



Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 5959

**Der elektrische Feldeffekt
in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Schichten
unterschiedlicher
Orientierungen**

R. Auer

Institut für Nukleare Festkörperphysik

Juli 1997

Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt
Wissenschaftliche Berichte
FZKA 5959

**Der elektrische Feldeffekt
in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Schichten
unterschiedlicher Orientierungen**

Rainer Auer

Institut für Nukleare Festkörperphysik

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

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe
1997

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

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde der Einfluß eines elektrischen Feldes auf die Transporteigenschaften unterschiedlich orientierter $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Schichten (YBCO) untersucht. Durch Laserablation wurden supraleitende Feldeffekttransistoren (SuFET) mit (001), (110) oder (103)/(013) orientiertem YBCO hergestellt. Als Gate-Isolationsschicht wurde SrTiO_3 (STO) verwendet.

An den (001)-SuFETs wurden folgende lineare Abhängigkeiten zwischen den relativen Änderungen des Widerstandes $\Delta R_{\text{DS}}/R_{\text{DS}}$, der kritischen Temperatur $\Delta T_c/T_c$ der kritischen Stromdichte $\Delta j_c/j_c$ und der relativen Änderung der Ladungsträgerkonzentration $\Delta n/n$ beobachtet:

$$\Delta R_{\text{DS}}/R_{\text{DS}} = -\Delta n/n$$

$$\Delta T_c/T_c = 2,3\Delta n/n$$

$$\Delta j_c/j_c = 3\Delta n/n$$

Die beobachtete Eindringtiefe des elektrischen Feldes beträgt etwa 10 nm. Es konnte gezeigt werden, daß die Schaltzeit τ der SuFETs von einer RC-Zeitkonstanten bestimmt wird. C ist die Kapazität des Gateisolators STO. Im normalleitenden Zustand von YBCO ist R der Widerstand des Kanals, während im gemischten Zustand R den Flux-Flow-Widerstand des Typ II-Supraleiters YBCO darstellt. Eine effektive Spannungsverstärkung konnte allerdings noch nicht erreicht werden.

Die Feldeffektuntersuchungen an den (110)- und (103)/(013)- SuFETs zeigten wesentliche Unterschiede zum (001)-SuFET. Die Eindringtiefe des elektrischen Feldes beträgt etwa 30 nm. Bei den (110)-SuFET wird zwar entlang der [001]-Transportrichtung ein größerer Widerstand R_{DS} und ein kleineres j_c als in [-110]-Richtung gemessen, allerdings ist die Feldeffekttempfindlichkeit in beiden Richtungen etwa gleich groß.

Bei den (103)/(013)-SuFET zeigten sich aufgrund von 90° Korngrenzen größere Widerstandswerte und kleinere j_c -Werte in der [-110]-Richtung. Entlang dieser Richtung ist die Feldeffekttempfindlichkeit bis zu einem Faktor 7 größer.

Für eine technische Nutzung sind die SuFETs auf dem heutigem Stand allerdings noch nicht geeignet.

The electric field effect in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -films with different orientations

Abstract

In this work the influence of the electric field on the transport properties in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -films (YBCO) with different orientations was studied. Superconducting field effect transistors (SuFET) with (001), (110) or (103)/(013) orientated YBCO-films were prepared using pulsed laser deposition (PLD). SrTiO_3 (STO) was used as gate-insulator.

(001)-SuFETs have shown the following linear relationships between the relative change of the resistance $\Delta R_{\text{DS}}/R_{\text{DS}}$, the superconducting transition temperature $\Delta T_c/T_c$, the critical current density $\Delta j_c/j_c$ and the relative modulation of the carrier density $\Delta n/n$:

$$\Delta R_{\text{DS}}/R_{\text{DS}} = -\Delta n/n$$

$$\Delta T_c/T_c = 2.3\Delta n/n$$

$$\Delta j_c/j_c = 3\Delta n/n$$

The observed penetration length of the electric field is about 10 nm. It was pointed out, that the temporal response of the SuFETs is determined by the RC time constant. In the normal state of YBCO, R is the resistivity of the channel while R is the flux flow resistance of a type II superconductor in the mixed state. Voltage gain is not realized yet.

The field effect on (110)- and (103)/(013)-SuFETs was very different compared to (001). In the [001] direction of the (110)-SuFET a bigger resistance and a lower j_c was measured than in the [-110] direction, but the effect of the field was nearly the same in both directions.

For the (103)/(013)-SuFETs a bigger resistance and a lower j_c is measured in the [-110] direction due to intrinsic 90° grain boundaries. The sensitivity of the field in this direction is 7 times bigger.

With the help of the 90° grain boundaries in (103)/(013)-SuFETs it is possible to enhance the electric field effect, but for technical applications SuFETs are not suitable yet.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Supraleitender Feldeffekttransistor (SuFET)	3
2.1 Feldeffekttransistoren aus Halb- und Supraleitern	3
2.2 Modell der feldinduzierten Ladungsträgerdichteänderung	6
2.3 Die Thomas-Fermi-Abschirmlänge	7
2.4 Strukturelle und physikalische Eigenschaften von YBCO	10
2.5 Der Einfluß der Ladungsträgerkonzentration auf die Transporteigenschaften von YBCO	12
2.6 Modell der feldinduzierten Sauerstoffmigration	13
3. Experimentelles	15
3.1 Depositionsverfahren	15
3.2 Strukturierungsmethode	16
3.3 Depositionsparameter	20
3.4 Die Wachstumsrichtungen der YBCO-Schichten	22
3.4.1 (001)-YBCO-Wachstum	23
3.4.2 (103)- bzw. (013)-YBCO-Wachstum	24
3.4.3 (110)-YBCO-Wachstum	25
3.5 Charakterisierung des Schichtwachstums	26
3.5.1 Rutherford-Rückstreupektroskopie	27
3.5.2 Röntgendiffraktometrie	29

INHALTSVERZEICHNIS

3.5.2.1 Θ -2 Θ -Scan	30
3.5.2.2 ω -Scan	31
3.5.2.3 ϕ -Scan	31
3.5.3 Rasterkraftmikroskopie	33
3.6 Elektrische Meßmethoden	35
3.6.1 Messungen am Dielektrikum	36
3.6.1.1 Durchbruchfeldstärke E_{DB}	37
3.6.1.2 Polarisierung $P(E_G)$	37
3.6.1.3 Dielektrizitätskonstante ϵ_G	37
3.6.2 Feldeffektmessungen am YBCO-Kanal	38
3.6.2.1 Temperaturabhängige Widerstandsmessung $R_{DS}(T)$	38
3.6.2.2 Strom-Spannungs-Kennlinie $I_{DS}(V_{DS})$	39
3.6.2.3 Spannungsabhängige Widerstandsmessung $R_{DS}(V_G)$	39
3.6.2.4 Dynamische Messung	39
4. Eigenschaften von SrTiO₃-Schichten	41
4.1 Epitaktische (100)-STO-Filme	42
4.1.1 Temperaturverlauf von $\epsilon_G(T, f)$ mit der Frequenz als Parameter	42
4.1.2 Temperaturverlauf von $\epsilon_G(T, d_G)$ mit der Schichtdicke als Parameter	44
4.1.3 Temperaturverlauf von $\epsilon_G(T, E_G)$ mit der Feldstärke als Parameter	45
4.1.4 Spannungs- und Schichtdickenabhängigkeit von $\epsilon_G(V_G, d_G)$	46

INHALTSVERZEICHNIS

4.1.5 Durchbruchfeldstärke E_{DB}	47
4.1.6 Dielektrische Polarisierung $P(V_G)$	48
4.2 Amorphe STO-Filme	49
4.2.1 Temperaturverlauf von $\epsilon_G(T, d_G)$ mit der Schichtdicke als Parameter	49
4.2.2 Durchbruchfeldstärke E_{DB}	50
4.2.3 Dielektrische Polarisierung $P(V_G)$	51
4.3 Zusammenfassung der STO-Eigenschaften	52
5. Feldeffektmessungen an den SuFETs	55
5.1 Effekte an (001) orientierten YBCO-Kanälen	57
5.1.1 Modulation des Widerstandes, der kritischen Stromdichte und der kritischen Temperatur	57
5.1.2 Quantitativer Vergleich zwischen den Modulationen und der relativen Änderung der Ladungsträgerkonzentration im Kanal	65
5.1.3 Dynamisches Verhalten	73
5.1.4 Diskussion der Resultate im Hinblick auf Anwendungsmöglichkeiten des SuFETs als Schalter und Spannungsverstärker	81
5.2 Effekte an (110) orientierten YBCO-Kanälen	84
5.3 Effekte an (103)/(013) orientierten YBCO-Kanälen	89
5.4 Diskussion des anisotropen Verhaltens der SuFETs	93
6. Zusammenfassung	97
Literaturverzeichnis	101

1. Einleitung

Das Phänomen der Supraleitung wurde 1911 von H. Kammerlingh Onnes an Quecksilber entdeckt [Onn11]. Zu den supraleitenden Materialien gehören neben vielen Metallen und Legierungen auch organische und oxidische Verbindungen. Das Verschwinden des elektrischen Widerstandes im Gleichstrombetrieb und das Auftreten eines idealen Diamagnetismus unterhalb einer bestimmten kritischen Temperatur T_c gehören zu den charakteristischen Eigenschaften der Supraleiter.

Für technische Anwendungen ist das Verschwinden des elektrischen Widerstandes vor allem in der Magnet- und Energietechnik von großem Interesse. Hochfeldmagnete und Magnete für Teilchenbeschleuniger werden heute mit Supraleitern verwirklicht. Lange Stromkabel, die elektrische Energie verlustfrei in Ballungszentren mit hohem Energieverbrauch transportieren könnten, sind noch in der Entwicklung.

Im Bereich der Elektronik spielt die Supraleitung bis heute noch eine untergeordnete Rolle. Supraleitende elektronische Systeme konnten sich bisher nur in einigen spezifischen Nischen bewähren. Sie basieren z. Zt. fast ausschließlich auf der Ausnutzung des Cooper-Paar-Tunnels (Josephson-Effekt) in Zweitorbauelementen. SQUID-Magnetometer z.B. nutzen den Josephson-Effekt aus, um kleinste Magnetfelder zu detektieren. Sie werden unter anderem in der Medizin eingesetzt, um Gehirnströme zu messen.

Ein aktives Dreitorbauelement (Transistor) aus einem Supraleiter wäre ein wesentlicher Fortschritt, um eine Verbreiterung des Anwendungspotentials supraleitender Elektronik zu erreichen. Die Steuerung eines supraleitenden Dreitorbauelements kann sowohl durch Ladungsträgerinjektion als auch durch magnetische oder elektrische Felder erfolgen. Schon 1960 wurden von Glover und Sherrill erste elektrische Feldeffektversuche an konventionellen Supraleitern wie Indium und Zinn durchgeführt, die allerdings sehr geringe Effekte zeigten [Glo60]. Ein Grund dafür waren die hohen Ladungsträgerkonzentrationen in der Größenordnung von $10^{23}/\text{cm}^3$ der damals verwendeten Supraleiter, die das Eindringen eines elektrischen Feldes behindern.

Mit der Entdeckung der Hochtemperatursupraleiter (HTSL) im Jahre 1986 [Bed86] setzte eine stürmische Entwicklung ein, die unter anderem die Anwendung der HTSL in der Kryoelektronik zum Ziel hatte. Das kostenintensive Kühlproblem der konventionellen Supraleiter mit flüssigem Helium wurde hinfällig, da einige HTSL schon oberhalb des Siedepunktes des Stickstoffs von 77 K supraleitend werden. Passive Zweitorbauelemente wie Filter oder Resonatoren werden heute schon entwickelt. Spezielle Eigenschaften der HTSL wie die Ladungsträgerkonzentration, die bis zu zwei Größenordnungen niedriger ist als bei den konventionellen Supraleitern, und ihre starken anisotropen Eigenschaften eröffnen neue Möglichkeiten für die Gestaltung neuer Dreitorbauelemente. Doch in den letzten Jahrzehnten wurden Transistoren auf Halbleiterbasis derart perfektioniert, daß es sehr schwer sein wird, konkurrenzfähige kryoelektronische Dreitorbauelemente zu entwickeln. Feldeffekttransistoren (FET), die aus Halbleitern hergestellt werden, wie z.B. der Metal Oxide Semiconductor FET (MOSFET), zählen zu den schnellsten und leistungstärksten aktiven Bauelementen der Mikroelektronik.

1 EINLEITUNG

Im Rahmen dieser Arbeit werden aktive kryoelektronische Dreitorbauelemente untersucht. Dabei handelt es sich um supraleitende Feldeffekttransistoren (SuFET), die auf der Basis dünner Schichten des Hochtemperatursupraleiters $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (YBCO) hergestellt werden. Als Gateisolator, der das elektrische Feld in das YBCO einkoppelt, wird SrTiO_3 (STO) verwendet. In einem FET wird durch das Anlegen eines elektrischen Feldes am Gateeingang die Ladungsträgerkonzentration in einer Kanalzone derart verändert, daß die Transporteigenschaften des Kanalmaterials gezielt beeinflusst werden können.

Neben den Abhängigkeiten der wichtigsten Transportgrößen (spezifischer Widerstand und kritische Stromdichte) und der thermodynamischen Größe T_c des Supraleiters YBCO von der Ladungsträgerkonzentration wird in dieser Arbeit auch das Schalt- und Verstärkungsverhalten der SuFETs untersucht. Die SuFETs werden aus epitaktischen YBCO-Filmen hergestellt, wobei drei unterschiedliche YBCO-Wachstumsrichtungen untersucht werden: Als Kanalschicht werden (001), (110) und (103)/(013) orientierte YBCO-Filme verwendet.

Im folgenden werden in Kapitel 2 zunächst einige Grundlagen zum elektrischen Feldeffekttransistor und zum Hochtemperatursupraleiter YBCO vorgestellt.

Kapitel 3 befaßt sich mit experimentellen Details, wie Herstellung und Optimierung der SuFETs. Die (001)-, (110)- und (103)/(013)-Wachstumsorientierungen der YBCO-Schichten werden erläutert und die elektrischen Meßmethoden zur Charakterisierung der SuFETs und des Gateisolators erklärt.

Die Eigenschaften des Dielektrikums STO werden in Kapitel 4 eingehend untersucht. Im Vergleich zu STO-Schichten, die epitaktisch aufgewachsen sind, werden auch amorphe STO-Filme charakterisiert und auf ihre Tauglichkeit als Gateisolationsmaterial überprüft.

Die Ergebnisse der Feldeffektexperimente werden in Kapitel 5 präsentiert. Die Abhängigkeiten zwischen der Änderung der Ladungsträgerkonzentration im YBCO und den beobachteten Modulationen der Transporteigenschaften im normal- und supraleitenden Zustand werden vorgestellt. An den SuFETs mit (001) orientierten YBCO-Kanälen werden die Experimente schichtdickenabhängig durchgeführt. An (001)-SuFETs werden auch Untersuchungen des Schaltverhaltens und der Spannungsverstärkung der Bauelemente vorgenommen. Aufgrund des schichtartigen Aufbaus und zweidimensionalen Charakters der YBCO-Verbindung werden im 5. Kapitel Feldeffektuntersuchungen an den (110)- und (103)/(013)-SuFETs im Hinblick auf Anisotropien durchgeführt. Dadurch soll geklärt werden, ob die Stärke der Feldeffekte von der Richtung in der Schichtebene abhängt und ob Unterschiede beim Eindringen des elektrischen Feldes zu beobachten sind. Bei den (110)-SuFETs kann speziell der Einfluß von intrinsischen weak links im YBCO-Kanal untersucht werden. Experimente an (001) orientierten YBCO-Filmen mit künstlich erzeugten weak links zeigten nämlich einen verstärkenden Einfluß des elektrischen Feldes. Die (103)/(013)-SuFETs dienen zur Untersuchung des Einflusses von 90° Korngrenzen, die in diesen YBCO-Schichten vorhanden sind. Es wurden bisher ebenfalls starke Feldeffekte an YBCO-Filmen festgestellt, die unter Verwendung von Biskristallsubstraten Korngrenzen aufwiesen. Die Ausnutzung der intrinsischen YBCO-Eigenschaften bei unterschiedlichem Schichtwachstum ist experimentell leicht zugänglich und könnte vielleicht zu stärkeren Feldeffekten führen.

Eine Zusammenfassung und Diskussion aller Ergebnisse folgt in Kapitel 6.

2. Supraleitender Feldeffekttransistor (SuFET)

2.1 Feldeffekttransistoren aus Halb- und Supraleitern

Feldeffekttransistoren (FET) sind Bauelemente, deren Widerstand durch eine elektrische Spannung gesteuert werden kann und die z.B. als Verstärker oder Schalter benutzt werden können [Len89]. Sie werden auch als Dreitorbauelemente bezeichnet, da sie drei Elektroden (Source S, Drain D und Gate G) besitzen. Die Funktionsweise eines Dreitorbauelements wurde von Landauer und Hall durch ein hydraulisch gesteuertes Ventil illustriert [Lan68, Lan70]. Dieses Flüssigkeitsanalogon eines FETs ist in Abbildung 2.1 gezeigt. Das Ventil hat die Aufgabe, den Durchfluß einer bestimmten Kanalflüssigkeit zwischen S und D zu steuern. Die Steuerung wird durch einen separaten Kreislauf, den Gatefluß, realisiert. Die Gateflüssigkeit drückt auf einen Kolben, der den Querschnitt des S-D-Kanals regelt. Ein Vermischen der Kanal- und Gateflüssigkeit sollte vermieden werden. Im Idealfall tritt kein Leckfluß vom Gate zum S-D-Kreislauf auf, und die Gateflüssigkeit steht stationär in der Zuleitung. Verschließt der Kolben den Kanal völlig, ist der „Aus“-Zustand des Ventils erreicht.

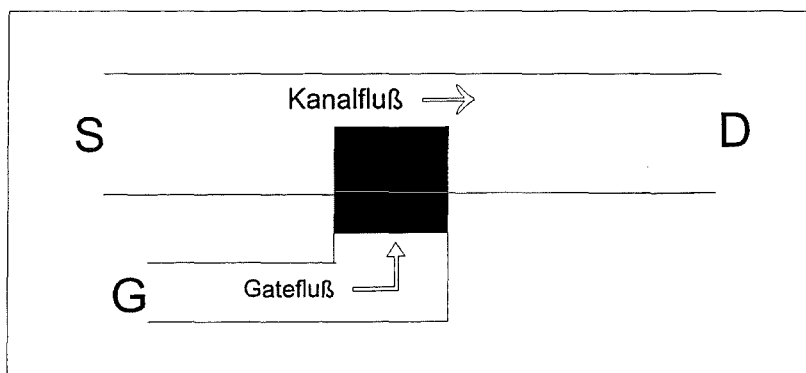


Abb. 2.1: Flüssigkeitsanalogon eines Dreitorbauelements.

In ähnlicher Weise funktioniert ein elektrischer FET, in dem der Widerstand des S-D-Kanals gesteuert wird. Dazu wird zwischen Kanal und Gateelektrode, die elektrisch voneinander isoliert sind, eine Spannung angelegt. Durch das elektrische Feld wird die Konzentration der beweglichen Ladungsträger an der Oberfläche des Kanals verändert und dessen Leitfähigkeit beeinflusst. Wie beim Flüssigkeitsanalogon sollte ein Leckstrom des Gates vermieden werden; dies wird durch einen hohen Widerstand der Isolationsschicht zwischen Gate und Kanal erzielt. Der ideale „Aus“-Zustand ist erreicht, wenn die Konzentration der beweglichen Ladungsträger im Kanal erschöpft ist.

2 SUPRALEITENDER FELDEFFEKTTRANSISTOR

Der heute wohl wichtigste Feldeffekttransistor ist auf der Basis von Halbleitern realisiert worden und wird als MOSFET (Metal Oxide Semiconductor) [Wed86] bezeichnet. Der schematische Aufbau eines n-Kanal-MOSFET, bei dem Elektronen im Kanal fließen, ist in Abbildung 2.2a zu sehen. Bei einem p-Kanal-MOSFET übernehmen Löcher den Stromtransport. Beide MOSFETs haben den gleichen Aufbau, nur die n- und p-Typ-Halbleiterbereiche sind vertauscht. Beim n-Kanal-MOSFET sind die S- und D-Elektroden aus einem n-Typ-Halbleiter und werden durch einen p-Typ-Halbleiter verbunden. Die Gateelektrode ist durch einen Isolator vom Kanal getrennt. Kanal und Gate bilden die Platten eines Parallelplattenkondensators, dessen Ladungszustand durch die Gatespannung bestimmt wird. Die Konzentration der beweglichen Ladungsträger an der Grenzfläche zwischen Kanal und Isolator wird je nach Polarität der Spannung erhöht oder erniedrigt. Dadurch können alle Transporteigenschaften des Kanals, die von der Ladungsträgerkonzentration abhängen, z.B. der Widerstand, beeinflusst werden.

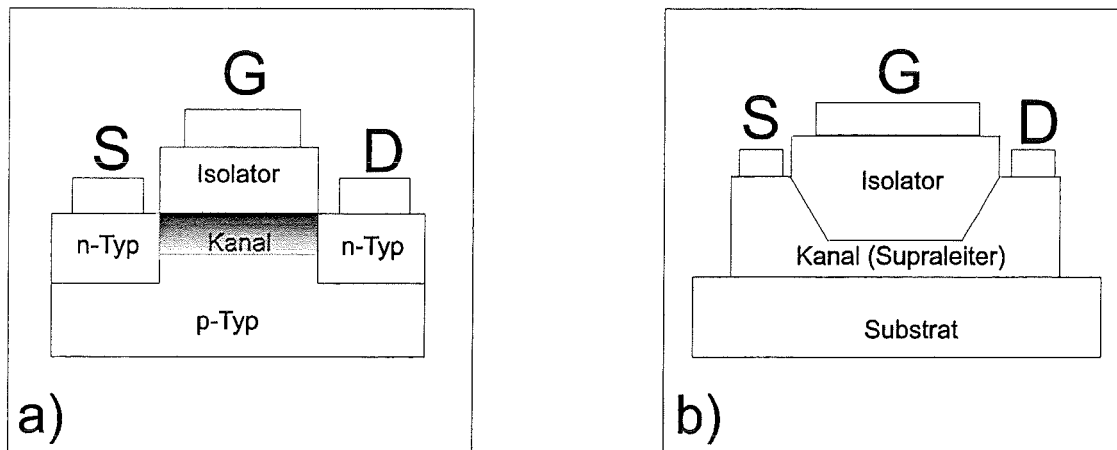


Abb. 2.2: Schematische Darstellungen eines Halbleiter- (a) bzw. Supraleiter-FETs (b).

Der Widerstand eines MOSFETs kann über etwa 11 Größenordnungen gesteuert werden. Der niedrigste Kanalwiderstand beträgt ca. $0,1 \Omega$, der höchste bis zu $10^{10} \Omega$. MOSFETs werden sowohl als Spannungsverstärker als auch als Schalter eingesetzt. Ein Leistungs-MOSFET schaltet mit einer Spannung von 600 V Ströme bis zu 60 A [Tem80]. Als digitale Schalter werden MOSFETs in Mikroprozessoren eingesetzt. Der erste Mikroprozessor wurde 1971 von der Firma Intel der Weltöffentlichkeit vorgestellt. Der heutige Stand der Technik erlaubt es, in einem einzigen Pentium-Prozessor 5,5 Millionen FETs mit einer Abmessung von jeweils $0,35 \mu\text{m}$ unterzubringen. Die MOSFETs sind sehr schnelle Schaltelemente, die eine Taktfrequenz des Pentium-Prozessors von 60-200 MHz zulassen.

2.1 FELDEFFEKTRANSISTOREN AUS HALB- UND SUPRALEITERN

In der supraleitenden Elektronik fehlt bis heute ein verstärkendes und schaltfähiges Dreierbauelement. Erste Feldeffektexperimente an konventionellen Supraleitern wurden 1960 von Glover und Sherrill durchgeführt [Glo60]. Sie benutzten Indium- und Zinn-Schichten, die von einer Kaptonfolie als Isolationsmaterial überzogen waren. Mit dieser Anordnung konnten sie relative Widerstandsänderungen und T_c -Verschiebungen im Bereich von 10^{-4} erzielen.

1984 untersuchten Hebard und Fiory den Feldeffekt an oxidierten Indiumfilmen [Fio85]. Sie benutzten als erste den Begriff „SuFET“ und waren in der Lage, T_c -Verschiebungen im Prozentbereich zu messen.

Nach der Entdeckung der Hochtemperatursupraleiter (HTSL) Ende der 80er Jahre [Bed86, Wu87], wurde vor allem der HTSL $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) für Feldeffektexperimente verwendet. Hebard und Fiory führten schon 1990 erste Versuche an YBCO in Verbindung mit einer Kapton-Isolationsfolie durch. Sie erreichten aber nur relative Widerstandsänderungen von 10^{-5} .

Ein Jahr später wurden von Xi et al. Widerstandsänderungen von 25% festgestellt [Xi91]. Im gleichen Jahr wurden von Mannhart et al. Änderungen im Widerstand von 12% und Änderungen in der kritischen Stromdichte j_c von 50% gemessen [Man91]. Bei diesem Experiment wurden zum ersten Mal j_c -Verschiebungen beobachtet. Beide Gruppen arbeiteten mit ultradünnen YBCO- und $SrTiO_3$ (STO)-Filmen als Dielektrikum.

Ein wesentlicher Vorteil der HTSL gegenüber den konventionellen Supraleitern liegt in der erniedrigten Ladungsträgerkonzentration. Der Zusammenhang dieser Größe mit dem Feldeffekt wird in Kapitel 2.2 im Rahmen des Modells der feldinduzierten Ladungsträgerdichteänderung erklärt. Der Vorteil von STO gegenüber der Kaptonfolie ist durch die hohe Dielektrizitätskonstante, die bis zu 1000 bei epitaktischen Filmen betragen kann, gegeben. Diese Größe spielt bei einer feldinduzierten Ladungsträgerdichteänderung, die für die Stärke der Feldeffekte maßgebend ist, eine entscheidende Rolle und wird ebenfalls in Kapitel 2.2 diskutiert.

In dieser Arbeit wird der Typ eines SuFETs vorgestellt, wie er erstmals 1991 von Xi et al. hergestellt wurde. Die Struktur des SuFETs, die in Abbildung 2.2b gezeigt wird, ist der des MOSFET sehr ähnlich. Sowohl die S- und D-Elektroden als auch der Kanal sind aus einem Supraleiter und werden auf ein Substrat aufgebracht. Wie beim MOSFET bilden Kanal und Gateelektrode einen Plattenkondensator und sind durch einen Isolator voneinander getrennt. Über das Gatefeld, das kapazitiv in den Kanal eingekoppelt wird, können wiederum die Transporteigenschaften, die von der Ladungsträgerkonzentration abhängen, gesteuert werden. Die Änderungen der Ladungsträgerkonzentration im Kanal hängt von diversen Materialparametern und der Dimensionierung des SuFETs ab. Diese Abhängigkeiten werden im folgenden Kapitel diskutiert.

2.2 Modell der feldinduzierten Ladungsträgerdichteänderung

Bei den SuFETs bilden die Gateelektrode, das Dielektrikum und der Kanal einen Dünnschicht-Parallelplattenkondensator. Die Gatespannung V_G induziert eine Änderung der Zahl der Ladungsträger an der Grenzfläche zwischen dem Isolator und dem Kanal. Ausgehend von der Kondensatorgleichung kann die feldinduzierte relative Änderung der Volumenladungsträgerkonzentration $\Delta n/n$ im Kanal hergeleitet werden:

Aus $Q = C \cdot V_G = (\epsilon_0 \cdot \epsilon_G \cdot A_G / d_G) \cdot (E_G \cdot d_G)$ folgt:

$$Q = \epsilon_0 \cdot \epsilon_G \cdot A_G \cdot E_G \quad (2.1)$$

Der Index „G“ steht für die Gateisolationschicht. ϵ_G ist die Dielektrizitätskonstante, d_G ist die Dicke der Schicht und A_G ist die effektive Fläche der Gateelektrode. Sie ist durch den Überlapp von Gate- und Kanalfläche gegeben und kann maximal so groß wie die Kanaloberfläche sein. Die Anzahl ΔZ der durch das elektrische Feld E_G transferierten Ladungsträger der Elementarladung $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C beträgt:

$$\Delta Z = Q/e = \epsilon_0 \cdot \epsilon_G \cdot A_G \cdot E_G / e \quad (2.2)$$

Die Gesamtzahl der Ladungsträger Z im Kanal mit dem Volumen $V_K = A_K \cdot d_K$ läßt sich wie folgt angeben:

$$Z = n \cdot A_K \cdot d_K \quad (2.3)$$

Der Index „K“ steht für das Kanalmaterial. n ist die volumenbezogene Ladungsträgerkonzentration des Kanals. A_K und d_K sind die Kanaloberfläche und die Kanaldicke. Aus den Gleichung (2.2) und (2.3) folgt mit $\Delta Z/V_K = \Delta n$:

$$\frac{\Delta Z}{Z} = \frac{A_G}{A_K} \cdot \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_G \cdot E_G}{e \cdot n \cdot d_K} = \frac{\Delta n}{n} \quad (2.4)$$

Aus Gleichung 2.4 können sowohl die Anforderungen an die Dimensionierung als auch an die Materialparameter des SuFETs entnommen werden. Um eine möglichst große relative Änderung der Ladungsträgerkonzentration im Kanal zu erzielen, muß der Überlapp von Kanal und Gateelektrode maximiert werden. Dadurch wird der Quotient $A_G/A_K=1$ maximal. Eine weitere Anforderung betrifft die Dimensionierung des Kanals. Die Kanaldicke d_K steht im Nenner und sollte möglichst klein gehalten werden. Die restlichen Größen sind Materialparameter. Die Volumenladungsträgerkonzentration n des Supraleiters steht ebenfalls im Nenner und sollte klein sein. Die Kenngrößen des Isolators, ϵ_G und E_G , stehen im Zähler. Ihr Produkt sollte deshalb möglichst groß sein. Geht man von der Voraussetzung aus, daß die relative Änderung der Ladungsträgerkonzentration $\Delta n/n$ mindestens 1% betragen sollte, können folgende Anforderungen an die Dimensionierung und Materialparameter aus Gleichung 2.4 abgeleitet werden:

2.2 MODELL DER FELDINDUZIERTEN LADUNGSTRÄGERDICHTÄNDERUNG

Die Ladungsträgerkonzentration von YBCO wird in der Literatur mit $5 \cdot 10^{21}/\text{cm}^3$ angegeben [Try88]. Mit $A_G = A_K$ und der elektrischen Feldkonstante $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-14} \text{ C/Vcm}$ folgt:

$$\Delta n/n = 1,1 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{V} \cdot (\epsilon_G \cdot E_G / d_K) \geq 0,01 \quad (2.5)$$

Setzt man für die Kanaldicke einen Wert von $d_K = 9 \text{ nm}$ ein, so ergibt sich:

$$\epsilon_G \cdot E_G \geq 8 \cdot 10^7 \text{ V/cm} \quad (2.6)$$

Die Dielektrizitätskonstante dünner STO-Schichten beträgt bis zu 1000. Daraus ergibt sich als Anforderung an die maximale Feldstärke E_G der Isolationsschicht, die Durchbruchfeldstärke E_{DB} , ein Wert von mindestens 80 kV/cm.

Bisher wurde die Änderung der Ladungsträgerdichte über das gesamte Kanalvolumen gemittelt. Das elektrische Feld wird allerdings von den Ladungsträgern im Kanal abgeschirmt und klingt daher exponentiell im Kanalinnern ab. Die charakteristische Eindringtiefe des elektrischen Feldes wird als Thomas-Fermi-Abschirmlänge bezeichnet. Sie wird im nächsten Kapitel diskutiert.

2.3 Die Thomas-Fermi-Abschirmlänge

Das elektrische Feld E_G innerhalb des Isolators ist konstant und beträgt an der Grenzfläche zwischen Isolator und Kanal $E(z = 0) = E_G$. Innerhalb des Kanals wird das Feld durch die Raumladungen abgeschirmt und klingt exponentiell ab. In Abbildung 2.3 ist die charakteristische Eindringtiefe, die Thomas-Fermi-Abschirmlänge λ_{el} , durch den grauen Bereich gekennzeichnet.

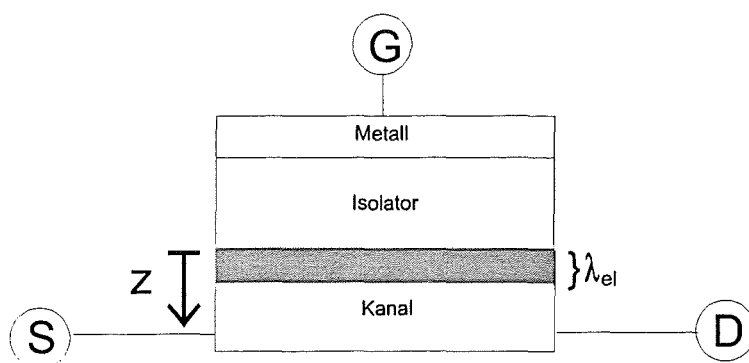


Abb. 2.3: Schematischer Schichtaufbau eines Feldeffekttransistors. Die graue Grenzfläche mit einer Dicke λ_{el} , die zwischen Isolator und Kanal eingezeichnet ist, gibt den Bereich des Kanals an, in den das elektrische Feld in z-Richtung eindringen kann.

2 SUPRALEITENDER FELDEFFEKTTRANSISTOR

Das Eindringen eines elektrischen Feldes $E(z) = -dV(z)/dz$ parallel zur z-Richtung in den Kanal kann durch die Poissongleichung beschrieben werden [Ger86]:

$$\frac{d^2V(z)}{dz^2} = -\frac{\Delta n(z) \cdot e}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_K} \quad (2.7)$$

$V(z)$ ist das elektrische Potential in z-Richtung, ε_K die Dielektrizitätskonstante des Kanalmaterials, ε_0 die elektrische Feldkonstante und e die Elementarladung. $\Delta n(z)$ ist die Ladungsträgerdichteänderung an der Grenzfläche zwischen Isolator und Kanal. Sie ist durch folgende Gleichung bestimmt:

$$\Delta n(z) = -e \cdot V(z) \cdot N(E_F) \quad (2.8)$$

$N(E_F)$ ist die elektronische Zustandsdichte an der Fermikante. Durch Einsetzen von Gleichung (2.7) in (2.8) ergibt sich folgende Differentialgleichung:

$$\frac{d^2V(z)}{dz^2} - \frac{1}{\lambda_{el}^2} \cdot V(z) = 0 \quad (2.9)$$

$V(z) = V(0) \cdot \exp(-z/\lambda_{el})$ ist eine Lösung der Differentialgleichung. Da $V(z)$ exponentiell im Kanalinneren abfällt, klingt auch $E(z)$ und durch Gleichung (2.8) auch $\Delta n(z)$ exponentiell mit λ_{el} ab. Die Thomas-Fermi-Abschirmlänge λ_{el} wird durch folgende Gleichung gegeben:

$$\lambda_{el} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_K}{e^2 \cdot N(E_F)}} \quad (2.10)$$

Im Rahmen des Modells des freien Elektronengases erhält man mit $N(E_F) = 3/2 \cdot n/E_F$:

$$\lambda_{el} = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_K \cdot E_F}{3 \cdot e^2 \cdot n}} \quad (2.11)$$

Nach Gleichung 2.11 ist die Eindringtiefe umgekehrt proportional zur Wurzel der Ladungsträgerkonzentration. Bei Materialien mit geringer Ladungsträgerkonzentration kann das elektrische Feld tiefer in den Kanal eindringen. Um einen starken Feldeffekt zu erzielen, muß die Kanal Dicke in der Größenordnung dieser Eindringtiefe sein. Im folgenden werden die Eindringtiefen mit Gleichung 2.11 und einem mittleren E_F -Wert von 5 eV für einen konventionellen Supraleiter und für YBCO abgeschätzt. Die Daten sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt.

2.3 DIE THOMAS-FERMI-ABSCHIRMLÄNGE

	n (cm ⁻³)	ε _K	λ _{el} (nm)
Indium	10 ²³	1	0,05
YBCO	5 · 10 ²¹	20 [Rea89]	0,9

Tabelle 2.1: Abschätzung der Thomas-Fermi-Abschirmlänge λ_{el} im Rahmen des Modells des freien Elektronengases für einen konventionellen Supraleiter und für einen HTSL.

Vergleicht man die Werte von λ_{el} der beiden Supraleiter, so ist die Eindringtiefe bei YBCO mit 0,9 nm etwa einen Faktor 20 über der von Indium. Dies ist vor allem auf die geringere Ladungsträgerkonzentration von YBCO zurückzuführen. Die Abmessung in c-Achsenrichtung einer YBCO-Einheitszelle liegt im Bereich der YBCO-Eindringtiefe. Bei MOSFETs aus Silizium beträgt λ_{el} einige μm, da die intrinsische Ladungsträgerkonzentration bei Raumtemperatur im Bereich von 10¹⁰/cm³ liegt.

In Analogie zum Ginsburg-Landau-Parameter κ [Buc90], der aus dem Quotienten der London-Eindringtiefe des Magnetfelds λ_L und der Kohärenzlänge ξ_{GL} gegeben ist, führten Mannhart et al. einen Parameter i ein, der wie folgt definiert ist [Man92b]:

$$i = \lambda_{el} / \xi_{GL} \quad (2.12)$$

Der Parameter i ist ein Maß für die Stärke der elektrischen Feldeffekte im supraleitenden Zustand und stellt einen empirischen Wert dar. Um einen starken Effekt zu erzielen, sollte die Eindringtiefe mindestens in der Größenordnung der Kohärenzlänge sein, die angibt, über welche kleinste Längeneinheit die Cooper-Paardichte variiert werden kann. Theoretische Überlegungen von Kechiantz führten zu einer Proportionalität zwischen der relativen T_c-Änderung ΔT_c/T_c und (i)² [Kec89].

Vergleicht man Werte des konventionellen Supraleiters Niob mit YBCO, so zeigt sich, daß der HTSL besser geeignet ist, Feldeffekte im supraleitenden Zustand zu erzielen:

Bei Niob ist die elektrische Eindringtiefe λ_{el} wie die bei Indium etwa 0,05 nm. Für T = 0 K ist die Kohärenzlänge ξ_{GL} von Niob ca. 38 nm. Daraus berechnet sich der Parameter i zu 1 · 10⁻³ und ist damit klein gegenüber 1. Für YBCO ergibt sich mit λ_{el} = 1 nm und ξ_{GL} ≈ 0,2 nm ein Wert für i von 5. Aufgrund der kürzeren Kohärenzlänge ξ_{GL} und der höheren elektrischen Eindringtiefe ist YBCO im Hinblick auf Feldeffekte im supraleitenden Zustand gegenüber den konventionellen Supraleitern als Kanalmaterial wesentlich besser geeignet.

Da die Materialparameter von YBCO immer wieder zu Vergleichen herangezogen werden, sind im nachfolgenden Kapitel die strukturellen und physikalischen Eigenschaften von YBCO-Einkristallen zusammengefaßt, soweit sie für weitere Diskussionen von Bedeutung sind.

2.4 Strukturelle und physikalische Eigenschaften von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ist orthorhombisch und gehört der Raumgruppe pmmm an. Das Strukturmodell der YBCO-Einheitszelle nach Jorgensen et al. ist in Abbildung 2.4 dargestellt [Jor87].

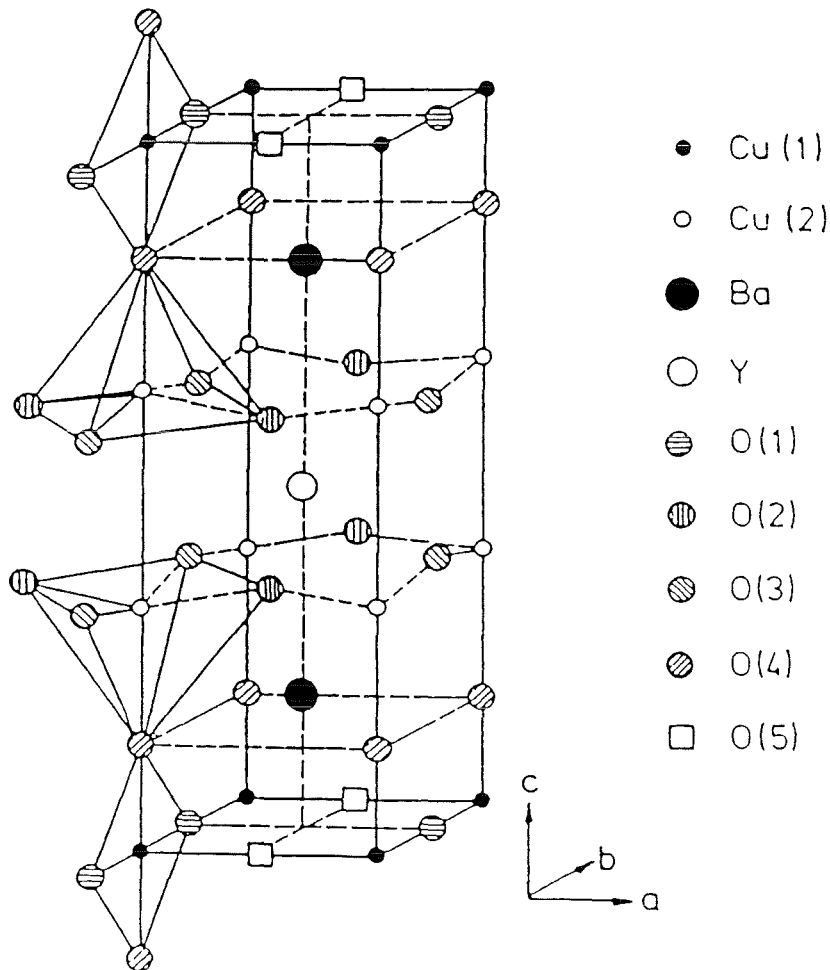


Abb. 2.4: Strukturmodell der orthorhombischen YBCO-Einheitszelle.

Die Einheitszelle von YBCO setzt sich aus drei aufeinandergesetzten Perowskitstrukturen zusammen. Die Cu-Atome sitzen an den Eckpunkten der Perowskitwürfel. Der mittlere Perowskit besitzt als Zentralatom Y. Im Zentrum der beiden äußeren Perowskite befindet sich jeweils ein Ba-Atom. Es bildet sich eine markante Schichtstruktur entlang der c-Achse aus. Die Abfolge der Schichten wird durch die Sequenz $\text{CuO-BaO-CuO}_2\text{-Y-CuO}_2\text{-BaO-CuO}$ bestimmt. Die CuO_2 -Doppel-Ebenen (Cu(2)-O(2)-O(3) aus Abbildung 2.4) zwischen den Y-

2.4 STRUKTURELLE UND PHYSIKALISCHE EIGENSCHAFTEN VON YBCO

und BaO-Schichten sind für die Supraleitung verantwortlich. Die CuO-Ketten-Ebenen (Cu(1)-O(1)) zwischen den beiden BaO-Schichten dienen als Ladungsreservoir für die CuO₂-Ebenen. Der Transfer der Ladungsträger erfolgt über den Apex-Sauerstoff O(4), der die Ketten-Ebenen mit den CuO₂-Ebenen verbindet. Die O(5)-Plätze sind in der orthorhombischen Phase des YBCOs unbesetzt. Dadurch richten sich parallel zur b-Achse die CuO-Ketten aus. Die Ladungsträger in YBCO sind Löcher [Jor90,Cav90].

Bei einem Sauerstoffdefizit ($x > 0,8$) sind die O(5)- und O(1)-Plätze statistisch verteilt, und es liegt die tetragonale YBa₂Cu₃O₆-Phase vor. Diese Phase ist ein antiferromagnetischer Isolator. Die orthorhombische Phase wird in zwei weitere Phasen, die Ortho I- und Ortho II-Phase, unterteilt [Pou91]. Bei der Ortho II-Phase ($x = 0,5$) ist nur jede zweite CuO-Kette beladen, während bei der Ortho I-Phase ($x = 0$) die volle Sauerstoffkonzentration erreicht ist. Untersuchungen der Übergangstemperatur T_c in Abhängigkeit des Sauerstoffgehalts von YBa₂Cu₃O_{7-x} zeigen 5 charakteristische Bereiche: Ausgehend von der tetragonalen Phase steigen die T_c -Werte linear mit der Sauerstoffhöhung an (1. Bereich), bis sich bei der Ortho II-Phase (2. Bereich) ein Plateau mit $T_c = 60$ K ausbildet. Anschließend steigen die T_c -Werte wieder linear an (3. Bereich), bis sich ein zweites Plateau bei der Ortho I-Phase mit $T_c = 92$ K zeigt (4. Bereich). Durch eine weitere Beladung tritt eine Überdotierung ein (5. Bereich), und die T_c -Werte nehmen wieder ab [Tok88, Tai91].

Die Gitterparameter für YBa₂Cu₃O₇ betragen bei Raumtemperatur nach Yvon et al. und Jorgenson et al. [Yvo89, Jor90]:

$$a = 0,382 \text{ nm} \quad b = 0,388 \text{ nm} \quad c = 1,168 \text{ nm}$$

Im Vergleich dazu hat das kubische SrTiO₃, das als Substrat und Isolationsschicht für die SuFETs verwendet wird, einen Gitterparameter von 0,390 nm [Gee89]. Mit diesem Wert liegt die Gitterfehlpassung zur a- bzw. b-Achse von YBCO unter 2%.

Der schichtartige Aufbau von YBCO führt zu einer Anisotropie der physikalischen Eigenschaften entlang der c-Achsenrichtung und senkrecht dazu. Sowohl die Werte für den spezifischen Widerstand ρ , die Kohärenzlänge ξ_{GL} und die London-Eindringtiefe λ_L des magnetischen Feldes in c- bzw. ab-Richtung als auch die jeweiligen Anisotropiefaktoren sind in Tabelle 2.2 aufgelistet.

	a-b-Richtung	c-Richtung	Anisotropiefaktor
ρ (m Ω cm) bei T=RT [For92, Fri90]	0,02-0,05	2,5-5	100
ξ_{GL} (nm) bei T=0 K [Kni92, Win91]	1,1-1,7	0,1-0,3	7
λ_L (nm) bei T=0 K [Kni92, Püm89]	750 (B \perp c)	120-150 (B \parallel c)	6

Tabelle 2.2: Drei Materialparameter von YBCO-Einkristallen in c-Achsenrichtung und senkrecht dazu. ρ ist der spezifische Widerstand, ξ_{GL} die Kohärenzlänge und λ_L die London-Eindringtiefe des Magnetfeldes.

Es zeigen sich bei allen drei Größen unterschiedliche Werte in den beiden ausgezeichneten Richtungen von bis zu zwei Größenordnungen. In Kapitel 5.2 und 5.3 werden neben den Anisotropien der Transporteigenschaften von ultradünnen YBCO-Schichten auch Anisotropien in den elektrischen Feldeffekten untersucht. Die ultradünnen Schichten werden in drei unterschiedlichen Wachstumsorientierungen hergestellt. Diese sind die (001)-, (110)- und (103)/(013)-Orientierungen von YBCO, die in Kapitel 3.4 vorgestellt werden.

2.5 Der Einfluß der Ladungsträgerkonzentration auf die Transporteigenschaften von YBCO

Die Beziehung zwischen den Transporteigenschaften (spezifischer Widerstand ρ , kritische Stromdichte j_c) und der thermodynamischen Größe T_c und der Ladungsträgerkonzentration von YBCO ist ein wesentlicher Aspekt bei der Untersuchung dieses Hochtemperatursupraleiters. Sauerstoffdotierungsexperimente an $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Einkristallen wurden durchgeführt, um die Abhängigkeit der kritischen Temperatur T_c von der Sauerstoffkonzentration zu bestimmen. Durch Tempern der Proben in geeigneter Atmosphäre wurde der Einbau von Sauerstoff in die CuO-Ketten gesteuert [Tra88,Vea89]. Die Ladungsträger pro CuO_2 -Ebene wurden von 0,05 (kein T_c) bis 0,15 (maximales T_c) variiert [Tal95]. Sowohl zwischen der tetragonalen und der Ortho II-Phase als auch zwischen der Ortho II- und Ortho I-Phase wurde ein linearer Anstieg von T_c mit der Ladungsträgererhöhung beobachtet [Kec92]. Die Gleichung $\Delta T_c/T_c = \Delta n/n$, die T_c proportional n bedeutet, wird als universelle lineare Relation von Uemura bezeichnet, und ihre Gültigkeit wurde für mehrere HTSL gezeigt [Uem89]. Bei Sauerstoffdotierungsexperimenten wurden ebenfalls Proportionalitäten zwischen der elektrischen Leitfähigkeit σ und der Ladungsträgerkonzentration festgestellt ($\sigma \sim n$) [Coo96].

Durch Substitution von Y durch Ca wurde der Lochanteil in der CuO_2 -Ebene über die optimale Dotierung hinaus erhöht (Überdotierung) [Tal95]. Eine Erniedrigung (Unterdotierung) wurde durch Substitution von Ba durch La erzielt [Tok88,Rao91]. In beiden Fällen nahmen die T_c -Werte ab. Ein Ersetzen des Cu-Ions in den CuO-Ketten durch Fe führte zu einer Unterdotierung und damit verbunden zu einer Erniedrigung von T_c und einer Erhöhung des spezifischen Widerstandes im normalleitenden Zustand [Xu89].

Bei diesen Dotierungs- und Substitutionsexperimenten werden durch Variation der Lochkonzentration die Transporteigenschaften im YBCO beeinflusst. Durch Verwendung von SuFETs wurde von Walkenhorst et al. die Lochkonzentration durch das elektrische Gatefeld variiert und lineare Beziehungen zwischen der relativen Stromdichteänderung $\Delta j_c/j_c$ und der relativen Änderung der Ladungsträgerkonzentration festgestellt: $\Delta j_c/j_c = 3 \cdot \Delta n/n$ [Wal92]. Xi et al. zeigten lineare Abhängigkeiten sowohl zwischen den relativen Widerstandsänderungen und $\Delta n/n$ als auch zwischen den relativen T_c -Änderungen und $\Delta n/n$ [Xi92]: $\Delta R/R = -\Delta n/n$ und $\Delta T_c/T_c = 1 \cdot \Delta n/n$.

Im Gegensatz zu den Dotierungs- und Substitutionsexperimenten können bei Feldeffektversuchen die Ladungsänderungen direkt gemessen werden. Die Änderungen sind reversibel und können durch Variation der Gatespannung einfach erreicht werden. Die Effekte können im Rahmen des Modells der feldinduzierten Ladungsträgerdichteänderung beschrieben werden. Ein quantitativer Vergleich zwischen den relativen T_c -, j_c - und Widerstandsänderungen und

2.6 MODELL DER FELDINDUZIERTEN SAUERSTOFFMIGRATION

der relativen Änderung der Ladungsträgerkonzentration wurde im Rahmen dieser Doktorarbeit durchgeführt. Die Ergebnisse werden in Kapitel 5.1.2 diskutiert.

Ein weiteres Modell, das die Feldeffektexperimente zu beschreiben versucht, ist das Modell der feldinduzierten Sauerstoffmigration. Es wird im nächsten Kapitel vorgestellt.

2.6 Modell der feldinduzierten Sauerstoffmigration

Das Modell der feldinduzierten Sauerstoffmigration geht von der Sauerstoff-Ketten-Dynamik von YBCO aus [Cha93, Kul94]. Es wird angenommen, daß das elektrische Feld an den unterschiedlich starken Dipolmomenten der Sauerstoffionen O(1) und O(5) in den CuO-Ketten-Ebenen angreift und zu einer Umlagerung der Sauerstoffbesetzung führt. Entscheidend ist die Änderung der Wertigkeit des Cu-Ions in der Kette. Je nach Polarität des Feldes wird ein Lochladungsträger erzeugt oder vernichtet. In Abbildung 2.5 sind die drei verschiedenen Zustände der CuO-Kette dargestellt, die aus der Darstellung der Elementarzelle aus Abbildung 2.4 entnommen sind.

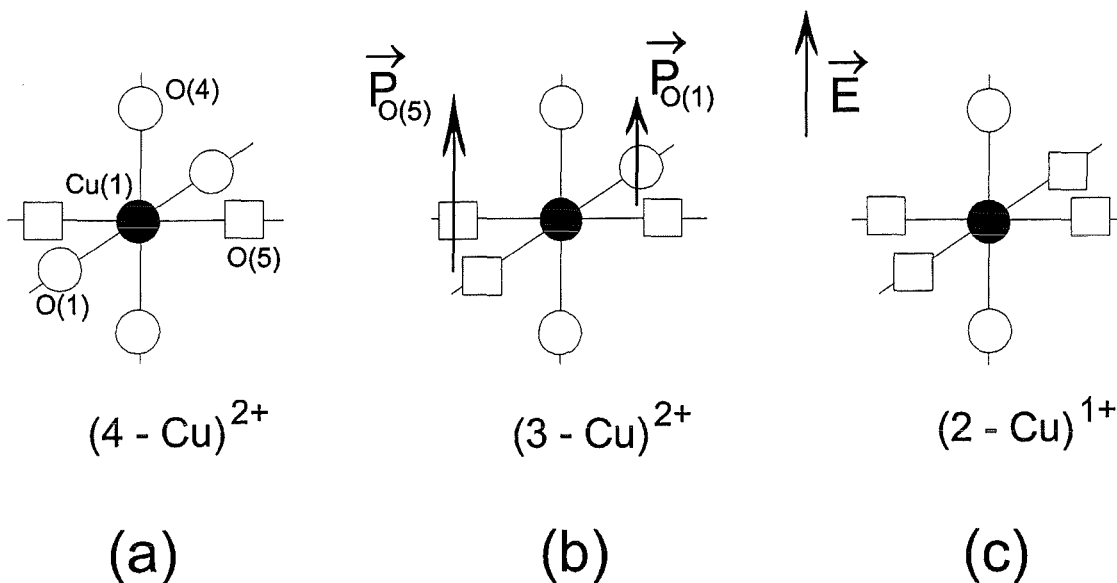
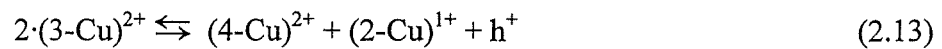


Abb. 2.5: Drei Besetzungszustände der CuO-Ketten-Ebene. Im Zustand (a) ist das Cu(1)-Ion von vier Sauerstoffionen umgeben und besitzt die Wertigkeit $2+$, während die O(5)-Plätze unbesetzt sind. Ein elektrisches Feld greift an den unterschiedlich starken Dipolmomenten von O(1) und O(5) an. Im Zustand (b) ist das Cu-Ion von drei Sauerstoffionen umgeben, und die Wertigkeit bleibt $2+$. In (c) wird die Wertigkeit auf $1+$ erniedrigt, und das Cu-Ion ist nur noch von den beiden Apex-Sauerstoffionen umgeben.

2 SUPRALEITENDER FELDEFFEKTTRANSISTOR

Da die O(5)-Dipolmomente größer sind als die O(1)-Momente, greift das elektrische Feld stärker an den O(5)-Plätzen an, und die Besetzungswahrscheinlichkeiten verändern sich. Im Zustand (a) ist die Kette voll besetzt, und das Cu-Ion ist von vier Sauerstoffionen umgeben. Die Cu-Wertigkeit ist 2+. Die Wertigkeit im Zustand (b) ist immer noch 2+. Das Cu-Ion ist von drei Sauerstoffionen umgeben. Ein elektrisches Feld in Richtung der Dipolmomente verdrängt ein O(1)-Sauerstoffion. Das Dipolmoment an einem O(5)-Platz ist stärker als an einem O(1)-Platz. Sind beide O(1)-Plätze unbesetzt, ist der Zustand (c) erreicht. Das Cu-Ion ist nur noch von den beiden Apex-Sauerstoffionen umgeben, und seine Wertigkeit beträgt 1+. Faßt man diese drei Zustände in einer Reaktionsgleichung zusammen, wird der Gewinn eines Lochladungsträgers h^+ durch Kombination von Zustand (a) und (c) deutlich:



Befindet sich die YBCO-Elektrode eines SuFETs auf positivem Potential, gilt die rechte Seite von Gleichung 2.13, und die Lochkonzentration im YBCO-Kanal steigt [Cha94]. Die experimentellen Beobachtungen stimmen mit dieser Vorhersage des Modells überein. Im Gegensatz zum Modell der feldinduzierten Ladungsträgerdichteänderung werden keine Ladungsträger von der Spannungsquelle in den YBCO-Kanal eingebracht oder abgezogen.

Jedoch sprechen eine Reihe weiterer experimenteller Befunde gegen das Modell der feldinduzierten Sauerstoffmigration. So z. B. kann dieses Modell nur bei den HTSL wie YBCO angewendet werden, die eine Kettenstruktur aufweisen. Bei einem anderen Vertreter der HTSL, dem $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ (BSCCO), sind keine Kettenebenen vorhanden. Es zeigen sich trotzdem die gleichen Feldeffekte wie bei YBCO [Fre95]. Diese experimentellen Beobachtungen können nur mit dem Modell der feldinduzierten Ladungsträgerdichteänderung erklärt werden. Ein weiteres Beispiel gegen das Modell der feldinduzierten Sauerstoffmigration geht aus den Beobachtungen der Schaltzeiten hervor. Danach müßten die Zeitkonstanten aufgrund der langsamen Sauerstoffdiffusion bei dynamischen Messungen im Minutenbereich liegen. In Kapitel 5.1.3 wird sich allerdings zeigen, daß Schaltzeiten im μs -Bereich beobachtet wurden, die nur mit dem elektronischen Modell der feldinduzierten Ladungsträgerdichteänderung verträglich sind.

3. Experimentelles

3.1 Depositionsverfahren

Sämtliche Schichten, die zur Herstellung eines SuFETs notwendig sind, werden in situ durch Laserablation (Pulsed Laser Deposition, PLD) deponiert. Durch einen Schattenmaskensatz, der auf das Substrat aufgelegt wird, werden die Schichten während des Ablationsvorgangs strukturiert. Die einzelnen Strukturierungsschritte werden im Kapitel 3.2 beschrieben. Eine Skizze der Depositionskammer ist in Abbildung 3.1 gezeigt.

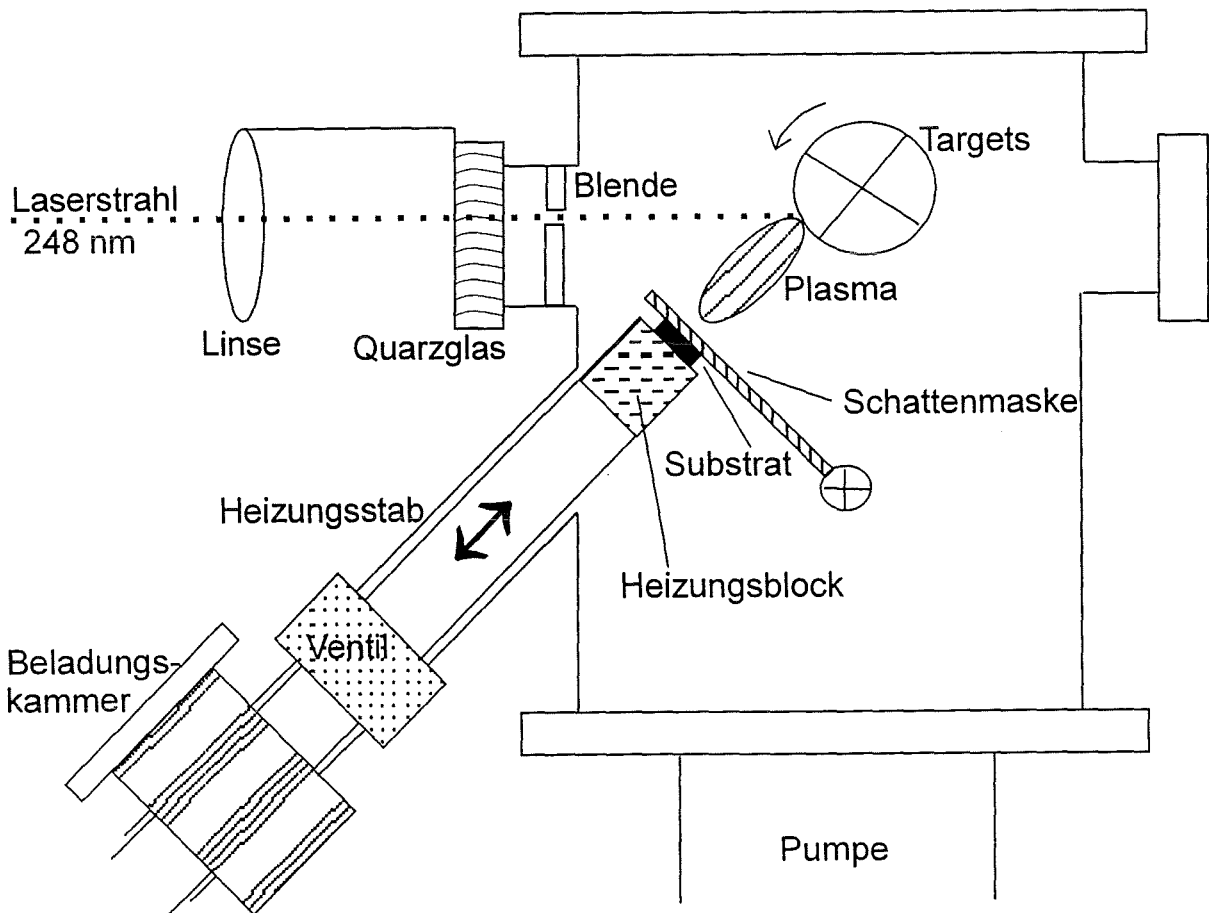


Abb. 3.1 : Seitenansicht der Depositionskammer.

Der Laser ist ein KrF-Excimer-Laser (Compex 301) der Firma Lambda-Physik. Er arbeitet mit einer Wellenlänge von 248 nm. Die Querschnittsfläche des Austrittsstrahls beträgt etwa $2,5 \text{ cm} \times 1,2 \text{ cm}$. Um eine homogene Energieverteilung zu gewährleisten, werden die Randbereiche des Strahls durch eine $1,2 \text{ cm} \times 0,8 \text{ cm}$ große Lochblende ausgeblendet. Der Laserstrahl wird durch eine Sammellinse auf die Targets fokussiert. Der Brennfleck auf dem Umfang der

3 EXPERIMENTELLES

scheibenförmigen Targets beträgt etwa $1 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$. Die Targetscheiben haben einen Durchmesser von 40 mm und eine Dicke von 5 mm . Der Eintritt in den Rezipienten erfolgt durch ein Suprasil-Quarzglas, dessen Transmissionskoeffizient wie der der Linse im Datenblatt mit $0,95$ angegeben wird. Die Energiedichte J an der Targetoberfläche läßt sich aus der Laserenergie E nach Gleichung 3.1 abschätzen:

$$J = (E / 3 \text{ cm}^2) \cdot (0,96 \text{ cm}^2 / 0,02 \text{ cm}^2) \cdot (0,95)^2 = 14,5 \cdot E / \text{cm}^2 \quad (3.1)$$

Der erste Term gibt die Energiedichte des Austrittsstrahls des Lasers an. Der zweite und dritte Term berücksichtigen die Fokussion des Strahls von $0,96 \text{ cm}^2$ auf $0,02 \text{ cm}^2$ und die Absorption durch die Linse und das Quarzglas. Um eine gleichmäßige Abtragung der Targets zu gewährleisten, rotieren sie um ihre Drehachse, auf der bis zu 8 Scheiben hintereinander aufgereiht werden können. Zusätzlich zur Rotationsbewegung können die Targets in Richtung der Drehachse bewegt werden. Zum einen wird dadurch ermöglicht, daß der Laserstrahl die gesamte Targetbreite abträgt, und zum anderen werden durch diese Translation die verschiedenen Targets in die Depositionsstellung gebracht. Das Substrat wird auf einen Heizblock aus VA-Stahl mit Leitsilber aufgeklebt. Durch ein Koaxialheizkabel, das aus einem NiCr-Innenleiter und Inconel-Mantel besteht und das um den Block gewickelt ist, wird das Substrat bis maximal 840°C aufgeheizt. Die Temperatur wird durch ein Ni/CrNi-Thermoelement, das in den Heizblock eingelassen ist, gemessen und über einen Regler konstant gehalten. Der gesamte Heizstab ist in Längsrichtung verschiebbar und kann in eine separate, durch ein Ventil von dem großen Rezipienten abtrennbare Beladungskammer gefahren werden. Die Beladungskammer erfüllt zwei Funktionen: Zum einen wird in der Kammer die Sauerstoffbeladung der Schichten durchgeführt, und zum anderen werden in der Kammer die Substrate ein- und ausgebaut. Die Triggerung des Lasers, die Steuerung der Schrittmotoren für die Bewegung des Heizstabes, die Targetrotation und die Targettranslation werden über einen PC gesteuert. Die Schattenmasken zur in situ Strukturierung werden manuell bewegt.

3.2 Strukturierungsmethode

Wie im vorherigen Abschnitt erwähnt wurde, erfolgt die Strukturierung zum kompletten Transistor in situ während der Ablation der einzelnen Schichten mit Hilfe eines Satzes von Schattenmasken aus $70 \mu\text{m}$ starkem VA-Blech, die auf das Substrat gelegt werden. Bei diesem Verfahren kommt man ohne zusätzliche naßchemische oder Trocken-Ätzprozesse aus, die ex situ durchgeführt werden müssen. Allerdings ist die Schattenmaskentechnik auf untere laterale Abmessungen von ca. $200 \mu\text{m}$ beschränkt. Diese Technik kann nicht mit der Miniaturisierung und Maßhaltigkeit der Photolithographie mithalten. Um grundlegende Funktionsweisen der SuFETs zu studieren, ist diese Strukturierungsmethode dennoch geeignet. Sie ermöglicht eine schnelle in situ Herstellung der Strukturen. Ähnliche Techniken wurden bereits von anderen Gruppen zur Herstellung von Überlappstrukturen und HTSL-Spulenformen verwendet [Kin90, Fre93]. Die SuFETs, die in dieser Arbeit vorgestellt werden, sind auf

3.2 STRUKTURIERUNGSMETHODE

$(5 \times 5 \times 1)$ mm³ SrTiO₃-Substraten aufgebracht. Je nach gewünschter Schichtorientierung werden (100) oder (110) orientierte Substrate benutzt. Genauere Angaben dazu werden in Kapitel 3.4 gemacht. Einer der verwendeten Maskensätze ist in Abbildung 3.2 skizziert. Der laterale Aufbau des damit hergestellten SuFETs ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Das Bauelement wird in 5 Prozessschritten angefertigt, und zwar in 4 Ablationsschritten und einem Sauerstoffbeladungsschritt. Die 5 Prozessschritte laufen wie folgt ab:

1. Ablationsschritt: Mit der ersten Maske, die einen Schlitz von 2,5 mm × 0,5 mm besitzt, wird ein ultradünner YBCO-Kanal mit einer typischen Dicke von 5 bis 10 nm aufgebracht.

2. Ablationsschritt: Danach wird erneut YBCO ablatiert, allerdings in einer Dicke von mindestens 100 nm. Die dazu benutzte Maske 2 strukturiert zwei 4 mm × 1 mm große Bänke, die den Kanal an beiden Enden etwa 0,2 mm überlappen und als elektrische Kontaktbänke dienen. Der Kontaktwiderstand zwischen dem Kanal und den Kontaktbänken ist niederohmig und beträgt einige mΩ. Die guten Kontakteigenschaften sind auf die Maskentechnik zurückzuführen. Die Kanten der Strukturen sind nicht so scharf wie z.B. bei geätzten Proben und laufen „rampenartig“ aus. Die Rampenbreite liegt im Bereich von 0,1 mm. Beim Aufbringen einer überlappenden Schicht begünstigt der Rampenbereich das Zusammenwachsen beider Schichten und führt zu den niederohmigen Kontakten.

3. Ablationsschritt: Nachdem sich die YBCO-Bereiche auf dem Substrat befinden, wird SrTiO₃ als Isolatormaterial aufgebracht. Die dielektrische Schicht von 200 bis 700 nm Dicke wird mit Maske 3 derart strukturiert, daß der ultradünne Kanal von einer 2,2 mm × 2 mm großen STO-Fläche bedeckt wird. Sie dient aber nicht nur als Dielektrikum, um das elektrische Feld in den Kanal einzukoppeln, sondern auch als Schutzschicht. Unter normalen Laborbedingungen würde der freiliegende Kanal sehr schnell degradieren. Ultradünne YBCO-Filme reagieren mit Wasser, CO und CO₂ und zersetzen sich zu Bariumkarbonat [Zho97].

Beladungsschritt: Nach den ersten drei Prozessschritten, die bei hohen Temperaturen durchgeführt werden (vgl. Tabelle 3.1), wird der Heizungsstab in die Beladungskammer zurückgeführt. Bei 450°C und 1 bar Sauerstoffpartialdruck werden die Schichten bis zu 6 Stunden getempert. Ein Ventil trennt dabei die Beladungskammer von der Ablationskammer. Unter diesen Bedingungen werden die Schichten mit Sauerstoff beladen. Die YBCO-Kontaktbänke übernehmen bei dem Beladungsschritt eine weitere wichtige Aufgabe. Da die Isolationschicht, die den Kanal überdeckt, nahezu undurchlässig für molekularen Sauerstoff ist, erfolgt die Sauerstoffdiffusion in den Kanal über die freiliegenden YBCO-Bänke.

4. Ablationsschritt: Im letzten Prozessschritt wird der Heizungsstab wieder in die Ablationskammer geführt. Bei Raumtemperatur werden durch die 4. Maske sieben Goldkontakte aufgebracht. Jeweils drei 1 mm × 1 mm große Kontakte befinden sich auf den Kontaktbänken. Der 7. Kontakt ist 1 mm × 2 mm groß und wird oberhalb des Kanals auf dem Isolator aufgebracht. Der Überlapp des 7. Kontakts mit dem YBCO-Kanal ist der maximal mögliche. Der Quotient A_G/A_K aus Gleichung 2.4 nimmt dadurch den optimalen Wert von 1 an. Die elektrische Kontaktierung wird in Kapitel 3.5 besprochen.

3 EXPERIMENTELLES

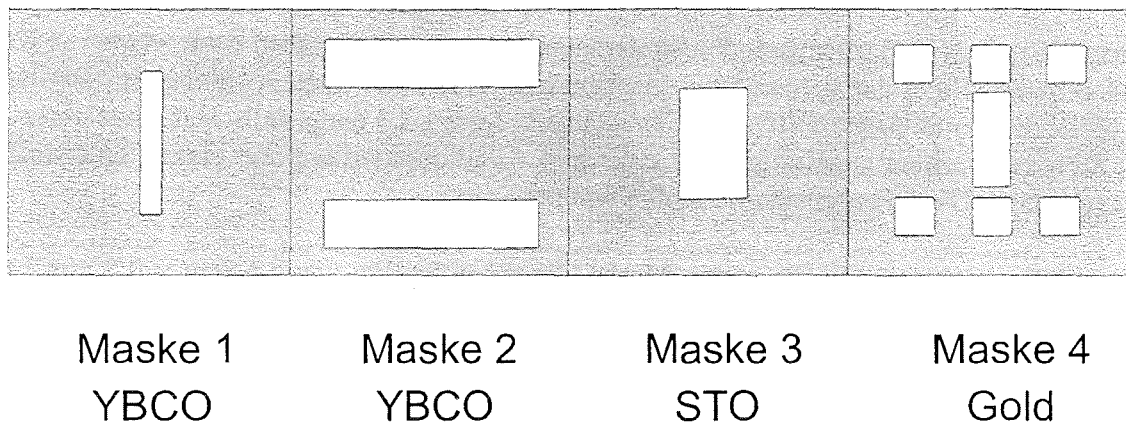


Abb. 3.2: Skizze des Maskensatzes für den SuFET aus Abbildung 3.3. Durch Maske 1 und 2 werden der YBCO-Kanal und die YBCO-Kontaktbänke strukturiert. Maske 3 und 4 werden bei der Ablation von STO und Gold verwendet.

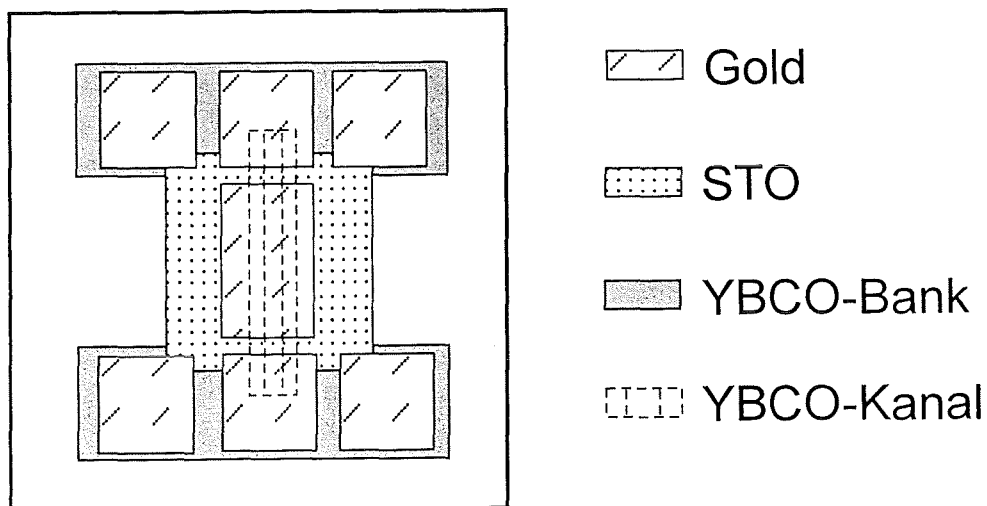


Abb. 3.3: Lateraler Aufbau des SuFETs, der mit dem Maskensatz aus Abbildung 3.2 hergestellt wird. Er besitzt einen 2 mm langen und 0,5 mm breiten ultradünnen YBCO-Kanal, der komplett von der Gateelektrode überlappt wird.

3.2 STRUKTURIERUNGSMETHODE

In Abbildung 3.4 ist eine Struktur dargestellt, die es ermöglicht, die Transporteigenschaften von YBCO-Filmen auf Anisotropien entlang unterschiedlicher kristallographischer Richtungen in der Substratoberfläche zu untersuchen. Mit einem neuen Maskensatz werden zwei SuFETs auf ein Substrat aufgebracht. Die beiden Kanäle dieser Doppelstruktur sind orthogonal zueinander. Unter Verwendung von (110) orientierten YBCO-Schichten können die Transporteigenschaften entlang der YBCO c-Achsenrichtung und senkrecht dazu gemessen werden. An Einkristallen wurden entlang dieser Richtungen die Anisotropiewerte aus Tabelle 2.2 ermittelt. Die (110)-SuFETs werden unter Verwendung einer Pufferschicht aus $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (PBCO) auf (110) orientierte SrTiO_3 -Substrate aufgebracht. Verschiedenen Schichtorientierungen, wie die ebenfalls untersuchte (103)/(013) YBCO-Orientierung, werden in Kapitel 3.4 vorgestellt. Die Pufferschicht wird vor dem 1. Prozeßschritt ohne Maske in einer Dicke von 45 nm auf das Substrat aufgebracht. Danach werden die gleichen 5 Prozeßschritte wie beim SuFET aus Abbildung 3.3 mit neuen Masken durchgeführt.

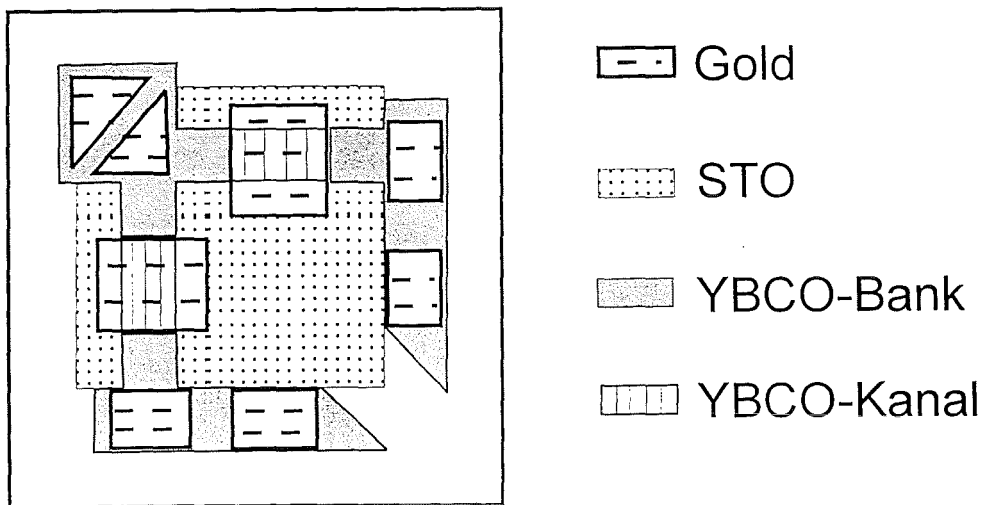


Abb. 3.4: Doppelstruktur zweier SuFETs, die aus zwei senkrecht zueinander verlaufenden YBCO-Kanälen besteht. Die ultradünnen Kanäle haben jeweils eine Länge von 1 mm und eine Breite von 0,5 mm. Mit dieser Doppelstruktur können Anisotropien der Transporteigenschaften von (110) und (103)/(013) orientierten YBCO-Schichten untersucht werden.

3.3 Depositionsparameter

Zur Bestimmung der optimalen Depositionsparameter sind mehrere Kriterien maßgebend. Alle Schichten müssen die richtige stöchiometrische Zusammensetzung und die gewünschte kristallographische Wachstumsrichtung aufweisen. Daneben gibt es aber auch spezielle Kriterien. Bei den YBCO-Filmen muß eine möglichst hohe Übergangstemperatur T_c zur Supraleitung erreicht werden, während bei der Isolationsschicht STO eine möglichst hohe Durchbruchfeldstärke E_{DB} und damit verbunden ein hoher spezifischer Widerstand ρ_G erreicht werden soll. Wie in Kapitel 2.2 gezeigt wurde, ist der zu erwartende Effekt um so größer, je höher E_{DB} ist. Da es sich bei den SuFETs um Multischichtsysteme handelt, ist es nicht möglich, die einzelnen Schichten gesondert zu optimieren. Vielmehr muß das Zusammenspiel aller Lagen berücksichtigt werden. Die Heterostrukturen aus YBCO/STO/Gold werden auf hohe T_c -Werte für den Supraleiter und hohe ρ_G -Werte für den Isolator optimiert. Neben der Energiedichte J am Target sowie der Laserfrequenz f und dem Abstand zwischen Substrat und Target sind der Sauerstoffpartialdruck P_{O_2} und vor allem die Depositionstemperatur $T_{Dep.}$ als wichtigste Depositionsparameter zu nennen. An dieser Stelle muß erwähnt werden, daß die resistiv ermittelte Übergangstemperatur T_c bei ultradünnen Filmen nicht mehr Werte um 90 K erreicht, die bei Standardfilmen von 100 nm Dicke beobachtet werden.

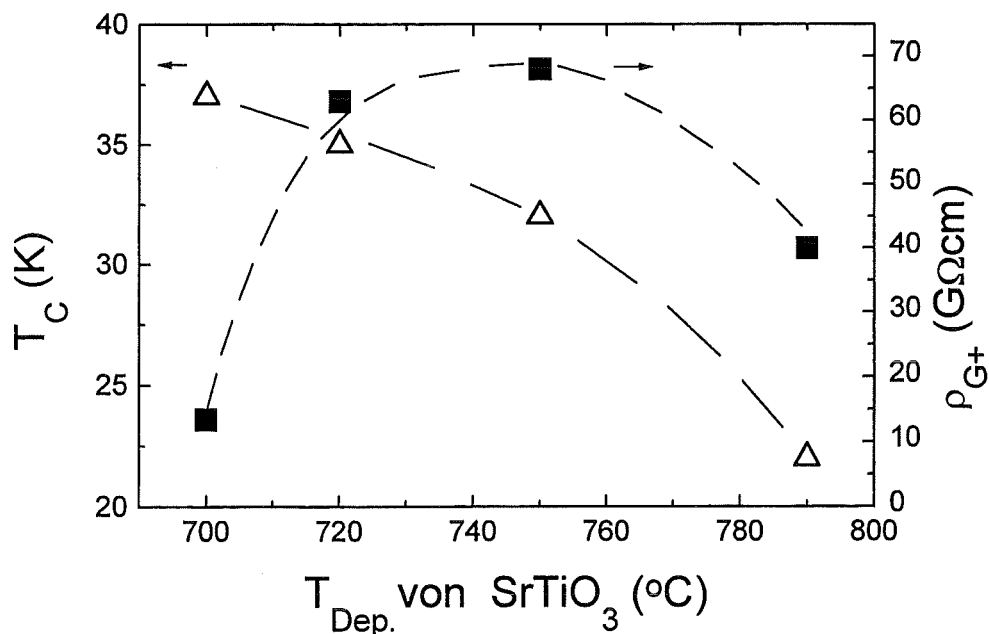


Abb. 3.5: Abhängigkeit der YBCO-Übergangstemperatur T_c und des spezifischen Widerstandes ρ_G der Isolationsschicht eines SuFETs von der Depositionstemperatur des Isolators STO.

3.3 DEPOSITIONSPARAMETER

Eine T_c -Erniedrigung ultradünner Filme wurde schon 1989 von Xi et al. gezeigt [Xi89]. Bei den in dieser Arbeit verwendeten Heterostrukturen wird eine noch stärkere T_c -Erniedrigung festgestellt. Bei c-Achsen orientierten SuFETs mit einer Kanaldicke von 9 nm werden bestenfalls T_c -Werte um 40 K erreicht. Mögliche Ursachen sind Reaktionen an der Grenzfläche zwischen der STO-Isolatorschicht und dem ultradünnen YBCO, die durch hohe Depositionstemperaturen begünstigt werden. Diese Vermutung wird durch Meßergebnisse, die in Abbildung 3.5 gezeigt werden, unterstützt.

Der Einfluß der Depositionstemperatur der Isolationsschicht der SuFETs auf die T_c -Werte des YBCO-Kanals und die ρ_G -Werte der STO-Schicht wird in Abbildung 3.5 gezeigt. Die Depositionstemperatur der zuerst aufgetragenen YBCO-Schicht beträgt 790°C. Beim Aufbringen der STO-Isolationsschicht wird die Temperatur T_{Dep} eingestellt. Mit abnehmender Depositionstemperatur T_{Dep} steigen die T_c -Werte an. Dieses Verhalten kann mit einer Abnahme von Grenzflächenreaktionen aufgrund der geringeren Depositionstemperaturen zusammenhängen. Gleichzeitig durchläuft der spezifische Widerstand des STO ein Maximum bei einer Depositionstemperatur von ca. 750°C. Diese Temperatur wird als Depositionstemperatur für das Isolatormaterial ausgewählt, obwohl man damit ein schlechteres T_c in Kauf nehmen muß. Durch eine Reihe weiterer Optimierungsversuche, bei denen z.B. nur die Laserenergie oder der Sauerstoffpartialdruck variiert wird, werden die Depositionsparameter, die in der Tabelle 3.1 zusammengefaßt sind, ermittelt.

	YBa ₂ Cu ₃ O ₇	SrTiO ₃	PrBa ₂ Cu ₃ O ₇	Gold
T_{Dep} (°C)	790	750	670	20
P_{O_2} (mbar)	0,25	0,3	0,25	10^{-6}
E (mJ)	400	400	400	400
J (J/cm ²)	5,8	5,8	5,8	5,8
f (Hz)	2-5	5-7	3	5
Rate (nm/Puls)	0,08	0,06	0,08	0,02
Abstand (mm) Substrat/Target	37	37	37	37

Tabelle 3.1: Depositionsparameter für die Schichtherstellung. T_{Dep} ist die Depositionstemperatur, P_{O_2} der Sauerstoffpartialdruck, E die Laserenergie, J die Energiedichte am Target und f die Laserpulsfrequenz.

Die Energiedichte J des Laserstrahls an der Targetoberfläche wird nach Gleichung 3.1 bestimmt. Die Depositionsrate wird aus der Dicke von Schichten ermittelt, die mit 500 Laserim-

3 EXPERIMENTELLES

pulsen hergestellt werden. Die Schichtdickenbestimmung wird in Kapitel 3.5 beschrieben. Der Sauerstoffbeladungsschritt der YBCO-Schichten, bei dem die Umwandlung von der tetragonalen zur orthorhombischen Phase des YBCO-Films stattfindet, wird bei 450°C und 1 bar Sauerstoff durchgeführt. Die Beladungszeit beträgt 1 Stunde für c-Achsen orientierte Filme und bis zu 6 Stunden bei den (110) und (103)/(013) Orientierungen. Die unterschiedlichen Wachstumsrichtungen werden in Kapitel 3.4 beschrieben. Die relativ langen Beladungszeiten in der Größenordnung von Stunden sind nötig, da die STO-Isolationsschicht als Diffusionsbarriere wirkt, und der Sauerstoff nur über den „Umweg“ der Kontaktbänke, wie in Kapitel 3.2 beschrieben wurde, in den YBCO-Kanal gelangen kann. Bei c-Achsenfilmen diffundiert der Sauerstoff über die gesamte Kanallänge von 2 mm entlang der ab-Ebenen, während die Diffusion bei jeweils einem Kanal der (110) und (103)/(013) orientierten Doppelstrukturen auch entlang der c-Achse verläuft. Wie von Routbort und Rothman beschrieben wurde [Rou94], ist der Sauerstoffdiffusionskoeffizient entlang der c-Achse bei Einkristallen um 4 Größenordnungen kleiner als in ab-Richtung. Die Anisotropie der Sauerstoffdiffusion erklärt teilweise die längere Beladungszeit bei den (110) bzw. (103)/(013) orientierten Filmen gegenüber den c-Achsenfilmen. Bei Standardfilmen von 100 nm Dicke, die ohne Isolationsschicht aufgebracht werden, betragen die Beladungszeiten höchstens 5 Minuten. Temperzeiten über 15 Minuten führen sogar zu einer Verschlechterung der T_c -Werte. Verdoppelt man die Beladungszeiten bei den SuFETs, werden ebenfalls Degradationen der T_c -Werte beobachtet. Bei den SuFETs mit (110) und (103)/(013) orientierten Kanälen kann man aufgrund der Anisotropie der Sauerstoffdiffusion auch davon ausgehen, daß man unterschiedliche Beladungszeiten für die beiden senkrecht zueinander verlaufenden Kanäle bekommt. Da eine separate Beladung der Kanäle aus technischen Gründen nicht möglich ist, muß man eine mittlere Beladungszeit ermitteln. Damit verbunden sind allerdings schlechtere T_c -Werte als bei den c-Achsen SuFETs und Unterschiede im T_c beider Kanäle.

3.4 Die Wachstumsrichtungen der YBCO-Schichten

Die oxidischen Schichten, die für die SuFETs verwendet werden, wachsen epitaktisch auf. Bei epitaktischen Wachstumsvorgängen bestehen feste kristallographische Beziehungen zwischen Unterlage und aufwachsender Schicht [Mai69]. Man unterscheidet zwischen Homoepitaxie, bei der Unterlage und Schicht aus gleichem Material bestehen, und Heteroepitaxie mit unterschiedlichen Materialien. Bei der Heteroepitaxie werden oft Substanzen mit ähnlicher kristallographischer Struktur und ähnlichen Gitterparametern verwendet. Durch die Auswahl geeigneter Substrate und Herstellungsparameter ist man in der Lage, die Wachstumsrichtung einer Schicht zu beeinflussen [Jes94]. Die Wachstumsrichtung einer Schicht ist definiert durch die kristallographische Richtung, die parallel zur Oberflächennormale des Substrates verläuft. Für die SuFETs werden drei verschiedene YBCO-Wachstumsrichtungen auf STO-Substraten ausgewählt. Die Gitterfehlpassung von STO und YBCO liegt unter 2% und ist damit günstig für die Heteroepitaxie. (001) orientierte YBCO-Filme, die auch als c-Achsenfilme bezeichnet werden, werden auf (100) STO-Substrate deponiert. (110) und (103)/(013) orientierte Filme werden auf (110) STO-Substraten aufgebracht. Bei diesen beiden Schichttypen stellt sich je nach Depositionsbedingungen ein reines (110)-YBCO-Wachstum oder ein Mischwachstum

3.4 DIE WACHSTUMSRICHTUNGEN DER YBCO-SCHICHTEN

aus (103), (013) und (110) orientierten Körnern ein. Die STO-Isolationsschichten, die auf den YBCO-Filmen aufwachsen, nehmen die Orientierung der STO-Substrate an. Die (100)-STO-Substrate sind so zugeschnitten, daß die Kanten parallel zur [001] und [010] Richtung liegen. Bei den (110) Substraten liegen die Kanten entlang der [001] und [-110] Richtung. Die Unterschiede in den einzelnen Wachstumsrichtungen und die unterschiedlichen Depositionsbedingungen werden in den folgenden Abschnitten aufgezeigt. Zur Veranschaulichung der Schichtorientierungen werden in den Abbildungen 3.6 bis 3.8 die Lage der YBCO-Einheitszelle auf den Substraten dargestellt. Die Einheitszellen sind sehr vereinfacht als Quader illustriert. Die CuO_2 -Ebenen der YBCO-Zellen mit den Cu- und O-Ionen sind grau eingefärbt.

3.4.1 (001)-YBCO-Wachstum

Bei den (001) bzw. c-Achsen orientierten Filmen sind die Körner mit der c-Achse senkrecht zur Substratoberfläche ausgerichtet. Es bestehen folgende Zusammenhänge zwischen den YBCO-Wachstumsrichtungen und den STO-Substratrrichtungen:

(001) orientierte YBCO-Schicht		(100) orientiertes STO-Substrat
[001]		[001]
[010]		[010] oder [100]
[100]		[100] oder [010]

In Abbildung 3.6 sind die Wachstumsrichtungen der YBCO-Körner und des STO-Substrats veranschaulicht.

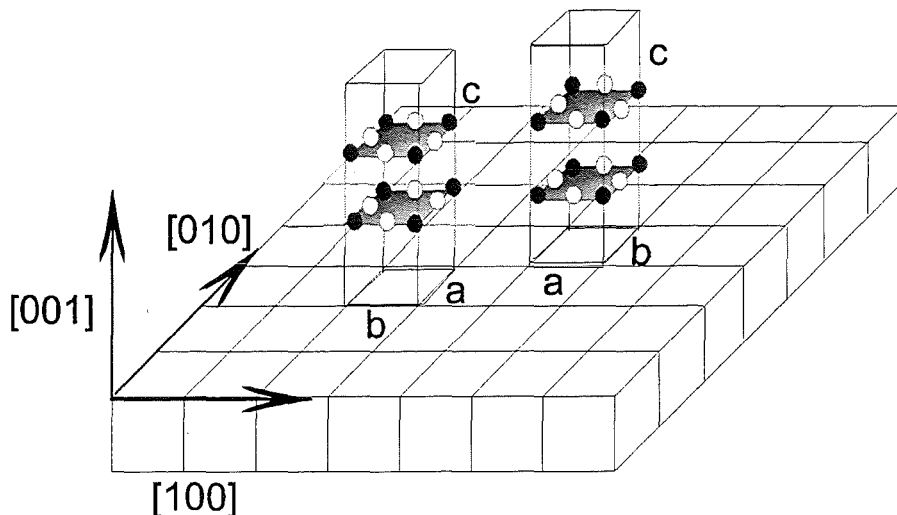


Abb. 3.6: Schematische Darstellung des (001)-YBCO-Wachstums, auch c-Achsenwachstum genannt, auf einem kubischen STO-Substrat der Orientierung (100). Durch Zwillingsbildung kommt es zu 90° Korngrenzen entlang der a- bzw. b-Achsenrichtung der YBCO-Körner.

3 EXPERIMENTELLES

Unter Verwendung eines (100) orientierten STO-Substrats mit einer vierzähligen Oberflächensymmetrie und den Depositionsparametern aus Tabelle 3.1 wächst die YBCO-Schicht vollständig c-Achsen orientiert auf. Da die Oberflächensymmetrie des Substrats die quadratische Oberfläche der STO-Einheitszelle mit der Kantenlänge a_s widerspiegelt und die Gitterparameter a und b von YBCO mit a_s nahezu übereinstimmen, kommt es zu einer Zwillingsbildung der Kristallite. Die a -Achsen und die b -Achsen der einzelnen Körner bilden einen Winkel von 90° . Die CuO_2 -Ebenen sind aber immer parallel zur Substratoberfläche gerichtet.

3.4.2 (103)- bzw. (013)-YBCO-Wachstum

Bei diesem Wachstum wird ein (110)-STO-Substrat mit zweizähliger Oberflächensymmetrie verwendet. Im Gegensatz zum (100)-Substrat liegt keine quadratische, sondern eine rechteckförmige Oberflächeneinheitszelle mit den Kantenlängen a_s und $\sqrt{2} \cdot a_s$ vor. Bei den gleichen Depositionsbedingungen wie beim (001)-Wachstum wird kein c-Achsenwachstum des YBCO-Films mehr beobachtet. Es wird aber auch nicht, wie man vermuten könnte, ein reines (110)-Wachstum erreicht. Es bildet sich ein Mischwachstum aus einem Volumenanteil von etwa 20% (110) und 80% (103)/(013) orientierter Körner aus. In Abbildung 3.7 ist das (013)-Wachstum schematisch dargestellt. Die c -Achse der YBCO-Körner richtet sich entlang der [100]- und [010]-Richtung des Substrats aus und bildet einen Winkel von $\pm 45^\circ$ zur Substratoberfläche. Beim (103)-YBCO-Wachstum richtet sich die b -Achse und beim (013)-Wachstum die a -Achse parallel zur [001]-Substratrichtung aus.

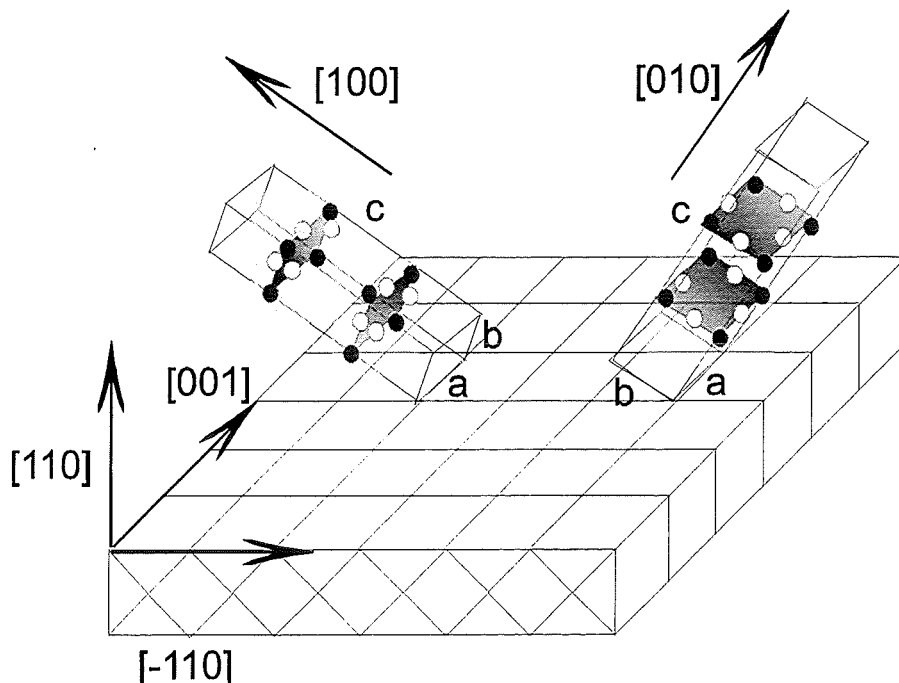


Abb. 3.7: Schematische Darstellung des (013)-YBCO-Wachstums auf einem kubischen STO-Substrat der Orientierung (110). Beim (103)-YBCO-Wachstums richtet sich die b -Achse anstelle der a -Achse parallel zur [001]-Substratrichtung aus.

3.4 DIE WACHSTUMSRICHTUNGEN DER YBCO-SCHICHTEN

Der Zusammenhang zwischen den (103)- und (013)-YBCO-Wachstumsrichtungen und den STO-Substratrichtungen, die in Abbildung 3.7 durch Pfeile dargestellt sind, lassen sich wie folgt zusammenfassen:

(013) orientierte YBCO-Schicht		(110) orientiertes STO-Substrat
[100]		[001]
[010]		[010] oder [100]
[001]		[100] oder [010]

(103) orientierte YBCO-Schicht		(110) orientiertes STO-Substrat
[100]		[010] oder [100]
[010]		[001]
[001]		[100] oder [010]

Beim (103)/(013)-YBCO-Wachstum treten zwei Arten von Zwillingsbildungen auf. Betrachtet man die Körner der (103)- und (013)-Domänen, deren c-Achse $+45^\circ$ oder -45° zur Substratoberfläche zeigt, liegt eine Zwillingsbildung wie bei den c-Achsen-schichten vor. Die a-Achsen und damit auch die b-Achsen der einzelnen Domänen bilden einen Winkel von 90° zueinander. Die zweite Art der Verzwilligung zeigt sich innerhalb der (103)- und (013)-Domänen. Wie in Abbildung 3.7 dargestellt ist, bildet sich die YBCO c-Achse innerhalb dieser Domänen zum einen entlang der [100]-Substratrichtung aus und zum anderen auch entlang der [010]-Richtung. Bei diesen Zwillingen liegen die a- und b-Achsen parallel zueinander, und die c-Achsen sind orthogonal. Innerhalb der Domänen bilden die CuO_2 -Ebenen einen Winkel von 90° zueinander. Ein Transportstrom, der entlang der [-110]-Substratrichtung durch die YBCO-Schicht fließt, kann nicht wie bei den c-Achsen-schichten parallel zur Substratoberfläche fließen, sondern durchläuft einen „zick-zack“ artigen Strompfad.

3.4.3 (110)-YBCO-Wachstum

Als Substrat wird bei diesem Wachstum wieder ein (110) STO-Substrat verwendet. Durch Senken der Depositionstemperatur bei der YBCO-Deposition auf 700°C ist der Volumenanteil des (103)/(013)- und (110)-Wachstums gleich groß. Die supraleitenden Eigenschaften des YBCO-Films verschlechtern sich allerdings durch die erniedrigte Depositionstemperatur. Um ein vollständiges (110)-Wachstum bei vergleichbaren supraleitenden Eigenschaften wie bei den c-Achsenfilmen zu erhalten, ist ein spezielles Heterotemplateverfahren notwendig. Als Template, auch Pufferschicht genannt, wird zunächst eine $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Schicht (PBCO) von ca. 45 nm Dicke auf das Substrat deponiert. Die Depositionsbedingungen sind aus Tabelle 3.1 zu entnehmen. Anschließend wird die YBCO-Schicht unter denselben Bedingungen wie bei den c-Achsenfilmen aufgebracht. Dadurch stellt sich zu 100% die (110)-Orientierung ein, und die supraleitenden Eigenschaften sind aufgrund der hohen YBCO-Depositionstemperatur mit den c-Achsenfilmen vergleichbar. In Abbildung 3.8 ist das (110)-Wachstum schematisch dargestellt.

3 EXPERIMENTELLES

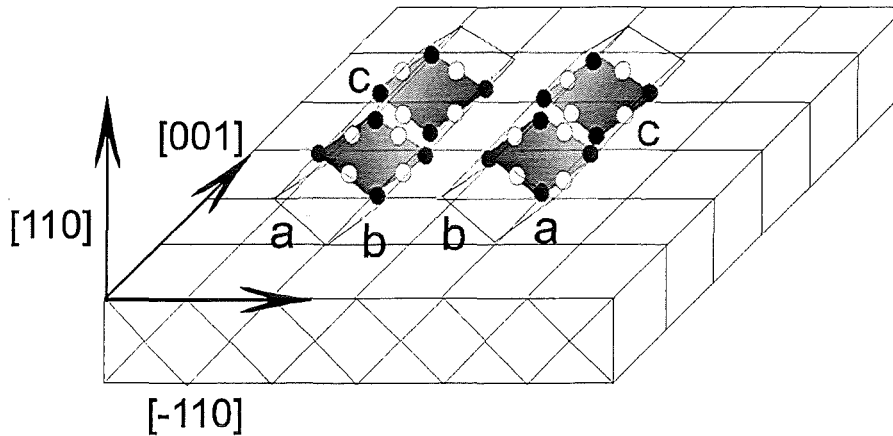


Abb. 3.8: Schematische Darstellung des (110)-YBCO-Wachstums auf einem kubischen STO-Substrat der Orientierung (110).

Bei den (110) YBCO-Filmen zeigt die c -Achse der YBCO-Körner immer in die $[001]$ -Richtung des Substrats. Das Wachstum lässt sich wie folgt beschreiben:

(110) orientierte YBCO-Schicht		(110) orientiertes STO-Substrat
$[100]$		$[100]$ oder $[010]$
$[010]$		$[010]$ oder $[100]$
$[001]$		$[001]$

Bei diesem Schichtwachstum kommt es wie bei c -Achsenfilmen zu einer ab -Zwillingsbildung, bei der die CuO_2 -Ebenen in allen Domänen parallel zueinander stehen. Im Gegensatz zu c -Achsenfilmen stehen die Ebenen aber nicht parallel, sondern senkrecht zur Substratoberfläche.

3.5 Charakterisierung des Schichtwachstums

Zur Charakterisierung der einzelnen Schichten gehören neben den speziellen Kriterien wie supraleitende Übergangstemperatur T_c oder Durchbruchfeldstärke E_{DB} auch weitere Kriterien wie Zusammensetzung, Oberflächenrauigkeit und kristallographische Wachstumsrichtung. Diese weiteren Kriterien sind mit T_c und E_{DB} korreliert. So beeinflusst die Oberflächenbeschaffenheit der YBCO-Schichten die Durchbruchfeldstärke der darauf aufwachsenden STO-Isolationsschicht. Bei sehr rauen YBCO-Schichten ist die Durchbruchfeldstärke stark reduziert, da die YBCO-Erhebungen in der STO-Schicht elektrisch leitende Strompfade darstellen. Um Feldeffekte an verschiedenen YBCO-Schichten vergleichen zu können, ist es wichtig, die genaue Schichtdicke des Kanals und der Isolationsschicht und deren Wachstumsrichtungen zu

3.5 CHARAKTERISIERUNG DES SCHICHTWACHSTUMS

kennen. Mit verschiedenen Meßmethoden wurden die Schichten folgendermaßen charakterisiert: Zusammensetzung und Dicke der Schichten wurden durch Rutherford-Rückstreuexperimente (RBS) bestimmt. Mittels Röntgendiffraktometrie wurden Wachstumsrichtungen und Wachstumsgüten ermittelt. Mit einem Kraftmikroskop (AFM) wurden die Oberflächenmorphologie und mittlere Rauigkeit der Schicht untersucht.

3.5.1 Rutherford-Rückstreuspektroskopie

RBS (Rutherford Backscattering Spectrometry) ist eine bewährte Methode zur Analyse dünner Schichten [Lin81]. Sie ist dazu geeignet, sowohl die Zusammensetzung als auch die Dicke einer Schicht nahezu zerstörungsfrei zu bestimmen.

Bei der Untersuchung wird ein He^+ -Ionenstrahl mit einer Energie von 2 MeV auf die Probe gerichtet. Die Ionen werden an den Atomkernen der Schicht und des Substrates (beides wird als Target bezeichnet) gestreut und in einem Detektor unter einem Winkel von 167° energieaufgelöst registriert. Das Signal wird in einem Vielkanalanalysator gespeichert. Beim elastischen Stoß zwischen einem He^+ -Ion und einem Targetkern wird Energie übertragen, die massenspezifisch ist. Unter Berücksichtigung des differentiellen Wirkungsquerschnitts, d.h. der Stoßwahrscheinlichkeit eines He^+ -Ions mit einem Targetatom, ist eine quantitative Analyse der Targetzusammensetzung möglich. Bei Ionenenergien oberhalb 340 keV kann die Rutherford'sche Streuformel verwendet werden [Fel86]. Sie geht von einem Coulomb-Wechselwirkungspotential aus und vernachlässigt die Abschirmung des Targetatoms durch die Elektronenhülle. Da der vom Detektor erfaßte Raumwinkel Ω nur einige Milliradian beträgt, kann ein mittlerer differentieller Wirkungsquerschnitt σ angegeben werden. σ ist proportional zum Quadrat der Kernladungszahl des Targetatoms. Aus der Höhe H des Rückstreuspektrums, der Rückstreausausbeute, läßt sich die Zusammensetzung der Schicht ermitteln:

$$H = \sigma \cdot \Omega \cdot Q \cdot N \cdot t \quad (3.2)$$

N ist die Konzentration der Targetatome, t die Schichtdicke und Q die Gesamtzahl der He^+ -Ionen, die auf das Target treffen und aus der Gesamtladung bestimmt werden. Das Konzentrationsverhältnis N_a/N_b der Atomsorten a und b ergibt sich aus der Quotientenbildung der Rückstreausausbeuten H_a und H_b . Eine ausführliche Beschreibung aller Formeln wird im KfK-Bericht 3146 vorgenommen [Lin81].

Abbildung 3.9 zeigt das Rückstreuspektrum eines YBCO-Films, der unter den Depositionsbedingungen aus Tabelle 3.1 mit 500 Laserpulsen auf ein MgO-Substrat aufgebracht wurde. Da Mg ein leichteres Element als Y, Ba und Cu ist, können die den Elementen entsprechenden Peaks von der Mg-Substratkante getrennt beobachtet werden. Die Pfeile im Spektrum ordnen den Rückstreupeaks die jeweiligen Elemente zu. Unter Verwendung eines STO Substrats liegt nur der Ba-Peak getrennt vor, während der Y- und Cu-Peak dem Sr Signal überlagert sind. Deshalb wurden RBS-Messungen an YBCO- und PBCO-Schichten auf MgO-Substraten und an STO-Schichten auf Saphir (Al_2O_3) durchgeführt. Die Zusammensetzung der YBCO-Schicht aus dem Spektrum ergibt $\text{Y}_{1,15}\text{Ba}_{2,00}\text{Cu}_{3,05}\text{O}_{7-x}$ und stimmt recht gut mit der 123-Zusammensetzung von YBCO überein. Der Überschuß an Y beträgt nur 2 Atomprozent.

3 EXPERIMENTELLES

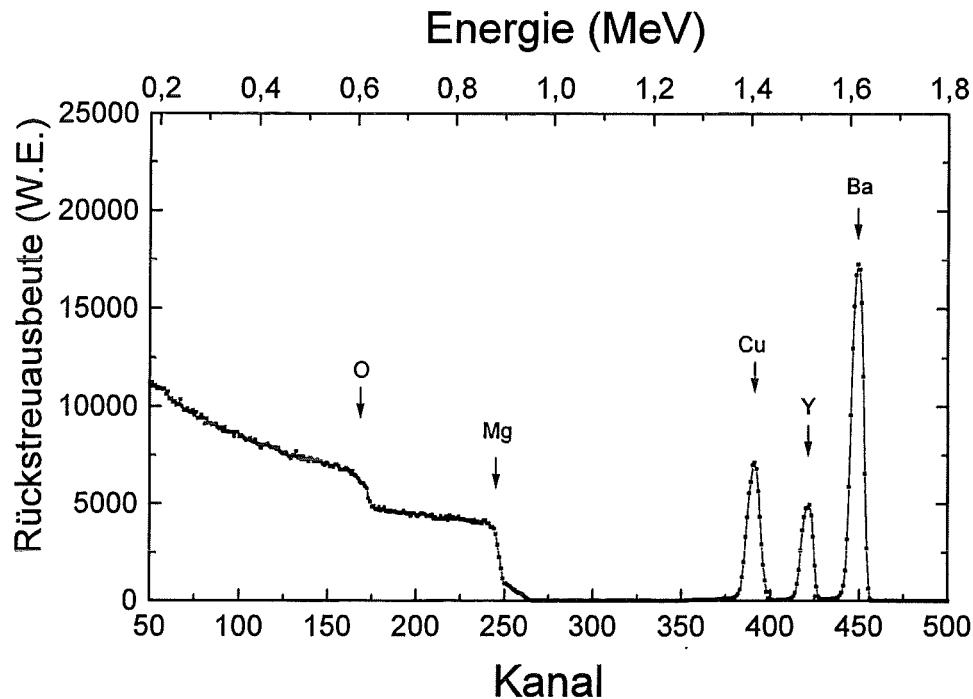


Abb. 3.9: RBS-Spektrum eines YBCO-Films auf einem MgO-Substrat.

Die zweite wichtige Information, die aus einem RBS-Spektrum gewonnen werden kann, ist die Schichtdicke. Die Tiefenauflösung wird dadurch erreicht, da die He^+ -Ionen beim Durchdringen der Materie Energie verlieren. Dieser Energieverlust wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben [Chu78], wobei bei dünnen Schichten eine Oberflächennäherung benutzt wird, die auf dem gesamten zurückgelegten Weg einen konstanten Energieverlust annimmt. Insgesamt verliert das Ion die Energie ΔE , die gegeben ist durch:

$$\Delta E = [S] \cdot x \quad (3.3)$$

ΔE wird aus der Halbwertsbreite der Peaks im Spektrum gewonnen. x ist die gesuchte Schichtdicke. $[S]$ ist der Rückstreueenergieverlustparameter, welcher für viele Elemente experimentell bestimmt und tabelliert wurde [Zie73, Chu78]. Für YBCO sind die $[S_a^{\text{YBCO}}]$ -Werte der Y-, Ba- und Cu-Atome nahezu identisch. Der obere Index von $[S_a^{\text{YBCO}}]$ bezeichnet das Targetmaterial und der untere eine spezielle Atomsorte a des Materials, an der gestreut wird. Für die vier Atomsorten von YBCO ergibt sich:

3.5 CHARAKTERISIERUNG DES SCHICHTWACHSTUMS

$$[S_y^{YBCO}] = 85,3 \text{ eV/\AA}$$

$$[S_{Ba}^{YBCO}] = 86,5 \text{ eV/\AA}$$

$$[S_{Cu}^{YBCO}] = 84,1 \text{ eV/\AA}$$

$$[S_o^{YBCO}] = 70,4 \text{ eV/\AA}$$

Mit diesen $[S]$ -Werten wurde aus dem RBS-Spektrum aus Abbildung 3.9 eine YBCO-Schichtdicke von etwa 40 nm ermittelt. Bei mehreren Proben, die ebenfalls mit 500 Laserpulsen hergestellt wurden, schwankten die Schichtdicken um etwa 5%. Die Ablationsrate beträgt demnach 0,08 nm/Laserpuls. Bei einer Laserfrequenz von 5 Hz sind das 0,4 nm/sec. Eine Bestätigung der Ablationsrate wurde durch Röntgenmessungen an 6 nm dicken YBCO-Filmen gewonnen. Röntgendiffraktogramme ultradünner Filme zeigen oft Laue-Oszillationen, die durch Interferenz der Röntgenstrahlen entstehen, die an der Filmoberfläche und an der Grenzfläche zwischen Film und Substrat reflektiert werden. Die so ermittelten Schichtdicken stimmen bis auf 10% mit den vorhergesagten Werten aus der Multiplikation von Ablationsrate und Laserpulsen überein. Die Ablationsraten von YBCO, PBCO, STO und Gold sind in Tabelle 3.1 aufgelistet.

Zur Auswertung von RBS-Spektren wird als alternative Methode auch das Simulationsprogramm RUMP benutzt [Doo86]. Das Programm simuliert die gemessenen Spektren und liefert als Fitparameter sowohl die Schichtdicke als auch die Zusammensetzung des Filmes.

3.5.2 Röntgendiffraktometrie

Röntgenbeugung an Kristallen beruht auf einem Interferenzprozeß, bei dem die Röntgenstrahlen ohne Änderung der Wellenlänge an Elektronen der Kristallatome gestreut werden. Je nach Kristallstruktur treten unter bestimmten geometrischen Bedingungen Beugungsreflexe auf, die durch die Braggsche Reflexionsbedingung beschrieben werden können [Kop89]. In dieser Arbeit wurde sowohl ein Zweikreis-Diffraktometer in Bragg-Brentano-Fokussierungsgeometrie [Sei89] als auch ein Vierkreis-Diffraktometer (STOE Stadi 4) eingesetzt. Das Zweikreis-Diffraktometer arbeitet mit einer Wellenlänge von $\lambda=1,5406\text{\AA}$ (Cu $K_{\alpha 1}$ -Linie) und das Vierkreis-Diffraktometer mit $\lambda=0,71069\text{\AA}$ (Mo K_{α} -Linie). Zur Bestimmung der Wachstumsrichtungen und Wachstumsgüten der Schichten wurden drei verschiedene Meßmethoden angewandt. Diese Messungen wurden aufgrund höherer Zählraten nicht an ultradünnen, sondern an etwa 100 nm dicken Filmen durchgeführt. Die Meßmethoden unterscheiden sich durch drei verschiedene Winkelbewegungen während der Messung. Diese Winkel sind in Abbildung 3.10 dargestellt. Der Winkel zwischen einfallendem Strahl und Detektor beträgt 2θ , wobei θ der Braggwinkel ist. ω ist der Winkel zwischen der Probenoberfläche und dem einfallenden Strahl. ϕ ist der Rotationswinkel der Probe um die Oberflächennormale.

3 EXPERIMENTELLES

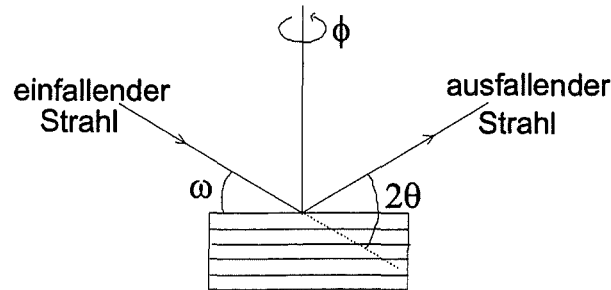


Abb. 3.10: Schematische Darstellung der Winkelbezeichnung beim Zweikreisdiffraktometer.

3.5.2.1 θ - 2θ -Scan

Der θ - 2θ -Scan dient zur Bestimmung des Gitterparameters einer kristallinen Schicht. Bei dieser Meßmethode bewegt sich der Detektor mit doppelter Winkelgeschwindigkeit im Vergleich zur Probe. Im Diffraktogramm kommen daher nur Netzebenen epitaktischer Schichten, die parallel zur Substratoberfläche verlaufen, zur Detektion. Abbildung 3.11 zeigt einen θ - 2θ -Scan einer 100 nm dicken, c-Achsen orientierten YBCO-Schicht.

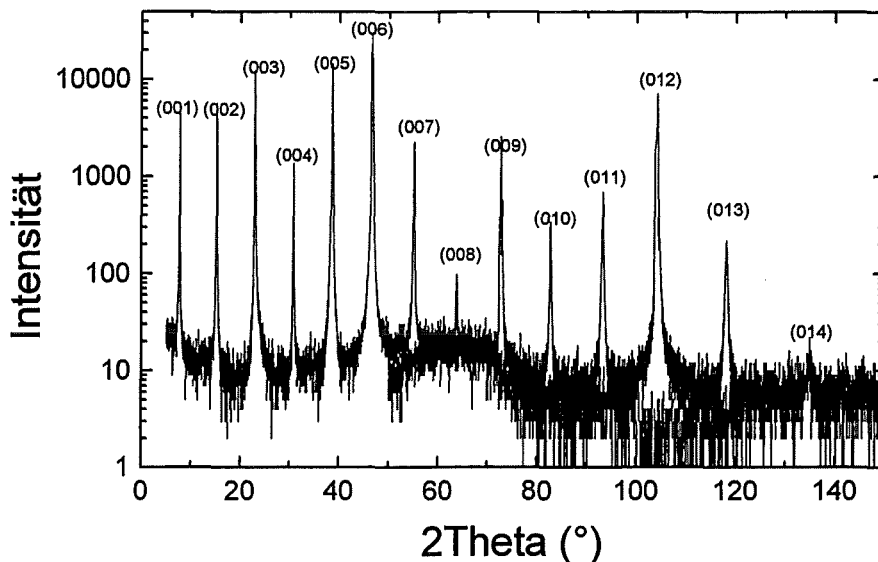


Abb. 3.11: θ - 2θ -Scan einer 100 nm dicken, c-Achsen orientierten YBCO-Schicht. Es sind die (00l)-Reflexe bis zur 14. Ordnung zu erkennen.

3.5 CHARAKTERISIERUNG DES SCHICHTWACHSTUMS

Das Diffraktogramm zeigt (00l)-Reflexe einer Netzebenenschar bis zur 14. Ordnung. Für orthorhombische, tetragonale und kubische Elementarzellen mit den Gitterparametern a,b,c läßt sich der Netzebenenabstand d_{hkl} nach folgender Gleichung berechnen [Tab68] :

$$d_{hkl} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{h}{a}\right)^2 + \left(\frac{k}{b}\right)^2 + \left(\frac{l}{c}\right)^2}} \quad (3.4)$$

Der c-Achsen-gitterparameter der YBCO-Schicht aus Abbildung 3.11 beträgt 1,169 nm und stimmt mit dem Einkristallwert von 1,168 nm gut überein.

3.5.2.2 ω -Scan

Aufschluß über die Orientierung von Netzebenen parallel zur Substratoberfläche liefert der ω -Scan. Der Detektor wird auf einen festen Beugungswinkel 2θ positioniert und der Einfallswinkel ω zwischen Strahl und Probenoberfläche verändert. Die Halbwertsbreite dieser Meßkurve, die auch als Rockingkurve bezeichnet wird, ist ein Maß für die Güte des orientierten Schichtwachstums. Für sehr gute Filme werden Werte von $0,1^\circ$ erreicht [Lin93]. An einer Doppelschichtstruktur aus 30 nm YBCO und 200 nm STO auf einem (100) LaAlO₃-Substrat wurde die Wachstumsgüte für die YBCO-Schicht und die darüber epitaktisch aufgewachsene STO-Schicht bestimmt. Das Ergebnis der Röntgenuntersuchung ergab überraschenderweise, daß die STO-Schicht mit einer Halbwertsbreite von $0,1^\circ$ epitaktisch besser gewachsen ist als die YBCO-Schicht mit nur $0,3^\circ$.

Werden verschiedene Wachstumsrichtungen in einer Schicht beobachtet, kann man durch den Vergleich der integrierten Intensitäten der zugehörigen Rockingkurven die Volumenanteile der Körner, die in verschiedene Richtungen orientiert sind, bestimmen. Die Verhältnisse der integrierten Intensitäten der Rockingkurven über Reflexe zweier Wachstumsrichtungen sind bis auf einen Korrekturfaktor gleich den Verhältnissen der Volumenanteile beider Richtungen. Der Korrekturfaktor berücksichtigt die unterschiedlichen Gewichtungen der integralen Intensitäten der beiden Reflexe (hkl) und (h'k'l') [Poe94]. Durch diese Meßmethode wurde der Anteil von (103)/(013) und (110) orientierten Körnern in den YBCO-Schichten mit Mischwachstum, die in Kapitel 3.4.2 vorgestellt wurden, bestimmt.

3.5.2.3 ϕ -Scan

ϕ -Scans dienen zur Untersuchung der Orientierung von Netzebenen in der Ebene der Substratoberfläche (in-plane Ausrichtung). Aus dem Vergleich von ϕ -Scans an Reflexen von Schicht und Substrat kann die Wachstumsrichtung in der Ebene bezüglich des Substrats bestimmt werden. Die Probe wird um den Winkel ϕ von 0° bis 360° um die Oberflächennormale des Substrats gedreht, während der Detektor in einer bestimmten Reflexionsstellung festgehalten wird. Die ausgewählten Netzebenen dürfen nicht senkrecht zur Drehachse sein, da sonst bei jedem Winkel ϕ ein Braggreflex auftritt. Aufgrund von Abschattungseffekten können beim Zweikreis-Diffraktometer nicht alle möglichen Reflexe gemessen werden. Deshalb

3 EXPERIMENTELLES

wurde für diese Messungen das Vierkreis-Diffraktometer verwendet, bei dem eine größere Anzahl von Reflexen detektiert werden kann. In Abbildung 3.12 sind drei ϕ -Scans gezeigt. In Abbildung (a) und (b) sind Messungen an einer YBCO-Schicht gezeigt, während in Abbildung (c) das (110) STO-Substrat, auf dem die YBCO-Schicht epitaktisch aufgewachsen ist, untersucht wurde.

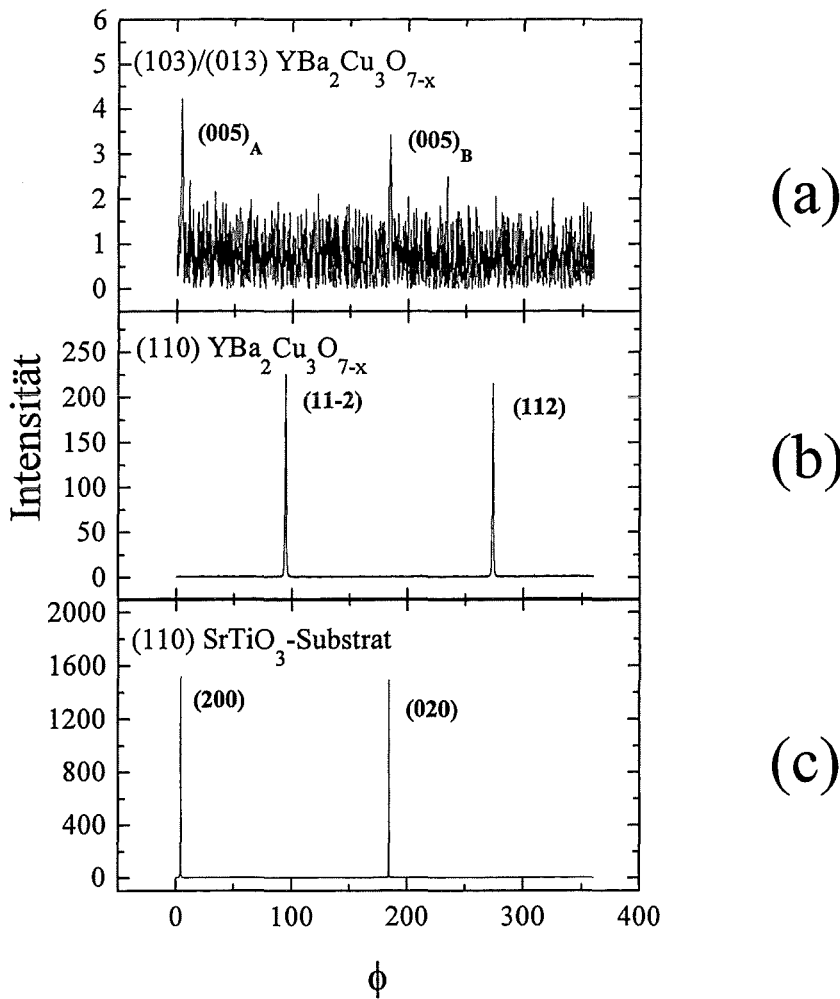


Abb.3.12: Röntgenaufnahmen, die mit dem Vierkreisdiffraktometer aufgenommen wurden, um die YBCO-Wachstumsrichtungen auf einem (110)-STO-Substrat zu bestimmen.

Die (005)-YBCO-Reflexe aus Abbildung (a) weisen eindeutig auf das (103)/(013)-Wachstum hin. Der (112)- und (11-2)-Reflex aus Abbildung (b) sind ein eindeutiger Hinweis auf Körner mit (110)-YBCO-Wachstum. Das Diffraktogramm aus Abbildung (c) zeigt den (200) und (020) Substratreflex bei $\phi=0^\circ$ und 180° . Daraus läßt sich die [001]-Substratrichtung bei $\phi=90^\circ$ ermitteln, die parallel zu einer Substratkante ist. Bei $\phi=90^\circ$ zeigt sich im Bild (b) der

3.5 CHARAKTERISIERUNG DES SCHICHTWACHSTUMS

(11-2)-Reflex der (110) orientierten YBCO-Körner. Die c-Achse dieser Körner ist demnach entlang der [001]-Substratrichtung ausgerichtet. Aus dem Vergleich von Abbildung (a) und (c) ist zu erkennen, daß die c-Achsen der (103)/(013) orientierten Körner in Richtung der [100]- und [010]-Substratrichtung zeigen. Diese Beobachtung ist mit der Beschreibung des (103)/(013)-Wachstums aus Kapitel 3.4.2 konsistent. Aus den integrierten Intensitäten der ω -Scans über die Reflexe ergibt sich ein Volumenanteil von 99,7% für die (110)-YBCO-Körner und nur 0,3% für die (103)/(013)-Körner. Die Depositionsbedingungen, mit denen diese Schicht hergestellt wurde, entsprechen den Bedingungen einer reinen (110) orientierten YBCO-Schicht, wie sie in Kapitel 3.4.3 vorgestellt wurde.

3.5.3 Rasterkraftmikroskopie

Mit einem kommerziellen Rasterkraftmikroskop AFM (Atomic Force Microscope) [Ham91] wurde die Beschaffenheit der Schichtoberflächen untersucht. Eine sehr feine Spitze wird über die Schichtoberfläche geführt. Zwischen Probe und Spitze herrschen Van der Waals Kräfte. Durch Mittelung der aufgenommenen Meßhöhen des Rasterbereichs ist es möglich, eine mittlere Oberflächenrauigkeit R_a anzugeben [Sch95]. Im Gegensatz zum Rastertunnelmikroskop (STM) ist das AFM in der Lage, die Oberflächenmorphologie von Isolationsschichten darzustellen. Der maximale laterale Rasterbereich beträgt $75 \mu\text{m} \times 75 \mu\text{m}$ und erfaßt deshalb immer nur einen sehr kleinen Ausschnitt der gesamten Schicht von einigen mm^2 . Um einen Eindruck von der gesamten Oberfläche zu bekommen, wurden deshalb verschiedene Bereiche der Fläche abgetastet. Die Höhenauflösung beträgt theoretisch weniger als 1 nm, während die laterale Auflösung von der Ausdehnung der Meßspitze abhängt. Unter Verwendung von sogenannten „Supertips“ kann die laterale Auflösung etwa 20 nm betragen. Es ist allerdings nicht zu vermeiden, daß sich bei üblichen Laborbedingungen aufgrund der Luftfeuchtigkeit ein Wasserfilm auf fast allen glatten Oberflächen bilden kann [Ger91]. Solche Verunreinigungen können die Qualität der Bilder beeinträchtigen, und die theoretisch mögliche Auflösung wird dann nicht erreicht.

AFM-Aufnahmen von 120 nm dicken reinen (001), (103)/(013) und reinen (110) orientierten YBCO-Schichten sind in Abbildung 3.13a, b und c zu sehen. Die Ausschnitte sind jeweils $8,1 \mu\text{m} \times 8,1 \mu\text{m}$ groß. Neben jedem Bild ist das Höhenprofil entlang der eingezeichneten Linie dargestellt. Der Vergleich der drei Bilder zeigt, daß der reine c-Achsenfilm mit einer mittleren Rauigkeit $R_a = 6 \text{ nm}$ und der reine (110) orientierte Film mit $R_a = 8 \text{ nm}$ eine ähnliche Oberflächenbeschaffenheit aufweisen. Die relativ großen Ausscheidungen sind bei beiden Filmen etwa 100 nm bis 150 nm hoch und erscheinen wie kugel- und zum Teil auch pyramidenförmige Erhebungen mit einer Grundfläche von $0,8 \mu\text{m} \times 0,8 \mu\text{m}$. Der Bereich zwischen diesen Erhebungen ist in beiden Filmen sehr glatt. Im Vergleich dazu ist der Film mit der (103)/(013)-Orientierung sehr rau. Die mittlere Rauigkeit beträgt 21 nm. Die großen Ausscheidungen sind ebenfalls 100 nm bis 150 nm hoch. Ihr Aussehen ist aber eher stabförmig. Der Bereich zwischen den größeren Erhebungen ist ebenfalls mit stabförmigen Strängen ausgefüllt und wirkt viel rauher als bei den Filmen aus Abbildung a und c. Die Stränge verlaufen entlang der [001]-Substratrichtung. Sie sind etwa $0,1 \mu\text{m}$ bis $0,3 \mu\text{m}$ breit. Ihr Aspektverhältnis beträgt ungefähr drei. Solche Strukturen wurden auch von Eom et al. und Poelders et al. beobachtet [Eom92, Poe94]. Die einzelnen, stabförmigen, (103)/(013) orientierten Körner

3 EXPERIMENTELLES

sind vermutlich Bereiche, bei denen die YBCO c-Achse parallel zur [100]- oder [010]-Substratrichtung ausgerichtet ist. Diese Wachstumsrichtungen sind in Abbildung 3.7 dargestellt. Da das Filmwachstum in der ab-Ebene schneller ist als in der c-Achsenrichtung, bilden sich die Stränge entlang der [001]-Substratrichtung aus.

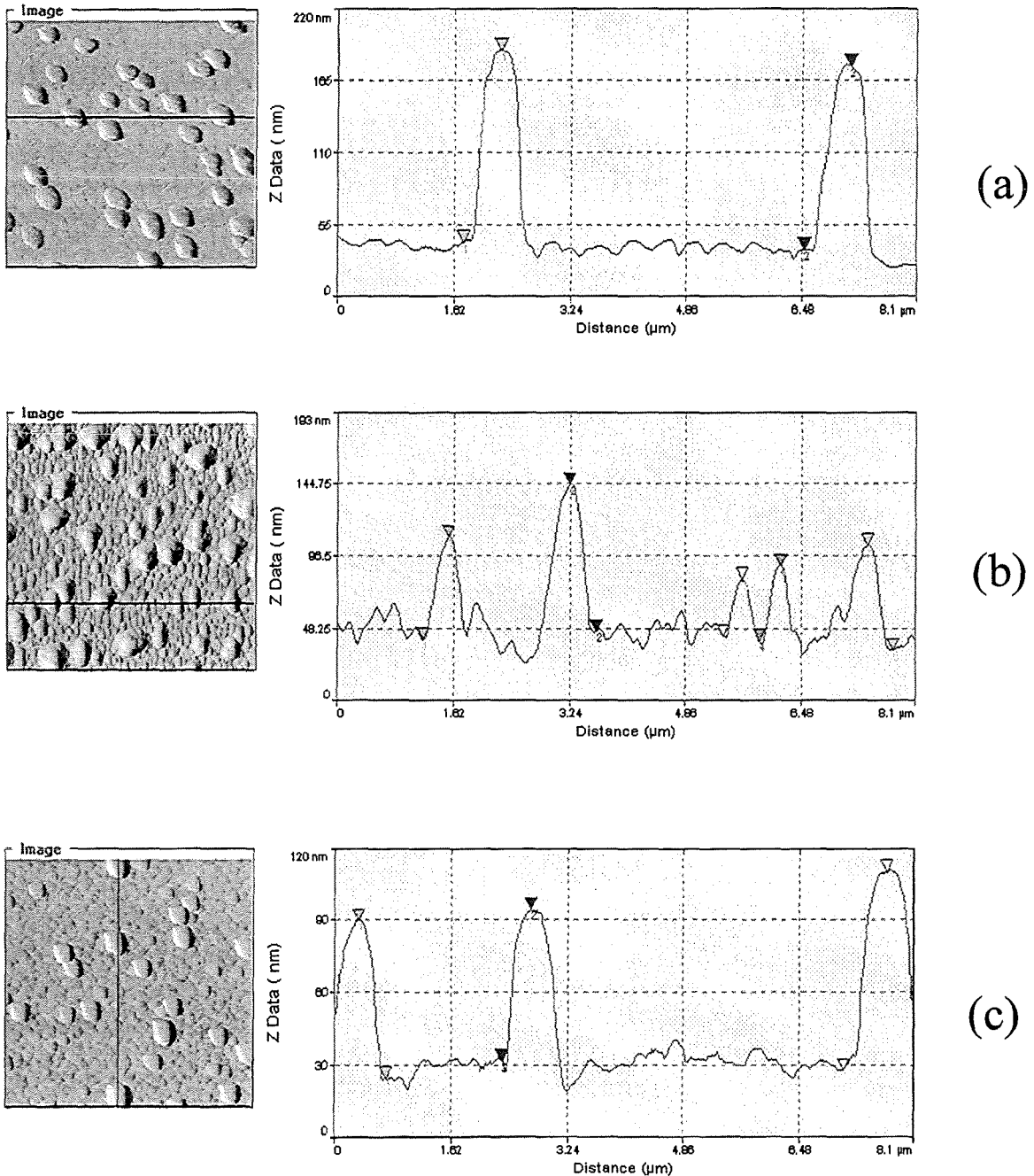


Abb. 3.13: AFM-Aufnahmen von 120 nm dicken YBCO-Filmen unterschiedlicher Wachstumsrichtungen. (a) reine c-Achsenrichtung, (b) zu 78% (103)/(013) orientiert und (c) reine (110) Orientierung.

Untersuchungen an ultradünnen YBCO-Filmen mit einer Dicke von etwa 10 nm ergaben ähnliche AFM-Aufnahmen. Der einzige Unterschied bestand darin, daß die großen Ausscheidungen nur 50 nm hoch waren.

Zur Untersuchung der Oberflächenbeschaffenheit einer YBCO-STO-Doppelschicht wurde eine 200 nm dicke STO-Schicht epitaktisch auf einen 30 nm dicken c-Achsen orientierten YBCO-Film aufgebracht. Bei der Deposition der STO-Schicht wurde eine Hälfte der YBCO-Oberfläche abgedeckt, um die Rauigkeit des reinen YBCO-Films mit der Doppelschicht zu vergleichen. AFM-Aufnahmen beider Bereiche zeigten sowohl bei dem YBCO-Film als auch der Doppelschicht eine mittlere Rauigkeit von 4 bis 6 nm und Ausscheidungen bis zu 100 nm Höhe. Im Vergleich dazu zeigen reine STO-Filme, die epitaktisch auf STO-Substrate aufgewachsen sind, mittlere Rauigkeiten von etwa 0,2 nm und keine Ausscheidungen. Dieser Versuch verdeutlicht, daß die YBCO-Schicht die Rauigkeit des Doppelschichtsystems bestimmt. Bei den Ausscheidungen könnte es sich um Oxidverbindungen wie CuO , YCuO_2 oder auch Y_2O_3 handeln [Man96]. Solche Fremdphasen wurden bei Röntgenaufnahmen an YBCO-Filmen schon festgestellt [Sch95, Jes94]. Röntgenuntersuchungen an den in dieser Arbeit hergestellten Filmen zeigten jedoch keine Fremdphasenpeaks. Da bei der verwendeten Beugungsgeometrie nur Netzebenen detektiert werden, die parallel zur Schichtoberfläche liegen, schließen die Röntgenuntersuchungen nicht notwendigerweise die Existenz von Fremdphasen aus.

Bei den Ausscheidungen könnte es sich auch um „YBCO-Droplets“ handeln, die bei der Laserablation (PLD) sehr oft zu beobachten sind [Sch95b]. Droplets sind winzige Tröpfchen, die durch den Laserstrahl vom Target abgelöst werden und sich auf dem Substrat abscheiden. Da die Ausscheidungen elektrisch leitend sein können, muß das Dielektrikum, um elektrische Kurzschlüsse zu vermeiden, die Ausscheidungen überdecken. Um Durchbruchfeldstärken von $\text{ca.}10^5 \text{ V/cm}$, die in Kapitel 2.2 gefordert werden, zu erreichen, muß die epitaktische STO-Schicht eines SuFETs mindestens 200 nm dick sein. Typische Dicken der Isolationsschichten der in Kapitel 5 gezeigten SuFETs betragen zwischen 200 und 700 nm.

3.6 Elektrische Meßmethoden

Abbildung 3.14 zeigt schematisch die elektrischen Meßanschlüsse der SuFETs. An dem SuFET aus Abbildung 3.3 soll verdeutlicht werden, wie die verschiedenen elektrischen Messungen am Dielektrikum und am YBCO-Kanal durchgeführt werden. Sämtliche Messungen sind auf die Doppelstruktur mit den zwei senkrecht zueinander stehenden YBCO-Kanälen aus Abbildung 3.4 übertragbar. In Abbildung 3.14 sind 6 Goldkontakte auf den beiden YBCO-Kontaktbänken dargestellt. Auf der Source-Elektrode befinden sich die Kontakte 1,3,5 und auf der Drain-Elektrode die Kontakte 2,4 und 6. Die beiden mittleren Kontakte 3 und 4 schließen den YBCO-Kanal ein. Ein 7. Goldkontakt, der Gatekontakt, befindet sich oberhalb des Kanals und ist durch das Dielektrikum vom Kanal getrennt. An diesem SuFET kann nicht nur der Einfluß des elektrischen Feldes auf die normal- und supraleitenden Eigenschaften des YBCO-Kanals untersucht werden, sondern es können auch die dielektrischen Eigenschaften des STO-Isolationsfilms analysiert werden. Alle Messungen werden temperaturabhängig in einem He-Verdampferkryostaten der Firma Cryophysics und rechnergesteuert durchgeführt. Das Tempe-

3 EXPERIMENTELLES

raturintervall erstreckt sich von 4,2 K bis Raumtemperatur. Als unterstützende Software wird das Programm Lab Windows CVI verwendet. Der elektrische Kontakt zwischen Probe und Probenhalter erfolgt über Indiumblättchen, Leitsilber und Aluminiumstreifen. Die Indiumblättchen werden auf die Goldkontakte gedrückt. Die Aluminiumstreifen werden mit Leitsilber sowohl mit den Kabelanschlüssen am Probenhalter als auch mit dem Indium verbunden. Innerhalb des Kryostaten werden Quad-Lead-Kabel verwendet, die schlecht wärmeleitend sind. Die Verbindungen zu den Meßgeräten werden durch Koaxialkabel hergestellt. In den nachfolgenden Abschnitten werden sowohl die elektrischen Meßmethoden für das Dielektrikum als auch die für den YBCO-Kanal vorgestellt.

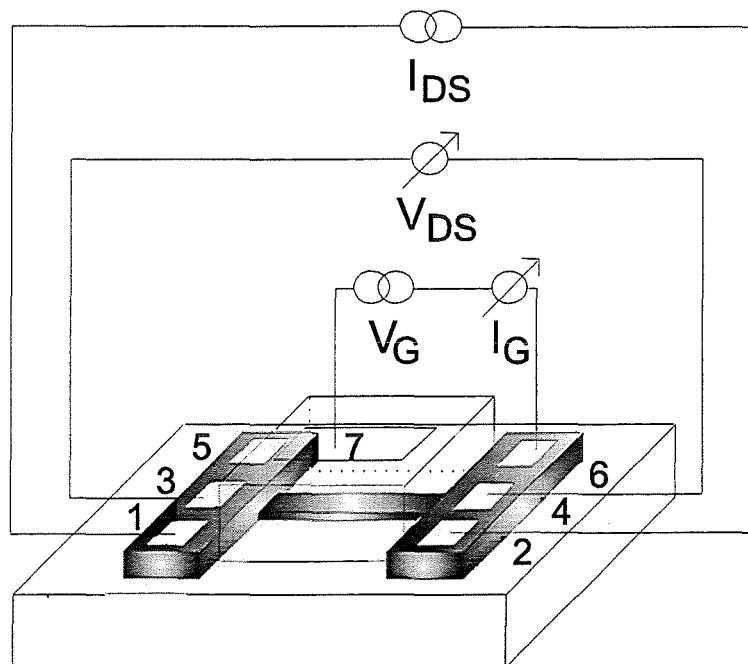


Abb. 3.14: Schematische Darstellung der elektrischen Meßanschlüsse an einem SuFET. Die Kontakte 1,3 und 5 befinden sich auf der Sourcelektrode, wobei 5 als Ersatzkontakt dient. 2,4 und 6 sind auf der Drainelektrode. Kontakt 6 bildet den Gegenkontakt zum Gatekontakt 7.

3.6.1 Messungen am Dielektrikum

Die elektrischen Messungen am Dielektrikum erfolgen nach der Zweipunktmethode an den Kontakten 6 und 7. Die Multischichtstruktur aus Gold/STO/YBCO entspricht einem Dünnschicht-Parallelplattenkondensator. Die Projektion des Goldkontaktes 7 auf den YBCO-Kanal bildet die effektive Fläche A des Kondensators. Positive Polarität der Gatespannung bedeutet, daß Kontakt 7 auf einem höheren Potential liegt als Kontakt 6. In den nachfolgenden Abschnitten werden die Meßmethoden zur Ermittlung der Durchbruchfeldstärke E_{DB} , der Polarisation P und der Dielektrizitätskonstanten ϵ_G des Isolators vorgestellt. Die entsprechenden Messungen werden in Kapitel 4 präsentiert.

3.6.1.1 Durchbruchfeldstärke E_{DB}

Die Durchbruchfeldstärke E_{DB} wird mit einem Elektrometer 617 der Firma Keithley im Source-Measure-Mode ermittelt. Dazu wird eine Spannung V_G an das Dielektrikum angelegt und der Leckstrom I_G nach drei Sekunden gemessen. Nach dieser Zeit ist der Aufladevorgang des Kondensators abgeschlossen. Übersteigt der Leckstrom einen Wert von 10 nA, ist das Kriterium der Durchbruchspannung V_{DB} erreicht. Die Durchbruchfeldstärke $E_{DB} = V_{DB}/d_G$ ist durch den Quotienten der Durchbruchspannung V_{DB} und der STO-Dicke d_G gegeben. Die Messungen werden mit positiver und negativer Polarität durchgeführt und als $I_G(V_G)$ -Kurve aufgenommen. Ein Beispiel einer Durchbruchkennlinie ist in Abbildung 4.6 zu sehen.

3.6.1.2 Polarisierung $P(E_G)$

Die Polarisationskurve wird gleichzeitig mit der Durchbruchfeldstärke ermittelt. Während der Aufladezeit des Kondensators mißt das Elektrometer durch numerische Integration die Ladung Q , die auf den Kondensator fließt. Die dielektrische, feldinduzierte Polarisierung $P = Q/A$ berechnet sich aus dem Quotienten von Q und der effektiven Fläche A des Kondensators. Das elektrische Feld $E_G = V_G/d_G$ ist durch den Quotienten der angelegten Gatespannung V_G und der Isolatorstärke d_G gegeben. Die $P(E_G)$ -Polarisationskurve wird durch schrittweise Erhöhung oder Erniedrigung der Gatespannung V_G ermittelt. Nach jedem aufgezeichneten Meßwert wird die Gatespannung ausgeschaltet. An den Kondensator wird erst nach dessen Entladung eine neue Gatespannung angelegt. In Abbildung 4.7 sind verschiedene Polarisationskurven gezeigt.

3.6.1.3 Dielektrizitätskonstante ϵ_G

Die Dielektrizitätskonstante ϵ_G , auch als dielektrische Permittivität bezeichnet, kann mit zwei völlig verschiedenen Meßmethoden ermittelt werden. Zum einen läßt sie sich numerisch aus der Polarisationskurve mittels der Definitionsgleichung 3.5 berechnen [Sch95b]:

$$\epsilon_G = 1 + \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \frac{\partial P}{\partial E} \quad (3.5)$$

$\frac{\partial P}{\partial E}$ ist die Ableitung der Polarisierung nach dem elektrischen Feld und damit die Steigung der Polarisationskurve. $\epsilon_0 = 8,854 \text{ pC/Vm}$ ist die elektrische Feldkonstante.

Bei der zweiten Meßmethode wird ein LCZ-Meter 3330 der Firma Keithley verwendet. Es ermittelt die Kapazität des Kondensators durch ein Wechselspannungs-Meßverfahren in einem Frequenzbereich von 40 Hz bis 100 kHz. Zusätzlich kann eine dc-bias-Spannung im Bereich von -35 V bis +35 V an das Dielektrikum angelegt werden. Aus der gemessenen Kapa-

3 EXPERIMENTELLES

zität C , der Fläche A und der Dicke d_G des Isolators kann die Dielektrizitätskonstante über die Kondensatorgleichung 3.6 berechnet werden [Sch95c]:

$$C = \varepsilon_G \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{A}{d_G} \quad (3.6)$$

Mit dieser Meßmethode kann neben der dc-bias-Feldabhängigkeit der Permittivität auch die Frequenzabhängigkeit untersucht werden. In Abbildung 4.1 sind Messungen nach dieser Methode gezeigt.

3.6.2 Feldeffektmessungen am YBCO-Kanal

Bei den nachfolgend beschriebenen Messungen wird der Einfluß des elektrischen Feldes auf die normal- und supraleitenden Eigenschaften des YBCO-Kanals untersucht. Widerstandsmessungen am Kanal erfolgen nach der Vierpunktmethode an den Stromkontakten 1,2 und den Spannungskontakten 3,4 aus Abbildung 3.14. Der Biasstrom I_{DS} beträgt $10 \mu A$. Das elektrische Feld E_G wird über die Gatekontakte 7 und 6 kapazitiv in den Kanal eingekoppelt. Positive Polaritäten von V_{DS} , I_{DS} und V_G beziehen sich auf positive Potentiale an den Kontakten 1, 3 und 7 in Bezug auf die Kontakte 2, 4 und 6. In den nachfolgenden Abschnitten werden die Meßmethoden zur Ermittlung der kritischen Temperatur T_c , der kritischen Stromdichte j_c und die feldabhängigen Widerstandsmessungen vorgestellt. Eine vierte Meßmethode dient zur Untersuchung des dynamischen Verhaltens der SuFETs. Die entsprechenden Messungen an den SuFETs werden in Kapitel 5 besprochen.

3.6.2.1 Temperaturabhängige Widerstandsmessung $R_{DS}(T)$

Bei dieser Meßmethode wird der Widerstand R_{DS} des Kanals in Abhängigkeit von der Temperatur T gemessen. Um Thermospannungen bei der Vierpolmessung auszuschließen, wird die Stromrichtung während der Messung umgepolt, und die Spannungswerte beider Richtungen werden ermittelt. Durch Subtraktion der Meßwerte wird die Thermospannung neutralisiert [Gru90]. Diese Messung wird über den gesamten Temperaturbereich bei einer konstanten Gatespannung V_G durchgeführt. Die Gatespannung wird mit dem Elektrometer angelegt. Gleichzeitig wird der Leckstrom I_G aufgezeichnet. Der Temperatursweep erfolgt immer von tiefen zu hohen Temperaturen. In diesem Zyklus arbeitet der Kryostat am schnellsten. Der höchste Temperaturwert, bei dem der Widerstand R_{DS} noch den Wert Null annimmt, wird als die kritische Temperatur T_c bezeichnet. Die $R_{DS}(T)$ -Kurven werden deshalb auch T_c -Kurven genannt. Ein Beispiel einer temperaturabhängigen Widerstandsmessung ist in Abbildung 5.2 zu sehen.

3.6.2.2 Strom-Spannungs-Kennlinie $I_{DS}(V_{DS})$

Die $I_{DS}(V_{DS})$ -Kurve zeigt den Spannungsabfall V_{DS} am Kanal im gemischten Zustand des Typ II Supraleiters YBCO in Abhängigkeit des Kanalstroms I_{DS} . Die Messung wird bei konstanter Gatespannung V_G und konstanter Temperatur unterhalb von T_c durchgeführt. Der kritische Strom I_c wird nach dem $1 \mu\text{V}/\text{cm}$ -Kriterium bestimmt. Die kritische Stromdichte $j_c = I_c/A_K$ berechnet sich aus dem Quotienten des kritischen Stromes I_c und der Querschnittsfläche A_K des Kanals. Die $I_{DS}(V_{DS})$ -Kurve wird auch als j_c -Kurve bezeichnet. Die Kanalströme I_{DS} können rechnergesteuert in $10 \mu\text{A}$ -Schritten von $10 \mu\text{A}$ bis 2 A eingestellt werden. Der Spannungsabfall V_{DS} am Kanal wird mit einem Nanovoltmeter 181 der Firma Keithley gemessen, und die Gatespannung wird wie bei der T_c -Messung mit dem Elektrometer angelegt. In Abbildung 5.5 sind verschiedene $I_{DS}(V_{DS})$ -Kurven dargestellt.

3.6.2.3 Spannungsabhängige Widerstandsmessung $R_{DS}(V_G)$

Die $R_{DS}(V_G)$ -Kurve wird im normalleitenden Zustand bei einer konstanten Temperatur T aufgezeichnet. Der Gatespannungsbereich wird zwischen der negativen Durchbruchspannung V_{DB-} und der positiven V_{DB+} variiert. Auch bei dieser Messung wird die Gatespannung mit dem Elektrometer angelegt und der Leckstrom gemessen. Eine spannungsabhängige Widerstandsmessung ist in Abbildung 5.3 abgebildet.

3.6.2.4 Dynamische Messung

Um die Schaltgeschwindigkeit des SuFETs zu bestimmen, werden Rechteckspannungsimpulse V_G mit einem Funktionsgenerator der Firma HAMEG auf den Gateeingang gegeben, und die Antwortfunktion der Kanalspannung V_{DS} wird aufgezeichnet. Die Frequenz der Rechteckimpulse kann zwischen $0,1 \text{ Hz}$ und 1 MHz betragen. Sowohl V_G als auch V_{DS} werden mit einem Zweikanal-Oszilloskop HAMEG HM 1007 aufgenommen, gespeichert und über einen Printer der Firma HAMEG ausgedruckt. Die Messungen werden bei einer konstanten Temperatur T und einem konstanten Kanalstrom I_{DS} durchgeführt. Aus der Anstiegs- und Abstiegszeit der Antwortimpulse des Kanals wird die Schaltgeschwindigkeit des SuFETs ermittelt. Aus dem Vergleich der Gatespannungsamplitude zu der Antwortamplitude des Kanals wird die Spannungsverstärkung bestimmt. Abbildung 5.15 zeigt ein Beispiel einer dynamischen Messung.

4. Eigenschaften der SrTiO₃-Schichten

Wie bereits in Gleichung (2.4) gezeigt wurde, ist die maximal erreichbare Änderung der Ladungsträgerkonzentration im SuFET-Kanal proportional zum Produkt aus der Dielektrizitätskonstanten ϵ_G und der Durchbruchfeldstärke E_{DB} der Isolationsschicht. ϵ_G -Einkristalldaten von SrTiO₃ (STO) steigen kontinuierlich von 300 bei Raumtemperatur bis 24000 bei 5 K an [Nev72, Saw62]. Aufgrund der hohen Dielektrizitätskonstanten ist STO ein interessantes Isolationsmaterial für die SuFETs. Bei Raumtemperatur besitzen STO-Kristalle eine kubische Struktur, die bei 110 K in eine tetragonale und bei 65 K in eine orthorhombische übergeht [Nev72]. STO gehört zu den sogenannten Perowskiten. Im Gegensatz zu anderen Perowskiten, wie z.B. BaTiO₃, zeigt STO keine ferroelektrischen, sondern paraelektrische Eigenschaften. Bei Temperaturen unterhalb 4 K geht STO in einen paraelektrischen Quantenzustand über [Mül79]. In diesem Zustand wird ein möglicher ferroelektrischer Phasenübergang durch Nullpunktsschwingungen der Teilchen unterdrückt. Dieser Temperaturbereich spielt bei den SuFETs allerdings keine Rolle, da sie immer in einem Bereich oberhalb 4 K betrieben und untersucht wurden.

Einkristalle, die einem äußeren elektrischen Feld E ausgesetzt sind, zeigen bei temperaturabhängigen Messungen der Dielektrizitätskonstanten ϵ_G ein ausgeprägtes Maximum [Heg64]. Hegenbarth et al. konnten die Messungen mit der Definitionsgleichung 3.5 und einem nichtlinearen Ansatz nach Devonshire beschreiben [Dev54]:

$$E = \alpha(T) \cdot P + \beta(T) \cdot P^3 \quad (4.1)$$

P ist die Polarisierung. Mit zunehmender Feldstärke wandert das Maximum zu höheren Temperaturwerten. Bei einem E -Feld von 9 kV/cm befindet sich das Maximum bei 65 K. Temperaturabhängige Messungen der Dielektrizitätskonstanten ϵ_G von Neville et al. zeigen das Maximum bei 65 K bei externen Feldern von 15 kV/cm und 23 kV/cm. Oberhalb 65 K wurde ein Curie-Weiss-Verhalten mit einer Curietemperatur von ca. 30 K nachgewiesen [Nev72]. Die Temperatur- und Feldabhängigkeit von ϵ_G wurden von Neville et al. entlang der Hauptachsenrichtungen [100], [110] und [111] an STO-Einkristallen gemessen. Bei allen Orientierungen wurde das Maximum und das paraelektrische Verhalten festgestellt. Der einzige Unterschied bestand darin, daß die Absolutwerte der Dielektrizitätskonstanten ϵ_G verschieden waren. Der ϵ_G -Wert entlang der [100]-STO-Richtung war im Vergleich zu den beiden anderen Hauptachsenrichtungen etwa 30% geringer. Die höchsten Werte wurden entlang der [110]-Kristallrichtung gemessen.

Neben den zu erwartenden hohen Werten der Dielektrizitätskonstanten ϵ_G gibt es noch einen weiteren Vorteil, der für die Verwendung von STO als Isolationsmaterial der SuFETs spricht. Die Gitterfehlpassung von STO mit der a- oder b-Achse von YBCO liegt unter 2%. Mechanische Verspannungen an der Grenzfläche von STO und YBCO sind daher gering.

Da die STO-Eigenschaften wie die Dielektrizitätskonstante ϵ_G , die Durchbruchfeldstärke E_{DB} und die dielektrische Polarisierung P maßgebend für die Eigenschaften der SuFETs sind, wurden entsprechende Untersuchungen an STO-Filmen durchgeführt. Diese Messungen wurden auch an Kondensatorstrukturen ohne YBCO-Schichten als Gegenelektrode vorgenommen. Dabei wurden STO-Schichten unter den üblichen Depositionsbedingungen, wie sie in Tabelle 3.1 angegeben sind, auf elektrisch leitende, Niob dotierte und (100) orientierte STO-Substrate

4 EIGENSCHAFTEN VON STO-SCHICHTEN

aufgebracht. Die elektrische Leitfähigkeit des Substrats wird dadurch eine 0,05 prozentige Niobdotierung erreicht. Das Substrat wird als eine der Kondensatorelektroden benutzt, während die Gegenelektrode durch einen 1 mm^2 großen Goldkontakt gebildet wird. Neben dem PLD-Verfahren wurden einige STO-Schichten auch durch Kathodenzerstäubung hergestellt, wobei sich kein Unterschied in der Qualität und den Eigenschaften der Filme zeigten. Die Versuche wurden bei unterschiedlichen Schichtdicken von 50 nm bis 700 nm durchgeführt. Die verschiedenen Meßverfahren sind in Kapitel 3.6.1 beschrieben, wobei sich positive Spannungswerte an den Kondensatoren ohne YBCO-Schicht auf das leitende Substrat beziehen.

Vergleichsmessungen von (100) und (110) orientierten STO-Schichten ergaben gleiche Charakteristiken. Lediglich die Absolutwerte von ϵ_G der (110)-Schichten sind etwa ein Drittel größer als die der (100)-Schichten. Diese Eigenschaft ist konsistent mit den Messungen von Neville et al. an Bulkproben.

Im Kapitel 4.1 werden die Messungen an den (100) orientierten STO-Schichten vorgestellt. Die meisten Filme wurden auf die Niob dotierten STO-Substrate aufgebracht. Neben den epitaktischen STO-Schichten wurden auch amorphe STO-Schichten untersucht. Die amorphen Filme werden bei Raumtemperatur auf das Substrat aufgebracht. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen werden in Kapitel 4.2 gezeigt. Eine Zusammenfassung sowohl der epitaktischen als auch der amorphen STO-Eigenschaften wird in Kapitel 4.3 gegeben.

4.1 Epitaktische (100)-STO-Filme

4.1.1 Temperaturverlauf von $\epsilon_G(T,f)$ mit der Frequenz als Parameter

Abbildung 4.1 zeigt den Temperaturverlauf der Dielektrizitätskonstanten ϵ_G eines 200 nm dicken Filmes mit der Frequenz f als Parameter. Die vier Kurven sind bei unterschiedlichen Frequenzen (100Hz, 1kHz, 10kHz und 100kHz) mit einem LCZ-Meter aufgezeichnet worden. Man erkennt eine geringe Abnahme von ϵ_G mit zunehmender Frequenz. Der maximale Unterschied zwischen der 100 Hz- und der 100 kHz-Messung beträgt bei einer Temperatur von 40K etwa 5%. Unterhalb 100 kHz wurden auch von Yamaguchi et al. geringfügige Frequenzabhängigkeiten beobachtet [Yam93]. Nach Yamaguchi et al. nehmen die ϵ_G -Werte oberhalb von 1 MHz aufgrund der Zunahme der dielektrischen Verluste ab.

Auffallend ist vor allem eine starke Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten ϵ_G . Bei Raumtemperatur wird der niedrigste Wert von ca. 200 erreicht. Der von Neville et al. ermittelte Bulkwert lag bei 300. Mit abnehmender Temperatur steigt ϵ_G für $f=100 \text{ kHz}$ stetig bis auf einen Wert von ca. 360 an, der bei etwa 40 K erreicht wird. Von 40 K bis 4,2 K sinkt ϵ_G kontinuierlich auf etwa 340. Ähnliche Ergebnisse werden auch von anderen Gruppen berichtet [Gal93,Mis93,Chr94]. Im Gegensatz zu den Bulkproben zeigen die dünnen Filme ein Maximum der Dielektrizitätskonstanten ϵ_G auch ohne ein äußeres elektrisches Feld. Da das LCZ-Meter mit einer Wechselspannung von 50 mV arbeitet, liegt aber an der 200 nm dicken Schicht ein externes, effektives Feld von 2,5 kV/cm an. Bei dieser Feldstärke hatten auch Hegenbarth et al. ein Maximum bei 25 K an STO-Einkristallen festgestellt. Die Temperaturab-

4.1 EPITAKTISCHE (100)-STO-FILME

hängigkeit von ϵ_G epitaktischer Filme kann mit dem Ansatz nach Devonshire beschrieben werden [Chr94b].

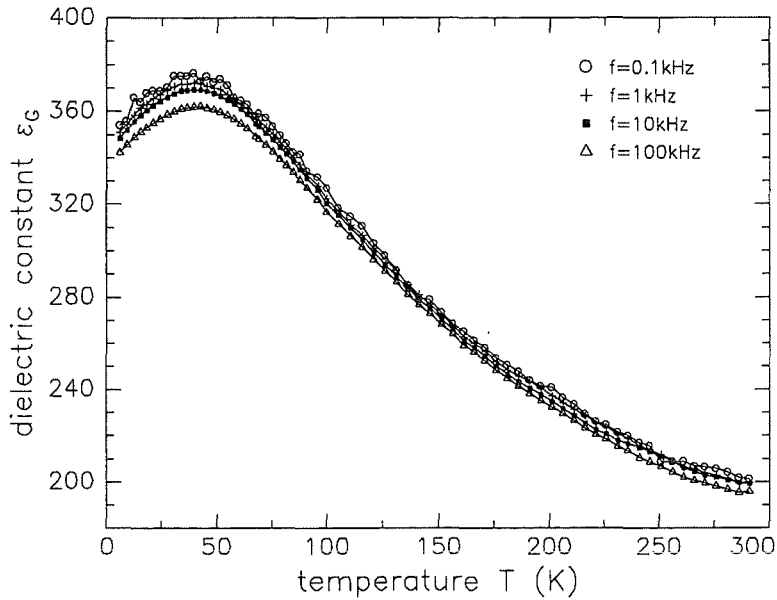


Abb.4.1: Temperatur- und Frequenzabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten ϵ_G einer 200 nm dicken (100) orientierten STO-Schicht.

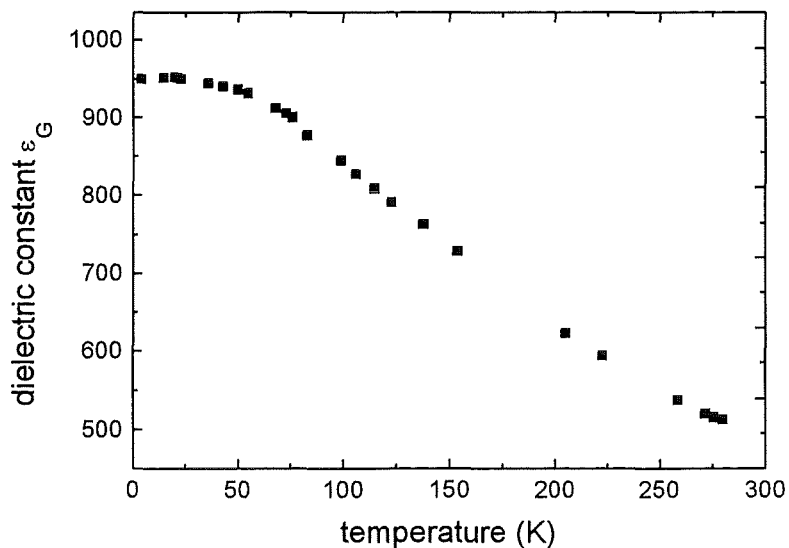


Abb.4.2: Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten ϵ_G einer 200 nm dicken (100) orientierten STO-Schicht, die auf einer 17 nm dicken (100) orientierten YBCO-Schicht aufgewachsen ist.

4 EIGENSCHAFTEN VON STO-SCHICHTEN

Im Vergleich zur STO-Schicht, die auf dem Niob dotierten STO-Substrat aufgebracht wurde, zeigt Abbildung 4.2 den Temperaturverlauf von ϵ_G für eine ebenfalls 200 nm dicke STO-Schicht, die aber auf einer 17 nm dicken YBCO-Schicht aufgewachsen ist. Diese Messungen und die weiteren ϵ_G -Messungen sind alle bei 100 kHz durchgeführt worden. Die ϵ_G -Werte sind etwa 2,5 mal so groß wie die Werte in Abbildung 4.1, und sie zeigen ein nur schwach ausgeprägtes Maximum bei 20 K. Bei Raumtemperatur beträgt ϵ_G etwa 500 und bei 4,2 K 950. Die Erhöhung der Dielektrizitätskonstanten kann damit zusammenhängen, daß die effektive STO-Schichtdicke aufgrund einer rauhen YBCO-Oberfläche dünner als 200 nm ist. Die Berechnung von ϵ_G aus der Kapazitätsmessung fällt dadurch zu groß aus. Ein anderer Grund, der die niedrigen ϵ_G -Werte in Abbildung 4.1 erklären könnte, ist eine Ladungsträger-Verarmungszone an der Substratoberfläche. Mannhart et al. gehen davon aus, daß die Niobdotierung des Substrats in einer Oberflächenzone von bis zu 1 μm Tiefe reduziert ist [Man92b]. Dadurch bilden die STO-Schicht und die Verarmungszone, die ein kleineres ϵ_G als die Schicht besitzt, einen Maxwell'schen Zweischichtkondensator [Koh96]. Wie bei zwei in Serie geschalteten Kondensatoren ist der Kondensator mit dem kleineren ϵ_G -Wert für die resultierende Dielektrizitätskonstante entscheidend und reduziert den Gesamtwert.

4.1.2 Temperaturverlauf von $\epsilon_G(T, d_G)$ mit der Schichtdicke als Parameter

Der Temperaturverlauf von ϵ_G für verschiedene Schichtdicken von 50 nm bis 700 nm ist in Abbildung 4.3 gezeigt.

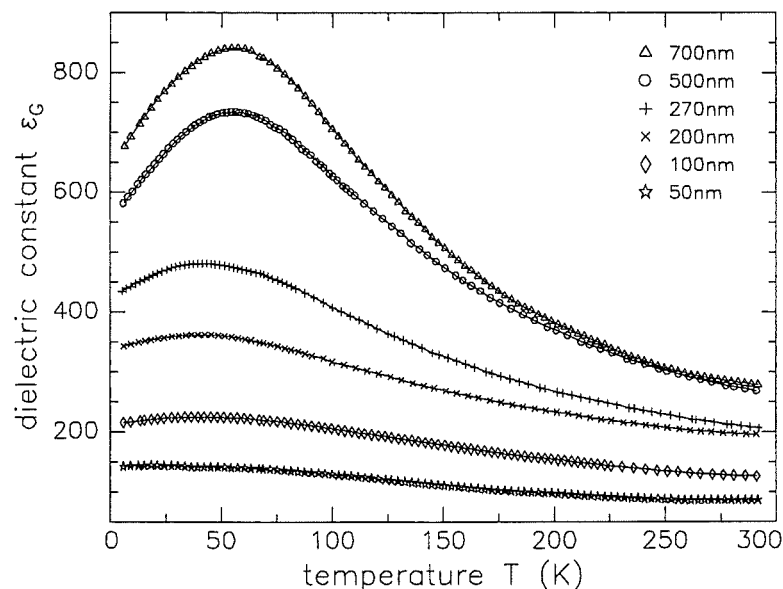


Abb. 4.3: Temperatur- und Schichtdickenabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten ϵ_G von (100) orientierten STO-Schichten bei einer Meßfrequenz von 100 kHz.

4.1 EPITAKTISCHE (100)-STO-FILME

Vergleicht man die Kurven unterschiedlicher Schichtdicke, so stellt man einen deutlichen Anstieg der Dielektrizitätskonstanten ϵ_G mit zunehmender Dicke fest. Die Maxima der Kurven liegen im Temperaturbereich von 35 K bis 60 K. Die 500 nm und 700 nm dicken Filme zeigen bei Raumtemperatur einen ϵ_G -Wert von ca. 280, der mit dem Wert des Bulkmaterials von 300 vergleichbar ist. Ihr Maximalwert von 750 bzw. 850 ist aber deutlich kleiner als der Einkristallwert von 24000. Wie in Kapitel 4.1.1 schon erwähnt wurde, kann die Reduzierung von ϵ_G mit dem Modell des Maxwell'schen Zweischichtkondensators erklärt werden. Geht man davon aus, daß nur eine dünne STO-Schicht am Interface zwischen Schicht und Substrat ein reduziertes ϵ_G aufweist, so steigen die ϵ_G -Werte mit wachsender Schichtdicke an. Man muß sich aber auch im klaren sein, daß epitaktische STO-Schichten aufgrund ihrer immer vorhandenen Defektstrukturen nicht direkt mit den Einkristallen verglichen werden können und sie daher immer eine reduzierte Dielektrizitätskonstante besitzen könnten

4.1.3 Temperaturverlauf von $\epsilon_G(T, E_G)$ mit der Feldstärke als Parameter

In Abbildung 4.4 sind die Ergebnisse der temperatur- und feldabhängigen Messungen der Dielektrizitätskonstanten ϵ_G der 200 nm dicken Schicht aus Abbildung 4.1 dargestellt. Es werden elektrische Felder E_G von -180 kV/cm bis +180 kV/cm angelegt. Man erkennt deutlich, daß ϵ_G stark vom Feld abhängt. Die Feldabhängigkeit ist für tiefe Temperaturen stärker ausgeprägt als für hohe Temperaturwerte. Auffallend ist, daß die Kurve mit dem höchsten ϵ_G -Wert nicht beim größten negativem Feld von -180 kV/cm oder bei 0 kV/cm erreicht wird, sondern bei -45 kV/cm erreicht wird. Dieser Sachverhalt wird bei der Messung, die in Abbildung 4.5 gezeigt wird, noch einmal deutlicher dargestellt und diskutiert.

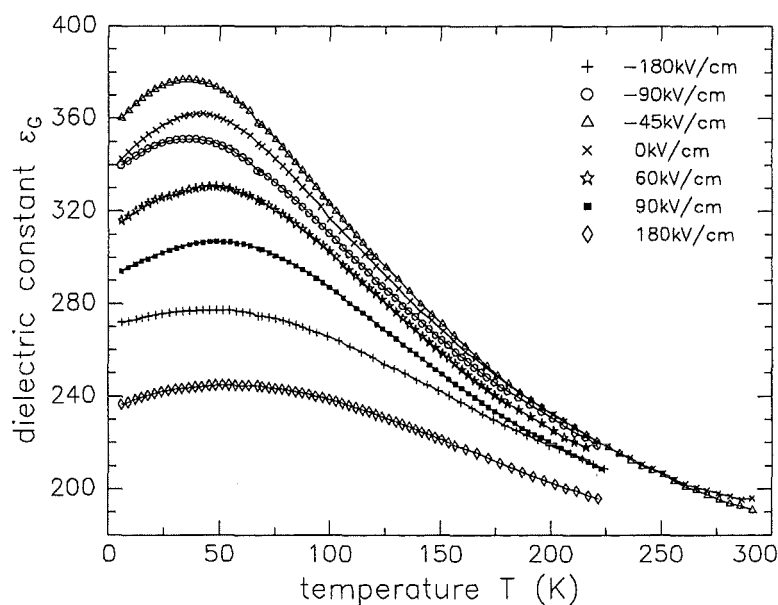


Abb 4.4: Temperatur- und Feldabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten ϵ_G einer (100) orientierten 200 nm dicken STO-Schicht bei einer Meßfrequenz von 100 kHz.

4 EIGENSCHAFTEN VON STO-SCHICHTEN

4.1.4 Spannungs- und Schichtdickenabhängigkeit von $\epsilon_G(V_G, d_G)$

Abbildung 4.5 zeigt die Spannungsabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten ϵ_G bei einer konstanten Temperatur von 5 K mit der Schichtdicke d_G als Parameter. Die Filmdicke variiert zwischen 50 nm und 700 nm. Die Meßkurven haben die Form einer „Glockenkurve“. Die Gate-spannungen V_G sind durch die Durchbruchspannung der jeweiligen Schicht begrenzt.

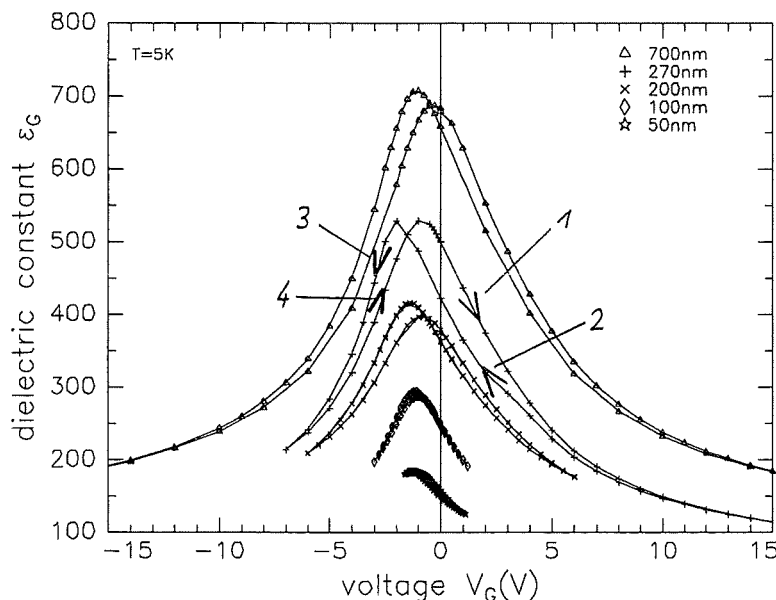


Abb. 4.5: Spannungs- und Schichtdickenabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten ϵ_G (100) orientierter STO-Schichten bei einer Meßfrequenz von 100 kHz und einer Temperatur von 5K. Der Meßzyklus wird durch die 4 Pfeile angegeben.

Auffallend ist, daß die Glockenkurven aus zwei Zweigen mit unterschiedlicher Nulllage zusammengesetzt sind. Der Meßzyklus wird durch 4 Pfeile verdeutlicht. Eine Umkehrung der Durchlaufrichtung führt zu gleichen Ergebnissen. Christen et al. führen die Verschiebung auf „eingefrorene“ Ladungen zurück, die an der Grenzfläche zwischen dem leitenden Substrat und der STO-Schicht eingefangen werden und auch schon ohne äußeres Feld vorhanden sind [Chr94b]. Die im Zyklus 1 (Löcher) und 2 (Elektronen) eingefangenen Ladungen wirken sich auf die Messung derart aus, daß sie das Feld im Zyklus 2 und 4 künstlich erhöhen. Diese Feldüberhöhung hat zur Folge, daß die Kurve von Zyklus 2 gegenüber der von Zyklus 1 nach links und die Kurve von Zyklus 4 gegenüber der von Zyklus 3 nach rechts verschoben ist.

Die Maxima von ϵ_G befinden sich unabhängig von der Schichtdicke im Spannungsbereich zwischen -2 V und -1 V. Die Maxima treten nicht bei gleichen Feldstärken, sondern bei etwa

4.1 EPITAKTISCHE (100)-STO-FILME

gleichen Spannungen auf. Diese Beobachtung kann mit unterschiedlichen Austrittsarbeiten von etwa 1 bis 2 eV der beiden verschiedenen Elektroden erklärt werden. Schichten mit einer YBCO-Elektrode zeigen ein Maximum von ϵ_G bei etwa -1,2 V gegenüber der Goldelektrode. Die Austrittsarbeit von YBCO würde demnach 1,2 eV über der von Gold liegen. Ergebnisse von Hirano et al. zeigen außerdem, daß das Maximum bei Gold/STO/Gold-Strukturen bei 0V liegt und bekräftigen die Vermutung, daß eine Verschiebung des Maximums bei spannungsabhängigen Messungen der Dielektrizitätskonstanten ϵ_G von epitaktischen STO-Filmen auf unterschiedliche Austrittsarbeiten der beiden Kondensatorelektroden zurückzuführen ist [Hir92].

4.1.5 Durchbruchfeldstärke E_{DB}

Ein wichtiges Kriterium für den Einsatz des Dielektrikums in SuFETs ist neben der Dielektrizitätskonstanten ϵ_G die Durchbruchfeldstärke E_{DB} . Sie wird aus der Strom-Spannungs-Kennlinie der STO-Schicht, wie sie in Abbildung 4.6 gezeigt wird, ermittelt. Als Kriterium des Durchbruchfeldes wird die Gatespannung V_G gewählt, bei der der Leckstrom I_G ein Promille des YBCO-Kanalstroms I_{DS} beträgt. Da der typische Arbeitsstrom des YBCO-Kanals bei den in dieser Arbeit vorgestellten SuFETs 10 μ A beträgt, ist das Kriterium für den elektrischen Durchbruch des Isolators auf einen Leckstrom von 10 nA festgelegt worden.

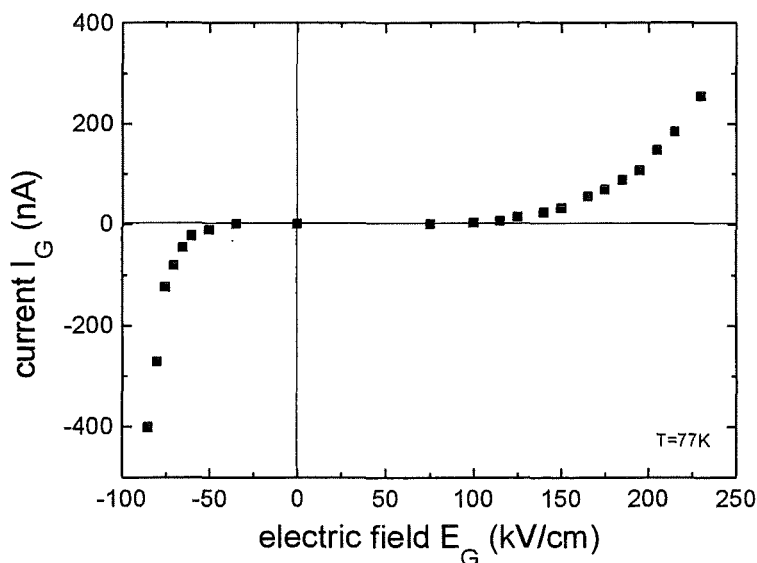


Abb. 4.6: Durchbruchkennlinie einer 200 nm dicken (100) orientierten STO-Schicht, die auf einem 17 nm dicken (100) orientierten YBCO-Film aufgewachsen ist. Die Meßtemperatur T beträgt 77 K.

Die Durchbruchkennlinie aus Abbildung 4.6 ist an einer 200 nm dicken STO-Schicht gemessen worden, die auf einer 17 nm dicken YBCO-Schicht aufgewachsen ist. Die Meßtemperatur beträgt 77 K. Die Kurve ist hinsichtlich der Spannungspolarität asymmetrisch und gleicht der Diodenkennlinie eines pn-Übergangs [Man91b]. Die YBCO-Source-Elektrode entspricht der p- und die Gold-Gate-Elektrode der n-Elektrode. Der positive bzw. negative Feldbereich ist

4 EIGENSCHAFTEN VON STO-SCHICHTEN

mit dem Sperr- bzw. dem Durchlaßbereich vergleichbar. Die Durchbruchfelder betragen $E_{DB+} = +120 \text{ kV/cm}$ und $E_{DB-} = -50 \text{ kV/cm}$. Für die spezifischen Widerstände ergeben sich Werte von $60 \text{ G}\Omega\text{cm}$ und $25 \text{ G}\Omega\text{cm}$. Die Asymmetrie des Durchbruchs läßt sich wiederum mit unterschiedlichen Austrittsarbeiten der Elektroden erklären. Im negativen Feldbereich wird die Barriere schon bei kleineren Spannungen überschritten, und der Durchbruchstrom setzt früher ein. Der Stromanstieg beim Durchbruch verläuft exponentiell. Kleine Leckströme unterhalb $1 \mu\text{A}$ führen noch nicht zu einem lawinenartigen Durchbruchprozeß, der das Dielektrikum zerstören würde. Ein Stromtransport über YBCO-Ausscheidungen oder STO-Defekte könnten den exponentiellen Verlauf erklären [Chr94b]. STO-Defekte wie Korngrenzen, Stufen- und Schraubenversetzungen wurden von Frey et al. durch TEM-Aufnahmen identifiziert [Fre96]. Die Durchbruchfelder von epitaktischen 200 nm dicken STO-Schichten, die direkt auf einem elektrisch leitenden Substrat aufgewachsen sind, liegen im Bereich von $\pm 300 \text{ kV/cm}$. Die Werte sind damit nicht viel höher als bei den Schichten, die auf YBCO-Filmen wachsen. Allerdings ist die Asymmetrie nicht so stark ausgeprägt. Die Durchbruchfelder werden bei Temperaturen unter 120 K gemessen. Bei Temperaturen oberhalb 120 K steigen die Leckströme schlagartig an, da der spezifische STO-Widerstand mit zunehmender Temperatur drastisch abnimmt.

4.1.6 Dielektrische Polarisation $P(V_G)$

In Abbildung 4.7 wird die spannungsinduzierte Polarisation P in Abhängigkeit von der Schichtdicke gezeigt. Bei dieser Messung wird die Ladung bestimmt, die durch das Anlegen der elektrischen Spannung auf den Kondensator fließt. Die S-förmigen Kurven verdeutlichen das nichtlineare Verhalten des Dielektrikums. Die Verzweigung der Kurven bei einem Meßzyklus deutet auf Verluste hin, die auf die eingefangenen Ladungen an der Grenzfläche zur Elektrode zurückzuführen sind. Vergleicht man die Polarisationswerte der einzelnen Kurven mit typischen Spannungswerten aus der TTL-Halbleiterelektronik von $\pm 5 \text{ V}$, so zeigt sich die größte Polarisierbarkeit bei einer Filmdicke von 200 nm . Eine STO-Schichtdicke von etwa 200 nm wäre demnach am günstigsten für SuFETs, die bei $\pm 5 \text{ V}$ betrieben werden sollten. Dünnere Filme haben eine geringere Durchbruchspannung, und dickere Isolationsschichten erreichen die gleiche Polarisation erst bei höheren Gatespannungen. Die Polarisationswerte der 200 nm dicken Schicht bei $\pm 5 \text{ V}$ betragen $+8 \mu\text{C/cm}^2$ und $-12 \mu\text{C/cm}^2$. Diese Asymmetrie ist auf die unterschiedlichen Austrittsarbeiten der beiden Elektroden zurückzuführen.

Die Nichtlinearität epitaktischer STO-Filme ist ein Nachteil im Hinblick auf die Verwendung von STO als Isolationsmaterial für die SuFETs. Das Abflachen der Polarisationskurven mit steigenden Feldern führt zu einer stetigen Verlangsamung der relativen Änderung der Ladungsträgerkonzentration und damit verbunden zu einer Abnahme der Effektivität des SuFETs. Es wäre wünschenswert, ein lineares und verlustfreies Dielektrikum mit ähnlich hohen Polarisationswerten wie epitaktisches STO benutzen zu können.

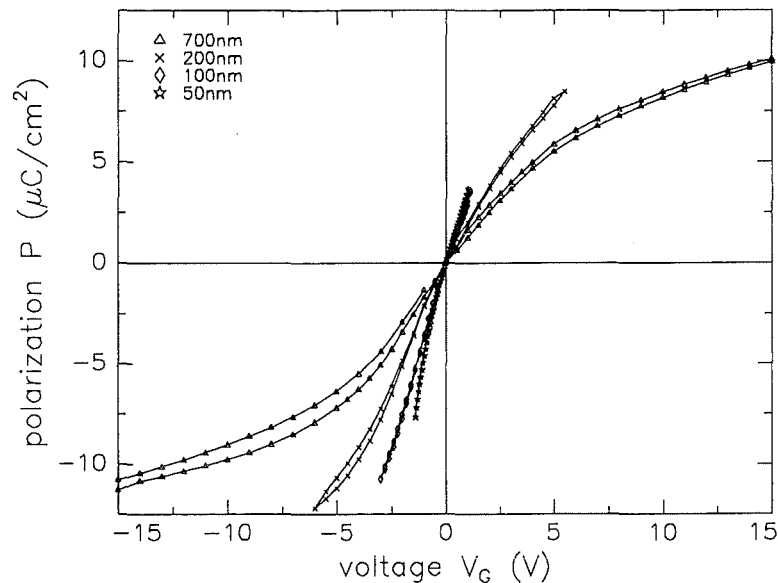


Abb.4.7: Polarisationskurven von (100) orientierten STO-Schichten unterschiedlicher Dicke bei einer Temperatur von 5 K.

Im Hinblick auf diese Eigenschaften wurden Untersuchungen an amorphen STO-Schichten durchgeführt. Die Ergebnisse werden in Kapitel 4.2 vorgestellt. Durch Änderung der Depositionstemperatur auf Raumtemperatur werden die amorphen STO-Schichten hergestellt. Aufgrund der niedrigen Depositionstemperatur können chemische Reaktionen zwischen YBCO und STO vermieden werden. Der Vorteil bei den SuFETs mit amorphen Isolationsschichten könnte darin bestehen, daß sowohl die STO-Isolationseigenschaften als auch die Transporteigenschaften des YBCO-Kanals verbessert würden.

4.2 Amorphe STO-Filme

4.2.1 Temperaturverlauf von $\epsilon_G(T, d_G)$ mit der Schichtdicke als Parameter

Das Temperaturverhalten der Dielektrizitätskonstanten ϵ_G unterschiedlich dicker amorpher STO-Schichten ist in Abbildung 4.8 gezeigt.

4 EIGENSCHAFTEN VON STO-SCHICHTEN

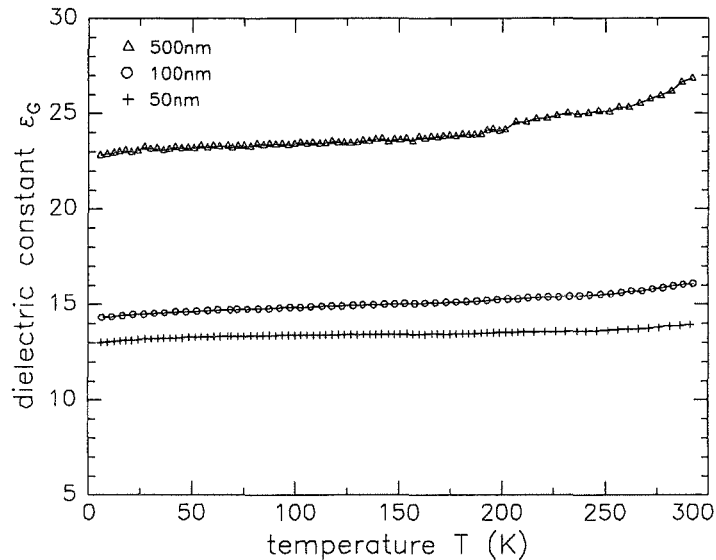


Abb. 4.8: Temperatur- und Schichtdickenabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten ϵ_G amorpher STO-Schichten bei einer Meßfrequenz von 100 kHz.

ϵ_G ist im gesamten Temperaturbereich von 5 K bis Raumtemperatur nahezu konstant. Eine Zunahme der Dielektrizitätskonstanten ϵ_G mit wachsender Schichtdicke wird auch beim amorphen Isolator beobachtet. Die ϵ_G -Werte zwischen den 50 nm und 500 nm dicken Schichten liegen im Bereich von 13 bis 25. Im Gegensatz zu den epitaktischen Filmen, die Werte bis zu 1000 erreichten, ist die Dielektrizitätskonstante des amorphen STO wenigstens eine Größenordnung geringer.

4.2.2 Durchbruchfeldstärke E_{DB}

Trotz des geringen Wertes der Dielektrizitätskonstanten ϵ_G könnten diese Isolationsschichten für die SuFETs in Frage kommen, wenn die Durchbruchfeldstärken E_{DB} mindestens um eine Größenordnung höher wären als bei den epitaktischen Filmen. Eine typische Durchbruchkennlinie eines 100 nm dicken Films ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Die Meßtemperatur beträgt 5 K. Die Durchbruchfeldstärken liegen bei +600 kV/cm und -300 kV/cm. Somit liegen die Durchbruchfelder der amorphen Schichten in der gleichen Größenordnung wie die der epitaktischen Filmen, die auf leitenden Substraten aufgewachsen sind.

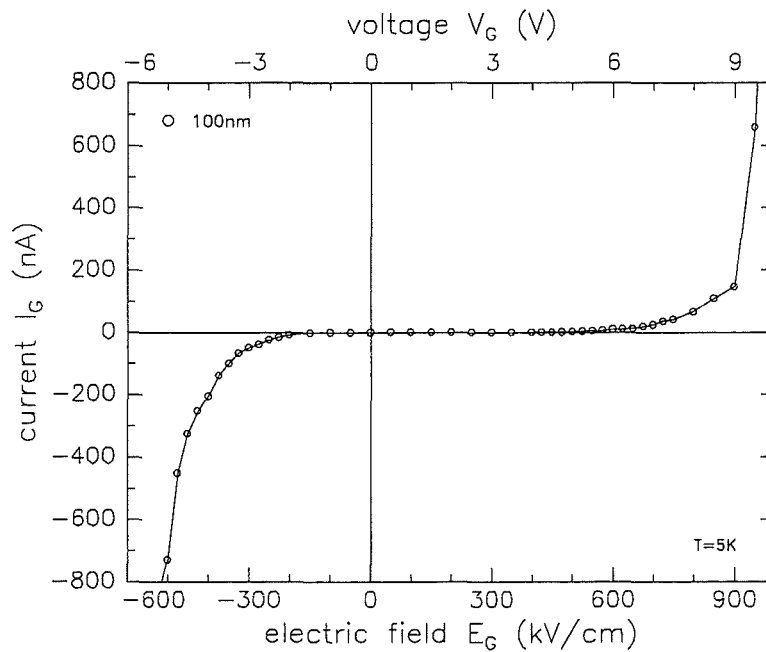


Abb. 4.10: Durchbruchkennlinie einer 100 nm dicken amorphen STO-Schicht bei $T = 5$ K.

4.2.3 Dielektrische Polarisation $P(E_G)$

Die Polarisationskurve einer 100 nm dicken amorphen STO-Schicht bei einer Temperatur von 5 K ist in Abbildung 4.11 aufgetragen. Das amorphe STO verhält sich wie ein lineares Dielektrikum. Vergleicht man die Absolutwerte der Polarisation P der amorphen mit den epitaktischen Schichten, so sind die Werte des amorphen Isolators eine Größenordnung niedriger. Die 100 nm dicke amorphe Schicht zeigt bei ± 5 V Polarisationswerte von etwa $\pm 0,7 \mu\text{C}/\text{cm}^2$. Im Vergleich dazu sind die Werte des 200 nm dicken epitaktischen Films aus Abbildung 4.7 mit $+8 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ und $-12 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ wesentlich höher.

4 EIGENSCHAFTEN VON STO-SCHICHTEN

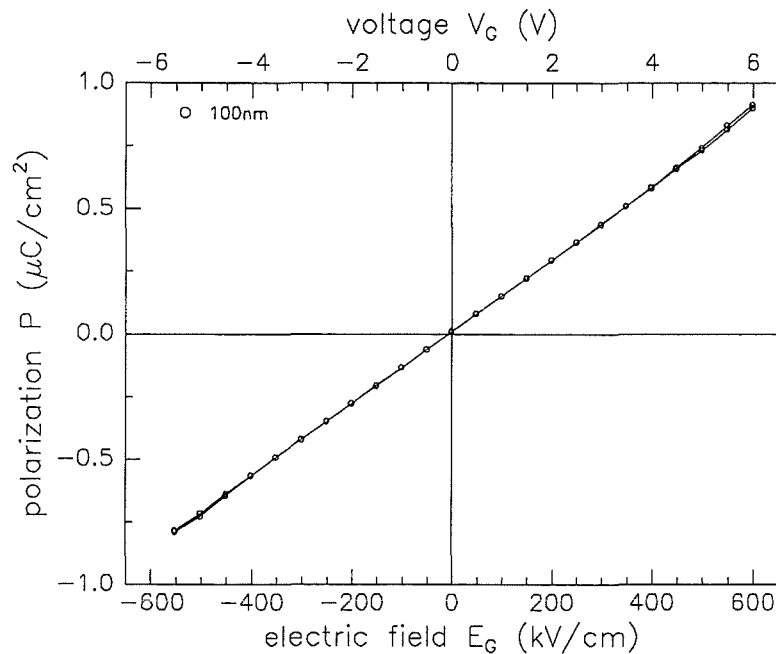


Abb. 4.11: Polarisationskurve einer 100 nm dicken amorphen STO-Schicht bei $T=5\text{ K}$.

Aufgrund der geringen Dielektrizitätskonstanten ϵ_G und der im Vergleich zu epitaktischen Filmen kaum höheren Durchbruchfeldstärken E_{DB} und den daraus resultierenden niedrigen Polarisationswerten sind die amorphen STO-Schichten für die Anwendung als SuFET-Isolationsmaterial schlechter geeignet als die epitaktischen Filme.

4.3 Zusammenfassung der STO-Eigenschaften

Die Dielektrizitätskonstante ϵ_G von epitaktischen STO-Schichten ist stark temperaturabhängig und weist bei Temperaturen zwischen 35 K und 60 K ein Maximum auf. Eine leichte Frequenzabhängigkeit von ϵ_G wird zwischen 100 Hz und 100 kHz beobachtet, wobei mit wachsender Frequenz die ϵ_G -Werte sinken. Der geringste Werte von ϵ_G zwischen 200 und 300 wird bei Raumtemperatur festgestellt. Mit wachsender Schichtdicke steigt die Dielektrizitätskonstante an. Es können ϵ_G -Werte bis 1000 erreicht werden.

Spannungsabhängige Messungen der Dielektrizitätskonstanten bei konstanter Temperatur zeigen eine Meßkurve, die aus zwei verschobenen „Glockenkurven“ besteht. Die Maxima der Glockenkurven liegen unabhängig von der Schichtdicke im Bereich von -2 V bis -1 V. Unterschiedliche Austrittsarbeiten der Kondensatorelektroden erklären dieses Verhalten. Die Ver-

4.3 ZUSAMMENFASSUNG DER STO-EIGENSCHAFTEN

schiebung, die zur Ausbildung von zwei Glockenkurven führt, wird auf Ladungen zurückgeführt, die an der Grenzfläche des leitenden Substrats mit der STO-Schicht eingefangen werden. Die Durchbruchkennlinien haben die asymmetrische Form von Diodenkennlinien eines pn-Übergangs. Kleine Leckströme unter $1 \mu\text{A}$ führen noch nicht zur Zerstörung des Isolators. Die Strompfade könnten über Defekte im STO oder bei den SuFETs über YBCO-Ausscheidungen verlaufen. Die Durchbruchfeldstärken betragen bis zu $\pm 300 \text{ kV/cm}$. Messungen der dielektrischen Polarisation zeigen deutlich die Nichtlinearität des Dielektrikums. Es werden Polaritätswerte um $\pm 10 \mu\text{C/cm}^2$ erreicht.

Die Dielektrizitätskonstanten amorpher STO-Schichten sind weder temperatur- noch spannungsabhängig. Eine geringe Schichtdickenabhängigkeit wird beobachtet. Es werden ϵ_G -Werte bis zu 25 erreicht. Die Durchbruchfeldstärken sind etwas höher als bei den epitaktischen Filmen und liegen im Bereich von $\pm 600 \text{ kV/cm}$. Die Polarisationskurven zeigen deutlich die Linearität des Dielektrikums. Es werden allerdings nur Werte unter $\pm 1 \mu\text{C/cm}^2$ erreicht.

Um einen Feldeffekt im Prozentbereich zu erzielen, müssen aus den theoretischen Überlegungen aus Kapitel 2.2 Werte von mindestens $8 \cdot 10^7 \text{ V/cm}$ für das Produkt $\epsilon_G \cdot E_{DB}$ erreicht werden (Vgl. Gleichung 2.6). Dieser Wert wird nur bei den epitaktischen STO-Filmen gemessen. Die Werte des amorphen STO sind eine Größenordnung zu niedrig. Der Unterschied von einer Größenordnung kann direkt aus den Polarisationswerten abgelesen werden. Aufgrund der niedrigen Polarisationswerte, die sich aus den geringen ϵ_G -Werten und der nicht höheren Durchbruchfeldstärke gegenüber den epitaktischen Filmen ergeben, sind die amorphen STO-Schichten nicht als Isolationsmaterial für die SuFETs geeignet.

Im Kapitel 5 werden die Feldeffektmessungen an den SuFETs vorgestellt, die alle mit epitaktischen STO-Isolationsschichten hergestellt wurden.

5. Feldeffektmessungen an den SuFETs

In diesem Kapitel werden die Untersuchungen zum elektrischen Feldeffekt an den SuFETs vorgestellt. Die SuFETs sind YBCO/STO/Gold-Heteroschichtsysteme, die in Kapitel 3.2 beschrieben wurden. Als Isolationsschicht wurde epitaktisches STO verwendet, da es sich, wie in Kapitel 4 erläutert wurde, gut als Dielektrikum eignet. Die YBCO-Kanäle wurden in drei unterschiedlichen Wachstumsorientierungen aufgebracht. Die Feldeffektuntersuchungen wurden an (001), (110) und (103)/(013) orientierten YBCO-Filmen durchgeführt. Als Kontaktfläche und als Gegenelektrode zum YBCO-Kanal wurde Gold verwendet. Durch Variation der Gatespannung wurden Modulationen im Widerstand R_{DS} , in der kritischen Stromdichte j_c und der kritischen Temperatur T_c erreicht.

An den (001) orientierten YBCO-Filmen wurden die Effekte schichtdickenabhängig untersucht. Es wurden Proportionalitäten zwischen der relativen Änderung der Ladungsträgerkonzentration im YBCO-Kanal und den beobachteten Modulationen festgestellt. An den (001)-SuFETs wurde sowohl das dynamische Schaltverhalten als auch die Tauglichkeit als möglicher Spannungsverstärker überprüft.

Aufgrund der anisotropen Eigenschaften der YBCO-Verbindung war es von großem Interesse, die c-Achsen-Feldeffekte mit Messungen an (110) und (103)/(013) orientierten YBCO-Kanälen zu vergleichen. Die Transportströme I_{DS} der (001)-SuFETs verlaufen immer parallel zu den CuO_2 -Ebenen, und das transversale elektrische Feld E_G dringt senkrecht dazu in die YBCO-Schicht ein. In Abbildung 5.1a ist dieser Sachverhalt schematisch dargestellt, wobei die CuO_2 -Ebenen durch die grauen Flächen gekennzeichnet werden. Bei den (110)- und (103)/(013)-SuFETs, die nach der Doppelstruktur aus Abbildung 3.4 hergestellt wurden, verlaufen die Transportströme nicht immer parallel zu den Ebenen. Abbildung 5.1b zeigt schematisch den (110) orientierten YBCO-Film. Die Kanäle wurden so strukturiert, daß der Transportstrom I_{DS1} des einen Kanals senkrecht zu den CuO_2 -Ebenen fließen muß ([001]-Substrat-Richtung), während im zweiten Kanal I_{DS2} parallel zu den Ebenen verläuft. Das transversale elektrische Feld dringt bei dem (110) orientierten YBCO parallel zu den Ebenen ein. Die Situation in den (103)/(013) orientierten YBCO-Schichten, in die das elektrische Feld unter einem Winkel von 45° zu den CuO_2 -Ebenen eindringt, ist in Abbildung 5.1c abgebildet. In diesem Film verläuft I_{DS1} parallel zu den Ebenen, während I_{DS2} auf einem „Zick-Zack“-Kurs verschiedenen 90° Korngrenzen passieren muß. Dieser Kanal liegt in der [-110]-Substrat-Richtung.

Sowohl in der [001]-Richtung der (110)-SuFETs als auch in der [-110]-Richtung der (103)/(013)-SuFETs könnte ein stärkerer Feldeffekt hervorgerufen werden. In der [001]-Richtung der (110)-SuFETs fließt der Transportstrom entlang der YBCO c-Achsenrichtung. Entlang der c-Achse beobachteten Prusseit et al. in sauerstoffreduzierten YBCO-Filmen intrinsische Josephson-Effekte [Pru96]. Diese Beobachtungen wurden zuvor schon an $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ -Einkristallen von Kleiner et al. gemacht [Kle92]. Verstärkte Feldeffekte wurden von Mannhart et al. an YBCO-Filmen beobachtet, die mit Diamantpaste so bearbeitet wurden, daß sehr feine Mikrogräben entstanden, die als extrinsische weak links wirkten [Man93]. Eine Überlegung besteht nun darin, daß entlang der YBCO c-Achsenrichtung intrinsische weak links vorhanden sein könnten, die einen Feldeffekt möglicherweise verstärken würden.

5 FELDEFFEKTMESSUNGEN AN DEN SUFETS

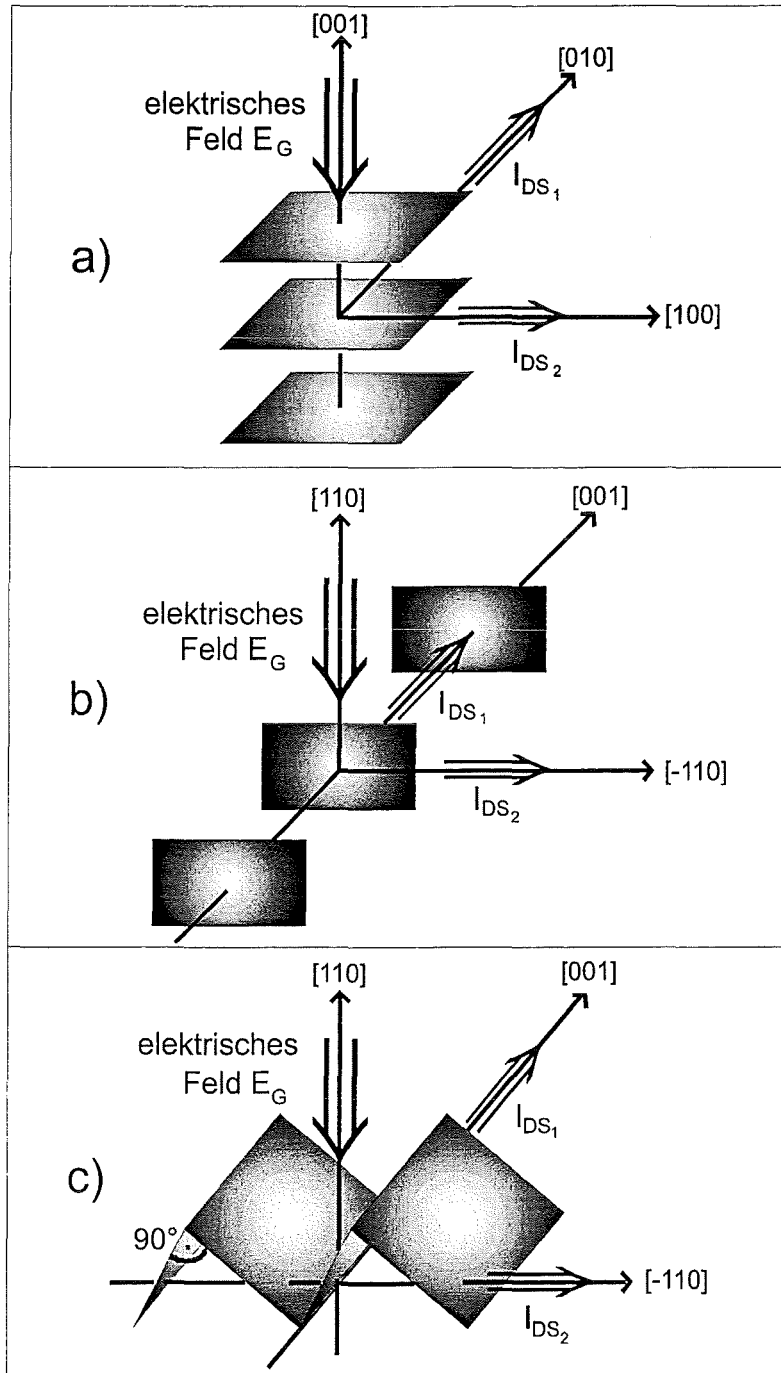


Abb. 5.1: Schematische Darstellung der Transportstromrichtungen I_{DS} in den a) (001)-, b) (110)- und c) (103)/(013) orientierten YBCO-Filmen. Die grauen Flächen stellen die CuO_2 -Ebenen der YBCO-Schichten dar.

5.1 EFFEKTE AN (001) ORIENTIERTEN YBCO-KANÄLEN

In der [-110]-Richtung der (103)/(013)-SuFETs erhofft man sich aufgrund der 90° Korngrenzen einen stärkeren Feldeffekt. Bisher wurden verstärkte Feldeffekte an Korngrenzen gezeigt, die in YBCO-Filmen unter Verwendung von Bikristallen hergestellt wurden [Nak94, May96]. Die (103)/(013)-SuFETs bieten die Möglichkeit, sehr viele 90° Korngrenzen auszunutzen. Sowohl bei den (110)- als auch bei den (103)/(013)-SuFETs besteht die Möglichkeit, am zweiten Kanal eine Referenzmessung durchzuführen, die den Feldeffekt bei Stromtransport parallel zu den CuO₂-Ebenen analog zu den c-Achsen Filmen zeigt. Die Ergebnisse der (001)-SuFETs werden in Kapitel 5.1 vorgestellt. Die Effekte an den (110)- und (103)/(013)-SuFETs sind in Kapitel 5.2 bzw. 5.3 zusammengefaßt.

5.1 Effekte an (001) orientierten YBCO-Kanälen

5.1.1 Modulationen des Widerstandes, der kritischen Stromdichte und der kritischen Temperatur

In diesem Kapitel werden die elektrischen Feldeffekte an den SuFETs mit (001) orientierten Source-Drain-Kanälen vorgestellt. Die Transportströme fließen innerhalb der ab-Ebenen parallel zur Substratoberfläche. Messungen an der Doppelstruktur aus Abbildung 3.4 mit zwei senkrecht zueinander verlaufenden Kanälen zeigten identische Ergebnisse. Bei den nachfolgenden Untersuchungen wurde die einfache Struktur aus Abbildung 3.3 verwendet, die nur einen Kanal besitzt. Die Meßergebnisse, die in den Abbildungen 5.2 bis 5.5 gezeigt werden, sind an einem einzigen SuFET gemessen worden. Die Kanaldicke dieses SuFETs beträgt 4,5 nm und entspricht etwa 4 YBCO-Einheitszellen. Die STO-Isolationsschicht ist 200 nm dick und wie das verwendete Substrat (100) orientiert. Die einzelnen Meßmethoden sind in Kapitel 3.6 beschrieben. Der Kanalstrom I_{DS} beträgt bei den Widerstandsmessungen 10 μ A. Beim Anlegen einer Gatespannung V_G wird darauf geachtet, daß der Leckstrom I_G durch die Isolationsschicht maximal 1 % des Kanalstroms beträgt, d.h. den Wert von 10 nA nicht überschreitet. Dadurch wird ausgeschlossen, daß der Leckstrom durch Ladungsträgerinjektion den Kanalstrom derart verändert, daß sich Modulationen des Kanalwiderstandes im Prozentbereich zeigen würden.

In Abbildung 5.2 sind drei T_c -Kurven mit der Gatespannung V_G als Parameter gezeigt. Die Verschiebung der Kurven verdeutlicht den Feldeffekt auf den Widerstand des Kanals. Die mittlere durchgezogene Kurve wurde bei $V_G = 0$ V von 4,2 K bis Raumtemperatur gemessen. Oberhalb 100 K zeigt sie einen metallischen Widerstandsverlauf mit einem positiven Temperaturkoeffizienten. Auffallend ist, daß die supraleitende Übergangstemperatur T_c weit unterhalb des Bulkwerts von 90 K liegt. Erste Bereiche des Kanals werden bei etwa 60 K supraleitend, was durch ein Abknicken der Kurve zu erkennen ist. Der gesamte Kanal ist erst bei etwa 10 K supraleitend. Der breite Übergang von 60 K bis 10 K verdeutlicht Inhomogenitäten des Kanalbereichs. Werte von 90 K und Übergangsbreiten von 0,5 K werden für Standardfilme von 100 nm Dicke erreicht. Mögliche Ursachen für die Verschlechterung der supraleitenden Eigenschaften bei ultradünnen Filmen wurden in Kapitel 3.3 diskutiert. Die hohe Depositionstemperatur begünstigt chemische Reaktionen sowohl zwischen Substrat und YBCO als auch

5 FELDEFFEKTMESSUNGEN AN DEN SUFETS

zwischen YBCO und STO-Isolationsschicht. Untersuchungen von Hüttner et al. zeigen ein pseudomorphes Wachstum ultradünner YBCO-Filme bis zu einer Dicke von 5 nm [Hüt95]. Die Verspannungen dieser Schichten beeinträchtigen die Qualität der Filme. Bei genauerem Betrachten der Kurve zeigt sich eine kleine Absenkung des Widerstandes kurz unterhalb von 90 K (siehe Pfeil). Dieser Verlauf läßt sich auf einen Artefakt der Struktur zurückführen. Wenn die Spannungskontakte auf den 100 nm dicken YBCO-Bänken nicht exakt bis an den ultradünnen Kanal reichen, wird auch der Widerstand eines kleinen Teils der Bänke gemessen. Die 100 nm dicken YBCO-Bänke haben ein T_c von 90 K. Unterhalb 90 K verschwindet der Widerstand der Bänke, und der wirkliche Kanalwiderstand R_{DS} wird dann gemessen. Der Betrag der Widerstandsabnahme bei 90 K beträgt etwa 50Ω und entspricht dem Widerstand der Kontaktbank. Dieser Wert ist um den Faktor 20 kleiner als der Kanalwiderstand von ca. $1 \text{ k}\Omega$. Dadurch wird der Verlauf der Kurve auch oberhalb von 90 K hauptsächlich vom Kanal bestimmt und nicht von den Kontaktbänken. Unterhalb von 90 K wird exakt der Kanalwiderstand gemessen, und Feldeffektmessungen werden in diesem Temperaturbereich auf keinen Fall verfälscht. Feldeffekte im normalleitenden Bereich des Kanals werden deutlich, wenn man die beiden anderen Kurven in Abbildung 5.2 betrachtet.

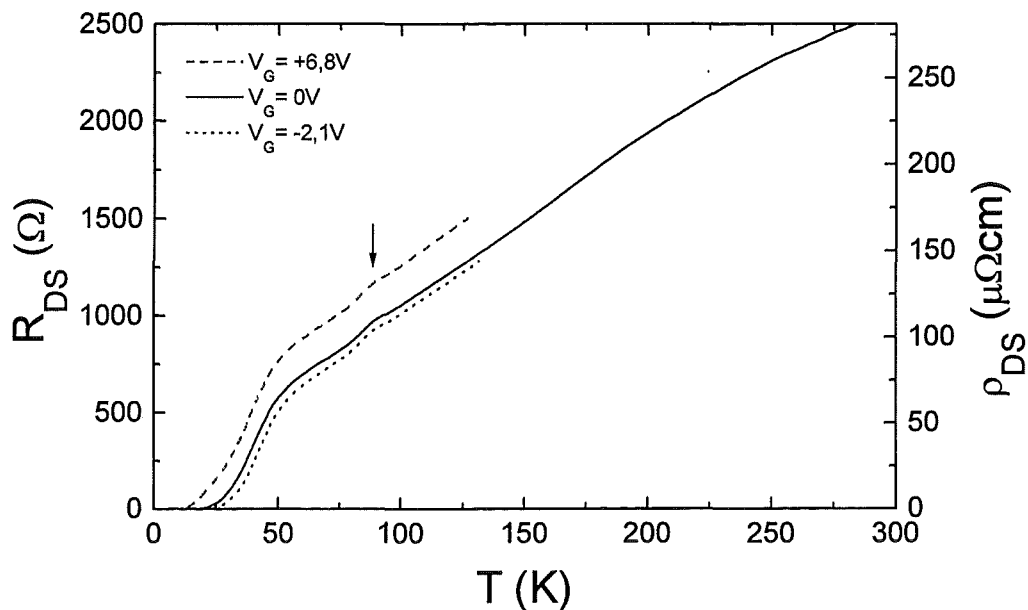


Abb. 5.2: Feldeffekt auf den Widerstand eines 4,5 nm dicken SuFET-Kanals. Die Gatespannungen V_G betragen $-2,1 \text{ V}$, 0 V und $+6,8 \text{ V}$.

Durch eine positive Gatespannung V_G von $+6,8 \text{ V}$ wird der Kanalwiderstand R_{DS} im gesamten Meßbereich angehoben, während er bei $V_G = -2,1 \text{ V}$ gesenkt wird. Aus dieser Beobachtung geht hervor, daß der Hochtemperatursupraleiter YBCO ein Lochleiter sein muß; dies ist konsistent mit Ergebnissen von Jorgensen et al. und Cava et al. [Jor90,Cav90]. Bei einer positiven Gatespannung befindet sich der Kanal auf negativem Potential, und die Elektronenkonzentra

5.1 EFFEKTE AN (001) ORIENTIERTEN YBCO-KANÄLEN

tion im Kanal nimmt zu bzw. die Lochkonzentration nimmt ab. Das Ansteigen des Widerstandes wird durch die Erniedrigung der Ladungsträgerkonzentration (Löcher) erreicht. Durch entgegengesetzte Polarisierung wird dementsprechend eine Erniedrigung des Widerstandes beobachtet. Die Meßkurven bei angelegtem Gatefeld wurden bis 130 K aufgezeichnet. Oberhalb 130 K stieg der Leckstrom über den erlaubten Grenzwert an. Um einem Durchbruch des Dielektrikums zu vermeiden, wurden die Messungen deshalb abgebrochen.

Um sich ein genaueres Bild vom Einfluß der Gatespannung auf den Widerstand des YBCO-Kanals zu machen, wurde bei einer konstanten Temperatur von 77 K die Widerstandsänderung in Abhängigkeit von der angelegten Gatespannung gemessen. Diese Messung, die sogenannte $R_{DS}(V_G)$ -Kurve, ist in Abbildung 5.3 gezeigt. Sie wurde am gleichen SuFET durchgeführt.

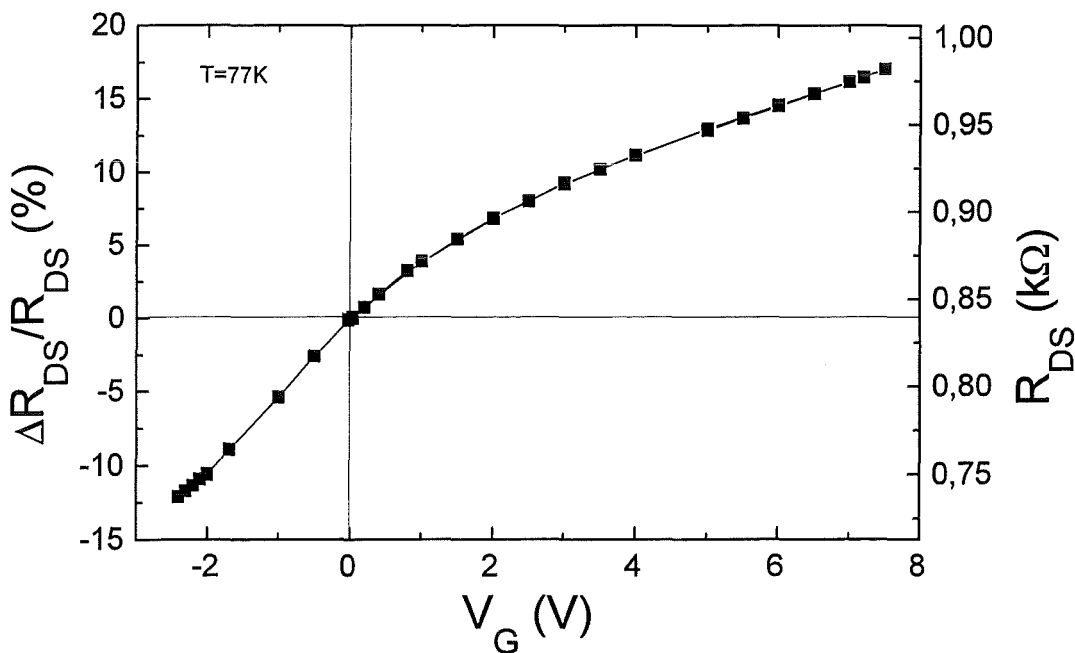


Abb. 5.3: Abhängigkeit des Kanalwiderstandes R_{DS} bzw. der relativen Widerstandsänderung $\Delta R_{DS}/R_{DS}$ von der Gatespannung V_G bei einer konstanten Temperatur $T = 77$ K. Die Messung wurde am SuFET aus Abbildung 5.2 durchgeführt.

Die Gatespannung V_G wurde in kleinen Schritten zwischen $-2,1$ V und $+6,8$ V variiert. Auf der rechten Ordinatenachse sind die Widerstandswerte R_{DS} aufgetragen. Die linke Achse gibt die relativen Widerstandsänderungen $\Delta R_{DS}/R_{DS}$ an. Dabei bedeutet $\Delta R_{DS}/R_{DS} = (R_{DS}(V_G) - R_{DS}(V_G = 0V))/R_{DS}(V_G = 0V)$. Wie man aus der Meßkurve entnehmen kann, werden Widerstandsänderungen von bis zu $-12,5\%$ im negativen Gatespannungsbereich und $+17\%$ im positiven Bereich erreicht. Ein Vergleich dieser Kurve mit den Polarisationskurven, die man am Dielektrikum messen kann und die in Abbildung 4.7 schon vorgestellt wurden, zeigen einen

5 FELDEFFEKTMESSUNGEN AN DEN SUFETS

ähnlichen nichtlinearen Verlauf. Ein quantitativer Vergleich zwischen der Polarisation des Dielektrikums und der Widerstandsänderung des Kanals wird in Kapitel 5.1.2 vorgenommen. In Abbildung 5.4 sind dieselben Meßkurven wie in Abbildung 5.2 zu sehen, allerdings ist der Temperaturbereich um die kritische Temperatur T_c der drei Kurven vergrößert dargestellt. Dadurch wird die T_c -Verschiebung durch das elektrische Feld deutlich.

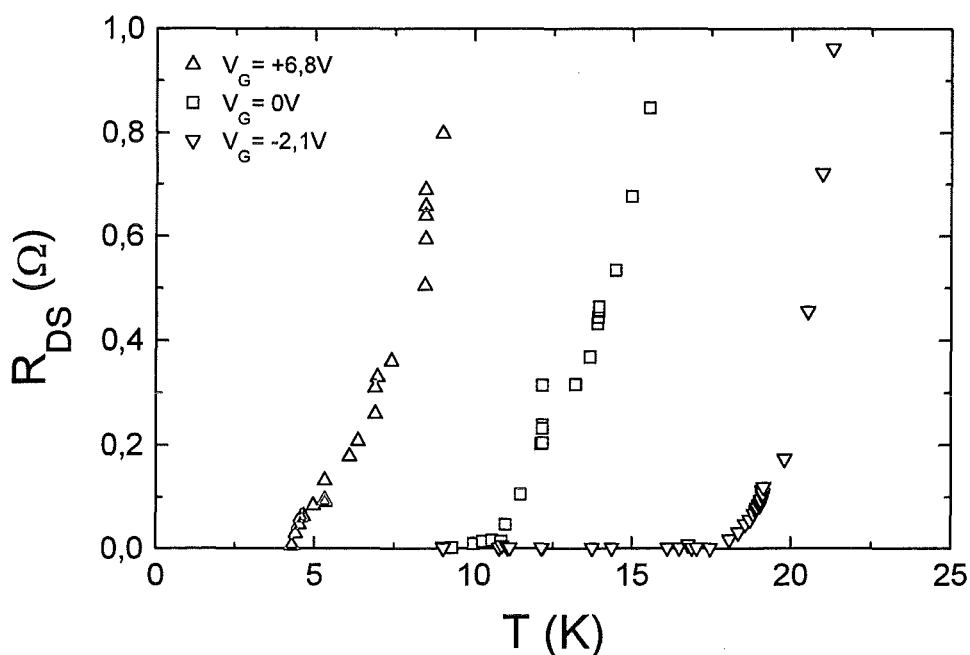


Abb. 5.4: Verschieben der kritischen Temperatur T_c eines 4,5 nm dicken SuFET-Kanals durch Anlegen verschiedener Gatespannungen V_G von -2,1 V, 0 V und +6,8 V. Der SuFET ist derselbe wie in Abbildung 5.2.

Die mittlere Kurve mit den quadratischen Symbolen wurde im Nullfeld aufgenommen. Die daraus ermittelte kritische Temperatur T_c beträgt 10 K. Durch eine positive Gatespannung von +6,8 V erreicht man eine Verringerung von T_c auf einen Wert von 4,2 K. Legt man eine negative Spannung $V_G = -2,1V$ an, so wird T_c auf einen Wert von 17,5 K angehoben. Berechnet man die relativen Änderungen $\Delta T_c/T_c$, so werden Werte von -58 % und +75 % erreicht. Die prozentualen Änderungen der T_c -Werte sind um mehr als das vierfache größer als die relativen Widerstandsänderungen bei 77 K.

Neben den beobachteten Feldeffekten auf den Widerstand R_{DS} und der Verschiebung der kritischen Temperatur T_c wurden die Effekte auch im gemischten Zustand des Typ II Supraleiters YBCO beobachtet und werden in Abbildung 5.5 gezeigt. Die $I_{DS}(V_{DS})$ -Kurven zeigen bei 4,2 K eine Verschiebung des kritischen Stromes I_c bzw. der kritischen Stromdichte j_c in Abhängigkeit von der Gatespannung.

5.1 EFFEKTE AN (001) ORIENTIERTEN YBCO-KANÄLEN

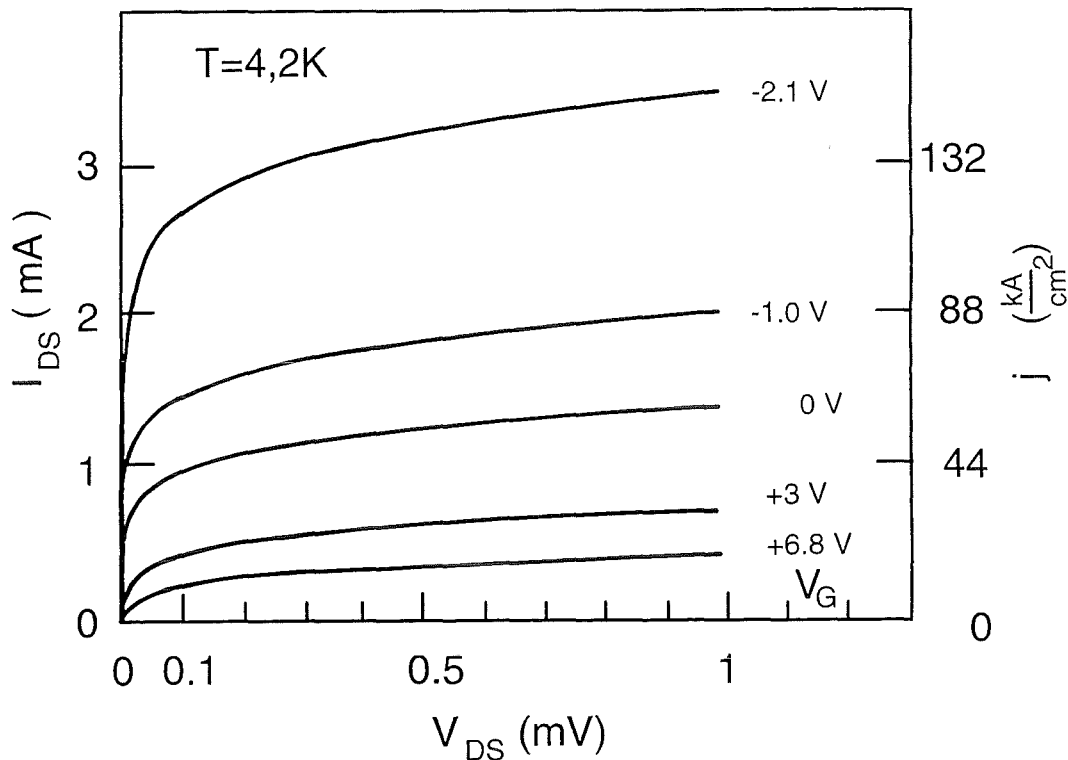


Abb. 5.5: Verschieben des kritischen Stroms I_c bzw. der kritischen Stromdichte j_c am SuFET aus Abbildung 5.2. Die Gatespannungswerte V_G betragen $-2,1$; -1 ; 0 ; $+3$ und $+6,8$ V.

Die 5 verschiedenen j_c -Kurven wurden bei Gatespannungen V_G von $-2,1$ V, $-1,0$ V, 0 V, $+3$ V und $+6,8$ V aufgezeichnet. Aus den geometrischen Abmessungen des ultradünnen Kanals wurden die Stromdichtewerte j berechnet und auf der rechten Ordinaten-Achse aufgetragen. Als Spannungskriterium zur Bestimmung der kritischen Stromdichte j_c der einzelnen Kurven wird $1 \mu\text{V}/\text{cm}$ gewählt. Mit diesem Kriterium ergibt sich ein j_c -Wert der mittleren Kurve, die im Nullfeld aufgenommen wurde, von $9 \text{ kA}/\text{cm}^2$. Dieser Wert ist um vier Größenordnungen kleiner als vergleichbare Meßwerte an 100 nm dicken Filmen. Die Ursache für die starke Erniedrigung der j_c -Werte ist, wie bei den erniedrigten T_c -Werten, auf die geringe Filmstärke von etwa vier Einheitszellen zurückzuführen. Mit Zunahme der Gatespannung im positiven Spannungsbereich werden die j_c -Werte erniedrigt, und die Steigungen der Meßkurven nehmen stetig ab. Bei einer Gatespannung von $V_G = +6,8$ V wird ein j_c von nur noch $5 \text{ kA}/\text{cm}^2$ gemessen. Die relative Änderung $\Delta j_c/j_c$ entspricht etwa -45% . Bei $V_G = -2,1$ V steigt die kritische Stromdichte auf $j_c = 17 \text{ kA}/\text{cm}^2$ an. Die relative Änderung $\Delta j_c/j_c$ beträgt $+90 \%$. Da die j_c -Werte in der Nähe von T_c gemessen wurden, sind die prozentualen j_c -Änderungen überhöht. Nahe T_c zeigen sowohl die relativen j_c -Änderungen als auch die relativen Widerstandsänderungen eine Singularität. Das Divergieren ist auf die Verschiebung von T_c zurückzuführen. Dieses Verhalten ist an einem 8 nm dicken SuFET gemessen worden und wird in Abbildung 5.6 gezeigt. Die nach unten gerichteten Dreiecke zeigen die relativen Widerstandserniedri-

5 FELDEFFEKTMESSUNGEN AN DEN SUFETS

gungen (ausgefüllte Symbole) und die relativen j_c -Erniedrigungen (offene Symbole). Diese Änderungen können maximal -100 % erreichen, da in der Nähe von T_c die Quotienten

$$\frac{\Delta j_c}{j_c} = \frac{j_c(V_G > 0V) - j_c(V_G = 0V)}{j_c(V_G = 0V)} \quad \text{bzw.} \quad \frac{\Delta R_{DS}}{R_{DS}} = \frac{R_{DS}(V_G < 0V) - R_{DS}(V_G = 0V)}{R_{DS}(V_G = 0V)}$$

den Wert -1 annehmen. Denn knapp oberhalb von $T_c(V_G = 0V)$ ist $R_{DS}(V_G < 0V) = 0$ und $R_{DS}(V_G = 0V) > 0$. Knapp unterhalb von $T_c(V_G = 0V)$ ist $j_c(V_G > 0V) = 0$ und $j_c(V_G = 0V) > 0$.

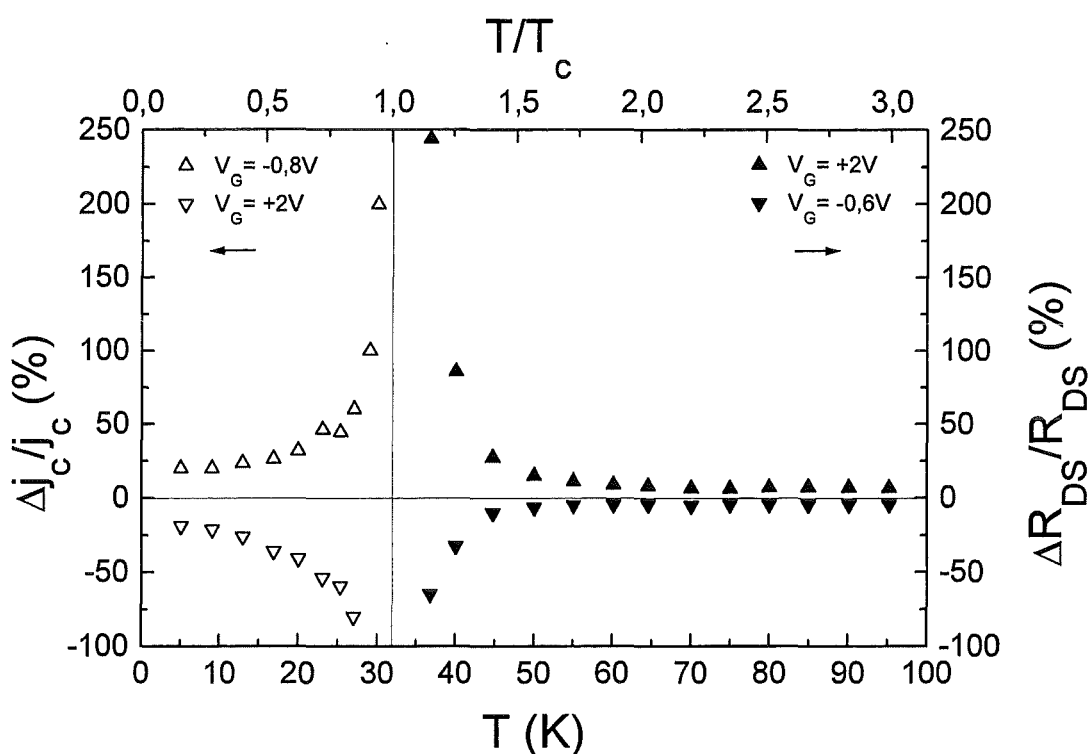


Abb.5.6: Relative Widerstands- und j_c -Änderungen in Abhängigkeit von der Temperatur eines 8 nm dicken SuFETs. Bei $T = T_c$ zeigt sich eine Singularität.

Die nach oben gerichteten Dreiecke zeigen die relativen Widerstandszunahmen (ausgefüllte Symbole) und die relativen j_c -Zunahmen (offene Symbole). In diesem Fall tritt bei T_c eine Singularität auf, da die beiden Quotienten

$$\frac{\Delta j_c}{j_c} = \frac{j_c(V_G < 0V) - j_c(V_G = 0V)}{j_c(V_G = 0V)} \quad \text{bzw.} \quad \frac{\Delta R_{DS}}{R_{DS}} = \frac{R_{DS}(V_G > 0V) - R_{DS}(V_G = 0V)}{R_{DS}(V_G = 0V)}$$

einen endlichen Zähler aufweisen, während der Nenner verschwindet.

5.1 EFFEKTE AN (001) ORIENTIERTEN YBCO-KANÄLEN

Je größer die T_c -Verschiebung ist, desto größer ist der Temperaturbereich, in dem die Singularität die relativen j_c - und Widerstandsänderungen verfälscht. Bei der Messung aus Abbildung 5.6 war der Einfluß der Singularität im Bereich von ± 20 K um $T_c(V_G = 0$ V) sichtbar.

Neben den vorgestellten elektrischen Feldeffekten auf den normalleitenden und gemischten Zustand des SuFETs mit dem 4,5 nm dicken YBCO-Kanal wurden die Effekte auch an anderen SuFETs mit dickeren Kanälen beobachtet. In Tabelle 5.1 sind die Ergebnisse für fünf unterschiedliche Dicken zusammengestellt.

Kanaldicke d_K (nm)	4,5	7	8	9	18
Kritische Temperatur T_c (K)	10	30	31	41	78
Kritische Stromdichte j_c (kA/cm ²) bei 4,2K	9	60	200	1000	5000
$\Delta R_{DS}/R_{DS}$ $V_G < 0$ V	-12	-7	-5	-3	0
(%) $V_G > 0$ V	+17	+8	+6,5	+4,5	0
$\Delta T/T_c$ $V_G < 0$ V	+75	+4	+2	+0,5	0
(%) $V_G > 0$ V	-58	-16	-13	-3	0
$\Delta j/j_c$ $V_G < 0$ V	+92	+23	+14	+6	0
(%) $V_G > 0$ V	-45	-22	-19	-9	0

Tabelle 5.1: Zusammenfassung der Feldeffektmessungen, die an unterschiedlich dicken Kanälen c-Achsen orientierter SuFETs vorgenommen wurden.

Alle SuFETs wurden nach dem Muster aus Abbildung 3.3 hergestellt. Die Kanaldicken betragen 4,5 / 7 / 8 / 9 und 18 nm. Die STO-Isolationsschicht ist bei dem SuFET mit dem 8 nm dicken Kanal 600 nm dick. Bei den anderen Strukturen beträgt sie 200 nm. Wie man aus der Tabelle entnehmen kann, verbessert sich die Schichtqualität mit zunehmender Kanaldicke. Die T_c - und j_c -Werte steigen mit wachsender Dicke an. Die T_c -Werte erhöhen sich von 10 K bis auf 78 K. Die j_c -Werte, die bei 4,2 K ermittelt wurden, verbessern sich um drei Größenordnungen von 9 kA/cm² auf 5 MA/cm². Der Einfluß der Grenzflächenreaktionen zwischen Substrat und Kanal und zwischen Kanal und STO-Isolationsschicht nimmt mit zunehmender Kanaldicke ab. Betrachtet man die Abhängigkeit der Feldeffekte von der Kanaldicke im normalleitenden und gemischten Zustand der SuFETs, so zeigt sich, daß die relativen Änderungen von $\Delta R_{DS}/R_{DS}$, $\Delta T/T_c$ und $\Delta j/j_c$ mit zunehmender Schichtdicke abnehmen. Dieses Verhalten ist in Abbildung 5.7 graphisch dargestellt, wobei die Ergebnisse aus Tabelle 5.1 ver-

5 FELDEFFEKTMESSUNGEN AN DEN SUFETS

wendet wurden. Die Meßpunkte aus Abbildung 5.7 ergeben sich aus der Addition der Beträge der relativen Änderungen bei negativer und positiver Gatespannung aus Tabelle 5.1.

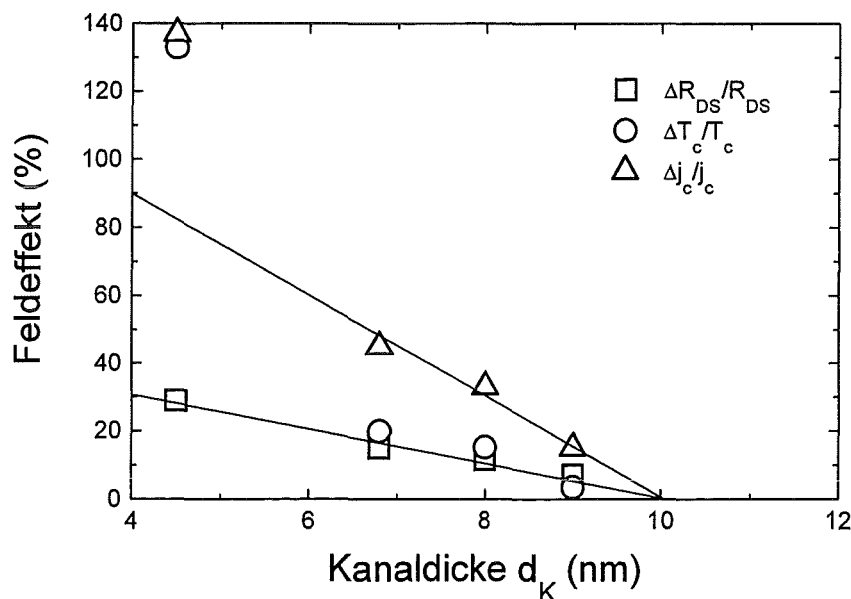


Abb. 5.7: Graphische Darstellung der relativen Feldeffekte auf den Widerstand R_{DS} , die kritische Temperatur T_c und die kritische Stromdichte j_c in Abhängigkeit von der Schichtdicke d_K des Kanals für (001) orientierte SuFETs.

Bei den Widerstandsmessungen wurde darauf geachtet, daß die Temperaturen, bei denen die relativen Änderungen bestimmt wurden, nicht im Einflußbereich der T_c -Werte lagen. Dadurch ist gewährleistet, daß die Werte von $\Delta R_{DS}/R_{DS}$ nicht überhöht sind. Bei den j_c -Messungen war das nicht immer möglich, da die tiefste Meßtemperatur 4,2 K beträgt. Um einen Einfluß der Singularität in der Nähe von T_c bei den relativen j_c -Änderungen zu vermeiden, sollten die T_c -Werte nicht unter 25 K liegen. Dieses Kriterium war bis auf den SuFET mit dem 4,5 nm dicken Kanal erfüllt. Der zur 4,5 nm Kanaldicke gehörige $\Delta j_c/j_c$ -Wert von 137 % ist im Vergleich zu den anderen Proben deutlich überhöht.

Für die relative Änderung von T_c an diesem SuFET wird ebenfalls ein außergewöhnlich hoher Wert festgestellt, für den möglicherweise weak links im ultradünnen Kanal verantwortlich sein könnten. Starke T_c -Verschiebungen wurden von Mannhart et al. an weak link behafteten YBCO-Filmen gezeigt [Man93].

Als qualitatives Ergebnis stellt man fest, daß die relativen Änderungen $\Delta R_{DS}/R_{DS}$, $\Delta T_c/T_c$ und $\Delta j_c/j_c$ mit abnehmender Schichtdicke an Stärke zunehmen. Der Feldeffekt wirkt sich auf die j_c -Werte stärker aus als auf den Widerstand R_{DS} . Dieses Verhalten wird durch die beiden

5.1 EFFEKTE AN (001) ORIENTIERTEN YBCO-KANÄLEN

abfallenden Geraden aus Abbildung 5.7 verdeutlicht. Die Steigung der oberen Geraden, die durch die $\Delta j_c/j_c$ -Werte bestimmt wird, ist um den Faktor drei größer als die Steigung der unteren, die die $\Delta R_{DS}/R_{DS}$ -Werte repräsentiert. Oberhalb einer Filmdicke von 10 nm können keine Feldeffekte mehr gemessen werden.

Um eine quantitative Aussage über den Einfluß des elektrischen Feldes auf die normal- und supraleitenden Eigenschaften des ultradünnen YBCO-Kanals zu machen, werden im Kapitel 5.1.2 die Feldeffekte mit der Ladungsträgerdichteänderung im Kanal verglichen.

5.1.2 Quantitativer Vergleich zwischen den Feldeffekten und der relativen Änderung der Ladungsträgerkonzentration im Kanal

Wie im Kapitel 2.5 beschrieben wurde, kann der Einfluß der Ladungsträgerkonzentration auf die Transporteigenschaften von YBCO durch Dotierungsexperimente untersucht werden. Um eine Versuchsreihe bei Sauerstoffdotierungsexperimenten durchführen zu können, müssen entweder verschiedene Proben miteinander verglichen oder eine Probe immer wieder getempert und anschließend neu charakterisiert werden.

Bei den SuFETs wird durch Anlegen eines elektrischen Feldes ebenfalls die Ladungsträgerkonzentration im YBCO beeinflusst. (Siehe Gleichung 2.4 in Kapitel 2.2). Ein Vorteil dieser Untersuchungsmethode besteht darin, daß man an einer Probe durch Variation der Gatespannung direkt die Lochkonzentration reversibel einstellt und die Auswirkungen auf die Transporteigenschaften von YBCO untersuchen kann. Um eine quantitative Aussage zu treffen, wird die Stärke des Feldeffektes auf den normal- und supraleitenden Zustand des YBCO-Kanals direkt mit der Ladungsträgerkonzentration im Kanal verglichen.

Diese Untersuchungen wurden an einem SuFET mit einem 8 nm dicken YBCO-Kanal und einer 600 nm dicken STO-Isolationsschicht durchgeführt. Die Temperaturabhängigkeit von $\Delta R_{DS}/R_{DS}$ und $\Delta j_c/j_c$ dieser Struktur wurde bereits in Abbildung 5.6 gezeigt. Daraus wird ersichtlich, daß man bei den j_c -Messungen mit der Meßtemperatur von 5 K und bei den Widerstandsmessungen mit 70 K außerhalb des Einflußbereiches der Singularität bei T_c ist. Diese Meßtemperaturen wurden daher für die Bestimmung der relativen Änderungen von j_c und R_{DS} in Abhängigkeit von der relativen Änderung der Ladungsträgerkonzentration ausgewählt.

Die $R_{DS}(V_G)$ -Kurve am YBCO-Kanal und die Polarisationskurve der STO-Isolationsschicht wurden bei 70 K gemessen. Die Resultate sind in Abbildung 5.8 dargestellt. In der oberen Hälfte der Abbildung ist der Widerstand und die daraus berechnete relative Widerstandsänderung in Abhängigkeit von der Gatespannung aufgetragen. In der unteren Hälfte sind die Ladung Q und die daraus ermittelte Polarisation $P=Q/A$ der STO-Isolationsschicht in Abhängigkeit von der Gatespannung aufgezeichnet. A ist die effektive Gatefläche. Vergleicht man beide Meßkurven miteinander, so zeigt sich ein ähnlicher Kurvenverlauf. Dieser charakteristische, nichtlineare Verlauf wurde schon in Abbildung 5.3 an einem anderen SuFET gezeigt. Aus der $R_{DS}(V_G)$ - und der Polarisationskurve aus Abbildung 5.8 kann die relative Änderung des Widerstandes $\Delta R_{DS}/R_{DS}$ in Abhängigkeit von der Polarisation P gewonnen werden. Diese Kurve wird in Abbildung 5.9 dargestellt.

5 FELDEFFEKTMESSUNGEN AN DEN SUFETS

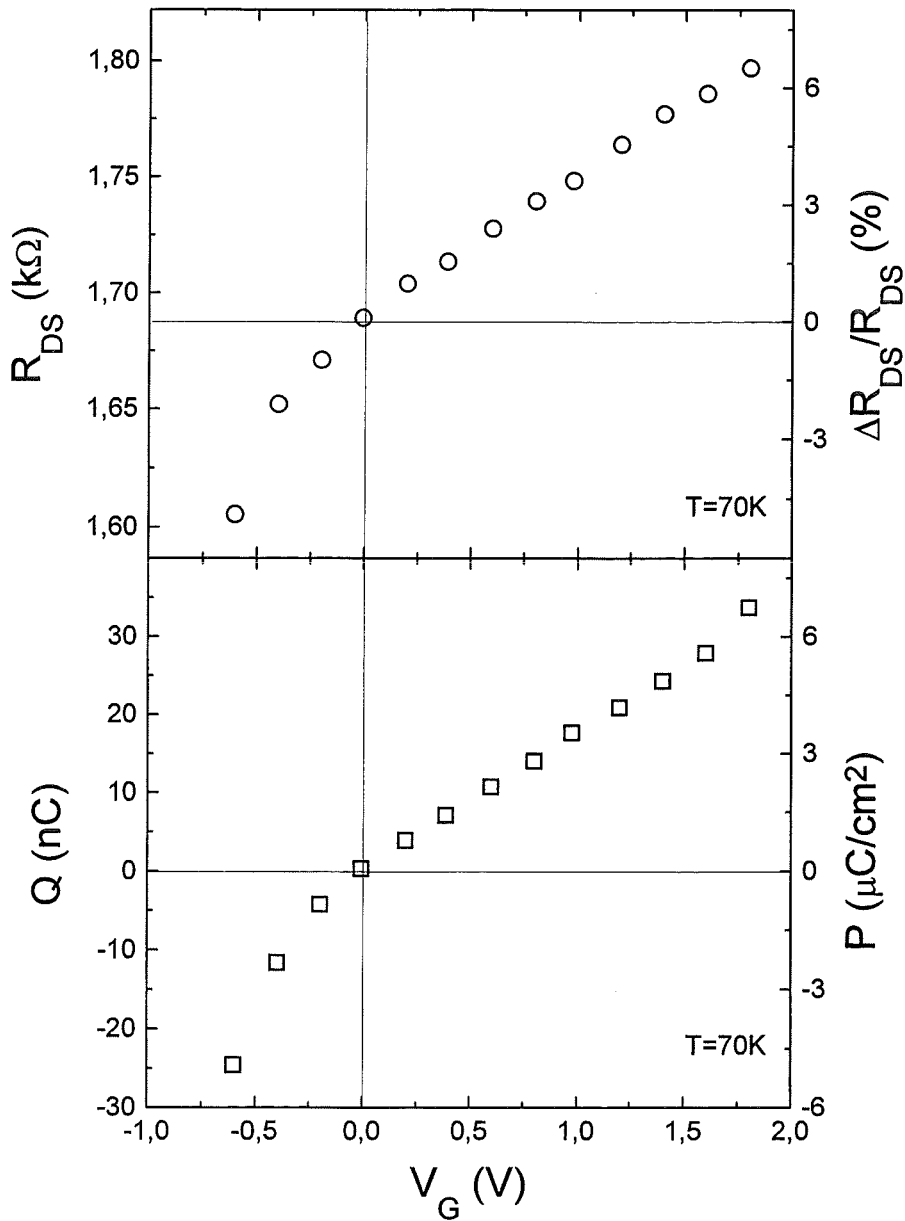


Abb. 5.8: $R_{DS}(V_G)$ -Kurve (oben) und Polarisationskurve (unten) eines SuFETs mit einem 8 nm dicken YBCO-Kanal und einer 600 nm dicken STO-Isolationsschicht. Die Meßtemperatur beträgt 70 K.

Aus der Dicke d_K des Kanals, der Elementarladung e und der Polarisation P läßt sich die Ladungsträgerdichteänderung Δn im Kanal wie folgt berechnen:

5.1 EFFEKTE AN (001) ORIENTIERTEN YBCO-KANÄLEN

$$-\Delta n = \frac{P}{e \cdot d_K} \quad (5.1)$$

Das Minuszeichen berücksichtigt die Tatsache, daß YBCO ein Lochleiter ist. Eine Erhöhung der Elektronenkonzentration bedingt eine Reduzierung der Lochkonzentration. Aus Abbildung 5.9 wird deutlich, daß die Änderung der Lochkonzentration im YBCO-Kanal in der Größenordnung von $10^{19}/\text{cm}^3$ liegt. Außerdem besteht ein linearer Zusammenhang zwischen $\Delta R_{DS}/R_{DS}$ und $-\Delta n$. Es gilt:

$$\frac{\Delta R_{DS}}{R_{DS}} = -\alpha \cdot \Delta n \quad (5.2)$$

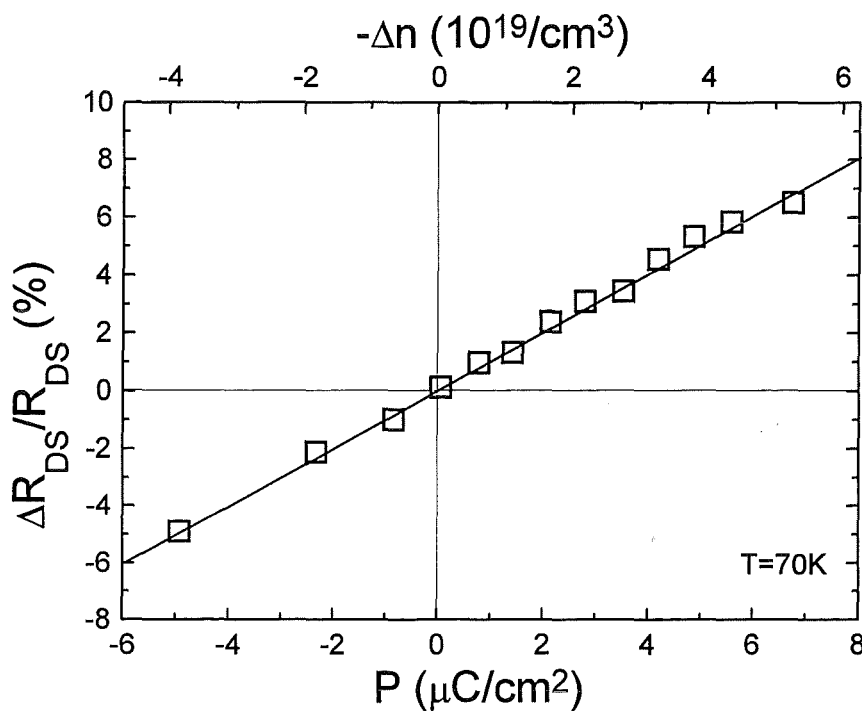


Abb. 5.9: Relative Widerstandsänderung bei 70 K in Abhängigkeit von der Polarisation bzw. der Änderung der Ladungsträgerkonzentration des 8 nm dicken YBCO-Kanals.

Mit Zunahme der Ladungsträgerkonzentration Δn sinkt der Widerstand R_{DS} . Der einfachste Ansatz zur Beschreibung des Feldeffekts auf den Widerstand R_{DS} beruht auf dem Modell des freien Elektronengases [Xi92,Heb87]. Bei diesem Modell ist die spezifische Leitfähigkeit σ proportional zur Ladungsträgerkonzentration n , wobei die mittlere freie Weglänge der Ladungsträger unabhängig von deren Konzentration ist. Die Anwendung dieses einfachen Modells wird durch experimentelle Ergebnisse von Cooper et al. gerechtfertigt [Coo96]. Die Autoren fanden eine Proportionalität zwischen σ und n . Der Proportionalitätsfaktor α aus

5 FELDEFFEKTMESSUNGEN AN DEN SUFETS

Gleichung (5.2) ist nach dem Modell des freien Elektronengases gleichzusetzen mit der inversen Ladungsträgerkonzentration n :

$$\alpha = \frac{1}{n} \quad (5.3)$$

Nach Gleichung (5.3) läßt sich aus der Meßkurve in Abbildung 5.9 die Ladungsträgerkonzentration n des YBCO-Kanals bestimmen. Es ergibt sich ein Wert von $n = 8 \cdot 10^{20}/\text{cm}^3$. An einem anderen SuFET, der in [Aue97] diskutiert wird, wurde ein Wert von $1,3 \cdot 10^{21}/\text{cm}^3$ bestimmt. Beide Werte sind niedriger als Literaturwerte, die für Bulkmaterial und Filme zwischen 2 und $6 \cdot 10^{21}/\text{cm}^3$ liegen [Uem89,Ong90]. Eine mögliche experimentelle Fehlerquelle liegt in der Bestimmung der Schichtdicke d_K des Kanals. Doch unter Berücksichtigung eines Fehlers von maximal 10% liegen die Werte für n immer noch unter den Literaturwerten. Eine mögliche Ursache für die erniedrigte Ladungsträgerkonzentration könnten Defekte im Kanal sein. Ein Indiz dafür sind die hohen spezifischen Widerstände und die niedrigen T_c - und j_c -Werte der ultradünnen Kanäle im Vergleich zu 100 nm dicken Filmen. Die breiten Übergänge der T_c -Kurven (Vgl. Abbildung 5.2) von 50 K deuten auf eine inhomogene, granulare Struktur mit vielen Korngrenzen hin. Untersuchungen des frühen Wachstumsstadiums von YBCO-Filmen weisen z.B. auf pseudomorphes Wachstum [Hüt94] und Fehlstellen der Kationen hin [Sch94]. Sie bedingen eine Verspannung der ersten Lagen, die auf den Substraten aufwachsen. Diese Verspannungen werden teilweise durch Versetzungen und Korngrenzen abgebaut. Korngrenzen sind als Folge eines Sauerstoffdefizits Bereiche verminderter Ladungsträgerkonzentration [Don95] und zeigen im Gegensatz zu den Körnern schlechtere supraleitende Eigenschaften. Sie können als weak links auf den Suprastrom wirken und die kritische Stromdichte vermindern. Neben den Korngrenzen können auch Ausscheidungen wie Y_2O_3 , $YCuO_2$ und CuO zur Verringerung der Ladungsträgerkonzentration beitragen.

Nachdem ein linearer Zusammenhang zwischen der relativen Änderung der Ladungsträgerkonzentration und der relativen Widerstandsänderung gezeigt wurde, wird als nächstes der Einfluß des elektrischen Feldes auf die relative Änderung der kritischen Stromdichte bei $T=5$ K untersucht. Es wurden j_c -Kurvenscharen mit V_G als Parameter und die Polarisationskurve bei $T=5$ K gemessen und anschließend die $\Delta j_c/j_c$ -Werte über P aufgetragen. Diese Ergebnisse sind in Abbildung 5.10 dargestellt. Unter Berücksichtigung der Ladungsträgerkonzentration von $n = 8 \cdot 10^{20}/\text{cm}^3$ wurde aus der Polarisation P die relative Änderung der Ladungsträgerkonzentration $-\Delta n/n$ nach Gleichung (5.4) ermittelt:

$$-\frac{\Delta n}{n} = \frac{P}{e \cdot d_K \cdot n} \quad (5.4)$$

Es zeigt sich wiederum ein linearer Zusammenhang zwischen der relativen Änderung der Ladungsträgerkonzentration $\Delta n/n$ und der kritischen Stromdichte $\Delta j_c/j_c$:

$$\frac{\Delta j_c}{j_c} = \beta \cdot \frac{\Delta n}{n} \quad (5.5)$$

5.1 EFFEKTE AN (001) ORIENTIERTEN YBCO-KANÄLEN

Mit Zunahme der Ladungsträgerkonzentration Δn steigt der kritische Strom j_c an. Es ergibt sich ein Wert von $\beta = 3$. Der elektrische Feldeffekt auf die kritische Stromdichte ist dreimal so stark wie der Effekt auf den Widerstand.

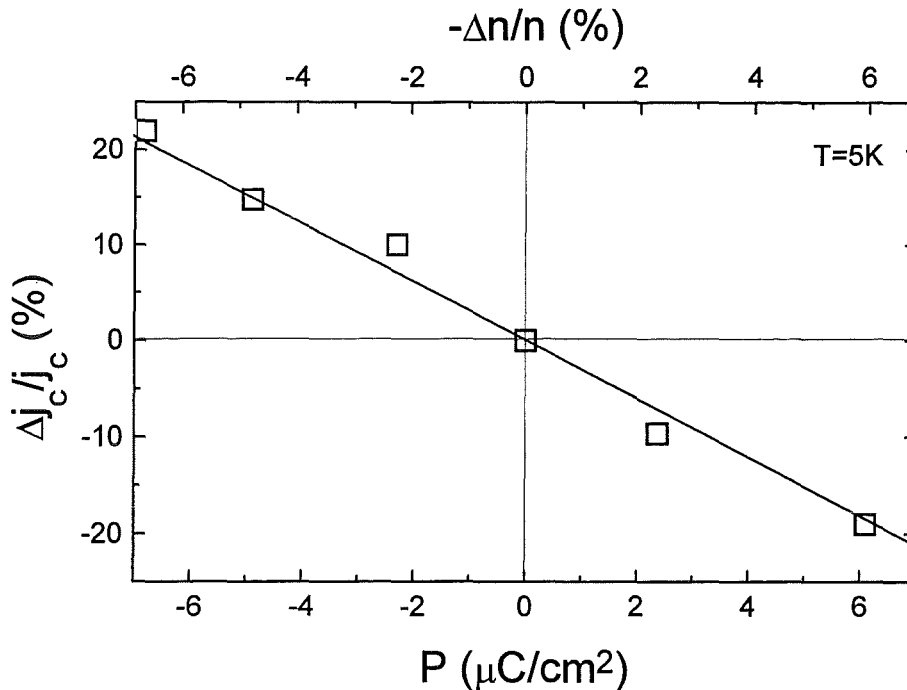


Abb. 5.10: Relative Änderung der kritischen Stromdichte bei 5 K in Abhängigkeit von der Polarisation bzw. der relativen Änderung der Ladungsträgerkonzentration des 8 nm dicken YBCO-Kanals.

Zuletzt wird der Einfluß des elektrischen Feldes auf die relative Änderung der kritischen Temperatur T_c untersucht. Wie bei den vorherigen Messungen wird aus der Polarisationskurve die relative Änderung der Ladungsträgerkonzentration ermittelt und mit den relativen T_c -Änderungen verglichen. Da die Polarisationswerte keine ausgeprägte Temperaturabhängigkeit zeigen, genügt es, die Werte bei einer konstanten Temperatur, wie z. B. bei $T = T_c(V_G=0\text{V})$, zu bestimmen. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.11 zusammengefaßt. Im Gegensatz zu den vorherigen Ergebnissen besteht bei der T_c -Änderung nur im Bereich der Ladungsträgererniedrigung (d.h. T_c -Erniedrigung) ein linearer Zusammenhang zwischen der relativen Änderung der Ladungsträgerkonzentration und der relativen T_c -Änderung:

$$\frac{\Delta T_c}{T_c} = \gamma \cdot \frac{\Delta n}{n} \quad (5.6)$$

5 FELDEFFEKTMESSUNGEN AN DEN SUFETS

Durch Erhöhung der Ladungsträgerkonzentration wird zwar eine T_c -Erhöhung erreicht, aber mit Zunahme von $\Delta n/n$ wird die Kurve immer flacher. Dieses Verhalten ist konsistent mit Messungen an anderen SuFETs [Aue97]. Das Abflachen der Kurve erinnert an das 60 K Plateau der Ortho II- und das 90 K Plateau der Ortho I-Phase von YBCO. Die Phasenübergänge von YBCO wurden in Kapitel 2.4 erläutert. Ein elektrisches „Overdoping“, bei dem der T_c -Wert nach einem Ansteigen wieder fällt, wurde bisher nicht beobachtet. Aus der Steigung der Geraden im Bereich der Erniedrigung der Ladungsträgerkonzentration ergibt sich ein Wert von $\gamma = 2,3$. Der elektrische Feldeffekt wirkt sich auch auf die T_c -Erniedrigung stärker aus als auf die Widerstandsänderung. Der stärkste Effekt wird allerdings bei der j_c -Änderung erzielt.

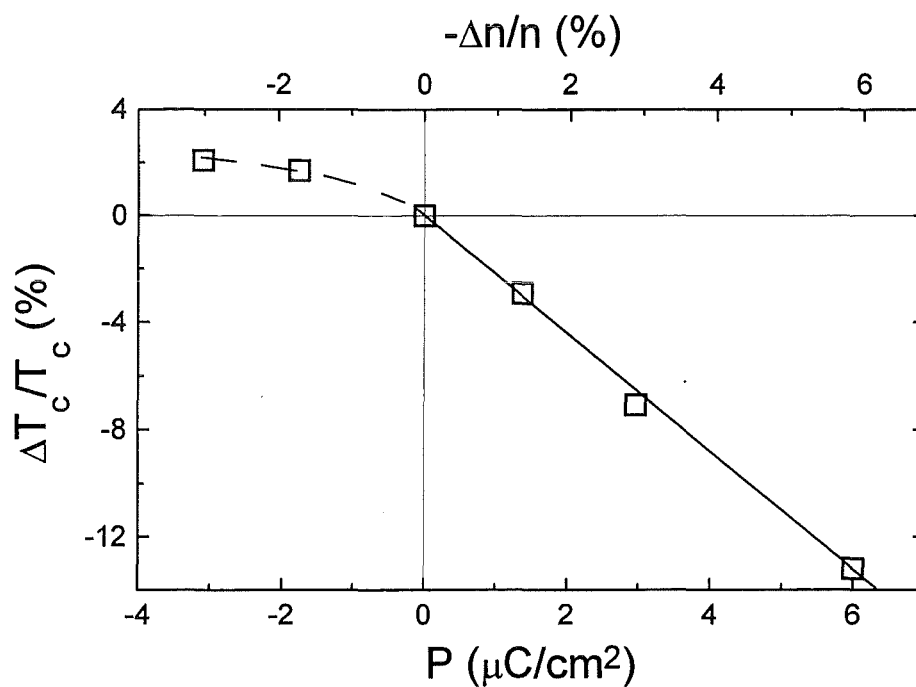


Abb. 5.11: Relative Änderung der kritischen Temperatur in Abhängigkeit der von Polarisation bzw. der relativen Änderung der Ladungsträgerkonzentration des 8 nm dicken YBCO-Kanals.

5.1 EFFEKTE AN (001) ORIENTIERTEN YBCO-KANÄLEN

Zusammenfassend lassen sich folgende Abhängigkeiten zwischen den relativen Feldeffekten und der relativen Änderung der Ladungsträgerkonzentration beobachten:

$$\frac{\Delta R_{DS}}{R_{DS}} = -1 \cdot \frac{\Delta n}{n}$$

$$\frac{\Delta j_c}{j_c} = 3 \cdot \frac{\Delta n}{n}$$

$$\frac{\Delta T_c}{T_c} = 2,3 \cdot \frac{\Delta n}{n}$$

Das bedeutet, daß sich der Einfluß des elektrischen Feldes stärker auf den supraleitenden Zustand des ultradünnen YBCO-Kanals auswirkt als auf den normalleitenden Zustand. Diese Beobachtung wurde auch von anderen Gruppen gemacht. Die Gründe dafür werden kontrovers diskutiert. Mannhart et al. gehen von einem feldinduzierten Depinning von Abrikosov-Vortices aus [Man91], während Walkenhorst et al. von thermisch aktivierten Fluktuationen ausgehen, bei denen das elektrische Feld einen Kosterlitz-Thouless-Phasenübergang bedingt [Wal92].

Beim Modell des feldinduzierten Depinnings gehen Mannhart et al. davon aus, daß an der Grenzfläche zwischen dem Gateisolator und dem YBCO-Kanal stark gestörte Bereiche sind, die als Pinningzentren für Abrikosov-Vortices wirken. Die Energiebarriere für das Pinning der Flußschläuche wird durch die Unterdrückung des supraleitenden Ordnungsparameters am Pinningzentrum bestimmt. Da der Ordnungsparameter von der Ladungsträgerdichte abhängt, kann eine Modulation des elektrischen Feldes den Ordnungsparameter und dadurch das Pinningpotential beeinflussen. Die Verstärkung des Feldeffektes auf die j_c -Änderung gegenüber dem Widerstand erklären Mannhart et al. folgendermaßen: Da das elektrische Feld exponentiell ins Kanalinnere abklingt, werden die Pinningzentren, die an der Grenzfläche zwischen YBCO und STO-Isolationsschicht einem hohen Feldwert ausgesetzt sind, stärker beeinflusst als der Widerstand, der über die gesamte Kanaldicke moduliert werden muß.

Walkenhorst et al. stellten bei magnetfeldabhängigen Messungen der Aktivierungsenergien zwei unterschiedlich starke Dissipationsbereiche fest. Für diese Bereiche mit hoher bzw. niedriger Dissipation gibt es innerhalb des Modells des feldinduzierten Depinnings keine Erklärung. Diese Beobachtung wurde auf ein thermisch aktiviertes Fluktuationsphänomen zurückgeführt, das das Schmelzen eines Vortextgitters im Phasendiagramm beschreibt. Der hohe Dissipationsbereich wird der Vortextflüssigkeit und der niedrige dem Vortextgitter zugeordnet. Eine quantitative Aussage über die Stärke der Feldeffekte konnte damit aber nicht getroffen werden. Deshalb wurde versucht, das Schmelzen des Vortextgitters durch einen Kosterlitz-Thouless-Phasenübergang im verschwindenden Magnetfeld zu beschreiben. Dabei folgen die $I_{DS}(V_{DS})$ -Kurven einem Potenzgesetz:

5 FELDEFFEKTMESSUNGEN AN DEN SUFETS

$$V_{DS} \sim (I_{DS})^x \quad (5.7)$$

Beim Phasenübergang vom Vortextgitter zur Vortexflüssigkeit, dem sogenannten Kosterlitz-Thouless-Phasenübergang bei der Kosterlitz-Thouless-Temperatur T_{KT} , muß nach der Theorie der Exponent x vom Wert 3 auf 1 zurückgehen. Um dies zu überprüfen, wurden entsprechende $I_{DS}(V_{DS})$ -Messungen am SuFET mit dem 8 nm dicken YBCO-Kanal durchgeführt. Ein Potenzverhalten nach Gleichung 5.7 wurde tatsächlich beobachtet. In Abbildung 5.12 ist die Temperaturabhängigkeit des Exponenten x für drei verschiedene Gatespannungen gezeigt.

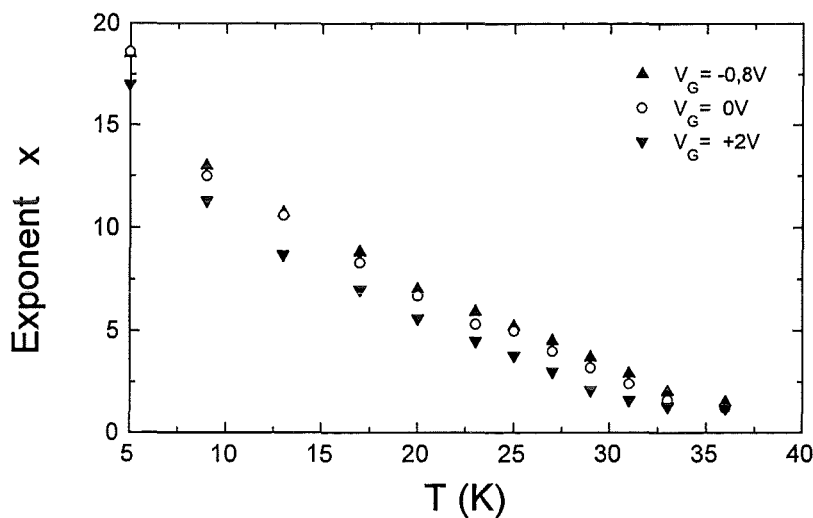


Abb. 5.12: Temperaturabhängigkeit des Exponenten x aus Gleichung 5.7 für drei verschiedene Gatespannungen. Diese Werte wurden an einem SuFET mit einem 8 nm dicken YBCO-Kanal ermittelt.

Der Exponent x wird zwar durch das elektrische Feld beeinflusst, aber weder wird über einen größeren Temperaturbereich der Wert $x = 3$ erreicht noch ist ein Sprung auf den Wert $x = 1$ bei einer Temperatur T_{KT} zu sehen. Vielmehr ist bei $T = 5$ K der Wert für $x \sim 17$ und fällt mit wachsender Temperatur auf den Wert $x = 1$ ab. Dieser Wert wird erst bei $T = T_c$ erreicht. Deshalb deuten diese Resultate nicht auf einen Kosterlitz-Thouless-Phasenübergang hin.

Neben den Modellen des feldinduzierten Depinnings und der thermisch aktivierten Fluktuationen kann der Einfluß des elektrischen Feldes auf weak links, Kristallfehler oder Ausscheidungen nicht ausgeschlossen werden. Diese Störungen können die Ursache für die Reduzierung der Ladungsträgerkonzentration im ultradünnen YBCO-Kanal im Bereich von 8 bis $13 \cdot 10^{20}/\text{cm}^3$ sein. Durch Feldmodulationen könnten diese Bereiche beeinflusst und dadurch die starken T_c - und j_c -Änderungen hervorgerufen werden. Starke T_c -Verschiebungen wurden von Mannhart et al. an weak link behafteten YBCO-Schichten gezeigt [Man93]. Im Bereich der T_c -Erniedrigung ist der Feldeffekt um den Faktor 2,3 größer als aus der linearen Relation von Uemura hervorgeht, die im Kapitel 2.5 diskutiert wurde [Uem89]. Auch Xi et al. konnten

5.1 EFFEKTE AN (001) ORIENTIERTEN YBCO-KANÄLEN

bei Feldeffektexperimenten nur die lineare Relation $\Delta T_c/T_c = 1 \cdot \Delta n/n$ zeigen [Xi92]. Im Bereich der T_c -Erhöhung ($\Delta n/n > 0$) nimmt die Steigung der Geraden rapide ab und erinnert an das 60 K Plateau der Ortho II- oder das 90 K Plateau der Ortho I-Phase von YBCO. Ein elektrisches „Overdoping“, bei dem die T_c -Werte bei Erhöhung von $\Delta n/n$ wieder abnehmen, wurden bisher nicht beobachtet.

5.1.3 Dynamisches Verhalten

Bei den bisher vorgestellten Feldeffekten an den SuFETs handelte es sich ausschließlich um statische Effekte. Die Gatespannung V_G wurde bei den Messungen immer konstant gehalten. In diesem Kapitel wird das Schaltverhalten der SuFETs bei zeitlicher Veränderung von V_G untersucht. In Abbildung 5.13 ist das Schaltbild der Meßanordnung dargestellt.

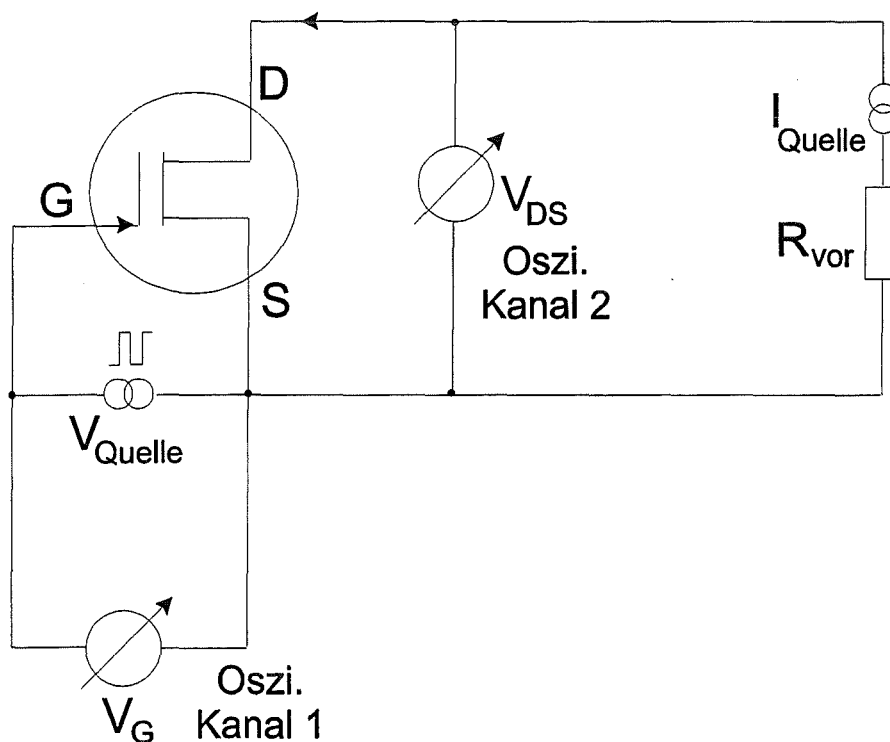


Abb. 5.13: Schaltbild eines dynamischen Meßaufbaus. Die Anschlüsse sind mit Gate (G), Drain (D) und Source (S) gekennzeichnet. Ein Zweikanal-Oszilloskop detektiert die Rechteckspannungsimpulse V_G und die Antwortimpulse V_{DS} .

5 FELDEFFEKTMESSUNGEN AN DEN SUFETS

Mit einem Funktionsgenerator V_{Quelle} werden Rechteckspannungsimpulse unterschiedlicher Frequenzen und Amplituden an den Gate-Source-Eingang des SuFETs angelegt. Die Konstantstromquelle I_{Quelle} liefert den Strom für den Drain-Source-Kanal (YBCO-Kanal). Ein Vorwiderstand R_{vor} stabilisiert die Stromquelle. Mit einem Zweikanal-Oszilloskop werden sowohl die Eingangsimpulse des Funktionsgenerators als auch die Antwortimpulse des D-S-Kanals synchron detektiert. Die Amplituden der Gatespannung werden so gewählt, daß die Durchbruchfeldstärken aus der dc-Messung nicht überschritten werden. Die beiden Spannungssignale, die das Oszilloskop aufnimmt, können miteinander verglichen werden. Aus dem Quotienten der beiden Spannungsamplituden kann der Verstärkungsfaktor g_v bestimmt werden:

$$g_v = \left. \frac{\partial V_{DS}}{\partial V_G} \right|_{I_{DS}=\text{const}} \quad (5.8)$$

Aus den Anstiegszeiten der Flanken der Antwortfunktion des D-S-Kanals läßt sich die Schaltzeit τ des SuFETs bestimmen.

Das Schaltverhalten eines SuFETs kann sowohl im normalleitenden als auch im supraleitenden Zustand des D-S-Kanals untersucht werden. Um die genaue Funktionsweise zu verdeutlichen, wird das Schaltprinzip an der T_c -Kurvenschär für den normalleitenden Zustand und an der j_c -Kurvenschär für den gemischten Zustand eines SuFETs mit einem 7 nm dicken YBCO-Kanal erklärt. Die Kurvenscharen können als Transistorkennlinien aufgefaßt werden.

Zuerst wird der normalleitende Zustand untersucht. In Abbildung 5.14 sind die gemessenen $R_{DS}(T)$ -Kurven, auch T_c -Kurven genannt, des SuFETs mit Gatespannungen von $V_G = +8 \text{ V}$, 0 V und -2 V gezeigt. Die Konstantstromquelle wurde auf $I_{DS} = 100 \mu\text{A}$ eingestellt. Der Stromwert ist eine Größenordnung unterhalb des kritischen Stroms I_c des YBCO-Kanals. Im dynamischen Betrieb kann der SuFET bei einer konstanten Temperatur von $T = 35 \text{ K}$ vom Arbeitspunkt A_1 nach A_2 geschaltet werden. Die Rechteckimpulse am Gateeingang müssen so eingestellt werden, daß die Amplituden von -2 V auf $+8 \text{ V}$ schalten. Im Arbeitspunkt A_1 hat der D-S-Kanal einen Widerstand von etwa $R_{A1} = 1,1 \text{ k}\Omega$ und in A_2 von $R_{A2} = 2,1 \text{ k}\Omega$. Durch den Kanalstrom von $100 \mu\text{A}$ fallen $0,21 \text{ V}$ bzw. $0,11 \text{ V}$ am Kanal ab.

In Abbildung 5.15 ist die Messung, die mit dem Oszilloskop aufgenommen wurde, gezeigt. Die untere gestrichelte Kurve ist durch die Rechteckspannung V_G des Gateeingangs gegeben. Die Rechteckimpulse betragen $+8 \text{ V}$ und -2 V . Die obere durchgezogene Kurve zeigt die Antwortfunktion des D-S-Kanals. Diese Spannungswerte schalten zwischen $0,2 \text{ V}$ und $0,1 \text{ V}$ und sind konsistent mit den Werten, die aus der $R_{DS}(T)$ -Kurvenschär aus Abbildung 5.14 erwartet werden. Der Wert für die Spannungsverstärkung $g_v = 0,1 \text{ V} / 10 \text{ V} = 0,01$ liegt weit unter 1, d.h. es wird keine Spannungsverstärkung erreicht.

Die Schaltgeschwindigkeit läßt sich aus den Anstiegsflanken der oberen Kurve gewinnen. Beim Umschalten der Gatespannungsamplituden treten bei der Antwortfunktion Spannungsspitzen auf, die exponentiell abklingen und sich dann dem Gleichgewichtswert annähern. Als Schaltzeit τ wird die Zeitkonstante bestimmt, bei der sich der Spannungswert auf etwa $1/e$, das entspricht etwa 37% , an den Gleichgewichtswert angenähert hat.

5.1 EFFEKTE AN (001) ORIENTIERTEN YBCO-KANÄLEN

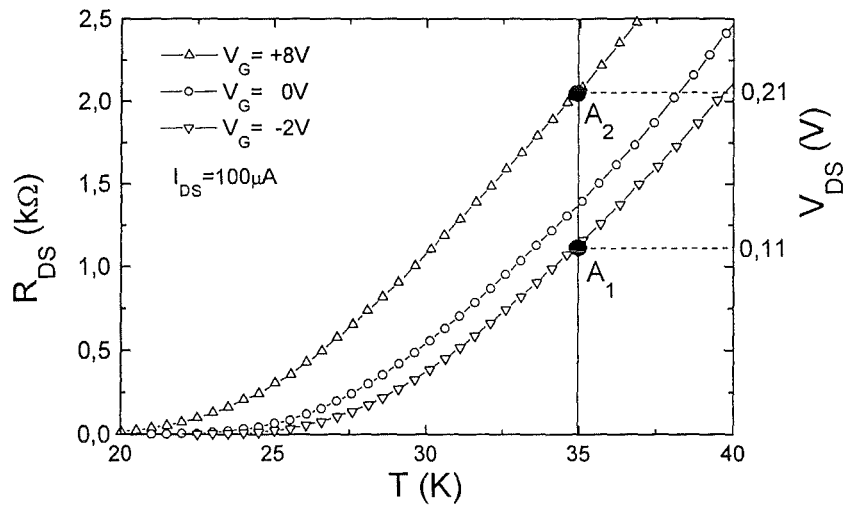


Abb. 5.14: $R_{DS}(T)$ -Kurvenschar eines SuFETs mit einem 7 nm dicken YBCO-Kanal. Bei $T=35$ K kann durch Gatespannungsimpulse von -2 V und $+8$ V zwischen den beiden Arbeitspunkten A_1 und A_2 hin und her geschaltet werden.

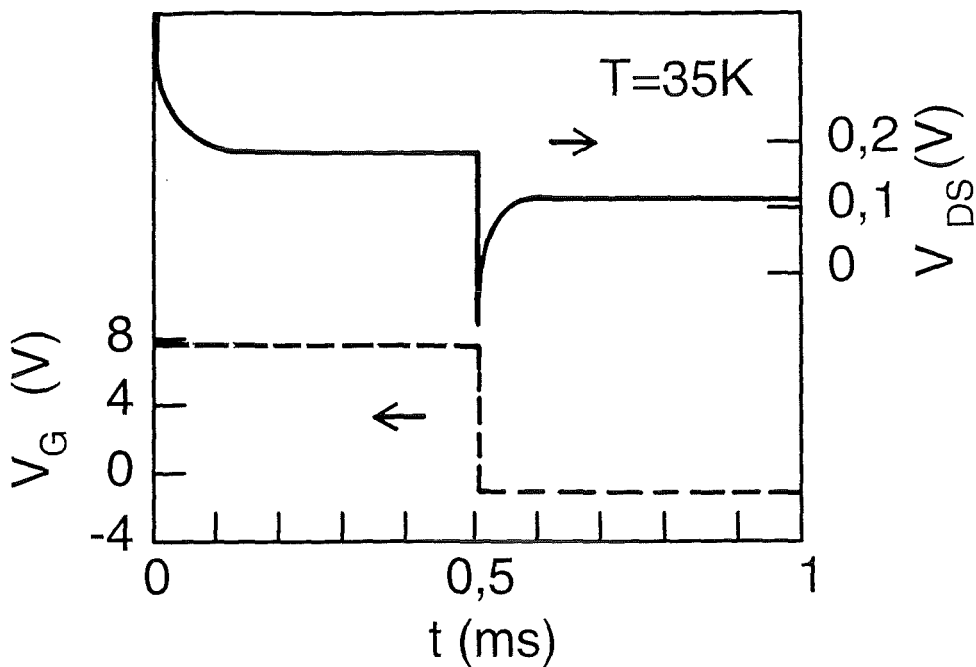


Abb. 5.15: Dynamische Messung am SuFET bei $T=35$ K und $I_{DS}=100 \mu A$. Er wird zwischen dem Arbeitspunkt A_1 und A_2 geschaltet, wie in Abbildung 5.14 dargestellt.

5 FELDEFFEKTMESSUNGEN AN DEN SUFETS

Für die Zeitkonstanten in den Arbeitspunkten A_1 und A_2 ergeben sich folgende Werte: $\tau_{A1} = 10 \mu\text{s}$ und $\tau_{A2} = 20 \mu\text{s}$. Von HalbleiterFETs ist bekannt, daß die Schaltzeiten $\tau = RC$ gleich dem RC-Produkt des Bauelements sind [Sze81]. Aus den Widerstandswerten $R_{A1} = 1,1 \text{ k}\Omega$ und $R_{A2} = 2,1 \text{ k}\Omega$ aus Abbildung 5.14 können mit τ_{A1} und τ_{A2} die Werte von C_{A1} und C_{A2} aus der Gleichung $C = \tau / R$ berechnet werden. Für die Kapazitäten in den beiden Arbeitspunkten A_1 und A_2 ergeben sich daraus: $C_{A1} = 9,1 \text{ nF}$ und $C_{A2} = 9,5 \text{ nF}$.

Die Kapazitäten des SuFETs wurden bei $T = 35 \text{ K}$ als Funktion der Gatespannung gemessen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.16 dargestellt.

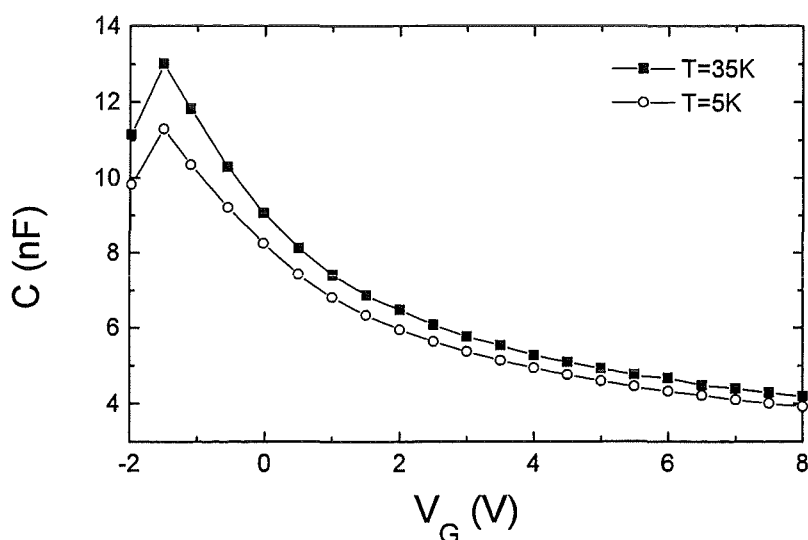


Abb. 5.16: Abhängigkeit der Gatekapazität von der Gatespannung bei einer konstanten Temperatur von $T = 5 \text{ K}$ bzw. $T = 35 \text{ K}$.

Die Kapazitätswerte liegen zwischen 4 nF und 13 nF . Die Werte für C_{A1} und C_{A2} liegen in diesem Intervall. Deshalb kann davon ausgegangen werden, daß bei den SuFETs im normalleitenden Zustand des YBCO-Kanals die Schaltzeit $\tau = RC$ vom Produkt aus Widerstand R des YBCO-Kanals und Gatekapazität C der STO-Isolationsschicht bestimmt wird.

Um das Schaltverhalten im gemischten Zustand zu untersuchen, werden die dynamischen Messungen bei $T = 5 \text{ K}$ durchgeführt. Als Kennlinien dienen die j_c -Kurven, die in Abbildung 5.17 mit den Gatespannungswerten $+8 \text{ V}$, 0 V und -2 V gezeigt werden. Diese Transistor-kennlinien sind vergleichbar mit den I-V-Kennlinien von HalbleiterFETs. Ein großer Unterschied besteht allerdings darin, daß beim SuFET erst oberhalb des kritischen Stroms I_c am YBCO-Kanals eine Spannung V_{DS} abfällt, während beim HalbleiterFET schon bei geringsten Strömen I_{DS} eine Kanalspannung V_{DS} auftritt. Der D-S-Kanal eines HalbleiterFETs besitzt immer einen endlichen Widerstand, da er nicht supraleitend wird.

5.1 EFFEKTE AN (001) ORIENTIERTEN YBCO-KANÄLEN

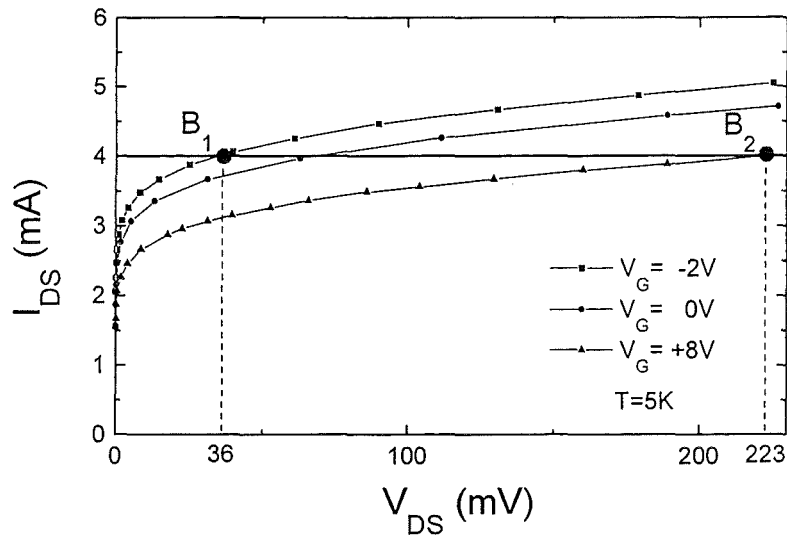


Abb. 5.17: $I_{DS}(V_{DS})$ -Kurvenschar eines SuFETs mit einem 7 nm dicken YBCO-Kanal. Die Schar repräsentiert die Transistorkennlinien für den gemischten Zustand des SuFETs. Bei $T=5$ K wird durch Gatespannungsimpulse von $-2V$ und $+8V$ zwischen den beiden Arbeitspunkten B_1 und B_2 hin und her geschaltet.

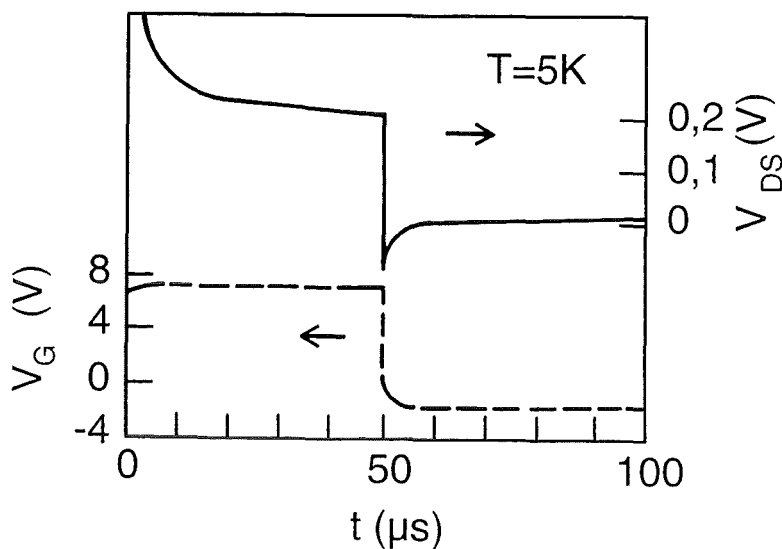


Abb. 5.18: Dynamische Messung am SuFET bei $T=5$ K und $I_{DS} = 4$ mA. Er wird zwischen den Arbeitspunkten B_1 und B_2 geschaltet, wie in Abbildung 5.17 dargestellt.

5 FELDEFFEKTMESSUNGEN AN DEN SUFETS

In der SuFET-Kennlinienschar aus Abbildung 5.17 sind die ausgewählten Arbeitspunkte mit B_1 und B_2 gekennzeichnet. Der SuFET wird bei einer konstanten Temperatur $T = 5\text{ K}$ und einem konstanten Kanalstrom $I_{DS} = 4\text{ mA}$ mit Gatespannungsamplituden V_G von -2 V bzw. $+8\text{ V}$ geschaltet. Der SuFET wird im Flux-Flow-Bereich oberhalb des höchsten kritischen Stroms $I_c = 2,5\text{ mA}$ (bei $V_G = -2\text{ V}$) betrieben. Durch die Gatespannungsimpulse von -2 V und $+8\text{ V}$ fallen am YBCO-Kanal in den Arbeitspunkten B_1 und B_2 Spannungswerte $V_{B1} = 36\text{ mV}$ und $V_{B2} = 223\text{ mV}$ ab. Diese Werte werden durch die Messung aus Abbildung 5.18 bestätigt.

Bei der Auswertung der Schaltzeiten ergeben sich aus Abbildung 5.18 für die Arbeitspunkte B_1 und B_2 folgende Werte: $\tau_{B1} = 0,5\text{ }\mu\text{s}$ und $\tau_{B2} = 3\text{ }\mu\text{s}$. Um den Vergleich mit dem RC-Produkt durchführen zu können, müssen zuerst die Widerstandswerte in den Arbeitspunkten aus der Kennlinienschar von Abbildung 5.17 gewonnen werden. Die Steigung der nichtlinearen Kennlinie im Arbeitspunkt entspricht dem reziproken Widerstand:

$$\partial I_{DS} / \partial V_{DS} = 1/R \quad \Big|_{V_G = \text{const.}} \quad (5.9)$$

Es ergeben sich folgende Werte für die Widerstände in den Arbeitspunkten B_1 und B_2 : $R_{B1} = 85\text{ }\Omega$ und $R_{B2} = 265\text{ }\Omega$. Durch den Ansatz $C = \tau / R$ lassen sich daraus folgende Kapazitätswerte berechnen: $C_{B1} = 6\text{ nF}$ und $C_{B2} = 11\text{ nF}$. Die gemessenen Kapazitätswerte bei $T = 5\text{ K}$ können aus Abbildung 5.16 entnommen werden und ergeben Werte zwischen 11 nF und 4 nF . Da diese Werte recht gut mit den berechneten übereinstimmen, kann davon ausgegangen werden, daß auch im gemischten Zustand des Typ II Supraleiters die Schaltzeiten τ von einem RC-Produkt bestimmt werden. C ist die Kapazität des Gateisolators STO, während der Widerstand R den Flux-Flow-Widerstand des Typ II Supraleiters YBCO im gemischten Zustand darstellt.

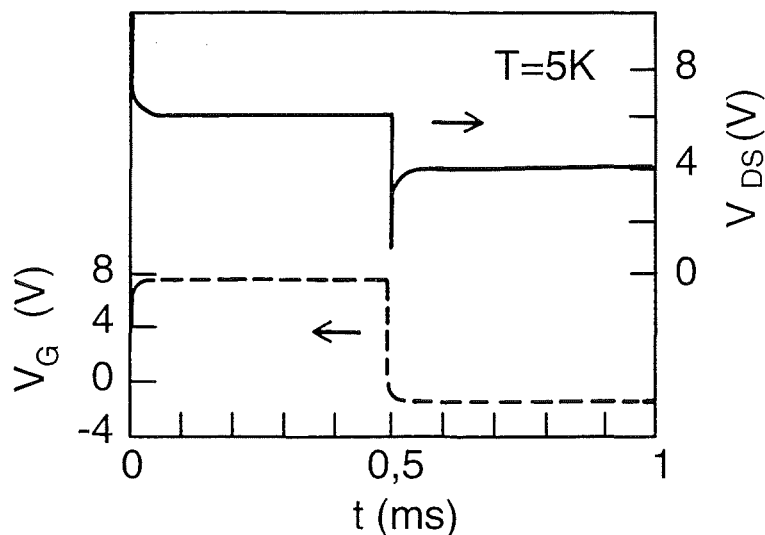


Abb. 5.19: Dynamische Messung am SuFET bei $T=5\text{ K}$ und $I_{DS} = 9\text{ mA}$. Die „Spannungsverstärkung“ g_v beträgt $0,2$.

5.1 EFFEKTE AN (001) ORIENTIERTEN YBCO-KANÄLEN

Die Auswertung der Spannungsverstärkung ergibt folgenden Wert: $g_v = 0,187 \text{ V} / 10 \text{ V} = 0,02$. Damit ist dieser Wert zwar doppelt so groß wie im normalleitenden Zustand des SuFETs, aber es wird bei weitem keine Verstärkung beobachtet.

Bei der dynamischen Messung in Abbildung 5.19 wurde der Kanalstrom I_{DS} von 4 mA auf 9 mA erhöht. Die Gatespannungsimpulse wurden wie in Abbildung 5.18 zwischen -2 V und +8 V verändert. Am D-S-Kanal fallen nun die Spannungswerte von 4 V und 6 V ab. Dadurch hat sich der Verstärkungsfaktor auf $g_v = 2 \text{ V} / 10 \text{ V} = 0,2$ erhöht. Er liegt zwar immer noch unter 1, hat aber durch eine Erhöhung des Kanalstroms I_{DS} seinen Wert verzehnfacht. Allerdings steigt der Offset der Spannungswerte V_{DS} auch auf 4 V an. Eine weitere Erhöhung des Kanalstroms führt zu keiner Steigerung von g_v mehr, sondern nur zu einer Zunahme des Spannungsoffsets von V_{DS} .

In Abbildung 5.20 ist der Einfluß des Kanalstroms I_{DS} auf die Spannungsverstärkung bei einer Temperatur von 4,5 K an einem SuFET mit einem 4,5 nm dicken YBCO-Kanal demonstriert. Die zugehörige $I_{DS}(V_{DS})$ -Kurvenschar dieses SuFETs wurde bereits in Abbildung 5.5 gezeigt. Die Gatespannung V_G ist über der Kanalspannung V_{DS} für verschiedene Kanalströme I_{DS} aufgetragen. Diese Kurven werden im folgenden als Transferkurven bezeichnet. Die Steigungen der Transferkurven geben die reziproken Spannungsverstärkungen wieder:

$$\left. \frac{\partial V_G}{\partial V_{DS}} = 1/g_v \right|_{I_{DS}=\text{const.}} \quad (5.10)$$

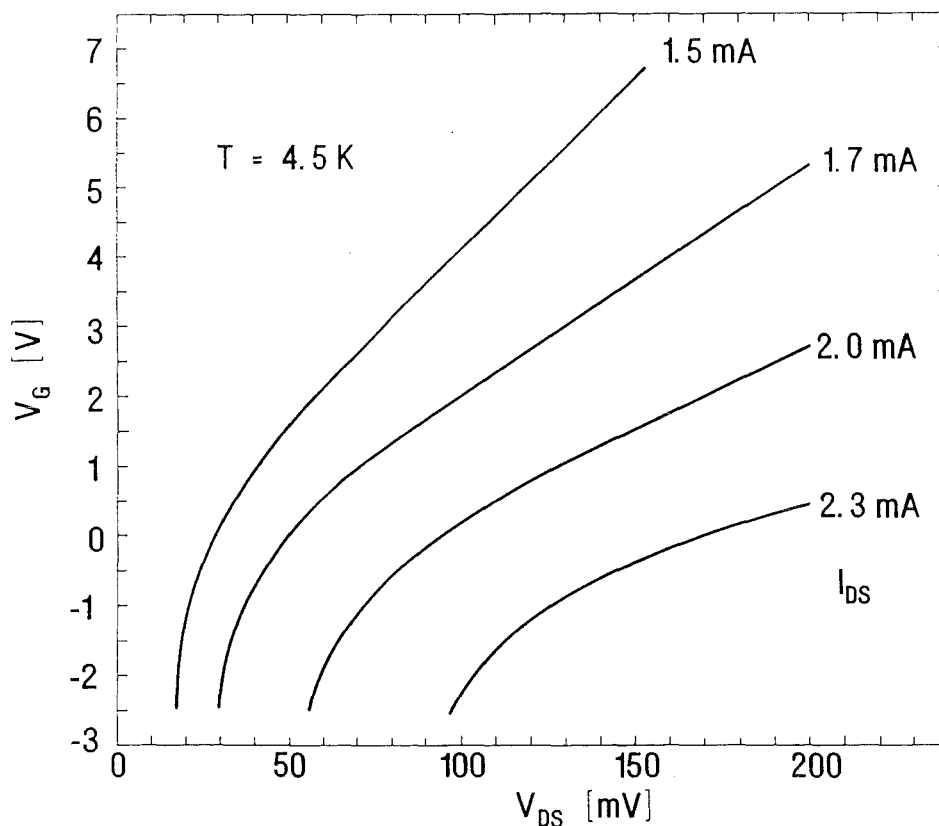


Abb. 5.20: Auftragung der Gatespannung V_G über der Kanalspannung V_{DS} für unterschiedliche Kanalströme I_{DS} . Die Kurvensteigung gibt die reziproke „Spannungsverstärkung“ an.

5 FELDEFFEKTMESSUNGEN AN DEN SUFETS

Die Messungen bestätigen die Zunahme von g_v mit Erhöhung von I_{DS} , da die Transferkurven von $I_{DS}=1,5\text{mA}$ bis $2,3\text{mA}$ immer flacher werden. Es wird auch deutlich, daß bei kleinen Kanalströmen die negativen Gatespannungen kaum einen Beitrag zur Spannungsverstärkung liefern, da die Transferkurven dort fast senkrecht ansteigen. Dies liegt daran, daß bei kleinen I_{DS} -Werten noch immer der Bereich der kritischen Stromstärke I_c für den negativen Gatespannungsbereich vorliegt. (Die I_c -Werte können aus Abbildung 5.5 entnommen werden). Der Flux-Flow-Widerstand ist in diesem Bereich nahe Null, und es kommt zu keinem erhöhten Spannungsabfall. Erst im positiven Gatespannungsbereich steigen die Transferkurven linear an. Für Kanalströme $I_{DS} \gg I_c$ erreicht man schließlich über den gesamten Gatespannungsbereich ein lineares Ansteigen der Transferkurven. Dieses Verhalten ist bei der unteren Kurve mit $I_{DS}=2,3\text{ mA}$ noch nicht ganz erreicht, aber die Tendenz wird deutlich. Im Bereich der linearen Transferkurven ist die Spannungsverstärkung unabhängig von der Gatespannung. An der Probe aus Abbildung 5.20 wurde bei $I_{DS} = 36\text{ mA}$ der bisher höchste Wert für die Spannungsverstärkung mit $g_v = 0,97$ erreicht. Die dynamische Messung ist in Abbildung 5.21 gezeigt. Mit einer Schaltamplitude von ca. 10 V wurden auch nahezu 10 V am D-S-Kanal erreicht.

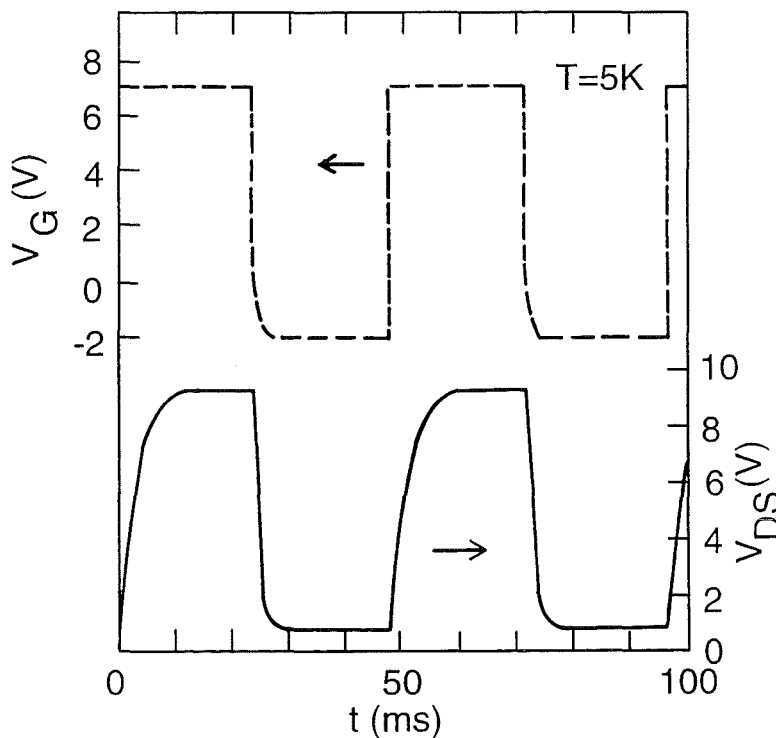


Abb. 5.21: Dynamische Messung am SuFET aus Abb. 5.20 bei $T=5\text{ K}$ und $I_{DS} = 36\text{ mA}$. Die „Spannungsverstärkung“ g_v beträgt $0,97$ und ist damit der bisher größte erzielte Wert.

Auffällig ist allerdings die relativ lange Anstiegszeit von ca. 2 ms der aufsteigenden Flanke der Antwortfunktion. Mit dem RC-Produkt ist dieses Ergebnis nicht vereinbar. Diese Messung war allerdings die einzige, die eine Schaltzeit im ms-Bereich hatte.

5.1.4 Diskussion der Resultate im Hinblick auf Anwendungsmöglichkeiten des SuFETs als Schalter und Spannungsverstärker

Die Schaltzeiten der SuFETs werden sowohl im normalleitenden als auch im gemischten Zustand des YBCO-Kanals von einem RC-Produkt bestimmt [Sch95d]. C ist die Kapazität des Gateisolators. R ist im normalleitenden Zustand der Widerstand des D-S-Kanal, während R im gemischten Zustand den Flux-Flow-Widerstand des Typ II Supraleiters YBCO darstellt. Dieses Verhalten wurde durch weitere Versuche von Talyansky et al. bestätigt [Tal96] und widerspricht damit der Vermutung von Chandrasekhar et al. [Cha93,Cha94], daß der Mechanismus des SuFETs auf eine feldinduzierte Sauerstoffmigration in den CuO-Ketten zurückzuführen ist. Dieses Modell wurde in Kapitel 2.6 vorgestellt. Aufgrund der dort vorhergesagten erheblich längeren Schaltzeiten im Minutenbereich kann dieses Modell durch die vorliegenden Ergebnisse ausgeschlossen werden.

An dieser Stelle muß aber noch eine weitere Zeitkonstante diskutiert werden. Es handelt sich um die sogenannte Driftzeit τ_D [Sze81], die angibt, wie lange Ladungsträger von der Drain- zur Source-Elektrode benötigen. Nach Mannhart und Kleinsasser [Man92] könnte die Driftzeit eine entscheidende Rolle für die Begrenzung der Schnelligkeit des SuFETs spielen. Aufgrund der geringen Lochmobilität μ von etwa $100\text{cm}^2/\text{Vs}$ in YBCO gehen Mannhart et al. davon aus, daß kein schnelles Bauelement im GHz-Bereich mit YBCO zu realisieren ist. Eine Abschätzung von τ_D erfolgt aus der Definitionsgleichung der Driftgeschwindigkeit v_D :

$$v_D = \mu \cdot E_{DS} \quad (5.11)$$

E_{DS} ist das elektrische Feld in Richtung des Transportstroms im Kanal, das die Ladungsträger beschleunigt. Es darf nicht mit dem Feld der Gateelektrode E_G verwechselt werden. E_{DS} ist durch den Quotienten aus der Kanalspannung V_{DS} und der Kanallänge l_{DS} bestimmt:

$$E_{DS} = V_{DS} / l_{DS} \quad (5.12)$$

Mit $\tau_D = l_{DS} / v_D$ folgt daraus:

$$\tau_D = (l_{DS})^2 / (\mu \cdot V_{DS}) \quad (5.13)$$

Setzt man für $l_{DS} = 0,2\text{ cm}$ (siehe Struktur in Abbildung 3.3) und für V_{DS} experimentell relevante Werte zwischen $0,1\text{ V}$ und 1 V ein, so ergeben sich Driftzeiten zwischen 4 und $0,4\text{ ms}$. Die Zeitkonstante τ_D liegt damit zwei bis drei Größenordnungen über den gemessenen Schaltzeiten, die einige μs betragen. Außerdem zeigte sich bei den dynamischen Messungen, daß die Schaltzeit mit wachsender D-S-Spannung größer wird. Dieses Verhalten kann durch die Erhöhung des Widerstands R im RC-Glied erklärt werden, aber nicht durch die Annahme einer dominierenden Driftzeit τ_D . Aus Gleichung 5.13 geht hervor, daß die Driftzeit mit steigendem V_{DS} sinkt. Deshalb kann davon ausgegangen werden, daß die Driftzeit eine untergeordnete Rolle beim dynamischen Verhalten der SuFETs spielt. Eine mögliche Erklärung für die Vernachlässigung der Driftgeschwindigkeit beim Schaltvorgang der SuFETs wird von Joosse et al. gegeben [Joo95]. Sie gehen davon aus, daß der Ladungstransport nicht von der Drain- zur

5 FELDEFFEKTMESSUNGEN AN DEN SUFETS

Source-Elektrode führen muß, sondern daß die transportierten Ladungsträger aus der Tiefe des Kanals selbst stammen. Eine Abschätzung der maximal erreichbaren Schaltgeschwindigkeit der SuFETs unter der Voraussetzung einer RC-Zeitkonstanten im gemischten Zustand führt zu folgendem Ergebnis: Durch eine Miniaturisierung der SuFETs auf 1/1000 der jetzigen Ausdehnung könnte die Schaltfrequenz auf 1 GHz erhöht werden. Die Gatefläche würde nur noch $30 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$ betragen, so daß die Kapazitätswerte und damit auch $\tau = RC$ auf 1/1000 reduziert würden. Allerdings dürften die spezifischen Eigenschaften des Gateisolators und des YBCO-Kanals durch die Mikrostrukturierung nicht verschlechtert werden. Die Verwendung von STO als Gateisolator und auch als Substrat ist bei diesen Frequenzen aufgrund der hohen dielektrischen Verluste, die durch den hohen Verlustfaktor von STO hervorgerufen werden, nicht geeignet.

Neben einer kurzen Schaltzeit muß der SuFET, wenn er als Schalter eingesetzt werden sollte, einen niedrigen Widerstand im „EIN“- und einen hohen Widerstand im „AUS“-Zustand besitzen. Ein verlustfreier Stromtransport unterhalb von T_c und j_c ist mit dem SuFET möglich. Bei den in dieser Arbeit verwendeten SuFETs liegen die kritischen Ströme im mA-Bereich. Für eine Anwendung als Schalter muß die Stromquelle im Schaubild 5.13 durch eine Spannungsquelle ersetzt werden. Der Vorwiderstand R_{vor} wird so gewählt, daß der kritische Strom nicht überschritten wird. Die beiden Arbeitspunkte müssen so gewählt werden, daß der Kanalwiderstand im „EIN“-Zustand praktisch verschwindet. Der Widerstand im „AUS“-Zustand wird durch den Flux-Flow-Widerstand im zweiten Arbeitspunkt bestimmt. Dieser Widerstandswert liegt allerdings nur im Bereich von 100Ω und ist viel zu gering, um den Strom deutlich zu unterdrücken. Im Vergleich dazu ist der maximale Widerstand eines MOSFET $10^{10} \Omega$ [Sch97]. Eine Erhöhung des Widerstandes auf einige $k\Omega$ wäre durch eine Verringerung der Kanalbreite denkbar, aber dadurch würde der kritische Strom und damit der Arbeitsstrom ebenfalls verringert werden. Obwohl die kleinen Schaltzeiten und der verlustfreie Stromtransport im „EIN“-Zustand für den Schalterbetrieb des SuFETs günstig sind, ist der zu geringe Widerstand im „AUS“-Zustand ein erheblicher Mangel, der den Einsatz des SuFETs als Schalter behindert.

Um abzuschätzen, ob der Wert der Spannungsverstärkung g_v erhöht werden kann, werden im folgenden die Parameter diskutiert, die g_v bestimmen. Die Spannungsverstärkung aus Gleichung 5.8 kann bei linearen Transferkennlinien geschrieben werden als:

$$g_v = V_{DS} / V_G \quad (5.14)$$

V_{DS} kann sowohl im normalleitenden als auch im gemischten Zustand des YBCO-Kanals vorliegen. Für den normalleitenden Zustand mit $T > T_c$ gilt:

$$V_{DS}^{nor} = R_{DS}^{nor} \cdot I_{DS}^{nor} \quad (5.15)$$

R_{DS}^{nor} ist der Kanalwiderstand und I_{DS}^{nor} der Kanalstrom. Im gemischten Zustand für $T < T_c$ folgt durch Linearisierung der $I_{DS}(V_{DS})$ -Kennlinienschar:

$$V_{DS}^{sup} = R_{DS}^{sup} \cdot (I_{DS}^{sup} - I_c) \quad (5.16)$$

5.1 EFFEKTE AN (001) ORIENTIERTEN YBCO-KANÄLEN

R_{DS}^{sup} ist der Flux-Flow-Widerstand des YBCO-Kanals und I_{DS}^{sup} der Kanalstrom, der größer als der kritische Strom I_c ist. Vergleicht man V_{DS}^{nor} und V_{DS}^{sup} miteinander, so ergeben sich aus den experimentellen Daten mit $R_{DS}^{nor} \approx 2 \text{ k}\Omega$, $I_{DS}^{nor} \approx 100 \text{ }\mu\text{A}$, $R_{DS}^{sup} \approx 200 \text{ }\Omega$, $I_{DS}^{sup} \approx 10 \text{ mA}$ und $I_c \approx 2 \text{ mA}$ für $V_{DS}^{nor} \approx 0,2 \text{ V}$ und für $V_{DS}^{sup} \approx 1,6 \text{ V}$. Da beide Kanalspannungen durch eine Gatespannung von ca. 10 V erzielt wurden, ist keine Spannungsverstärkung im eigentlichen Sinne festzustellen. Die Werte für g_v liegen bei 0,02 im normalleitenden und 0,16 im gemischten Zustand des SuFETs. Die V_{DS} -Spannungswerte können auch nicht durch eine Erhöhung des Kanalstroms gesteigert werden, da in beiden Fällen der maximal mögliche Wert eingestellt wurde. Es wird aber deutlich, daß der Wert g_v im gemischten Zustand etwa eine Größenordnung höher ist als im normalleitenden. Deshalb ist der supraleitende Betrieb des SuFETs zu bevorzugen. Die Parameter, die für eine Spannungsverstärkung im gemischten Zustand verantwortlich sind, lassen sich wie folgt angeben. Aus Gleichung 2.4 folgt mit $E_G = V_G/d_G$ und $\Delta n/n = 1$:

$$V_G = \frac{e \cdot n \cdot d_k \cdot d_G}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_G} \quad (5.17)$$

e ist die Elementarladung, ε_0 die elektrische Feldkonstante, n die YBCO-Ladungsträgerkonzentration, d_k die Kanaldicke, d_G die Schichtdicke und ε_G die Dielektrizitätskonstante des Gateisolators. Aus Gleichung 5.16 und 5.17 ergibt sich für die Spannungsverstärkung im gemischten Zustand des YBCO-Kanals folgender Ausdruck:

$$g_v = \frac{\rho_{DS}^{sup} \cdot (j_{DS}^{sup} - j_c) \cdot l_k \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_G}{e \cdot n \cdot d_k \cdot d_G} \quad (5.18)$$

ρ_{DS}^{sup} ist der spezifische Flux-Flow-Widerstand, j_{DS}^{sup} die Stromdichte, j_c die kritische Stromdichte und l_k die Länge des Kanals. Eine Verringerung von d_k und d_G führt theoretisch zu der gewünschten Erhöhung von g_v , allerdings haben die experimentellen Ergebnisse gezeigt, daß dies nicht ohne eine Verschlechterung der YBCO- und STO-Eigenschaften möglich ist. Die optimalen Werte, die in dieser Arbeit vorgestellt wurden, liegen bei $d_k = 4,5 \text{ nm}$ und $d_G = 200 \text{ nm}$. Könnte d_k auf 1 nm und d_G auf 10 nm (SiO₂-Schichtdicke bei HalbleiterFETs) reduziert werden, ohne die Qualität der YBCO- bzw. der STO-Schicht zu verschlechtern, so wäre eine Steigerung von g_v um den Faktor 1000 denkbar [Sch97]. Dies stellt allerdings eine große technische Herausforderung an die Dünnschichtherstellung von HTSL dar. Eine andere Möglichkeit, g_v zu erhöhen, besteht darin, die Ladungsträgerdichte n zu verringern bzw. ε_G , ρ_{DS}^{sup} oder $(j_{DS}^{sup} - j_c)$ zu erhöhen. Da diese Werte aber spezifische Materialparameter sind, ist eine Änderung nur mit neuen HTSL bzw. einem anderen Isolator möglich. Da YBCO und STO bezüglich dieser Parameter die bisher bestmöglichen Bedingungen erfüllen, ist eine Erhöhung der Spannungsverstärkung nur mit der Entdeckung und Entwicklung neuer Materialien möglich. Als letzter noch zu diskutierender Parameter bleibt die Kanallänge l_k . In der Tat kann durch eine Verlängerung des Kanals die Spannungsverstärkung erhöht werden. Die Kanallängen der in dieser Arbeit verwendeten SuFETs betragen 1 bis 2 mm und sind für eine Anwendung in der Mikroelektronik zu groß. Eine Verlängerung des Kanals ist daher nicht sinnvoll.

5 FELDEFFEKTMESSUNGEN AN DEN SUFETS

Die bisher vorgestellten Ergebnisse wurden alle an (001) orientierten YBCO-Kanälen gemessen. Im nächsten Kapitel werden die Ergebnisse an SuFETs mit (110) orientierten YBCO-Schichten vorgestellt und diskutiert.

5.2 Effekte an (110) orientierten YBCO-Kanälen

In diesem Kapitel werden die Feldeffektmessungen an einem SuFET mit (110) orientiertem Source-Drain-Kanal vorgestellt. Bei dieser Orientierung dringt das elektrische Feld parallel zu den CuO_2 -Ebenen in den YBCO-Kanal ein und nicht, wie bei den c -Achsen-SuFETs, senkrecht dazu. Bei den in der Substratebene ausgerichteten (110)-Filmen gibt es aufgrund der anisotropen Struktur von YBCO zwei ausgezeichnete Richtungen für den Kanalstrom I_{DS} . In Abbildung 5.1b sind diese beiden Stromrichtungen I_{DS} und das transversale elektrische Feld schematisch angedeutet. I_{DS1} fließt senkrecht zu den CuO_2 -Ebenen. Diese Richtung wird bei den nachfolgenden Messungen als [001]-Richtung bezeichnet. I_{DS2} fließt in der [-110]-Richtung parallel zu den Ebenen. Die (110)-SuFETs werden mit der Maske aus Abbildung 3.4 so hergestellt, daß beide Transportstromrichtungen an einer Probe untersucht werden können. Untersuchungen von Prusseit et al. zeigten in sauerstoffreduzierten YBCO-Filmen intrinsische Josephson-Effekte in der YBCO c -Achsenrichtung [Pru96]. Auch bei $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ -Einkristallen konnten Kleinert et al. eine Stapelung von Josephson Kontakten in der c -Achsenrichtung feststellen [Kle92]. Mannhart et al. führten Feldeffektexperimente an (001) orientierten YBCO-Filmen durch, die mit Diamantpaste derart bearbeitet wurden, daß sehr feine Mikrogräben quer zur Stromrichtung in den Kanälen entstanden [Man93]. An den so entstandenen extrinsischen weak links konnten starke feldabhängige T_c -Verschiebungen beobachtet werden. Bei den (110)-SuFETs besteht deshalb die Hoffnung, in der [001]-Kanalrichtung aufgrund einer Stapelung von intrinsischen weak links eventuell starke Feldefekte zu erzielen. Am zweiten YBCO-Kanal, der in [-110]-Richtung verläuft, können Referenzmessungen vorgenommen und eventuelle Anisotropien festgestellt werden.

Um (110)-YBCO-Schichten herzustellen, muß zuerst eine $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Pufferschicht (PBCO), wie in Kapitel 3.4.3 beschrieben wurde, auf das Substrat aufgebracht werden. Die PBCO-Schicht stellt einen Parallelwiderstand zum YBCO-Kanal dar. Um den Einfluß dieses PBCO-Widerstands abzuschätzen, wurde zunächst der temperaturabhängige Widerstandsverlauf einer 45 nm dicken PBCO-Schicht gemessen. Sie wurde exakt so hergestellt und kontaktiert wie in den SuFETs. Der PBCO-Widerstandsverlauf ist in Abbildung 5.22 dargestellt.

Es zeigt sich ein halbleiterähnlicher Widerstandsverlauf. Bei Raumtemperatur werden Werte von ca. 5 k Ω gemessen, die bei 100 K auf 386 k Ω ansteigen und unterhalb von 60 K über 2 M Ω betragen. Diese Widerstandswerte müssen mit den Kanalwiderständen des (110)-SuFETs verglichen werden. Fisher et al. und Sodtke et al. gehen davon aus, daß beim PBCO eine „Hopping“ Leitfähigkeit VRH (variable range hopping) zugrunde liegt [Fis91,Sod92]. Der spezifische Widerstand eines Hoppingleiters ist gegeben durch:

$$\rho = \rho_0(T) \cdot \exp(T_0/T)^p \quad (5.19)$$

Es ist noch nicht genau geklärt, ob ein zwei- ($p=1/3$) oder dreidimensionales ($p=1/4$) VRH vorliegt.

5.2 EFFEKTE AN (110) ORIENTIERTEN YBCO-KANÄLEN

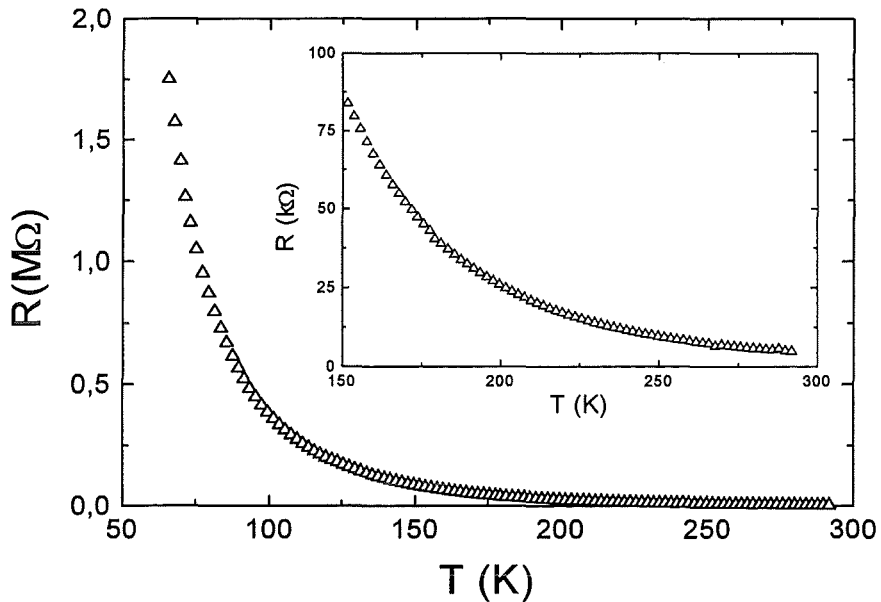


Abb. 5.22: Temperaturabhängiger Widerstandsverlauf einer 45 nm dicken PBCO-Schicht, die als Pufferschicht in den (110) orientierten SuFETs benutzt wird. Der Temperaturbereich zwischen 150 K und 300 K ist vergrößert dargestellt.

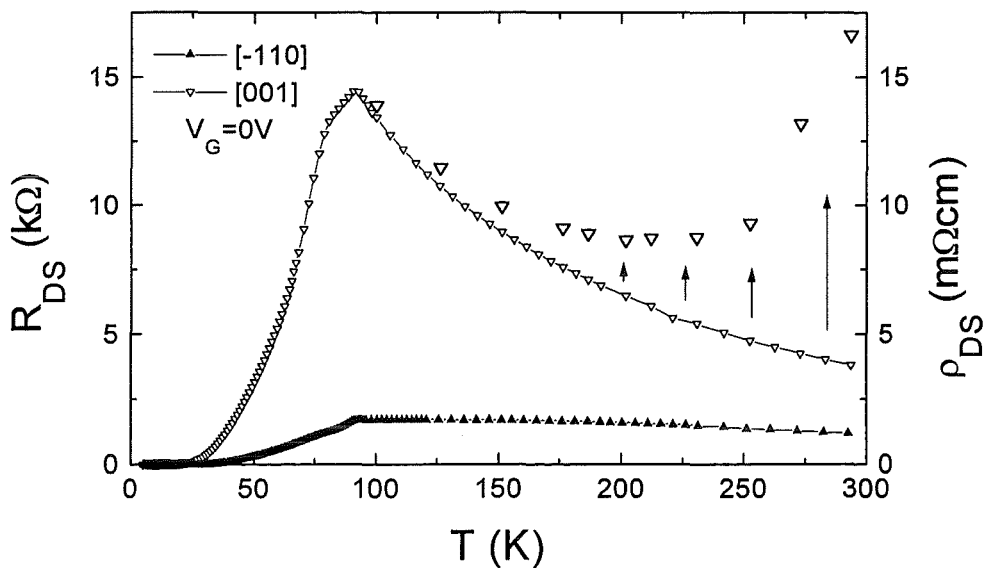


Abb. 5.23: $R_{DS}(T)$ -Kurven eines (110) orientierten SuFETs mit einem 20 nm dicken YBCO-Kanal in [-110]- und [001]-Transportstromrichtung. Die Widerstandswerte der [001]-Richtung müssen aufgrund der Pufferschicht oberhalb von 120 K auf die Werte, die durch die Pfeile gekennzeichnet sind, angehoben werden.

5 FELDEFFEKTMESSUNGEN AN DEN SUFETS

In Abbildung 5.23 ist die $R_{DS}(T)$ -Messung eines SuFETs gezeigt, dessen YBCO-Kanaldicke 20 nm beträgt, während die Pufferschicht mit der aus Abbildung 5.22 zu vergleichen ist. Der Widerstandsverlauf wurde sowohl in [001]- als auch [-110]-Transportstromrichtung ohne externe Gatespannung aufgezeichnet. Man sieht eine deutliche Anisotropie des Widerstandes in den beiden Richtungen, wobei die [001]-Richtung einen höheren Widerstand besitzt. Im Gegensatz zu den c-Achsenfilmen wird in beiden Richtungen kein metallischer Widerstandsverlauf wie in Abbildung 5.2 beobachtet. Die spezifischen Widerstände der beiden Kanäle erreichen Werte von maximal 2 bzw. 15 m Ω cm und sind damit 1 bis 2 Größenordnungen höher als bei den c-Achsen-SuFETs, die eine YBCO-Kanaldicke unter 10 nm besitzen. Vergleicht man die Widerstandswerte R_{YBCO} der YBCO-Kanäle mit denen der PBCO-Schicht R_{PBCO} , so zeigt sich, daß bei der [001]-Richtung die Werte oberhalb einer Temperatur von 100 K nach Gleichung 5.20 korrigiert werden müssen:

$$(R_{kor})^{-1} = (R_{YBCO})^{-1} + (R_{PBCO})^{-1} \quad (5.20)$$

Die korrigierten R_{DS} -Werte erhöhen sich auf die Werte, die in Abbildung 5.23 durch Pfeile angedeutet sind. Die [-110]-Richtung wird durch die PBCO-Schicht nicht beeinflusst, da die Widerstandswerte geringer sind. Für Temperaturwerte unter 100 K wird der PBCO-Widerstand so groß (>400 k Ω), daß die Pufferschicht als isolierend angesehen werden kann. Bei den Feldeffektmessungen, die alle unter 100 K durchgeführt werden, kann der Einfluß der PBCO-Pufferschicht daher vernachlässigt werden. Beide Kanäle werden supraleitend, allerdings sind die T_c -Werte verschieden. In der [-110]-Richtung ist $T_c=26$ K, in [001]-Richtung nur 20 K. Der Unterschied kann damit zusammenhängen, daß die Sauerstoffbeladung der Kanalregion entlang der [001]-Richtung schwieriger ist, da der Sauerstoff entlang der c-Achsenrichtung diffundieren muß. Diese Problematik wurde bereits in Kapitel 3.3 besprochen. Die Anisotropiefaktoren A_R der Widerstände werden bei konstanten Temperaturen aus dem Quotienten des Widerstands $R_{[001]}$ in [001]- und des Widerstands $R_{[-110]}$ in [-110]-Richtung bestimmt: $A_R = R_{[001]}/R_{[-110]}$. Bei Temperaturen unter 100 K werden A_R -Werte zwischen 8 und 10 erreicht.

In Abbildung 5.24 sind die $I_{DS}(V_{DS})$ -Kurven beider Kanäle bei $T=5$ K mit unterschiedlichen Gatespannungen gezeigt. Die relativen j_c - und R_{DS} -Änderungen der Feldeffektmessungen sind in Abbildung 5.25 und 5.26 zusammengefaßt. Vergleicht man die $I_{DS}(V_{DS})$ -Kurven beider Kanäle aus Abbildung 5.24, so zeigt sich wie bei den Widerstandsmessungen eine Anisotropie. In der [-110]-Richtung werden im Nullfeld j_c -Werte von 10,4 kA/cm² erreicht, in [001]-Richtung nur 1,6 kA/cm². Damit liegen diese Werte in der Größenordnung des (001)-SuFETs mit dem 4,5 nm dicken Kanal aus Abbildung 5.5. Der Anisotropiefaktor $A_{j_c} = j_{c[-110]}/j_{c[001]}$ der kritischen Stromdichte beträgt 6,4.

5.2 EFFEKTE AN (110) ORIENTIERTEN YBCO-KANÄLEN

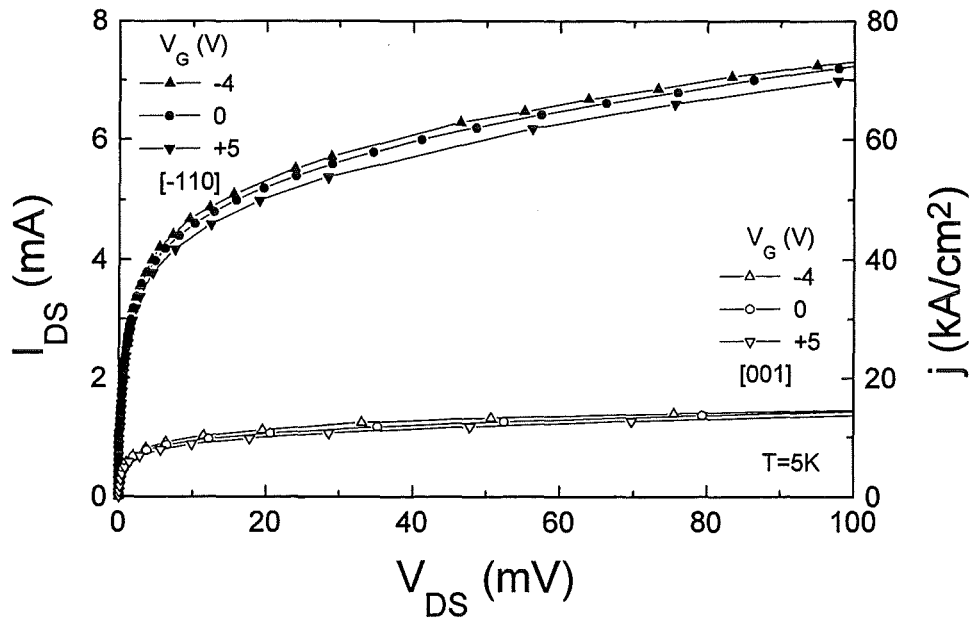


Abb. 5.24: $I_{DS}(V_{DS})$ -Kurven des (110)-SuFETs aus Abb. 5.23 bei $T=5\text{ K}$. Sie wurden in der [-110]- und [001]-Transportstromrichtung bei unterschiedlichen Gatespannungen gemessen.

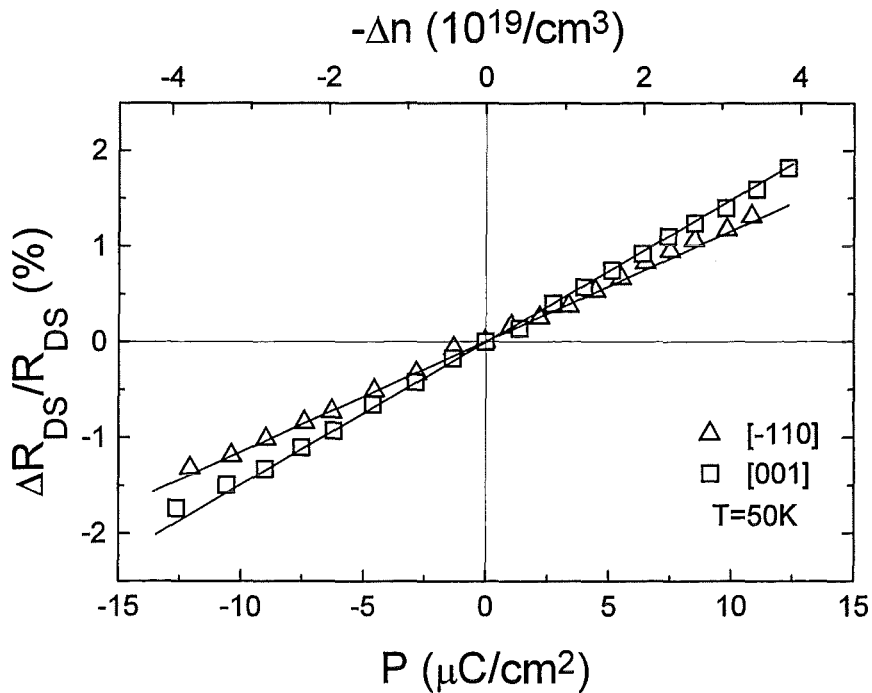


Abb. 5.25: Relative Widerstandsänderung beider Kanäle des SuFETs aus Abb. 5.23 in Abhängigkeit von der Polarisierung bzw. der Ladungsträgerdichteänderung bei $T=50\text{ K}$.

5 FELDEFFEKTMESSUNGEN AN DEN SUFETS

Um den Feldeffekt auf den Widerstand zu untersuchen, wurden die relativen Widerstandsänderungen $\Delta R_{DS}/R_{DS}$ bei $T=50$ K in Abhängigkeit von der Polarisierung P bzw. der Ladungsträgerdichteänderung Δn für beide Kanäle gemessen. Sie sind in Abbildung 5.25 dargestellt. Wie bei den (001)-SuFETs werden bei beiden Kanälen lineare Abhängigkeiten zwischen den relativen Widerstandsänderungen und der Ladungsträgerkonzentration festgestellt. Nach Gleichung 5.2 werden Werte α für die Geradensteigungen beider Kanalrichtungen ermittelt. Eine Umrechnung der Steigung nach Gleichung 5.3 in eine Ladungsträgerdichte nach dem Modell des freien Elektronengases wird nicht durchgeführt, da es physikalisch unsinnig erscheint, eine Anisotropie der Ladungsträgerdichte anzunehmen. In der $[-110]$ -Richtung ergibt sich $\alpha_{[-110]} = 3,8 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^3$, und in der $[001]$ -Richtung beträgt $\alpha_{[001]} = 4,8 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^3$. Der Anisotropiefaktor $A_{\Delta R/R} = \alpha_{[001]}/\alpha_{[-110]}$ der relativen Widerstandsänderungen beträgt 1,2. Dieses Ergebnis führt zu dem Schluß, daß es praktisch keine Anisotropie in der Widerstandsänderung gibt, obwohl die absoluten Widerstände anisotrop sind. Im Vergleich zu $A_{\Delta R/R}$ ist der Anisotropiefaktor A_R der absoluten Widerstände mit Werten von 8 bis 10 um einen Faktor 7 größer.

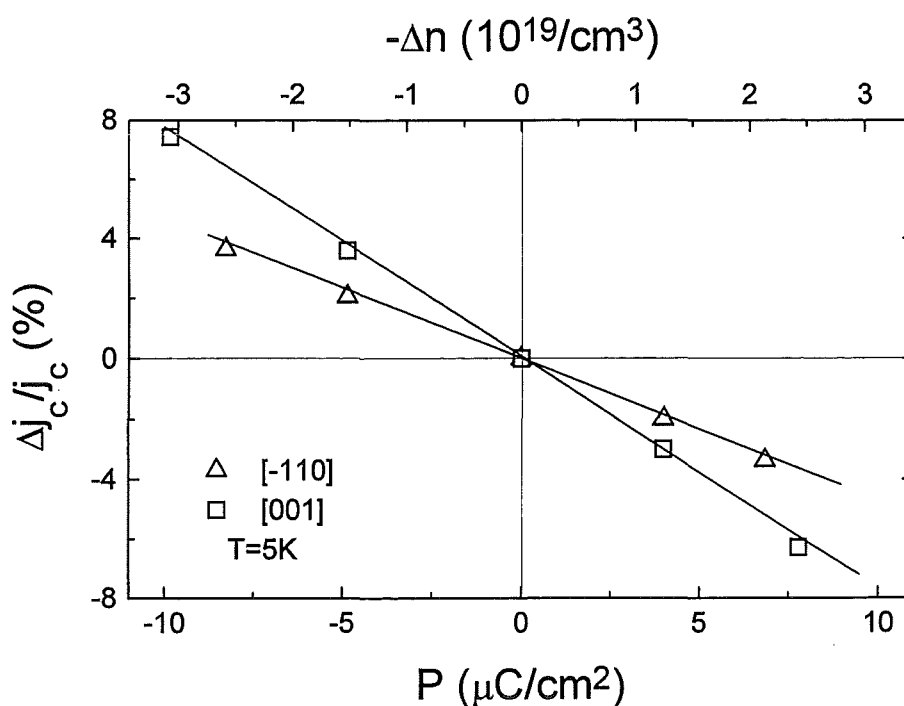


Abb. 5.26: Relative Änderung der kritischen Stromdichten beider Kanalrichtungen des SuFETs aus Abbildung 5.23 bei $T=5$ K in Abhängigkeit von der Polarisierung bzw. der Ladungsträgerdichteänderung.

In Abbildung 5.26 ist die relative j_c -Änderung in Abhängigkeit von P bzw. Δn gezeigt. Es ergeben sich ebenfalls lineare Abhängigkeiten wie bei den (001)-SuFETs, die der Gleichung 5.21 genügen:

$$\frac{\Delta j_c}{j_c} = \beta^\# \cdot \Delta n \quad (5.21)$$

5.3 EFFEKTE AN (103)/(013) ORIENTIERTEN YBCO-KANÄLEN

Aus den Steigungen der Geraden werden folgende $\beta^{\#}$ -Werte bestimmt: Für die [-110]-Richtung ist $\beta^{\#}_{[-110]} = 1,5 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^3$, und in [001]-Richtung ist $\beta^{\#}_{[001]} = 2,5 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^3$. Der Anisotropiefaktor $A_{\Delta j_c/j_c} = \beta^{\#}_{[001]}/\beta^{\#}_{[-110]}$ beträgt 1,7. Bei den j_c -Änderungen ist ein etwas stärkerer Effekt auf die [001]-Kanalrichtung zu beobachten. Im Vergleich zu $A_{\Delta j_c/j_c}$ ist der Anisotropiefaktor A_{j_c} der absoluten kritischen Stromdichten mit einem Wert von 6,4 aber um den Faktor 4 höher.

Obwohl bei den absoluten Widerstands- und j_c -Werten deutliche Anisotropien von 6 bis 10 zwischen den beiden Transportstromrichtungen festgestellt werden, können diese Anisotropiefaktoren bei den Feldeffekten nicht erreicht werden. Die Feldeffekte zeigen Anisotropiewerte unter 2. Im Gegensatz zu den (001)-SuFETs wurden bei den (110)-SuFETs Feldeffekte noch in 30 nm dicken Kanälen festgestellt. Diese obere Grenzdicke, bei der man noch Effekte messen kann, ist damit dreimal so groß wie der obere Wert von 10 nm bei den (001)-SuFETs. Allerdings ist es bisher noch nicht gelungen, supraleitende (110) orientierte YBCO-Kanäle unter 20 nm Dicke herzustellen. Bei den bisherigen (110)-SuFETs wurde deshalb vermutlich auch noch keine T_c -Verschiebung festgestellt. Die Feldeffekte beschränkten sich auf Widerstands- und j_c -Änderungen. Eine Diskussion dieser Ergebnisse folgt im Anschluß an das nächste Kapitel, in dem die Ergebnisse an den (103)/(013)-SuFETs vorgestellt werden.

5.3 Effekte an (103)/(013) orientierten YBCO-Kanälen

In diesem Kapitel werden SuFETs mit (103)/(013) orientierten YBCO-Schichten behandelt. Da bei diesem Wachstum keine Pufferschicht verwendet wird, entfällt die Problematik des PBCO-Parallelwiderstands zum YBCO-Kanal. Die (103)/(013)-SuFETs werden wie die (110)-SuFETs als Doppelstruktur hergestellt. Bei diesen SuFETs beträgt der Volumenanteil der (103)/(013)-Orientierung etwa 80 %, während die restlichen 20 % (110) orientiert sind. Reine (103)/(013) orientierte Schichten konnten, wie in Kapitel 3.4.2 berichtet, nicht hergestellt werden. Das elektrische Feld dringt nur bei den (110) orientierten Körnern parallel zu den CuO_2 -Ebenen in den Kanal ein. Bei den (103)/(013) orientierten Kristalliten dringt das Feld schräg unter einem Winkel von $\pm 45^\circ$ zu den CuO_2 -Ebenen ein. In [001]-Richtung fließt der Strom I_{DS} parallel zu den CuO_2 -Ebenen der (103)/(013) orientierten Bereiche, während die Ebenen der (110)-Bereiche senkrecht dazu stehen. Entlang der [-110]-Richtung fließt der Strom parallel zu den Ebenen der (110) Orientierung, während die Ebenen der (103)/(013) orientierten Bereiche unter einem Winkel von $\pm 45^\circ$ zur Stromrichtung stehen, und der Kanalstrom deshalb einen Art „Zick-Zack“ Kurs einschlägt. Dieser Strompfad führt innerhalb der (103)/(013) orientierten Körner über 90° Korngrenzen. Die Feld- und Stromrichtungen innerhalb eines (103)/(013) orientierten Films sind in Abbildung 5.1c schematisch dargestellt. 90° Korngrenzen wurden von Brecht et al. durch TEM-Aufnahmen auch an $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ -Filmen auf (110)-STO-Substraten gezeigt [Bre97]. Feldeffektexperimente an Korngrenzen in YBCO-Filmen wurden von Nakajima et al. und von Mayer et al. durchgeführt [Nak94, May96]. Die Korngrenzen wurden durch Verwendung von Bikristallsubstraten erzeugt. Die Autoren konnten j_c -Verschiebungen von $\pm 10\%$ feststellen. In der [-110]-Kanalrichtung der (103)/(013)-SuFETs liegen sehr viele 90° Korngrenzen, die die Feldeffekte

5 FELDEFFEKTMESSUNGEN AN DEN SUFETS

verstärken könnten, vor [Eom92]. Die [-110]-Kanalrichtung bietet sich daher an, den Einfluß der 90° Korngrenzen auf die Stärke des Feldeffektes zu untersuchen. Auch bei dem (103)/(013)-SuFET dient der zweite Kanal als Referenzkanal, um eventuelle Feldeffektanisotropien zu analysieren. Die Messungen der $R_{DS}(T)$ -Kurven an einem SuFET mit 28 nm dicken Kanälen ist in Abbildung 5.27 zu sehen.

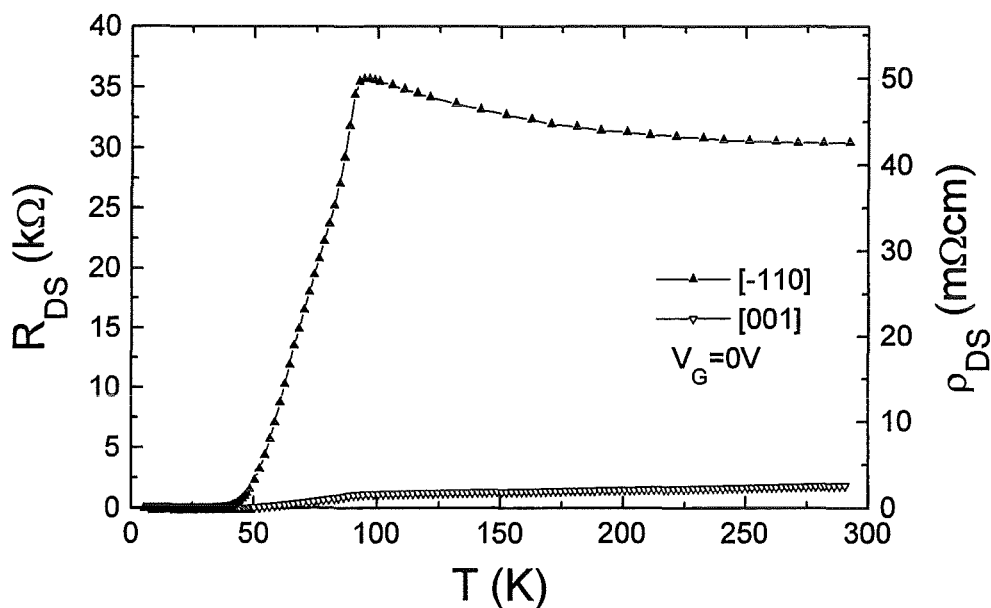


Abb. 5.27: $R_{DS}(T)$ -Kurven eines (103)/(013) orientierten SuFETs mit 28 nm dicken YBCO-Kanälen. Die Kurven wurden in [-110]- und [001]-Transportstromrichtung aufgezeichnet.

Wie bei den (110)-SuFETs sind auch bei den (103)/(013)-SuFETs zwei völlig verschiedene Widerstandsverläufe zu beobachten. Beide Kurven verlaufen oberhalb von 100 K relativ flach. Im Gegensatz zu den (110)-SuFETs zeigt aber die [-110]-Kanalrichtung den höheren Widerstand. Dies kann möglicherweise durch die 90° Korngrenzen der (103)/(013) orientierten Bereich erklärt werden. Das T_c für diese Richtung beträgt 25 K, während in der [001]-Richtung 35 K erreicht werden. Als Anisotropiefaktor $A'_R = R_{[-110]}/R_{[001]}$ ergeben sich für $T < 100$ K Werte zwischen 30 und 35. Diese Anisotropien sind fast viermal so groß wie die A_R -Werte bei den (110)-SuFETs.

In Abbildung 5.28 sind die Messungen der $I_{DS}(V_{DS})$ -Kurven beider Kanäle mit unterschiedlichen Gatespannungen bei 5 K gezeigt. Auch bei den j_c -Messungen sind eindeutig Anisotropien zu sehen. Die kritische Stromdichte in [001]-Richtung beträgt 55 kA/cm², während in der [-110]-Richtung nur 5 kA/cm² erreicht werden. Der Anisotropiefaktor $A'_{jc} = j_{c[001]}/j_{c[-110]}$ ist mit seinem Wert von 11 fast doppelt so groß wie beim (110)-SuFET.

5.3 EFFEKTE AN (103)/(013) ORIENTIERTEN YBCO-KANÄLEN

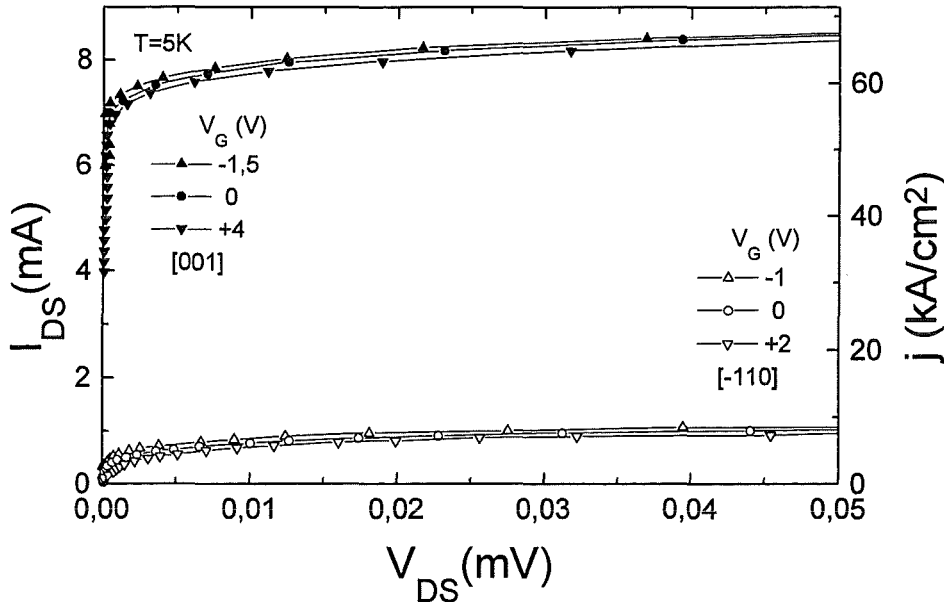


Abb. 5.28: $I_{DS}(V_{DS})$ -Kurven des (103)/(013) orientierten SuFETs aus Abb. 5.27 bei $T=5$ K. Die Kurven wurden in der [-110]- und [001]-Transportstromrichtung bei unterschiedlichen Gate-Spannungen gemessen.

In Abbildung 5.29 sind die Messungen der relativen Widerstandsänderungen $\Delta R_{DS}/R_{DS}$ bei $T=60$ K in Abhängigkeit von der Polarisierung P bzw. der Ladungsträgerdichteänderung Δn für beide Kanäle gezeigt. Die Auswirkung des elektrischen Feldes ist in [-110]-Richtung stärker als in [001]-Richtung. In beiden Fällen wird wieder ein linearer Zusammenhang zwischen $\Delta R_{DS}/R_{DS}$ und Δn beobachtet. Für die Geradensteigungen ergeben sich folgende α' -Werte: In [-110]-Kanalrichtung ist $\alpha'_{[-110]} = 1 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^3$, und in [001]-Richtung ist $\alpha'_{[001]} = 3,8 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^3$. Der Anisotropiefaktor der relativen Widerstandsänderungen $A'_{\Delta R/R} = \alpha'_{[-110]}/\alpha'_{[001]}$ beträgt 2,6. Er ist zwar doppelt so groß wie beim (110)-SuFET, aber der Anisotropiewert der Feldeffekte ist nur ein Zwölftel des Wertes der Widerstandsanisotropie A'_R .

In Abbildung 5.30 sind die Feldeffektmessungen bezüglich der kritischen Stromdichte zu sehen. Es ergibt sich wieder ein linearer Zusammenhang zwischen den relativen j_c -Änderungen und der Änderung der Ladungsträgerkonzentration. Für die Steigungen der Geraden werden folgende $\beta'^{\#}$ -Werte ermittelt: In [001]-Richtung ist $\beta'^{\#}_{[001]} = 2 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^3$, während $\beta'^{\#}_{[-110]}$ $1,4 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^3$ beträgt. Der Anisotropiefaktor der relativen j_c -Änderung $A'_{\Delta j_c/j_c} = \beta'^{\#}_{[-110]}/\beta'^{\#}_{[001]}$ ist 7. Er ist mehr als vier mal so groß wie bei den (110)-SuFETs. Außerdem ist der Anisotropiefaktor dieser Feldeffekte fast so groß wie die Anisotropie der kritischen Stromdichte A'_{j_c} , die 11 beträgt.

5 FELDEFFEKTMESSUNGEN AN DEN SUFETS

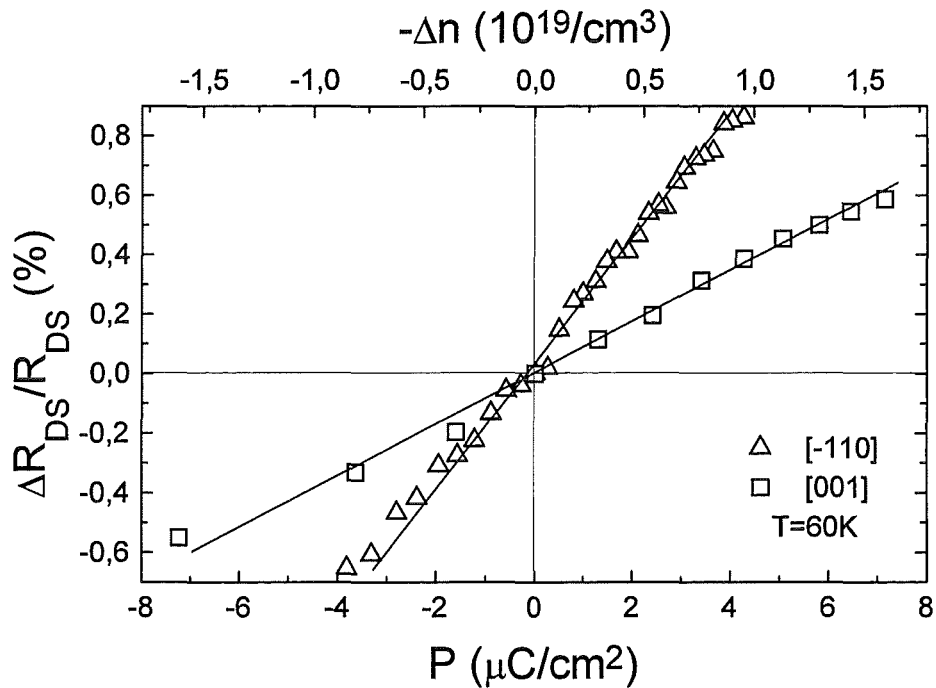


Abb. 5.29: Relative Widerstandsänderung beider Kanäle des SuFETs aus Abb. 5.27 in Abhängigkeit von der Polarisierung bzw. der Ladungsträgerdichteänderung bei $T=60\text{ K}$.

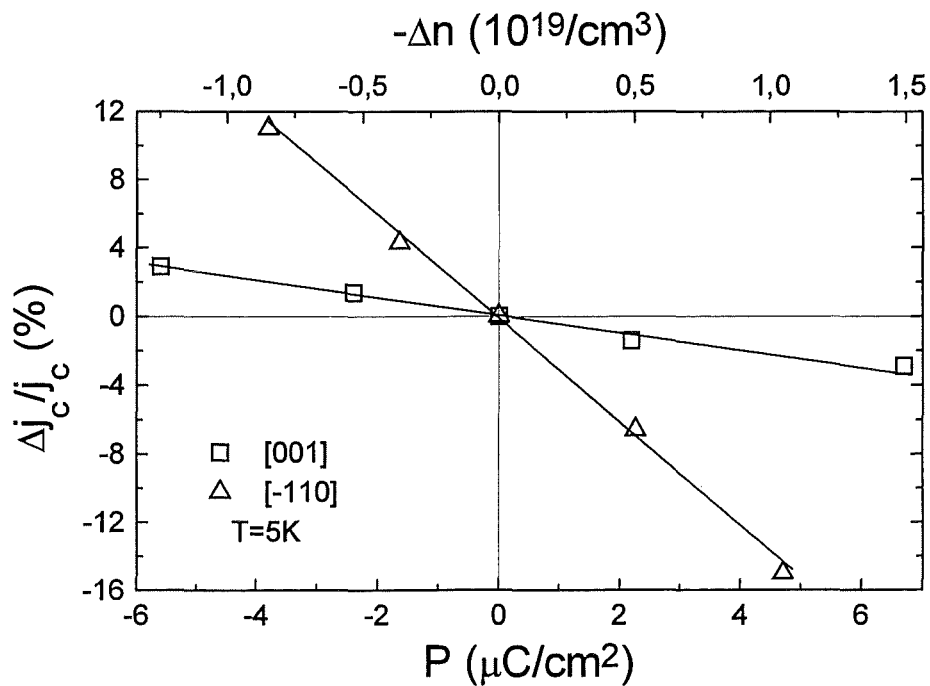


Abb. 5.30: Relative Änderung der kritischen Stromdichten beider Kanalrichtungen des SuFETs aus Abb. 5.27 in Abhängigkeit von der Polarisierung bzw. der Ladungsträgerdichteänderung bei $T=5\text{ K}$.

5.4 DISKUSSION DES ANISOTROPEN VERHALTENS DER SUFETS

Bei den (103)/(013)-SuFETs ist der Anisotropiefaktor der feldinduzierten relativen Widerstandsänderungen mit 2,6 viel geringer als die Widerstandsanisotropie selbst, die zwischen 30 und 35 beträgt. Die Feldeffektanisotropien in der kritischen Stromdichte sind fast so groß wie die j_c -Anisotropie selbst. Die 90° Korngrenzen zwischen den (103)/(013) orientierten Bereichen, die vermutlich für die Widerstands- und j_c -Anisotropie verantwortlich sind, wirken sich sowohl auf $\Delta R_{DS}/R_{DS}$ als auch auf $\Delta j_c/j_c$ verstärkend aus.

Die Effekte werden wie beim (110)-SuFET für Kanaldicken bis 30 nm beobachtet. Allerdings konnten auch bei den (103)/(013)-SuFETs noch keine supraleitenden Kanäle unter 20 nm Dicke hergestellt werden.

5.4 Diskussion des anisotropen Verhaltens der SuFETs

Sowohl bei den (110)- als auch bei den (103)/(013)-SuFETs werden Anisotropien im Widerstand und in der kritischen Stromdichte j_c bezüglich der Transportstromrichtungen [001] und [-110] beobachtet. Bei diesen Messungen ist $V_G = 0$ V. Bei den (110) orientierten YBCO-Kanälen ist der Widerstand in [001]-Richtung gegenüber der [-110]-Richtung größer. Es werden Anisotropiefaktoren im Widerstand von 8 bis 10 und in der kritischen Stromdichte von 6,4 erreicht. Entlang der [001]-Richtung fließt der Transportstrom senkrecht zu den CuO_2 -Ebenen, während er in [-110]-Richtung parallel zu den CuO_2 -Ebenen verläuft. Batlogg et al. schlagen für den Widerstandsverlauf in c-Achsenrichtung folgende Temperaturabhängigkeit vor [Bat90]:

$$\rho_c = A_c \cdot T + B_c/T \quad (5.22)$$

Der erste Term der Gleichung (5.22) beschreibt ein metallisches Verhalten des Widerstandes, das den Ebenen zugeschrieben wird, während der zweite Term ein Halbleiterverhalten mit negativem Temperaturkoeffizienten beschreibt. In Abbildung 5.23 wird ein halbleiterähnliches Verhalten in [001]-Transportstromrichtung beobachtet. Mit sinkender Temperatur steigt der Widerstand bis 90 K an, bevor die Supraleitung einsetzt. Da aber auch entlang der [-110]-Richtung ein negativer Temperaturkoeffizient beobachtet wird, kann daraus geschlossen werden, daß die Transportströme innerhalb der CuO_2 -Ebenen des (110)-SuFETs durch Defekte wie beispielsweise Sauerstoffleerstellen gestört sein könnten und deshalb kein metallisches Verhalten festgestellt wird.

Bei den (103)/(013)-SuFETs zeigen sich ebenfalls Anisotropien im Widerstand und in der kritischen Stromdichte. Im Gegensatz zu den (110)-SuFETs ist der Widerstand entlang der [-110]-Richtung größer. Zu beobachten sind Anisotropiefaktoren von 30 bis 35 im Widerstand und 11 in j_c . Widerstands- und j_c -Anisotropien sind bei den (103)/(013)-SuFETs um den Faktor 2 bis 3 größer als bei den (110)-SuFETs. Der hohe Widerstand in der [-110]-Richtung kann dadurch erklärt werden, daß der Strom die 90° Korngrenzen zwischen den (103)/(013) orientierten Körnern durchströmen muß. Durch die Anordnung der CuO_2 -Ebenen folgt der Strom einem „Zick-Zack“ Kurs. In der [001]-Richtung ist der Widerstand geringer, da der Strom parallel zu den CuO_2 -Ebenen fließen kann. Widerstands- und j_c -Anisotropien werden bei den (103)/(013)-SuFETs offenbar durch die 90° Korngrenzen dominiert. In Tabelle 5.2 sind die Anisotropiewerte der (110)- und (103)/(013)-SuFETs zusammengefaßt.

5 FELDEFFEKTMESSUNGEN AN DEN SUFETS

Anisotropien	Messungen bei $V_G=0V$		Feldeffektmessungen	
	A_R	A_{jc}	$A_{\Delta R/R}$	$A_{\Delta jc/jc}$
(103)/(013)-SuFET	30 - 35	11	2,6	7
(110)-SuFET	8 - 10	6,4	1,2	1,7

Tabelle 5.2: Zusammenfassung der Anisotropiewerte A_R (Widerstand) und A_{jc} (kritische Stromdichte) und der Feldeffektanisotropien $A_{\Delta R/R}$ (relative Widerstandsänderung) und $A_{\Delta jc/jc}$ (relative Änderung der kritischen Stromdichte), die an den (110)- und (103)/(013)-SuFETs ermittelt wurden.

Die Anisotropiewerte der Feldeffekte sind sowohl bei den (110)- als auch bei den (103)/(013)-SuFETs weniger ausgeprägt als die Anisotropien der jeweiligen Transportgrößen, die im Nullfeld ($V_G=0V$) gemessen wurden. Ein Vergleich der (110)- und (103)/(013)-SuFETs zeigt, daß Feldeffektanisotropien bei den (110)-SuFETs kaum beobachtet werden, während sie bei den (103)/(013)-SuFETs in der Widerstandsänderung einen Wert von 2,6 und in der Änderung des kritischen Stroms sogar 7 erreichen. Die 90° Korngrenzen in der [-110]-Richtung der (103)/(013)-SuFETs scheinen die Feldeffekte zu verstärken, während in der c-Achsenrichtung der (110)-SuFETs nicht die erhoffte Verstärkung zu beobachten ist. Im folgenden werden die Feldeffekte, die an den einzelnen Kanälen der (110)- und (103)/(013)-SuFETs gemessen wurden, mit den Effekten der (001)-SuFETs verglichen.

Feldeffekte an (001)-SuFETs werden nur unterhalb einer YBCO-Schichtdicke von 10 nm beobachtet. Im Gegensatz dazu treten bei den (110)- und (103)/(013)-SuFETs die Effekte bis zu 30 nm Schichtdicke auf. Dies läßt den Schluß zu, daß die Eindringtiefe des elektrischen Feldes in den (110)- und (103)/(013)-SuFETs, bei denen das elektrische Feld parallel oder schräg zu den CuO_2 -Ebenen in die YBCO-Schicht eindringt, deutlich größer ist als bei den (001)-SuFETs, bei denen das Feld senkrecht zu den Ebenen verläuft.

Um die Feldeffekte der (001)-, (110)- und (103)/(013)-SuFETs zu vergleichen, werden in Abbildung 5.31 die relativen Widerstands- und in Abbildung 5.32 die relativen j_c -Änderungen dieser drei SuFET-Typen über der Ladungsträgerdichteänderung Δn aufgetragen.

5.4 DISKUSSION DES ANISOTROPEN VERHALTENS DER SUFETS

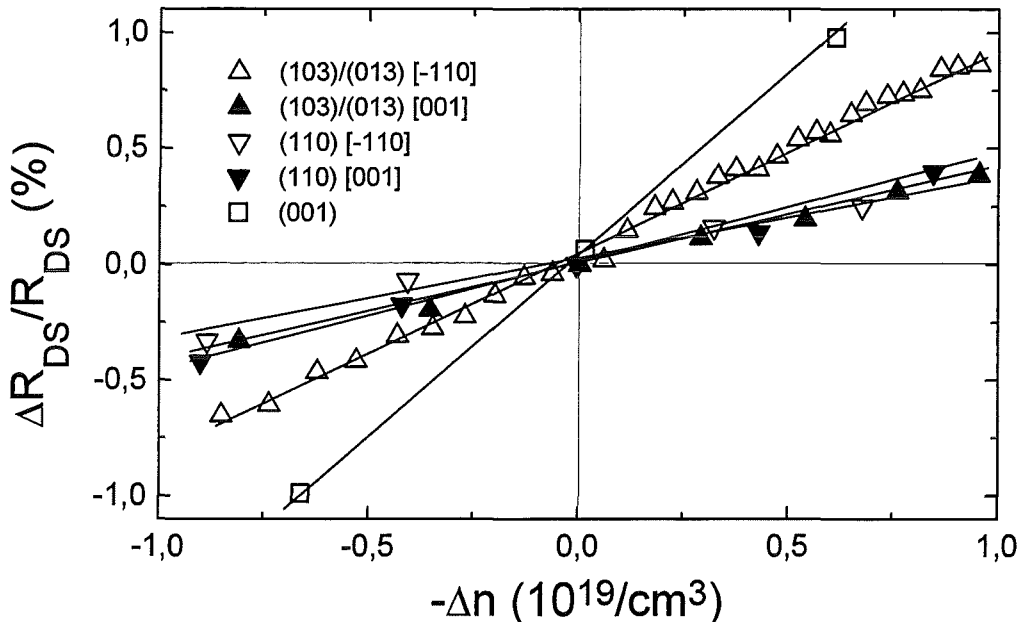


Abb. 5.31: Zusammenfassung der relativen Widerstandsänderungen in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichteänderung der drei SuFETs mit (001), (110) und (103)/(013) orientierten YBCO-Kanälen. Bei den (110)- und (103)/(013)-SuFETs werden die [001]- und [-110]-Transportstromrichtungen unterschieden.

Die größten Steigungen α der Geraden in Abbildung 5.31 und damit die größten Feldeffekte auf den Widerstand werden beim (001)-SuFET und entlang der [-110]-Richtung des (103)/(013)-SuFET festgestellt. Die α -Werte betragen 1 bis $1,2 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^3$. Die Effekte beim (110)-SuFET und in der [001]-Richtung des (103)/(013)-SuFETs sind nur halb so groß. Die α -Werte liegen zwischen 4 und $5 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^3$. Die stärkeren Widerstandsänderungen, die beim (001)-SuFET beobachtet werden, könnten mit Defekten zusammenhängen, die aufgrund der geringen Schichtdicke von 8 nm verstärkt auftreten. Bei der [-110]-Richtung des (103)/(013)-SuFETs sind vermutlich die 90° Korngrenzen des 28 nm dicken Kanals der Grund für die stärkeren Effekte. In c-Achsenrichtung der (110)-SuFETs ist der Feldeffekt im Widerstand nicht stärker ausgeprägt.

In Abbildung 5.32 werden die relativen kritischen Stromdichteänderungen $\Delta j_c/j_c$ über der Ladungsträgerdichteänderung Δn aufgetragen. Die größte Steigung der Geraden mit einem $\beta^\#$ -Wert von $1,4 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^3$ wird entlang der [-110]-Richtung des (103)/(013)-SuFETs festgestellt. Der (001)-SuFET zeigt mit einem $\beta^\#$ -Wert von $4 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^3$ einen schwächeren Effekt. Die $\beta^\#$ -Werte des (110)-SuFETs und des Kanals in [001]-Richtung des (103)/(013)-SuFETs liegen im Bereich von $1,5$ bis $2,5 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^3$ und zeigen die schwächsten Feldeffekte in der kritischen

5 FELDEFFEKTMESSUNGEN AN DEN SUFETS

Stromdichte. Auch bei den relativen Stromdichteänderungen verstärken die 90° Korngrenzen den Feldeffekt, während in c-Achsenrichtung der (110)-SuFETs keine Verstärkung zu beobachten ist.

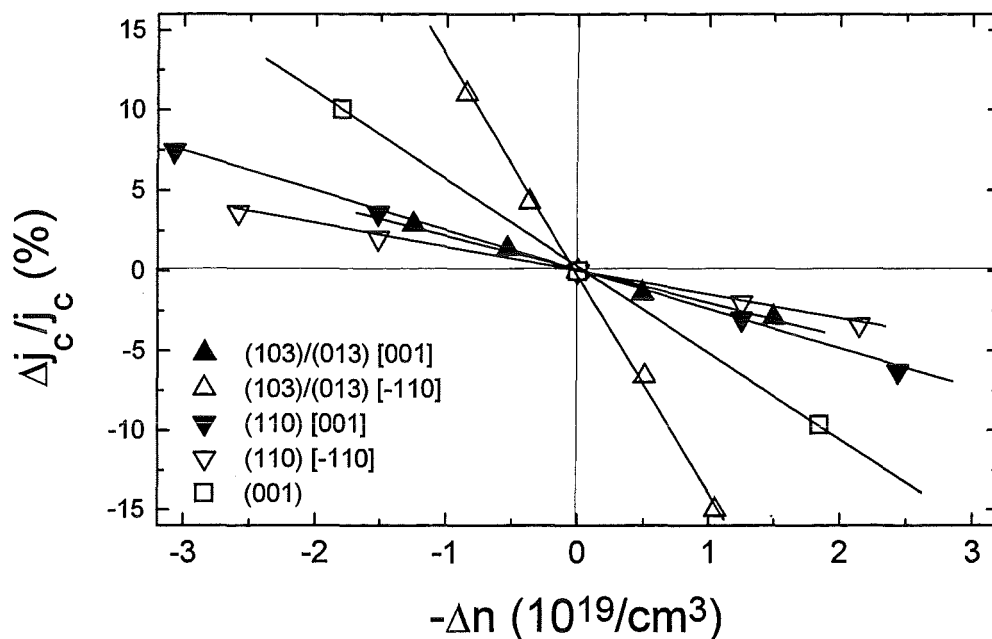


Abb. 5.32: Zusammenfassung der relativen kritischen Stromdichteänderungen in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichteänderung der (001)-, (110)- und (103)/(013)-SuFETs. Bei den (110)- und (103)/(013)-SuFETs werden die [001]- und [-110]-Transportstromrichtungen berücksichtigt.

Die Feldeffekte auf j_c in der [-110]-Richtung des (103)/(013)-SuFETs sind zwar relativ gesehen am stärksten, aber die Schichtqualität ist schlechter als bei dem dünnsten (001)-SuFET. Die kritische Stromdichte des 4,5 nm dicken (001) orientierten YBCO-Kanals beträgt 9 kA/cm^2 , während der j_c -Wert des 28 nm dicken (103)/(013) orientierten Kanals entlang der [-110]-Richtung nur bei 5 kA/cm^2 liegt. Außerdem ist es sowohl bei den (110)- als auch bei den (103)/(013)-SuFETs nicht gelungen, einen supraleitenden Kanal unter 20 nm Dicke herzustellen. Bei Kanaldicken über 20 nm konnten keine T_c -Verschiebungen beobachtet werden. Um eine höhere Widerstands- oder j_c -Änderung zu erreichen und eine T_c -Verschiebung feststellen zu können, müssten die YBCO-Schichten dünner aufgebracht werden. Solange es nicht gelingt, die YBCO-Schichtdicke weiter zu reduzieren ohne die Schichtqualität zu verschlechtern, ist die Effizienz der (001)-SuFETs größer als die der (103)/(013)-SuFETs, deren Kanal entlang der [-110]-Richtung verläuft.

6. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde der Einfluß eines elektrischen Feldes auf die Transporteigenschaften unterschiedlich orientierter YBCO-Schichten untersucht. Die Messungen wurden an supraleitenden Feldeffekttransistoren (SuFET) aus YBCO/STO/Gold-Heterostrukturen durchgeführt. In Feldeffekttransistoren wird durch das Anlegen einer elektrischen Spannung an den Gateeingang die Ladungsträgerkonzentration im Kanalmaterial verändert. Aufgrund der hohen Ladungsträgerdichte und der daraus resultierenden sehr kurzen Eindringtiefe des elektrischen Feldes in den Kanal zeigten Experimente an konventionellen Supraleitern sehr schwache Effekte. Beim Hochtemperatursupraleiter YBCO, dessen Ladungsträgerkonzentration mit etwa $5 \cdot 10^{21}/\text{cm}^3$ zwei Größenordnungen unter der von konventionellen Supraleitern liegt, nimmt die Eindringtiefe des elektrischen Feldes um den Faktor 10 zu. Zur Erzielung starker Feldmodulationen der Ladungsträgerdichte muß zum einen die Kanaldicke im Bereich der Eindringtiefe, also im nm-Bereich, liegen, und zum anderen muß der Ladungstransfer durch die Gatespannung maximiert werden. Das Produkt aus Dielektrizitätskonstante ϵ_G und Durchbruchfeldstärke E_{DB} und die daraus resultierende dielektrische Polarisation der STO-Isolationsschicht müssen möglichst groß sein.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden SuFETs durch Laserablation (PLD) hergestellt und mittels einer Schattenmaskentechnik in situ während des Herstellungsprozesses strukturiert. Durch Variation der Depositionsparameter und unter Verwendung von (100)- und (110)-STO-Substraten wurden drei verschiedene SuFET-Typen realisiert. Sie unterscheiden sich in der Orientierung der YBCO-Schicht, die in (001)-, (110)- und (103)/(013)-Wachstumsrichtung deponiert wurde. Die (001)-SuFETs wurden auf (100)-STO-Substraten und mit (100)-STO-Isolationsschichten hergestellt. Die (110)- und (103)/(013)-SuFETs wurden dagegen auf (110)-STO-Substraten und mit (110)-STO-Filmen realisiert, wobei die (110) orientierten YBCO-Schichten auf $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ -Pufferschichten aufgebracht wurden.

Untersuchungen der Gate-Isolationsschichten zeigten, daß epitaktisches STO aufgrund der höheren Polarisierbarkeit gegenüber amorphem STO zu bevorzugen ist. Polarisationsmessungen an (100) und (110) orientierten epitaktischen STO-Schichten unter 700 nm Dicke ergaben ein nichtlineares Verhalten des Dielektrikums. Die Dielektrizitätskonstante ϵ_G ist temperatur-, schichtdicken- und spannungsabhängig. ϵ_G -Werte von bis zu 1000 wurden erreicht, wobei die (110)-STO-Schichten einen um 30 % höheren Wert aufwiesen als die (100) orientierten. Die Durchbruchfeldstärken E_{DB} lagen im Bereich von 300 kV/cm, und die dielektrische Polarisation betrug bis zu $10 \mu\text{C}/\text{cm}^2$.

Amorphe STO-Schichten zeigten ein lineares Verhalten, aber die Dielektrizitätskonstante betrug lediglich 25. Aufgrund der kaum höheren Durchbruchfeldstärken von 600 kV/cm lagen die erreichbaren Polarisationswerte unter $1 \mu\text{C}/\text{cm}^2$.

6 ZUSAMMENFASSUNG

Feldeffektuntersuchungen an (001)-SuFETs ergaben Modulationen des Widerstands R_{DS} , der kritischen Temperatur T_c und der kritischen Stromdichte j_c des YBCO-Kanals. Die Effekte nahmen mit Steigerung der Schichtdicke ab, wobei oberhalb einer Dicke von 10 nm keine Effekte mehr zu messen waren.

Ein Vergleich zwischen dem Vorzeichen der Widerstandsänderung und der Polarität der Gate-Spannung bestätigte den Lochladungsmechanismus des YBCO-Systems. Außerdem zeigte sich ein linearer Zusammenhang zwischen der Ladungsträgerdichteänderung Δn und der relativen Widerstandsänderung $\Delta R_{DS}/R_{DS}$. Im Rahmen des Modells des freien Elektronengases konnte die Ladungsträgerdichte n im YBCO-Kanal zu $(8-13) \cdot 10^{20}/\text{cm}^3$ bestimmt werden. Dieser Wert liegt um den Faktor 2 bis 7 unter dem Literaturwert für Einkristalle und Filme und könnte auf Defektstrukturen in der Schicht zurückzuführen sein, die auch die kritische Temperatur T_c auf Werte unter 40 K drücken. Pseudomorphes Wachstum, Kationenfehlstellen oder chemische Reaktionen zwischen YBCO und STO könnten die Ursache für Defekte sein.

Neben dem linearen Zusammenhang $\Delta R_{DS}/R_{DS} = -\Delta n/n$ wurden auch lineare Abhängigkeiten zwischen der relativen Ladungsträgerdichteänderung und der relativen j_c - bzw. T_c -Änderung festgestellt: $\Delta j_c/j_c = 3 \cdot \Delta n/n$ und $\Delta T_c/T_c = 2,3 \cdot \Delta n/n$.

Der Einfluß des elektrischen Feldes auf die supraleitenden Eigenschaften ist demnach stärker ausgeprägt als der Einfluß auf die normalleitenden Eigenschaften. Die Gründe werden kontrovers diskutiert. Im Rahmen des Modells des feldinduzierten Depinnings geht man davon aus, daß sich die Pinningzentren an der Grenzfläche zwischen YBCO und STO-Isolation befinden und durch das an der Kanaloberfläche hohe elektrische Feld stärker beeinflusst werden als der Widerstand, der durch das exponentiell abfallende Feld über den gesamten Kanal moduliert werden muß.

Ein zweites Modell geht von einem Kosterlitz-Thouless-Phasenübergang aus, der das Schmelzen eines Vortextgitters durch thermische Fluktuationen beschreibt. Ein eindeutiger Hinweis auf einen Kosterlitz-Thouless-Übergang konnte in dieser Arbeit nicht gefunden werden.

Starke T_c -Verschiebungen wurden bisher in YBCO-Filmen mit weak links beobachtet, die auch bei den in dieser Arbeit beobachteten starken Verschiebungen die Ursache sein könnten.

Neben den statischen Feldeffektmessungen an den (001)-SuFETs wurden auch dynamische Messungen vorgenommen. Es konnte gezeigt werden, daß die Schaltzeit τ der SuFETs von einem RC-Produkt bestimmt wird und nicht von der Driftzeit der Ladungsträger im Kanal. C ist die Kapazität des Gateisolators STO. Im normalleitenden Zustand von YBCO ist R der Widerstand des Kanals, während im gemischten Zustand R den Flux-Flow-Widerstand des Typ II-Supraleiters YBCO darstellt. Durch die Dominanz des RC-Produkts wird für den Mechanismus des Feldeffektes das Modell der feldinduzierten Ladungsträgerdichteänderung bestätigt und nicht das Modell der feldinduzierten Sauerstoffmigration, das in Kapitel 2.6 vorgestellt wurde. Durch Miniaturisierung des SuFETs könnten Schaltfrequenzen im GHz-Bereich erzielt werden.

Eine effektive Spannungsverstärkung konnte bisher nicht erreicht werden. Der maximale „Verstärkungsfaktor“ betrug etwa 1.

Feldeffektuntersuchungen an SuFETs mit (110) und (103)/(013) orientierten YBCO-Kanälen zeigten wesentliche Unterschiede zum (001)-SuFET. Effekte wurden bis zu einer YBCO-Schichtdicke von 30 nm beobachtet und zeigen damit, daß die Eindringtiefe des elektrischen Feldes parallel oder schräg zu den CuO₂-Ebenen der YBCO-Schicht größer ist als senkrecht zu den Ebenen.

Leider ist die Schichtqualität schlechter als bei den (001) orientierten ultradünnen YBCO-Schichten, so daß es nicht möglich war, supraleitende Kanäle unter 20 nm Dicke herzustellen. Vermutlich wurden deshalb nur Modulationen des Widerstands und der kritischen Stromdichte, aber keine T_c-Verschiebungen beobachtet. Es wurden ebenfalls lineare Abhängigkeiten der relativen Widerstands- und j_c-Änderungen von der Ladungsträgerkonzentration Δn festgestellt. Der anisotrope Charakter des YBCOs zeigte sich in den Anisotropien der Transportgrößen, die ohne Gatespannung in [001]- und [-110]-Kanalrichtung ermittelt wurden.

Beim (110)-SuFET wurden größere Widerstands- und kleinere j_c-Werte entlang der [001]-Transportrichtung beobachtet. Die Anisotropiewerte betragen zwischen 8 und 10 im Widerstand und etwa 6 in der kritischen Stromdichte. Dagegen zeigten die Feldeffektmessungen für $\Delta R_{DS}/R_{DS}$ und $\Delta j_c/j_c$ mit Werten unter 2 keine ausgeprägten Anisotropien.

Beim (103)/(013)-SuFET wurden dagegen größere Widerstands- und kleinere j_c-Werte entlang der [-110]-Transportrichtung beobachtet, die auf die 90° Korngrenzen in den (103)/(013) orientierten Kristalliten zurückzuführen sind. Die Anisotropiewerte waren im Vergleich zum (110)-SuFET größer und betragen 30 bis 35 im Widerstand und etwa 11 in j_c. Der Anisotropiewert der feldinduzierten Widerstandsänderung betrug etwa 3, und der Anisotropiefaktor der j_c-Änderung sogar 7. Der relativ hohe Anisotropiewert von 7 zeigt deutlich den verstärkenden Einfluß der 90° Korngrenzen auf den Feldeffekt in den j_c-Änderungen.

Betrachtet man alle SuFET-Ergebnisse und vergleicht die relative Änderung der kritischen Stromdichte $\Delta j_c/j_c$ mit der Ladungsträgerdichteänderung Δn , so zeigt sich die stärkste Modulation entlang der [-110]-Richtung der (103)/(013)-SuFETs. Etwas schwächer sind die relativen Effekte beim (001)-SuFET. Die schwächsten Modulationen, die eine Größenordnung unter der der (103)/(013)-SuFETs liegen, werden beim (110)-SuFET beobachtet.

Ein Vergleich der Effekte der relativen Widerstandsänderung $\Delta R_{DS}/R_{DS}$ mit Δn zeigt ein ähnliches Ergebnis. Die (110)-SuFETs erreichen wiederum die kleinsten Modulationen. Im Unterschied zu den $\Delta j_c/j_c$ -Ergebnissen sind die relativen Modulationen beim (001)-SuFET und in der [-110]-Kanalrichtung des (103)/(013)-SuFETs etwa gleich groß und liegen um den Faktor 2 über den Effekten des (110)-SuFETs.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß 90° Korngrenzen den elektrischen Feldeffekt offenbar verstärken können. SuFETs mit einem Kanal in der c-Achsenrichtung von YBCO zeigen dagegen keine stärkeren Feldeffekte. Da die Schichtqualität der (110)- und (103)/(013)-SuFETs z.Zt. noch nicht die Güte der ultradünnen (001) orientierten YBCO-Schichten erreicht hat, wurden die größten absoluten Änderungen des Widerstandes, der kritischen Temperatur und der kritischen Stromdichte an den (001)-SuFETs festgestellt.

6 ZUSAMMENFASSUNG

Für eine technische Nutzung sind die SuFETs auf dem heutigem Stand noch nicht geeignet. Eine Spannungsverstärkung wäre mit den uns heute bekannten HTSL vermutlich nur mit einer verbesserten Dünnfilmherstellung möglich, die eine technische Herausforderung darstellt. Eine weitere Möglichkeit besteht nur darin, ein SuFET mit neue Materialien zu entwickeln. Ein neuer Isolator müsste höhere Polarisationswerte aufweisen als die beobachteten $10 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ der STO-Schichten. Anstelle eines Dielektrikums könnten daher Ferroelektrikas mit hohen spontanen Polarisationswerten verwendet werden. Ein neuer HTSL müsste eine geringere Ladungsträgerkonzentration als YBCO haben, dessen Ladungsträgerkonzentration im Bereich von $10^{21}/\text{cm}$ liegt.

Literaturverzeichnis

- [Aue97] R. Auer und R. Schneider, wird veröffentlicht in *J. Appl. Phys.* **81** (7) (1997)
- [Bat90] B. Batlogg, in „High Temperature Superconductivity: The Los Alamos Symposium 1989, K.S. Bedell, D. Coffey, D.E. Meltzer, D. Pines und J.R. Schrieffer, Addison-Wesley-Verlag (1990)
- [Bed86] J.G. Bednorz, K.A. Müller, *Z. Phys. B* **64** 189 (1986)
- [Bre97] E. Brecht, G. Linker, T. Kröner, R. Schneider, J. Geerk, C. Træholt und O. Meyer, „Growth phenomena of BISSCO thin films deposited on (110) oriented STO substrates“, zur Veröffentlichung in „Thin Solid Film“ eingereicht
- [Buc90] W. Buckel, Supraleitung, VCH-Verlag (1990)
- [Bur93] N.A. Burnham, R.J. Colton und H.M. Pollack, *Nanotechnology* **4** 64-80 (1993)
- [Cav90] R.J. Cava, A.W. Hewat, B. Batlogg, M. Marezio, K.M. Rabe, J.J. Krajewski, W.F. Peck und L.W. Rupp jr., *Physica C* **165** 419-433 (1990)
- [Cha93] N. Chandrasekhar, O.T. Valls und A.M. Goldman, *Phys. Rev. Lett.* **71** 1079 (1993)
- [Cha94] N. Chandrasekhar, O.T. Valls und A.M. Goldman, *Phys. Rev. B* **49** 6220 (1994)
- [Chr94] H.M. Christen, J. Mannhart, E.J. Williams und Ch. Gerber, *Phys. Rev. B* **49** 12095 (1994)
- [Chr94b] H.M. Christen, Promotion, EPF Lausanne, **1235** (1994)
- [Chu78] W.K. Chu, J.W. Mayer, M.A. Nicolet, Backscattering Spectroscopy Academic Press, New York 1978
- [Coo96] J.R. Cooper, International Conference on Physics and Chemistry of Molecular and Oxide Superconductors (MOS'96), Program and Abstracts No. 414, Karlsruhe, Germany (1996)
- [Dev54] A.F. Devonshire, *Phil. Mag. Suppl.* **3** 85 (1954)
- [Don95] Z.W. Dong, Ph. D. Thesis, University of Delft, The Netherlands (1995)
- [Doo86] L.R. Doolittle, *Nucl. Instr. Meth. B* **15** 227 (1986)

LITERATURVERZEICHNIS

- [Eom92] C.B. Eom, A.F. Marschall, Y. Suzuki, T.H. Geballe, B. Boyer, R.F.W. Pease, R.B. van Dover und J.M. Phillips, Phys. Rev. B **46** 11902 (1992)
- [Fel86] L.C. Feldman, J.W. Mayer, Fundamentals of surface and thin films analysis, North-Holland, New York (1986)
- [Fio85] Fiory und Hebard, Physica B **135** 124 (1985)
- [Fis91] B. Fisher, G. Koren, J. Genossar, L. Patlagan und E.L. Gartsstein, Physica C **176** 75 (1991)
- [For92] L. Forro, V. Ilakovak und J.R. Cooper, Phys. Rev. B **46** 6626 (1992)
- [Fre93] T. Freltoft, Y.Q. Shen und P. Vase, IEEE Trans. on Appl. Supercond., Vol 3, No. 1, 2937-2939 (1993)
- [Fre95] T. Frey, J. Mannhart, J.G. Bednorz und E.J. Williams, Phys. Rev. B **51** 3257 (1995)
- [Fre96] T. Frey, J. Mannhart, J.G. Bednorz und E.J. Williams, Jpn. J. Appl. Phys. **35** 384-386 (1996)
- [Fri90] T.A. Friedemann, M.W. Rabin, J. Giapintzakis, J.P. Rice und D.M. Ginsberg, Phys. Rev. B **42** 6217 (1990)
- [Gal93] D. Galt, J.C. Price, J.A. Beall und R.H. Ono, Appl. Phys. Lett. **63** 3078 (1993)
- [Gee89] J. Geerk, G. Linker und O. Meyer, Mat. Sci. Rep. **4** 193 (1989)
- [Ger86] Gertsen, Kneser, Vogel, Physik, Springer-Verlag 1986
- [Ger91] C. Gerber, D. Anselmetti, J.G. Bednorz, J. Mannhart und D.G. Schlom, Nature **350** 279 (1991)
- [Glo60] Glover und Sherrill, Phys. Rev. Lett. **5** 248 (1960)
- [Gru90] D. Grube, Diplomarbeit, FH Wiesbaden (1990)
- [Ham91] C. Hamann, M. Hietschel, Raster-Tunnel-Mikroskopie, Akademie-Verlag Berlin 1991
- [Hau94] R. Hauff, V. Breit, H. Claus, D. Herrmann, A. Knierim, P. Schweiss, A. Erb und G. Müller-Vogt, Physica C **235-240** 1953-1954 (1994)
- [Heb87] A.F. Hebard, A.T. Fiory und R.H. Eick, IEEE Trans. On Mag. **23** 1279 (1987)

LITERATURVERZEICHNIS

- [Heg64] E. Hegenbarth, Phys. Stat. Sol. **6** 333 (1964)
- [Hir92] T. Hirano, M. Ueda, K. Matsui, T. Fujii, K. Sakuta und T. Kobayashi, Jpn. J. Appl. Phys. **31** 1345 (1992)
- [Hüt94] D. Hüttner, U. Günther, O. Meyer, J. Reiner und G. Linker, Appl. Phys. Lett. **65** 2863 (1994)
- [Hüt95] D. Hüttner, FZKA-Bericht **5558** (1995)
- [Iye92] Y. Iye, in Physical Properties of High Temperature Superconductors III, edited by D.M. Ginsberg (World Scientific Publishing, Singapore 1992)
- [Jes94] U. Jeschke, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1994)
- [Joo95] K. Joosse, Y.M. Boguslavskij, L. Vargas, G.J. Gerritsma und H. Rogalla, IEEE Trans. on Appl. Superconductivity **5** 2883 (1995)
- [Jor87] J.D. Jorgensen, M.A. Beno, D.G. Hinks, L. Sonderholm, K.J. Volin, R.L. Hitterman, J.D. Grace, I.K. Schuller, C.U. Serge, K. Zhang und S. Kleefisch, Phys. Rev. **B 36** 3608 (1987)
- [Jor90] J.D. Jorgensen, B.W. Veal, A.P. Paulikas, L.J. Novicki, G.W. Crabtree, H. Claus und W.K. Kowk, Phys. Rev. **B 41** 1863-1877 (1990)
- [Kec89] A.M. Kechiantz, Proc of the European Conference on High-T_c Thin Films and Single Crystals, Vol 24, 556-561, Ustron, Poland (1989)
- [Kec92] A.M. Kechiantz, Physica C **196** 48-56 (1992)
- [Kin90] J.J Kingston, F.C. Wellstood, P. Lerch, A.H. Miklich und J. Clarke, Appl. Phys. Lett. **Vol. 56**, No. 2, 189-191 (1990)
- [Kle92] R. Kleiner, F. Steinmeyer, G. Kunkel und p. Müller, Phys. Rev. Lett. **68**, No. 15, 2394-2397 (1992)
- [Kni92] A. Knierim, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1992)
- [Koh96] F. Kohlrausch, Praktische Physik, Band 2, Teubner Stuttgart (1996)
- [Kop89] K. Kopitzki, Einführung in die Festkörperphysik, Teubner Stuttgart (1989)
- [Kul94] W. Kula und R. Sobolewski, Phys. Rev. **B 49** 6428 (1994)
- [Lan68] R. Landauer und J.J. Hall, Science **160** 736 (1968)

LITERATURVERZEICHNIS

- [Lan70] R. Landauer, *Physics Today*, 22 (1970)
- [Len89] R. Lenk, *Fachlexikon ABC Physik*, Harri Deutsch Verlag (1989)
- [Lin81] G. Linker, *KfK-Bericht* **3146** (1981) 30
- [Lin93] G. Linker, E. Brecht, J. Geerk, R. Henn, O. Meyer, F. Ratzel, J. Reiner, J. Remmel, R. Smithey und M. Strikovsky, *J. Alloys Compounds* **195** (1993) 263
- [Mai69] L.I. Maissel, R. Glang, *Handbook of Thin Film Phenomena*, Mc Graw Hill Book Company (1968)
- [Man91] J. Mannhart, D.G. Schlom, J.G. Bednorz und K.A. Müller, *Phys. Rev. Lett.* **67** 2099 (1991)
- [Man91b] J. Mannhart, J.G. Bednorz, K.A. Müller und D.G. Schlom, *Z. Phys. B-Condensed Matter* **83** 307 (1991)
- [Man92] J. Mannhart und A. Kleinsasser, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* Vol. **275** 549 (1992)
- [Man92b] J. Mannhart, *Mod. Phys. Lett. B*, Vol. 6, No. 8, 555-571 (1992)
- [Man93] J. Mannhart, J. Ströbel, J.G. Bednorz und Ch. Gerber, *Appl. Phys. Lett.* **62** (6) 630 (1993)
- [Man96] J. Mannhart, private Mitteilung, GAS-Treffen (1996)
- [May96] B. Mayer, J. Mannhart und H. Hilgenkamp, *Appl. Phys. Lett.* **68** 21 (1996)
- [Mis93] N. Missert, C.D. Reintsema, J.A. Beall, T.E. Harvey, R.H. Ono, D.A. Rudman, D.Galt und J.C. Price, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **3** 1741 (1993)
- [Moe93] B.H. Moeckley, D.K. Lathrop und R.A. Buhrman, *Phys. Rev. B* **47** 400 (1993)
- [Mül79] K.A. Müller und H. Burkard, *Phys. Rev. B* **19** 3593 (1979)
- [Nak94] K. Nakajima, K. Yokota, J. Chen, H. Myoren und T. Yamashita, *Jpn. J. Appl. Phys.* Vol **33**, 934-937 (1994)
- [Nev72] R.C. Neville B. Hoeneisen und C.A. Mead, *J. Appl. Phys.* **43** 2124 (1972)
- [Ong90] N.P. Ong, in *Physical Properties of High Temperature Superconductors II*, edited by D.M.Ginsberg, (World Scientific Publishing Singapore 1990)

LITERATURVERZEICHNIS

- [Onn11] H.K. Onnes, Comm. Leiden, 120b (1911)
- [Poe94] S. Poelders, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (1994)
- [Pou91] H.F. Poulsen, N.H. Andersen, J.V. Andersen, H. Bohr und O.G. Mouritsen, Nature **349** 594-596 (1991)
- [Pru96] W. Prusseit, M. Rapp und R. Semerad, J. of Low Temp. Phys., Vol 105 (1996)
- [Püm89] B. Pümpin, Physica C **162-164** 151 (1989)
- [Rao91] C.N.R. Rao, J. Gopalakrishnan, A.K. Santra und V. Manivannan, Physica C **174** 11 (1991)
- [Rea89] D. Reagor, E. Ahrens, S.-W. Cheong, A. Migliori und Z. Fisk, Phys. Rev. Lett. **62** 2048 (1989)
- [Rou94] J.L. Routbort und S.J. Rothman; J. Appl. Phys. **76** (10) (1994)
- [Saw62] E. Sawaguchi, A. Kikuchi und Y. Kodera, J. Phys. Soc. Jpn. **17** (1962)
- [Sch94] R. Schneider, J. Geerk, G. Linker, O. Meyer und R. Smithey, Physica C **220** 165 (1994)
- [Sch95] P. Schneider, FZKA-Bericht **5563** (1995)
- [Sch95b] R.M. Schalk, K. Kundzins, H.W. Weber, E. Stangl, S. Proyer und D. Bäuerle, Physica C **257** (1996) 341-354
- [Sch95c] H.J. Schulz, J. Eichler, M. Rosenzweig, D. Sprengel, H. Wetzels, Experimentalphysik für Ingenieure, Vieweg-Verlag (1995)
- [Sch95d] R. Schneider und R. Auer, Appl. Phys. Lett. **67** (14) 1995
- [Sch97] R. Schneider und R. Auer, „SuFET as a switch and amplifier“, wird zur Veröffentlichung in „Superconductor Science and Technology“ eingereicht
- [Sei89] A. Seidel, KfK-Bericht **4665** (1989) 16
- [Sod92] E. Sodke, Bericht des Forschungszentrums Jülich, 2686 (1992)
- [Sze81] S.M. Sze, Physics of Semiconductor Devices 1981 (Wiley, New York)
- [Tab68] Int. Tables for X-Ray Crystallography, The Kynoch Press, Birmingham (1968)

LITERATURVERZEICHNIS

- [Tal91] J.L. Tallon, *Physica C* **176** 547 (1991)
- [Tal95] J.L. Tallon, C. Bernhard, H. Shaked, R.L. Hitterman und J.D. Jorgensen, *Phys. Rev. B* **51** 12911 (1995)
- [Tal96] V. Talyansky, S.B. Ogale, I. Takeuchi, C. Doughty und T. Venkatesan, *Phys. Rev. B* **53** 14575 (1996)
- [Tem80] V.A.K. Temple, R.P. Love und P.V. Gray, *IEEE Trans. Electron Devices* **ED-27**, 343-349 (1980)
- [Tin88] M. Tinkham, *Helv. Phys. Acta* **61** 443 (1988)
- [Tok88] Y. Tokura, J.B. Torrance, T.C. Huang und A.I. Nazzal, *Phys. Rev. B* **38** 7156 (1988)
- [Tra88] J.M. Tranquada, S.M. Heald, A.R. Moodenbaugh und Youwen Xu *Phys. Rev. B* **38**, 8893 (1988)
- [Try88] Z. Trybula, J. Stankowski und J. Baszynski, *Physica C* **156** 485 (1988)
- [Uem89] Y.J. Uemura, G.M. Luke, B.J. Sternlieb, J.H. Brewer, J.F. Carolan, W.N. Hardy, R. Kadono, J.R. Kempton, R.F. Kiefl, S.R. Kreitzman, P. Mulhern, T.M. Riseman, D.L. Williams, B.X. Yang, S. Uchida, H. Takagi, J. Gopalakrishnan, A.W. Sleight, M.A. Subramanian, C.L. Chien, M.Z. Cieplak, G. Xiao, V.Y. Lee, B.W. Statt, C.E. Stronach, W.J. Kossler und X.H. Yu, *Phys. Rev. Lett* **62**, 2317 (1989)
- [Vea89] B.W. Veal, J.Z. Liu, A.P. Paulikas, K. Vandervoort, H. Claus, J.C. Campuzano, O. Olson, A.B. Yang, R. Liu, C. Gu, R.S. List, A.J. Arko und R. Barlett *Physica C* **158**, 276 (1989)
- [Vea90] B.W. Veal, A.P. Parlikas, H. You, H. Shi, Y. Fang und J.W. Downey, *Phys. Rev. B* **42** 6305 (1990)
- [Wal92] A. Walkenhorst, C. Doughty, X.X. Xi, Q. Li, C.J. Lobb, S.N. Mao und T. Venkatesan, *Phys. Rev. Lett.* **69** 2709 (1992)
- [Wed86] Ch. Weddigen, W. Jüngst, *Elektronik*, Springer-Verlag (1986)
- [Win91] K. Winzer und G. Kumm, *Z. Phys. B - Cond. Matter* **82** 317 (1991)
- [Wor88] T.K. Worthington, W.J. Gallagher, D.L. Kaiser, F.H. Holtzberg und T.R. Dinger, *Physica C* **153-155** 32 (1988)

LITERATURVERZEICHNIS

- [Wu87] M.K. Wu, J.R. Ashburn, C.J. Tong, P.H. Hor, R.L. Meng, L. Gao, Z.J. Huang, Y.Q. Wang, C.W. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **58** 908 (1987)
- [Xi89] X.X. Xi, J. Geerk, G. Linker, Q. Li und O. Meyer, *Appl. Phys. Lett.* **54** 23 (1989)
- [Xi91] X.X. Xi, Q. Li, C. Doughty, C. Kwon, S. Bhattacharya, A.T. Findikoglu und T. Venkatesan, *Appl. Phys. Lett.* **59** 3470 (1991)
- [Xi92] X.X. Xi, C. Doughty, A. Walkenhorst, C. Kwon, Q. Li und T. Venkatesan, *Phys. Rev. Lett.* **68** 1240 (1992)
- [Xu89] Y. Xu, M. Suenaga, J. Taftø, R.L. Sabatini, A.R. Moodenbaugh und P. Zolliker *Phys. Rev. B* **39** 6667 (1989)
- [Yam93] H. Yamaguchi, P.Y. Lesaicherre, T. Sakuma, Y. Miyasaka, A. Ishitani und M. Yoshida, *Jpn. J. Appl. Phys.* **32** 4069 (1993)
- [Yvo89] K. Yvon und M. Francois, *Z. Phys. B* **76** 413 (1989)
- [Zho97] J.-P. Zhou, R.-K. Lo, S.M. Savoy, M. Arent, J. Armstrong, D.-Y. Yang J. Talvacchio und J.T. Mc Devitt, *Physica C* **273** 223-232 (1997)
- [Zie73] J.F. Ziegler und W.K. Chu, *Energy Loss and Backscattering of He-Ions in Matter*, RC 4288 (1973)