaktisch auf den c-Achsen orientierten YBCO-Filmen auf.

4.1.1 Elektronischer Transport durch elastisches Tunneln in sehr dünnen STO-Barrieren

In Abb. 4.5 ist die I - U - und die dI/dU vs. U -Charakteristik einer YBCO/STO/Au-Struktur mit einer nominell 2nm dicken STO-Barriere, gemessen bei 77K, aufgetragen. Die Größe dI/dU wurde durch numerisches Differenzieren der I - U -Kennlinien erhalten.

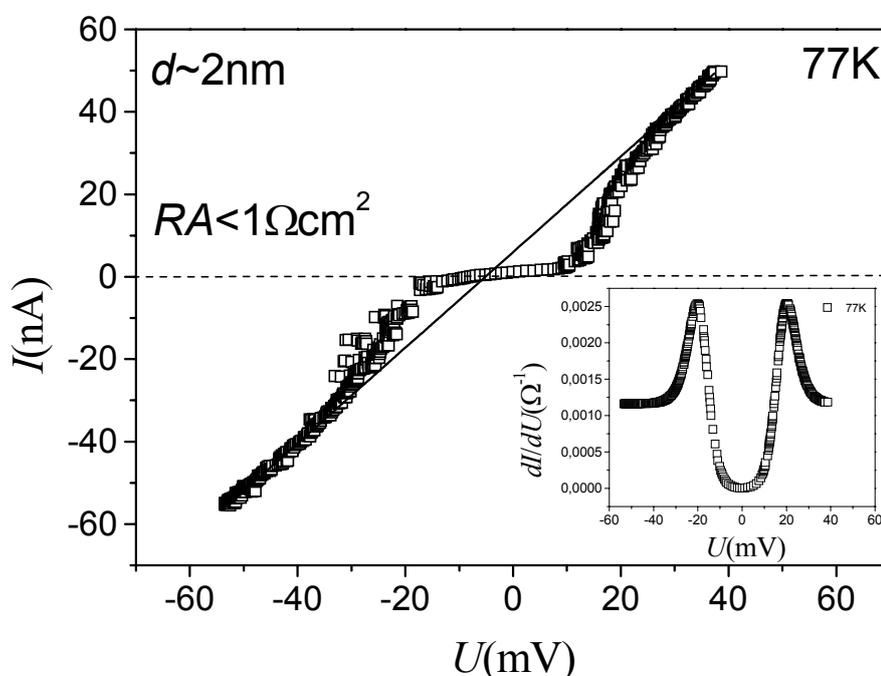


Abb. 4.5. Kennlinien-Messung an einem YBCO/STO/Au-Tunnelkontakt. Die nominelle Dicke der STO-Barriere beträgt 2nm. Der Einsatz zeigt die dynamische Leitfähigkeit dI/dU über der Spannung, gemessen bei 77. Sie spiegelt die Form der supraleitenden Zustandsdichte wider. Beim Produkt RA bezeichnet R den Widerstand des Kontakts in der normalleitenden Region ($eU > \Delta$) gemessen bei 77K ($8,5 \times 10^5 \Omega$) und A die Kontaktfläche (10^{-6}cm^2). Daraus ergibt sich $RA \approx 1 \Omega\text{cm}^2$ bei 77K).

Die erste Ableitung dI/dU der I - U -Charakteristik ist eine weit verbreitete Art der Darstellung der Daten von Tunnelexperimenten, da sie einen direkten Bezug zur Zustandsdichte der Quasiteilchen aufweist. Eine wohldefinierte Energielücke von $2\Delta=40\text{meV}$ bei 77 ist in der sehr symmetrischen dI/dU -Charakteristik zu erkennen.

Die Strukturen in der Leitfähigkeit treten erst bei einer Temperatur unterhalb der kritischen Temperatur von YBCO auf, die bei der gemessenen Probe ca. 83K beträgt, deshalb könnten sie durch die YBCO-Elektrode bestimmt werden. Die Verschmierung der dI/dU -Kennlinie ist durch die $\sim 3,5k_B T$ -Breite der Fermikante der normalleitenden Au-Gegenelektrode bedingt.

Das Verhältnis zwischen der Leitfähigkeit bei $U=0$ und derjenigen bei 60mV beträgt für den YBCO/STO/Au-Kontakt gemessen bei 77K 0,5%. Solch niedrige Werte der Zero-Bias-Leitfähigkeit, die auf c-Achsen Orientierung von YBCO oder Zwischenzustände und deren $|\Delta U^*|$ -Coulomb-Barriere hinweisen, wurden selten an planaren HTS-Kontakten gemessen; sie sind vorwiegend an Punkt- und Bruchkontakten beobachtet worden⁷⁰.

Eine mögliche Erklärung für die Gap-ähnlichen Strukturen (GLS) bei einer solchen Barrierehöhe berücksichtigt anisotrope Effekte²⁸. Aus den AFM-Untersuchungen konnte eine mittlere Rauigkeit der YBCO-Oberfläche von ca. 2nm bestimmt werden. Diese Rauigkeit ist vergleichbar mit der Dicke der typischen Tunnelbarrieren ($\sim 2\text{nm}$). In diesem Fall ist anzunehmen, daß der gemessene Tunnelstrom eine Mittelung von Tunnelströmen in den verschiedenen kristallographischen Richtungen darstellt, oder einen sehr guten Tunnelkontakt in einer Richtung, was auch der hohe Wert für $RA \approx 1\Omega\text{cm}^2$ (77K) nahelegt. Der Beitrag der verschiedenen Richtungen ist durch die Häufigkeit der entsprechenden kristallinen Ebenen auf der Filmoberfläche und durch die Dicke der Tunnelbarriere gegeben²⁸. Es ist denkbar, insbesondere bei den stark anisotropen HTS-Materialien, daß die Chemie der Oxidation, abhängig von der Präparationsmethode, stark unterschiedlich in verschiedenen Ebenen und Richtungen sein kann. Dies führt dazu, daß gewisse kristalline Richtungen für den Tunnelstrom begünstigt sind. Auf diese Weise können häufig voneinander abweichende experimentelle Ergebnisse eine plausible Erklärung finden.

Das Vorliegen der Gapstruktur ist ein Zeichen für die Anwesenheit eines sehr guten Tunnelkanal, der die Beobachtung der supraleitenden Energielücke, mit einem größeren Wert bei 4,2K, ermöglicht.

Außer der Tunnelspektroskopie, die sehr stark durch den besten Transportpfad definiert ist, sind auch andere experimentelle Methoden zur Bestimmung der supraleitenden Energielücke von HTSL eingesetzt worden. Mit Photoemissionsspektroskopie¹¹⁴ und Mikrowellenspektroskopie¹¹⁵ wurden beispielweise Existenz und Symmetrie der Energielücke in diesen Materialien ermittelt. Photoemissionsspektren wurden an YBCO-Einkristallen mit hoher Oberflächenqualität mittels zirkular polarisierter Synchrotronstrahlung aufgenommen. Damit wurde eine

Energielücke $\Delta \approx 28\text{meV}$ bei 20K bestimmt. Bei der Mikrowellenspektroskopie wird der Oberflächenwiderstand eines Einkristalls bzw. einer dünnen Schicht als Funktion der Temperatur gemessen. YBCO-Schichten hoher Qualität ($\sim 250\text{nm}$ dick) wurden bei einer Frequenz von 18,9 GHz von Klein et al.¹¹⁵ untersucht. Dabei wurde das Auftreten zweier verschiedener Gap-Charakteristiken mit $\Delta_1=25\text{-}30\text{meV}$ und $\Delta_2\sim 10\text{meV}$ abgeleitet, die der Supraleitung in den CuO_2 -Ebenen bzw. in den CuO-Ketten zugeordnet wurden.

Das Auftreten einer Energielücken-artigen Struktur im YBCO wurde in der vorliegenden Arbeit durch Messungen der Leitfähigkeit als Funktion der Spannung bei der nächstdickeren STO-Barriere, allerdings nur bei 4,2K, beobachtet. Abb. 4.6 zeigt die dI/dU - U -Charakteristik dividiert durch die Kontaktfläche einer nominell 3nm dicken STO-Barriere, aufgetragen auf einer linearen Skala. Die Energielücke bei $\sim \pm 10\text{mV}$ ist deutlich zu erkennen, was darauf hindeutet, daß elastisches Tunneln, zumindest bei Spannungen bis $\pm 10\text{mV}$, der dominierende Leitungsmechanismus ist. Die kleine Verschiebung des Minimums entlang der Spannungsachse wird wahrscheinlich auf eine asymmetrische Potentialbarriere (z.B. $\phi_1 \neq \phi_2$, vergl. Abb. 2.2), auf Ladungseffekte, wie z.B. die Erzeugung eines internen elektrischen Feldes durch Defektladungen dieser dicken Barriere¹⁰⁹ oder auf die unterschiedliche Zustandsdichte der Gegenelektroden bzw. der Übergangsschichten zurückgeführt¹¹⁸. Eine Verschiebung des Minimums der dI/dU - U -Charakteristik entlang der Spannungsachse wurde von Rowell¹¹⁸ auch für Al-I-Sn-Strukturen beobachtet. Die Verschiebung war sogar proportional zur Differenz der Barrierenhöhen an der Al- und Sn-Seite der Barriere. Als Ursache für die Versetzung des Minimums wurde in jenem Fall das Vorliegen einer asymmetrischen Barriere zwischen beiden Metallen vorgeschlagen. In der Tat wurde von Hartman¹¹⁹ demonstriert, daß die Asymmetrie hauptsächlich aus den unterschiedlichen Tunnel-Transmissions-Wahrscheinlichkeiten hervorgeht, die für positive und negative Spannungen an einer asymmetrischen Barriere berechnet werden konnten.

Wegen der Anwesenheit der Energielücken-artigen Strukturen in den dI/dU - U -Profilen bei geringen Spannungen ($|U| < 10\text{mV}$) wurden die zur Untersuchung anderer Leitungsmechanismen in der 3nm dicken STO-Barriere (z.B. Hüpfen über lokalisierte Zustände) dienenden Bereiche auf Spannungen über 10mV beschränkt.

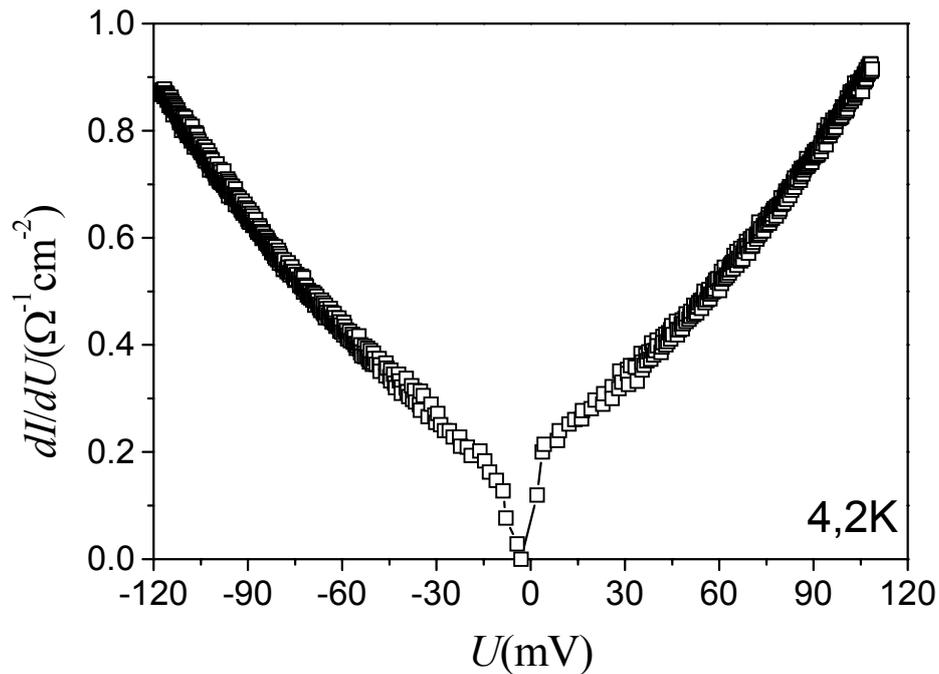


Abb. 4.6. Auf die Fläche normierte differentielle Leitfähigkeit einer $\sim 3\text{nm}$ dicken STO-Barriere über der Spannung bei einer Meßtemperatur von 4,2K. Die auffällige Struktur im Bereich von ungefähr -10 bis $+10\text{mV}$ wird durch die Supraleitung im YBCO verursacht. Die Kurve ist um $U=0$ herum nicht symmetrisch.

4.1.2 Elektronischer Transport durch Hüpfen über lokalisierte Zustände in dünnen STO-Schichten ($d > 2\text{nm}$)

In diesem Abschnitt soll auf die Tunnelprozesse in STO-Schichten, deren Dicke zwischen 2 und 30nm variiert, eingegangen werden. Die Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Temperatur und der Spannung wird dabei präsentiert und erörtert, wobei die Messungen sich bei kleinen Schichtdicken nahe 2nm auf Spannungen oberhalb $20\text{mV} > \Delta/e$ beschränken.

4.1.2.1 Isolierende Eigenschaften dünner STO-Schichten

Die isolierenden Eigenschaften der STO-Barrieren wurden durch Messungen des Leckstroms als Funktion der angelegten elektrischen Feldstärke mit der Temperatur und der Dicke als Parameter bestimmt. Das Isolationsverhalten einer 4nm dicken STO-Barriere ist in Abb. 4.7 exemplarisch durch Messungen der I - U -Kennlinien im Temperaturbereich 300-125K dargestellt. Zur Beschreibung isolierender Materialien wird häufig eine Durchbruchfeldstärke E_b definiert, die die elektrische Feldstärke bezeichnet, bei der der ohmsche Bereich verlassen wird und der Leckstrom steil anwächst. In dieser Arbeit wird E_b durch ein Leckstromkriterium von 10nA bestimmt. Dies entspricht bei der verwendeten Geometrie einer Leckstromdichte von $10^{-2}\text{A}/\text{cm}^2$.

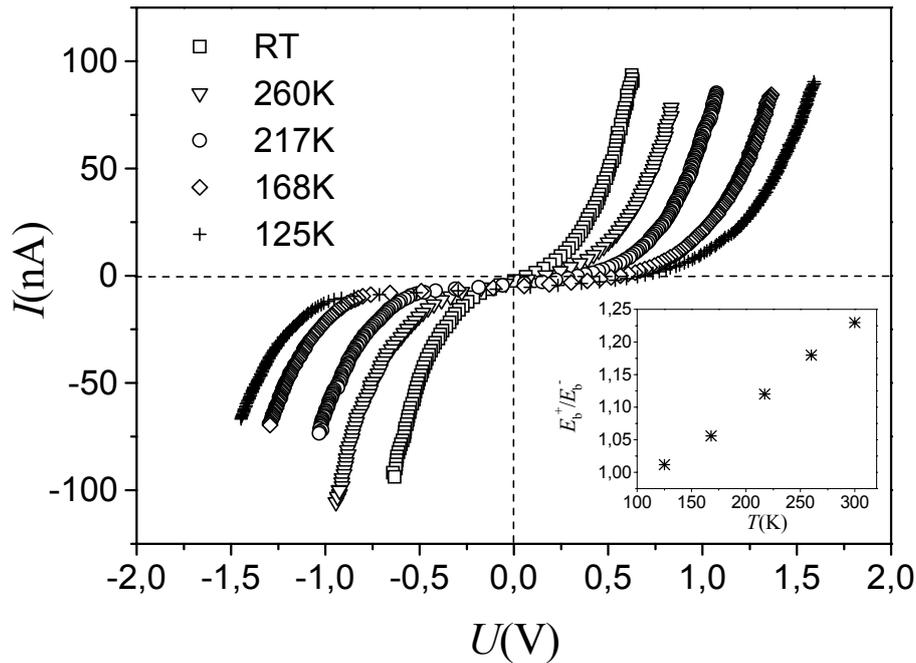


Abb. 4.7. Abhängigkeit des Leckstroms von der angelegten Spannung für eine 4nm dicke STO-Barriere mit einer YBCO-Grundelektrode und einer Au-Gegenelektrode, gemessen im Temperaturbereich von 300 bis 125K. Der Einsatz zeigt das Verhältnis E_b^+/E_b^- als Funktion der Temperatur für 10nA als Leckstromkriterium und kann als ein Maß der Asymmetrie der I - U -Kennlinien angesehen werden.

Die I - U -Kennlinien der STO-Barrieren, dargestellt in Abb. 4.7, sind leicht asymmetrisch mit etwas höheren Werten für E_b bei positiven Spannungen, d.h. mit dem höheren Potential an der Au-Elektrode. Die Asymmetrie nimmt mit abnehmender Temperatur ab, wie in Abb. 4.7 (Nebenbild) dargestellt. Eine bessere Sicht auf das asymmetrische Verhalten der I - U -Kennlinien kann gewonnen werden, indem die dc-Leitfähigkeit der Barrieren als Funktion der Spannung für beide Polarisationsrichtungen aufgetragen wird. Ein Beispiel dafür ist in Abb. 4.8 gegeben, in der ein schwach asymmetrisches Verhalten der $G(U)$ -Charakteristik einer STO-Barriere (~ 6 nm dick) zu sehen ist. G bezeichnet die auf die Injektionsfläche normierte Leitfähigkeit.

Wie in Abschnitt 2.1 erwähnt wurde, könnte ein asymmetrischer Potentialverlauf $\phi(z) \neq \phi(-z)$ zu asymmetrischen I - U -Kennlinien führen¹¹³. In diesem Sinne kann die Differenz der Austrittsarbeiten von YBCO und Au oder die unterschiedliche Struktur der Übergangsschichten zwischen YBCO/STO und STO/Au ein elektrisches Feld innerhalb der Barriere hervorrufen⁶⁸. Beispielsweise ist im Rahmen des Randschichtmodells (Abb. 2.2(c)) angenommen worden, daß die gesamte Spannung, die am Bauelement anliegt, über dem Mittelteil zwischen $z=d_1$ und $z=d_1+b$ abfällt, d.h. das Potential in den Übergangsschichten ändert sich nur wenig, da die Tunnelwahrscheinlichkeit in diesen Regionen groß ist. Durch eine hohe Defektdichte finden die Elektronen in diesen Bereichen eine große Anzahl lokalisierter Zustände, über die sie hüpfen können. Somit führt der "schnelle" Ladungstransfer zu der leichten Potentialänderung in den Übergangsschichten bei sich ändernder Spannung¹¹¹. Demnach ist bei den untersuchten

S-I-N-Mehrlagenstrukturen zu erwarten, daß die unterschiedlichen Zustandsdichten der metallischen Elektroden und des isolierenden Dielektrikums eine Rolle bei den elektrischen Eigenschaften des Kontakts spielen. Glazman und Matveev¹¹ demonstrierten, daß der Beitrag indirekten Tunnelns proportional zur Dichte lokalisierter Zustände n_L in der Barriere ($n_{L(\text{STO})} < 10^{20}/\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-3}$, z.B. in Ref. 109) ist. Die unterschiedliche Zustandsdichte $n_L(z)$, besonders an den Grenzflächen YBCO/STO, wo sich eine dünne isolierende YBCO*-Schicht¹¹³ mit einer Dichte lokalisierter Zustände $n_L \approx 10^{21}\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-3}$ wegen Störungen und Sauerstoff-Relaxation bildet⁸⁴, und an der STO/Au-Grenze, wo sich auch eine dünne, isolierende Zwischenschicht mit geringer Dichte lokalisierter Zustände n_L bildet (in Einklang mit einer sperrenden Elektrode¹⁰⁹), könnte die größere Leitfähigkeit in der positiven Richtung der in Abb. 4.8 aufgetragenen $G(U)$ -Charakteristik erklären. Die Differenz zwischen der Leitfähigkeit in der positiven Richtung und der in der negativen ist besonders groß bei hohen Spannungen und hohen Temperaturen, bei denen, wie weiter unten diskutiert, der Transport über eine zunehmend größere Anzahl lokalisierter Zustände geschieht.

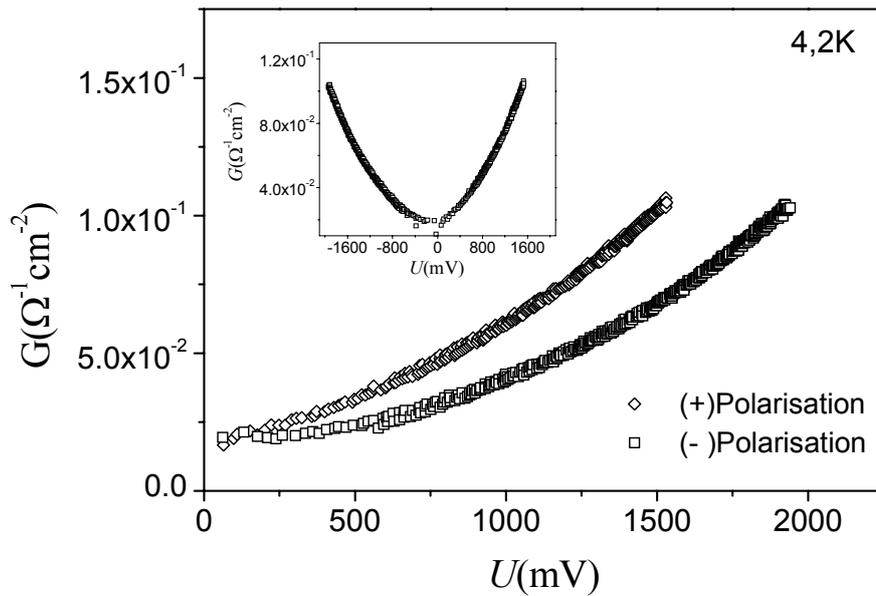


Abb. 4.8. Leicht asymmetrischer Verlauf der dc-Leitfähigkeit, normiert auf die Injektionsfläche (10^{-6}cm^2), einer 6nm dicken STO-Barriere als Funktion der Spannung. Zum Vergleich wurde der einer negativen Polarität entsprechende Zweig an der vertikalen Achse gespiegelt. Der Einsatz zeigt den ursprünglichen Verlauf der Kurve in beiden Polaritätsrichtungen.

Für das Modell einer asymmetrischen Barriere bei YBCO/STO/Au-Kontakten sprechen die von Fuchs et al.¹⁰⁹ berichteten Messungen an YBCO/STO/YBCO-Strukturen, deren I - U -Kennlinien eine weit geringere Asymmetrie aufzeigten als die an YBCO/STO/Au gemessenen mit derselben Barrierendicke (200-500nm), und die Reduktion der Asymmetrie mit abfallender Temperatur (Abb. 4.7 (Einsatz)). Bei tiefen Temperaturen steht weniger thermische Energie zur Verfügung, die für einen aktivierten Prozeß, z.B. Hüpfen über 2 lokalisierte Zustände, deren Energiedifferenz $k_B T$ beträgt (günstigste Konfiguration) geliefert werden muß. Damit

wird der Prozeß des Ladungstransfers zwischen YBCO und STO verlangsamt, besonders am “ohmschen Kontakt” - der Seite, wo die n_L -Zustandsdichte groß ist, nämlich die Grenzfläche YBCO/STO, so daß der hohe Widerstand der Zwischenschicht an der Grenze STO/Au wenig ins Gewicht fällt.

Weiterhin beeinflussen die im Isolator oder an der Grenzfläche eingebauten Sauerstofffehlstellen wesentlich die Eigenschaften der Kontakte¹⁰⁹. Dabei wird eine anisotrope Verteilung der Defekte oder der Raumladung im Verlauf der I - U -Kennlinien widergespiegelt⁴⁷. Zum Beispiel könnte die beobachtete Asymmetrie der I - U -Kennlinien (Abb. 4.7) von einer Raumladung an der Goldelektrode herrühren (“sperrende Elektrode”). In der Tat zeigten Warren et al.⁶⁵ durch Messungen an In/BaTiO₃/In-Kondensatoren, daß sich die Spannungsverschiebung aus einer asymmetrischen Verteilung der an Defektstellen (in der Nähe der Grenzflächen) eingefangenen Elektronen ergibt. Die Dichte der eingefangenen Ladungen betrug $1\text{-}2\mu\text{C}/\text{cm}^2$.

Die Durchbruchfeldstärke E_b hängt auch von der Dicke der Barriere ab, wie im Einsatz der Abb. 4.9 zu sehen ist. Die Werte wurden für ein 10nA -Kriterium bei einer Meßtemperatur von 77K bestimmt. Dabei wurden hohe Werte für E_b im Bereich $10^5\text{-}10^6\text{V}/\text{cm}$ erhalten. Große E_b -Werte bieten die Möglichkeit an, hochenergetische Quasiteilchen durch die Barrieren in die YBCO-Mikrobrücken zu injizieren. Außerdem sind eine fast lineare Abhängigkeit der Größe E_b von der Dicke der Barriere bis ungefähr 20nm und eine Tendenz zur Sättigung oberhalb dieser Dicke im Bild erkennbar.

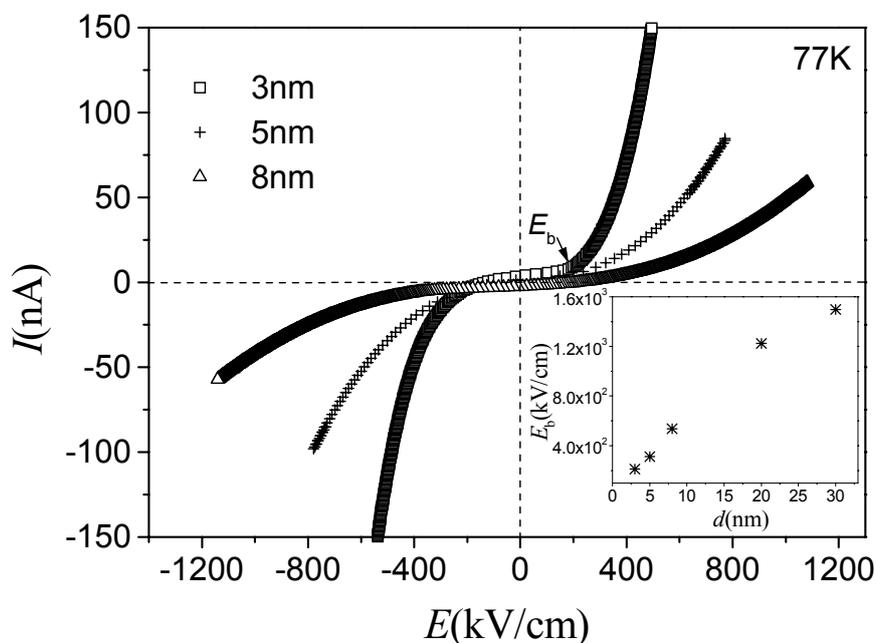


Abb. 4.9. I - E -Kennlinien von STO-Barrieren unterschiedlicher Dicke, gemessen bei 77K . Das Nebenbild zeigt die nach dem 10nA -Kriterium bestimmten Werte des kritischen elektrischen Feldes E_b . Ein fast linearer Verlauf von E_b über d bis zu einer Dicke von ca. 20nm und eine Tendenz zur Sättigung jenseits von 20nm sind zu erkennen.

Die Widerstände der STO-Barrieren können aus den I - U -Kennlinien im Bereich geringer Spannungen unterhalb des elektrischen Durchbruchs mit Ohmschem Verhalten berechnet werden. Auch damit werden elektronischer Transport und isolierende Eigenschaften der STO-Barrieren beschrieben. Die Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstands einer 4nm dicken STO-Barriere ist in Abb. 4.10 aufgetragen.

Vor dem steilen Anstieg des Leckstroms liegt der spezifische Widerstand der STO-Barriere in Abb. 4.10 zwischen 2 und $13 \times 10^6 \Omega \text{cm}$ im Temperaturbereich von 300 bis $4,2 \text{K}$ auf einer Fläche von 10^{-6}cm^2 .

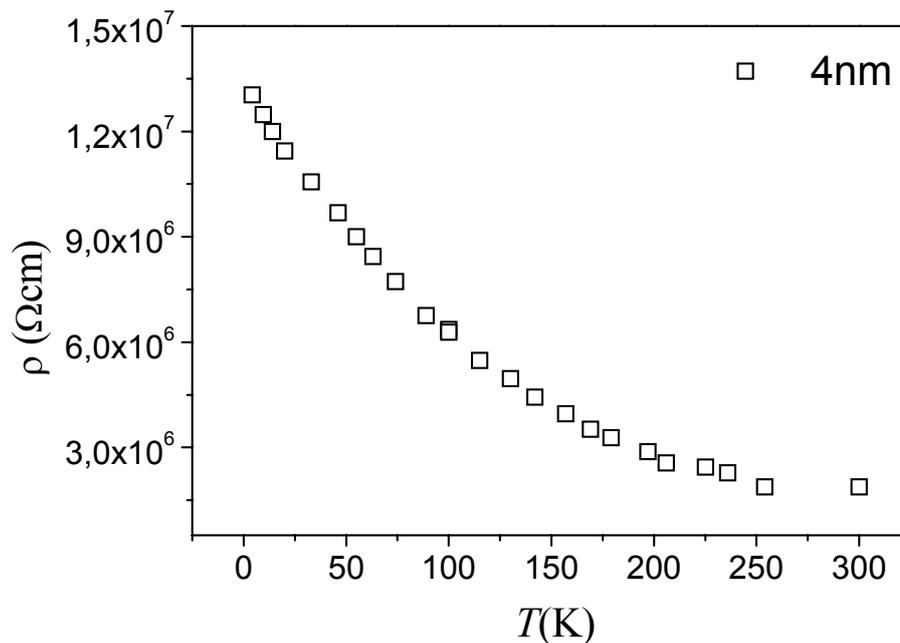


Abb. 4.10. Spezifischer Widerstand eines 4nm dicken STO-Films als Isolator in einer planaren YBCO/STO/Au-Struktur mit $A=10^{-6} \text{cm}^2$.

An einer Probe mit einer 10nm dicken STO-Barriere wurde eine starke Abhängigkeit der I - U -Kennlinien von deren "Vorgeschichte" festgestellt. Nach mehrfachem Aufprägen eines relativ starken Stroms mit der technischen Stromrichtung von der Au-Elektrode durch die STO-Barriere in die YBCO-Elektrode konnte die kritische Feldstärke E_b ständig erhöht werden. Dieses Verhalten ist in Abb. 4.11 aufgetragen. Nach dieser Behandlung wurde $+E_b$ größer als 5MV/cm , was einer Gate-Spannung von 5V entspricht. Der Effekt bei umgekehrter Polung des Stroms ($-E_b$) ist deutlich kleiner. Ähnliche Beobachtungen wurden von Christen et al.⁶⁶ für auf halbleitende Nb-dotierte STO-Substrate deponierte dünne STO-Schichten sowohl für den Fall einer metallischen Gegenelektrode als auch für den Fall einer epitaktisch gewachsenen YBCO-Lage berichtet. Dieses Phänomen wurde in jener Arbeit einem Ladungseinfang an den Grenzflächen zugeschrieben: Liegt eine hohe Spannung an (von der Größenordnung MV/cm), können durch Hüpfen Ladungszustände (etwa $0,5 \text{eV}$ von E_F entfernt) gefüllt werden. Diese bleiben auch dann noch besetzt, wenn das elektrische Feld wieder entfernt wird.

Das Auftreten solcher langlebigen Zustände ist in Abständen größer als 2nm von der Elektrode wahrscheinlich, da der Tunnelaustausch mit den metallischen Elektroden gering genug ist. Da eine dünne, isolierende Zwischenschicht mit geringer Dichte lokalisierter Zustände n_L ($n_L < 10^{15} \text{eV}^{-1} \text{cm}^{-3}$) an der STO/Au-Grenzfläche (“sperrende Elektrode”) existiert, ist die Ladung an der STO/isolierende Mittelschicht-Grenze wegen des großen Widerstands besonders hoch. Christen et al. erklärten ihre Ergebnisse damit, daß ein solcher Ladungseinfang an der Grenzfläche zwischen der YBCO- und der STO-Lage zustande kommt.

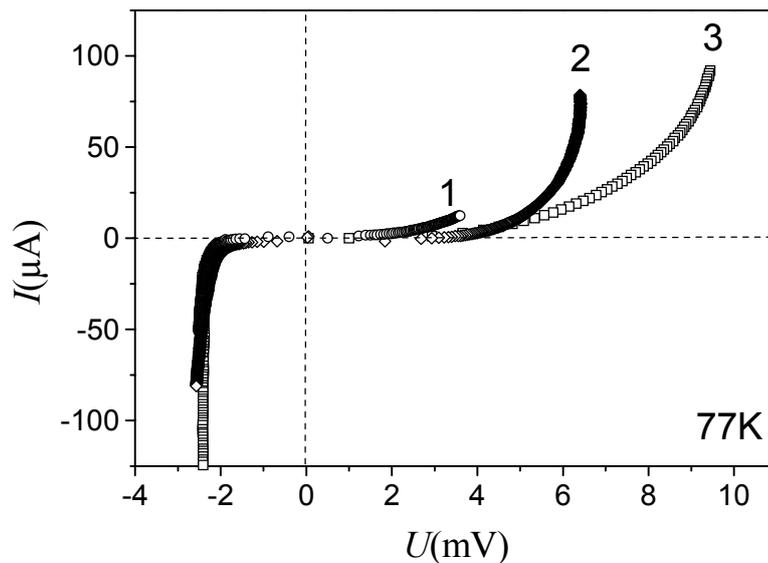


Abb. 4.11. I - U -Kennlinien einer 10nm dicken STO-Schicht nach dem sukzessiven Aufprägen eines Stroms unter sukzessiver Polarisation oberhalb des kritischen elektrischen Feldes E_b 1 bis 3.

Bei der in der vorliegenden Arbeit untersuchten Struktur (Abb. 4.11) traten die beobachteten Änderungen ein, wenn eine positive Spannung angelegt wurde. Dies legt nahe, daß Zustände mit negativer Ladung an der YBCO/STO- und/oder positive Ladung an der STO/Au-Grenzfläche zu dem oben beschriebenen besonders stark ausgeprägten Effekt führen.

Vom “in-situ”-Herstellungsverfahren der Multilagenstruktur ist zu erwarten, daß relativ “saubere” Grenzflächen entstehen. Dennoch sorgt wohl die intrinsische Rauigkeit vom YBCO und die nicht perfekte Anpassung der STO-Gitterkonstante an diejenige von YBCO, was zu Verspannungen führt, für die Anwesenheit von leeren Zuständen auch an diesen Grenzflächen.

Eine andere mögliche Erklärung für die sukzessive Erhöhung von $+E_b$ nach dem aufeinanderfolgenden Anlegen eines Stroms besteht darin, daß durch die am Bauelement angelegten hohen elektrischen Felder leitende Kanäle in der Barriere verändert bzw. zerstört werden und damit für den elektronischen Transport nicht mehr zur Verfügung stehen. Für diese Erklärungsmöglichkeit spricht, daß der beschriebene Prozeß, an einem Bauelement den Strom sukzessive zu erhöhen, nicht reversibel war, d.h. nach dem Aufprägen des Stroms und Aufnahme der entsprechende I - U -Kennlinie (erster Zyklus) konnte diese Charakteristik bei dem nächsten

Zyklus nicht mehr reproduziert werden, auch wenn nach der Messung das angelegte Feld abgeschaltet wurde und die nächste Messung erst nach einer Wartezeit von ca. 10min. erfolgte. Diese Beobachtung spricht für eine irreversible Änderung der Form der Barriere.

4.1.2.2 Temperaturabhängigkeit der Hüpfleitung für $n=2-4$ Zwischenzustände

Abb. 4.12 zeigt die Abhängigkeit der auf die Injektionsfläche normierten ohmschen Leitfähigkeit G von der Temperatur für drei YBCO/STO/Au-Strukturen mit drei verschiedenen Dicken der STO-Barriere. Zwei wichtige Merkmale der gemessenen Kurven sind im Bild zu erkennen: Die Leitfähigkeit nimmt mit abnehmender Dicke der STO-Barrieren zu, wobei sich gleichzeitig ein einfacherer Funktionsverlauf einstellt. Zum Beispiel ist bei der 8nm dicken STO-Barriere $G(T)$ bei Temperaturen unterhalb 50K näherungsweise konstant. Dies trifft nicht unbedingt auf die 20 und 30 nm dicken STO-Barrieren im selben Temperaturbereich zu. Bei der 30nm dicken STO-Barriere zeigt sich neben dem leichten Anstieg bei niedrigen Temperaturen ein schneller Anstieg der Leitfähigkeit bei Temperaturen oberhalb 150K. Das Temperatur- und Dickenverhalten dieser STO-Barrieren wird im folgenden im Rahmen des Modells von Glazman und Matveev¹¹ und der VRH-Theorie¹⁰ analysiert. Die nach der Anwendung der theoretischen Modelle auf die Meßdaten erhaltenen $G(T)$ -Funktionen sind bereits in Abb. 4.12 als durchgezogene Linien aufgetragen.

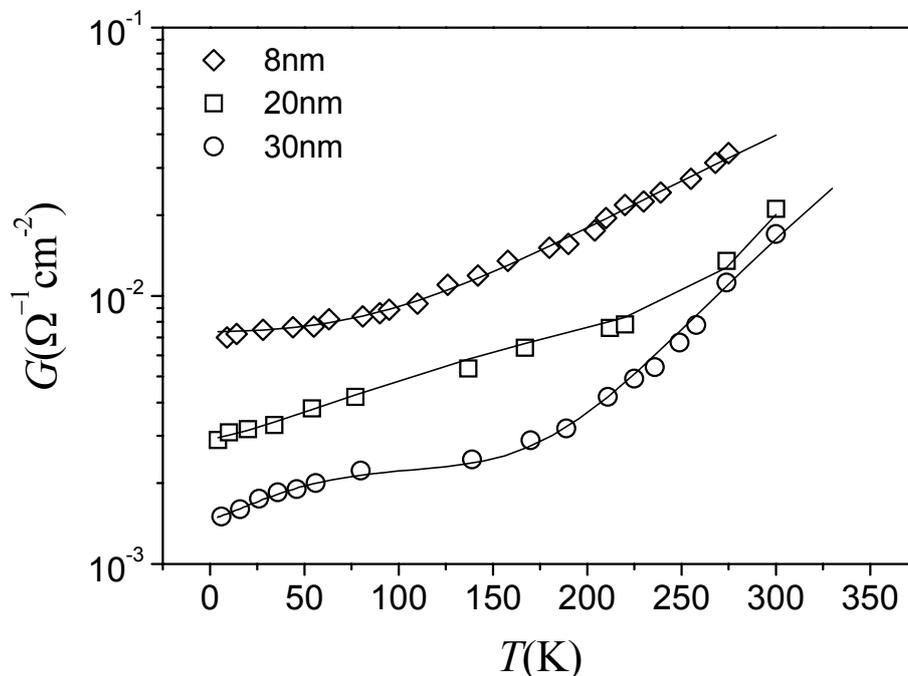


Abb. 4.12. Temperaturabhängigkeit der auf die Injektionsfläche normierten Leitfähigkeit im Bereich kleiner Spannung (Ohmscher Teil der I - U -Kennlinien), gemessen an drei YBCO/STO/Au-Strukturen. Die Dicke der STO-Barrieren variiert zwischen 8 und 30nm. Die durchgezogenen Linien stellen die Anpassungen an die Temperaturabhängigkeit von G nach den Modellen von Glazman und Matveev und der VRH-Theorie dar.

Die Abb. 4.13 zeigt die Leitfähigkeit dieser YBCO/STO/Au-Kontakten, aufgetragen auf einer logarithmischen Skala als Funktion von $T^{-1/4}$. Bei hohen Temperaturen scheinen sich die Daten, asymptotisch dem VRH-Verhalten (Gl. 2.11) anzunähern. Bei tiefen Temperaturen ($T < 20\text{K}$) zeigen die Kurven eine wenig ausgeprägte Temperaturabhängigkeit, was dafür spricht, daß der Transport hauptsächlich durch resonantes Tunneln und/oder Hüpfen über eine kleine Anzahl lokalisierter Zustände dominiert wird⁶⁷.

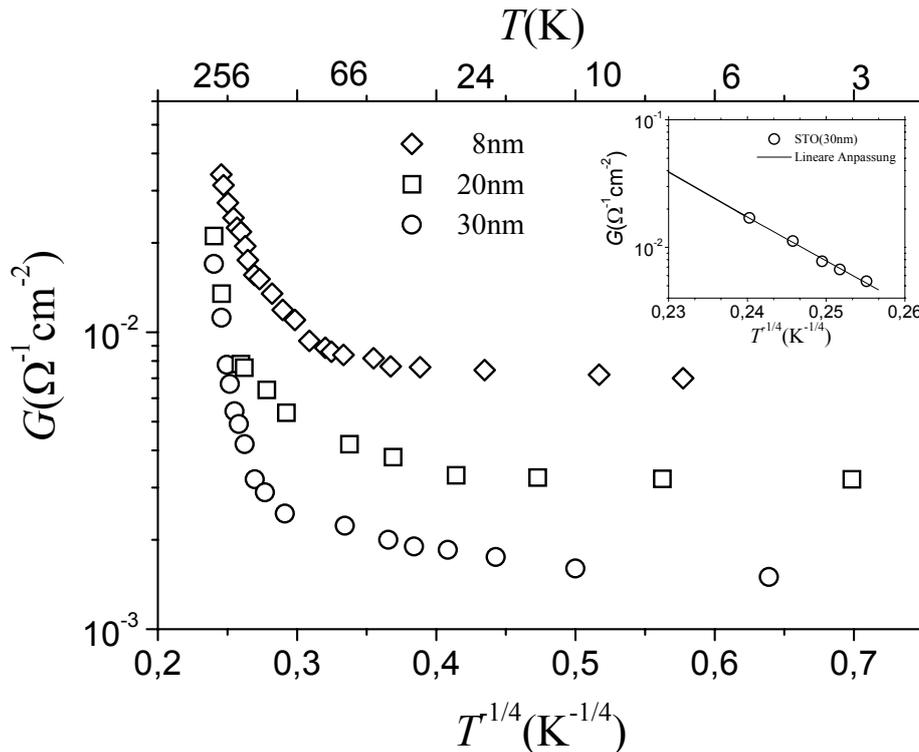


Abb. 4.13. Leitfähigkeit über der Temperatur für YBCO/STO/Au-Kontakte mit STO-Barrieren zunehmender Dicke. Das elektrische Verhalten der dicksten Barrieren (20-30nm) wird im hohen Temperaturbereich ($T > 100\text{K}$) durch die VRH-Theorie beschrieben. Bei tiefen Temperaturen wird der Transport durch resonantes Tunneln und/oder Hüpfen über lokalisierte Zustände dominiert. Der Einsatz zeigt die Anpassungskurve für die Daten der dicksten Barriere bei $T > 100\text{K}$ nach dem VRH-Modell. Der näherungsweise lineare Verlauf der Daten in diesem Bereich spricht dafür, daß die Barriere im betrachteten Temperaturbereich die Bulk-Grenze erreicht hat. Eine charakteristische Temperatur T^* von $3,8 \times 10^7 \text{K}$ ist aus der Steigung der Geraden zu berechnen.

Eine erste Analyse der in Abb. 4.12 aufgetragenen Daten wurde unter Verwendung der Gl. (2.9) durchgeführt. Hierbei wurde zunächst die Anzahl n der Zwischenzustände bestimmt, die für eine Beschreibung der experimentellen Kurven mittels der zugehörigen Leitfähigkeitsfunktionen im gesamten Temperaturbereich (300-4,2K) benötigt wird. Dann wurde die Leitfähigkeit über der Temperatur auf einer doppelt-logarithmischen Skala aufgetragen. Ein Beispiel hierfür ist in Abb. 4.14 gegeben. Zunächst wurde die Funktion $G_2(T) = \sigma_1 + \sigma_2 T^{n_2}$ an die Kurve der Leitfähigkeit einer 8nm dicken STO-Barriere mit einer Kontaktfläche von 10^{-6}cm^2

im Temperaturbereich von 4,2 bis ~60K angepaßt. Die Parameter σ_1 , σ_2 und n_2 sind frei zu variieren. Die beste Anpassungskurve ergab sich für den Exponent n_2 mit einem Wert von 1,33 (gestrichelte Linie). Demgemäß ist zu schließen, daß die gemessene Leitfähigkeit im gewählten Temperaturbereich durch eine Funktion $\sim T^{4/3}$ angepaßt werden kann. Die $T^{4/3}$ -Abhängigkeit beschreibt die Leitung über 2 Zwischenzustände in der STO-Barriere (Gl. 2.7).

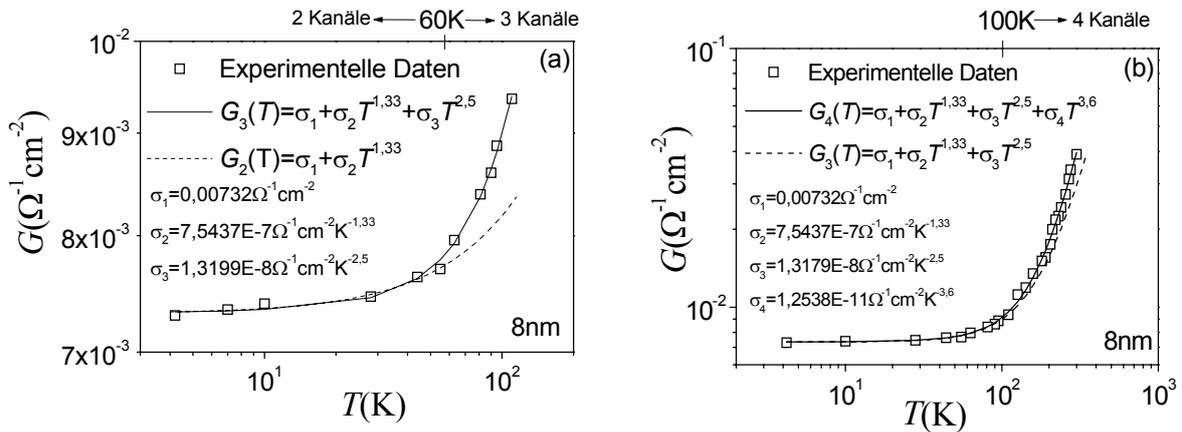


Abb. 4.14. (a) Leitfähigkeit als Funktion der Temperatur einer 8nm dicken STO-Barriere. Die gestrichelte Linie entspricht der besten Anpassung an die Daten im Bereich von 4,2 bis ~60K. Die durchgezogene Linie stellt die Anpassungskurve an die Daten bis ungefähr 100K dar, indem n_2 auf 1,33 und n_3 auf 2,5 gesetzt wurden. (b) Ein weiterer Term mit einer Temperaturabhängigkeit der Form $T^{3,6}$ wurde hinzugefügt. Die durchgezogene Linie stellt die beste Anpassungskurve an die Daten dar, indem die Exponenten der Potenzfunktion $G_4(T)$ auf die theoretisch vorausgesetzten Werte festgelegt wurden.

Ab ~60K wurde der Übergang in den Kanal $n=3$ angenommen und daher die Daten durch die Funktion $G_3(T) = \sigma_1 + \sigma_2 T^{1.33} + \sigma_3 T^{2.5}$ angepaßt (durchgezogene Linie), wobei σ_1 , σ_2 und σ_3 Koeffizienten sind, die im Temperaturbereich von 4,2 bis 110K frei variiert werden können. Durch den Einsatz dieser Funktion, die die Parameter σ_1 und σ_2 nicht verändert, d.h. σ_1 und σ_2 behalten die gleichen Werte wie in $G_2(T)$, wird der nicht zu vernachlässigende Beitrag des dritten Kanals zur gesamten Leitfähigkeit berücksichtigt und daher die Anpassung der Daten verbessert.

Die steile Zunahme der Leitfähigkeit mit T oberhalb ~100K (s. Abb. 4.14(b)) wird nach Glazman und Matveev durch den Zusatz eines weiteren Terms $\sigma_4 T^{3.6}$ beschrieben. σ_3 und σ_4 sind jetzt Anpassungsparameter. σ_1 und σ_2 behalten ihre vorherigen Werte, da die Daten bei hohen Temperaturen nicht empfindlich auf die Werte dieser zwei Parameter reagieren. Die durchgezogene Linie in Abb. 4.14(b) stellt die beste Anpassungskurve dar. Der von der Summe der Kanäle $n \leq 1$, $n=2$ und $n=3$ herrührende Beitrag zeigt, daß der Übergang in den dominierenden Kanal $n=4$ bei ungefähr 100K erfolgt.

Das oben beschriebene Verfahren ist robust hinsichtlich leichter Variationen der Temperaturgrenzen der sukzessiven Anpassungen und daher nicht willkürlich bezüglich der Festlegung dieser Grenzen. Obwohl der gesamte Anpassungsprozeß von vier Parametern Gebrauch macht, benötigt jede folgende Anpassung nur einen einzigen freien Parameter, um der Differenz zwischen den Daten und der Extrapolation der vorherigen Anpassung bei tieferen Temperaturen Rechnung zu tragen. Trotz der langsamen T -Abhängigkeit des Prozesses zeigt die Abb. 4.14, daß der Einsatz der Hüpfkanäle höherer Ordnung der von der Theorie vorhergesagten Form eines Potenzgesetzes folgt. Eine Anpassung der ganzen Kurve mittels einer einzigen Multiparameterfunktion würde nicht dasselbe Ausmaß an Vertrauen in die Ergebnisse hervorrufen.

Alternativ können die aufeinander folgenden Exponenten der Potenzfunktion überprüft werden, indem zugelassen wird, daß die Exponenten und die Vorfaktoren bei jedem Schritt variieren, wie häufig bei der Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Spannung verfahren wird²⁵. Dieses Verfahren liefert Exponenten, die nur um wenige Prozent von unseren Werten abweichen. In der gegenwärtigen Analyse wurden die Exponenten auf den vom Modell von Glazman und Matveev für die Leitung über eine kleine Anzahl von Hopping-Kanälen vorausgesagten Werten belassen, um sinnvolle Werte der Vorfaktoren (Fittingparameter), die für die Berechnung einiger physikalischer Größen notwendig sind, zu erhalten.

Weiterhin konnte bei einer gleichartigen Auswertung einer dünneren STO-Barriere (4nm) die Tendenz bestätigt werden, daß der Übergang der Leitfähigkeit in Kanäle höherer Ordnung für dünnere Barrieren bei höheren Temperaturen auftritt. Ein solches Verhalten wird durch Gl. (2.8) vorhergesagt.

VRH-Leitung beim Übergang zu dicken Barrieren

Der Bereich hoher Temperaturen und dicker Barrieren zeigt die Grenzen des bisher zur Analyse der experimentellen Daten verwendeten Modells auf.

Hüpfleitung über eine kleine Anzahl n lokalisierter Zustände in konstantem Abstand $d_{eff} \cong d/(n+1)$ (d_{eff} : reduzierter effektiver Tunnelabstand wegen der Anwesenheit n lokalisierter Zustände) scheint bei Barrierendicken größer als 20nm im hohen Temperaturbereich ($T > 100K$) nicht mehr stattzufinden. Die Leitfähigkeit einer 30nm dicken STO-Barriere als Funktion der Temperatur ist in Abb. 4.15 auf einer doppelt-logarithmischen Skala aufgetragen. Die experimentellen Daten bis zu einer Temperatur von ungefähr 140K konnten durch die oben eingesetzte Methode gut beschrieben werden. Somit ist es gelungen, die Leitfähigkeit dieser relativ dicken Barriere im Temperaturbereich von 4,2 bis 60K durch die Funktion $G_3(T) = \sigma_1 + \sigma_2 T^{1,33} + \sigma_3 T^{2,5}$ (Kanäle $n=1$, $n=2$ und $n=3$) anzupassen. Der Übergang in den Kanal $n=4$ scheint bei Temperaturen oberhalb 60K zu erfolgen; daher wurde ein zusätzlicher Term zur vorherigen Anpassungsfunktion hinzugefügt, der die Öffnung des Kanals $n=4$ ($\sim T^{3,6}$) be-

rücksichtigt. Auf diese Weise ist das Verhalten der Leitfähigkeit der 30nm dicken STO-Barriere unterhalb $\sim 140\text{K}$ durch die Kanäle $n=1$, $n=2$, $n=3$ und $n=4$ vollständig geklärt, also ein Kanal mehr als bei der 8nm dicken STO-Barriere trägt im gleichen Temperaturbereich zur Leitfähigkeit bei (s. Abb. 4.14(a)). Dies deutet darauf hin, daß die Temperatur, bei der ein Kanal vorherrschend wird, ansteigt, wenn die STO-Barriere dünner ist.

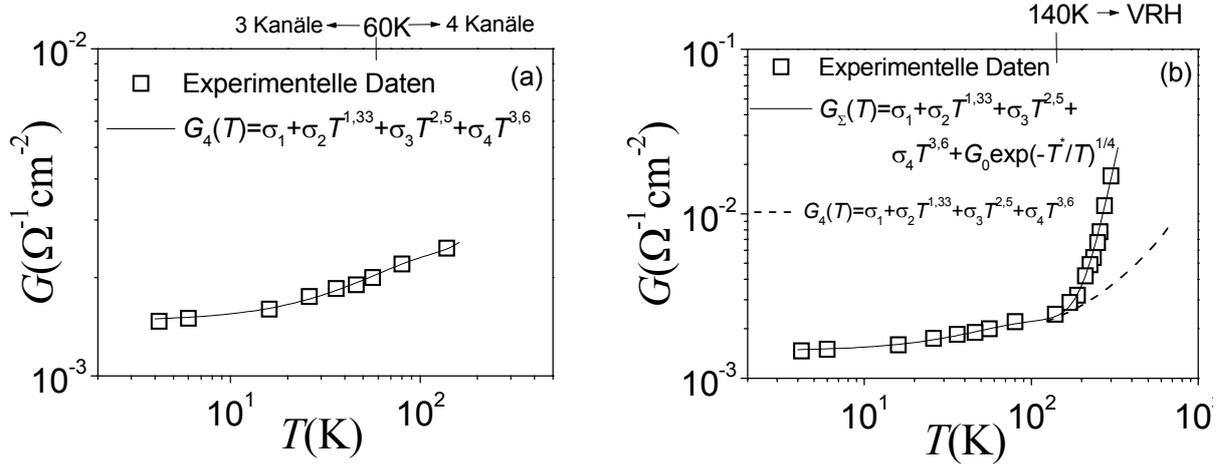


Abb. 4.15. (a) Doppelt-logarithmische Auftragung der Leitfähigkeit als Funktion der Temperatur einer 30nm dicken STO-Barriere im Bereich von 4,2 bis $\sim 140\text{K}$. Die durchgezogene Linie entspricht der besten Anpassung an die Daten. Der Vergleich dieser Kurve mit der in Abb. 4.14(b) zeigt, daß der Übergang in einen Kanal höherer Ordnung für dünnere Barrieren bei höheren Temperaturen erfolgt. (b) Die zusätzliche Erhöhung der Leitfähigkeit bei Temperaturen oberhalb 140K scheint am besten durch das VRH-Modell beschrieben zu werden. Die durchgezogene Linie stellt die beste Anpassungskurve dar, indem eine exponentielle Funktion $[G_0 \exp(-T^*/T)^{1/4}]$ an die Daten im Bereich höherer Temperaturen angepaßt wurde.

Der Zusatz weiterer Terme ($n=5$) zur Anpassungsfunktion ergab keine bessere Anpassung im Bereich hoher Temperaturen ($T > 140\text{K}$) (s. Abb. 4.15(b)). Dies legt nahe, daß die Gl. (2.9) nicht ausreichend ist, um die experimentelle Leitfähigkeit der Strukturen mit dickeren Barrieren zu beschreiben. Bei diesen relativ dicken Barrieren scheint das VRH-Modell eine bessere Beschreibung des Verhaltens der Leitfähigkeit bei hohen Temperaturen zu liefern, wie schon in Abb. 4.13 zu sehen war. Beruhend auf dieser Tatsache wurde der Gl. (2.9) ein VRH-Term hinzugefügt, um die Daten bei Barrieren mit einer Dicke von mehr als 20nm auszuwerten. Somit lautet die Anpassungsfunktion

$$G(T) = G_{dir} + G_{res} + \sum_{n \geq 2} G_n(T) + \hat{G}_0 \exp[-(T^*/T)^{1/4}], \quad (4.1)$$

wobei T^* durch die Gl. (2.12) gegeben ist. Wenn die Gl. (4.1) zur Analyse der experimentellen Daten eingesetzt wird, müssen zuerst die Werte von T^* und \hat{G}_0 aus der logarithmischen Auf-

tragung der Leitfähigkeit über $T^{1/4}$ bestimmt werden. Die beste Anpassungsfunktion für die Daten im Bereich hoher Temperaturen lieferte eine charakteristische Temperatur T^* von $3,8 \times 10^7 \text{K}$ (s. Einsatz in Abb. 4.13). Unter Berücksichtigung dieses Beitrags läßt sich die Funktion

$$G(T) = \sigma_1 + \sigma_2 T^{4/3} + \sigma_3 T^{5/2} + \sigma_4 T^{18/5} + \hat{G}_0 \exp\left[-(T^* / T)^{1/4}\right] \quad (4.2)$$

gut an die experimentellen Daten der 30nm dicken STO-Barriere anpassen, wobei σ_1 einen temperaturunabhängigen Term, der von direktem oder resonantem Tunneln herrührt, und σ_2 , σ_3 und σ_4 Anpassungsparameter für die Kanäle $n=2$, $n=3$ und $n=4$ bezeichnen. Der letzte Term in Gl. (4.2) wurde nur für STO-Barrieren dicker als 20nm benutzt.

Die nach dem Glazman-Matveev-Modell und dem VRH-Modell berechneten Temperaturabhängigkeiten der Leitfähigkeit dreier STO-Barrieren wurden bereits in Abb. 4.12 als durchgezogene Linien dargestellt. Die gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen und berechneten Kurven bestätigt, daß Tunneln und Hüpfen über eine kleine Anzahl lokalisierter Zustände den Stromtransport durch STO-Barrieren in YBCO/STO/Au-Kontakten bestimmen. Dies gilt für Barrierendicken zwischen 3 und 20nm im ganzen Temperaturbereich (4,2-300K) und für dickere Barrieren ($>20\text{nm}$) für Temperaturen unterhalb 140K. Die Hüpfleitfähigkeit über eine kleine Anzahl lokalisierter Zustände geht bei Temperaturen $>140\text{K}$ im Fall von Kontakten mit STO-Barrieren, deren Dicken 20nm überschreiten, fast abrupt in einen VRH-Hüpfprozeß über. Ein ähnliches Verhalten ist für die Stromleitung dünner, amorpher Si- und kristalliner PBCO-Barrieren berichtet worden^{25,68}, wenn die Dicke der Barrieren die typische Hüpflänge l_{VRH} überschreitet.

In Analogie zu Gl. (2.15) kann die temperaturabhängige Hüpflänge folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$l_{VRH} = \frac{a}{2} (T^* / T)^{1/4}. \quad (4.3)$$

Da a und T^* durch die Auswertung der experimentellen Daten der Leitfähigkeit einer Reihe von STO-Barrieren bestimmt wurden (die Bestimmung von a wird im Abschnitt 4.1.2.3 beschrieben), kann damit die temperaturabhängige Hüpflänge l_{VRH} geschätzt werden. Die Abb. 4.16 zeigt die nach Gl. (4.3) berechnete Hüpflänge l_{VRH} in der 30nm dicken STO-Barriere. Daraus ist zu ersehen, daß diese Größe von ca. 4nm bei Raumtemperatur bis etwa 5nm bei 140K zunimmt. Somit legen die Daten der 30nm dicken STO-Barriere nahe, daß das Mott-sche Gesetz für eine Dicke d größer als $6l_{VRH}$ wenigstens im Bereich hoher Temperaturen eine sinnvolle Beschreibung des Ladungstransports durch die Barriere liefert.

Daß ein perkolatives Modell den Transport in einer Schicht, deren Dicke nur wenige Vielfache der kritischen Perkolationslänge beträgt, erklären kann, ist zunächst etwas überraschend. Dennoch hat Shklovskii²⁷ demonstriert, daß der Übergang des Hüpfens über hoch effektive Ketten -ausgehend und bestimmt durch die hohe Zustandsdichte der metallischen Elektroden- in den mit einem diffusiven Regime verknüpften VRH-Mechanismus -bestimmt durch n_L des unendlichen Isolators allein- in drei Dimensionen ziemlich abrupt zustande kommt, wenn $d \sim l_{VRH}$ ist. In zwei Dimensionen dagegen wurde von ihm vorausgesagt, daß stark verdrehte dennoch nicht perkolativ ausgerichtete Pfade wichtig beim Übergang von Ketten zu einem perkolativen Netz sein müssen. Trotzdem existiert keine Theorie, die eine genaue Beschreibung der Art und Weise, wie sich ausgerichtete, geradlinige Ketten zu einem perkolativen Netz in den untersuchten Strukturen entwickeln, liefert.

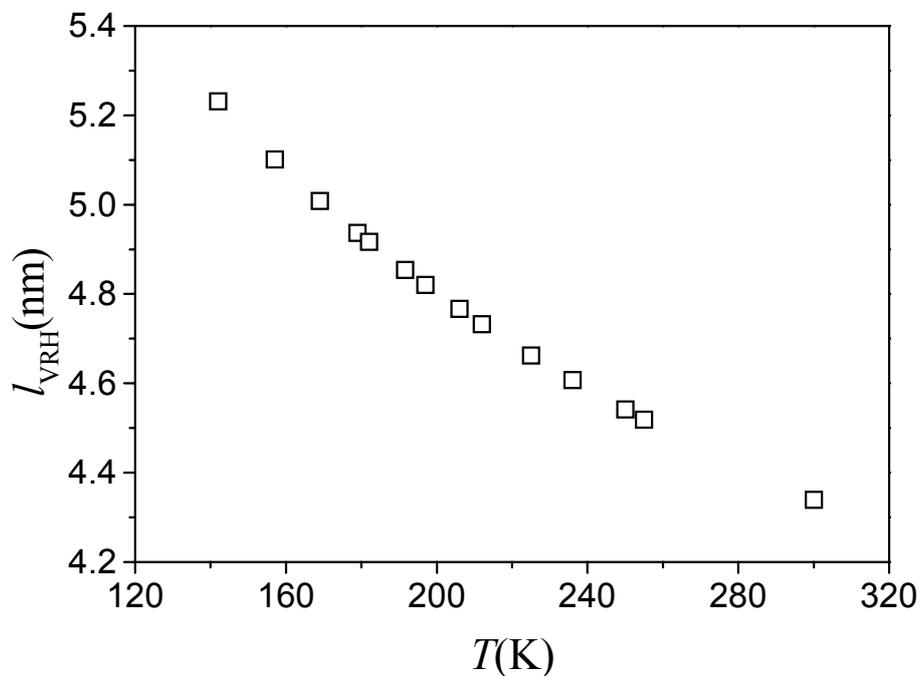


Abb. 4.16. Temperaturabhängigkeit der typischen mittleren Länge eines Hüpfers in Richtung des an einer 30nm dicken STO-Barriere angelegten kleinen elektrischen Feldes. Die Kurve wurde durch Gl. (4.3) errechnet, indem die experimentell bestimmten Größen T^* und a eingesetzt wurden. Physikalisch sinnvoll ist nur der Bereich oberhalb 140K, da nur dort der VRH-Mechanismus dominant zum Ladungstransport beiträgt und der Parameter T^* nur im Bereich hoher Temperatur (vergl. Abb. 4.13, Nebenbild) bestimmt wurde.

Dieser Übergangsbereich wurde schon in Abb. 4.15 als der Bereich beschrieben, in dem die experimentellen Daten, gemessen an der 30nm dicken STO-Barriere, von der $n=2, \dots, 4$ -Anpassungsfunktion abweichen, um gegen eine VRH-Anpassung zu konvergieren. Der Einschluß zusätzlicher Kanäle ($n > 4$) lieferte keine angemessene Erklärung für das Verhalten der experimentellen Daten bei hohen Temperaturen ($T > 140K$).

Es scheint, daß bei zunehmender Temperatur hoch ausgerichtete Ketten von hoher Ordnung ($n > 2$), die die metallischen Elektroden verbinden, den Transport solange beherrschen, bis es praktisch unmöglich wird, die erforderlichen Konfigurationen in Barrieren mit einer gegebenen endlichen Fläche zu realisieren. Wenn die beiden diskutierten Mechanismen in Temperaturbereichen auftreten, die eine kleine Überlappung haben, sollten sich ihre Leitfähigkeiten Shklovskiis Argumentation zufolge parallel addieren. Die parallele Addition wurde schon bei der Analyse der Leitfähigkeit der 30nm dicken STO-Barriere im vollständigen Temperaturbereich eingesetzt (s. Abb. 4.15).

4.1.2.3 Auswertung der physikalischen Parameter der lokalisierten Zustände in STO-Barrieren

Lokalisierungslänge

Die Gl. (2.8) und (2.10) zeigen, daß die aus einem Kanal mit n lokalisierten Zuständen hervorgehende Hüpfleitfähigkeit eine charakteristische Abhängigkeit von der Dicke d der Barriere aufweist. Die verschiedenen Tunnelkanäle G_n hängen von den Größen g , d und a ab, die je nach Präparation variieren. Daher müssen die T - oder U -Abhängigkeiten von G verwendet werden, um G_n zu identifizieren (Gl. (2.8), (2.10)), wobei G_0 und G_1 nur durch die d -Abhängigkeit zu trennen sind. Wird dieser Aspekt berücksichtigt, kann das Verhalten des Koeffizienten σ_2 , der als Vorfaktor des Terms $T^{4/3}$ in der gesamten Leitfähigkeit erscheint, analysiert werden. Die Abb. 4.17(a) zeigt eine semi-logarithmische Auftragung der Größe σ_2/d als Funktion der Dicke d . In dieser Abbildung ist für Barrierendicken bis 6nm ein näherungsweise lineares Verhalten zu erkennen. Aus der Steigung der Geraden und durch Verwendung der Gl. (2.7) konnte eine Lokalisierungslänge bzw. ein Radius der lokalisierten Zustände in der STO-Barriere von $\sim 4,6 \times 10^{-8}$ cm abgeschätzt werden, die ungefähr der Gitterkonstanten von $3,9 \times 10^{-8}$ cm des STO entspricht.

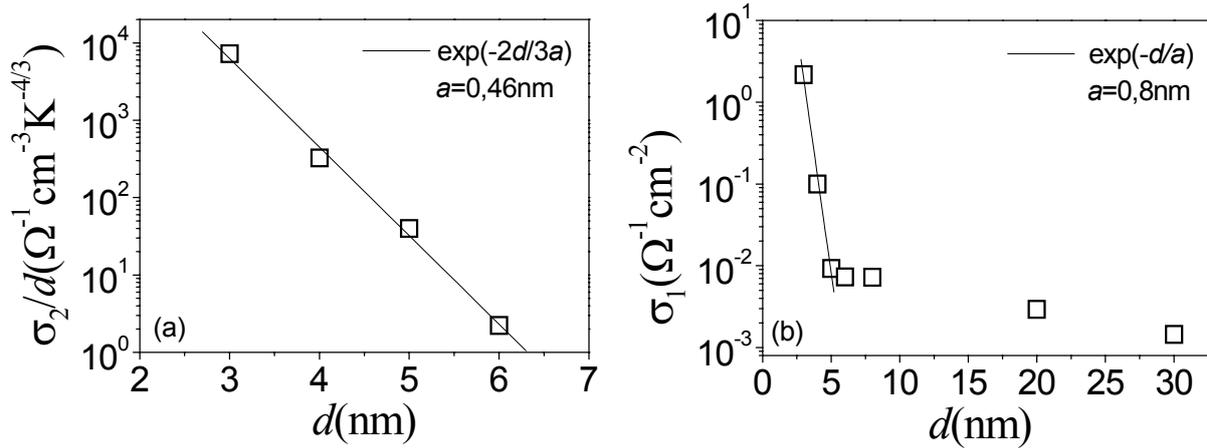


Abb. 4.17. (a) Semi-logarithmische Auftragung der Vorfaktoren des $T^{4/3}$ -Terms dividiert durch die Schichtdicke als Funktion der Dicke der STO-Barrieren. Die Gerade zeigt die für Hüpfleitung über zwei lokalisierte Zustände erwartete Beziehung. Aus der Steigung ergibt sich eine Lokalisierungslänge von $\sim 4,6 \times 10^{-8} \text{cm}$. (b) Temperaturunabhängige Leitfähigkeit σ_1 als Funktion der Dicke der STO-Barrieren, aufgetragen auf einer semi-logarithmischen Skala. Obwohl σ_1 keine einfache Abhängigkeit von der Dicke der Barriere aufweist, nähert sich die Steigung der eingezeichneten Geraden (kleine Werte von d) derjenigen überein, die für resonantes Tunneln über einen lokalisierten Zustand erwartet wird. Die dabei berechnete Lokalisierungslänge beträgt $\sim 8 \times 10^{-8} \text{cm}$, was nicht so weit weg von dem in (a) ermittelten Wert ist.

Die Kenntnis der Lokalisierungslänge a ermöglicht es, die Leitfähigkeit σ_1 zu prüfen. In Abb. 4.17(b) sind die Werte von σ_1 als Funktion der Dicke semi-logarithmisch aufgetragen, wie sie durch den Anpassungsprozeß nach dem Glazman und Matveev-Modell erhalten wurden. Obwohl σ_1 keine einfache exponentielle Abhängigkeit von der Dicke aufweist, ist sichtbar, daß die größere Steigung (für kleine Barrierendicken d) ungefähr $1/a$ entspricht. Diese Tatsache deutet darauf hin, daß die temperaturunabhängige Leitfähigkeit der untersuchten Strukturen für Barrierendicken unterhalb 6nm nicht von direktem, sondern von resonantem Tunneln bestimmt wird. Ein anderer Aspekt bezieht sich auf die Ursache für die Abweichung der experimentellen Daten in Abb. 4.17(b) von der Geraden oberhalb 6nm. Die einfachste Erklärung für dieses Verhalten könnte eine inhomogene Barrierendicke sein^{68,61}. Diese Inhomogenität nimmt mit zunehmender Barrierendicke d zu; bei dickeren STO-Barrieren treten mit größerer Wahrscheinlichkeit lokal wesentlich dünnere Barrierenbereiche auf, die mit einem überproportionalen Anteil zur Gesamtleitfähigkeit beitragen und somit die Meßpunkte zu höheren Leitfähigkeiten verschieben⁶⁸. Allerdings konnte in dieser Arbeit keine degradierte Oberflächenmorphologie, d.h. Erhöhung der Rauigkeit der STO-Schichten, die in nur wenige Elementarzellen dicken Schichten die Dickenverteilung widerspiegelt, beobachtet werden, die mit der Zunahme der Dicke der Barrieren zusammenhing. Eine andere Möglichkeit ist eine asymmetrische Potentialbarrierenstruktur, die inhärent von der YBCO/STO/Au/-Mehrlagenstruktur herrührt. Wie im Abschnitt 4.1.2.1 ausführlich diskutiert, ist denkbar, daß ein elektrisches Feld wegen der Differenz der Austrittsarbeiten zwischen YBCO und Au oder der unterschiedlichen Struktur der Grenzflächen YBCO/STO und STO/Au (unterschiedliche

Übergangsschichten) innerhalb der Barriere auftritt⁶⁸. Außerdem ist der resonante Tunnelstrom proportional zu $\exp(-\kappa d_0)$ und damit schwächer mit wachsender Dicke. Da bei dickeren Barrieren immer mehr Tunnelkanäle geöffnet werden, werden andere Transportmechanismen (z.B. Hüpfen über lokalisierte Zustände) gegenüber resonantem Tunneln begünstigt.

Dichte lokalisierter Zustände und Barrierenhöhe in dünnen STO-Barrieren

Der Stromtransport in dünnen, isolierenden Barrieren, die lokalisierte Zustände enthalten, kann quantitativ durch vier physikalische Parameter, a , g , E_0 und λ , beschrieben werden⁶⁸, wie aus den Gleichungen (2.5) und (2.7) zu sehen ist. Unter diesen Parametern wurde eine Lokalisierungslänge a von $4,6 \times 10^{-8} \text{cm}$ schon durch die Dickenabhängigkeit des Vorfaktors σ_2 berechnet. Eine direkte Ableitung der Zustandsdichte g ist jetzt möglich, indem die charakteristische Temperatur T^* der in einer 30nm STO-Barriere im hohen Temperaturbereich beobachteten VRH-Leitung verwendet wird. Durch Gl. (2.12) und den experimentell bestimmten Wert für T^* von $3,8 \times 10^7 \text{K}$ (s. Abb. 4.13) läßt sich eine Zustandsdichte von $6 \times 10^{19} (\text{eV})^{-1} \text{cm}^{-3}$ berechnen. Eine ähnlich hohe Zustandsdichte von $\sim 10^{18} (\text{eV})^{-1} \text{cm}^{-3}$ ist von Fuchs et al.¹⁰⁹ für YBCO/STO/Au-Strukturen mit dicken STO-Schichten (200-500nm) berichtet worden.

Ein anderer wichtiger physikalischer Parameter, die Barrierenhöhe $\phi = E_c - E_F$, läßt sich durch die Kenntnis der Lokalisierungslänge a berechnen. Ausgehend von der Abklingkonstanten der Wellenfunktionen der Elektronen $\kappa_0 = 1/a = [2m(E_c - E_F)]^{1/2} / \hbar$, wobei m als die Ruhemasse des Elektrons genommen wird, konnte eine Barrierenhöhe $\phi \approx 0,4 \text{eV}$ in Richtung der Sauerstoffoktaeder ausgerechnet werden. Zum Vergleich mit einem anderen Metalloxid wurde für O-Oktaeder in Nb_2O_5 eine Barrierenhöhe $E_c - E_F \approx 0,4 \text{eV}$ abgeleitet¹⁶, während Scherebenen $E_c^* - E_F \approx 0,1 \text{eV}$ zeigen, die in guter Übereinstimmung mit der Ionisierungsenergie für Elektronen in Sauerstoffleerstellen von $0,1-1 \text{eV}$ steht.

4.1.2.4 Abhängigkeit der Hüpfleitfähigkeit von der Spannung im Bereich $eU \gg k_B T$

Bei STO-Barrieren, deren nominelle Dicken größer als 2nm waren, konnten elastische tunnelartige $I-U$ -Kennlinien nicht mehr beobachtet werden. Dies deutet darauf hin, daß bei Dicken ab 3nm aktiviertes ($n=2$) Tunneln gegenüber direktem oder resonantem Tunneln vorzuherrschen beginnt. Deshalb muß der Einfluß lokalisierter Zustände, der sich in inelastischen Effekten niedrigster Ordnung äußert, beachtet werden.

In diesem Abschnitt wird die Gültigkeit der Gl. (2.10) bei YBCO/STO/Au-Strukturen, gemessen bei 4,2K und Spannungen bis zu 2V, überprüft.

Feldaktivierung

In der klassischen Mott'schen Herleitung wird ein hüpfender Ladungsträger zwischen einem Anfangs- und einem Endzustand eines unendlich ausgedehnten Dielektrikums nur durch die thermische Energie $k_B T$ befördert⁷³. Durch ein elektrisches Feld gewinnt das Elektron eine Energie $e\epsilon_r E r_z$, wobei e die Elementarladung, ϵ_r die Dielektrizitätskonstante des Materials, E das elektrische Feld in der z -Richtung und r_z den mittleren Hüpfabstand in z -Richtung bezeichnen. Der Energiegewinn kann als eine effektive Reduktion der Energie des Endzustands oder als ein Zusatz zu der für das Elektron verfügbaren thermischen Energie $k_B T$ betrachtet werden. Bei der letzten Beschreibung sind Temperatur und elektrisches Feld austauschbar⁷³. Das angelegte elektrische Feld bei der Beschreibung des Transports in der Barriere kann als zweiter Aktivierungsmechanismus einbezogen werden⁷³.

Abb. 4.18 zeigt den spezifischen Widerstand ρ einer 5nm dicken STO-Barriere als Funktion des angelegten elektrischen Felds, gemessen bei 77 und 9K. Der Widerstand wurde aus den I - U -Kennlinien durch die Beziehung $R=U/I$ berechnet, die Querschnittsfläche A und die Länge L waren 10^{-6}cm^2 , bzw. $5 \times 10^{-7}\text{cm}$. In Abb. 4.18 ist eine vergleichsweise wenig ausgeprägte Abhängigkeit vom angelegten elektrischen Feld bei einer Meßtemperatur von 77K zu erkennen. Es ist zu erwarten, daß bei noch höheren Meßtemperaturen die Temperaturaktivierung dominant wird⁷³, was dazu führt, daß kein Feldeffekt beobachtet werden kann, d.h. $\rho(E)=\text{konstant}$. In diesem Temperaturbereich ($>77\text{K}$) ist wahrscheinlich das thermisch aktivierte Hüpfen zum nächstgelegenen benachbarten Zustand der Haupttransportprozeß.

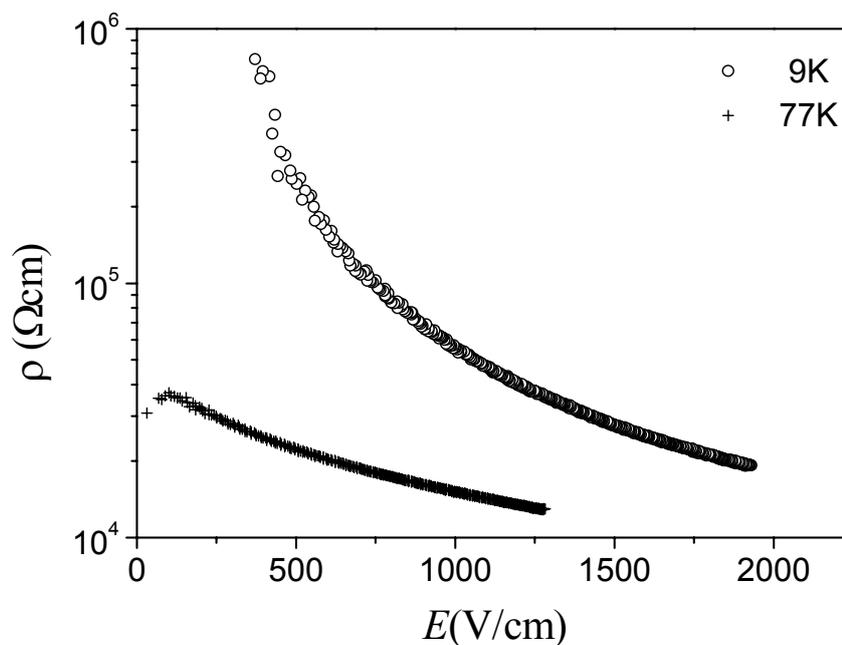


Abb. 4.18. Spezifischer Widerstand einer 5nm dicken STO-Barriere als Funktion des angelegten elektrischen Felds, gemessen bei 77 und 9K. Bei hoher Temperatur ($>77\text{K}$) spielt die Feldabhängigkeit des Transport eine immer kleinere Rolle.

Eine andere Möglichkeit zur Erklärung der Feldabhängigkeit des spezifischen Widerstands wäre die Dissipation in den STO-Barrieren. Dies würde die Temperatur lokal erhöhen und daher den Widerstand verringern. Allerdings ist die maximal dissipierte Leistung in den STO-Barrieren von der Größenordnung $5 \times 10^{-2} \text{ W/cm}^2$ (s. z.B. Abb. 4.4(b)). Ausgehend von den in der Literatur¹¹⁰ für Feldeffektbauelemente zu findenden Daten ist es im gegenwärtigen Fall möglich, eine maximale Temperaturerhöhung von 2mK abzuschätzen. Demzufolge kann die Erwärmung nicht für die beobachtete Feldabhängigkeit verantwortlich sein. Der elektrische Durchschlag vom Dielektrikum beruht primär auf elektronische Ionisation und nicht auf Erwärmung.

Beobachtung von Hüpfkanälen niedrigster Ordnung

Abbildung 4.19 zeigt für eine Reihe von STO-Barrieren, deren Dicken zwischen 3 und 20nm variieren, die auf die Injektionsfläche normierte dc-Leitfähigkeit bei niedriger Temperatur als Funktion der angelegten Spannung, aufgetragen auf einer doppelt-logarithmischen Skala. Die Daten wurden bei 4,2K aufgenommen, was einer thermischen Energie von $\sim 0,3 \text{ meV}$ entspricht. Hiermit wird das Kriterium $eU \gg k_B T$ im Spannungsbereich oberhalb 3mV erfüllt.

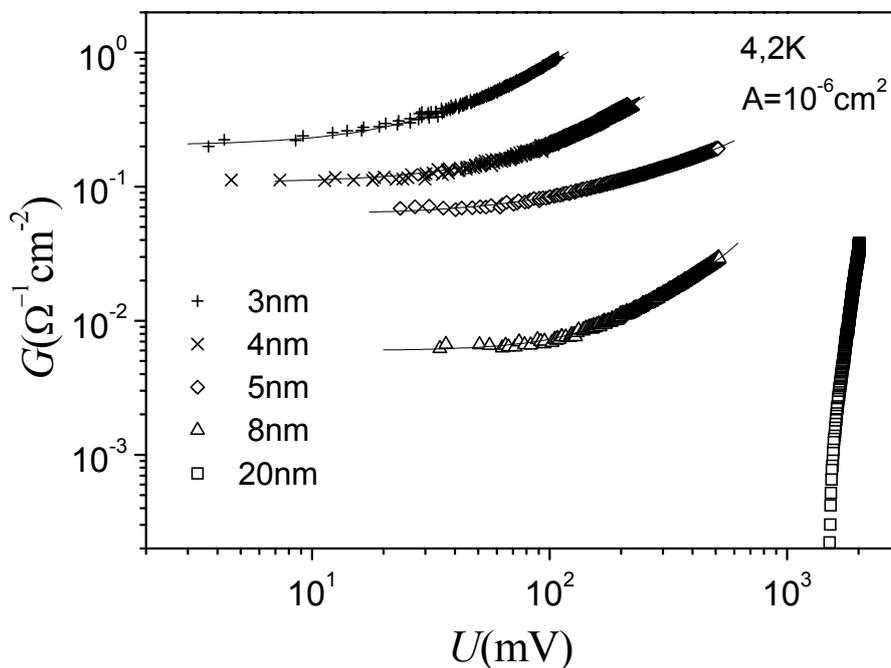


Abb. 4.19. Doppelt-logarithmische Auftragung der auf die Injektionsfläche normierte dc-Leitfähigkeit als Funktion der Spannung, gemessen an einer Reihe von YBCO/STO/Au-Kontakten bei einer Meßtemperatur von 4,2K. Die Dicke der STO-Barrieren variierte zwischen 3 und 20nm. Die Schwellenspannung, oberhalb derer ein nicht lineares Verhalten einsetzt, nimmt bei zunehmender Dicke der STO-Barrieren ab. Die durchgezogenen Linien stellen die Anpassungsfunktionen für die Daten nach dem Modell von Glazman und Matveev dar. $A=10^{-6} \text{ cm}^2$ ist die Injektionsfläche.

Aus der Abbildung ist zu ersehen, daß es bei den Daten zu den 3 und 4nm dicken STO-Barrieren eine relativ flache, spannungsunabhängige Region (bis ungefähr 20mV) gibt, was auf ein Ohmsches Verhalten der experimentell gemessenen I - U -Charakteristik hindeutet. In dieser Region wird der Ladungstransport wesentlich durch elastisches Tunneln mit unbedeutenden Beiträge inelastischer Prozesse bestimmt. Mit zunehmender Dicke der Barrieren wird die Ohmsche Region schmaler, bzw. die Schwellenspannung, oberhalb derer Nichtlinearitäten einsetzen, nimmt mit zunehmender Dicke der STO-Barrieren ab, und die Spannungsabhängigkeit weist ein zunehmend nicht lineares Verhalten mit steigender Spannung auf. Bei höheren Spannungen dominieren inelastische Prozesse schnell die Leitfähigkeit, was sich in einer spannung abhängigen Leitfähigkeit und in nicht linearen I - U -Kennlinien übersetzt. Bei sehr hohen Spannungen scheinen sich die Daten, asymptotisch dem VRH-Verhalten anzunähern; in diesem Bereich zeigt die Hüpfleitfähigkeit ihr kompliziertestes Verhalten. Somit ist der Auftritt von Nichtlinearitäten durch den Hüpfvorgang $n \geq 2$ und die Hüpfenergie bedingt, die mit der Dicke der Schicht gemäß $eU/n \gg k_B T$ abnimmt (bei dickeren Barrieren ist die Zahl von Hüpfvorgänge größer).

Gemäß Glazman und Matveevs Modell ist damit zu rechnen, daß die Leitfähigkeit bei kleineren Spannungen aus einem spannungsunabhängigen Term, der die direkten und resonanten Beiträge einschließt, und einem spannungsabhängigen Term, durch den der Einsatz von Hüpfprozessen berücksichtigt wird, besteht. Die Leitfähigkeit einer 4nm dicken STO-Barriere als Funktion der Spannung in zwei verschiedenen Bereichen (0-60mV und 0-300mV) ist in Abb. 4.20(a) und 4.20(b) aufgetragen.

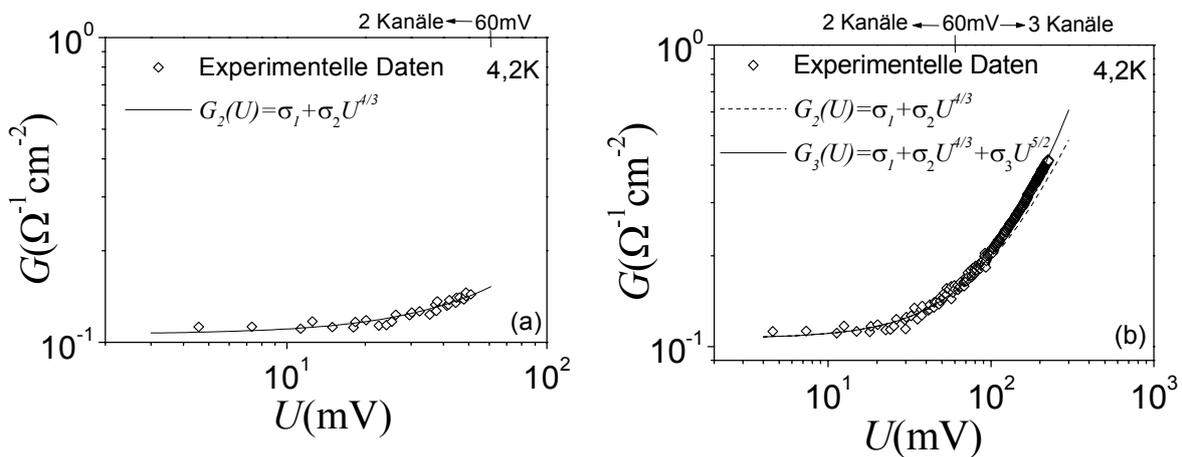


Abb. 4.20. (a) Leitfähigkeit über der Spannung, gemessen an einer 4nm dicken STO-Barriere. Die durchgezogene Linie entspricht der besten Anpassungsfunktion der Form $G_2(U) = \sigma_1 + \sigma_2 U^{4/3}$. Diese Abhängigkeit wird bei inelastischer Hüpfleitung über zwei lokalisierte Zustände in der STO-Barriere erwartet. (b) Spannungsabhängigkeit der Leitfähigkeit, gemessen an derselben 4nm dicken STO-Barriere bis zu einer Spannung von 300mV. Die gestrichelte Linie ist die Extrapolation der in Abb. 4.20(a) aufgetragenen Funktion auf höhere Spannungen. Die Erhöhung der Leitfähigkeit oberhalb der gestrichelten Linie rührt vom Hüpfkanal $n=3$ her. Die durchgezogene Linie stellt die Anpassung nach Berücksichtigung der Differenz zwischen der gestrichelten Linie und den experimentellen Daten dar.

Ausgehend von der theoretischen Vorhersage, daß der Hüpfterm im Bereich $eU \gg k_B T$ wie $U^{4/3}$ variiert, wurde die Funktion

(4.4)

$$G_2(T) = \sigma_1 + \sigma_2 U^{4/3}$$

den experimentellen Daten angepaßt, wobei σ_1 und σ_2 frei zu variierende Parameter sind. Die beste Anpassungskurve für die Daten im Spannungsbereich von 4 bis 60mV lieferten, wie in Abb. 4.20(a) gezeigt, Werte für die Vorfaktoren σ_1 und σ_2 von jeweils $1 \times 10^{-1} \Omega^{-1} \text{cm}^{-2}$ und $1,9 \times 10^{-4} \Omega^{-1} \text{cm}^{-2} \text{K}^{-4/3}$. Die gute Übereinstimmung zwischen den Daten und die einfache Potenzgesetz-Abhängigkeit $G_2(T) = \sigma_1 + \sigma_2 U^{4/3}$ deuten darauf hin, daß in diesem Spannungsbereich ein elastischer Prozeß und ein inelastisches Hüpfen von Elektronen über zwei lokalisierte Zustände zur Stromleitung in der dünnen 4nm dicken STO-Barriere beitragen. Oberhalb des erwähnten Spannungsbereichs werden Abweichungen der Daten von der angepaßten Kurve ersichtlich.

Die Theorie sagt aus, daß Hüpfketten mit mehr als zwei lokalisierten Zuständen eine zunehmende Rolle spielen, wenn die Spannung erhöht wird. Deshalb wurde ein Term der Form $\sigma_3 U^{5/2}$ entsprechend der Spannungsabhängigkeit des Kanals mit $n=3$ lokalisierten Zuständen zur Gl. (4.4) hinzugefügt. Die neue Funktion wurde dann den Daten im Bereich von 0 bis 300mV angepaßt, indem die Vorfaktoren σ_1 und σ_2 auf den bei dem vorigen Anpassungsprozeß gefundenen Werten belassen wurden. Durch die freie Variation von σ_3 ließen sich die Daten im ganzen Spannungsbereich angleichen. Die beste Anpassung im erwähnten Spannungsbereich lieferte für σ_3 einen Wert von $8,2 \times 10^{-8} \Omega^{-1} \text{cm}^{-2} \text{K}^{-5/2}$.

Die Objektivität dieses Vorgehens könnte in Frage gestellt werden, da die Werte der Vorfaktoren sensitiv auf den gewählten Spannungsbereich sind²⁵. Zum Beispiel ergeben sich, wenn ein größerer Spannungsbereich betrachtet und durch dieselbe Anpassungsfunktion $\sim U^{4/3}$ angepaßt wird, für die Vorfaktoren σ_1 und σ_2 größere Werte. Deren Verwendung führt allerdings zu einer schlechten Anpassung der Daten im Bereich niedrigerer Spannungen, wo die Meßpunkte stark streuen. Diese Streuung beeinträchtigt die Qualität der Anpassung für Kanäle niedrigster Ordnung.

Die durchgezogene Linie in Abb. 4.20(b) zeigt die beste Anpassungsfunktion nach dem Zusatz des Terms $n=3$. Die gestrichelte Linie entspricht der Anpassungsfunktion im ersten gewählten Spannungsbereich extrapoliert auf höhere Spannungen (über 60mV hinaus). Im gegenwärtigen Fall macht das zweite Anpassungsverfahren nur von einem einzigen Term ($\sigma_3 U^{5/2}$) Gebrauch, um die Differenz zwischen den Daten und der gestrichelten Linie zu berücksichtigen.

Die fast perfekte Übereinstimmung zwischen den experimentellen Daten und der Anpassungsfunktion und das vollkommen selbstkonsistente Verfahren legen nahe, daß die nicht-ohmsche Leitung bei niedrigen Spannungen auf Hüpfen zuerst über den $n=2$ - und dann, sobald die Spannung zunimmt, zusätzlich über den $n=3$ -Kanal, zurückzuführen ist.

Beobachtung von Kanälen höherer Ordnung

Im vorherigen Abschnitt wurde ein quantitatives Verständnis der Hüpfleitfähigkeit bei relativ niedrigen Spannungen im Rahmen von Glazman und Matveevs Modell gewonnen. Damit kann auch eine Analyse der experimentellen Daten in einem höheren Spannungsbereich vorgenommen werden, wo zu erwarten ist, daß Hüpfkanäle mit mehreren lokalisierten Zuständen allmählich wichtiger werden. Dies führt zu einer zunehmend nicht-linearen Leitfähigkeit, wie in Abb. 4.21 zu sehen ist. Hüpfkanäle höherer Ordnung können bei zunehmender Dicke der STO-Barrieren auftreten. Tatsächlich konnte die Leitfähigkeit einer 3nm dicken STO-Barriere durch eine Potenzfunktion proportional zu $U^{4/3}$ ($n=2$) angepaßt werden, während eine Beschreibung der Leitfähigkeit einer 8nm dicken STO-Barriere im selben Spannungsbereich (bis 100mV) erst durch den Zusatz eines Terms proportional zu $U^{18/5}$ ($n=4$) erzielt werden konnte.

Abb. 4.21 zeigt die Leitfähigkeit, gemessen an Strukturen mit 3 und 8nm dicken STO-Barrieren, als Funktion der Spannung bis zu 500mV. Die Vorfaktoren σ_1 bis σ_5 , wurden als frei zu variierende Parameter verwendet. Die weitgehend gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen Daten und den angepaßten Kurven spricht nochmals für das erwartete Ergebnis, daß die Erhöhung der Spannung oder der Dicke das Hüpfen über Ketten mit mehr als 2 (bis zu 5) lokalisierten Zuständen begünstigt.

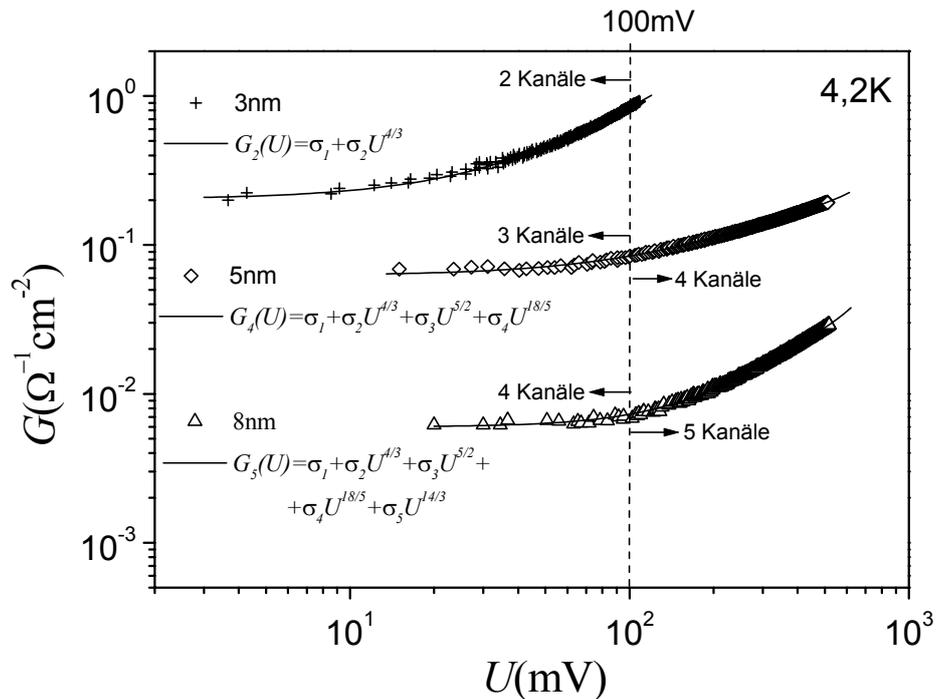


Abb. 4.21. Anpassungskurven der Leitfähigkeiten dreier Strukturen mit 3, 5 und 8nm dicken STO-Barrieren bei Spannungen von bis zu 500mV. Die gestrichelte Linie (100mV) zeigt näherungsweise die Grenze, oberhalb derer Hüpfkanäle der nächst höheren Ordnung zur Leitung in den STO-Barrieren beitragen, wenn die Dicke der Barriere oder die angelegte Spannung erhöht wird.

Übergang zum VRH-Verhalten in dicken Barrieren

Eine semi-logarithmische Auftragung der Stromdichte als Funktion des elektrischen Feldes einer Reihe von Strukturen mit STO-Barrieren variierender Dicke (5-30nm), gemessen bei 4,2K, ist in Abb. 4.22 dargestellt. Das elektrische Feld, das als Spannung geteilt durch die Dicke der STO-Barriere angenommen wird, ist in der Abbildung als $(E^{-1/4})$ aufgetragen. Die Stromdichte ist gleich dem gesamten Tunnelstrom geteilt durch die Kontaktfläche.

Während die obere Grenze der Abszisse ca. 10mV für die 5nm dicke STO-Barriere entspricht, entspricht die untere Grenze ca. 4V für die 30nm dicke STO-Barriere. Demgemäß könnten möglicherweise einige der grundlegenden Annahmen zur Analyse der experimentellen Daten im Rahmen des VRH-Modells, z.B. eine gleichmäßige Dichte lokalisierter Zustände und eine spannungs- und orts-unabhängige Lokalisierungslänge, bei solch extrem hohen Spannungen nicht mehr gelten²⁵.

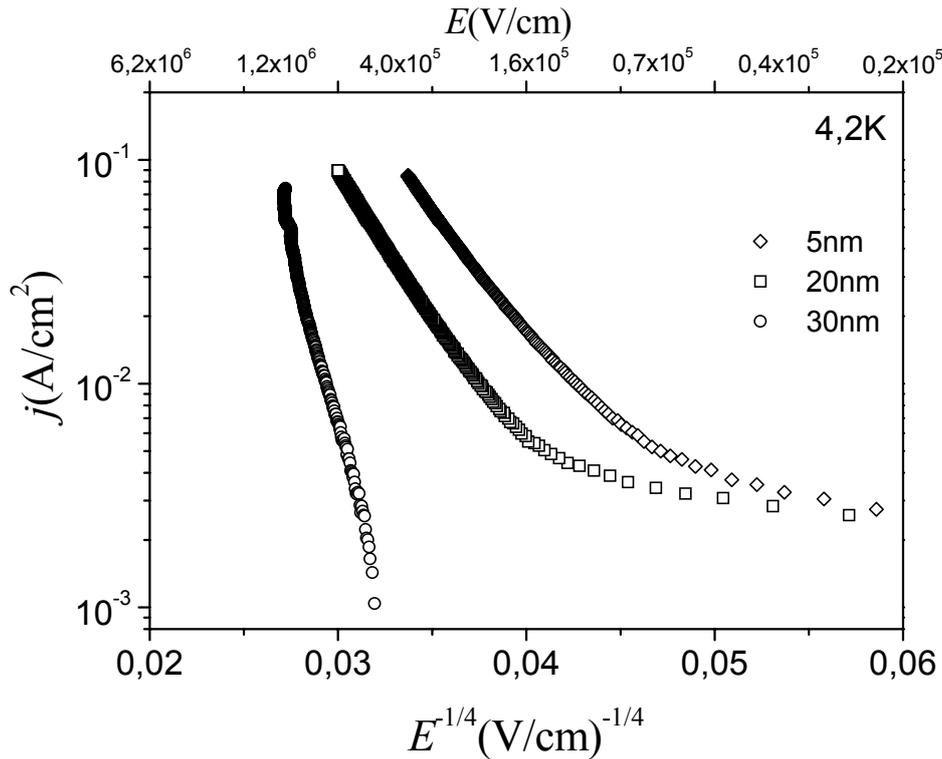


Abb. 4.22. Semi-logarithmische Auftragung der Stromdichte als Funktion des elektrischen Feldes ($E^{-1/4}$) einer Reihe von STO-Barrieren zunehmender Dicke, gemessen bei 4,2K. Das Verhalten der dicksten STO-Barriere (30nm) folgt im ganzen Spannungsreich dem VRH-Modell. Die dünnere STO-Barriere weist besonders bei kleineren Spannungen beträchtliche Abweichungen vom Modell auf. Dies könnte im Sinne eines Übergangs des dominierenden Leitungsprozesses vom VRH in das ausgerichtete Hüpfen über Ketten interpretiert werden.

Nach der von Shklovskii²⁷ für das Hüpfen im Bereich hoher Spannungen nahegelegten j - E -Abhängigkeit (Gl. 2.13) entspricht die Steigung der linearen Anteile der Kurven in Abb. 4.22 dem sogenannten charakteristischen Feld E^* .

Der Verlauf der 30nm dicken STO-Barriere legt nahe, daß diese Barriere schon das VRH-Verhalten erreicht hat. Deshalb kann die Gl. (2.13) den Daten angepaßt werden, um wichtige Parameter wie das charakteristische elektrische Feld E^* berechnen zu können. Die beste Anpassungskurve für die entsprechenden Daten $j(E) \sim \exp[-(E^*/E)^{1/4}]$ ist in Abb. 4.23 durch die Gerade dargestellt. Aus der Steigung ergibt sich für E^* ein Wert von $2 \times 10^{11} \text{V}/\text{cm}$. Trotz der hohen betrachteten Spannungen scheinen die experimentellen Daten in einem bestimmten Bereich sehr gut durch die Gl. (2.13) beschrieben zu werden. Ein Wert von 10^{10} - $10^{11} \text{V}/\text{cm}$ für YBCO/STO/Au-Strukturen mit dicken STO-Barrieren (200-500nm) ist bereits berichtet worden¹⁰⁹.

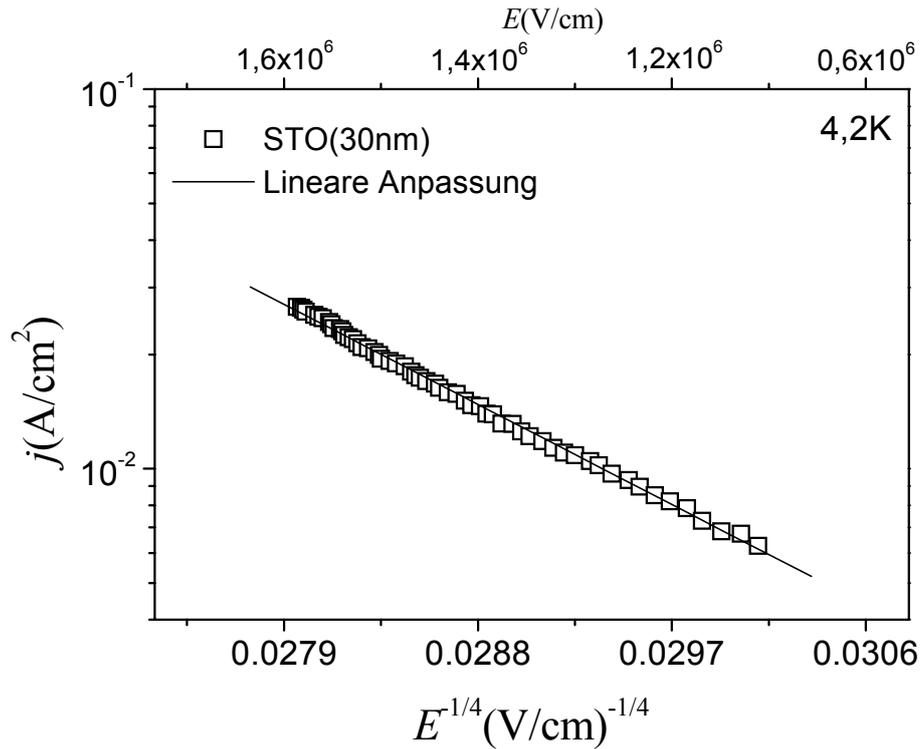


Abb. 4.23. Verhalten der 30nm dicken STO-Barriere bei hohen Spannungen. Die Gerade entspricht der besten Anpassungsfunktion nach dem VRH-Modell. Aus der Steigung ergibt sich ein Wert für das charakteristische elektrische Feld E^* von 2×10^{11} V/cm.

Ein Mittel für die Bestimmung des charakteristischen elektrischen Feldes E^* bietet die Gl. (2.14) an. Mittels der experimentell bestimmten Parameter $T^* = 3,8 \times 10^7$ K und $a = 4,6 \times 10^{-8}$ cm läßt sich ein E^* -Wert von $0,72 \times 10^{11}$ V/cm berechnen, der in einer annehmbaren Übereinstimmung mit dem experimentell bestimmten steht. Noch interessanter ist die Bestimmung der Lokalisierungslänge, indem die durch die Messung der Leitfähigkeit in Abhängigkeit von der Temperatur und der Spannung unabhängig voneinander bestimmten Parameter T^* und E^* in dieselbe Gl. (2.14) eingesetzt werden. Dies liefert für a einen Wert von $1,66 \times 10^{-8}$ cm, der in der Größenordnung mit dem experimentell bestimmten Wert von $4,6 \times 10^{-8}$ cm übereinstimmt.

Die mittlere Hüpflänge in Richtung des angelegten Feldes als Funktion des angelegten elektrischen Feldes kann bestimmt werden, indem das charakteristische elektrische Feld E^* und die Lokalisierungslänge a in Gl. (2.15) eingesetzt werden. Die Ergebnisse dieser Rechnung sind in Abb. 4.24 für die Daten der 30nm dicken STO-Barriere, gemessen bei 4,2K, aufgetragen.

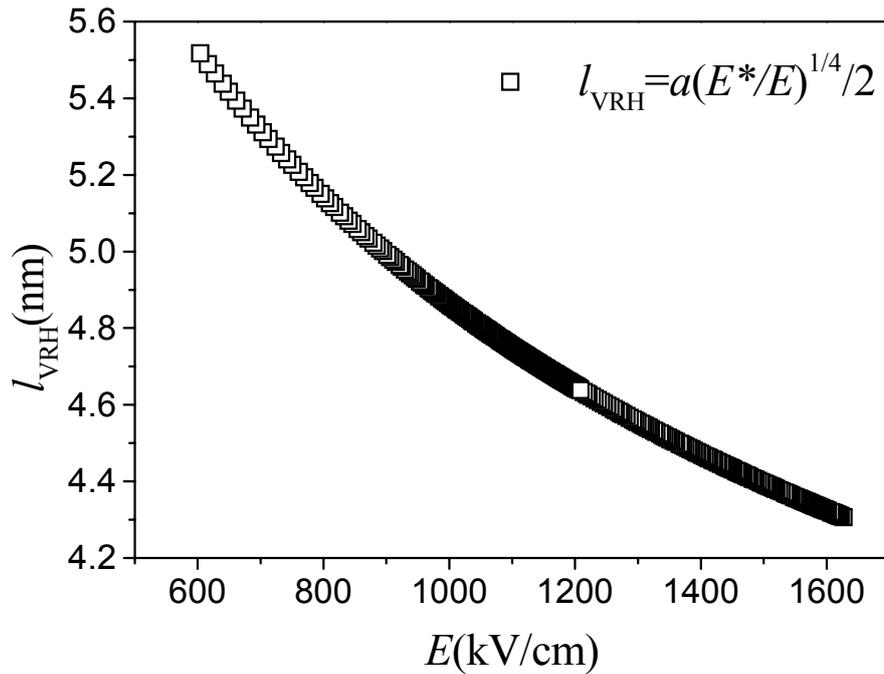


Abb. 4.24. Feldabhängigkeit der typischen Hüpfänge l_{VRH} in Richtung des angelegten elektrischen Felds für eine 30nm dicke STO-Barriere bei 4,2K. Aufgetragen ist der E -Bereich, in dem das Verhalten der Leitfähigkeit der 30nm STO-Barriere durch das VRH-Modell vollständig geklärt werden kann (s. Abb. 4.23).

Eine Abnahme der mittleren Hüpfänge bei hohen Feldern ist in Abb. 4.24 zu sehen. Im Bereich sehr kleiner elektrischer Felder besteht die Wahrscheinlichkeit, daß bei den erhaltenen Werten von l_{VRH} ein größerer Fehler auftritt als bei höheren elektrischen Feldern, da im ersten Bereich die thermische Aktivierung eine Rolle spielen kann⁷³. Beispielsweise ist bei einem Feld $E=200\text{V/cm}$ ($eU \approx 0,6\text{meV}$) das Kriterium $eU \gg k_B T$ nicht mehr erfüllt ($k_B T \approx 0,3\text{meV}$). Die Energie für einen Hüpfvorgang läßt sich dann berechnen wie: $\frac{l_{VRH}}{d} 0,6 \text{ meV} = 6/30 \text{ meV} \approx 0,2 \text{ meV}$. Das Verhalten bei $E \gg 200\text{V/cm}$ kann folgendermaßen erklärt werden: Bei kleineren Aktivierungsenergien muß das Elektron eine lange Strecke zurücklegen (Hüpfer), bis es einen Zustand findet, dessen Energie nahe der Anfangsenergie ist. Eine Erhöhung der Aktivierungsenergie durch höhere Temperaturen oder elektrische Felder führt dazu, daß sich der zugängliche Energiebereich erweitert. Somit werden mehr Zustände nahe dem Anfangszustand für das Elektron zugänglich, und daher nimmt die mittlere Hüpfänge ab. Bei tiefen Temperaturen und relativ schwachen Feldern wird der kleine Strom durch einige Hüpfen über eine große Entfernung transportiert. Bei hohen Temperaturen und entsprechend bei starken elektrischen Feldern wird mehr Strom durch mehr Hüpfen über eine kürzere Entfernung transportiert.

Bei starken elektrischen Feldern konvergiert die mittlere Hüpflänge in Richtung des angelegten elektrischen Feldes gegen ein konstantes Minimum von ca. 4nm. Diese Minimum-Hüpflänge kann im Sinne des Hüpfens zum nächstgelegenen benachbarten lokalisierten Zustand ausgelegt werden, und paßt zum mittleren Abstand zwischen zwei lokalisierten Zustände $l_0 \approx 1 / \sqrt[3]{n_L} \approx 1 / \sqrt[3]{10^{20} / \text{cm}^3} \approx 3\text{nm}$.

4.1.3 Probleme bei der Herstellung von YBCO/STO-Doppellagen

Die leichte Reduktion der Sprungtemperatur von YBCO nach der Abscheidung von STO kann möglicherweise auf ein noch vorhandenes Sauerstoffdefizit in den CuO-Ketten und/oder auf einen Degradationsprozeß an der Grenzfläche zurückgeführt werden. Die genaue Ursache ist jedoch noch nicht klar.

Die Anzahl der Defekte in der STO-Barriere, die ungefähr um drei Größenordnungen größer als im Halbleiter wie z.B. Si ist⁵⁶, spielt eine entscheidende Rolle bei den dielektrischen Eigenschaften der Einzellagen und Heterostrukturen. In der Tat sind Punktdefekt-Modelle vorgeschlagen worden, um die Abweichungen der dielektrischen Eigenschaften vom intrinsischen Verhalten des Materials zu erklären⁵⁵. Offensichtlich werden die elektronischen Eigenschaften der Grenzflächen in Bauelementen mit epitaktischen STO-Zwischenschichten durch die Defekte bedeutsam beeinflusst.

Trotz der intensiven Versuche zur Verbesserung der Charakteristiken von YBCO/STO-Multilagen sind die bis heute erhaltenen Ergebnisse (z.B. elektrische Feldeffekte) für praktische Anwendungen nicht ausreichend. Es ist weitgehend bekannt, daß die YBCO-Oberfläche intrinsisch instabil ist und durch Reaktionen mit Rest- oder Verunreinigungsgasen sogar unter Hochvakuumbedingungen noch weiter degradiert. Die Degradierung der YBCO-Oberfläche führt zum Auftreten lokalisierter Zustände⁵⁷ $n_L(z, \varepsilon)$. Diese Zustände reduzieren nicht nur die supraleitende Energielücke und bringen einen Leckstrom hervor, sondern auch vermindern die Reproduzierbarkeit der Eigenschaften der Kontakte. Die Homogenität der isolierenden Schichten kann durch die Reduktion der Rauigkeit der YBCO-Unterlagen verbessert werden.

Um epitaktisches Wachstum zu erreichen, werden (bei Laserablation oder Sputtern) Substrattemperaturen T_s von über 650°C benötigt. Diese relativ hohen Substrattemperaturen führen dazu, daß an der Grenzfläche Interdiffusion zwischen der STO-Barriere und dem YBCO-Kanal praktisch unvermeidbar ist⁵⁸. Ferner könnte die Interdiffusion die Bildung einer parasitären, schwach dielektrischen Lage zur Folge haben, die den YBCO-Kanal gegen angelegte elektrische Felder abschirmen würde.

Die Grenzflächenprobleme an YBCO/Barrieren sind durch mehrere Analysemethoden untersucht worden^{59,60}. Eine Verschiebung der Phonon-Mode, die einer Streckschwingung der O-Cu-O-Bindung in der Richtung der c-Achse an der YBCO-Oberfläche nach der Bildung einer Barriere (STO, MgO oder Y₂O₃) auf der YBCO-Lage entspricht, wurde mittels Raman-Spektroskopie von Matsubara⁵⁹ berichtet. Daraus wurde geschlossen, daß eine Zugspannung an YBCO/STO- und YBCO/MgO-Grenzflächen durch die Deposition der Zwischenschichten auf YBCO erzeugt wird. Diese Messungen zeigten auch, daß die Länge der c-Achse von YBCO nach der Bildung der STO-Lage an der Oberfläche vergrößert wurde.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde STO als Barrierenmaterial u.a. deswegen gewählt, weil es durch die gute Gitteranpassung an YBCO epitaktisches Wachstum erlaubt. Jedoch paßt sich die Gitterkonstante von STO an diejenige von YBCO nicht perfekt an; die Gitterkonstante von STO beträgt 0,391nm und die Gitterkonstante von YBCO in die a-,b- und c-Richtung jeweils 0,382, 0,389 und 1,17nm. Dies legt nahe, daß Spannungen an der Grenzfläche in gewissem Ausmaß vorhanden sind. Eine verspannte und/oder sauerstoffarme Zwischenlage könnte erzeugt werden. Da die Zwischenlage zu degradierten Eigenschaften der Kontakte führen kann^{55,35}, müssen die Spannungen, z.B. durch das Einfügen von Misfit-Versetzungen, abgebaut werden.

Im Fall der aus sehr dünnen STO-Zwischenschichten (<10nm) bestehenden Tunnelbauelemente sollte die möglicherweise degradierte Zone innerhalb des Supraleiters an der Grenzfläche wegen der Sampling-Tiefe, die etwa der kurzen Kohärenzlänge von 0,1-0,3nm (c-Richtung) entspricht, äußerst schmal sein. Ferner muß die Diffusion zwischen der isolierenden und supraleitenden Lage an der Grenzfläche auf Längen, die so kurz wie eine einzelne Einheitszelle sind, vermieden werden.

4.2 Wirkung der Injektion von Quasiteilchen auf den kritischen Strom von YBCO-Mikrobrücken

Nachdem eine gute und reproduzierbare Beschaffenheit der YBCO-Mikrobrücken nach dem Strukturierungsverfahren und gleichzeitig ausreichend isolierende STO-Barrieren erzielt werden konnten, wurden Quasiteilchen in die YBCO-Mikrobrücken injiziert, um einen Nichtgleichgewichtszustand mit reduzierter Cooperpaardichte zu erzeugen. Die niedrige Konzentration von Ladungsträgern in einem Hochtemperatursupraleiter ($n \sim 6 \times 10^{21} / \text{cm}^3$) ermöglicht ein sensitives Antwortsignal auf äußere Anregungen wie die Injektion von Quasiteilchen, Phononen oder von elektromagnetischer Strahlung. Es ist jedoch schwierig, einen Nichtgleichgewichtszustand bei hohen Temperaturen zu erzeugen, weil eine Erhöhung der Betriebstemperatur zu einer Zunahme thermisch erzeugter Quasiteilchen führt. Dies verringert die möglichen Nichtgleichgewichtseffekte bei derselben Injektions- oder Bestrahlungsstärke. Ein weiteres Problem besteht darin, daß die kritische Stromdichte in HTSL-Materialien bei hohen Temperaturen stark abnimmt⁷⁷.

Auch wenn an dünnen HTSL-Filmen schnelle Nichtgleichgewicht-Antwortsignale beobachtet wurden⁴⁶, ist der Mechanismus dieses Effekts noch nicht klar. Neben der Unterdrückung der Energielücke wurden andere Mechanismen vorgeschlagen, bei denen die niedrige Aktivierungsenergie der Vortices in HTSL-Materialien in Betracht gezogen wird. Zeldov et al.⁷⁸ zeigten beispielweise, daß das Antwortsignal von epitaktischen dünnen YBCO-Schichten unter optischer Bestrahlung bei Temperaturen nahe T_c einer Erhöhung des Flusskriechens entspricht.

Im folgenden soll ausführlich auf die Wirkung des in YBCO-Mikrobrücken injizierten Stroms auf den kritischen Strom I_c des Supraleiters bei Temperaturen zwischen 60 und 80K eingegangen werden. Hierbei werden die I - U -Kennlinien der YBCO-Mikrobrücke mittels der konventionellen Vier-Punkt-Methode gemessen, während ein Gatestrom I_g zwischen der Au- und YBCO-Elektrode fließt. Die I - U -Kennlinien werden sowohl für positive als auch negative Polarität des Gatestroms aufgenommen. Die parasitären Effekte, wie der einfache Summationseffekt oder der mögliche Erwärmungseffekt^{44,45}, und die auf Nichtgleichgewichtsprozessen beruhenden Effekte in YBCO/STO/Au-Heterostrukturen sind zu unterscheiden.

4.2.1 Präparative Gesichtspunkte

Die Möglichkeit, Nichtgleichgewichtseffekte in HTSL-Materialien zu erzeugen, erfordert die Herstellung kleiner supraleitender Volumina, damit ausgeschlossen werden kann, daß sich Volumeneffekte ungünstig auf das Verhalten des Bauelements niederschlagen. Bei einer Miniaturisierung des Bauelements kann eine größere Homogenität bezüglich des Injektionsstrom

und damit auch eine höhere Effektivität bei der Modulation der Supraleitung erwartet werden. Diese kleinen Volumina müssen aber noch gute supraleitende Eigenschaften besitzen, d.h. Größen wie T_c oder j_c dürfen während der Strukturierung nur geringe Degradation erleiden.

Injektionskontakte mit planarer Geometrie

Für ein besseres Verständnis der Unterdrückung der supraleitenden Eigenschaften durch Injektion von Quasiteilchen mit Energien größer als die Energielücke Δ in supraleitende Mikrobrücken müssen die Volumeneffekte des Materials minimiert werden. Tatsächlich könnte der Verstärkungsfaktor erhöht werden, wenn die Größe des Kontakts, und damit das supraleitende Volumen, verringert wird⁹⁴. Eine weitere Reduktion der Dicke der in der vorliegenden Arbeit angewandten supraleitenden Stege (50-80nm) ist nicht mehr möglich, da die Transporteigenschaften wie Übergangstemperatur oder kritischer Strom in noch dünneren Schichten degradieren⁴⁷. Die reduzierte Qualität der Schichten rührt von Inhomogenitäten in den ultradünnen Schichten her. Bereiche mit günstigen supraleitenden Eigenschaften sind durch Korngrenzen mit degradierten Eigenschaften, beispielweise wegen Sauerstoffdefizits, getrennt⁴. Aus der Definition des Verstärkungsfaktors $K_c = -I_c/I_{inj} = -j_c w d / j_{inj} w L$, wobei w die Breite der Injektionsfläche, d die Dicke des supraleitenden Kanals und L die Länge der Injektionsfläche bezeichnen, läßt sich die Stromverstärkung $K_c = j_c \tau_{eff} / \Delta n_{qp} e L$ abschätzen. Hierbei bezeichnet τ_{eff} eine effektive Konstante, die sich aus der Kombination verschiedener Rekombinationsprozesse im Supraleiter ergibt, und n_{qp} die für die vollständige Unterdrückung des kritischen Stroms im supraleitenden Volumen benötigten Änderung in der Zahl von Quasiteilchen, die durch die von Scalapino und Owen⁴³ abgeleitete Gleichung für die Unterdrückung der Energielücke als Funktion der Änderung in der Quasiteilchendichte gegeben wird (Gl. 2.25). Weiterhin ist der Stromdichte j_{inj} durch Gl. 2.20 gegeben. Auf diese Weise führt eine Reduzierung der Länge des Kontakts zu einem größeren K_c , wenn die anderen Parameter unverändert bleiben.

Kleine Injektionsvolumina können unter Einsatz einer planaren oder rampenartigen Geometrie erzielt werden. Das Arbeiten mit einer Rampengeometrie impliziert einen aufwendigen Herstellungsprozeß, der eine sorgfältige Kontrolle des Schichtwachstums und des Strukturierungsverfahrens erfordert. Eine gute Injektionsbarriere an der Rampe ist wegen der durch das Ätzen der Rampen verursachten intrinsischen Rauigkeit nur schwer zu bekommen⁷⁹. Die planare Geometrie bietet hingegen eine relativ einfache Methode zur Herstellung von kleineren Injektionsvolumina, obwohl Verkleinerungen der Injektionsflächen in den sub- μm -Bereich praktisch nicht realisierbar sind. Im besten Fall ist eine Reduzierung der Länge des Kontakts auf $5\mu\text{m}$ erzielt worden.

Im Rahmen der Arbeit wurden Kontakte mit Breiten von $5\mu\text{m}$ und minimalen Längen von $12\mu\text{m}$ angefertigt. Noch schmalere Kontakte (bis $3\mu\text{m}$) konnten zwar strukturiert werden, die

Definition des Fensters (vergl. Abschnitt. 3.3) wurde aber schwierig, so daß sich die Kontakte für aussagekräftige Messungen nicht mehr eigneten.

Die Injektionselektrode

Außer einer einfacheren Strukturierung ermöglicht die planare Geometrie der Injektionskontakte auch einen homogenen Fluß der injizierten Quasiteilchen in die YBCO-Mikrobrücke. Die Länge der Brücke wurde auf die Länge der Gegenelektrode beschränkt, wodurch das intrinsische Verhalten des YBCO-Materials an der Injektionsfläche besser aufgeklärt werden kann. Die Homogenität der Verteilung der durch die Barriere injizierten Quasiteilchen spielt eine wichtige Rolle bei der Interpretation der Injektionsexperimente, und soll daher abgeschätzt werden. Eine inhomogene Verteilung des Gatestroms wird signifikant, wenn die Länge der Gegenelektrode die sogenannte Transferlänge $\ell_t \approx [R_n A d_{Au} / \rho_{Au}]^{1/2}$ überschreitet³⁴, wobei $R_n A$ der Kontaktwiderstand (A: Fläche des Kontakts) der Tunnelbarriere, ρ_{Au} der spezifische Widerstand der Au-Schicht ($\rho_{Au}=0,1\mu\Omega\text{cm}$) und d_{Au} deren Dicke ist. Boguslavskij et al.⁷⁷, die dieselbe Geometrie und Anordnung der Injektionskontakte in ihren Experimenten benutzt haben, fanden bei YBCO/Au-Kontakten für das Produkt $R_n A$ Werte zwischen 1×10^{-5} und $3 \times 10^{-5} \Omega\text{cm}^2$ bei $T \approx T_c$. Bei $T=4,2\text{K}$ steigen diese Werte nur um 10-20%. Für jene Kontakte mit natürlicher Barriere, d.h. degradiertes YBCO-Oberfläche, ergab sich eine Transferlänge von ungefähr $200\mu\text{m}$, die deutlich größer als die Länge des Kontakts ($20\text{-}30\mu\text{m}$) ist.

Bei einem im Rahmen dieser Arbeit untersuchten YBCO/STO/Au-Kontakt mit einer nominell 2nm dicken STO-Barriere wurde ein Wert für $R_n A \sim 1\Omega\text{cm}$ bei einer Meßtemperatur von 77K gefunden (s. Abb. 4.5). Bei diesem Kontakt wurde eine Transferlänge ℓ_t von $\sim 7\text{cm}$ bei $d_{Au} \approx 50\text{nm}$ berechnet. In diesem Sinne kann die Verteilung des Gatestroms als homogen betrachtet werden, wenn vorausgesetzt wird, daß der Widerstand des Kontakts selbst homogen über der Fläche ist.

4.2.2 Transporteigenschaften der YBCO-Mikrobrücken

Das Messen der Strom-Spannungs-Kennlinien der YBCO-Mikrobrücken ist ein grundlegendes Experiment, aus dem wichtige physikalische Parameter des supraleitenden Zustands hergeleitet werden können. Die I - U -Charakteristik liefert nicht nur die Größe des kritischen Stroms, sondern liefert auch Argumente für die Interpretation des Phasenübergangs bei der kritischen Temperatur und der supraleitenden Phase bei niedrigen Temperaturen.

In diesem Abschnitt werden die an $5\mu\text{m}$ breiten und $20\mu\text{m}$ langen YBCO-Mikrobrücken gemessenen $R(T)$ - und $I(U)$ -Charakteristiken vorgestellt. Besonderer Wert wurde auf die Temperaturabhängigkeit des kritischen Stroms gelegt. Die Ergebnisse belegen die hohe Qualität der strukturierten YBCO-Mikrobrücken und lassen sich beispielweise hinsichtlich eines Vortex-Glas-Übergang analysieren¹⁰⁴.

4.2.2.1 Resistive T_c -Messung an YBCO-Mikrobrücken

Gute Transporteigenschaften der YBCO-Mikrobrücken sind eine entscheidende Voraussetzung, um einen starken Injektionseffekt beobachten zu können. Die Sprungtemperatur der Mikrobrücken darf durch die Strukturierung bzw. das Trockenätzen keine große Absenkung erleiden, und die kritische Stromdichte sollte im Bereich von $10^6\text{A}/\text{cm}^2$ (bei 77K) liegen. Abb. 4.25 zeigt eine resistive Messung der Sprungtemperatur einer mit Ionenstrahlen (Trockenätzen) strukturierten YBCO-Mikrobrücke. Die kritische Temperatur T_c von ungefähr 83K liegt um $\sim 5\text{K}$ niedriger als T_c der nicht strukturierten Dreifach-Struktur (Abb. 3.7). Diese T_c -Reduzierung legt den Schluß nahe, daß die Strukturierung in diesem Fall eine signifikante Degradation der YBCO-Mikrobrücke herbeigeführt hat. Trotzdem ist ein scharfer Übergang und ein metallisches Verhalten der ρ - T -Charakteristik oberhalb T_c zu erkennen. Der Wert des Widerstandsverhältnisses $\rho(300\text{K})/\rho(100\text{K})$ beträgt $\sim 2,7$, was ein Hinweis auf die gute Qualität der strukturierten Brücke ist. Ein Wert von 3 ist in der Literatur häufig als Widerstandsverhältnis bei YBCO-Schichten hoher Qualität berichtet worden⁵⁰.

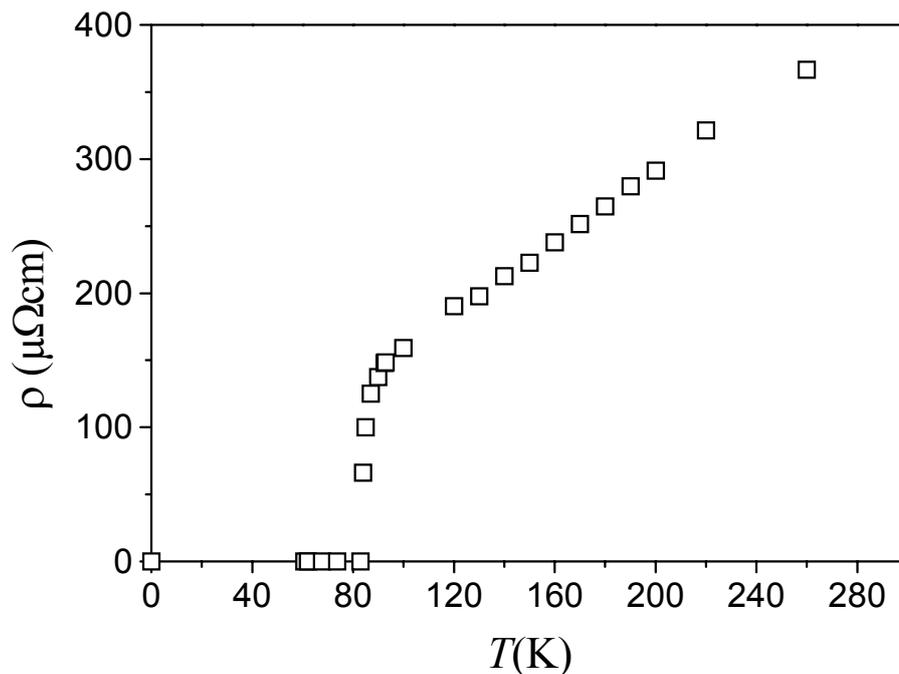


Abb. 4.25. Resistive T_c -Messung einer strukturierten YBCO-Mikrobrücke.

4.2.2.2 Strom-Spannungs-Kennlinien der YBCO-Mikrobrücken

Ein typischer Verlauf der I - U -Kennlinie einer YBCO-Brücke mit einer 3nm dicken STO-Barriere und einer 50nm dicken Au-Gegenelektrode ist in Abb. 4.26 aufgetragen. Hierbei wurden die Kurven sowohl ohne Gatestrom als auch ohne externes magnetisches Feld mit der Temperatur als Parameter aufgenommen. Alle Kurven zeigen eine S-ähnliche Form mit zwei verschiedenen Bereichen: Ein anfangs schneller Anstieg des Stromes ohne Spannungsabfall, und, sobald die Stromdichte j einen kritischen Wert j_c überschreitet, der Übergang in den verlustbehafteten Flux-Flow-Bereich.

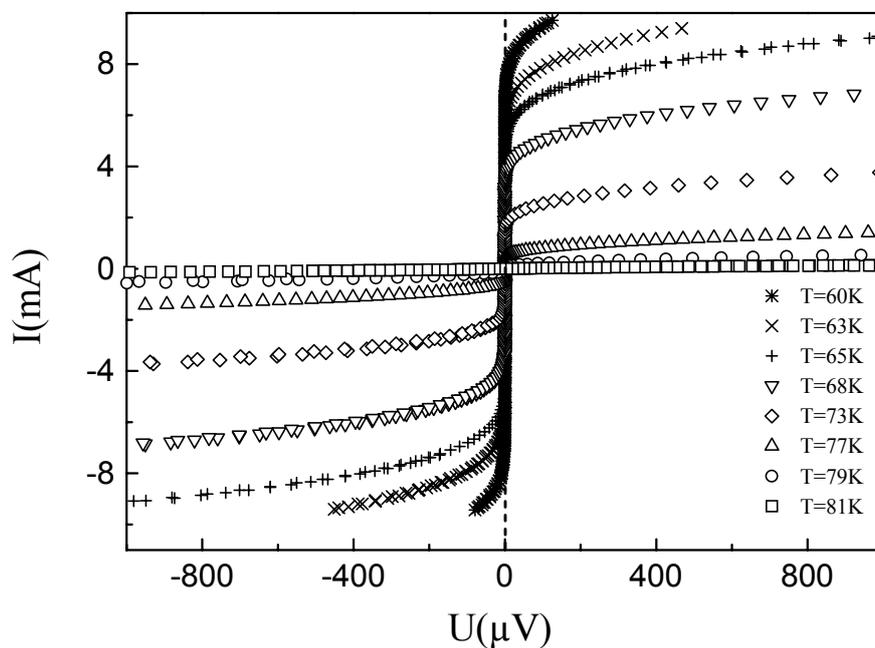


Abb. 4.26. Temperaturabhängigkeit der $I(U)$ -Charakteristiken von YBCO in einer YBCO/STO/Au-Struktur mit einer 3nm dicken STO-Barriere.

Generell beeinflussen verschiedene Wechselwirkungen die Bewegung der Vortices, was mehrere unterschiedliche Bereiche der gemessenen I - U -Charakteristiken zur Folge hat. Wie in Abb. 4.27 dargestellt ist, wird die Mobilisierung des Flusses bei hohen Temperaturen und kleinen treibenden Kräften vom thermisch aktivierten „Depinning“ dominiert, so daß der spezifische Widerstand eine relativ schwache Abhängigkeit vom Strom aufweist und daher ein ohmsches Verhalten, d.h. $j \sim E$ und $\rho(J) = \text{Konstant}$, zu erwarten ist. Dieser Bereich von Flußbewegung wird als „Thermally Assisted Flux Flow“ (TAFF) bezeichnet⁸⁵.

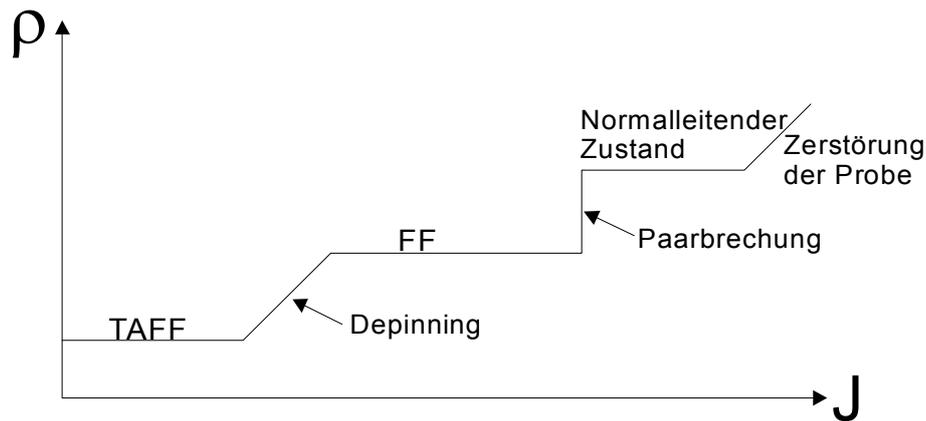


Abb. 4.27. Ohmscher und nicht ohmscher Transport als Funktion der Stromdichte j .

Wird j erhöht, beginnt das vom Strom erzeugte Depinning, mit der thermischen Aktivierung zu konkurrieren. Das Verhalten geht somit in eine nicht lineare Region über. Zusätzliche Erhöhung von j führt die Flußbewegung in den freien „Flux Flow“ (FF-Region), wo nur die Lorentzkraft und ein viskoses Kriechen die Bewegungsgleichung bestimmen. Dieser Bereich ist noch einmal ohmsch. Von da ab fängt der Strom an, die supraleitende Energielücke (Δ) zu unterdrücken, und die kinetische Energie der Cooperpaare kann die Kondensationsenergie überwinden. Es wird dann der normalleitende Zustand erreicht. Auf diese Weise entstehen ohmsche und nicht ohmsche Regionen in $\rho(j)$, die in Abb. 4.27 schematisch skizziert sind.

Da der TAFF-Widerstand sehr klein ist, treten nennenswerte Verluste erst beim Übergang in den Flux-Flow-Bereich auf. Als kritische Stromdichte wird im Folgenden der Wert genommen, bei dem erstmals ein elektrisches Feld von $2\mu\text{V}/\text{cm}$ am Supraleiter anliegt.

In Abb. 4.28 sind die I - U -Kennlinien aus Abb. 4.26 auf einer doppelt-logarithmischen Skala aufgetragen. Die kritische Temperatur für die YBCO-Mikrobrücke betrug in diesem Fall $\sim 83\text{K}$. Aus dem nicht linearen Verlauf wird ersichtlich, daß die I - U -Kurven bei einer Meßtemperatur von ungefähr 80K eine Vorzeichenänderung ihrer Krümmung erfahren. Dies signalisiert den Vortex-Glas-Übergang⁸⁶ im Flußlinien-System, auf den an dieser Stelle jedoch nicht näher eingegangen werden soll.

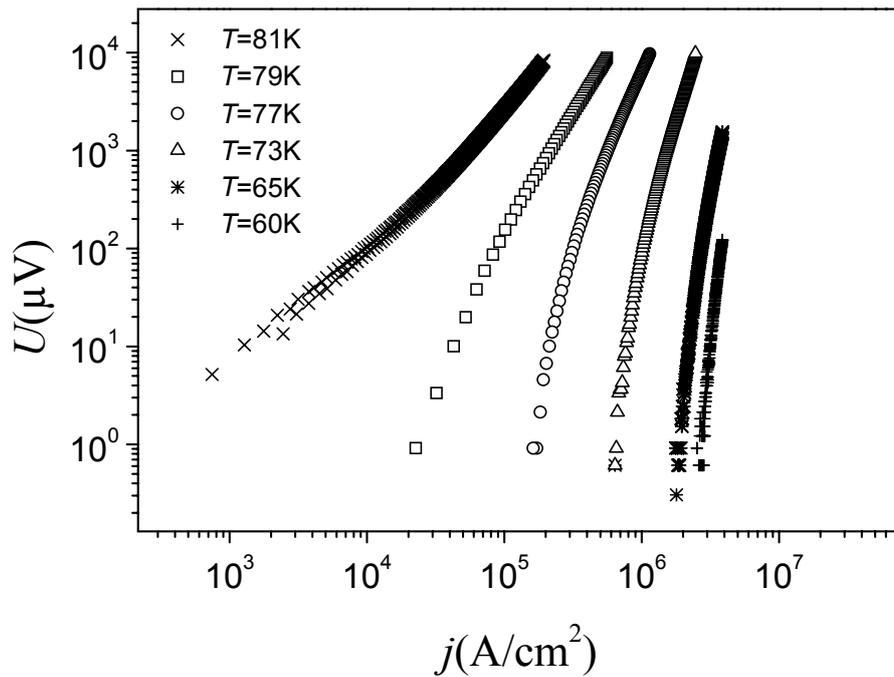


Abb.4.28. I - U -Kennlinien der YBCO-Mikrobrücke in einer YBCO/STO/Au-Struktur mit der Meßtemperatur als Parameter, aufgetragen auf einer doppelt-logarithmischen Skala.

4.2.2.3 Kritischer Transportstrom der YBCO-Mikrobrücken

Trotz sehr ähnlicher Präparations- und Strukturierungsbedingungen der Injektionskontakte wurde eine relativ breite Streuung von Probe zu Probe in den Werten der gemessenen Stromdichte beobachtet. Beispielsweise variierte die Stromdichte für mit 3nm dicken STO-Barrieren bedeckten und bei 77K gemessenen YBCO-Mikrobrücken zwischen $0,6 \times 10^6$ und $2,8 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$. Die Abweichungen können auf eine Reihe von Faktoren wie z.B. hohe Dichte von Defekten in der YBCO-Schicht oder Beschaffenheit der Oberfläche des Substrats zurückgeführt werden, aber ausschlaggebend sind wahrscheinlich Schwierigkeiten während der Strukturierung, besonders während des Ätzens mit Ionen, das zur Migration von Sauerstoff als Folge der lokal erzeugten Erwärmung der YBCO-Unterlage führt, die hauptsächliche Ursache für die Degradation der Transporteigenschaften des Supraleiters.

Die bei den besten supraleitenden Mikrobrücken erzielte große Stromdichte von ca. $3 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$ bei 77K gibt Aufschluß über die gute Beschaffenheit der YBCO-Unterlage nach dem Mehrlagenstrukturierungsprozeß. Die kritische Stromdichte der Strukturen wird nur durch die Vortex-Dynamik in den epitaktischen YBCO-Schichten begrenzt. Die oben genannte hohe Stromdichte impliziert, daß in den Injektionskontakten Verstärkungsfaktoren $K_C \propto \Delta j_c$ deutlich größer als 1 erwartet werden können.

4.2.2.4 Temperaturabhängigkeit des kritischen Stromes

Abb. 4.29 zeigt die bei hohen Meßtemperaturen (60-85K) durchgeführten $I_c(T)$ -Messungen an einer YBCO/STO/Au-Struktur, wobei die STO-Barriere $\sim 3\text{nm}$ dick ist. In diesem Temperaturbereich ist die kritische Stromdichte proportional zu $(1-T/T_c)^m$, wobei der Exponent m durch die Steigung der doppelt-logarithmisch aufgetragenen Funktion $j_c = j_{c0}(1-T/T_c)^m$ bestimmt werden kann (s. Nebenbild). Die experimentell bestimmte Funktion kann zu einer genaueren Bestimmung der Temperaturänderung der YBCO-Mikrobrücke entsprechend einer Variation des kritischen Stroms eingesetzt werden. Diese genauere Bestimmung der Temperaturänderung ist für die Interpretation der Injektionsexperimente notwendig.

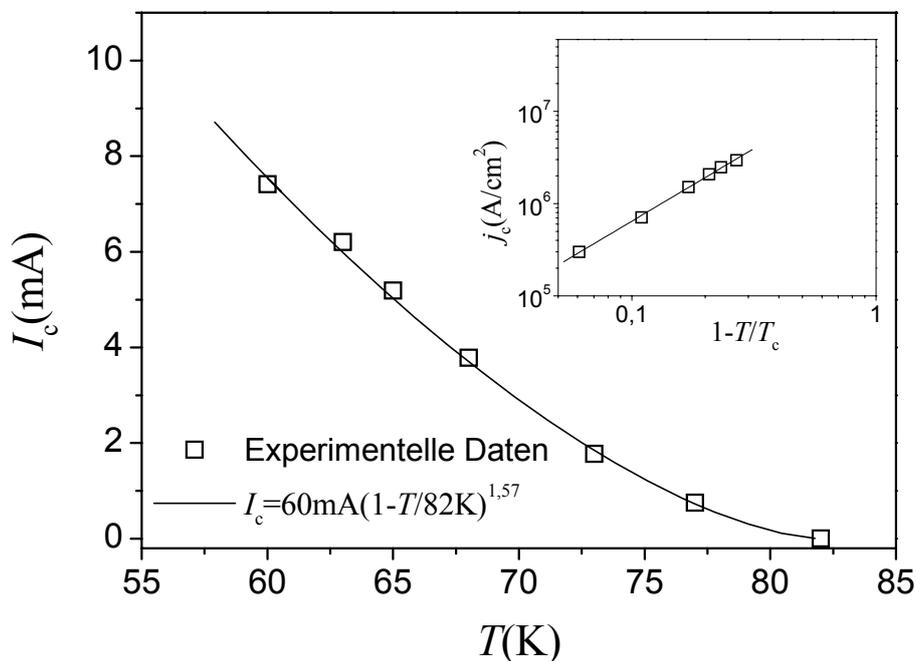


Abb. 4.29 Temperaturabhängigkeit des kritischen Stroms einer supraleitenden Mikrobrücke, die Bestandteil einer YBCO/STO/Au-Struktur ist. Das Inset zeigt auf einer doppelt-logarithmischen Skala die Abhängigkeit der Stromdichte von der normierten Temperatur $1-T/T_c$, deren Steigung den Wert des Exponenten m liefert.

4.2.3 Injektion von Quasiteilchen in schmale YBCO-Mikrobrücken

In diesem Abschnitt wird auf Effekte der Quasiteilcheninjektion in supraleitende Mikrobrücken eingegangen. Dabei werden die erhaltenen Ergebnisse im Rahmen theoretischer Modelle diskutiert.

4.2.3.1 Parasitäre Effekte

Die Injektion von Quasiteilchen in ein Material kann auf verschiedene Weise stattfinden. Abhängig von der Dicke der Barrieren und deren Mikrostruktur ist die Injektion von Quasiteilchen durch einen Tunnelprozeß, über „Fehler vermittelte“ Prozesse wie z.B. „pin holes“ oder Leitung über Korngrenzen oder durch eine Mischung dieser Transportwege möglich. Wie in Abschnitt 4.1 festgestellt wurde, wiesen die STO-Barrieren, die dicker als 3nm waren, keinen direkten Tunneleffekt auf; somit sind sie in diesem Sinne keine echten Tunnelbarrieren. Demzufolge ist der Beitrag eines elastischen Tunnelprozesses bei diesen Dicken unbedeutend, und der Gatestrom wird durch lokalisierte Zustände vermittelt. Bei dünneren Barrieren darf direktes bzw. resonantes Tunneln für die Injektion von Quasiteilchen im Supraleiter erwartet werden. Im folgenden wird gezeigt, wie Effekte, die nicht auf dem Nichtgleichgewichtseffekt beruhen, wie z.B. der Stromsummationseffekt oder das Aufheizen der YBCO-Mikrobrücke durch ohmsche Verluste in der STO-Barriere, die gemessenen I_s - U -Charakteristiken an der YBCO-Schicht beeinflussen. Diese parasitären Effekte müssen zunächst identifiziert und entsprechend berücksichtigt werden, damit signifikante Aussagen über die Wirkung der injizierten Quasiteilchen gemacht werden können.

Drei Beispiele bezüglich der Verläufe der I_s - U -Kennlinien der YBCO-Mikrobrücken für positive und negative Polarität des Gatestroms sind in Abb. 4.30 dargestellt. Zu beachten ist, daß jede untersuchte Probe eine unter gleichen Bedingungen hergestellte nominell 3nm dicke STO-Barriere besitzt und daß alle Kurven bei einer Temperatur von 77K aufgenommen wurden. Für die richtige Interpretation der Änderungen in den I_s - U -Kennlinien unter Einfluß eines Gatestroms I_g ist es wichtig, die Kennlinien für beide Polaritäten sowohl des Transportstroms in der YBCO-Mikrobrücke als auch des Gatestroms zu messen.

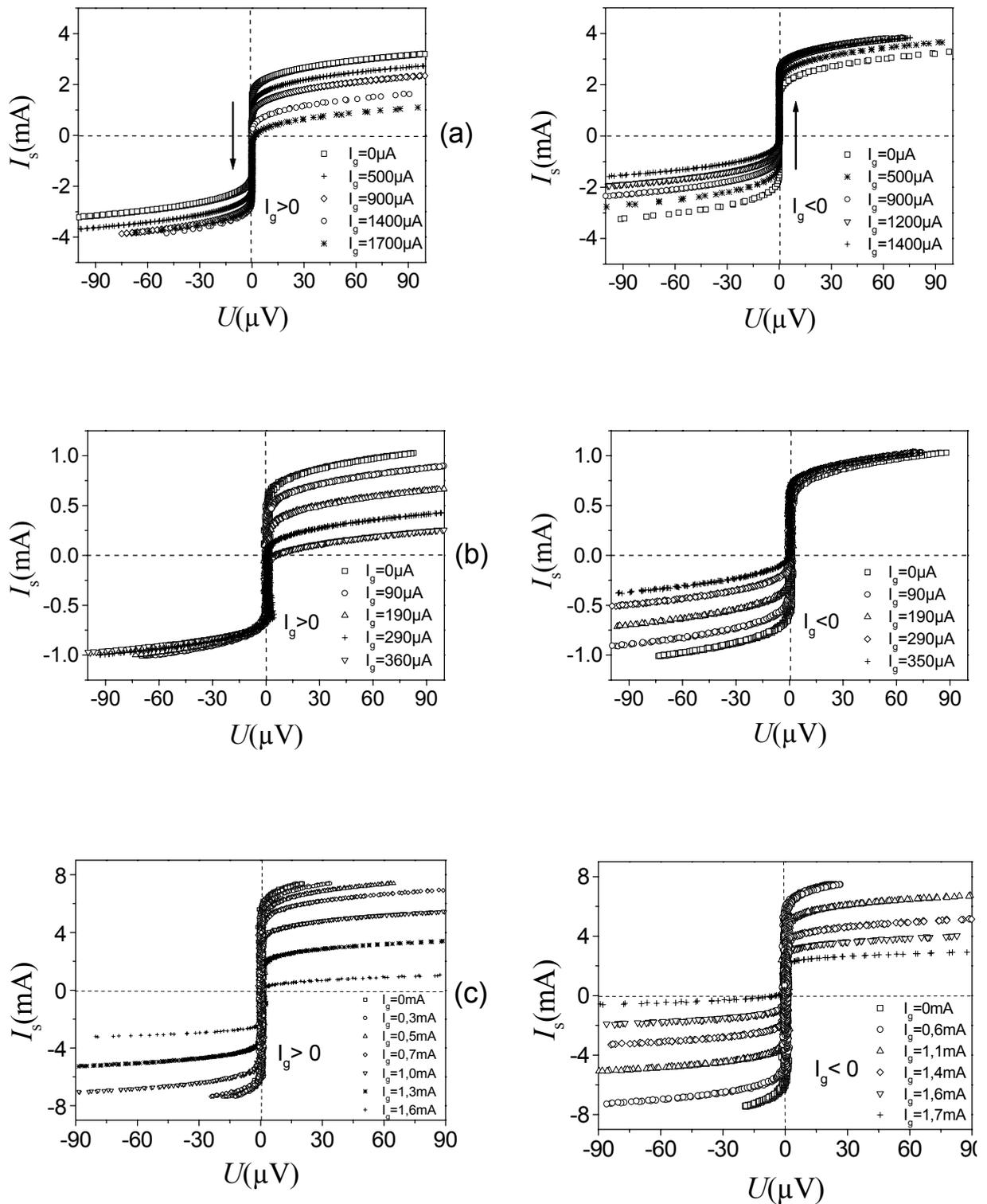


Abb. 4.30. I_s - U -Kennlinien (I_s :Transportstrom) von drei verschiedenen YBCO-Brücken in YBCO/STO/Au-Strukturen in Abhängigkeit vom Gatestrom I_g , gemessen bei 77K. Die nominelle Dicke aller Barrieren beträgt 3nm. Die Messungen wurden nach sorgfältiger Einstellung des Nullpunkts am Oszilloskop vorgenommen. (a) und (b) werden im folgenden zur Diskussion der Stromsummation benutzt, (c) zur Diskussion der Erwärmung und eines möglichen Nichtgleichgewichtseffekts. Die Pfeile in (a) deuten die Richtung der Verschiebung der Kennlinien an.

Die an den YBCO/STO/Au-Strukturen gemessenen I_s - U -Kennlinien zeigten bei QT-Injektion ein asymmetrisches Verhalten hinsichtlich des Nullpunktes des Stroms. Neben der mehr oder weniger ausgeprägten Verschiebung der I_s - U -Kennlinien entlang der Strom-Achse wird auch eine Reduktion der Breite des beim Spannungsabfall Null erscheinenden Strom-Plateaus, bedingt durch den Nichtgleichgewichtseffekt oder einen möglichen Erwärmungseffekt, beobachtet. Dasselbe Verhalten trat auf, wenn die Richtung des Gatestroms umgekehrt wurde.

Generell wird die Modulation des Suprastroms I_s der YBCO-Mikrobrücke durch den Gatestrom I_g in einer YBCO/STO/Au-Struktur durch zwei unterschiedliche Effekte bestimmt⁷⁷, nämlich:

- Summation von Transportstrom I_s und Gatestrom I_g in der YBCO-Mikrobrücke und
- zusätzliche Unterdrückung des kritischen Stroms I_c durch den Gatestrom I_g . Dieser Effekt kann auf verschiedene Mechanismen –Erwärmung der Mikrobrücken durch Joulesche Wärme, Nichtgleichgewichts-Energiespektrum der injizierten Quasiteilchen und erhöhte Bewegung von Vortices durch die Injektion– zurückgeführt werden.

Stromsummationseffekt

Der Stromsummationseffekt ist ein trivialer Effekt, der bei dem vorliegenden Schichtaufbau zu einer asymmetrischen $I_c(I_g)$ -Abhängigkeit führt. Die Asymmetrie tritt dadurch auf, daß der Gatestrom I_g dem von außen vorgegebenen Transportstrom I_s überlagert ist und zu einer Absenkung des kritischen Werts von I_s führt, unabhängig davon, ob durch die QT-Injektion das Cooperpaarsystem geschwächt wird.

Die asymmetrische Unterdrückung von I_c durch I_g ist von mehreren Autoren berichtet^{34,121} und im Rahmen eines Stromverteilungsmodells¹²² erklärt worden. Unter der Annahme, daß die Strominjektion in die supraleitenden Schicht homogen erfolgt, nimmt der Strom in der YBCO-Mikrobrücke im Bereich des Tunnelkontakts für den Fall gleicher Stromrichtung linear zu: $I_s + I_g \frac{x}{L}$, wobei x die Position im Supraleiter und L die Länge der supraleitenden Mikrobrücke bezeichnen. Dies bedeutet, daß der Strom im Supraleiter räumlich nicht uniform ist. In Abb. 4.31 ist die Situation wiedergegeben, in der bei vorgegebenem I_g bei $x=L$ der kritische Wert I_c^+ des Schichtstroms I_s erreicht wird: $I_c^+ + I_g = I_{c0}$. Hierbei ist I_{c0} der kritische Strom der YBCO-Schicht ohne Injektion von Quasiteilchen. Wird I_s umgepolt (I_g fließt antiparallel zu I_s), so wird der kritische Strom I_c^- unabhängig von I_g bei $x=0$ erreicht: wenn $I_c^- = -I_{c0}$. Ein Spannungsabfall an der YBCO-Mikrobrücke tritt also auf für $I_c^+ = I_{c0} - I_g$ und $I_c^- = -I_{c0}$.

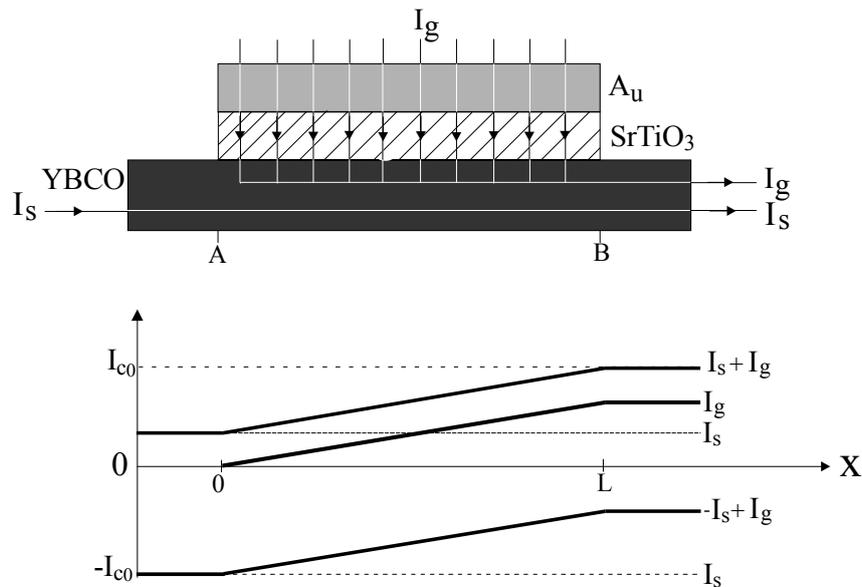


Abb. 4.31. Schematisches Modell der Stromverteilung entlang der YBCO-Mikrobrücke bedingt durch die Summation des Transportstroms I_s und des Gatestroms I_g .

Wird I_g anstelle I_s umgepolt, so wird der punktsymmetrische $I_c(I_g)$ -Verlauf von Abb. 4.32 erhalten.

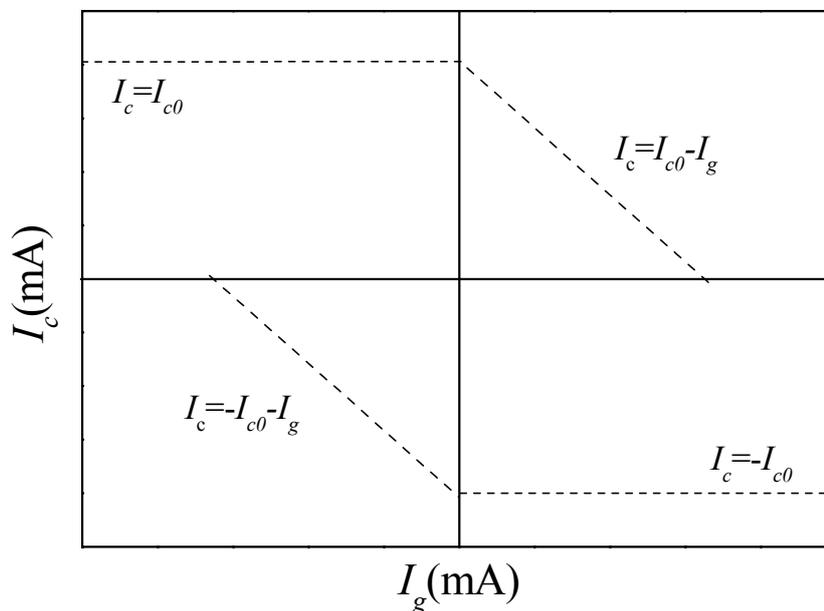


Abb. 4.32. Punktsymmetrischer $I_c(I_g)$ -Verlauf im Fall reiner Stromsummation für gleich- und entgegengerichtete Ströme I_s und I_g .

Bei reiner Stromsummation wird somit ein Verstärkungsfaktor $K_c = -\Delta I_c / \Delta I_g = 1$ für parallel fließende Ströme und $K_c = 0$ für antiparallel fließende Ströme erhalten.

Ausgehend von den vorherigen Überlegungen ist ersichtlich, daß eine Reduktion von I_c noch nicht auf das Vorliegen eines Nichtgleichgewichtszustandes im Supraleiter hindeutet. Erst eine darüber hinaus gehende Absenkung von I_c mit $K_c > 1$ bzw. > 0 deutet auf Nichtgleichgewichtseffekte hin, wenn Erwärmung als Ursache ausgeschlossen werden kann.

Im Folgenden wird die $I_c(I_g)$ -Abhängigkeit für die in Abb. 4.30 aufgeführten YBCO/STO/Au-Strukturen diskutiert.

Abb. 4.33 zeigt die Abhängigkeit des kritischen Transportstroms I_c der YBCO-Mikrobrücke vom Gatestrom I_g für den Fall (a) in Abb. 4.30, wobei die Verläufe der I_s - U -Kennlinien für positive und negative Gateströme verwendet wurden. Für jede I_s - U -Kennlinie wurde durch ein $\pm 2\mu\text{V}$ -Kriterium für positive und negative Transportstromrichtung der Wert des kritischen Stroms I_c abgelesen.

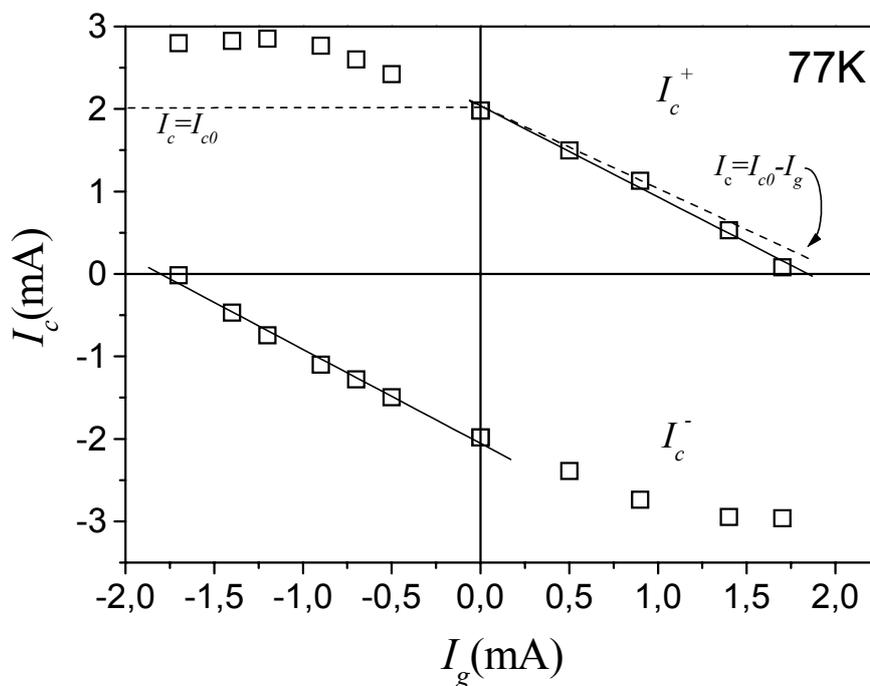


Abb. 4.33. Kritischer Transportstrom der YBCO-Mikrobrücke bei Injektion von Quasiteilchen als Funktion des Gatestroms für eine 3nm dicke STO-Barriere, gemessen bei 77K. Die gestrichelten Linien in den Quadranten I ($I_c = I_{c0} - I_g$) und II ($I_c = -I_{c0}$) stellen den durch den reinen Stromsummationseffekt erwarteten Verlauf dar.

Aus der Abbildung ist zu ersehen, daß I_c abgesenkt wird, wenn Gate- und Transportstrom parallel zueinander fließen. Diese Absenkung kann allein dem Stromsummationseffekt (gestrichelte Linien) zugeschrieben werden. Fließen die Ströme entgegengesetzt (2. Quadrant), ist eine überraschende Zunahme des aufgeprägten kritischen Schichtstromes über I_{c0} zu beobachten. Dies kann auf Schwachstelle an den Enden der YBCO-Brücke als Folge des Strukturierungsverfahrens zurückgeführt werden. Sie bestimmen bei $I_g = 0$ den kritischen Strom I_{c0} ,

wirken sich aber nicht aus, wenn I_s an diesen Stellen durch den entgegen fließenden Gaststrom teilweise kompensiert wird.

Daß an diesem Schichtpaket in Gegensatz zu den folgenden keine Zusatzeffekte auftraten, muß an der schlechten Qualität der STO-Barriere gelegen haben, die ein metallischen Verhalten zeigte.

Im Schichtpaket (b) von Abb. 4.30 ist I_c , wie in Abb. 4.34 dargestellt, durch den Gatestrom deutlich unter den reinen Summationsverlauf abgesenkt. Dies spricht für einen Nichtgleichgewichtszustand falls Erwärmung ausgeschlossen werden kann. Diese zusätzliche I_c -Absenkung sollte unabhängig vom Vorzeichen von I_s und I_g sein. Der nahezu konstante I_c -Verlauf für $I_g < 0$ könnte die Folge einer zufälligen Kompensation der I_c -Absenkung durch die zuvor für Schichtpaket (a) beschriebene I_c -Erhöhung sein.

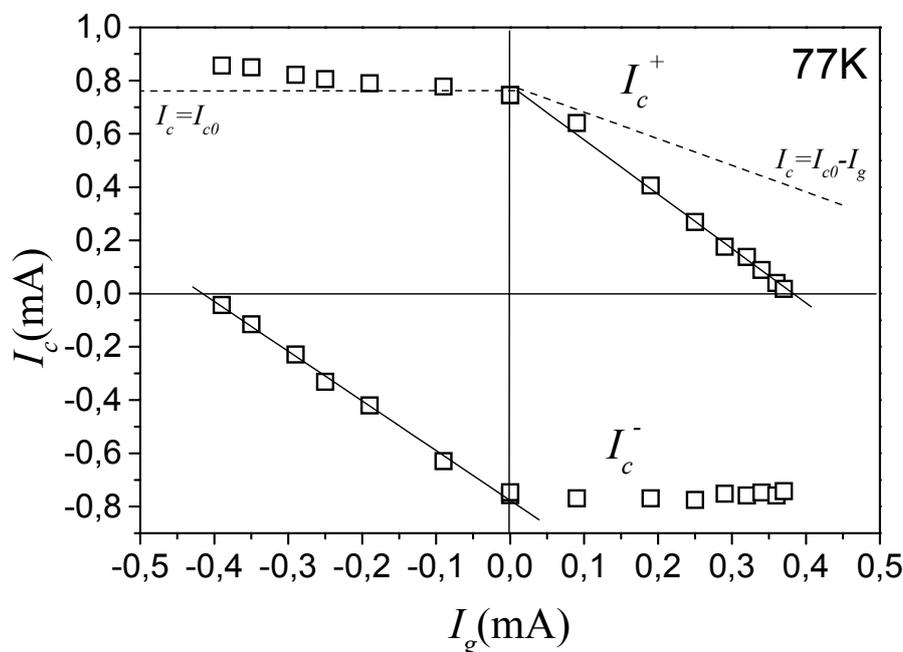


Abb. 4.34. Kritischer Transportstrom I_c als Funktion des Gatestroms für die in Abb. 4.30(b) aufgetragenen I_s - U -Kennlinien. Die Funktionen: $I_c = I_{c0} - I_g$ und $I_c = I_{c0}$ (gestrichelte Linien in den Quadranten I und II) stellen den durch den reinen Stromsummationseffekt erwarteten Verlauf dar. Aus der Geraden im Quadranten I, bzw. III ergibt sich eine Steigung von 2, was für das Auftreten von Zusatzeffekten bei dem Schichtpaket (b) spricht.

Der $I_c(I_g)$ -Verlauf in Abb. 4.35 des dritten hier vorgestellten Schichtpakets (c) zeigt nun eine ausgeprägte, fast symmetrische, Unterdrückung von I_c durch einen relativ kleinen Gatestrom. Dies entspricht einem Stromverstärkungsfaktor $K_C \leq 5$. Die deutlich über die reine Stromsummation hinaus gehende Injektionseffekte sollen im folgenden analysiert werden.

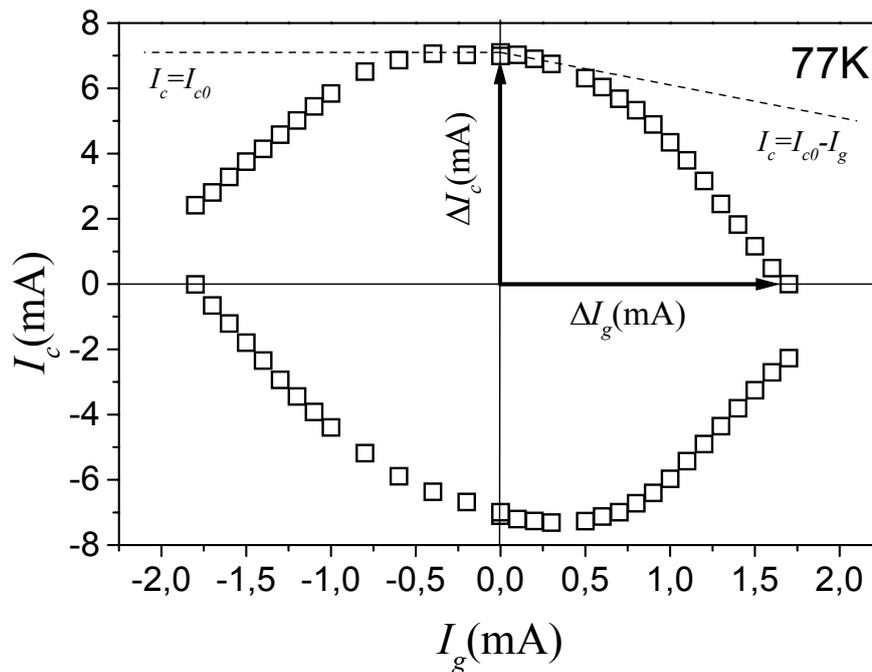


Abb. 4.35. Kritischer Strom I_c der YBCO-Mikrobrücke als Funktion des Gatestroms I_g . Die Abweichung der experimentellen Daten von den Funktionen $I_c = I_{c0} - I_g$ (Quadranten I) und $I_c = I_{c0}$ (Quadranten II), die den reinen Stromsummationseffekt beschreiben, spricht für die wesentliche Rolle der Zusatzeffekte beim untersuchten Bauelement.

Die Unterdrückung von I_c sollte im idealen Fall (nach Abzug des Stromsummationseffekts), d.h. Injektion von Quasiteilchen durch eine wirkliche Tunnelbarriere, den Teil des Injektionseffekts darstellen, der auf Nichtgleichgewichtseffekte zurückgeführt wird. Allerdings gab die elektrische Charakterisierung der STO-Barriere in der betreffenden Heterostruktur keine Hinweise auf einen überwiegenden Transport durch elastisches Tunneln, sondern auf Transport durch inelastische Prozesse über lokalisierte Zustände in der Barriere, wie es im Abschnitt 4.1 ausgeführt wurde. Deshalb könnte die Modulation von I_c auch durch eine einfache Erhöhung der Temperatur der YBCO-Mikrobrücke infolge der dissipierten Leistung in der Barriere bedingt sein.

Erwärmungseffekte im Rahmen des Erwärmungsmodells von Kaplan

Ein Temperaturanstieg führt zu einer nichtlinearen Abhängigkeit des kritischen Stroms vom Gatestrom⁹⁴. Diese thermischen Effekte hängen vom Widerstand der Barriere und der Beschaffenheit der Grenzflächen ab. Da sich der Widerstand der STO-Barrieren aber mit abnehmender Dicke näherungsweise exponentiell verringert, wie es in Abb. 4.36 zu sehen ist, sollte diese Erwärmung im Grenzfall sehr dünner STO-Barrieren, die für Injektionsbauelemente angestrebt werden, vernachlässigbar gering sein. Trotzdem ist die dissipierte Leistung in der 3nm dicken STO-Barriere der Struktur c der Abb. 4.30 bei einem maximalen Injektionsstrom von 1,7mA nicht als gering einzustufen wie im folgenden erörtert wird.

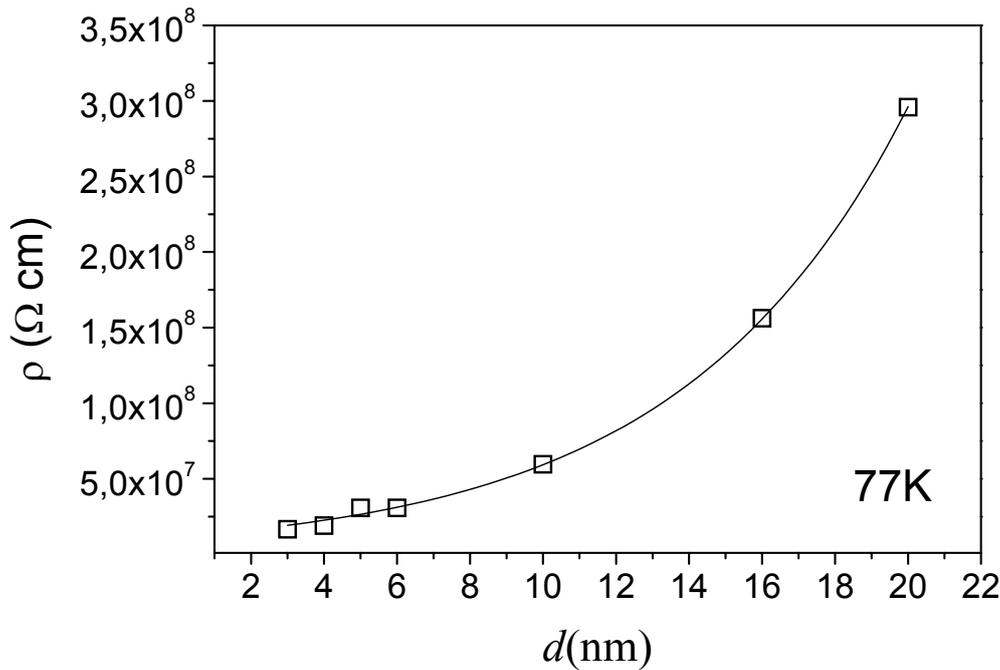


Abb. 4.36. Spezifischer Widerstand von STO-Barrieren als Funktion der Barrierendicke, gemessen bei 77K. Der Widerstand der Barrieren wurde durch den ohmschen Teil der I - U -Kennlinien (im Bereich kleiner Spannung) berechnet.

Die in der STO-Barriere und in der supraleitenden Schicht dissipierte Leistung P muß über Grenzflächen in das Substrat und über die Au-Gegenelektrode an das Kühlmittel abfließen. Bei einem endlichen thermischen Grenzflächenwiderstand R_{bd} wird sich ein Temperaturdifferenz ΔT einstellen. Der thermische Widerstand ist bei tiefen Temperatur gegeben durch $R_{bd} = B / T^3$, wobei B ein materialabhängiger Parameter ist. Bei höheren Temperaturen, wenn die Wellenlänge der Phononen vergleichbar mit strukturellen Störungen in der Grenzschicht wird, nähert sich R_{bd} einem konstanten Wert⁹².

Nahum et al.⁹² haben den thermischen Grenzflächenwiderstands von ~ 200 nm dicken YBCO-Schichten hoher Qualität auf verschiedenen Substraten untersucht. Sie fanden zwischen 90 und 200K schwach temperaturabhängige R_{bd} -Werte zwischen $0,8$ und $1,4 \times 10^{-3} \text{Kcm}^2/\text{W}$.

Mangels weiterer Information, wird angenommen, daß die Wärmeableitung über die Au-Elektrode mindestens so gut ist wie die über das STO-Substrat.

Bei einer in Schichtpaket (c) maximal dissipierten Leistung von $P=3,4\text{mW}$ ($I_g \approx 1,7\text{mA}$, $U_g \approx 2\text{V}$) und der Annahme eines thermischen Grenzflächenwiderstandes $R_{bd}=1 \times 10^{-3} \text{Kcm}^2/\text{W}$ auf beiden seiten des (STO-Barriere/YBCO-Schicht)-Pakets kann eine Temperaturzunahme $\Delta T = PR_{bd}/2A = 1,5\text{K}$ in diesem Schichtpaket abgeschätzt werden, wobei die Injektionsfläche $A=1 \times 10^{-6} \text{cm}^2$ beträgt.

Die I_c -Absenkung, die von einer solchen Temperaturzunahme hervorgerufen würde, kann der Temperaturabhängigkeit des kritischen Stroms der entsprechenden YBCO-Mikrobrücke (s. Abb. 4.37) entnommen werden. Wie der Einsatz in der Abbildung verdeutlicht, hätte eine Temperaturzunahme von 77K auf 78,5K eine I_c -Absenkung von 2,5mA zur Folge.

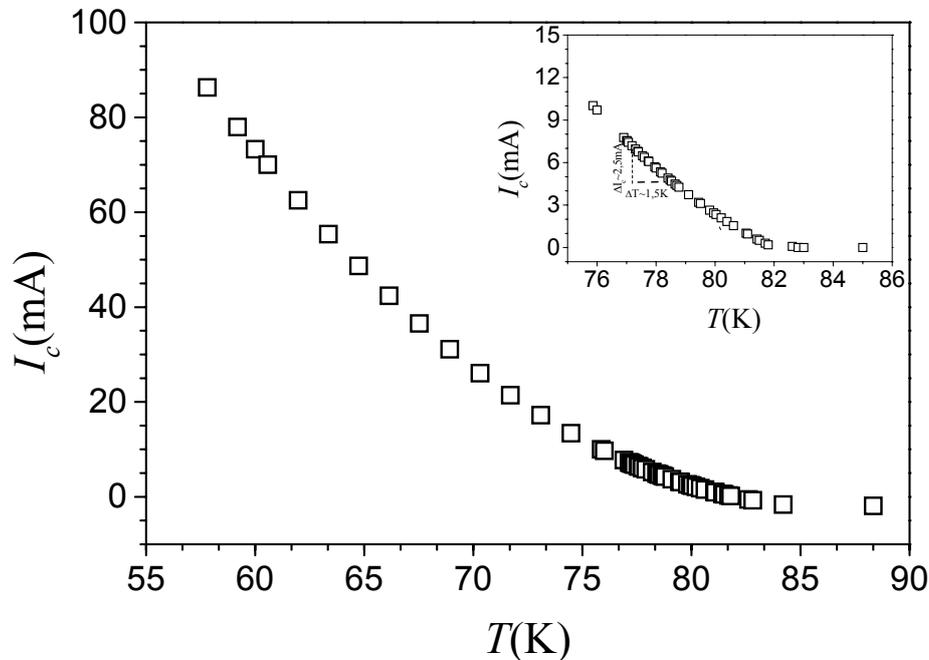


Abb. 4.37. Abhängigkeit des kritischen Stroms der YBCO-Mikrobrücke von der Temperatur. Die I_s - U -Kennlinien dieser Probe sind in Abb. 4.30(c) aufgetragen. Im Einsatz ist die selbe Funktion im Temperaturbereich 76-86K aufgezeigt, um die einer Temperaturänderung $\Delta T \sim 1,5K$ entsprechende I_c -Variation zu verdeutlichen.

4.2.3.2 Der Injektionseffekt

Aufgrund der im vorigen Abschnitt diskutierten Beobachtungen ist damit zu rechnen, daß ein möglicher Nichtgleichgewichtszustand, bedingt durch die überschüssige Dichte injizierter Quasiteilchen in die YBCO-Mikrobrücke und deren Nichtgleichgewichts-Energieverteilung, erzeugt werden kann. Beim Injektionsprozeß werden Quasiteilchenzustände besetzt, die die Reduktion des supraleitenden Ordnungsparameters verursachen. Als Ergebnis dieses Prozesses werden Cooperpaare aufgebrochen.

In Abschnitt 4.2.3.1 wurde ein Gatestrom, der keine Brechung von Cooperpaaren bewerkstelligt, als der Grund für die beobachtete Verschiebung der I_s - U -Kennlinien diskutiert. Ein anderer Punkt bezieht sich auf die effektive Energie der zu injizierenden Quasiteilchen, d.h. die Energie, mit der die Quasiteilchen die YBCO-Mikrobrücke erreichen. Die Unterdrückung der Supraleitung wird nur durch die Quasiteilchen herbeigeführt, die eine Zusatzenergie >20 -

30meV haben. Wie in Abschnitt 4.2 diskutiert wurde, sind die vorherrschenden Transportmechanismen in STO-Barrieren dicker als 2nm inelastische Prozesse über lokalisierte Zustände. Bei Temperaturen zwischen 60 und 80K beträgt die durchschnittliche Hüpflänge in c-Richtung einer 30nm dicken STO-Barriere $\sim 7\text{nm}$; demnach geht ein großer Anteil der Energie durch inelastische Prozesse in der STO-Barriere verloren. Die Situation kann anders sein bei sehr niedrigen Temperaturen, bei denen die Hüpflänge schnell zunimmt, oder bei Strukturen mit dünneren Barrieren. In der Tat wurde die stärkste Modulation von I_c bei einer nominell 3nm dicken STO-Barriere beobachtet. Dies steht in Einklang mit der Messung der Leitfähigkeit von STO als Funktion der Dicke, aufgrund derer der Transportmechanismus in sehr dünnen Barrieren ($\sim 2\text{nm}$) durch elastische Tunnelprozesse stattzufinden scheint.

Die Berücksichtigung der effektiven Energie der in die YBCO-Mikrobrücke injizierten Quasiteilchen kann die Beobachtung erklären, daß der Verstärkungsfaktor K_C bei dickeren Barrieren kleiner ist. Ein Verstärkungsfaktor $K_C = -\Delta I_c / \Delta I_g \leq 5$ mit einer 3nm dicken STO-Barriere bei 77K ergibt sich aus der in Abb. 4.35 aufgetragenen $I_c(I_g)$ -Abhängigkeit. In der Annahme, daß die in und an der STO-Barriere entstehende Wärme je zur Hälfte über die supraleitende Lage und über den Au-Kontakt abfließt, wurde oben eine Abschwächung des kritischen Stroms um $\sim 2,5\text{mA}$ abgeschätzt. Damit läßt sich ein Verstärkungsfaktor von $\sim 1,4$ berechnen, der deutlich kleiner ist als der direkt aus der $I_c(I_g)$ -Abhängigkeit (Abb. 4.35) erhaltene. Hiernach dürfte die einfache resistive Erwärmung der supraleitenden Mikrobrücke allein nicht verantwortlich sein für die beobachtete Absenkung des kritischen Stroms in Abb. 4.35.

Eine weitere Bewertung des Verstärkungsfaktors kann anhand dessen Temperaturabhängigkeit vorgenommen werden.

Temperaturabhängigkeit des Verstärkungsfaktors

Die Abhängigkeit des Verstärkungsfaktors von der Temperatur wurde an einer YBCO/STO/Au-Struktur mit einer nominell 5nm dicken STO-Barriere untersucht, indem der kritische Strom I_c als Funktion des Gatestroms I_g bei verschiedenen Temperaturen gemessen wurde. Das Ergebnis ist in Abb. 4.38 im Temperaturbereich zwischen 77 und 32K dargestellt. Unterhalb 32K war die YBCO-Mikrobrücke nicht mehr stabil und wurde durch den angelegten Gatestrom zerstört.

Die STO-Barriere hatte offenbar bzgl. der Isolationseigenschaften nicht die erwartete Qualität. So wurde ein Widerstand von nur $4\text{k}\Omega$ bei 4,2K erhalten. Die Modulation von I_c bei 77K war schwach mit einem K_C -Wert von nur 1,4.

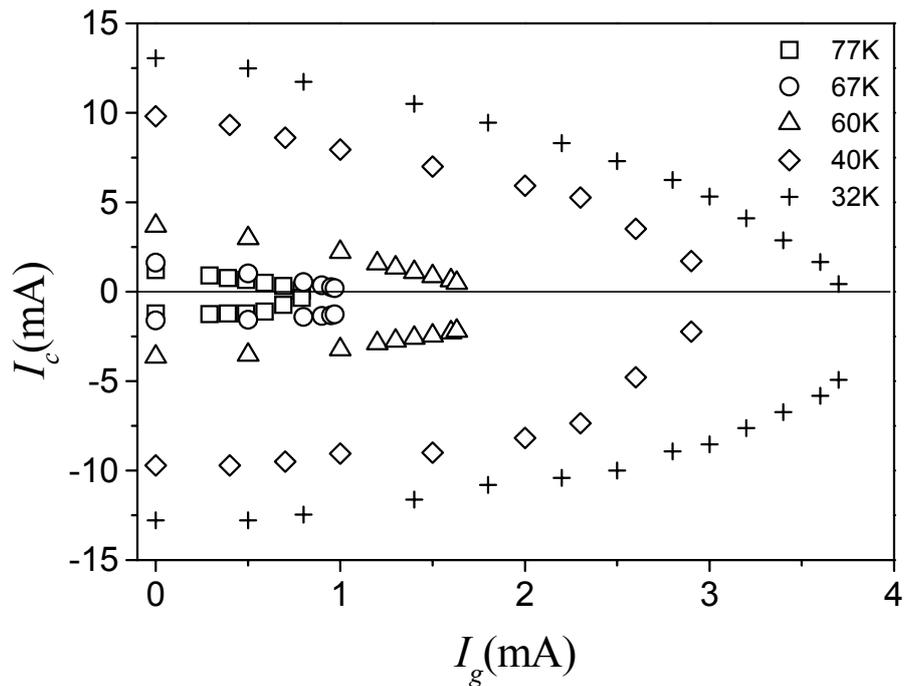


Abb. 4.38. Kritischer Strom der YBCO-Mikrobrücke als Funktion des Gatestroms I_g , gemessen bei Temperaturen zwischen 77 und 32K.

Die Auswertung der in Abb. 4.38 präsentierten Daten erlaubt, eine Beziehung zwischen dem Verstärkungsfaktor K_C und der Meßtemperatur aufzustellen. Abb. 4.39 zeigt diese Funktion, wobei die K_C -Werte aus dem Quotienten von $I_c(I_g=0)$ und dem Gatestrom I_{gc} , der I_c vollständig unterdrückt, gewonnen wurden.

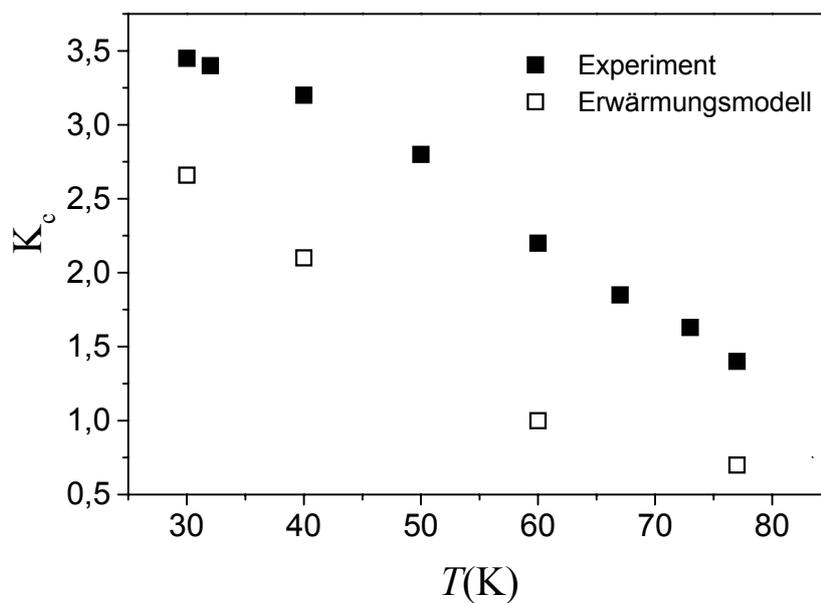


Abb. 4.39. Temperaturabhängigkeit des Verstärkungsfaktors K_C , gemessen an einer YBCO/-STO/Au-Struktur mit einer 5nm dicken STO-Barriere. Der $K_C(T)$ -Verlauf, der sich direkt aus dem Experiment ergibt, wird durch die gefüllten Symbole (■), der aus der Erwärmung berechnete durch die leeren Symbole (□) wiedergegeben.

Der Verstärkungsfaktor nimmt mit steigender Meßtemperatur ab. Das kann dadurch erklärt werden, daß die oberhalb der Energielücke thermisch angeregten Quasiteilchen die Effektivität des durch die injizierten Quasiteilchen verursachten Nichtgleichgewichtseffektes verringern.

Wie im Abschnitt 2.2 erwähnt, nimmt die Energielücke Δ monoton mit zunehmender Quasiteilchendichte n_{qp} ab. Dieser Zusammenhang wird durch die Gleichung 2.25 beschrieben. Sie läßt sich zu $\Delta(n_{qp})/\Delta(0) \cong 1 - (2n_{qp}/4N(0)\Delta(0))$ umschreiben. Aus der Kombination dieser Gleichung mit der überschüssigen Quasiteilchendichte (Gl. (2.20)) ergibt sich die Beziehung: $d\Delta/dj_{inj} \cong -\tau_R/2eN(0)d$, die die Abnahme der supraleitenden Energielücke des dünnen Films mit zunehmendem Injektionsstrom angibt. Wird zusätzlich angenommen, daß der kritische Strom durch $j_c \propto \Delta^\alpha$ (in der Ginzburg-Landau-Theorie: $j_c \propto \Delta^3$) gegeben ist, so wird schließlich für den Verstärkungsfaktor die folgende Beziehung erhalten: $K_C = -dI_c/dI_{inj} \propto \alpha\tau_R$. Hierbei gilt für die Quasiteilchens-Rekombinationszeit $\tau_R \cong \tau_0(\Delta(T)/k_B T)^{1/2} e^{\Delta(T)/k_B T}$, wobei τ_0 eine charakteristische Relaxationzeit ist, die mit der zur Paarung führenden Wechselwirkung verknüpft ist. Somit sollte die Verstärkung des Bauelements mit abnehmender Temperatur exponentiell zunehmen. Eine exponentielle Abhängigkeit des Verstärkungsfaktors von der Temperatur wurde bisher noch nicht beobachtet. Die vorliegenden Ergebnisse zeigen eine näherungsweise lineare Abhängigkeit, die auch von anderen Autoren beobachtet wurde^{8,99}.

Wird die d-Wellen-Paarung in den HTSL berücksichtigt, so darf in der Tat von einer geringer als exponentiell verlaufenden Temperaturabhängigkeit von τ_R bei der Beschreibung von $K_C(T)$ ausgegangen werden.

Die in dem vorliegenden Bauelement infolge der Verlustleistung $P = UI_g = RI_g^2$ auftretende Temperaturerhöhung kann auch hier aus den zur Verfügung stehenden Daten berechnet und die daraus resultierende I_c -Absenkung bestimmt werden, wobei nach wie vor die Unsicherheit in der Größe des thermischen Grenzflächenwiderstands besteht. Der allein auf die Erwärmung zurückzuführende Stromverstärkungsfaktor ist für verschiedene Temperaturen in Abb. 4.39 eingetragen. Obgleich der gemessene K_C -Verlauf dieser Temperaturabhängigkeit ähnelt, erlaubt dies jedoch keinen aussagekräftigen Schluß über die wirkliche Ursache der Unterdrückung des kritischen Stroms I_c . Sogar für den Fall, daß zwei konkurrierende Effekte, nämlich sowohl Erwärmungs- als auch Nichtgleichgewichtseffekte bei diesem Schichtpaket vorhanden wären, wäre die Unterscheidung zwischen beiden Effekten aufgrund der vorliegenden Information nicht möglich.

4.2.3.3 Schlußfolgerung

Die in vorliegender Arbeit erhaltenen Stromverstärkungsfaktoren $K_C \leq 5$ liegen im Bereich veröffentlichter Werte. Spitzenwerte von 15 bei der relativ hohen Temperatur von 81K sind an Injektionsbauelementen mit besonders geringer Oberflächenrauigkeit der YBCO-Schicht von Schneider et al. berichtet worden⁹⁴.

In keiner mir bekannten Arbeit ist jedoch schlüssig gezeigt worden, daß in diesen Bauelementen auf der Basis von HTSL Nichtgleichgewichtssupraleitung die überwiegende Ursache der Strommodulation ist.

Potentielle Anwendungen der Injektionsbauelementen

Für potentielle Anwendungen der auf einer Nichtgleichgewichts-Unterdrückung der Supraleitung basierenden Bauelemente ist die Schaltgeschwindigkeit zwischen dem supraleitenden und dem dissipativen Zustand ein entscheidender Faktor. Nichtgleichgewichtsprozesse in YBCO-Filmen, d.h. Erzeugung und Relaxation von Quasiteilchen in der supraleitenden Mikrobrücke, können innerhalb einiger 100fs bis 30ps erfolgen, wie in zeitaufgelösten optischen Anregungsexperimenten an dünnen YBCO-Filmen festgestellt wurde⁴⁶.

Die Relaxationszeit wird durch die thermische Relaxationszeit geprägt, wenn die Injektion von Quasiteilchen nur zu einer Erhöhung der Temperatur der YBCO-Mikrobrücke führt. Ein typischer Zeitbereich für thermische Relaxation findet sich zwischen 1ns und einigen Hundert Nanosekunden⁹⁴.

Eine von thermischen Effekten bestimmte Relaxationszeit muß vermieden werden, wenn ein schnell funktionierendes Bauelement erwünscht ist. Dies stellt hohe Anforderungen an die Qualität der Injektionsbarrieren. Wie im ersten Teil dieser Arbeit gezeigt wurde, weisen jedoch 3nm dicke STO-Barrieren bereits einen hohen Anteil an inelastischem Tunneln auf. Unter den gegebenen Randbedingungen wird gegenwärtig die Effektivität der Injektionsbarrieren durch die intrinsische Oberflächenrauigkeit der YBCO-Schichten begrenzt. Bei den meisten durch Kathodenzerstäubung hergestellten YBCO-Schichten ist die mittlere Rauigkeit mit der geforderten Dicke der darauf abzuschcheidenden künstlichen Barrieren vergleichbar. Nur in einzelnen Fällen gelang es, Barrieren von hoher Qualität auf YBCO-Oberflächen zu herstellen, die elastisches Tunneln von Quasiteilchen erlaubten. Von einer Reproduzierbarkeit solcher hochwertigen Bauelemente ist man daher noch weit entfernt.

Der Quasiteilcheninjektions-Transistor stellt in seinen technischen und physikalischen Voraussetzungen ein sehr anspruchsvolles Bauelement dar: unter die Voraussetzung, daß sich der Grundzustand durch Quasiteilchen ohne energetische Verluste in der Barriere (elastisches

Tunneln) in einen Nichtgleichgewichtszustand auslenken läßt, könnte ein Injektionsbauelement im Bereich supraleitender Elektronik sowohl als Hochgeschwindigkeitsschalter als auch als Stromverstärker fungieren. Hier gibt es für den supraleitenden Zustand von YBCO zwei gegenläufige Tendenzen, indem die erste potentielle Anwendung für $T \rightarrow T_c$ am besten zu erfüllen ist, d.h. daß das Bauelement als Hochgeschwindigkeitsschalter bei kleinen K_C -Werte betrieben werden müßte. Hinreichende Stromverstärkung K_C ist hingegen wegen $K_C \sim \tau_R$ am besten für tiefe Temperaturen zu erwarten.

5. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden die Material- und technologischen Aspekte zur Herstellung sogenannter Quasiteilcheninjektions-Dreitorbauelemente untersucht, die auf dem keramischen Hochtemperatursupraleiter $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (YBCO) basieren. Ein Schwerpunkt dieser Arbeit bestand darin, die Eignung ultradünner Schichten aus SrTiO_3 (STO) hinsichtlich ihrer Tauglichkeit als künstliche Barrieren für die Injektion von Quasiteilchen in YBCO-Mikrobrücken zu überprüfen und die Prozesse zur reproduzierbaren und homogenen Abscheidung sehr dünner YBCO- und STO-Einzelschichten sowie von daraus aufgebauten Mehrlagenschichten auf (001)-STO-Substraten mittels Kathodenzerstäubung mit einem invertiertem Zylindermagnetron (IZM)²⁸ zu optimieren.

Ausscheidungsfreie c-Achsen orientierte supraleitende YBCO-Schichten mit einer Dicke von 50-60nm konnten hergestellt werden, die Übergangstemperaturen von $T_{c,ind.}=88-90\text{K}$ mit einer Übergangsbreite von ca. 0,5K und hohe kritische Stromdichten $j_c(77\text{K}, 0\text{T}) > 2\text{MA}/\text{cm}^2$ aufweisen. Die schmale Breite der Rockingkurven des (005)-Röntgenreflexes von $0,4^\circ$ belegt die hohe kristalline Güte der Schichten auf STO-Substraten.

Die Abscheidung ultradünner STO-Lagen auf solchen YBCO-Filmen hatte keine größeren Auswirkungen auf deren supraleitende Eigenschaften: bei den meisten untersuchten Strukturen wurde die kritische Temperatur um maximal 1K reduziert, die Übergangsbreite veränderte sich nicht. Offenbar wird die vollständige Beladung des YBCO-Films mit Sauerstoff durch die in-situ aufgebraute STO-Schicht wenig behindert.

Da die supraleitende Kohärenzlänge in YBCO in der (001)-Richtung nur 0,3nm beträgt, spielt die Rauigkeit der YBCO-Oberfläche eine entscheidende Rolle für die erfolgreiche Herstellung von Injektionskontakten. Die Oberfläche muß so glatt wie möglich sein, damit eine effektive elektrische Isolierung zwischen der YBCO-Grundelektrode und der Au-Gegen-elektrode durch die nur wenige Atomlagen dicken dielektrischen STO-Barrieren gewährleistet ist. Die mittels Rasterkraftmikroskopie (AFM) bestimmte Rauigkeit erwies sich als stark abhängig von der Depositionstemperatur und vom Zustand des Targets: eine Depositionstemperatur $T_{dep}=810^\circ\text{C}$ und regelmäßiges Abschleifen des Targets mit feinem Schmirgelpapier zum Wiederherstellen der 1-2-3 Stöchiometrie an der zu zerstäubenden Targetoberfläche führten zu den besten Ergebnissen. Die unter diesen Bedingungen präparierten YBCO-Unterlagen wiesen eine mittlere Rauigkeit $< 2\text{nm}$ auf. Auf solchen glatten YBCO-Oberflächen konnten gleichmäßig bedeckende, kurzschlußfreie STO-Lagen abgeschieden werden.

Unter Einsatz von UV-Photolithographie und Ionenstrahlätzen wurden die Heterostrukturen mit der Schichtfolge YBCO/STO/Au lateral zu Mikrobrücken mit typischen Abmessungen

von 5µm Breite und einer Länge von 12 bis 40µm strukturiert. Diese Dimensionierung wurde gewählt, um den volumenabhängigen Effekt der Unterdrückung des Suprastroms in der supraleitenden YBCO-Mikrobrücke durch die Injektion von Quasiteilchen aus der Au-Gegenelektrode zu maximieren: Aufgrund der notwendigen hohen Nichtgleichgewichts-Quasiteilchendichte im Verhältnis zur Quasiteilchendichte im thermischen Gleichgewicht kann nur bei derart kleinen Abmessungen der YBCO-Mikrobrücke eine effektive Stromverstärkung, d.h. ein signifikanter Injektionseffekt, dieses Quasiteilcheninjektions-Dreitorbauelements erwartet werden.

Quasiteilcheninjektions-Bauelemente beruhen auf der Schwächung des supraleitenden Zustands durch die Erzeugung einer Nichtgleichgewichtsbesetzung von Quasiteilchenzuständen. Die experimentell an YBCO beobachteten kurzen Erzeugungs- und Relaxationszeiten sollten einen schnellen Betrieb eines solchen Bauelements erlauben. In dem der vorliegenden Arbeit zugrunde liegenden Konzept wird der Nichtgleichgewichtszustand bzw. die Änderung der Ladungsträgerdichte in der supraleitenden Mikrobrücke durch die Injektion von Quasiteilchen aus einer Au-Elektrode hervorgerufen.

Die STO-Barrieren zeigen bei Dicken $d > 2\text{nm}$ im Temperaturbereich 4,2K-300K gute isolierende Eigenschaften mit Widerständen im MΩ-Bereich und kritischen elektrischen Feldern E_b von 0,8-2MV/cm. Der weitgehend symmetrische Verlauf der I - U -Kennlinien bezüglich der Polarität der Spannung läßt auf eine hohe Qualität der Grenzflächen schließen: Asymmetrien würden auf eingefangene Ladung und damit interne elektrische Felder an der STO/Au- oder an der YBCO/STO-Grenzfläche hindeuten³⁴.

Der Stromtransport-Mechanismus durch die dünnen STO-Barrieren wurde an c-Achsenorientierten YBCO/STO/Au-Injektionskontakten mit 2-30nm dicken STO-Barrieren intensiv untersucht. Aufgrund der Messungen der Leitfähigkeit als Funktion von Temperatur, Spannung und Dicke konnte festgestellt werden, daß direktes oder resonantes Tunneln und Hopping über eine kleine Anzahl lokalisierter Zustände in der Barriere für die elektronische Leitfähigkeit im isolierenden Material verantwortlich ist. An einer nominell 2nm dicken STO-Barriere konnte für die (001)-Richtung von YBCO elastisches Tunneln beobachtet werden. Bei dickeren STO-Barrieren herrscht hingegen inelastischer Hopping-Transport über lokalisierte Zustände vor; dies geschieht zunächst in der niedrigsten Ordnung, nämlich durch Hüpfen über zwei lokalisierte Zustände, was zu den charakteristischen Temperatur- und Spannungs-Abhängigkeiten $G_2^{hop}(T) \propto T^{4/3}$ ($k_B T \gg eU$), $G_2^{hop}(U) \propto U^{4/3}$ ($eU \gg k_B T$) führt¹¹. Mit wachsender Barrierendicke tragen zunehmend Hopping-Kanäle höherer Ordnung zum Stromtransport bei, wie die Temperatur- und Spannungs-Abhängigkeiten belegen. Bei STO-Barrierendicken $d \geq 30\text{nm}$ und hohen Temperaturen ($>140\text{K}$) bzw. Spannungen ($>60\text{mV}$) trat ein fast abrupter Übergang vom Hüpfen über eine kleine Anzahl lokalisierter Zustände zu einem "Variable Range Hopping"-Prozeß auf. Durch die Anpassung der experimentellen

Daten an die theoretische exponentielle Temperaturabhängigkeit konnten physikalische Parameter der lokalisierten Zustände in den STO-Barrieren bestimmt werden. Zum Beispiel ergab sich für den Radius der lokalisierten Zustände ein Wert von $\sim 4,6 \times 10^{-8} \text{ cm}$, der in etwa der Gitterkonstanten der STO-Einheitzelle (0,39nm) entspricht, sowie eine Defektzustandsdichte von $\sim 6 \times 10^{19} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-3}$.

Das Verhalten der YBCO-Mikrobrücken bei Injektion von Quasiteilchen wird hauptsächlich durch zwei Effekte bestimmt, nämlich durch den eigentlichen Injektionseffekt sowie durch den Parasitäreffekt der Stromsummation in der YBCO-Mikrobrücke. Der Stromsummationseffekt, d.h. die einfache Summation des Transportstroms in der YBCO-Mikrobrücke und des Gatetroms, führt zu einer asymmetrischen Verschiebung der I_s - U -Kennlinien entlang der I -Achse.

Die Reduktion des kritischen Schichtstroms aufgrund des injizierten Gatestroms wird üblicherweise durch den Stromverstärkungsfaktor $K_C = -\Delta I_c / \Delta I_g$ erfaßt. An einem Bauelement mit einer STO-Barriere von 3nm Dicke wurde ein K_C -Wert von 5 bei 77K erreicht. Mit abnehmender Temperatur steigt K_C annähernd linear an.

Die Absenkung des kritischen Schichtstroms ist jedoch nicht nur eine Folge des Nichtgleichgewichts, eine Erwärmung durch den Gatestrom dürfte wesentlich zur I_c -Absenkung beitragen, wie eine grobe Abschätzung des Temperaturanstiegs ergab.

Hinsichtlich der technischen Aspekte von Quasiteilcheninjektions-Bauelementen können abschließend folgende Schlußfolgerungen gezogen werden:

Quasiteilcheninjektionskontakte sind im Prinzip vielversprechende Kandidaten zur Verwirklichung schneller Dreitorbauelemente auf der Basis von Hoch- T_c -Supraleitern. Die Voraussetzung dafür ist, daß Barrieren hoher Qualität, die das elastische Tunneln von Quasiteilchen erlauben, routinmäßig hergestellt werden können. Dies konnte mit den bisher verwendeten künstlichen Injektionsbarrieren STO, PBCO³⁴, MgO¹⁰⁰ oder mit natürlichen Barrieren⁷⁷ nicht erreicht werden. Hier sind weitere materialtechnische Anstrengungen hinsichtlich einer auf Atomlagenskala kontrollierten Filmdeposition notwendig.

Literaturverzeichnis

- ¹ T. van Duzer, *Cryogenics* **28**, 527 (1988)
- ² P.M. Salomon, *Proc. of the IEEE* **70**, 489 (1982)
- ³ R. Gross, R. Gerdemann, L. Alff, T. Bauch, A. Beck, O. M. Froehlich, D. Koelle, A. Marx, *Appl. Supercond.* **3**, 443 (1995)
- ⁴ X. X. Xi, G. Linker, O. Meyer, E. Nold, B. Obst, F. Ratzel, R. Smithey, B. Strehlau, F. Weschenfelder, J. Geerk, *Z. Phys. B* **74**, 13 (1989)
- ⁵ K. E. Gray, *Appl. Phys. Lett.* **32**, 392 (1978)
- ⁶ D. J. Frank, A. Davison, T. M. Klapwijk, *Appl. Phys. Lett.* **46**, 603 (1985)
- ⁷ T. Kobayashi, K. Hashimoto, U. Kabasawa, M. Tonouchi, *IEEE Trans. on Magnetics.* **25**, 927 (1989)
- ⁸ I. Iguchi, K. Nukui, K. Lee, *Phy. Rev. B* **50**, 457 (1994)
- ⁹ Yu. M. Boguslavskij, K. Josse, A. G. Sivakov, F. J. Roesthuis, G. J. Gerritsma, *Physica C* **220**, 195 (1994)
- ¹⁰ N. F. Mott, E. A. Davis, **Electronic Processes in Non-Crystalline Materials**, 2nd ed., Oxford University Press, New York, 1979
- ¹¹ L. I. Glazman and K.A. Matveev, *Sov. Phys. JETP* **67**, 1276 (1988)
- ¹² J. Yoshida, T. Hashimoto, *Phys. Rev. B* **53**, 8623 (1996)
- ¹³ J. Yoshida, T. Hashimoto, S. Inoue, Y. Mizutani, M. Sagoi, K. Mizushima, *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, 1791 (1992)
- ¹⁴ J. G. Simmons, *J. Appl. Phys.* **34**, 2581(1963); **35**, 2655(1964)
- ¹⁵ S. J. Bending, M.R. Beasley, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 324 (1985)
- ¹⁶ J. Halbritter, *Surface Science* **122**, 80-89 (1982)
- ¹⁷ A. Douglas Stone, P.A. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1196 (1985)
- ¹⁸ Ned S. Wingreen, Karsten W. Jacobsen, John W. Wilkins, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1396 (1988)
- ¹⁹ M. Naito, M. R. Beasley, *Phys. Rev. B* **35**, 2548 (1988)
- ²⁰ K. K. Likharev, *IBM J. Res. Dev.* **32**, 143 (1988)
- ²¹ R. Berthe, J. Halbritter, *Phys. Rev. B* **43**, 6880 (1991)
- ²² H. R. Zeller, I. Giaever, *Phys. Rev.* **181**, 789 (1969); E. L. Wolf, R. H. Wallis, C. J. Adkins, *Phys. Rev. B* **12**, 1603 (1975)
- ²³ T. Chui, P. Lindenfeld, W. L. McLean, K Chui, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1617(1981)

- ²⁴ A. I. Larkin, K.A. Matveev, Sov. Phys. JETP **66**, 580 (1987)
- ²⁵ Yizi Xu, D. Ephron, M.R. Beasley, Phys. Rev. B **52**, 2843 (1995)
- ²⁶ L. I. Glazman, R. I Shekhter, Sov. Phys. JETP **67**, 163 (1988)
- ²⁷ B. I. Shklovskii, A. L. Efros, **Electronic Properties of Doped Semiconductors**, Springer-Verlag, Berlin, 1984
- ²⁸ J. Geerk, G. Linker, O. Meyer, Forschungszentrum Karlsruhe-Bericht **4601** (1989)
- ²⁹ T. Kröner, Dissertation, Universität Karlsruhe (1995)
- ³⁰ R. Bormann, J. Nölting, Appl. Phys. Lett. **54**, 21 (1989)
- ³¹ M. Vaupel, Diplomarbeit an der RWTH Aachen (1995)
- ³² C. W. Schneider, private Mitteilung
- ³³ T. Nakamura, M. Iiyama, Jpn. J. Appl. Phys. **34**, 4765 (1995)
- ³⁴ K. Josse, PhD-thesis, ISBN 90-9007760-X. University of Twente (1994)
- ³⁵ H. Soltner, C. L. Jia, B. Kabius, U. Poppe, P. Swiatek, K. Urban, Physica C **191**, 1 (1992)
- ³⁶ J. Geerk, G. Linker, O. Meyer, Q. Li, R. L. Wang, X. X. Xi, Physica C, **162-164**, 837 (1989)
- ³⁷ M. Tinkham, **Introduction to Superconductivity**, McGraw-Hill Book Company, New York, 1975
- ³⁸ C. J. Gorter, H. Casimir, Phys. Z. **35**, 963 (1934)
- ³⁹ B. I. Miller, A. H. Dayem, Phys. Rev. Lett. **18**, 1000 (1967)
- ⁴⁰ A. Rothwarf, B. N. Taylor, Phys. Rev. Lett. **19**, 27 (1967)
- ⁴¹ G. Bekefi, **Radiation Processes in Plasmas**, John Wiley & Sons, Inc., NY, 334 (1966)
- ⁴² W. H. Parker, Solid State Commun. **15**, 1003 (1974)
- ⁴³ C. S. Owen, D. J. Scalapino, Phys. Rev. Lett. **28**, 1559 (1972)
- ⁴⁴ W. Parker, Phys. Rev. B, **12**, 3667 (1975)
- ⁴⁵ S. B. Kaplan, J. Appl. Phys. **51**, 1682 (1980)
- ⁴⁶ L. Shi, G. L. Huang, C. Lehaene, D. H. Kim, H. S. Kwok, Appl. Phys. Lett. **63**, 2830 (1993)
- ⁴⁷ R. Aidam, Dissertation, Universität Karlsruhe (1999)
- ⁴⁸ K. Kopitzki, **Einführung in die Festkörperphysik**, Teubner Stuttgart (1989)
- ⁴⁹ A. Seidel, Forschungszentrum Karlsruhe-Bericht **4665** (1989)
- ⁵⁰ R.J. Cava, A.W. Hewat, E.A Hewat, B. Batlogg, M. Marezio, K.M. Rabe, J. Krajewski, W.F. Peck, L.W Rupp, Physica C **165**, 419 (1990)

- ⁵¹ **Int. Tables for X-Ray Crystallography**, The Kynoch Press, Bermingham (1968)
- ⁵² A. Zaitsev, private Mitteilung
- ⁵³ J. Einfeld, Dissertation, Universität zu Köln (2000)
- ⁵⁴ P. Schneider, Forschungszentrum Karlsruhe-Bericht **5563** (1995)
- ⁵⁵ U. Poppe, 26. IFF-Ferienkurs, Forschungszentrum Jülich (1995)
- ⁵⁶ R. Moss, Ph.D. thesis, Universität Karlsruhe, Universität Düsseldorf, (1994)
- ⁵⁷ T. Matsui, A. Ohi, T. Suzuki, T. Ishil, K. Tsuda, K. Mukae, *Jpn. J. Appl. Phys.* **34**, 887 (1995)
- ⁵⁸ T. Nakamura, H. Todkuda, S. Tanaka, M. Iiyama, *Jpn. J. Appl. Phys.* **34**, 1906 (1995)
- ⁵⁹ G. Matsubara, T. Matsui, Y. Okabe, *Jpn. J. Appl. Phys.* **30**, L1794 (1991)
- ⁶⁰ K. Char, L. Antognazza, T.H. Geballe, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 2420 (1993)
- ⁶¹ E. Olsson, A. Gupta, M.D. Thouless, A. Segmüller, D.R. Clarke, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 1682 (1991)
- ⁶² T. Matsui, T. Suzuki, H. Kimura, K. Tsuda, M. Nagano, K. Mukae, *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, L780 (1992)
- ⁶³ J. Thilges, private Mitteilung
- ⁶⁴ K. Herrman, private Mitteilung
- ⁶⁵ W. L. Warren, G.E. Pike, B.A. Tuttle, D. Dimos, *App. Phys. Lett.* **70**, 2010 (1997)
- ⁶⁶ H. M. Christen, J. Mannhart, E. J. Williams, Ch. Gerber, *Phys. Rev. B* **49**, 12095 (1994)
- ⁶⁷ S. J. Bending, M.R. Beasley, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 324 (1985)
- ⁶⁸ J. Yoshida, T. Nagano, *Phys. Rev. B* **55**, 11860 (1997)
- ⁶⁹ M. Gurvitch, J. M. Valles, Jr., A. M. Cuculo, R. C. Dynes, J. P. Garno, L. F. Schneemeyer, J. V. Waszczak, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1008 (1989)
- ⁷⁰ Ch. Renner, O. Fischer, *Phys. Rev. B* **51**, 9208 (1995)
- ⁷¹ M. J. McKenna, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1556 (1988)
- ⁷² S. L. Cooper, *Phys. Rev. B* **37**, 5920 (1988)
- ⁷³ G. K. Van Ancum, M. A. J. Verhoeven, D. H. A. Blank, H. Rogalla, *Phys. Rev. B.* **52**, 5598 (1995)
- ⁷⁴ U. Kabasawa, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1700 (1993)
- ⁷⁵ J. Yoshida, T. Nagano, T. Hashimoto, *Phys. Rev. B* **53**, 8623 (1996)
- ⁷⁶ B. L. Altshuler, A. G. Aronov, in **”Electron Electron Interactions in Disordered Systems”**, edited by A. L. Efros and M. Polak, (North-Holland, Amsterdam, 1985)

- ⁷⁷ Yu. M. Boguslavskij, K. Josse, A. G. Sovakov, F. J. G. Roesthuis, G. J. Gerritsma, H. Rogalla, *Physica C* **220**, 195 (1994)
- ⁷⁸ E. Zeldov, N. M. Amer, G. Koren, A. Gupta, R. J. Gambino, M. W. MacElfresh, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 3093 (1989)
- ⁷⁹ R. Moerman, D. Veldhuis, G. J. Gerritsma, H. Rogalla, *Trans. Appl. Supercond.*, **9**, 3644 (1999)
- ⁸⁰ B. H. Moeckly, *App. Phys. Lett.* **78**, 790 (2001)
- ⁸¹ Y. Huang, K. L. Merkle, B. H. Moeckly, K. Char, *Physica C* **314**, 36 (1999)
- ⁸² M. Gustafson, G. Svensson, B. Moeckly, E. Olson (nicht veröffentlicht)
- ⁸³ T. Doderer, *Phys. Rev. B* **63**, 460 (2001)
- ⁸⁴ J. Halbritter, *Phys. Rev. B* **46**, 14861 (1992)
- ⁸⁵ P. H. Kes, J. Aarts, J. van den Berg, C. J. van der Beck, J. A. Mydosh, *Supercond. Sci. Technol.*, **242** (1989)
- ⁸⁶ A. Fischer, P. Matthew, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1415 (1989)
- ⁸⁷ M. I. Faley, U. Poppe, H. Soltner, C. L. Jia, M. Siegel, K. Urban, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 2138 (1993)
- ⁸⁸ P. G. DeGennes, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 225 (1964)
- ⁸⁹ Z. W. Dong, *Journal of Applied Physics* **83**, 67680 (1998)
- ⁹⁰ V. A. Vas'ko, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1134 (1997)
- ⁹¹ T. W. Wong, J. T. C. Yen, D. N. Langenberg, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 150 (1976)
- ⁹² M. Nahum, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 2034 (1991)
- ⁹³ S. Zeugner, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 975 (1992)
- ⁹⁴ C. W. Schneider, R. Moerman, G. J. Gerritsma, H. Rogalla, *Proceedings, 2nd-Workshop on Digital Applications, Josephson Junctions and 3-Terminal Devices, University of Twente, Enschede, (1995)*
- ⁹⁵ A. Ghis, J. C. Villegier, S. Pfister, M. Nail, Ph. Gibert, *App. Phys. Lett.* **63**, 551 (1993)
- ⁹⁶ Yu. M. Boguslavskij, *Physica B* **1994**, 1115 (1994)
- ⁹⁷ Z. W. Dong, S. P. Pai, R. Ramesh, T. Venkatesan, *J. Appl. Phys.* **83**, 6780 (1998)
- ⁹⁸ K. Krishna, J.M. Harris, N. P. Ong, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3529 (1995)
- ⁹⁹ C. W. Schneider, R. Moerman, F. J. G. Roesthuis, R. G. Wichern, G. J. Gerritsma, H. Rogalla, *Trans. Appl. Supercond.* **7**, 2730 (1997)
- ¹⁰⁰ Q. Wang, I. Iguchi, *Physica C* **228**, 393 (1994)

- ¹⁰¹ C. W. Schneider, R. Moerman, D. Fuchs, R. Schneider, G. J. Gerritsma, H. Rogalla, *Trans. Appl. Supercond.* **9**, 3684 (1999)
- ¹⁰² Z. W. Dong, R. Ramesh, T. Venkatesan, M. Johnson, Z. Y. Chen, S. P. Pai, P. R. Sharma, R. Shreekala, C. L. Lobb, R. L. Greene, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 1718 (1997)
- ¹⁰³ M. Johnson, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 1371 (1991)
- ¹⁰⁴ M. N. Kunchur, *Mod. Phys. Lett.* **9**, 569, (1995)
- ¹⁰⁵ C. Dekker, E. Eidelloth, R.H. Koch, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3347 (1992)
- ¹⁰⁶ I. Tonouchi, *Jpn J. Appl. Phys.* **35**, L1578-L1581, 1996
- ¹⁰⁷ B. W. Langley, *Rev. Sci. Instruments*, **62** (7), 1801-1812, 1991
- ¹⁰⁸ A. Fournel, I. Oujia, J. P. Sorbier, H. Noel, J. C. Levet, M. Potel, P. Gougeon, *Europhys. Lett.* **6**, 653(1988)
- ¹⁰⁹ D. Fuchs, C. W. Schneider, R. Schneider, H. Rietschel, *J. Appl. Phys.* **85**, 7362 (1999)
- ¹¹⁰ Y. M. Boguslavskij, in *Applied Superconductivity*, edited by H. C. Freyhardt (DGM Informationsgesellschaft mbH, Oberursel, **2**, 1641, (1993)
- ¹¹¹ W. Schwarz, *Forschungszentrum Karlsruhe-Bericht* **2913** (1980)
- ¹¹² H. Claus, U. Gebhard, G. Linker, K. Röhberg, S. Riedling, J. Franz, T. Ishida, A. Erb, G. Müller-Vogt, H. Wühl, *Physica C* **200**, 271 (1992)
- ¹¹³ J. Halbritter, *Surface Science* **159**, 509-539 (1985)
- ¹¹⁴ M. Schabel, C.-H. Park, A. Matsuura, Z. X. Shen, D. A. Bonn, R. Liang, W. N. Hardy, *Phys. Rev. B* **55**, 2796 (1997)
- ¹¹⁵ N. Klein, N. Tellmann, H. Schulz, K. Urban, S. A. Wolf, V. Z. Kresin, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3355 (1993)
- ¹¹⁶ Ibach-Lüth, **Festkörperphysik**, Springer-Verlag, Berlin (1995)
- ¹¹⁷ D. V. Geppert, *J. Appl. Phys.* **34**, 490 (1963)
- ¹¹⁸ J. M. Rowell, in **Tunneling Phenomena in Solids**, Hrsg. E. Burstein, S. Lundqvist, Plenum Press, New York, (1969)
- ¹¹⁹ T. E. Hartman, *J. Appl. Phys.* **35**, 3283 (1964)
- ¹²⁰ S. Zeuner, H. Langfellner, J. Betz, K. F. Renk, W. Prettl, *Appl. Phys. Lett.* **61** (8), 973 (1992)
- ¹²¹ Q. Wang, K. Lee, I. Iguchi, *Trans. Appl. Supercond.* **5**, 2682 (1995)
- ¹²² Y. Gim, A. W. Kleinsasser, J. B. Barner, *J. Appl. Phys.* **90**, 4063 (2001)
- ¹²³ J. D. N. Cheeke, H. Ettinger, B. Herbal, *Can. J. Phys.* **54**, 1749 (1976)
- ¹²⁴ F. C. Wellstood, C. Urbina, J. Clarke, *Phys. Rev. B* **49**, 5942 (1994)